

# Лазер на парах цезия с диодной накачкой и прокачкой лазерной среды по замкнутому циклу

А.В.Богачев, С.Г.Гаранин, А.М.Дудов, В.А.Ерошенко, С.М.Куликов, Г.Т.Микаелян, В.А.Панарин, В.О.Паутов, А.В.Рус, С.А.Сухарев

*Впервые сообщается о создании лазера на парах цезия с прокачкой лазерной среды по замкнутому циклу. Мощность излучения лазера составила  $\sim 1$  кВт при эффективности «свет в свет»  $\sim 48\%$ . Рассмотрена квазидвумерная расчетная модель работы лазера, адекватно описывающая экспериментальные результаты. Представлены расчетные и экспериментальные зависимости мощности лазерного излучения от температуры стенок кюветы, давления лазерной среды и мощности накачки.*

**Ключевые слова:** лазер на парах цезия, диодная накачка, прокачка активной среды.

## 1. Введение

В настоящее время наблюдается значительный прогресс в повышении мощности лазеров на парах щелочных металлов с накачкой лазерными диодами [1–4]. Использование диодной накачки позволяет с высокой эффективностью  $\eta_{\text{нд}} \sim 40\% - 70\%$  преобразовывать низковольтную электрическую энергию в энергию узкополосного излучения накачки. Высокая квантовая эффективность атомарных переходов щелочных металлов  $\eta_{\text{к}} = \lambda_{\text{р}}/\lambda_{\text{лас}} = 95\%$  для цезия и  $98\%$  для рубидия в сочетании с возможностью управления шириной линии и коэффициентом поглощения паров металла путем изменения давления и температуры среды, позволяет, согласно нашим расчетам, получать эффективность преобразования излучения накачки в лазерное излучение  $\eta_{\text{пл}} \sim 50\% - 60\%$ . Таким образом, КПД лазера  $\eta_{\text{лас}}$  может достигать  $\sim 20\% - 40\%$ .

Инверсная населенность и генерация лазерного излучения на переходе  $D_1$  ( $^2P_{1/2} - ^2S_{1/2}$ ) в случае оптической накачки на переходе  $D_2$  ( $^2S_{1/2} - ^2P_{3/2}$ ) и заселении уровня  $^2P_{1/2}$  при столкновении атомов щелочных металлов, находящихся на уровне  $^2P_{3/2}$ , с атомами буферного газа (рис.1) впервые получены в работах [5–7]. Позднее в [8] было показано, что эффективное заселение уровня  $^2P_{1/2}$  происходит при использовании этана в качестве буферного газа. Эффективность лазерной генерации в ранних экспериментах была очень низкой, и выходная мощность не превышала нескольких микроватт. В 2003 году была предложена новая концепция: непрерывный лазер на па-

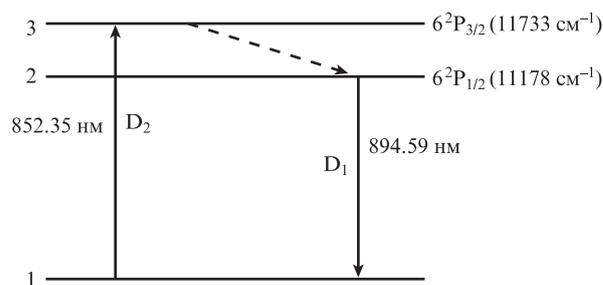


Рис.1. Структура лазерных уровней атома цезия.

рах щелочных металлов с накачкой излучением лазерных диодов со столкновительным уширением  $D_2$ -линии гелием в дополнение к столкновительному перемешиванию верхних уровней легкими углеводородами [9]. Концепция предусматривала применение для накачки серийных и относительно недорогих лазерных диодов с шириной линии излучения до нескольких нанометров и позволяла рассматривать возможность создания лазеров мегаваттной мощности при давлении буферного газа гелия до 25 атм [9, 10].

В первых экспериментах при накачке узкополосным излучением твердотельных лазеров было продемонстрировано, что эффективность преобразования накачки «свет в свет» может достигать  $63\%$  [11]. При накачке лазерными диодами эффективность оказалась несколько ниже –  $61\%$  [12]. Максимальная мощность лазеров с диодной накачкой достигла  $48$  Вт (при эффективности «свет в свет»  $49\%$ ) для лазера на парах цезия и  $207$  Вт (при эффективности «свет в свет»  $\sim 9\%$ ) для лазера на парах рубидия [3, 13]. Все эксперименты до настоящего времени были выполнены в условиях, когда лазерная среда заключалась в замкнутой объем размером в несколько кубических сантиметров и охлаждение среды осуществлялось за счет теплообмена между ней и стенками кюветы. В настоящей работе впервые для лазеров на парах щелочных металлов применялась прокачка среды через область генерации лазерного излучения.

А.В.Богачев, С.Г.Гаранин, А.М.Дудов, В.А.Ерошенко, С.М.Куликов, В.О.Паутов, А.В.Рус, С.А.Сухарев. ФГУП «Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ», Россия, Нижегородская обл., 607188 Саров, просп. Мира, 37; e-mail: dudov@otd13vniief.ru  
Г.Т.Микаелян, В.А.Панарин. ОАО «Научно-производственное предприятие «Инжент»», Россия, 410052 Саратов, просп. 50 лет Октября, 101

Поступила в редакцию 3 октября 2011 г., после доработки – 23 декабря 2011 г.

## 2. Описание установки и условия проведения экспериментов

Для накачки цезиевого лазера использовались узкополосные линейки диодных лазеров с внешними селективными отражателями. Расходимость излучения по двум взаимно перпендикулярным направлениям корректировалась асферическими микролинзами. Линейки диодных лазеров оптически объединены в единый корпус (модуль). В каждом модуле находится по 15 линеек. Излучающая поверхность модуля (зона свечения) представляла собой прямоугольник размером  $5 \times 30$  мм. Четыре модуля лазерных линеек, расположенных в горизонтальной плоскости, представляли собой один элемент накачки – матрицу. Оптическая система сложения излучения в горизонтальной плоскости позволила получить суммарную зону свечения от четырех модулей размером  $6 \times 120$  мм. Расходимость излучения в горизонтальной плоскости  $\theta_x \sim 3$  мрад, а в вертикальной плоскости  $\theta_y \sim 0.1$  рад. Система ввода излучения в лазерную кювету давала возможность формировать в лазерной кювете пучок излучения накачки длиной  $L \sim 36$  мм с поперечным размером  $\sim 5 \times 4$  мм при мощности излучения на окне лазерной кюветы  $\sim 350$  Вт. Для дальнейшего повышения мощности накачки использовался принцип вертикального сложения излучения от  $N$  матриц, расположенных одна над другой (вертикальный перископ). При такой системе накачки зона излучения представляет собой прямоугольник размером  $\sim (6N) \times 120$  мм, а расходимость излучения независимо от числа матриц остается прежней ( $\theta_x \sim 3$  мрад,  $\theta_y \sim 0.1$  рад). Сохраняется также и интенсивность излучения (без учета потерь на оптических элементах сведения) как на окнах лазерной кюветы, так и в лазерной среде, поскольку и мощность излучения накачки, и размер пучка в лазерной кювете по вертикали также увеличивались в  $N$  раз.

Второй такой же источник накачки находился по другую сторону лазерной кюветы (рис.2), что позволяло проводить эксперименты и при односторонней, и при двусторонней накачке. Использовался плоскопараллельный резонатор, зеркала 31 и 32 которого с коэффициентами отражения  $R_1 = 0.35$  и  $R_2 = 0.95$  и зеркало 33, выводящее лазерное излучение, имели размер  $5 \times 15$  мм и располагались в пучке излучения накачки, что приводило к его частичному виньетированию.

Ширина спектра излучения отдельных линеек лазерных диодов на полувьсоте составляла  $\sim 0.3$  нм, однако в экспериментах наблюдалось смещение максимума линий излучения отдельных линеек относительно линии поглощения цезия, и ширина спектра суммарного излучения всех линеек составляла  $\sim 0.7$  нм, причем  $\sim 90\%$  всей мощности накачки содержалось в спектральной области шириной 1 нм.

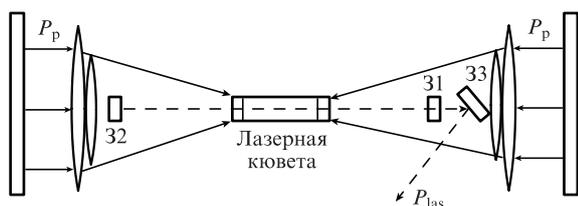


Рис.2. Схема лазера на парах цезия с диодной накачкой.

Лазерная кювета объемом  $12 \text{ см}^3$  была включена в замкнутую двухконтурную систему прокачки лазерной среды через пучок накачки (суммарный объем системы  $\sim 3000 \text{ см}^3$ ). Основной контур обеспечивал непрерывный проток лазерной среды через зону генерации со скоростью до  $20 \text{ м/с}$ , а дополнительный – обдув окон кюветы с той же скоростью. Окна кюветы были выполнены из сапфира и просветлены. Пропускание окна кюветы на длинах волн накачки и генерации было примерно одинаковым и первоначально составляло  $\sim 0.92$ . Вся конструкция изготовлена из нержавеющей стали и снабжена нагревательными элементами и датчиками температуры. Температурный режим обеспечивался системой автоматической термостабилизации, причем температура окон всегда поддерживалась выше температуры металлоконструкций на  $\sim 10^\circ \text{C}$ .

Для перемешивания верхних уровней цезия вместо этана использовался метан, что позволяло проводить эксперименты при температуре лазерной среды до  $150^\circ \text{C}$ . При комнатной температуре давление среды ( $\text{He} - \text{CH}_4 - \text{Cs}$ ) варьировалось в пределах  $1 - 5$  атм, а парциальное давление метана – в пределах  $0.1 - 1$  атм.

## 3. Численное моделирование

Для анализа результатов и оптимизации условий генерации лазера разработана квазидвумерная программа, позволяющая рассчитывать характеристики генерации лазерного излучения в предположении, что пучки накачки и лазерные пучки, распространяющиеся внутри резонатора как вправо, так и влево, имеют переменное поперечное сечение, которое изменяется подобно сечению гауссова пучка в области перетяжки:

$$S = S_w + \left[ \pi \frac{\alpha}{2} (z - z_w) \right]^2, \quad (1)$$

где  $S_w$  – сечение пучка в перетяжке;  $z_w$  – положение перетяжки;  $\alpha$  – угол полного раскрытия пучка накачки на бесконечности.

Таким образом учитывается возможное изменение интенсивности излучения при сужении или расширении пучка. Считается, что каустики пучка накачки и лазерного пучка совпадают. Квазидвумерность заключается в том, что распространение излучения накачки и лазерного излучения вдоль оси  $z$  рассчитывается путем прямого интегрирования уравнений переноса, тогда как изменение интенсивности вследствие изменения сечения пучка учитывается в предположении, что ее поперечное распределение остается однородным. На границах расчетной области по оси  $z$  могут быть заданы характеристики входных пучков накачки и лазерного излучения. Кроме того, на этих же границах через граничные условия задаются отражающие зеркала как для лазерного излучения, так и для излучения накачки. Таким образом может моделироваться как режим генерации, так и режим усиления с инжекцией внешнего сигнала. Активная среда ограничена окнами, для которых вводится заданный коэффициент пропускания.

Кинетические процессы в активной среде, поглощение излучения накачки и усиление лазерного излучения описываются следующими уравнениями:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial P_{\text{las1}}}{\partial t} + \frac{\partial P_{\text{las1}}}{\partial z} = \sigma_{21}(n_2 - n_1)P_{\text{las1}} - \gamma P_{\text{las1}} + k_{\text{ns}} S n_2,$$

$$\frac{1}{c} \frac{\partial P_{\text{las2}}}{\partial t} - \frac{\partial P_{\text{las2}}}{\partial z} = \sigma_{21}(n_2 - n_1)P_{\text{las2}} - \gamma P_{\text{las2}} + k_{\text{ns}} S n_2,$$

$$\frac{1}{c} \frac{\partial P_{\text{p1}}}{\partial t} + \frac{\partial P_{\text{p1}}}{\partial z} = \sigma_{13} \left( n_1 - \frac{1}{2} n_3 \right) P_{\text{p1}},$$

$$\frac{1}{c} \frac{\partial P_{\text{p2}}}{\partial t} - \frac{\partial P_{\text{p2}}}{\partial z} = \sigma_{13} \left( n_1 - \frac{1}{2} n_3 \right) P_{\text{p2}},$$

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = \sigma_{21}(n_2 - n_1) \frac{P_{\text{las1}} + P_{\text{las2}}}{S} \quad (2)$$

$$- \int \sigma_{13}(v) \left( n_1 - \frac{1}{2} n_3 \right) \frac{P_{\text{p1}}(v) + P_{\text{p2}}(v)}{S} dv,$$

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = -\sigma_{21}(n_2 - n_1) \frac{P_{\text{las1}} + P_{\text{las2}}}{S} - \frac{n_2}{\tau_2} + \gamma_{32} n_3 - \gamma_{23} n_2,$$

$$\frac{\partial n_3}{\partial t} = \int \sigma_{13}(v) \left( n_1 - \frac{1}{2} n_3 \right) \frac{P_{\text{p1}}(v) + P_{\text{p2}}(v)}{S} dv$$

$$- \frac{n_3}{\tau_3} - \gamma_{32} n_3 + \gamma_{23} n_2.$$

Здесь  $P_{\text{las1}}$ ,  $P_{\text{las2}}$ ,  $P_{\text{p1}}$ ,  $P_{\text{p2}}$  – мощности распространяющихся вправо (индекс 1) и влево (индекс 2) волн лазерного излучения и излучения накачки;  $c$  – скорость света;  $n_1$ ,  $n_2$  и  $n_3$  – населенности уровней  $^2S_{1/2}$ ,  $^2P_{1/2}$  и  $^2S_{3/2}$  атома щелочного металла соответственно;  $\sigma_{21}$  и  $\sigma_{13}$  – сечения соответствующих переходов;  $S(z)$  – поперечное сечение пучка в данной точке внутри резонатора;  $\gamma$  – коэффициент поглощения активной среды;  $\gamma_{32}$  и  $\gamma_{23} = \gamma_{32} \exp[-\Delta E/(kT)]$  – константы скорости перемешивания верхних подуровней;  $\Delta E$  – разность энергий верхних уровней;  $\tau_3$  и  $\tau_2$  – времена жизни относительно спонтанного распада уровней 3 и 2;  $k_{\text{ns}}$  – константа, определяющая амплитуду шумового излучения и зависящая от геометрии каустики и ожидаемой ширины линии генерации. Спектрально-кинетические параметры активной среды брались из работы [9]. Интегрирование системы (2) проводится в спектрально-групповом приближении методом конечных разностей на равномерной по  $z$  сетке. Шаг интегрирования по времени  $\Delta t$  связан с шагом пространственной сетки  $\Delta z$  соотношением  $\Delta t = \Delta z/c$ .

#### 4. Экспериментальные и расчетные результаты

На рис.3 и 4 приведены зависимости мощности излучения лазера при двусторонней накачке в «одноэтажном» варианте от температуры стенок кюветы и давления лазерной среды, полученные в экспериментах при пропускании окон лазерной кюветы  $\tau = \tau_1 = \tau_2 = 0.92$ . Здесь же представлены результаты расчетов. Видно хорошее согласие экспериментальных и расчетных данных.

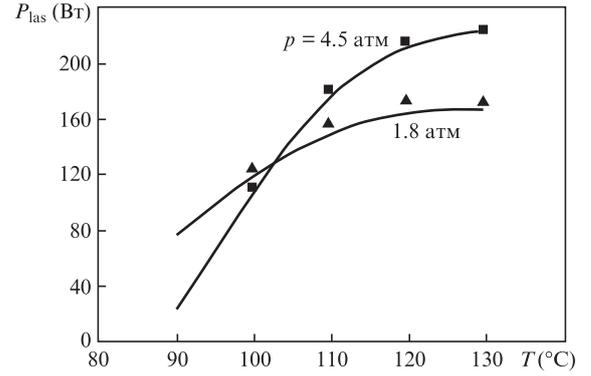


Рис.3. Расчетные (сплошные кривые) и экспериментальные (точки) зависимости мощности лазерного излучения  $P_{\text{las}}$  от температуры стенок кюветы  $T$  в случае двусторонней накачки при  $P_p = 350$  Вт с каждой стороны,  $L = 3.6$  см и  $\tau = 0.92$ . Расчет проводился при  $\Delta\lambda = 0.7$  нм,  $S_w = 0.2$  см<sup>2</sup> и  $\alpha = 5^\circ$ .

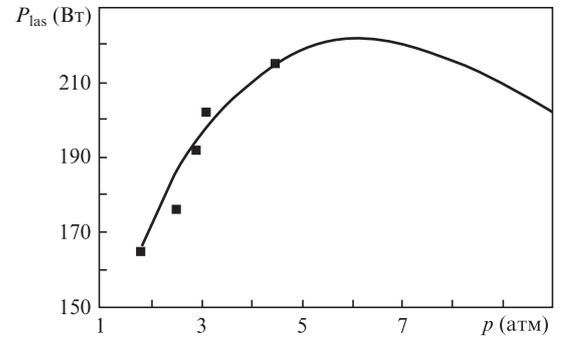


Рис.4. Расчетная (сплошная кривая) и экспериментальная (точки) зависимости мощности лазерного излучения  $P_{\text{las}}$  от давления среды  $p$  в случае двусторонней накачки при  $P_p = 350$  Вт с каждой стороны,  $L = 3.6$  см,  $\tau = 0.92$  и  $T = 120^\circ\text{C}$ . Расчет проводился при  $\Delta\lambda = 0.7$  нм,  $S_w = 0.2$  см<sup>2</sup> и  $\alpha = 5^\circ$ .

На рис.5 показаны расчетные зависимости мощности излучения лазера от мощности накачки при различных пропусканиях  $\tau$  окон кюветы и экспериментальные значения зарегистрированной мощности. Видно, что увеличение  $\tau$ , т.е. уменьшение внутрирезонаторных потерь, позволило существенно повысить эффективность генерации и получить мощность лазерного излучения  $\sim 1$  кВт при эффективности «свет в свет»  $\sim 48\%$ .

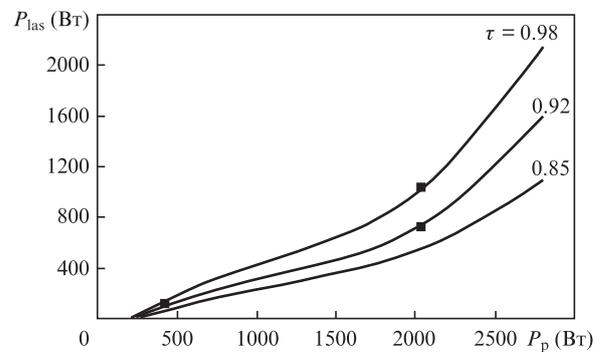


Рис.5. Расчетные (сплошные кривые) и экспериментальная (точки) зависимости мощности лазерного излучения  $P_{\text{las}}$  от мощности накачки  $P_p$  и пропускания окон кюветы  $\tau$  при  $L = 3.6$  см и  $T = 120^\circ\text{C}$ . Расчет проводился при  $\Delta\lambda = 0.7$  нм,  $P_p/S_w = 3.5$  кВт/см<sup>2</sup> и  $\alpha = 5^\circ$ .

## 5. Заключение

Впервые продемонстрирована генерация в лазере на парах цезия с диодной накачкой и прокачкой активной среды. В оптимальных условиях (пропускание окон кюветы 0.98) при двусторонней накачке (мощность излучения накачки на каждом окне кюветы 1 кВт) получена мощность непрерывного лазерного излучения  $\sim 1$  кВт при эффективности преобразования «свет в свет»  $\sim 48\%$ .

1. Krupke W.F. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7005**, 700575 (2008).
2. Zhdanov B.V., Shaffer M.K., Knize R.J. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7581**, 75810F (2010).
3. Zweiback J., Komashko A., Krupke W.F. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7581**, 75810G (2010).
4. Zhdanov B.V., Knize R.J. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6874**, 68740F (2008).
5. Глушко Б.А., Мовсеян М.Е., Овакимян Т.О. *Оптика и спектроскопия*, **52** (4), 762 (1982).
6. Мовсеян М.Е., Овакимян Т.О., Шмавонян С.В. *Оптика и спектроскопия*, **61** (3), 454 (1986).
7. Давтян А.М., Мовсеян М.Е., Папоян А.В., Шмавонян С.В. *Оптика и спектроскопия*, **66** (5), 1176 (1989).
8. Konefal Z. *Opt. Commun.*, **164**, 95 (1999).
9. Beach R.J., Krupke W.F., Kanz V.K., Payne S.A., Dubinskii M.A., Merkle L.D. *J. Opt. Soc. Am. B*, **21**, 2151 (2004).
10. Krupke W.F., Beach R.J., Kanz V.K., Payne S.A., Early J.T. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5448**, 7 (2004).
11. Zhdanov B.V., Ehrenreich T., Knize R.J. *Opt. Commun.*, **260** (2), 696 (2006).
12. Zhdanov B.V., Knize R.J. *Opt. Lett.*, **32** (15), 2167 (2007).
13. Zhdanov B.V., Sell J., Knize R.J. *Electron. Lett.*, **44** (9), 582 (2008).