

УДК 533

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ОПТИМИЗАЦИЯ ЛАЗЕРНОЙ СИСТЕМЫ НА КРАСИТЕЛЕ 1000 Вт СРЕДНЕЙ МОЩНОСТИ

С. В. Васильев, М. А. Кузьмина, В. А. Мишин

Институт общей физики РАН, Москва, Россия

Аналитически и численным моделированием проведено исследование лазерной системы на растворах органических красителей. Для оценки параметров системы предложена модель "идеального усилителя". На примере построения лазерной системы с выходной мощностью 1000 Вт, накачиваемой лазерами на парах меди, показаны общие принципы расчета и оптимизации.

В связи с развитием лазерного метода разделения изотопов, освоенного на изотопически селективной фотоионизации атомов (технология AVLIS), появилась необходимость создания узкополосных перестраиваемых по частоте лазерных систем с выходной средней мощностью порядка сотен или тысяч ватт. Условия оптимального режима фотоионизации требуют коротких, длительностью порядка 10 нс, лазерных импульсов, следующих с частотой порядка десятка кГц. Поэтому эти системы создаются на основе лазеров на органических красителях (ЛК), накачиваемых излучением лазеров на парах меди (ЛПМ) или удвоенным по частоте излучением NdYAG или YbYAG-лазеров.

Практическая необходимость в создании такого рода систем инициировала большое число работ, относящихся к исследованию лазеров на красителях. Наиболее полно достижения в этой области изложены в работе [1]. Однако подавляющее число публикаций касается исследования работы отдельного усилительного элемента, и почти отсутствуют публикации, посвященные как организации усилительных систем, так и их оптимизации. К ряду таких публикаций можно отнести: общее описание системы лазеров на красителях, построенной в Ливерморской национальной лаборатории США [2]; имеющую многообещающее название, но труднодоступную работу японских исследователей [3]; работу [4], касающуюся усилительной системы с продольной накачкой, и [5], посвященную построению систем с импульсами фемтосекундной длительности. К сожалению, ни одна из этих работ не дает общих представлений и принципов построения системы лазеров на красителях.

В этой работе мы представили качественные соображения, позволяющие оценить основные параметры системы, и провели математическое моделирование для ее детального расчета и оптимизации. На примере создания лазерной системы с выходной средней мощностью 1000 Вт, использующей краситель Родамин 6Ж (диапазон длин волн 560—580 нм) и рассчитанной под накачку зеленой линией ЛПМ, продемонстрируем методику построения таких систем. Условимся, что система ЛК строится из усилителей с поперечной накачкой (направления излучения накачки и усиливаемого излучения взаимно ортогональны), и заданная мощность должна быть получена для граничной длины волны 580 нм. Таким образом, задача исследования ставится так: заданы мощность на входе и выходе лазерной системы, типы красителя и лазера накачки. Нужно определить требуемую мощность накачки, конфигурацию системы и параметры усилителей, входящих в систему. Из-за ограниченного объема статьи опустим вопросы, связанные с минимизацией уровня усиленного спонтанного излучения и временной синхронизацией импульсов в усилителе.

Математическая модель системы

В качестве теоретической модели используем общепринятые в этом случае уравнения баланса для описания среды и уравнения переноса фотонов для излучения.

Термин “излучение лазера на красителе” (ИЛК) далее мы будем относить к усиливаемому излучению, а лазерное излучение накачки будем называть “излучением накачки” (ИН).

Схема уровней молекулы красителя изображена на рис. 1. Излучение лазера накачки переводит молекулы красителя из основного S_0 в первое возбужденное состояние S_1 . Молекула затем термически релаксирует на нижние колебательно-вращательные уровни состояния S_1 , откуда идет лазерный переход в состояние S_0 , где молекула опять релаксирует на нижние колебательные уровни. Скорость релаксации имеет характерные времена несколько пикосекунд, что больше всех характерных скоростей переходов нашей задачи. Поэтому можно предположить, что внутри электронных состояний мгновенно устанавливается Больцмановское распределение населенностей. Переходы между состояниями S_1 и S_2 вносят потери излучения [6]. В рамках нашей задачи можно считать безизлучательную релаксацию с уровней S_2 мгновенной, что приводит к поглощению излучения, но не меняет населенность верхнего уровня. Переходами между синглетными и триплетными состояниями, в рамках нашей задачи, пренебрегаем, так как характерные времена их велики по сравнению с длительностью лазерного импульса. Например, для красителя Родамин 6Ж это время равно 380 нс, что более чем на порядок превышает длительность лазерного импульса.

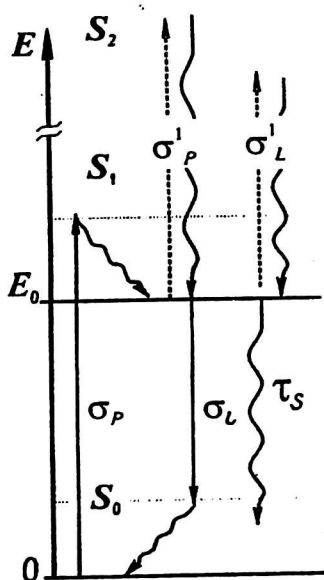


Рис. 1. Схема переходов в молекуле красителя.

Прямыми и волнистыми линиями обозначены вынужденные и спонтанные переходы; S — синглетная система электронных состояний, остальные обозначения см. в тексте

Сделанные допущения позволяют считать энергетический спектр раствора красителя состоящим из двух электронных полос S_0 и S_1 , с равновесным

распределением молекул по энергиям внутри каждой полосы: $dn_i(\varepsilon) = n_i \exp(-\varepsilon) d\varepsilon$, $\varepsilon = e/kT$, где dn_i — плотность числа частиц; n_i — населенность i -го электронного уровня; e — локальная энергия уровня; k — постоянная Больцмана; T — температура. Это рождает ряд следствий.

Переходы с S_0 на S_1 идут при поглощении фотона. Если энергия кванта $h\nu$ больше энергии чистого электронного перехода E_0 , то в этом процессе принимают участие все частицы, находящиеся на уровне S_0 . При $h\nu < E_0$ на уровень S_1 могут попасть лишь молекулы из верхних подуровневой полосы S_0 с локальной энергией, удовлетворяющей условию $e \geq E_0 - h\nu$. Это позволяет описать поглощение красителем усиливаемого излучения в коротковолновой части спектра. Вынужденные и спонтанные переходы частиц с S_1 на S_0 сопровождаются испусканием фотона. При $h\nu < E_0$ эти процессы возможны для всех частиц, населяющих S_1 , а при $h\nu > E_0$ — только для высокоэнергичного хвоста распределения Больцмана с локальной энергией частиц $e \geq h\nu - E_0$. Это позволяет естественным образом описать эффективную разность населенностей верхнего и нижнего уровней в зависимости от длины волны усиливаемого излучения. Относительно переходов между S_1 и S_2 состояниями можно заметить, что в большинстве красителей расстояние между полосами S_1 и S_2 невелико, поэтому будем считать, что в этом процессе могут участвовать все частицы, населяющие уровень S_1 .

Таким образом, эта схема позволяет автоматически учитывать полное число молекул, взаимодействующих с излучением в зависимости от длины волны излучения и температуры раствора красителя.

Задача решается в трехмерных координатах, но ИЛК и ИН описываются нестационарными уравнениями переноса в одномерном приближении.

ИЛК направлено по оси y , ИН — параллельно оси x , активная среда накачивается с двух сторон. Поперечные размеры активной области по осям x и z равны и в дальнейшем будем называть их апертурой. С учетом указанных соображений и геометрии активной среды уравнения для населенностей уровней и излучений записываются так:

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial t} n_1 = \sigma_P I_P [n_0 - n_1 e_P] + \sigma_L I_L [n_0 e_L - n_1] + \sigma_S I_S [n_0 e_S - n_1] - n_1 / \tau_S; n = n_1 + n_0 \right.$$

$$\left. \left(\frac{\partial}{\partial x} \pm \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \right) I_P^{+,-} = \left\{ \sigma_P [-n_0 + n_1 e_P] - \sigma_P^1 n_1 \right\} I_P^{+,-}; \right.$$

$$\left. \left(\frac{\partial}{\partial y} + \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \right) I_L = \left\{ \sigma_L [-n_0 e_L + n_1] - \sigma_L^1 n_1 \right\} I_L; \right. \tag{1}$$

$$\left. \left(\frac{\partial}{\partial y} \pm \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} \right) I_S^{+,-} = \left\{ \sigma_S [-n_0 e_S + n_1] - \sigma_S^1 n_1 \right\} I_S^{+,-} + \frac{\Omega n_1}{4\pi\tau_S}, \right.$$

Прежде рассмотрим поглощение ИН и оценим неоднородность зоны усиления по оси x . Подставляя в уравнение для ИН в системе (3) выражения для населенностей уровней, получим:

$$\frac{\partial I_P}{\partial x} = -n\sigma_P I_P \left(1 - \frac{(1 - \sigma_P^1 / \sigma_P)}{1 + (\sigma_L I_L \pm 1 / \tau_S) / \sigma_P I_P} \right).$$

Так как в усилителе с поперечной накачкой (в среднем по L) скорость лазерного перехода заведомо больше скорости накачки, то вторым членом в скобках можно пренебречь по сравнению с единицей. Тогда поглощение ИН определяется величиной $n\sigma_P a$.

При двусторонней накачке распределение ИН по оси x активной зоны определяется выражением

$$I_P(x) = 0,5 I_P^{in} (\exp(-n\sigma_P x) + \exp(-n\sigma_P (a - x))). \quad (4)$$

Это выражение позволяет при заданной величине поперечной неоднородности накачки определить требуемую концентрацию красителя. Усредненную по x координате величину I_P получим, интегрируя выражение (4) и деля его на a

$$\langle I_P \rangle = I_P \beta / C, \quad \beta = 1 - \exp(-C), \quad \sigma_P n a = C. \quad (5)$$

Теперь задача, описываемая уравнениями (3), становится одномерной.

Для оценки характеристик усилительного каскада в целом рассмотрим т. н. "идеальный усилитель" (ИУ). Условимся, что ИУ обладает следующими свойствами: усиливает сигнал с заданной входной мощностью до заданной выходной мощности; плотность мощности ИЛК постоянна вдоль оси y ; отношение скоростей переходов, обусловленных ИЛК и ИН, постоянно в каждом поперечном сечении усилителя. Такой взгляд на усилительный каскад позволяет рассматривать его как единую систему. Схематично ИУ изображен на рис. 2.

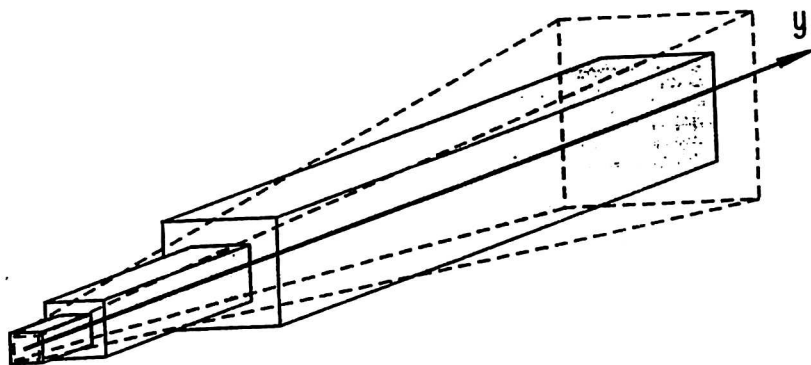


Рис. 2. Принципиальная геометрия "идеального усилителя" и ее аппроксимация набором из трех усилителей с постоянной апертурой. (Контур "идеального усилителя" обозначен пунктиром)

Апертура усилителя имеет квадратное сечение со стороной $a(y)$. Для того чтобы поглощение ИН не зависело от y , будем полагать, что $n = n(y)$ и меняется обратно пропорционально $a(y)$.

Обозначая $\sigma_L I_L / \sigma_P \langle I_P \rangle = A$, $B = I_L \tau_S \sigma_L$ и полагая I_L независимым от y , получим:

$$I_L = \frac{\Phi_L}{a^2}, \quad \frac{da}{dy} = \frac{\Delta\sigma_L}{2(1 + A + A/B) \sigma_P} C. \quad (6)$$

Интегрируя (6), получим:

$$a^{out} - a^{in} = \frac{\Delta\sigma_L}{2(1 + A + A/B) \sigma_P} C L; \quad a = \sqrt{\Phi_L \tau_S \sigma_L / B}. \quad (7)$$

По заданным величинам потоков фотонов ИЛК определяются входная и выходная апертуры усилителя, а следовательно, и длина активной зоны. Распределение накачки вдоль оси y получим из (5) и (6):

$$d\Phi_P = \frac{\sigma_L (1 + 1/A + 1/B)}{\Delta\sigma_L \beta} d\Phi_L.$$

Так как входная и выходная мощности усилителя заданы, то, интегрируя это выражение, получаем требуемую мощность накачки. Определяя КПД идеального усилителя как $\eta = \frac{\lambda_L d\Phi_L}{\lambda_P d\Phi_P}$,

$$\text{получим: } \eta = \eta_{\max} \frac{1}{1 + 1/A + 1/B}, \quad \eta_{\max} = \frac{\lambda_P \Delta\sigma_L}{\lambda_L \sigma_L} (1 - e^{-C}). \quad (8)$$

Таким образом, максимальный КПД зависит от поглощенной мощности накачки, умноженный на коэффициент, зависящий от отношения сечений лазерного перехода и сечения поглощения лазерного излучения из первого возбужденного состояния. Из этой формулы видно, что поглощение лазерного излучения из возбужденного состояния кардинальным образом определяет КПД преобразования, а для достижения высокой величины η величины A и B должны быть достаточно большими, т. е. скорость лазерного перехода должна быть значительно больше как скорости накачки, так и скорости спонтанного распада τ_S .

Полученные выражения позволяют оценить основные параметры усилительной системы. Для этого зафиксируем величины констант, входящих в уравнения. Примем величину C равной 2,65 (93 % поглощения, неоднородность накачки в поперечном направлении 0,5), величину A примем равной 10, величину B — равной 20 (скорость спонтанного распада верхнего лазерного уровня составляет 5 % от скорости лазерного перехода). Здесь есть некоторый произвол в выборе величин A , B и C , но, тем не менее, они выбраны из разумных соображений. Величина C выбрана из условия значительного поглощения ИН, что увеличивает КПД усилителя. При увеличении A увеличи-

вается КПД, но одновременно линейно растет и длина ИУ [см. (7)], из (8) видно, что увеличение A более 10 не приводит к значительному увеличению КПД. От величины B слабо зависят геометрические размеры ИУ, но из (8) следует, что B должна быть равна или несколько больше величины A . Далее мы рассмотрим ограничения на эти величины. Примем, что энергия входного импульса 10^{-4} Дж, а выходного — 10^{-1} Дж, импульс гауссов с полушириной 10 нс. Тогда КПД преобразования усилительного каскада равен 0,329 [$\eta_{\max}(580 \text{ нм}) = 0,378$]; требуемая энергия импульса накачки 0,304 Дж, входная апертура — 0,21 мм, выходная — 6,77 мм, длина активной зоны — 123 мм. При этом плотность мощности ИЛК в поперечном сечении ИУ равна 12,3 МВт/см².

Полученные результаты позволяют рассчитывать усилительную систему как каскад усилителей с постоянной апертурой, аппроксимирующих ИУ. Приведем пример практической реализации, приближая идеальный усилитель с вышеприведенными параметрами, тремя усилительными ячейками с коэффициентом усиления $G = 10$ (каждая). Тогда линейные параметры усилительных ячеек относятся как $1:G^{1/2}:G$, концентрации раствора красителя — в обратной пропорции, а отношение мощностей накачки — $1:G:G^2$. Значения параметров приведены в табл. 2. Здесь $\langle a \rangle$ — усредненная апертура, равная половине суммы входной $a_{\text{вх}}$ и выходной $a_{\text{вых}}$ апертур каждого усилителя; $\langle n \rangle$ — концентрация красителя для ячейки с апертурой $\langle a \rangle$, сохраняющая величину C ; L — длина усилительной ячейки; E — энергия импульса накачки. В случае четырехступенчатого усилителя линейные параметры усилительных ячеек относятся как $1:G^{1/2}:G:G^{3/2}$, отношение мощностей накачки — $1:G:G^2:G^3$ и так далее...

Таблица 2

Наименование	$a_{\text{вх}}, \text{ мм}$	$a_{\text{вых}}, \text{ мм}$	$\langle a \rangle, \text{ мм}$	$L, \text{ мм}$	$\langle n \rangle, \text{ М/л}$	$E, \text{ мДж}$
1-й усилитель	0,21	0,68	0,45	8,7	$6 \cdot 10^{-4}$	2,7
2-й усилитель	0,68	2,1	1,4	28	$1,9 \cdot 10^{-4}$	27
3-й усилитель	2,1	6,8	4,5	87	$0,6 \cdot 10^{-4}$	270

Итак, в результате анализа модели ИУ мы получили возможность буквально “на пальцах” оценивать параметры усилительного каскада с требуемыми характеристиками. Однако реальная усилительная система строится из усилительных ячеек с постоянной апертурой и это требует уточнения выражений для определения величин коэффициента усиления и КПД.

Для решения этой задачи вернемся к системе (3)

$$\left(1 + \frac{1/\tau_S}{\sigma_P \langle I_P \rangle}\right) \ln(G) + \frac{\sigma_L I_L^{\text{in}}}{\sigma_P \langle I_P \rangle} (G - 1) = \Delta \sigma_L n L. \quad (9)$$

Здесь G — коэффициент усиления, $G \equiv I_L^{\text{out}}/I_L^{\text{in}}$.

Поскольку нас главным образом интересует эффективность преобразования (КПД), то, определяя величину КПД преобразования через потоки фотонов

$$\eta = \frac{(\Phi_L^{out} - \Phi_L^{in}) \lambda_P}{\Phi_P \lambda_L} \quad (10)$$

и расписывая через нее выражение (9), получим уравнение, связывающее G и КПД преобразования:

$$1 - \frac{\eta}{\eta_{max}} = \left[1 + \frac{1}{\tau_s \sigma \langle I_P \rangle} \right] \frac{\ln(G)}{\eta \Delta \sigma_L L} \quad (11)$$

Из (11) видно, что для получения КПД, близкого к максимальному, необходимо добиться такого соотношения параметров усилительной ячейки и потоков фотонов излучений, чтобы правая часть уравнения (11) была близка к 0. Из него же видно, что при заданном потоке фотонов ИЛК на входе усилителя с увеличением длины активной зоны КПД растет, приближаясь к максимальному (первый член в квадратных скобках), однако есть предел, обусловленный отношением скоростей спонтанного распада возбужденного состояния и скорости накачки (второй член в квадратных скобках). Также очевидно, что КПД всегда можно сделать близким к максимальному, увеличивая поток ИЛК на входе, т. е. уменьшая величину коэффициента усиления ячейки.

Теперь можно подставить параметры усилительной ячейки, полученные из рассмотрения ИУ, в выражение (11) и проверить, насколько КПД, предсказываемое ИУ, совпадает с КПД усилительной ячейки с постоянной температурой. Подстановка в (11) параметров, полученных для оконечной ячейки, дает $\eta/\eta_{max} = 0,854$, для ИУ — $\eta/\eta_{max} = 0,870$, т. е. КПД ячейки с постоянной апертурой практически тот же, что и для ИУ.

Из (11) следует также, что для получения высоких значений КПД апертура усилительной ячейки должна быть сделана минимальной. При этом увеличиваются скорости вынужденных переходов по сравнению с τ_s , что приводит к увеличению КПД преобразования и увеличению коэффициента усиления единичной ячейки, а следовательно, и к уменьшению общего количества ступеней усиления; уменьшается объем активной области и, следовательно, требуемая скорость прокачки (л/с) раствора красителя через активную зону. Но минимальный размер апертуры ограничен рядом физических процессов. Например, скорости вынужденных переходов должны быть существенно меньше скоростей безизлучательных релаксаций как внутри S состояний, так и между ними; плотность мощности ИЛК должна быть ниже величины, вызывающей фоторазложение раствора красителя и оптический пробой выходного окна кюветы. Поэтому выбор предельно допустимой величины плотности

мощности ИЛК носит исключительно важный характер и определяет в конечном итоге характеристики всего усилительного каскада.

Очевидно, что величина предельно допустимой плотности мощности может быть получена лишь экспериментально. Известно, что предельная плотность мощности оптического излучения, вызывающая разрушение кварца, довольно высока (10^9 Вт/см²), но на границе жидкость—кварц она значительно ниже и определяется светоиндуцированной диссоциацией молекул активной среды на поверхности. Поэтому предельная плотность мощности, вызывающая оптический пробой на границе раствор красителя — выходное окно усилителя, зависит от типа красителя и растворителя и, судя по данным [1], ее верхний предел в высокоуглеродных растворителях может составлять всего лишь 20 МВт/см². Так как Родамин 6Ж хорошо растворяется и не агрегируется в малоуглеродных водозатанольных растворах, примем величину предельной интенсивности ИЛК на выходе усилителя равной 25—30 МВт/см². При заданной средней мощности излучения, длительности и частоте повторения импульсов это позволяет сразу же определить апертуру оконечного усилителя. Условиями задачи определено, что в заданной полосе частот средняя выходная мощность каскада должна быть не ниже 1000 Вт. При частоте повторения импульсов накачки 10 кГц и характерной полуширине гауссова импульса 10 нс получим, что пиковая мощность излучения в импульсе будет равна 5,6 МВт. Если учесть величину предельной плотности мощности в импульсе, то получим площадь апертуры, равную 0,25 см² (5х5 мм). При этом пиковая плотность мощности излучения на выходном окне кюветы составит 22 МВт/см². В центре полосы усиления мощность ИЛК будет несколько выше, но не выйдет за пределы допустимого. Для заданных выше параметрах 3-го усилителя (см. табл. 2): $L = 87$ мм, при апертуре 5 мм, отношение η/η_{\max} равно 0,832, соответственно мощность накачки должна быть равна 2860 Вт. Если же принятая нами величина предельной плотности мощности окажется слишком велика, то согласно модели ИУ следует увеличить апертуры усилителей и одновременно увеличить их количество в системе или принять как неизбежное пониженный КПД преобразования.

Обратим внимание на следующее обстоятельство. Из уравнения (9) следует, что есть только три безразмерных параметра: $\tau_5\sigma_P(I_p)$, σ_{pna} и $\Delta\sigma_{Ln}L$, определяющих его решение. Это позволяет ввести правило подобия для масштабирования усилителей. Положим, рассчитана усилительных ячейка на определенную выходную мощность, но требуется выходная мощность усилительной ячейки в k раз ниже. Тогда, пользуясь правилом подобия, можно утверждать, что: мощности ИЛК и ИН должны быть тоже в k раз ниже; размер апертуры, длина активной зоны в \sqrt{k} раз меньше; концентрация красителя — в \sqrt{k} раз больше; объем прокачки меньше в k^2 раза. В табл. 3 приведены параметры, связанных правилом подобия, усилительных ячеек трехкаскадного усилителя, рассчитанного на усиление сигнала от 1 Вт сред-

ней мощности до 1000 Вт. Здесь a , L — апертура и длина усилительной ячейки; n — концентрация красителя. Их мы будем использовать в качестве исходных для численного моделирования. Далее видим, что правило масштабирования строго выполняется и при численном моделировании, т. е. если усилительный каскад строится из идентичных ячеек, то можно провести численное моделирование только любой одной ступени каскада усилителя, а характеристики любой другой ступени получить путем применения арифметических операций.

Таблица 3

Наименование	a , мм	L , мм	n , М/л	E , мДж
1-й усилитель	0,5	9	$5,5 \cdot 10^{-4}$	2,9
2-й усилитель	1,6	29	$1,7 \cdot 10^{-4}$	29
3-й усилитель	5	90	$0,55 \cdot 10^{-4}$	290

Численное моделирование усилительного каскада

Рассмотрение результатов численного моделирования начнем с первого усилителя (в дальнейшем, 1-й, 2-й и 3-й усилители будем обозначать: 1У, 2У, 3У). Примем величину коэффициента поглощения ИН во всех усилительных ячейках равной 2,65 исходя только из соображения получения достаточно высокого КПД. Проблема выбора здесь связана с тем, что большие концентрации красителя, с одной стороны, увеличивают КПД (поскольку более полно используется ИН), с другой — вызывают большую величину неоднородности накачки активной зоны по x координате (по z координате считаем распределение мощности накачки однородным). Это обуславливает неоднородность распределения интенсивности и, возможно, — фазы выходного пучка ИЛК. Если требования на качество пучка высоки, могут возникнуть ограничения на величину поглощения ИН. С другой стороны, расстояние между усилителями обычно столь велико (для подавления связи между усилителями по УСИ), что эта неоднородность может быть существенно сглажена за счет дифракции светового пучка. Мы рассмотрим эту проблему далее, а пока приведем результаты численного моделирования 1У для заданного коэффициента поглощения ИН. Распределение мощности ИЛК на ее входе полагалось гауссовым. Требовалось определить оптимальный размер гауссиана для заданной апертуры ячейки и требуемую плотность энергии ИЛК на ее входе. Оптимальный размер пучка должен доставлять максимум КПД. Поэтому был проведен численный эксперимент по усилению аксиально симметричного гауссова пучка в усилительной ячейке квадратного профиля и нахождении его оптимального размера при фиксированной величине энергии входного импульса. Результаты численного эксперимента приведены на рис. 3. Из них следует, что оптимален гауссиан с характерным радиусом $R = (0,75 \div 0,8) a/2$. Кривые зависимости КПД преобразования от величины

плотности энергии входного сигнала и длины активной среды (в безразмерных величинах) показаны на рис. 4. Из них видно, что длина активной области должна лежать в пределах 8—10 мм. Поскольку выходная мощность равна сумме входной и экстрагированной мощностей, из графика видно, что выходная мощность 10 Вт достигается при выходной мощности около 1 Вт ($G=10$), что соответствует почти четырехкратному ($3,7/\tau_S$) превышению скорости перехода, обусловленного ИЛК на входе в активную среду над скоростью спонтанного распада. Распределение ИЛК на выходе ячейки показано на рис. 5, где можно видеть, что неоднородность распределения ИЛК — I_{\min}/I_{\max} равна 0,5 и точно соответствует оценке, полученной из (4).

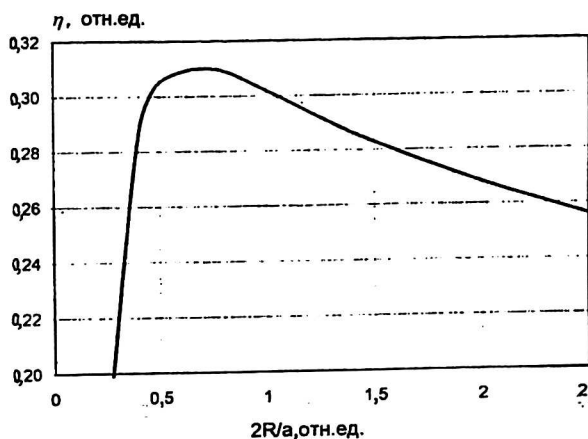


Рис. 3. Зависимости КПД усиления (η) от отношения величины характерного радиуса гауссиана (R) к величине апертуры усилительной ячейки (a) при фиксированной энергии ИЛК на входе

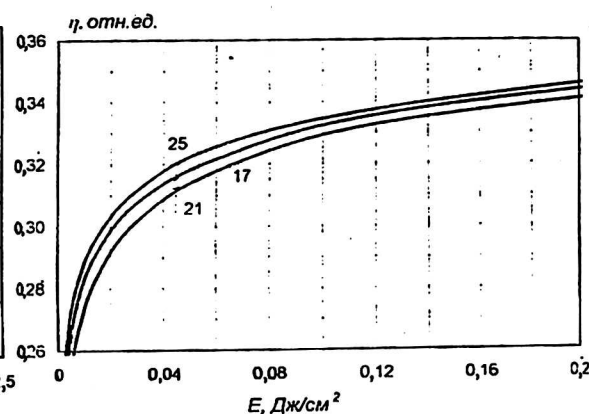


Рис. 4. Зависимость КПД усиления (η) от плотности энергии (E) на входе. (Цифры на кривых означают длину активной зоны в безразмерных L/a величинах)

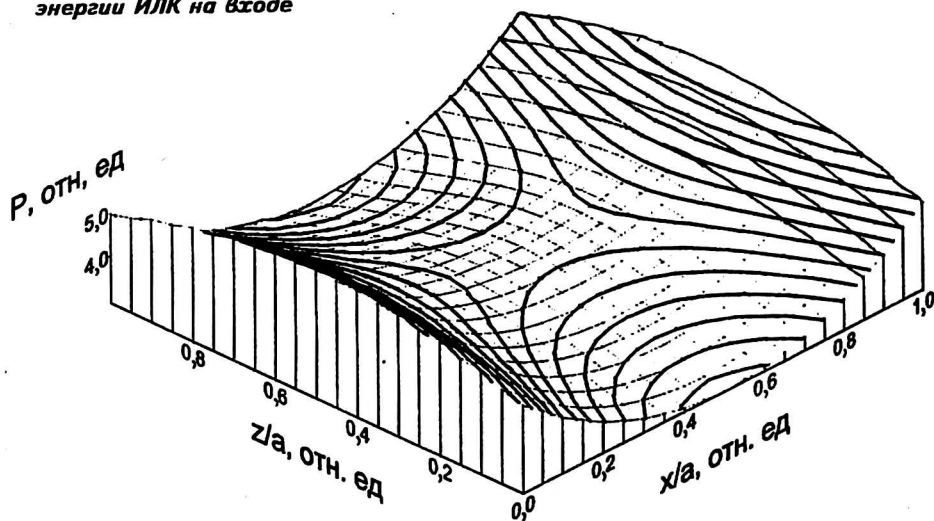


Рис. 5. Распределение мощности ИЛК на выходной апертуре 1-го усилителя (P)

Далее решалась задача о согласовании апертур 1У и 2У. При этом возможны два варианта:

1 — размещение апертур на расстоянии, достаточном, чтобы пучок передоусилителя разошелся до апертуры 2У за счет дифракции;

2 — установка согласующего телескопа между апертурами.

Для развязки усилителей каскада по УСИ обычно их разносят на расстояние 1—2 м. Из-за большой расходимости УСИ по сравнению с ИЛК связь между ними по УСИ сильно уменьшается с увеличением расстояния. Так как апертура 1У весьма мала по сравнению с этим размером, то, во-первых, распределение мощности в пучке должно симметризоваться и приобрести распределение, близкое к гауссовому, во-вторых, должна заметно проявиться дифракционная расходимость пучка. Это делает возможным использование первого варианта. Для этого, используя (2), определялось распределение ИЛК на различных расстояниях от 1У. В результате получено, что уже на 25-м см распределение мощности в пучке ИЛК становится близким к гауссовому, а на расстоянии 100 см — пучок 1У достигает требуемого размера (см. табл. 3). Из-за ограничений, связанных с печатью, мы не приводим распределение ИЛК на входе 2У, но заметим, что действительно оно близко к гауссовому, и его несимметричность, обусловленная неоднородностью накачки, не превышает 6—7 %. Численное моделирование 2У с параметрами, взятыми из табл. 3, дает кривые зависимости КПД от входной плотности энергии совершенно идентичные, полученным для 1У (см. рис. 4), что доказывает верность правил подобия, приведенных выше. Распределение мощности ИЛК на выходе 2У практически не отличается от показанного на рис. 5. Отсюда можно заключить, что неоднородность усиления мало сказывается на качестве пучка, и выбранная нами величина поглощения ИН представляется удачной, когда оптимально сочетаются большое поглощение ИН и малый астигматизм пучка ИЛК. Отметим, что при повороте изображения между усилителями на 90° астигматизм не будет накапливаться в системе.

Теперь рассмотрим результаты численного моделирования оконечного усилителя. Поскольку параметры усилительной ячейки выбирались с соблюдением правил подобия, то выходную мощность легко получить из графика, приведенного на рис. 4. Рассматривая их, видим, что длина активной области должна лежать в пределах от 85—100 мм, что вполне соответствует оцененной величине (см. табл. 3), и главной задачей на этом этапе является определение оптимального размещения 3У и геометрических параметров пучка. Задача о размещении 3У решалась так же, как при размещении 1У и 2У. Очевидно, что из-за достаточно больших апертур 2У и 3У при согласовании апертур невозможно обойтись без согласующего телескопа. Вопрос стоит в том, на каком расстоянии от 2У нужно разместить телескоп, определить его увеличение и расстояние от телескопа до 3У.

Для того чтобы понять, на каком расстоянии от 2У должен располагаться телескоп, сначала определялось расстояние, на котором распределение мощ-

ности радиально симметризуется. Для этого рассчитывалось распределение мощности ИЛК на различных расстояниях от выходной апертуры 2У. Определено, что на расстоянии 2,5 м пучок симметризуется, при этом характерный радиус гауссиана, аппроксимирующего распределение, равен 0,05 см. В то же время из вышеприведенных данных известно, что характерный радиус гауссиана, оптимально заполняющий апертуру усилительной ячейки, должен быть равен $R = 0,75 a/2$. Для 3У он равен 0,19 см. Отсюда становится понятным, что увеличение телескопа должно быть равно 3,8. Поскольку расходимость телескопированного пучка достаточно мала, расстояние от телескопа до 3У может быть выбрано любым.

Теперь более подробно обсудим вопрос о качестве выходного пучка оконечного усилителя. Как уже упоминалось, двусторонняя накачка, наряду с несомненными преимуществами, рождает проблемы, связанные с неоднородностью выходного пучка. Это внутренне присущее ей свойство, связанное с неоднородностью накачки. Характерный вид распределения мощности виден на рис. 5. Представляется, что более однородное распределение ИЛК на выходе оконечного усилителя можно получить, разбив выходной каскад на две усилительные ячейки с взаимно ортогональными осями накачки или с поворотом изображения между ними на 90° . В этом случае распределение интенсивности и фазы симметризуется в (x, z) -плоскости, что облегчает дальнейшее

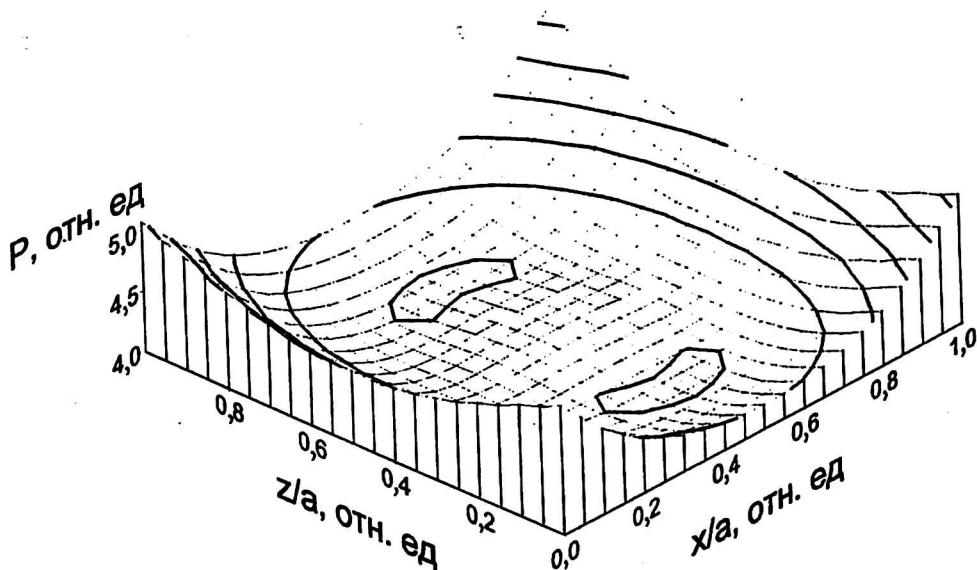


Рис. 6 Распределение мощности ИЛК на выходной апертуре 3-го усилителя (P) при его разбиении на 2 усилительные ячейки с взаимно ортогональными осями накачки

управление пучком с помощью радиально-симметричной оптики. Численные эксперименты, моделирующие усиление ИЛК оконечным усилителем с указанными выше параметрами, но разделенным на две ячейки длиной 50 мм, были нами проведены. Предполагалось, что кветы расположены вплотную и

повернуты друг относительно друга на 90° вокруг оси y . Рис. 6 показывает распределение мощности в пятне ИЛК на выходе ОУ. Можно видеть, пучок имеет радиально симметричное распределение, близкое к однородному ($I_{\min}/I_{\max}=0,8$), мощность в пучке составляет 1000 Вт на длине волны 580 нм.

З а к л ю ч е н и е

Резюмируем основные результаты работы. Нами предложена концептуальная модель усилительной системы ЛК с поперечной накачкой и даны простые аналитические выражения, позволяющие рассчитать количество и параметры усилительных ячеек, входящих в систему, а также мощность накачки и ее распределение по усилительным ячейкам. Качество оценки проверено путем прямого численного моделирования системы. С учетом дифракции светового пучка определена геометрия размещения ячеек, согласующих телескопов и их увеличение. Предложен метод уменьшения неоднородности распределения мощности выходного пучка.

К сожалению, ограниченный объем статьи не позволил обсудить здесь вопросы, связанные с минимизацией уровня усиленного спонтанного излучения и временной синхронизацией импульсов в системе усилителей. Но отметим, что большой уровень насыщения и тщательное согласование апертур усилителей позволяют снять их для большинства применений.

Л и т е р а т у р а

1. Duarte F. J. (Ed.) High-Power Dye Lasers // Springer Series in Optical Sciences. V. 65. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1991; Sugiyama A., Nakayama T., Kato M. and Maruyama Y. Characteristics of a dye laser amplifier transversely pumped by copper vapor lasers with twodimensional calculation model // Appl. Opt. 1997. V. 36. P. 5849; Takehisa K. New designs and simulations of a 10-kW average-power longitudinally pumped dye laser amplifier // Appl. Opt. 1994. V. 33. P. 6360.
2. Bassl L., Bonanno R. E., Hackel R. P. and Hammond P. R. High-average Power dye laser at Lawrence Livermore National Laboratory // Appl. Opt. 1992. V. 31. P. 6993; Hackel R. P. and Warner B. E. Laser Isotope Separation // Proceeding of the SPIE, 1993. V. 1859. P. 120.
3. Mitsuom M., Michichiro U. Optimum desing of multistage dye-laser amplifier pumped with Cu-vapor lasers // Reza-Kenkyi, 1990. V. 18. P. 474.
4. Takehisa K. Scaling up of high-average power dye laser amplifier and its new pumping design // Appl. Opt. 1997. V. 36. P. 584.
5. Hnilo A. A., Martinez O. E. On the design of pulsed dye laser amplifier // IEEE J. of Quant. Electronics, 1987. V. QE-23. P. 593.
6. Speiser S., Sakkoorn N. Photoquenching Parameters for Commonly Used Dyes // Appl. Phys. B: 1985. V. 38. P. 191.
7. Sahar E. and Treves D. Excited singlet-state absorption in dyes and their effect on dye lasers // IEEE J. Quant. Electronics, 1977. V. QE-13. P. 962.

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

NUMERICAL SIMULATION AND OPTIMIZATION OF DYE LASER SYSTEM OF 1000 W OUTPUT

S. V. Vasil'ev, M. A. Kuzmina, V. A. Mishin

General Physics Institute of RAS, Moscow, Russia

A dye amplifier system is developed by theoretically. A model an "Ideal Amplifier" is offered for estimation of the dye system parameters. Basic principles of design and optimization of the dye system creation is paradigm of dye system of 1000 W output.