УДК 621.383

В.Л.БАСЕЦКИЙ, А.А. ЗАРУДНЫЙ, канд.техн.наук

МОДЕЛЬ ГЕНЕРАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗЛУЧАТЕЛЯ РЕЗОНАНСНОГО ЛИДАРА

Введение

При разработке лидарной аппаратуры, предназначенной для зондирования верхней атмосферы, весьма актуальной является задача оптимизации системы по различным критериям качества. В связи с этим возникает проблема разработки удобных для практического использования физико-математических моделей отдельных компонентов лидара, главными из которых являются приемное устройство и излучатель передатчика.

Основными задачами работы являлись уточнение физической модели процессов определяющих эффективность генерации излучателя на красителях с ламповой накачкой и вывод соотношений для мощности излучения в квазистационарном приближении.

Известно, что лазеры на красителях обладают высоким коэффициентом усиления, поэтому при рассмотрении процессов, происходящих в АЭ необходимо учитывать плотность усиленного шума, поскольку последняя может достигать значений, сравнимых с плотностью излучения генерации [1]. Как показывает анализ теоретических и экспериментальных работ, посвященных данной проблеме наиболее существенное влияние на энергетические характеристики квантовых генераторов оказывают усиленный радиационный шум, усиленный рассеянный шум, повышенные краевые потери при термических искажениях активного элемента и поглощение излучения продуктами фотораспада красителя.

Уравнения для мощности и порога генерации

При выводе уравнений порога и мощности генерации процессы, происходящие в АЭ, рассмотривались в рамках трехуровневой энергетической модели: основное синглетное состояние S_0, первое возбужденное синглетное состояние S_1, первое возбужденное триплетное T_1 и соответствующие им населенности n_0, n_1 и n_t. Балансные уравнения в установившемся режиме имеют вид

$$\begin{aligned}&\omega_н \cdot n_0 - n_1 \cdot \left(\tau_s^{-1} + k_{st}\right) - n_1 \cdot F_г \cdot \sigma_{10} + n_0 \cdot F_г \cdot \sigma_{01} - n_1 \cdot F_p \cdot \sigma_{10} + \\ &+ n_0 \cdot F_p \cdot \sigma_{01} - n_1 \cdot \int_{\nu} \sigma_{10}(\nu) \cdot F_л(\nu) d\nu + n_0 \cdot \int_{\nu} \sigma_{01}(\nu) \cdot F_л(\nu) d\nu = 0;\end{aligned} \tag{1}$$

$$n_1 \cdot k_{st} - n_t \cdot \tau_t^{-1} = 0; \tag{2}$$

$$n_0 + n_1 + n_t = n; \tag{3}$$

где $\omega_н$ – скорость накачки; $F_г$ – плотность потока фотонов вынужденного излучения; $F_л(\nu)$ – плотность потока фотонов усиленного радиационного шума; F_p – плотность потока фотонов усиленного рассеянного излучения; τ и τ_t – время жизни соответственно состояний S_1 и T_1; k_{st} – скорость синглет-триплетной конверсии; σ_{10}, σ_{01} – соответственно сечения вынужденного излучения и поглощения на частоте генерации; σ_t – сечение триплет-триплетного поглощения (индексы 0,1 относятся к синглетному каналу, t – к триплетному).

Система уравнений (1-3) была дополнена уравнениями для усредненных интенсивностей радиационного $I_л$ и рассеянного I_p шумовых составляющих излучения [2]

$$I_л = (h\nu_г)\cdot\frac{n_1}{\tau}\cdot\vartheta\cdot\frac{2a\cdot\xi}{k_n}\cdot\left[\frac{\xi\cdot\exp(k_n bl)-1}{k_n bl}-1\right], \quad (4)$$

$$I_p = I_г^{(p)}\cdot\frac{\gamma_p}{k_n}\cdot\left[\frac{\exp(k_n bl)-1}{k_n bl}-1\right], \quad (5)$$

где $\xi = 1{,}65$ – константа, характеризующая снижение среднего по спектру значения коэффициента усиления относительно максимального, полученная с учетом формы и полуширины спектров люминесценции и усиленного шума; k_n – коэффициент потерь в резонаторе; l – длина активного элемента (АЭ); γ_p – коэффициент рассеяния на неоднородностях активной среды; $h\nu_г$ – энергия кванта излучения на частоте генерации; $I_г^{(p)}$ – интенсивность генерируемого излучения внутри резонатора.

Безразмерный коэффициент ϑ в выражении (4) определяет долю спонтанной эмиссии попадающую в полосу усиления по отношению ко всей излученной мощности люминесценции и для красителя родамин 6Ж определяемый соотношением

$$\vartheta \approx 0{,}85 + 0{,}088\cdot\ln\left(\frac{n_1}{n}\right).$$

Коэффициенты a и b в (4,5) могут быть рассчитаны по формулам [2]

$$a = \frac{(\tilde{n}-1)\cdot(\tilde{n}+3)}{2\cdot(\tilde{n}+1)^2}, \qquad b = \frac{\tilde{n}}{\tilde{n}-1}\cdot\ln(\tilde{n}).$$

Система уравнений (1-3) решалась совместно с соотношениями (4-5). Полученные выражения для мощности генерации и пороговой мощности накачки имеют вид

$$P_г = \frac{\nu_г}{\nu_н}\,p_0 p_1 p_3\cdot[P_н - P_{нп}], \quad (6)$$

$$P_{нп} = \frac{(\nu_н/\nu_г)\cdot I_s\cdot V\cdot k_n\cdot\theta\cdot\left[1+\vartheta\cdot\tilde{G}\cdot(1+\xi\cdot\Phi)\right]}{p_0\cdot p_1}. \quad (7)$$

Здесь использованы следующие обозначения:

V – объем АЭ; p_0 – коэффициент, характеризующие КПД накачки [3]; $I_s = h\nu_г/\sigma_{10}\cdot\tau$ – интенсивность насыщения для вынужденного излучения; k_n – коэффициент потерь в резонаторе (без учета триплетных потерь).

Остальные безразмерные коэффициенты в (6) и (7) определяются выражениями

$$\theta = \frac{1+\sigma_{01}\cdot n/k_n}{\chi}, \quad \Phi = \frac{\sigma_t\cdot n_t}{k_n} = \mu\cdot\theta\cdot\frac{\sigma_t}{\sigma_{10}},$$

где $\chi = 1+\frac{\sigma_{01}}{\sigma_{10}}\cdot(1+\mu)-\mu\cdot\frac{\sigma_t}{\sigma_{10}}$;

$\mu = k_{st}\cdot\tau_t$ – параметр, определяющий относительную заселенность триплетного состояния.

Коэффициент p_1 определяет долю поглощенной в АЭ энергией накачки по отношению ко всей падающей на его поверхность. В результате численного интегрирования по спектру поглощения родамина 6Ж по методике, представленной в [2] получено p_1=0,55 при $\sigma_{01}^{\max} nr = 4{,}5$. Интегрирование проводилось в интервале длин волн $\lambda = (400 \div 570)$ нм.

Для определения коэффициента p_3, входящего в выражение (6) и характеризующего соотношение между вредными и полезными потерями в резонаторе принималось упрощающее предположение, что при противоположном характере изменении интенсивностей встречных волн в резонаторе инкремент усиления α по длине кюветы сохраняется неизменным.

Тогда потери интенсивности в АЭ для прямой и отраженной волн будут равны соответственно

$$I_{пот}^{-} = I_{г} \cdot \frac{\gamma \cdot R}{1-R} \cdot \int_0^l \exp\left[(\alpha - \gamma) \cdot z\right] dz \ , \quad I_{пот}^{+} = I_{г} \cdot \frac{\gamma}{K \cdot (1-R)} \cdot \int_0^l \exp\left[(\alpha - \gamma) \cdot z\right] dz \ ,$$

где γ – суммарные распределенные потери в АЭ; R - коэффициент отражения выходного зеркала; $K = 1/\left(T_c \cdot \sqrt{R}\right)$ - пороговое усиление в АЭ; T_c – коэффициент пропускания селектора.

При суммировании потерь интенсивностей встречных волн в АЭ для варианта размещения селектора между кюветой и “глухим” зеркалом получено выражение

$$p_3 = \left\{1 + \frac{1}{1-R} \cdot \left[\sqrt{R} \cdot \left(\frac{1}{T_c} - T_c\right) + \gamma \cdot l \cdot \left(R + T_c\sqrt{R}\right) \cdot \left(\frac{1}{T_c\sqrt{R}} - 1\right) \Big/ \ln\left(\frac{1}{T_c\sqrt{R}}\right)\right]\right\}^{-1} . \qquad (8)$$

Для оценки краевых потерь, обусловленных тепловыми искажениями в АЭ используется геометрооптическая модель. Если в среде устанавливается параболический закон изменения показателя преломления, то влияние термооптических искажений АЭ эквивалентно внесению в резонатор линзы, поэтому плоскопараллельному резонатору с линзоподобной активной средой можно поставить в соответствие эквивалентный резонатор со сферическими зеркалами [3]. В случае положительной линзы для гауссовых пучков возможны стационарные замкнутые траектории внутри резонатора. При этом угол отклонения параксиального луча от оси резонатора зависит от радиальной координаты и равен r/f. Если зависимость коэффициента преломления отличается от параболы (1) это приводит к отклонению хода лучей от стационарных траекторий и к дополнительным потерям излучения в резонаторе. Краевые потери для устойчивых мод могут в этом случае превышать дифракционные потери невозмущенного резонатора, поскольку при значительных градиентах коэффициента преломления углы отклонения пучков для устойчивых колебаний превышают значения, определяемые дифракцией. Эффекты конкуренции мод в случае сильных термооптических искажений резонатора значительно ослаблены, поэтому в рамках принятой модели не учитываются.

Отклонение параксиального луча от оси резонатора, обусловленное неоднородностью показателя преломления АЭ, определяется выражением

$$\theta_{в} = \frac{\partial \tilde{n}}{\partial r} \cdot l = \frac{r}{f} + \frac{4 \cdot n_4 \cdot r \cdot l}{r_к} \cdot \zeta^2 = \frac{r}{f} + 2 \cdot \frac{n_4}{n_2} \cdot \frac{r}{f} \cdot \zeta^2 , \qquad (9)$$

где d- превышение базы резонатора над длиной АЭ;

$d + \tilde{n} l$ - оптическая длина резонатора;

n_2, n_4 - коэффициенты разложения параболы.

Последнее слагаемое в (9) можно рассматривать как угловую аберрацию тепловой лин-

зы, максимальная величина которой равняется

$$\theta_a = \frac{4 \cdot n_4 \cdot l}{r_к},$$

Где r_k - радиус активного элемента лазера.

Потери резонатора, обусловленные неоднородностью накачки по сечению АЭ с учетом триплетных потерь могут быть записаны в виде

$$\gamma\ell \approx A \cdot \frac{\partial \tilde{n}}{\partial T} \frac{p_0 \cdot p_1 \cdot \tilde{W}_н}{c_t \cdot \rho} \cdot \left[1 - \frac{\nu_г}{\nu_н} \cdot \left(1 - \mu \cdot \frac{\sigma_t}{\sigma_{10}}\right)\right] \cdot \frac{l \cdot (l + \tilde{n} d)}{\tilde{n} r_к^2}, \qquad (10)$$

где $\tilde{W}_н$ - энергия накачки, подводимая к лампам в расчете на единицу объема АЭ;

$A \le 1$ – безразмерная константа зависящая от распределения интенсивности излучения по сечению АЭ, величина которой уточнялась в результате экспериментальных исследований.

Качественное отличие краевых потерь оптически возмущенного резонатора от невозмущенного заключается в том, что как следует из (10) потери излучения за проход зависят не только от эквивалентной длины резонатора $L = (d + l/\tilde{n})$, но и от протяженности активной среды l, что подтверждается результатами экспериментальных исследований [4,5]. Коэффициент потерь на единицу длины может быть представлен в виде

$$k_n = \frac{1}{2l} \ln\left(\frac{1}{R}\right) + \gamma + \beta \cdot l(1 + \tilde{n} d / l), \qquad (11)$$

где β - константа, имеющая размерность $см^{-2}$ и определяемая выражением

$$\beta \approx A \cdot \frac{\partial \tilde{n}}{\partial T} \frac{p_0 \cdot p_1 \cdot \tilde{W}_н}{c_t \cdot \rho} \cdot \left[1 - \frac{\nu_г}{\nu_н} \cdot \left(1 - \mu \cdot \frac{\sigma_t}{\sigma_{10}}\right)\right] \cdot \frac{1}{\tilde{n} r_к^2}. \qquad (12)$$

где $\tilde{W}_н$ - энергия накачки, подводимая к лампам в расчете на единицу объема АЭ, в $Дж/см^3$; A – безразмерный коэффициент.

Первое слагаемое в выражении (11) определяет полезные потери, второе $\gamma = \gamma_p + \gamma_ф$ характеризует вредные потери за счет рассеяния γ_p и неактивного поглощения $\gamma_ф$. Последнее слагаемое представляет собой коэффициент краевых потерь, обусловленных удаленностью зеркал резонатора, который в рамках принятой модели будем полагать зависящим от длины АЭ.

Особенности энергетического расчета излучателя

Переход от мощности к энергии при расчете генератора в квазистационарном приближении можно осуществить, если установить связь между коэффициентом превышения мощности накачки над пороговым значением и соответствующим приращением энергии [6].

Часть импульса накачки, превышающая пороговую интенсивность определяется площадью его вершины, ограниченной уровнем пороговой мощности $P_{нп}$. Поскольку типичное время жизни фотона в резонаторе при ламповой накачке приблизительно на три порядка меньше длительности импульса для решения задачи использование квазистационарного подхода в данном случае оправдано. Для упрощения анализа предполагалось, что форма импульса генерации в пределах интенсивностей, превышающих пороговое значение, повторяет форму импульса накачки. В этом случае энергия генерации при постоянных в течение импульса потерях может быть представлена в виде

$$E = k \cdot \int_{t_1}^{t_2} (P_н - P_{нп}) dt \ , \qquad (13)$$

При неизменной форме светового импульса $S(t)$ связь между энергией и максимальным значением мощности в импульсе определяется выражениями

$$P_н = \frac{W_н}{D \cdot \tau_н} \ , \qquad D = \int_0^{\infty} S(t/\tau_н) d(t/\tau_н) \ , \qquad (14)$$

где $W_н = P_н \cdot \tau_н$ - электрическая энергия накачки, подводимая к лампам;

$\tau_н$ - длительность импульса накачки по уровню 0,5 интенсивности.

Обобщение экспериментальных результатов показывает, что форма светового импульса $S(t)$ накачки удовлетворительно описывается выражением

$$S(t/\tau_н) = A \cdot (t/\tau_н)^B \cdot \exp(-C \cdot t/\tau_н)$$

Коэффициенты B и C определяют форму импульса, а коэффициент A устанавливает значение функции в максимуме, равное единице. В частности, для режимов разряда, близких к критическим (с предимпульсом) обработка экспериментальных результатов дала значения A=12,36; B=1,5; C=2,95.

С учетом (13) и (14) энергия излучения лазера рассчитывалась по формулам

$$E_г = k_W \cdot (W_н - W_{нп}) \ , \ W_н = P_н \cdot D \cdot \tau_н \ , \ W_{нп} = P_{нп} \cdot D \cdot \tau_н / p_W \ , \qquad (15)$$

где безразмерные коэффициенты $D=1,1$ и p_W=0,8 определяются формой импульса.

Результаты расчета

На рис.1 представлены результаты расчета энергии генерации лазера на красителе родамин 6Ж в этиловом спирте (верхняя кривая) в зависимости от энергии накачки, а также результаты экспериментальных измерений (нижняя кривая). Расчеты проводились при исходных данных, соответствующих условиям эксперимента: энергия накачки изменялась в пределах 80 – 400 Дж; длительность светового импульса накачки равнялась 3,5мксек; коэффициент рассеяния $\gamma_р = 10^{-3}$ см$^{-1}$ соответствовал условиям слабой прокачки; коэффициент отражения выходного зеркала равнялся 0,35; протяженность накачиваемой области – 24 см; превышение базы резонатора над длиной АЭ составляло 50 см; концентрация красителя определялась условием $\sigma_{01}^{max} nr = 4,5$.

Кроме того в расчетах использовались следующие значения: $\sigma_t = 0.4 \cdot 10^{-16} см^2$; $\mu = k_{st} \cdot \tau_t = 0,85$; $\sigma_{10}^{max} = 1.88 \cdot 10^{-16} см^2$; $p_1 \approx 0,65$; $p_0 = 0,02$; $\nu_г / \nu_н \approx 0,9$; $A = 0,7$; $\partial \tilde{n} / \partial T = 4 \cdot 10^{-4} град^{-1}$; $c_t = 2,42 Дж/(г \cdot град)$; $\rho = 0,79 г/см^3$.

Из рис. 1 видно вполне удовлетворительное согласование расчета и эксперимента, а также то, что как для расчетной, так и для экспериментальной зависимостей характерным является заметное снижение эффективности накачки с ростом энергии вследствие возрастающих термических возмущений резонатора с увеличением плотности накачки.

На рис.2 представлены результаты расчетов энергии генерации и КПД лазера от длины активного элемента излучателя при оптимальных значениях коэффициентов отражения зеркал. Исходные данные для расчетов были те же, что и в предыдущем случае.

Из рис. 2 видно, что с увеличением длины накачиваемой области активного элемента при постоянной рассчетной плотности накачки на единицу длины $\tilde{W}_н = 15\,Дж/см^3$ рост энергии генерации замедляется, достигая максимального значения, а затем энергия генерации начинает убывать. Подобный ход энергетической зависимости объясняется нарастанием краевых потерь и возрастающей интесивностью усиленной люминесценции. КПД генератора достигает максимального значения при длине активного элемента около 12см и с увеличением протяженности прокачиваемой области монотонно падает. Сравнение двух кривых позволяет сделать вывод, что для обеспечения достаточно большой энергии генерации и приемлемого КПД, длина активного элемента при используемых исходных данных не должна превышать величины порядка 30 – 40 см.

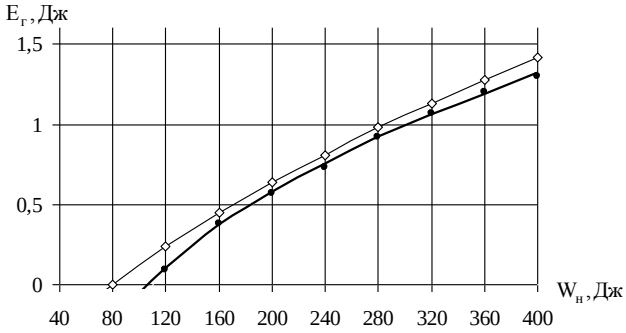


Рис.1

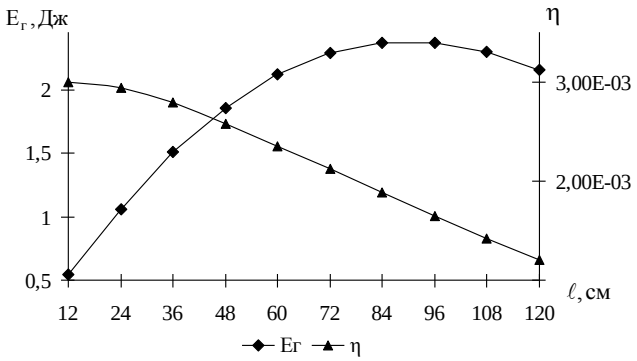


Рис.2

Выводы

Получены соотношения, позволяющие выполнить энергетический расчет излучателя резонансного лидара на базе перестраиваемого лазера на красителях с ламповой накачкой. Расчетные соотношения выведены с учетом основных факторов, влияющих на энергетические характеристики лазера. Рассмотрена зависимость энергии излучения генератора с широкополосным резонатором от длины АЭ. Результаты расчетов и сопоставление их с экспериментальными исследованиями свидетельствуют о том, что основными механизмами ограничения энергии излучения при увеличении протяженности АЭ в порядке их приоритетности являются возрастающие термооптические искажения резонатора, обуславливающие резкое увеличение краевых потерь, усиленный радиационный шум и шум за счет рассеяния на неоднородностях.

Из расчетов следует, что существует оптимальное значение длины АЭ при которой энергия излучения максимальна. На основании расчетов и экспериментальных исследований можно сделать вывод о невозможности увеличения полезной составляющей излучения только лишь за счет неограниченного увеличения длины активного элемента. Дальнейшее увеличение энергии излучения передатчика возможно с помощью однопроходовых оптических усилителей.

Список литературы: 1. Николаев С.В., Коробов А.М. Расчет оптимальной длины активного элемента лазеров на растворах органических соединений с учетом радиационного шума. - Харьков. 1985. - 22с. (Препринт / АН УССР. - ИРЭ. - №281.) 2. Методы расчета оптических квантовых генераторов / Под ред. Б.И. Степанова. - Минск: Изд-во “Наука и техника”, 1968. - Т.2.- 656с. 3. Анохов С.П., Марусий Т.Я., Соскин М.С. Перестраиваемые лазеры. - М.: Радио и связь, 1982. - 360с. 4. Экспериментальное исследование генерационных характеристик ЛРОС с различной длиной активного элемента / Коробов А.М., Николаев С.В., Алексеев В.А., Лазарева Л.В. - Харьков. 1986.-24с. (Препринт / АН УССР. - ИРЭ. - №295). 5. Зарудный А.А., Басецкий В.Л. Лазер с ламповой накачкой повышенной яркости излучения на водном растворе родамина 6Ж. Сб. Радиотехника. 2006, вып.. 145. с. 28-34. 6. Перестраиваемые лазеры на красителях и их применение / С.М. Копылов, Б.Г. Лысой, С.Л. Серегин, О.Б. Чередниченко.-М.: Радио и связь, 1991.-236с.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию