

Регенеративное усиление пикосекундных импульсов десятимикронного диапазона в CO_2 -лазере высокого давления с оптической накачкой

В.М.Гордиенко, В.Т.Платоненко

Разработана модель и выполнены численные расчеты режима регенеративного усиления затравочных пикосекундных импульсов излучения десятимикронного диапазона длин волн в CO_2 -лазере высокого давления с оптической накачкой. Установлено, что, варьируя параметры резонатора, можно оптимизировать условия эффективного регенеративного усиления в случае использования как относительно короткоимпульсного (50 нс) твердотельного $\text{Cr} : \text{Er} : \text{YSGG}$ -лазера накачки, так и «длинноимпульсного» (250 нс) электроразрядного химического HF-лазера. Показано, что использование приведенных схем CO_2 -усилителя с оптической накачкой позволяет получать импульсы длительностью 3 пс с выходной энергией 1–5 мДж и пиковой мощностью ~ 1 ГВт при энергии накачки 150–200 мДж.

Ключевые слова: CO_2 -лазер высокого давления, оптическая накачка, регенеративное усиление пикосекундных импульсов.

1. Введение

В последние годы активизировались работы, направленные на генерацию сверхмощных пикосекундных лазерных импульсов в области 10 мкм [1–3]. Для усиления таких импульсов, как правило, применяются CO_2 -усилители высокого давления [4, 5]. Получение пикосекундных импульсов с энергиями ~ 1 Дж и более требует коэффициентов усиления, существенно превышающих 10^6 , что труднодостижимо при использовании линейной цепи усилителей. Применение на первом этапе регенеративной схемы усиления затравочного импульса [4, 5] позволяет значительно продвинуться в решении этой задачи и получить энергию импульса порядка миллиджоуля при коэффициенте усиления свыше 10^5 .

Для накачки активной среды CO_2 -лазеров высокого давления широко применяется электрический разряд, недостатки которого связаны, в частности, с диссоциацией молекул в нем и с его неустойчивостью при высоких давлениях. Стабилизация разряда электронным пучком позволяет повысить его устойчивость, но не снимает проблемы быстрой деградации лазерной смеси.

Перспективным представляется переход к оптической накачке активной среды. Существенным при использовании CO_2 -лазера высокого давления с оптической накачкой является возможность селективного возбуждения генерационного энергетического уровня, позволяющего реализовать как высокий энергетический вклад (до 10^3 Дж/л), так и высокую его эффективность [6]. Известны схемы оптической накачки CO_2 -лазеров высокого давления преимущественно излучением химических лазеров: НВг- ($\lambda = 4.3$

мкм) [7], HF- ($\lambda = 2.74$ мкм) [8] и DF-лазеров ($\lambda = 3.64$ мкм) [9]. При этом эффективность преобразования при накачке излучением с $\lambda = 4.3$ мкм достигала 40 % по энергии при почти 100 %-ной квантовой эффективности. Отметим, что в последние годы в нашей стране достигнут существенный прогресс в создании нецепных химических HF(DF)-лазеров с самостоятельным разрядом, генерирующих импульсы длительностью ~ 200 нс с энергией в десятки и сотни джоулей [10, 11]. С использованием при накачке CO_2 -лазера высокого давления излучения цепного химического лазера на $\lambda = 2.78$ мкм (энергия и длительность импульса 40 Дж и 2.5 мкс) получены импульсы с энергией ~ 7 Дж при длительности импульса ~ 50 нс [12] и длине волны излучения в области 10 мкм.

К сожалению, использование мощных химических лазеров для оптической накачки не всегда приемлемо в лабораторных условиях. Кроме того, при высокой выходной энергии затруднительно получение импульсно-периодического режима генерации. В связи с этим могут быть перспективными предложенные в [13] схемы накачки излучением твердотельных лазеров. Наиболее эффективной из них, по-видимому, является схема возбуждения составных колебаний (уровней $10^0 1, 02^0 1$) излучением лазеров, работающих в диапазоне 2.7–2.8 мкм с активной средой, активированной эрбием.

Важным преимуществом твердотельных лазеров по сравнению с химическими являются возможность получения более коротких импульсов излучения длительностью 50–100 нс с помощью модуляции добротности резонатора и возможность генерации при частоте повторения импульсов 5–10 Гц без значительного снижения выходной энергии. Уменьшение длительности импульса накачки существенно вследствие ускорения релаксационных процессов при повышении давления активной среды. В [14] предложена и реализована схема CO_2 -усилителя высокого давления с оптической накачкой излучением $\text{Cr} : \text{Er} : \text{YSGG}$ -лазера и продемонстрирована ее высокая эффективность. Основная линия генерации лазера накачки соответствует длине волны $\lambda = 2.796$ мкм, для кото-

В.М.Гордиенко, В.Т.Платоненко. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет и Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; e-mail: gord@phys.msu.ru

Поступила в редакцию 15 сентября 2010 г., после доработки – 25 октября 2010 г.

рой поглощение молекулами углекислого газа и процесс усиления происходят в условиях, близких к оптимальным.

В настоящее время существуют технические возможности для реализации регенеративного CO₂-усилителя высокого давления с оптической накачкой, работающего в импульсно-периодическом режиме. Вместе с тем до настоящего времени отсутствовали численные исследования, позволяющие моделировать регенеративный режим усиления сверхкоротких импульсов в таком усилителе.

Предметом настоящей работы является обсуждение оптической схемы, расчетной модели и результатов численного моделирования усиления пикосекундных импульсов в регенеративном CO₂-усилителе высокого давления с оптической накачкой.

2. Схема возбуждения

В общем виде схема регенеративного усилителя включает в себя активную среду, помещенную в резонатор, образованный двумя зеркалами, одно из которых является дихроичным и пропускает излучение накачки (рис.1). Активная среда ограничена брюстеровскими окнами (NaCl), а в резонаторе размещается оптический элемент (германиевая пластинка толщиной ~100 мкм), с помощью которого может осуществляться инжекция затравочного и вывод усиленного одиночного импульса. Оптические элементы, входящие в состав резонатора не должны вносить заметных потерь. Отметим, что современные технологии напыления позволяют создавать зеркала для среднего ИК диапазона с коэффициентом отражения 99 %–99.5 %. Время регенеративного усиления не должно сильно отличаться от длительности импульса накачки, что накладывает определенные ограничения (не слишком жесткие) на длину резонатора. Плотность потока энергии в пучке накачки ограничивается лучевой прочностью оптических элементов. Плотность потока энергии в усиливаемом импульсе и мощность последнего ограничиваются как насыщением усиления (истощением инверсии населенностей на рабочем переходе), так и нелинейными явлениями в оптических элементах (в основном в германиевой пластинке).

Далее полагается, что оптическая накачка CO₂-лазера высокого давления осуществляется лазерным излучением с частотой, резонансной частотам переходов 000–02⁰1. На рис.2 показана форма линии этого перехода, рассчитанная при комнатной температуре для смеси, содержащей углекислоту при давлении 1 атм, растворенную в гелии при давлении 15 атм. Расчет проводился по формуле

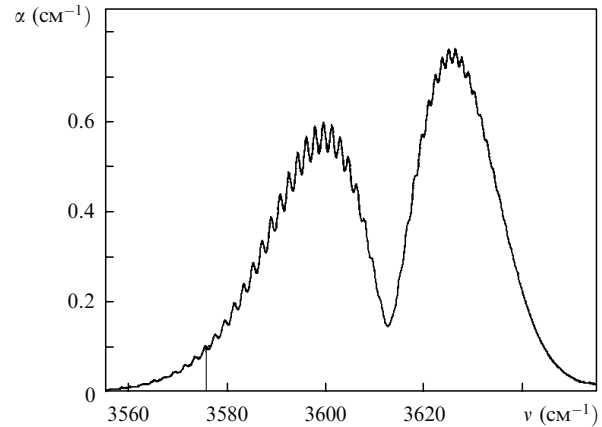


Рис.2. Форма линии перехода 00⁰ – 02¹. Вертикальной чертой отмечено положение частоты накачки.

$$F(\omega) = \sum_j n_j \left[\frac{j}{2j+1} f(\omega - \Omega_P(j)) + \frac{j+1}{2j+1} f(\omega - \Omega_R(j)) \right]. \quad (1)$$

Здесь $f(x) = \delta / [\pi(x^2 + \delta^2)]$; δ – ударная полуширина линии; n_j – равновесная населенность j -го вращательного подуровня основного колебательного уровня; $\Omega_P(j)$ и $\Omega_R(j)$ – частоты P- и R-ветвей переходов 000 – 02⁰1. Спектроскопические данные, необходимые для вычисления этих частот, приведены в [15]. Коэффициент Эйнштейна рассматриваемого перехода близок к 11.2 с⁻¹. В расчетах коэффициент поглощения на длине волны оптической накачки составлял ~0.1 см⁻¹. Такое поглощение ограничивает длину активной среды значением 15–20 см. Интенсивности излучения накачки были значительно меньше интенсивности насыщения и менялись с расстоянием по закону Бугера – Бэра.

Поглощение одного кванта накачки приводит к увеличению запаса энергии в асимметричной моде на один квант $\hbar\omega_3$ этой моды и суммарной энергии симметричной и деформационной мод на два кванта $\hbar\omega_2$ деформационной моды. В такой ситуации уже после завершения процессов внутримодовой (VV) релаксации и установления равновесия между симметричной и деформационной модами населенность уровня 00⁰1 значительно превышает населенность уровня 10⁰0. Разность населенностей $N_{00^01} - N_{10^00}$ на генерационном переходе несколько возрастает также за счет процессов VT-релаксации, охлаждающих симметричную и деформационную моды быстрее, чем антисимметричную.

Населенности N_{00^01} и N_{10^00} могут быть выражены через числа e_2 и e_3 , где e_j – число квантов в j -й моде в расчете на одну молекулу. Динамика изменения чисел e_j рассчитывалась нами в предположениях о равновесных распределениях по уровням отдельных мод и о равенстве температур симметричной и деформационной мод, которое несколько нарушалось лишь при прохождении сверхкороткого усиливаемого импульса. Кроме индуцированных излучением переходов учитывались дезактивация деформационных колебаний и распад кванта антисимметричных колебаний на три кванта деформационной моды при столкновениях. В обозначениях, использованных в [16], на отрезках времени, где интенсивность короткого усиливаемого импульса пренебрежимо мала, числа квантов e_2 и e_3 описываются уравнениями

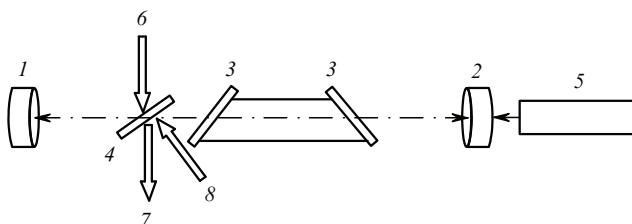


Рис.1. Схема регенеративного CO₂-усилителя высокого давления с оптической накачкой:

1 – сферическое зеркало; 2 – сферическое дихроичное зеркало; 3 – брюстеровские окна; 4 – германиевая пластинка; 5 – лазер накачки; 6 – инжектируемый сверхкороткий импульс; 7 – усиленное излучение; 8 – лазерный импульс, создающий плазменное зеркало.

$$\frac{de_3}{dt} = p_{e_3} - r_3 f_3, \tag{2a}$$

$$\frac{de_2}{dt} = f_2 [p_{e_2} + 3f_3 e_3 - r_2 (e_2 - e_{2T})], \tag{2б}$$

где $p_{e_3} = \sigma I_p / (\hbar \omega_p)$; I_p , ω_p и σ – интенсивность, частота и сечение поглощения квантов накачки; $p_{e_2} = 2p_{e_3}$; e_{2T} – равновесное значение e_2 при температуре T .

Кинетические коэффициенты, необходимые для расчетов скоростей r_3 и r_2 , формулы, позволяющие выразить числа f_3, f_2 и населенности уровней $N_{00^0 1}$ и $N_{10^0 0}$ через числа e_2 и e_3 , приведены в [16]. Для вычисления температуры использовалось уравнение

$$\frac{dT}{dt} = \frac{r_2 \hbar \omega_2 (e_2 - e_{2T}) + r_3 f_3 \hbar (\omega_3 - 3\omega_2)}{c_V}, \tag{2в}$$

где c_V – теплоемкость.

В расчетах время дезактивации деформационных колебаний составляло сотни наносекунд, а время дезактивации антисимметричной моды – порядка микросекунды. При воздействии сверхкороткого усиливаемого импульса населенности колебательных уровней $00^0 1$ и $10^0 0$ меняются практически скачком, и равновесность распределений несколько нарушается. Однако к приходу следующего импульса равновесие восстанавливается, поэтому такие нарушения практически не играют никакой роли.

Эволюция короткого импульса в резонаторе описывалась уравнением в движущейся системе координат:

$$2ik \frac{\partial E}{\partial z} = -\nabla_{\perp}^2 E - 4\pi \frac{\omega^2 P}{c^2}, \tag{3}$$

где E и P – амплитуды поля $\mathbf{E} = \text{Re}\{E \exp[i(kz - \omega t)]\}$ и поляризации $\mathbf{P} = \text{Re}\{P \exp[i(kz - \omega t)]\}$.

Уравнение (3) решалось методом Рунге–Кутты, уравнение (2), описывающее эволюцию поперечной структуры лазерного пучка, решалось методом Краунка–Николсона. Процесс регенеративного усиления рассчитывался поэтапно. При этом на каждом последующем этапе в качестве начальных условий использовались результаты, полученные на предыдущем этапе.

В процессе регенеративного усиления сверхкоротких затравочных импульсов по мере роста их энергии и, следовательно, интенсивности возможно проявление эффекта фазовой самомодуляции (ФСМ) на керровской нелинейности. В проходных оптических элементах резонатора (пластинка для ввода и вывода усиливаемого импульса, окна газовой кюветы) поляризация вычислялась с учетом нелинейного слагаемого $n_2 I$ в выражении для показателя преломления (здесь I – интенсивность, $n_2^{\text{Ge}} \approx 3 \times 10^{-13} \text{ см}^2/\text{Вт}$, $n_2^{\text{NaCl}} \approx 3 \times 10^{-16} \text{ см}^2/\text{Вт}$ [17], толщина окна из NaCl равна 5 мм). В усиливающей среде поляризация представлялась в виде суммы $\mathbf{P} = N_{\text{CO}_2} \sum_j p_j$, где p_j – поляризация на колебательно-вращательном переходе $|10^0, j-1\rangle \leftrightarrow |00^0 1, j\rangle$ молекул углекислоты с концентрацией N_{CO_2} (частота ω настраивалась на частоту R-ветви перехода $10^0 0 - 00^0 1$). Опуская колебательные индексы, слагаемое p_j можно представить в виде $p_j = d_{j-1 j} \rho_{j j-1} + d_{j j-1} \rho_{j-1 j}$, где d – дипольный момент, ρ – матрица плотности двухуровневой системы, эволюционирующая в соответствии с уравнением (в представлении взаимодействия)

$$i\hbar \dot{\rho} = -E(d\rho - \rho d) - i\hbar R, \tag{4}$$

где R – релаксационные слагаемые. Предполагалось, что недиагональные элементы матрицы плотности затухают за время $1/\delta$, а перераспределение по вращательным подуровням колебательного уровня происходит за время $2/\delta$, т. е.

$$R_{jj} = (\rho_{jj} - n_j^0 N_{00^0 1}) \frac{\delta}{2}, \quad R_{j-1 j-1} = (\rho_{j-1 j-1} - n_{j-1}^0 N_{10^0 0}) \frac{\delta}{2},$$

где n_j^0 – нормированная равновесная населенность вращательного подуровня. Для расчета изменения населенностей колебательных уровней $N_{00^0 1}$ и $N_{10^0 0}$ под действием усиливаемого импульса также использовалась система уравнений (4).

3. Результаты расчетов

При использовании для оптической накачки излучения твердотельного лазера (короткий импульс, 50 нс) длина кюветы с активной средой была равна 15 см, а длина резонатора – 30 см (рис.1). Кювета размещалась симметрично относительно зеркал с радиусом кривизны 6.5 м. При этом сечение основной поперечной моды резонатора ($S = \pi r_0^2/2$, где r_0 – радиус пучка по уровню интенсивности e^{-2}) составляло 0.05 см². Распределение интенсивности излучения накачки имело супергауссов профиль $I = I_0 \exp(-r^6/a^6)$. Сечение пучка накачки ($S_p \approx \pi a^2$) в кювете также составляло 0.05 см². Такой профиль пучка накачки позволяет осуществлять эффективное возбуждение рабочей смеси усилителя и дополнительно служит пространственным фильтром для выделения низшей моды резонатора. Поглощенная в активной среде энергия была равна 150 мДж, а плотность потока энергии накачки – примерно 3 Дж/см². Основная часть расчетов проводилась для смеси CO₂ : Ne = 1 : 15 при общем давлении 16 атм. Отметим, что повышение температуры активной среды не превышало 40°.

На рис.3 приведена типичная зависимость энергии усиливаемого импульса от числа проходов по резонатору. Она рассчитана при энергии инжектируемого импульса 3 нДж и его длительности 1.2 пс (несущая частота 976 см⁻¹). Потери составляли 4 % за обход резонатора. Импульс инжектировался в резонатор в момент времени

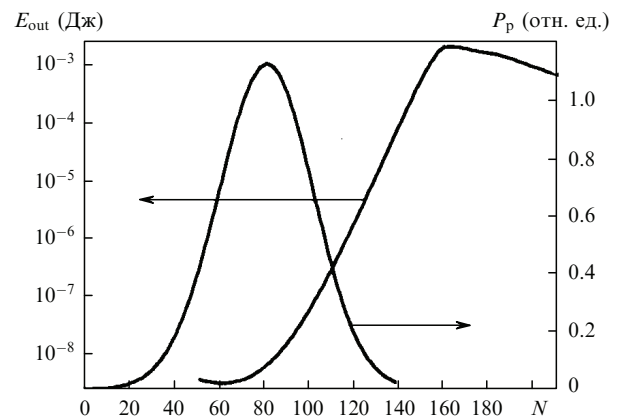


Рис.3. Зависимость выходной энергии E_{out} от числа проходов N по короткому резонатору, а также форма импульса накачки (P_p), полуширина которого составляет 50 нс. Время прохода импульса по резонатору $2L/c = 1$ нс, момент инжекции соответствует $N = 51$.

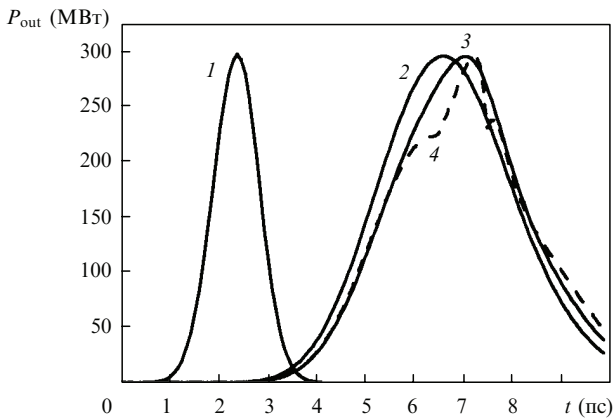


Рис.4. Эволюция формы регенеративно усиливаемого затравочного импульса в коротком резонаторе (значению $N = 1$ соответствует время 1 нс): момент инжекции, отвечающий числу проходов $N = 51$ (1), и форма импульса для $N = 152$ (энергия импульса 1 мДж) (2), 158 (2 мДж) (3) и 161 (2.25 мДж) (4).

$t_{inj} \approx 50$ нс, отстоящий на 50 нс от начала импульса накачки, временная форма которого также показана на рис.3. Максимальная энергия импульса E_{max} составляет ~ 2.5 мДж и достигается через ~ 110 нс после инжекции (после 110 проходов по резонатору). Она несколько возрастает (примерно на 20 %) при оптимизации момента инжекции (при $t_{inj} \approx 60$ нс) и уменьшается приблизительно вдвое при увеличении потерь до 8 % за обход резонатора. От инжектируемой энергии E_{inj} энергия E_{max} зависит очень слабо (в диапазоне энергий $E_{inj} = 3 - 100$ нДж).

Эволюцию формы и спектра усиливаемого импульса с теми же параметрами, что и на рис.3, иллюстрируют рис.4 и 5. На линейном этапе длительность импульса медленно растет, а спектр сужается, при этом импульс остается спектрально ограниченным после 152 проходов по резонатору. Его энергия составляет около 1.1 мДж, длительность – около 3.1 пс. Эти параметры мало меняются при изменении длительности инжектируемого импульса в диапазоне 0.6–1.5 пс.

Однако после 158 проходов по резонатору форма импульса несколько искажена, спектр существенно уширен и его ширина соответствует длительности спектрально ограниченного импульса, лежащей в субпикосекундной области. При этом энергия импульса составляет 2 мДж, а длительность остается близкой к 3.1 пс.

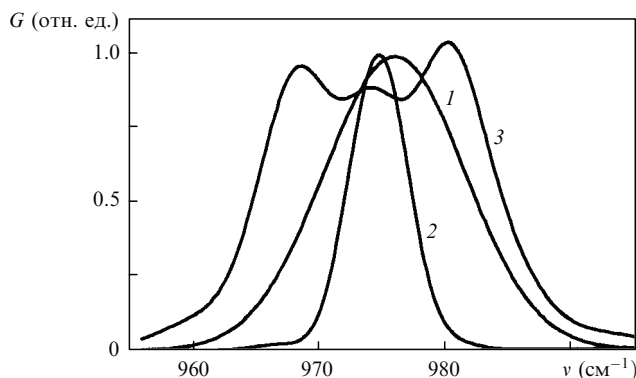


Рис.5. Эволюция спектра импульса при усилении затравочного импульса с энергией 3 нДж в коротком резонаторе: момент инжекции, отвечающий числу проходов $N = 51$ (1), и форма спектра для $N = 152$ (2) и 158 (3).

Наконец, после 161 прохода по резонатору энергия импульса возрастает до 2.25 мДж, его форма существенно искажена, а спектр (на рис.5 не показан) «накрывает» не только R-, но и P-ветвь перехода.

Одновременно с искажением временной структуры импульса происходят и изменения поперечной структуры светового пакета. После 152 проходов по резонатору искажения этой структуры практически отсутствуют. После 158 проходов структура пакета еще близка к гауссовой, но его диаметр примерно в 2.5 раза меньше начального, а интенсивность на оси составляет более 7×10^{10} Вт/см². После 161 прохода структура пакета сильно искажена.

В расчетах, выполнявшихся для импульса накачки длительностью 250 нс (такая длительность типична для электроразрядного химического HF-лазера), длина резонатора составляла 1 м. Резонатор был образован вогнутым и выпуклым зеркалами с радиусами кривизны 170 и –100 см соответственно. В области выпуклого зеркала сечение основной моды равнялось ~ 0.05 см². Кювета длиной 15 см была «прижата» к выпуклому зеркалу. Германиевая пластинка располагалась в области вогнутого зеркала, где сечение основной моды составляло ~ 0.25 см² (почти в пять раз больше, чем в кювете). Тем самым нелинейные явления в германии должны были играть меньшую роль. Пучок накачки имел ту же форму ($I \sim \exp(-r^6/a^6)$) и сечение (0.05 см²), что и в коротком резонаторе. Потери составляли 4 % за обход резонатора. Затравочный импульс с энергией 10–30 нДж направлялся в резонатор CO₂-лазера высокого давления с задержкой относительно начала импульса накачки примерно на 240 нс ($N \approx 50$).

Для краткости мы обсудим лишь результаты расчетов, выполненных при энергии накачки 300 мДж (плотность потока энергии 6 Дж/см²). Основное их отличие от обсуждавшихся выше результатов расчета в случае короткого резонатора состоит в отсутствии значительных искажений формы импульса и структуры пучка при энергиях более «плавная» зависимость энергии усиливаемого импульса от времени (в области, близкой к ее максимальному значению) в случае длинного резонатора. Отметим, что в случае короткого резонатора «плавные» зависимости реализуются в отсутствие нелинейного элемента. Такое поведение энергии усиливаемого импульса связано с тем, что включение ФСМ при увеличении интенсивности импульса приводит к более резкому ограничению выходной энергии по сравнению с обусловленным истощением инверсии. В длинном резонаторе роль ФСМ ослаблена и ограничение вызвано истощением инверсии.

В рассматриваемом варианте резонатора интенсивность усиленного импульса на полупроводниковой пластинке ограничивается значением, меньшим 10^{10} Вт/см². Максимальная энергия не испытавшего существенного влияния ФСМ импульса E_{max} составляла 7.5 мДж и достигалась примерно через 480 нс после инжекции (80 проходов по резонатору). Отметим, что от инжектируемой энергии E_{inj} энергия E_{max} зависит очень слабо (в диапазоне энергий $E_{inj} = 10 - 100$ нДж).

После 80 проходов по резонатору длительность импульса близка к 3.1 пс, форма его несколько искажена, а спектр слабо уширен за счет влияния процесса ФСМ. Наконец, после 83 проходов по резонатору (через ~ 500 нс) энергия импульса достигает ~ 8 мДж, при этом его

форма существенно искажена, а спектр «накрывает» не только R-, но и P-ветвь перехода. Однако поперечная структура светового пакета искажена незначительно.

4. Обсуждение результатов

Полученные результаты свидетельствуют о том, что в отсутствие нелинейного элемента энергия сверхкороткого импульса, достигаемая при регенеративном усилении, относительно слабо зависит от его начальных энергии и длительности (в диапазоне 0.5–2 пс) и может регулироваться за счет управления параметрами накачки и резонатора. Увеличение длительности импульса оптической накачки с 50 до 250 нс не является принципиальным, но требует увеличения длины резонатора.

Наличие нелинейного элемента в резонаторе ограничивает энергию (или, по крайней мере, интенсивность) импульса, которая может быть достигнута без искажения спектрально-временной и пространственной структур светового пакета. Поэтому усиливаемый импульс должен выводиться из резонатора прежде, чем ФСМ вызовет нежелательные искажения его структуры. Таким образом, ограничение выходной энергии определяется не только истощением инверсии на рабочем переходе, но и ФСМ в нелинейном элементе.

Важной характеристикой усиливаемого излучения является отношение сигнал/шум на выходе усилителя. Мы полагаем, что это отношение не зависит от числа проходов по резонатору, поскольку усиление происходит в линейном режиме. Оно (отношение) определяется параметрами инжектируемого излучения и энергией шумового излучения, накопленной в основной моде резонатора в полосе усиливаемых частот $\delta\omega$ к моменту инъекции t_{inj} . Пренебрегая усилением и поглощением, энергию, накопленную в основной моде, можно оценить по формуле

$$E_{noise}^r \approx AF(\omega)\delta\omega \frac{S}{4\pi L^2} \frac{\omega}{\omega_p} \int_0^{t_{inj}} P_p(t)(t_{inj} - t)dt, \quad (5)$$

где $A \approx 0.21 \text{ с}^{-1}$ – коэффициент Эйнштейна; L – длина резонатора; P_p – мощность накачки. В условиях, соответствующих рис.4, энергия шумового излучения (5) составляет $\sim 10^{-16}$ Дж.

При параметрической генерации инжектируемого импульса [18] отношение сигнал/шум $E_{inj}/E_{noise} = K$ составляет $10^5 - 10^6$. Иными словами, уже при $E_{inj} = 1$ нДж энергия инжектируемого с сигналом шума E_{inj}/K существенно превышает энергию шума E_{noise}^r (5), создаваемого собственно регенеративным усилителем. Таким образом, в типичной ситуации, когда энергия инжектируемого импульса равна 0.1–1 мкДж, основным фактором, определяющим контраст усиленных импульсов, является отношение сигнал/шум для инжектируемого импульса.

5. Выводы

Таким образом, разработана модель и выполнены численные расчеты, максимально соответствующие условиям регенеративного усиления затравочных пикосекундных лазерных импульсов десятимикронного диапазона в CO_2 -усилителе с оптической накачкой. Установлено, что, варьируя параметры резонатора, можно оптимизировать условия эффективного регенеративного усиления в случае использования как относительно короткоимпульсного (50 нс) твердотельного Cr:Er:YSGG-лазера накачки, так и «длинноимпульсного» (250 нс) электроразрядного химического HF-лазера. Показано, что использование приведенных схем CO_2 -усилителя с оптической накачкой позволяет получать импульсы длительностью 3 пс с выходной энергией 1–5 мДж и мощностью ~ 1 ГВт при энергии накачки 150–200 мДж. Такой усилитель может применяться в качестве первой ступени в цепи усилительных каскадов сверхмощной лазерной системы десятимикронного диапазона, и его излучение может использоваться для проведения самостоятельных фундаментальных и прикладных исследований.

Работа поддержана грантом РФФИ № 09-02-12219.

1. Bravy B.G., Gordienko V.M., Platonenko V.T., Rykovanov S.G., Vasiliev G.K. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6735**, 67350L (2007).
2. Pogorelsky I., Shkolnikov P., Chen M., et al. *AIP Conf. Proc.*, **1086**, 532 (2009).
3. Haberberger D., Tochitsky S., Joshi C. *Opt. Express*, **18** (17), 17865 (2010).
4. Биглов З.А., Гордиенко В.М. *Мощные пикосекундные системы десятимикронного диапазона* (Итоги науки и техники. Сер. «Современные проблемы лазерной физики». М.: ВИНТИ, 1991, т. 4, с. 84–125).
5. Corkum P.V. *Opt. Lett.*, **8** (10), 514 (1983).
6. Jaeger T., Wang G., in *Tunable Lasers* (Berlin: Springer-Verlag, 1987, pp 303–330).
7. Chang T.E., Wood O.R. *IEEE J. Quantum Electron.*, **17** (11), 907 (1977).
8. Stenersen K., Wang G. *IEEE J. Quantum Electron.*, **22** (12), 2236 (1986).
9. Stenersen K., Wang G. *IEEE J. Quantum Electron.*, **19** (9), 1414 (1983).
10. Аполлонов В.В., Казанцев С.Ю., Орешкин В.Ф., Фирсов К.Н. *Квантовая электроника*, **25** (2), 123 (1998).
11. Панченко А.Н., Орловский В.Н., Тарасенко В.Ф. *Квантовая электроника*, **34** (4), 320 (2004).
12. Alexandrov B.S., Arsenjev A.V., Azarov M.A., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4644**, 301 (2002).
13. Stenersen K., Wang G. *IEEE J. Quantum Electron.*, **25** (2), 147 (1989).
14. Биглов З.А., Гордиенко В.М., Данилов Е.О., Слободянок В.А., Феллов А.П., Хоменко С.И., Шестаков А.В. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **57** (12), 183 (1993).
15. Rothman L. *Appl. Opt.*, **25** (11), 1795 (1986).
16. *Справочник по лазерам* (М.: Сов. радио, 1978, т. 1).
17. *Справочник по лазерам* (М.: Сов. радио, 1978, т. 2).
18. Magnitskii S.A., Malakhova V.I., Tarasevich A.P., Tunkin V.G., Yakubovich S.D. *Opt. Lett.*, **11** (1), 18 (1986).