

# Излучатель на эрбиевом стекле с поперечной полупроводниковой накачкой и пассивной модуляцией добротности

В.Н.Быков, А.А.Изынцев, А.Г.Садовой, П.И.Садовский, О.А.Сорокина

*Исследованы возможности излучателя на иттербий-эрбиевом стекле с пассивным модулятором добротности с накачкой от линеек лазерных диодов. Экспериментально установлено, что максимальная выходная энергия реализуется в случае, когда диаметр ТЕМ<sub>00</sub>-моды составляет 0.65–0.77 от поперечного размера активного элемента. При использовании двух 100-ваттных линеек лазерных диодов с мощностью, не превышающей 70 % от предельной, в моноимпульсе длительностью 50 нс при дифракционной расходимости излучения достигнута энергия 5 мДж при КПД (по энергии излучения накачки) 1.35 %.*

**Ключевые слова:** иттербий-эрбиевое стекло, линейка лазерных диодов, полупроводниковая накачка, низшая поперечная мода, пассивная модуляция добротности, лазерная дальнометрия.

## 1. Введение

Применение импульсной полупроводниковой накачки иттербий-эрбиевого стекла в излучателях для портативных лазерных дальномеров с безопасным для зрения излучением ( $\lambda = 1.54$  мкм) позволяет в полной мере воспользоваться как преимуществами такой накачки, так и возможностями активной среды [1, 2]. Действительно, спектральная полоса поглощения ионов иттербия дает возможность осуществлять эффективную накачку излучением линеек лазерных диодов (ЛЛД) с длиной волны 940 нм при +20 °С. При этом в режиме генерации одиночных импульсов в широком диапазоне температур окружающей среды (–40 °С ÷ +50 °С) не требуется принимать специальных мер по термостабилизации ЛЛД. Большое время жизни возбужденного состояния эрбия в стекле (~8 мс) позволяет достичь достаточной инверсии населенностей с минимальным количеством ЛЛД, обеспечив тем самым невысокую стоимость излучателя. Так, в работе [3] при использовании всего одной ЛЛД мощностью 100 Вт и затвора с нарушенным полным внутренним отражением на активном элементе (АЭ)  $\varnothing 2 \times 10$  мм были получены импульсы длительностью 30 нс с энергией 7.5 мДж. Однако эксплуатация ЛЛД на предельных мощностях ведет к их постепенной деградации [4].

Для упрощения конструкции излучателя и системы обеспечения его работоспособности в последнее время все шире используются пассивные лазерные затворы (ПЛЗ) [2, 5, 6]. В работе [2] рассмотрен перспективный с точки зрения реализации максимального КПД (4.2 % по поглощенной энергии или 3.3 % по энергии, излучаемой

диодами) вариант с продольной накачкой АЭ. Однако необходимость использования спектрально-селективных (дихроичных) зеркал снижает ресурс работы излучателя из-за отсутствия в настоящее время надежных технологий нанесения таких покрытий с высокой стойкостью к воздействию лазерного излучения. В работе [5] при поперечной накачке АЭ  $\varnothing 2.5 \times 65$  мм тридцатью 25-ваттными ЛЛД была получена выходная энергия 9.7 мДж в ТЕМ<sub>00</sub>-моды. Чрезмерно большое количество ЛЛД и низкий (~0.3 %) КПД делают такой вариант излучателя малопривлекательным для практического использования. Попытка сократить число ЛЛД приводит к резкому уменьшению выходной энергии. Так, в работе [6] на АЭ размером  $1.7 \times 1.7 \times 10$  мм, накачиваемом излучением двух ЛЛД, были получены импульсы длительностью 10 нс с энергией 0.5 мДж при КПД 0.23 %.

Целью настоящей работы являлось увеличение энергии выходного импульса за счет оптимизации схемы накачки и параметров резонатора с использованием минимального количества ЛЛД. Ранее пути оптимизации КПД низкопороговых лазеров на эрбиевом стекле, работающих в режиме пассивной модуляции добротности при ламповой накачке, исследовались в работе [7]. Оптимизация осуществлялась за счет изменения степени заполнения апертуры АЭ полем низшей поперечной моды. В излучателях с АЭ диаметром от 1.7 до 2.5 мм были получены выходные энергии от 6.5 до 11.5 мДж. КПД достигал максимального значения при одной и той же степени заполнения АЭ (радиус моды  $\omega$  составлял примерно 0.6 от радиуса АЭ). В излучателе с АЭ диаметром 2 мм получены выходные импульсы с энергией ~8 мДж, что при  $\lambda = 1.54$  мкм соответствует максимальному уровню энергии, безопасному для зрения.

## 2. Результаты эксперимента

В отличие от ламповой накачки, когда за счет осветительной системы излучение накачки сходится к центру АЭ и имеется возможность равномерного по поперечному сечению возбуждения АЭ, при поперечной полупро-

В.Н.Быков, А.Г.Садовой, О.А.Сорокина. ФГУП «НИИ "Полос" им. М.Ф.Стельмаха», Россия, 117342 Москва, ул. Введенского, 3; e-mail: sadovoya@mtu-net.ru

А.А.Изынцев, П.И.Садовский. Институт радиотехники и электроники РАН, Россия, 141120 Фрязино, Московская обл., пл. акад. Введенского, 1; e-mail: aai219@ire216.msk.su

Поступила в редакцию 4 апреля 2007 г., после доработки – 13 июля 2007 г.

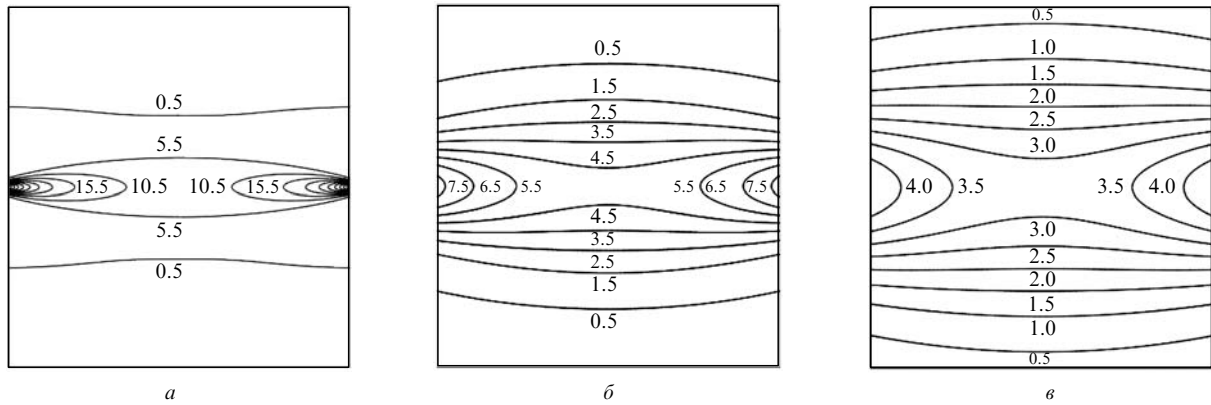


Рис. 1. Карты распределения объемной плотности мощности поглощенной накачки (в кВт/см<sup>3</sup>) по поперечному сечению АЭ при расстоянии до линеек  $\Delta = 0.1$  мм (плотность мощности в центре АЭ  $I = 9.280$  кВт/см<sup>3</sup>) (а),  $\Delta = 0.8$  мм ( $I = 4.742$  кВт/см<sup>3</sup>) (б) и  $\Delta = 1.5$  мм ( $I = 3.185$  кВт/см<sup>3</sup>) (в).

водниковой накачке ситуация оказывается иной. Диаграмма направленности излучения ЛЛД характеризуется большой ( $\sim 40^\circ$ ) угловой расходимостью и неоднородностью. За счет этого распределение поглощенной мощности по поперечному сечению АЭ также неоднородно. По мере прохождения излучения накачки от боковой поверхности в глубь АЭ плотность мощности накачки падает, что обусловлено как поглощением, так и расходимостью. Эффективность накачки зависит от коэффициента поглощения активной среды, геометрии АЭ и расстояния от АЭ до ЛЛД.

В качестве источника излучения накачки в работе использовались две 100-ваттные ЛЛД длиной 10 мм с длиной волны генерации 940 нм при  $+20^\circ\text{C}$ . Рабочий ток через линейки был ограничен значением 100 А, при этом суммарная мощность выходного излучения в зависимости от длительности цикла накачки составляла 120–140 Вт. Расходимость излучения в плоскости, перпендикулярной линейке, достигала  $30^\circ$  по полувысоте при угловом распределении мощности, близком к гауссову.

В качестве активной среды использовалось иттербий-эрбиевое стекло, синтезированное в ИРЭ РАН (Фрязино). Концентрация ионов-активаторов составляла  $3 \times 10^{19}$  см<sup>-3</sup> для  $\text{Er}^{3+}$  и  $1.8 \times 10^{21}$  см<sup>-3</sup> для  $\text{Yb}^{3+}$  соответственно. Коэффициент поглощения на длине волны 940 нм был равен  $4.5 \pm 0.5$  см<sup>-1</sup>. Нетрудно убедиться в том, что образец такого стекла толщиной 2 мм поглощает всего  $\sim 60\%$  мощности накачки, а толщиной 3 мм – примерно 75%. Причем при квадратном сечении образцов средняя по объему плотность поглощенной мощности в первом случае будет в 1.8 раза выше, чем во втором. Учет этих факторов необходим при выборе геометрии АЭ. Заметим, что долю поглощенной мощности накачки тонким АЭ можно повысить, возвратив непоглощенную часть в объем АЭ с помощью отражающего покрытия на противоположной от ЛЛД поверхности АЭ.

В ходе выполнения работы были изготовлены два АЭ прямоугольного поперечного сечения: длинный – с размерами  $1.5 \times 1.7 \times 20$  мм (АЭ1) и короткий – с размерами  $2 \times 2.2 \times 10$  мм (АЭ2). Просветляющие покрытия на их торцах отсутствовали. Накачка осуществлялась через широкие грани, нормально к боковой поверхности. При накачке короткого активного элемента ЛЛД располагались напротив друг друга на равном расстоянии от его боковых граней, что обеспечивало симметричность распределения накачки по поперечному сечению АЭ. На-

качка длинного АЭ осуществлялась в схожей геометрии, но ЛЛД были разнесены по длине АЭ, а на противоположные грани для повышения эффективности накачки был нанесен слой герметика ВГО-1, выполнявшего роль возвратного зеркала. Управление размером области накачки и характером распределения поглощенной мощности осуществлялось путем изменения расстояния  $\Delta$  от ЛЛД до поверхности АЭ.

На рис.1 приведены карты распределения объемной плотности мощности поглощенной накачки по поперечному сечению короткого АЭ при встречном расположении ЛЛД, построенные по данным моделирования процесса на ЭВМ. Расчет проводился с учетом преломления излучения ЛЛД на входе в АЭ, его поглощения и френелевского отражения от входной грани. Мощность излучения ЛЛД задавалась равной 65 Вт. Для расчета поглощения применялся закон Ламберта – Бугера. Видно, что размещение ЛЛД вплотную к АЭ ( $\Delta = 0.1$  мм) приводит к формированию в нем длиной и узкой ( $2 \times 0.8$  мм) области накачки, оставляя большую часть объема АЭ невозбужденной. Увеличение  $\Delta$  до 0.8 мм сопровождается расширением области накачки до 1.35 мм. Дальнейшее увеличение  $\Delta$  приводит к заполнению излучением накачки практически всей апертуры АЭ. Однако расширение области накачки сопровождается сильным падением плотности мощности. Изменение  $\Delta$  от 0.1 до 1.5 мм приводит к уменьшению плотности мощности в центре АЭ почти в три раза. Логично предположить, что для получения максимальной выходной энергии (и КПД) существует оптимальное расстояние между ЛЛД и АЭ. Действительно, расширение области накачки дает возможность повысить энергию выходного импульса, однако для компенсации спада уровня накачки потребуются увеличить либо ее мощность, либо длительность. Учитывая, что одним из путей повышения как энергии моноимпульса, так и КПД излучателя на эрбиевом стекле является оптимизация заполнения АЭ полем излучения нижней поперечной моды [7], основным направлением нашей работы было согласование области накачки в АЭ с размером нижней поперечной моды резонатора.

Размер нижней поперечной моды в АЭ задавался геометрией устойчивого резонатора длиной 185 мм, состоящего из плоского выходного зеркала (коэффициент пропускания  $\tau = 14\%$ ) и вогнутого сферического глухого зеркала, радиус кривизны которого и оптимизировался. Модуляция добротности осуществлялась ПЛЗ на кри-

сталле  $\text{LaMgAl}_{11}\text{O}_{19}:\text{Co}^{2+}$ , который размещался вблизи выходного зеркала. В том случае, когда вектор напряженности электрического поля световой волны был параллелен оси  $c$  кристалла, начальное пропускание ПЛЗ на длине волны генерации составляло 88 %. Для выделения такой поляризации в оптическую схему излучателя была введена брюстеровская пластина. Заметим, что коэффициенты пропускания выходного зеркала и ПЛЗ для АЭ1 и АЭ2 были одинаковы и выбирались на основе результатов работы [7]. Изменение энергии накачки осуществлялось вариациями длительности импульса тока инжекции через последовательно соединенные ЛЛД, а ее пространственное распределение регулировалось изменением расстояния  $\Delta$  между АЭ и ЛЛД. Для каждого расчетного радиуса моды  $\omega$  и выбранного значения  $\Delta$  экспериментально определялись энергия выходного импульса  $E$  и минимальная энергия импульса накачки  $E_p$ , необходимая для его генерации.

На рис.2 приведены зависимости выходной энергии  $E$  и энергии импульса накачки  $E_p$  от  $\Delta$  для АЭ1. Числовым параметром кривых является радиус моды  $\omega$  в АЭ. При фиксированном размере моды увеличение  $\Delta$  приводит к росту энергии выходного импульса  $E$ , причем эта зависимость имеет тенденцию к насыщению. Рост  $E$  сопровождается повышением необходимой энергии импульса накачки  $E_p$ . Чем больше размер моды, тем больше энергия накачки, требуемая для генерации выходного импульса при том же  $\Delta$ . Зависимость  $E(\omega)$  имеет более сложный характер.

На рис.3 приведены зависимости  $E$  от  $\omega$  при разных значениях  $\Delta$  для АЭ1, из которых видно, что энергия вы-

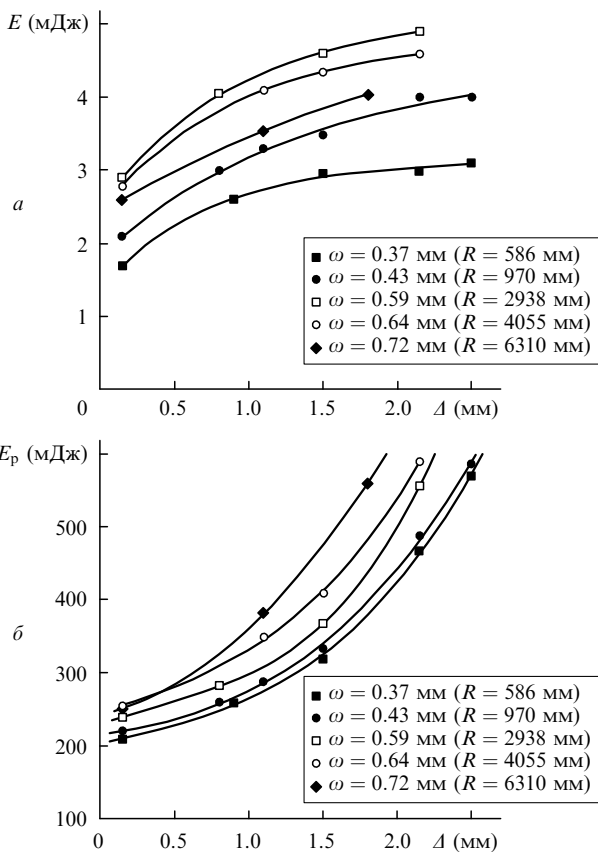


Рис.2. Зависимости выходной энергии  $E$  (а) и световой энергии импульса накачки  $E_p$  (б) от расстояния  $\Delta$  при разных радиусах моды  $\omega$  для АЭ1; в скобках – радиус кривизны  $R$  глухого зеркала резонатора.

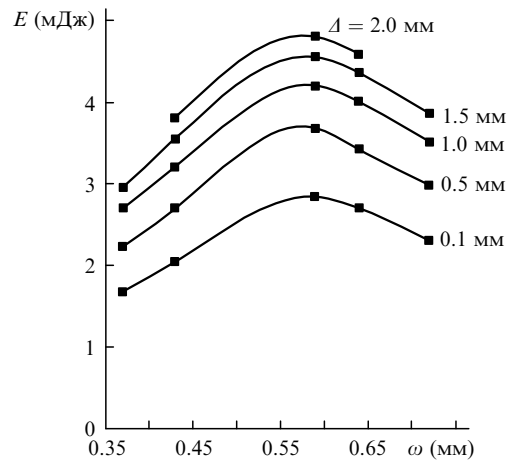


Рис.3. Зависимости выходной энергии  $E$  от радиуса моды  $\omega$  при разных расстояниях  $\Delta$  для АЭ1.

ходного импульса максимальна при  $\omega \approx 0.58$  мм (коэффициент заполнения 0.77) независимо от величины  $\Delta$ . Можно предположить, что и для АЭ другой геометрии существует оптимальный коэффициент заполнения апертуры АЭ полем основной поперечной моды, который практически не зависит от пространственного распределения накачки, а определяется в основном дифракционными потерями на апертуре АЭ. Что же касается энергии выходного импульса, то она существенно меняется с изменением размера области накачки, непосредственно связанным с величиной  $\Delta$ . При достаточно высоком уровне накачки чем больше размер области накачки в АЭ, тем больше энергия выходного импульса. Для АЭ1 при оптимальном размере моды увеличение  $\Delta$  от 0.1 до 2 мм привело к росту энергии  $E$  от 2.8 до 4.8 мДж, что сопровождалось изменением  $E_p$  от 240 до 490 мДж.

Условия генерации выходного импульса максимальной энергии не совпадают с условиями реализации максимального КПД. На рис.4 приведены зависимости КПД (по энергии излучения накачки) от расстояния  $\Delta$  между ЛЛД и АЭ, из которых видно, что для каждого фиксированного значения  $\omega$  существует оптимальное  $\Delta$ , отвечающее максимальному КПД. Заметим, что при этом энергия выходного импульса заметно ниже своего максимального значения при том же радиусе  $\omega$ . Максимальный КПД излучателя при оптимальном заполнении (0.77)

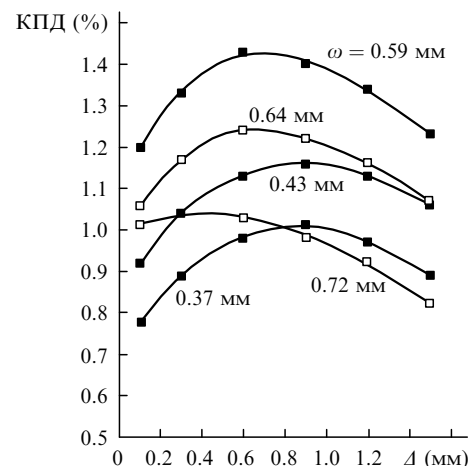


Рис.4. Зависимости КПД по свету от расстояния  $\Delta$  при разных радиусах моды  $\omega$  для АЭ1.

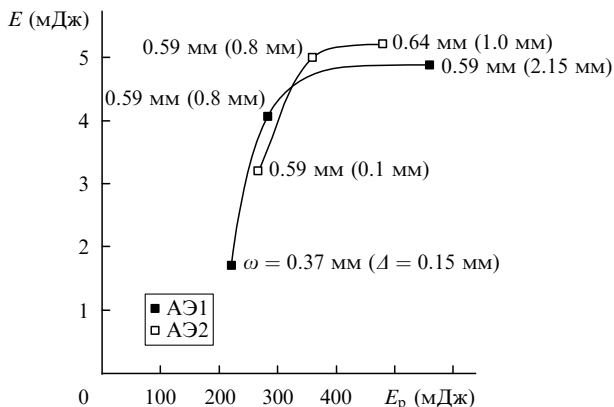


Рис. 5. Зависимости выходной энергии  $E$  от световой энергии накачки  $E_p$  при лучших комбинациях радиуса моды  $\omega$  и расстояния  $\Delta$ .

апертуры АЭ1 поперечной моды достигался при  $\Delta \approx 0.6 - 0.8$  мм, тогда как максимум энергии выходного импульса был реализован при  $\Delta \approx 2$  мм. На рис. 5 (черные точки) приведена своего рода итоговая характеристика для излучателя с АЭ1, построенная на основании лучших комбинаций  $\omega$  и  $\Delta$ , реализованных в проведенных нами экспериментах. Максимальному КПД – 1.42 % – соответствует  $E = 4$  мДж, тогда как максимальная энергия выходного импульса – 4.8 мДж – достигается при КПД всего 0.96 %.

Результаты, полученные при использовании АЭ2, качественно соответствуют приведенным выше данным для АЭ1. Основное отличие заключается в том, что оптимальный радиус моды  $\omega$  для АЭ2 составил 0.65 мм (коэффициент заполнения 0.65). На рис. 5 (светлые точки) приведена аналогичная итоговая характеристика. Максимальный КПД – 1.4 % – был достигнут при  $E = 4.7$  мДж, а максимальной энергии выходного импульса – 5.2 мДж – соответствовал КПД 1.2 %. Некоторое количественное различие результатов, полученных для АЭ1 и 2, можно объяснить как их разной геометрией, так и немного разными (см. выше) условиями их накачки.

Следует отметить, что длительность выходного импульса во всех наших экспериментах (как для АЭ1, так и для АЭ2) составляла 50 нс по полувысоте, а расходимость выходного излучения была близка к дифракционной ( $M^2 < 1.5$ ).

### 3. Заключение

В ходе выполнения настоящей работы при ограниченном числе ЛЛД, работающих в режиме умеренных токов, были получены результаты, представляющие интерес для целого ряда приложений. Так, одиночные импульсы длительностью 50 нс с дифракционной расходимостью и энергией  $\sim 5$  мДж при КПД  $\sim 1.35$  % могут быть использованы для безопасной лазерной дальнометрии.

Проведенные эксперименты позволяют сформулировать некие общие выводы, учет которых может оказаться полезным при разработке излучателей на эрбиевом стекле с поперечной полупроводниковой накачкой и пассивной модуляцией добротности:

- Для повышения энергии выходного импульса и КПД излучателя следует стремиться к оптимальному заполнению АЭ полем излучения нижней поперечной моды вплоть до коэффициента заполнения апертуры АЭ 0.6–0.8 и подбирать оптимальное расстояние между ЛЛД и АЭ.

- Для повышения энергии выходного импульса без учета КПД (при условии достаточно высокого уровня накачки) следует стремиться к возбуждению всего объема активной среды.

В дальнейшем можно попытаться оптимизировать и коэффициенты пропускания выходного зеркала и ПЛЗ.

Авторы выражают благодарность А.М.Онищенко за полезные замечания при подготовке работы к опубликованию.

1. Абазадзе А.Ю., Быков В.Н., Зверев Г.М., Плешков А.А., Симанков В.А. *Квантовая электроника*, **32**, 210 (2002).
2. Бышевская-Конопко Л.О., Воробьев И.Л., Изынцев А.А., Садовский П.И. *Квантовая электроника*, **34**, 809 (2004).
3. Гагарский С.В., Галаган Б.И., Денкер Б.И., Корчагин А.А., Осико В.В., Приходько К.В., Сверчков С.Е. *Квантовая электроника*, **30**, 10 (2000).
4. Wu R., Myers J.D., Myers M.J. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3613**, 221 (1999).
5. Wu R., Myers J., Myers M., Denker B., Galagan B., Sverchkov S., Hutchinson J., Trussel W. <http://kigre.com/files/er100.pdf>.
6. Wu R., Myers J.D., Myers M.J., Hardy R.C. <http://kigre.com/files/er121.pdf>.
7. Быков В.Н., Садовой А.Г. *Квантовая электроника*, **32**, 202 (2002).