

## Распределение усиления в объеме твердотельного активного элемента мощного лазера с диодной накачкой

Т.И.Гущик, А.Е.Дракин, Н.В.Дьячков, В.В.Романов

*Предложена методика расчета пространственного профиля усиления в объеме твердотельного активного элемента высокоэнергетического лазера с накачкой диодными матрицами, учитывающая особенности диаграммы направленности излучения полупроводниковых лазеров. С помощью данной методики получен профиль усиления в активном элементе из неодимового стекла. На примере стержня прямоугольного сечения  $4.5 \times 4.5 \times 25$  см показано, что, варьируя параметры системы накачки, можно задавать профиль усиления, например, однородный по сечению (с уровнем неоднородности менее 2.5%), с максимумом в центре или в периферийных областях и при удельном энергокладе  $\sim 1$  Дж/см<sup>3</sup>.*

**Ключевые слова:** твердотельный активный элемент лазера, диодная накачка, управление профилем усиления.

### 1. Введение

Твердотельные лазеры с диодной накачкой прочно заняли достойное место среди разнообразных конструкций лазеров малой и средней мощности. При этом киловаттный уровень мощности непрерывного генерируемого излучения в таких лазерах был достигнут еще 10 лет назад [1–5] и в настоящее время не является чем-то необычным. Что касается лазеров высокой импульсной мощности с энергией порядка нескольких десятков джоулей и свыше 100 Дж, то сейчас существует весьма ограниченное число таких установок [6–9]. В этом направлении ведутся интенсивные исследования, предусмотрены также крупные проекты (см., напр., [10, 11]). Замена ламповой накачки на диодную дает не только энергетическую выгоду, но и ряд полезных дополнительных возможностей, одна из которых заключается в формировании в активном элементе желательного или близкого к нему распределения плотности запасенной энергии и, следовательно, оптического усиления.

Проблема формирования заданного пространственного профиля усиления напрямую связана с задачей формирования профиля оптического пучка. Заметим, что использование современной CPA (Chirped Pulse Amplification) технологии [12] растяжения–сжатия оптического импульса при усилении мощных оптических потоков очень критично к оптической нелинейности, приводящей к изменению фазовых соотношений для усиливаемых оптических гармоник. Вариации интенсивности и инверсии по сечению активного элемента могут приводить и к

нежелательным изменениям этих фазовых соотношений вследствие оптической нелинейности. Эта нелинейность может быть не только керровского типа, но и вызываться аномальной дисперсией, связанной с насыщением усиления и всегда принципиально присутствующей в усиливающей среде. Впервые такая нелинейность была рассмотрена в [13]. Она приводит к фазовой автомодуляции при усилении излучения как в полупроводниковой активной среде (см., напр., [14, 15]), так и в твердотельных активных средах (см., напр., [16, 17]). Эта нелинейность включалась в расчет при моделировании петаваттного лазера в работе [18].

В конечном итоге пространственная неоднородность инверсии и интенсивности может ограничивать предельно достижимую длительность оптического импульса на выходе усилительной системы. В связи с этим формирование заданного пространственного профиля – одна из тех задач, которые решаются за счет использования диодной накачки в мощных лазерных установках. Примером может служить работа [6], в которой использование диодной накачки с компьютерным управлением позволило реализовать пространственное распределение усиления с точностью  $\sim 2\%$  в виде супергауссиана 4-го порядка, что соответствовало требуемому поперечному распределению интенсивности оптического пучка.

Однако не только удобное формирование заданного пространственного распределения инверсии (усиления) может быть преимуществом диодной накачки. Не менее важным обстоятельством является и более высокая воспроизводимость ее параметров (от импульса к импульсу) по сравнению с ламповой накачкой. Любые системы коррекции (подстройки) фазовых сдвигов гармоник, участвующих в формировании короткого импульса, например акустооптические модуляторы [19, 20], могут работать только в условиях достаточно высокой повторяемости и возможности прецизионного регулирования пространственного распределения инверсии в активном элементе. В этом отношении диодный источник излучения накачки находится в заведомо лучшем положении, чем любой рядный источник, в том числе лампа накачки.

Т.И.Гущик, А.Е.Дракин, Н.В.Дьячков. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: gushchik@lebedev.ru, dyachkov@lebedev.ru, drakin@lebedev.ru

В.В.Романов. ФГУП «Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ», Россия, Нижегородская обл., 607188 Саров, просп. Мира, 37

Поступила в редакцию 23 марта 2017 г., после доработки – 19 мая 2017 г.

Вместе с тем приходится констатировать, что, несмотря на все преимущества, диодная накачка до сих пор не нашла широкого применения в высокоэнергетических лазерных установках. Причиной этого является только одно, но очень весомое обстоятельство – ее высокая стоимость по сравнению со стоимостью ламповой накачки.

В этой связи понятно, что практической реализации такой установки должно предшествовать ее достаточно надежное моделирование. Это целесообразно делать для того, чтобы понять, насколько затраты на создание установки оправданы потенциальной выгодой для ее параметров. Этот аспект исследований в той или иной мере присутствует во всех разработках лазерных установок с диодной накачкой. Например, только на основе численных расчетов можно выбрать оптимальный коэффициент поглощения активного материала как результат некоторого баланса между противоположными тенденциями при изменении поглощения. Очевидно, что уменьшение поглощения ведет к увеличению однородности и, одновременно с этим, к уменьшению эффективности накачки. В свою очередь уменьшение эффективности накачки однозначно ведет к удорожанию установки при сохранении уровня запасенной энергии.

Некоторые результаты моделирования пространственного распределения усиления в активных элементах, накачиваемых диодными лазерами, с запасенной энергией на уровне сотен джоулей были опубликованы в работах [21, 22]. Однако методика получения этих результатов либо основана на частных программных кодах, либо относится к определенным формам активных элементов, поскольку общее описание оптической модели для геометрии распространения излучения от диодных излучателей к активному элементу отсутствует.

Настоящая работа проведена с целью некоторого восполнения этого пробела, а именно создания оптической модели диодного осветителя (квантрона) для расчета пространственного распределения усиления (инверсии) в активном элементе в виде стержня с учетом специфики диаграммы направленности излучения диодных излучателей, специфики активного элемента и возможности запасать энергию на уровне в сотни джоулей. Особый интерес представляли результаты расчета с целью оптимизации однородности пространственного распределения усиления и эффективности накачки для стержня на основе Nd-стекла с квадратным сечением как наиболее перспективного варианта активного элемента для мощной лазерной установки, использующей технологию растяжения – сжатия оптического импульса.

Понятно, что такая же модель может быть использована для аналогичного расчета стержней из других близких по параметрам лазерных сред, таких как Yb: флуорит-фосфатное стекло, Yb:CaF<sub>2</sub>, Yb:YAG и др.

## 2. Методика расчета профиля усиления

В настоящее время наиболее подходящим строительным элементом системы диодной накачки мощного лазера можно считать диодную матрицу. Она представляет собой двумерный массив независимых диодных лазеров, набранный в виде лазерных линеек и схематично показанный на рис.1. В свою очередь линейка является монокристаллическим бруском полупроводниковой гетероструктуры, например GaAs/AlGaAs, в котором технологически интегрировано более десяти отдельных лазерных

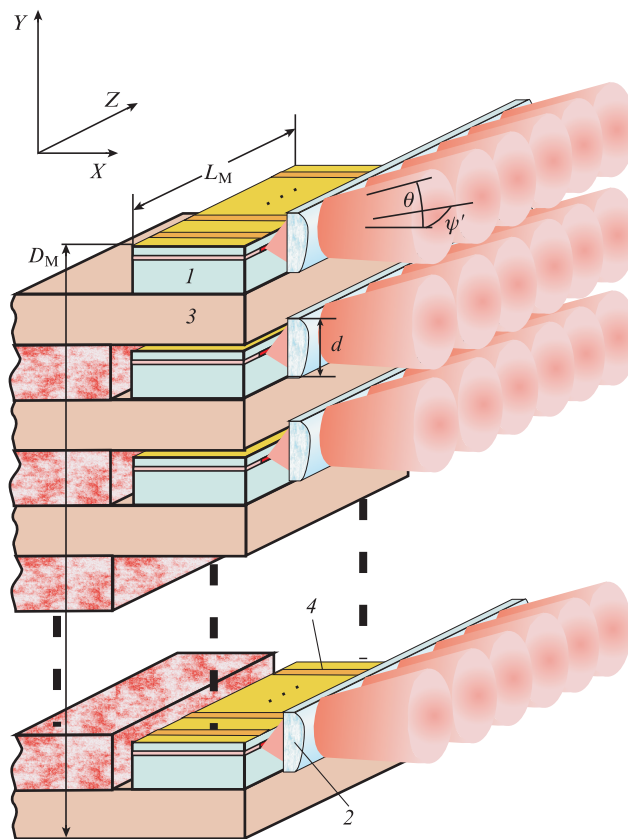


Рис.1. Типичная конструкция диодной матрицы: 1 – диодные линейки; 2 – цилиндрическая микролинза для коллимации излучения в плоскости, перпендикулярной слоям гетероструктур; 3 – металлизированная керамическая пластина для теплоотвода; 4 – полосковый контакт отдельного лазерного диода. Размер матрицы  $D_M \times L_M$ .

диодов. Такую линейку можно рассматривать как одномерный массив лазерных диодов. Большое количество линеек, объединенных в одной конструкции, представляет собой уже двумерный массив излучателей, который мы рассматриваем как диодную матрицу. Каждая отдельная линейка диодных излучателей дополнительно снабжена собственной выходной цилиндрической микролинзой.

Геометрия взаимного расположения цилиндрической микролинзы и диодной линейки такова, что фокальная плоскость линзы совпадает с выходной гранью диодной линейки. Таким образом, линза коллимирует излучение в плоскости  $XY$ , существенно не меняя при этом угловую расходимость пучка в плоскости  $XZ$ . Использование микролинзы обусловлено значительной исходной расходимостью диодного лазера ( $\theta \approx 30^\circ - 50^\circ$ ) в плоскости  $XY$  из-за малости поперечного размера пучка ( $\sim 1$  мкм или менее) на выходном зеркале лазера вдоль оси  $Y$ . Однако в силу одномерного характера распределения амплитуды волны в этом поперечном направлении (так называемая «быстрая» ось, перпендикулярная слоям гетероструктуры) расходимость, тем не менее, была дифракционно-ограниченной. В связи с этим расходимость пучка после микролинзы также может быть дифракционно-ограниченной, но уже на апертуре линзы  $d$ . Поскольку обычно  $d > 100$  мкм, то можно ожидать, что расходимость в плоскости  $XY$  после микролинзы будет составлять доли градуса. Реальное значение расходимости в большинстве случаев находится в диапазоне  $0.5^\circ - 5^\circ$ . Оно определяется каче-

ством микролинзы и точностью, с которой смонтированы линейка и сопряженная с ней микролинза.

Общий оптический пучок матрицы формируется как сумма отдельных пучков от каждого лазера, оси которых случайным образом отклонены (из-за погрешности монтажа микролинзы) от нормали к монтажной поверхности матрицы. Поэтому вполне обоснованно для зависимости яркости излучения  $B$  от угла  $\theta$  использовать нормальный закон распределения. Дисперсия  $\Delta\theta$  будет в расчетах варьируемым параметром, характеризующим точность изготовления диодной матрицы, снабженной микролинзами.

Что касается расходимости оптического пучка на выходе микролинзы в другом направлении, то, как уже было отмечено выше, она соответствует расходимости излучения отдельного диодного лазера. Для этого направления генерация в мощных диодных лазерах происходит, как правило, на значительном количестве поперечных мод. Тем не менее для большинства лазерных диодов зависимость яркости излучения  $B$  от угла  $\psi'$  существенно отлична от нуля лишь для углов  $|\psi'| < 10^\circ$ . В большинстве случаев 90% мощности оптического пучка сосредоточено в этом угловом диапазоне.

Рассмотрим вариант оптической диодной накачки активного элемента, показанный на рис.2. На нем представлено сечение осветителя и активного элемента в плоскости, перпендикулярной его продольной оси. Диодные матрицы смонтированы в четырех одинаковых сегментах, симметричным образом окружающих активный элемент. Поскольку осветители одинаковы и симметричны относительно друг друга, распределение интенсивности накачки от каждого осветителя получается из распределения интенсивности накачки от соседнего осветителя поворотом в соответствующую сторону на  $90^\circ$ . Каждый сегмент представляет собой поверхность цилиндра с осью, параллельной оси активного элемента. В общем случае ось каждого цилиндра смещена относительно оси активного элемента в ту или другую сторону на некоторое одинаковое расстояние. Сегмент предполагается симметричным относительно соответствующей плоскости

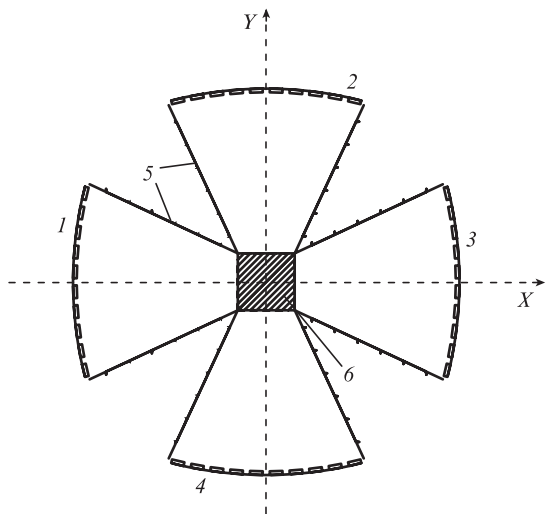


Рис.2. Упрощенная схема квантрона с диодной накачкой (параметры активного элемента и осветителя для этой схемы представлены в табл.1):

1–4 – поверхности с диодными матрицами; 5 – угловые плоские зеркала; 6 – активный элемент.

$XZ$  (сегменты 1 и 3) или  $YZ$  (сегменты 2 и 4), в силу чего распределение интенсивности накачки также симметрично относительно этих плоскостей. Объем пространства, заключенный между диодными матрицами и активным стержнем, закрыт «глухими» угловым (5) и торцевыми (на рис.2 не показаны) плоскими зеркалами.

Будем использовать то обстоятельство, что длина активного элемента  $L$  существенно больше его размера  $a$  в поперечном сечении ( $L \gg a$ ). Кроме того, ограничимся случаем, когда яркость излучения осветителя  $B$  не зависит от координаты на поверхности осветителя, т. е. все лазерные диоды во всех матрицах одинаково накачаны и в среднем генерируют одинаковую мощность. Этот вариант схемы диодной накачки активного стержня, во-первых, наиболее простой и доступный для практической реализации, а во-вторых, позволяет существенно упростить численный расчет путем сведения громоздкой трехмерной задачи к более простой двумерной.

Излучение от каждого лазера имеет достаточно малую длину когерентности, а сами они взаимно некогерентны, поэтому рассмотрение нашей задачи будет вполне адекватным в приближении геометрической оптики. В рамках такого подхода мощность излучения  $\Delta I$  от площадки  $\Delta S$  диодной матрицы за ее пределами в элемент телесного угла  $\Delta\Omega$  в направлении, заданном полярным углом  $\theta$  и меридиональным углом  $\psi'$  (как показано на рис.1), будет такова:

$$\Delta I = B(\theta, \psi') \Delta S \Delta\Omega, \quad (1a)$$

где

$$B(\theta, \psi') = \left( \sum_{i \in \Delta S} I_i(\theta, \psi') \Delta\Omega \right) / \Delta S; \quad (1b)$$

$\Delta\Omega = \cos\theta \Delta\theta \Delta\psi'$ ;  $I_i(\theta, \psi') \Delta\Omega$  – мощность  $i$ -го диодного лазера, излучаемая в элемент угла  $\Delta\Omega$  в направлении, заданном углами  $\theta$  и  $\psi'$ ;  $\Delta S$  – элемент поверхности матрицы. Будем считать, что элемент  $\Delta S$  имеет размеры, которые, с одной стороны, достаточно малы по сравнению с характерными размерами элементов оптической системы: матрицы ( $D_M, L_M$ ), активного бруска ( $a, a, L$ ), расстояния между матрицей и активным бруском и др. С другой стороны, они достаточно велики, чтобы содержать существенное количество лазерных диодов, входящих в сумму равенства (1b), и чтобы само это равенство можно было рассматривать как определение функции  $B(\theta, \psi')$  – угловой яркости излучения осветителя.

На рис.3 представлена схема хода луча от диодной матрицы, его преломления на входной грани активного элемента и прохождения внутри активного элемента. Точка  $A'$  соответствует точке пересечения лучом входной поверхности грани активного элемента, а точка  $A(x, y)$  – точке внутри активного элемента с координатами  $x, y$ ;  $\psi', \psi$  и  $\varphi', \varphi$  – меридиональные и полярные углы снаружи и внутри активного элемента соответственно. Параметр  $x_0$  – смещение по оси  $X$  центра кривизны поверхности осветителя (точка  $O_c$ ) от центра активного элемента (точка  $O_{ae}$ , показан случай  $x_0 < 0$ ),  $\theta$  – угол между падающим лучом и локальной нормалью к поверхности матрицы,  $\beta$  – угол наклона поверхности матрицы к поверхности активного элемента,  $\Delta$  – расстояние между матрицами,  $\theta_{sm}$  – угол раскрытия боковых зеркал осветителя. Показатель преломления снаружи активного элемента равен единице, а самого активного элемента –  $n$ . Тогда преломление

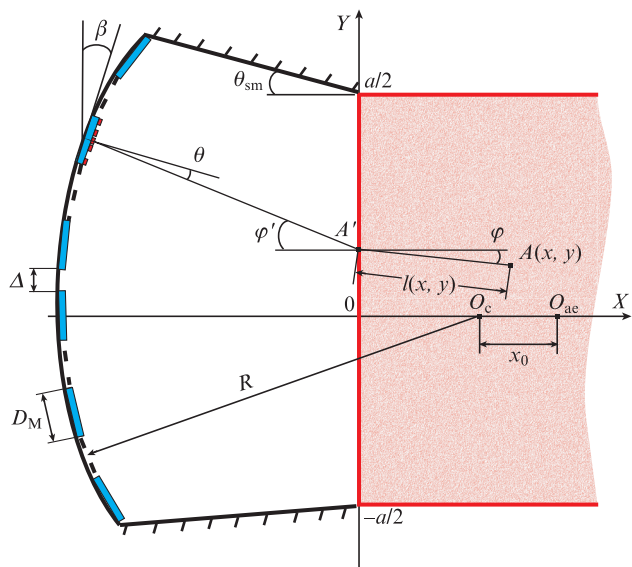


Рис.3. Часть схемы освещения активного элемента системой диодных матриц, расположенных на цилиндрической поверхности радиусом  $R$ . Высота сегмента цилиндра (размер вдоль оси  $Z$ ) равна длине активного бруска.

луча на грани активного элемента будет описываться равенствами

$$n \sin \varphi = \chi(\psi') \sin \varphi', \quad (2a)$$

$$\chi(\psi') = \frac{\cos \psi'}{[1 - (\sin \psi'/n)^2]^{1/2}}. \quad (2b)$$

Анализируя равенство (2б), нетрудно показать, что для  $|\psi'| < 10^\circ$  и  $n = 1.59$  значение  $\chi$  будет отличаться от единицы не более чем на 1%, что меньше погрешности, с которой известны остальные параметры, используемые в расчете. Поэтому, не ухудшая точности расчетов, мы можем перейти к двумерной задаче и считать  $\chi(\psi') \equiv 1$  в равенстве (2а), а в качестве яркости излучения использовать интеграл от фигурирующей в (1) функции  $B(\theta, \psi')$  по всем углам  $\psi'$ . С учетом всего вышесказанного выражение для яркости можно записать в виде

$$B(\theta) = B_0 \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\Delta\theta^2}\right),$$

где

$$B_0 = P_0 \left[ \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos \theta \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\Delta\theta^2}\right) d\theta \right]^{-1};$$

$P_0$  – плотность мощности, излучаемой матрицей (мощность с единицы поверхности матрицы в Вт/см<sup>2</sup>).

В соответствии с показанным на рис.3 ходом луча от матрицы до точки  $(x, y)$  внутри активного бруска плотность мощности  $P_a$ , поглощенной в этой точке, имеет следующий вид:

$$P_a = \alpha B_0 \int_{\varphi \in \gamma} [1 - R(\varphi)] \exp[-\alpha l(x, y)] \times \exp\left[-\frac{\theta(\varphi)}{2\Delta\theta^2}\right] n \cos \varphi d\varphi, \quad (3)$$

где  $\alpha$  – коэффициент поглощения;  $\theta = (\varphi' - \beta)$  – угол между локальной нормалью к поверхности матрицы и лучом;  $\varphi'$  – угол падения луча на грань активного элемента со стороны диодной матрицы;  $\beta$  – угол между плоскостью поверхности матрицы и освещаемой гранью активного элемента;  $R(\varphi)$  – коэффициент отражения грани активного элемента;  $\gamma$  – интервал углов  $\varphi$ , в котором диодные матрицы видны из точки  $x, y$ ;  $l$  – длина оптического пути луча в активном элементе.

Интеграл в (3) включает в себя все траектории лучей, один конец которых находился в фиксированной точке  $x, y$ , а другой пересекал плоскость диодных матриц в различных точках  $x', y'$  в зависимости от угла  $\varphi$ . Это как прямые лучи, идущие непосредственно от матриц на поверхность активного элемента, так и лучи, отраженные от плоских угловых зеркал 5 на рис.2. В (3) также учитывались и лучи, испытывающие полное внутреннее отражение от боковых граней активного элемента, параллельных плоскости  $XZ$ , и попадающие в точку  $x, y$ .

Зная плотность поглощенной мощности, нетрудно найти плотность запасенной энергии и коэффициент усиления  $g$ :

$$E(x, y) = P_a(x, y) f(T) \xi, \quad (4)$$

$$g(x, y) = \frac{E(x, y) \sigma_L}{\hbar \omega_L}, \quad (5)$$

где  $f(T)$  – эффективная длительность импульса накачки;  $\xi = \hbar \omega_L / (\hbar \omega_p)$  – дефект кванта накачки;  $\hbar \omega_L$  – энергия кванта лазерного перехода иона;  $\hbar \omega_p$  – энергия кванта накачки;  $\sigma_L$  – сечение для стимулированного лазерного перехода. Для прямоугольного импульса накачки длительностью  $T$  эффективная длительность накачки

$$f(T) = \tau_s [1 - \exp(-T/\tau_s)], \quad (6)$$

где  $\tau_s$  – время жизни возбужденного состояния иона активного элемента.

Описанная методика расчета пространственного распределения запасенной энергии и усиления по сечению активного элемента относится к случаю, когда накачка производится одним сегментом осветителя, как показано на рис.3. Аналогичные расчеты, но для накачки двумя и четырьмя сегментами (рис.2), можно проводить с учетом симметрии схемы накачки путем суммирования результатов, полученных для одного сегмента.

Неоднородность пространственного распределения усиления рассчитывалась как его среднеквадратичное отклонение от среднего значения  $\bar{g}$  согласно соотношениям

$$\bar{g} = \frac{1}{a^2} \int dx dy g(x, y), \quad (7)$$

$$\frac{\delta g}{\bar{g}} = \frac{1}{\bar{g}} \left( \int \frac{|g(x, y) - \bar{g}|^2 dx dy}{a^2} \right)^{1/2}. \quad (8)$$

Кроме того, находился геометрический фактор  $K$  эффективности накачки, представляющий собой долю мощности, поглощаемой стержнем, от полной мощности  $P$  лазерных диодов:

$$K = \frac{\int P_a(x, y) dV}{P}. \quad (9)$$

### 3. Результаты расчета

На рис.4 и 5 представлены результаты расчетов проведенных с целью оптимизации коэффициента поглощения активной среды  $\alpha = \sigma N$ , что может быть реализовано за счет изменения как концентрации активных ионов  $N$ , так и длины волны излучения накачки  $\lambda_p$  (из-за спектральной зависимости сечения поглощения  $\sigma$  (рис.4,а)). В данном случае оптимизация происходила за счет изменения длины волны. Оптимизируемыми параметрами были пространственная однородность усиления  $\delta g/\bar{g}$  и эффективность накачки  $K$ . Расчеты проводились для осветителя с четырьмя сегментами (см рис.2) с размерами и параметрами, представленными в табл.1 (осветитель 1).

Коэффициент поглощения (при изменении длины волны  $\lambda_p$  от 875 до 884.5 нм) варьируется от  $\sim 1.6 \text{ см}^{-1}$  до  $\sim 0.7 \text{ см}^{-1}$  (рис.4,а), при этом  $K$  меняется слабо – от 0.9 до 0.86, тогда как неоднородность усиления уменьшается в несколько раз – от  $\sim 0.5$  до 0.06 (рис.4,б). Дальнейшее уменьшение поглощения от  $0.7 \text{ см}^{-1}$  до  $\sim 0.2 \text{ см}^{-1}$  ( $\lambda_p$  изменяется от 884.5 до 900 нм) приводит уже к существенному падению (до 0.56) эффективности накачки  $K$  и к увеличению пространственной неоднородности почти в четыре раза.

Это свидетельствует о том, что если оптимизировать накачку по степени пространственной неоднородности усиления, то для варианта схемы накачки осветителем 1 стержня квадратного сечения с параметрами, указанными в табл.1, оптимальный коэффициент поглощения для

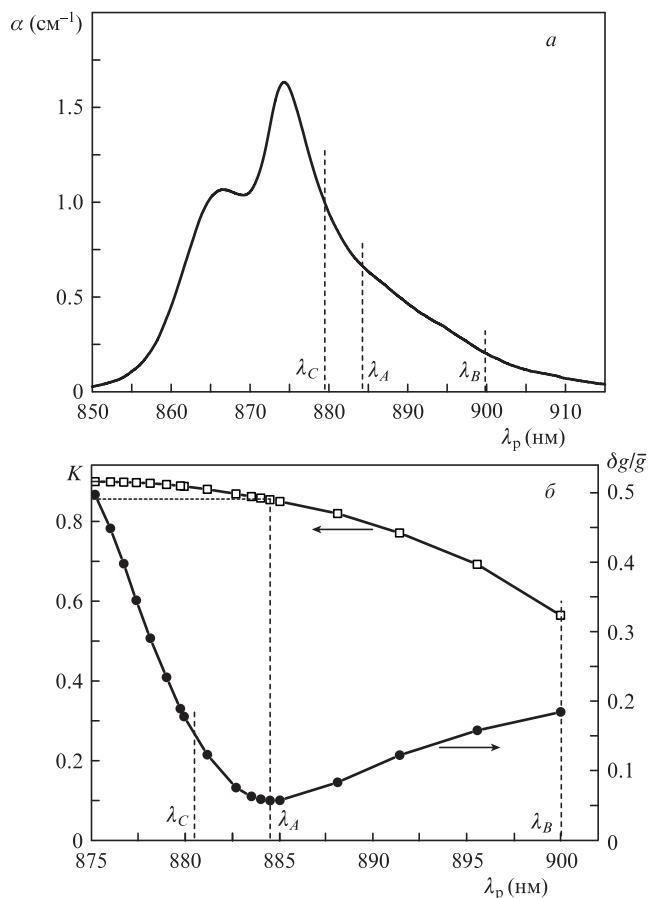


Рис.4. Зависимости от длины волны накачки коэффициента поглощения в активном элементе  $\alpha$  на переходе  ${}^4I_{9/2} - {}^4F_{3/2}$  иона  $\text{Nd}^{3+}$  в фосфатном стекле (данные работы [23]) (а) и эффективности накачки  $K$ , а также относительной неоднородности пространственного распределения усиления  $\delta g/\bar{g}$  для осветителя 1 из табл.1 (б).

Табл.1.

Параметр	Осветитель 1	Осветитель 2
Длина стороны активного элемента $a$	4.5 см	4.5 см
Радиус кривизны осветителя $r$	30 см	45 см
Смещение оси цилиндрической поверхности осветителя относительно $x_0$ – центра активного элемента по оси $X$	15 см	-2 см
Характерный размер матрицы $D_M$	1.0 см	1.0 см
Расстояние между краями матриц $\Delta$	0.56 см	1.15 см
Угол раскрытия зеркал по бокам осветителя $\theta_{sm}$	25°	10.9°
Число диодных матриц на дуге осветителя	10	10
Интенсивность излучения диодной матрицы $P_0$	4 кВт/см <sup>2</sup>	4 кВт/см <sup>2</sup>
Ширина диаграммы направленности $\theta$	5°	5°
Показатель преломления активного элемента $n$	1.59	1.59
Концентрация ионов неодима $N$	$2 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$	$2 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$
Длина волны излучения лазера $\lambda_L$	1.06 нм	1.06 нм
Длительность импульса $T$	300 мкс	300 мкс
Время жизни возбужденного состояния иона активного элемента $\tau_s$	300 мкс	300 мкс
Эффективная длительность накачки $f(T)$	192 мкс	192 мкс
Сечение вынужденного излучения лазерного уровня $\sigma_L$	$3 \times 10^{-20} \text{ см}^2$	$3 \times 10^{-20} \text{ см}^2$
Коэффициент отражения боковых зеркал	0.95	0.95
Оптимальная длина волны накачки $\lambda_A$	884.5 нм	887.8 нм
Геометрический фактор эффективности накачки $K$	0.86	0.84
Пространственная неоднородность распределения усиления $\delta g/\bar{g}$	0.06	0.025
Дефект кванта накачки $\xi$	0.834	0.838
Полный КПД накачки $\eta$	45.1%	44.2%

излучения накачки составит  $\sim 0.7 \text{ см}^{-1}$ . При этом пространственная неоднородность усиления  $\delta g/\bar{g} \approx 0.06$ , а эффективность накачки падает незначительно:  $K \approx 0.86$ .

В некоторых случаях с целью корректировки может потребоваться, напротив, неоднородное распределение усиления, например с максимумом в центре или на каком-то расстоянии от центра сечения активного элемента. Это тоже можно реализовать путем соответствующего выбора коэффициента поглощения, меняя длину волны излучения накачки, о чем свидетельствуют данные рис.5, на котором представлены пространственные профили распределения усиления для трех длин волн накачки (они обозначены  $\lambda_A$ ,  $\lambda_B$  и  $\lambda_C$  и показаны на шкале длин волн рис.4). Эти длины волн соответствуют наиболее однородному распределению усиления ( $\lambda_A$ ), распределению с максимумом в центре ( $\lambda_B$ ) и со смещенным максимумом вокруг центра элемента ( $\lambda_C$ ).

Данные рис.4, 5 получены для накачки осветителем 1 (по схеме рис.2) со значениями параметров, указанными в табл.1. В этом осветителе ось цилиндрической поверхности, на которой расположены диодные матрицы, находится на цилиндрической поверхности противоположно-

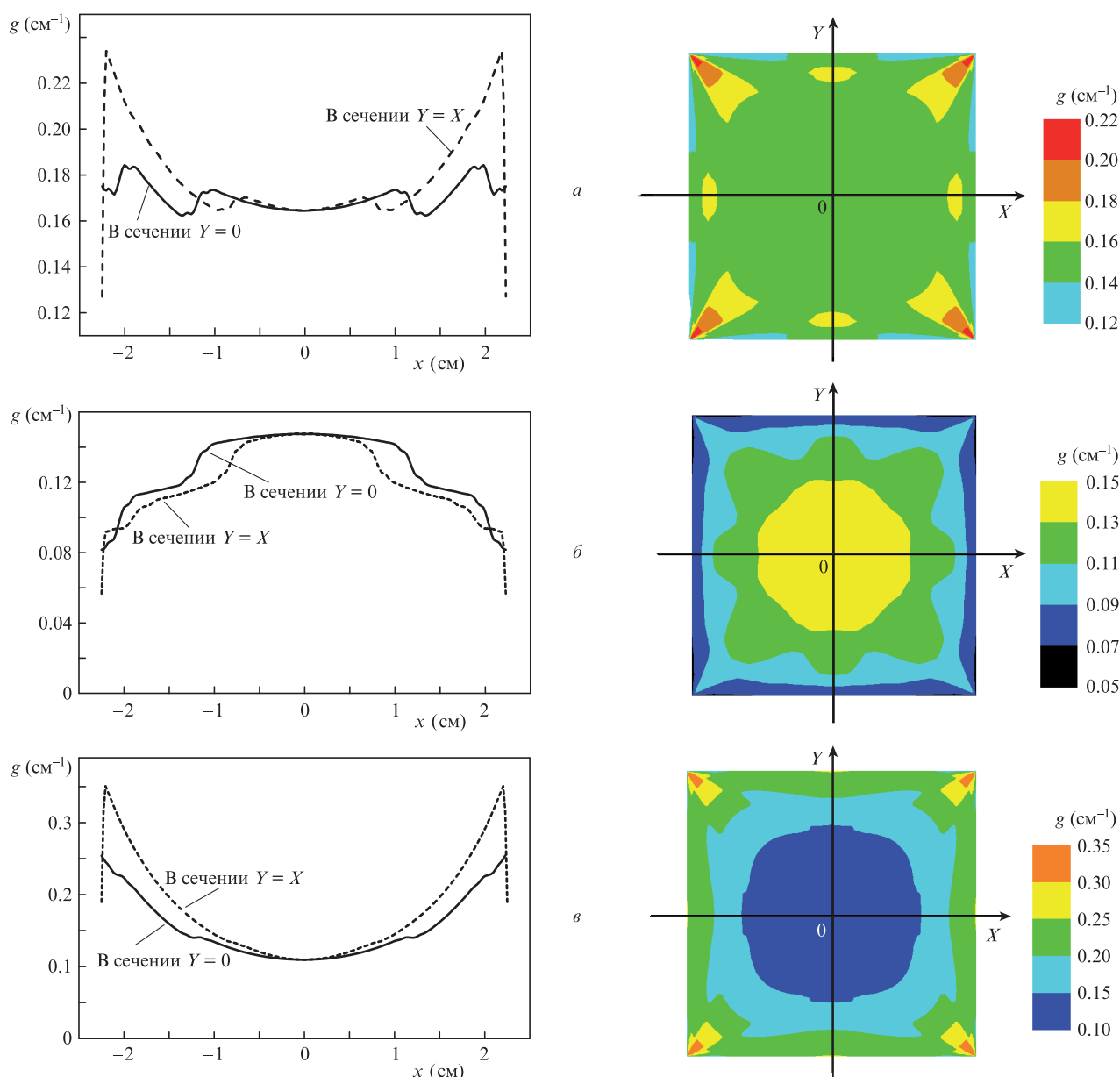


Рис.5. Распределения усиления внутри стержня в плоскости  $XY$  при длинах волн накачки  $\lambda_A = 884.5$  нм (соответствует минимальной неоднородности распределения усиления  $\delta g/\bar{g}$ ) (а),  $\lambda_B = 900$  нм (б) и  $\lambda_C = 879$  нм (в). Справа показаны соответствующие двумерные распределения коэффициента усиления по сечению активного элемента. Цветной вариант рис.5 помещен на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

го осветительного элемента ( $x_0 = 15$  см). При этом общие поперечные размеры осветителя не превышают  $\sim 30$  см и позволяют достичь наилучшей однородности:  $\delta g/\bar{g} \approx 0.06$ . Если не ограничиваться габаритами осветителя, то пространственную однородность можно улучшить. Эту возможность демонстрирует рис.6, на котором представлены результаты, аналогичные показанным на рис.4 для осветителя больших размеров (осветитель 2 из табл.1). Минимальное значение кривой  $\delta g/\bar{g}$  на рис.6 составляет  $\sim 0.025$ . При данной геометрии осветителя и одинаковых характеристиках матриц увеличение габаритов осветителя до  $\sim 90$  см сопровождается улучшением пространственной однородности усиления. При такой накачке удельная запасенная энергия  $E \approx 1$  Дж/см<sup>3</sup>. Для длины активного элемента  $L \approx 25$  см полная запасенная энергия составит  $\sim 500$  Дж.

#### 4. Обсуждение и выводы

В настоящей работе на примере диодной накачки активного стержня с квадратным сечением продемонстрирована возможность управления профилем распределения усиления в поперечном к оптической оси направлении. Хотя качественно такая возможность почти очевидна, тем не менее количественные характеристики, например степень однородности или, напротив, определенный профиль с максимумом на оптической оси, а также эффективность накачки можно было найти только численным расчетом. Это и было выполнено в настоящей работе на примере расчета схемы накачки для активного элемента с размерами  $4.5 \times 4.5 \times 25$  см и запасенной энергией на уровне сотен джоулей. Можно надеяться, что расчеты подобного рода позволят моделировать параметры стро-

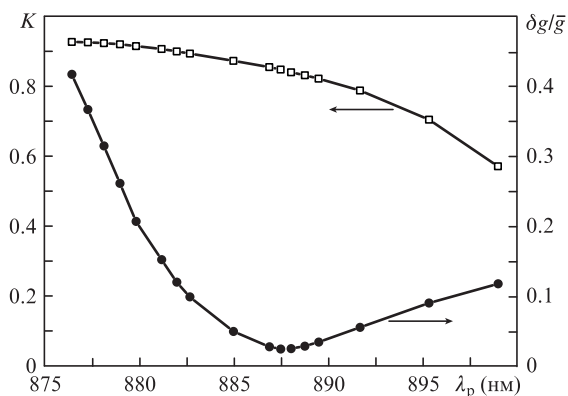


Рис.6. Зависимости от длины волны накачки  $\lambda_p$  геометрического фактора эффективности накачки  $K$  и пространственного распределения усиления  $dg/\bar{g}$  для осветителя 2 (табл.1), оптимизированного для достижения минимального значения  $dg/\bar{g}$ .

ящихся установок и тем самым уменьшить число дорогостоящих экспериментальных поисковых работ.

Кроме того, в настоящей работе предложена и использована методика расчета пространственного профиля усиления для активного стержня твердотельного лазера с накачкой диодными матрицами. Методика учитывает особенность формирования диаграммы направленности (угловой яркости) общего оптического пучка матрицы от пучков отдельных лазерных диодов. Сама диодная матрица является удобным строительным элементом, поскольку интегрирует в себя большое число отдельных лазерных диодов, существенно упрощая технологию изготовления системы накачки.

Хотя данная методика использована для расчета усиления в одном конкретном варианте стержня, она может быть применена и для расчетов стержней с другой формой и другой геометрией расположения матриц. Кроме того, в расчете по формуле (3) использовано постоянное значение яркости, что соответствует одинаковому для всех матриц току накачки. Яркость (ток накачки) тоже может быть дополнительным фактором управления пространственным профилем усиления. Все это можно учесть в расчете в рамках данной методики путем непринципиального изменения кодов для численного расчета по формуле (3).

Точность подобного рода расчетов заведомо укладывается в разброс исходных оптических и спектроскопических параметров для однотипных стекол. Как показано в [23,24], точность моделирования выходных характеристик лазеров на неодимовом стекле с диодной накачкой находится на уровне 10%. Это позволяет считать, что точность моделирования профиля усиления, выполненного в настоящей работе, тоже будет укладываться в эту величину.

Высокая воспроизводимость параметров диодной накачки и возможность токового управления яркостью диодных матриц открывают дополнительную возможность управления профилем усиления, не меняя оптической схемы. При наличии сигнала обратной связи, контролирующей реальный пространственный профиль усиления на

конкретной установке, возможна реализация автоматического управления, или «подгонка» реального профиля усиления под заданный. В этом случае точность может определяться уже точностью контроля профиля или воспроизводимостью параметров накачки и может находиться на уровне нескольких процентов или лучше [6], как это уже было отмечено во введении.

В заключение отметим, что, несмотря на высокую стоимость, диодная накачка мощных твердотельных лазеров может достаточно широко использоваться, поскольку она способна обеспечить дополнительные характеристики и высокие параметры лазерной установки, принципиально недоступные при ламповой накачке. Например, преимущества диодной накачки могут реализоваться при создании малогабаритного (настольного варианта) петаваттного лазера, использующего СРА-технологию rastяжения – сжатия для усиления оптического импульса.

1. Кравцов Н.В. *Квантовая электроника*, **31**, 661 (2001) [*Quantum Electron.*, **31**, 661 (2001)].
2. Гречин С.Г., Николаев П.П. *Квантовая электроника*, **39**, 1 (2009) [*Quantum Electron.*, **39**, 1 (2009)].
3. Bruesselbach H., Sumida D.S. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **11**, 600 (2005).
4. Pierre R.J.St., Mordaunt D.W., et al. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **3**, 53 (1997).
5. McNaught St.S., Komine H., Weiss S.B., et al. <https://doi.org/10.1364/CLEO.2009.CThA1>.
6. Keppler S., Wandt C., Hornung M., et al. *Proc. SPIE*, **8780**, 878001-1 (2013).
7. Lucianetti A., Novo T., Vincent B., et al. *Proc. SPIE*, **8080**, 80800N-1 (2011).
8. Lucianetti A., Divioky M., Sawicka M., Sikocinski P., Jambunathan V., et al. *Proc. SPIE*, **8602**, 860208-1 (2013).
9. Bowman S. *Opt. Eng.*, **52** (1012) (2013).
10. Bayramian A., Bopp R., Di Nicola J.M., Drouin M.A., Erlandson A., Fulkerson S., Jarboe J., Johnson G., Zhang H., et al. *OSA Techn. Digest (online)*, paper HT1B.5; LLNL-PROC-680089 (2016).
11. Mason P.D., Banerjee S., Ertel K., Phillips P.J., Butcher T., Smith J., De Vido M., Chekhlov O., Hernandez-Gomez C., Edwards C., Collier J. *Proc. SPIE*, **9893**, 989309-1 (2016).
12. Strickland D., Mourou G. *Opt. Commun.*, **56**, 219, 1985
13. Javan A., Kelley P.L. *IEEE J. Quantum Electron.*, **2**, 470 (1966).
14. Bogatov A.P., Eliseev P.G., Sverdlov B.N. *IEEE J. Quantum Electron.*, **11**, 510 (1975).
15. Дьячков Н.В., Богатов А.П., Гущик Т.И., Дракин А.Е. *Квантовая электроника*, **44**, 997 (2014) [*Quantum Electron.*, **44**, 997 (2014)].
16. Антипов О.Л., Бредихин Д.В., Еремейкин О.Н. и др. *Квантовая электроника*, **36**, 418 (2006) [*Quantum Electron.*, **36**, 418 (2006)].
17. Гайнов В.В., Рябушкин О.А. *Квантовая электроника*, **41**, 809 (2011) [*Quantum Electron.*, **41**, 809 (2011)].
18. Filip C.V. [https://doi.org/10.1364/CLEO\\_SI.2011.CTuJ5](https://doi.org/10.1364/CLEO_SI.2011.CTuJ5).
19. Chizhikov S.I., Garanin S.G., Goryachev L.V., Molchanov V.Y., Romanov V.V., Rukavishnikov N.N., Sokolovskii S.V., Voronich I.N., Yushkov K.B. *Laser Phys. Lett.*, **10**, 015301 (2013).
20. Molchanov V.Y., Romanov V.V., Rogozhnikov G.S., Yushkov K.B. *Opt. Lett.*, **41**, 5442 (2016).
21. Lapucci A., Giofini M. *Appl. Opt.*, **44**, 4388, (2005).
22. Siebold M., Podleska S., Hein J., et al. *Appl. Phys. B*, **81**, 615 (2005).
23. Богатов А.П., Дракин А.Е., Микаэлян Г.Т., Мифтахутдинов Д.Р., Стадничук В.И., Стародуб А.Н. *Квантовая электроника*, **36**, 302 (2006) [*Quantum Electron.*, **36**, 302 (2006)].
24. Богатов А.П., Дракин А.Е., Мифтахутдинов Д.Р., Микаэлян Г.Т., Стародуб А.Н. *Квантовая электроника*, **38**, 805 (2008) [*Quantum Electron.*, **38**, 805 (2008)].