

Исследование динамики распространения импульсов CO₂-лазера в цепочке нелинейных поглощающих и усиливающих сред

К.Н.Макаров, Д.Д.Малюта, С.Г.Нищук, В.К.Рерих, Ю.А.Сатов, Ю.Б.Смаковский, А.Е.Степанов, С.В.Хоменко

В системе, состоящей из задающего генератора, трехпроходного телескопического усилителя и насыщающихся поглощающих ячеек, получены импульсы излучения CO₂-лазера с энергией 100 Дж и длительностью, варьируемой в диапазоне 15 – 80 нс. Развита расчетно-теоретическая модель для описания взаимодействия излучения CO₂-лазера с резонансно-поглощающей и усиливающей средами. Показано, что значительное увеличение эффективности усиления и компрессия импульса достигаются при использовании комбинации поглотителя, насыщающегося на фронте импульса, и усилителя, работающего в режиме глубокого насыщения.

Ключевые слова: нелинейная динамика, насыщающийся поглотитель.

Введение

Формирование импульсов излучения CO₂-лазера с заданными пространственно-временными и энергетическими характеристиками является необходимым условием эффективного использования таких лазеров в ряде конкретных приложений. Так, например, для получения максимального числа ионов высокой зарядности при генерации пучков многозарядных ионов в лазерной плазме [1] требуется формирование импульса вполне определенной длительности, намного меньшей, чем длительность пика излучения в режиме свободной генерации.

В настоящее время для управления длительностью лазерного импульса широко применяются системы задающий генератор – усилитель мощности. Основным способом управления длительностью выходного импульса – варьирование формы импульса задающего генератора (ЗГ) с последующим усилением его в одном или нескольких каскадах. Формирование импульса (ЗГ) может осуществляться с помощью электрооптического затвора, при соответствующем подборе параметров резонатора ЗГ, лазерной смеси и условий накачки, а также с помощью фильтров с насыщающимся поглотителем. В настоящей работе для получения импульсов длительностью 15 – 80 нс применялись последние два метода.

Описание основных физических процессов, формирующих временные характеристики лазерного импульса в резонансно-усиливающих, поглощающих и комбинированных средах дано в [2 – 5] на основе двухуровневой модели. В частности, показано, что основными физическими факторами, определяющими длительность и форму выходного импульса, являются скорость и закон нарастания переднего фронта усиливаемого импульса. Укорочение импульса в этих работах достигалось в предположении о гауссовой форме импульса ЗГ. Такую форму импульса трудно реализовать на практике. Как правило,

применяемые ЗГ, работающие в режиме свободной генерации, обеспечивают экспоненциальный закон нарастания интенсивности импульса. Нелинейный характер усиления в таких случаях приводит лишь к перемещению максимума импульса во времени [3] без изменения длительности импульса и закона нарастания его переднего фронта.

Настоящая работа посвящена исследованию условий формирования импульсов CO₂-лазера при последовательном прохождении нелинейного поглотителя и CO₂-усилителя. Важной особенностью являлось использование режима насыщения поглощающего фильтра на фронте импульса и сильно насыщенный режим усиления. Это позволило избежать значительных потерь в поглощающих фильтрах с одновременным укорочением импульса в усилителе при повышении энергосъема.

1. Схема эксперимента и методика измерений

Оптическая схема установки, показанная на рис.1, включала в себя одномодовый одночастотный ЗГ 1, собранный по гибридной схеме [6]; усилитель мощности 14 в трехпроходной конфигурации с использованием неосевого кассегреновского телескопа, состоящего из двух зеркал 12, 13; поглощающие ячейки 2 (ПЯ1) и 11 (ПЯ2), заполненные смесью воздуха и SF₆; дифракционную решетку 3 и пространственный фильтр, содержащий два

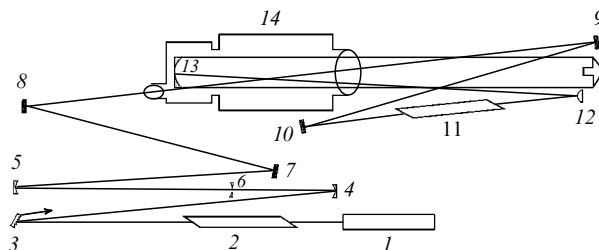


Рис.1. Оптическая схема установки: 1 – ЗГ; 2, 11 – поглощающие ячейки; 3 – дифракционная решетка; 4, 5 – пара конфокальных сферических зеркал; 6 – диафрагма; 7 – 10 – плоские зеркала; 12 – выпуклое сферическое зеркало; 13 – фокусирующее сферическое зеркало; 14 – усилительный модуль.

сферических зеркала 4 и 5 и диафрагму 6. Усилитель мощности собран на основе модуля с электрическим разрядом, контролируемым электронным пучком [7]. Размер камеры с активной средой усилителя составлял $15 \times 15 \times 100$ см.

Оптическая схема трехпроходного усиления образована плоскими зеркалами 7–10, обеспечивающими первый проход усилителя, и внесевым конфокальным зеркальным телескопом 12, 13 с увеличением $M = 6.6$ при диаметре большого зеркала 150 мм. Дифракционная решетка 3 (100 штр./мм) обеспечивает оптическую связь ЗГ с усилительной линией на рабочей линии $P(20)$ десятимикронной полосы усиления. Поглощающие ячейки со смесью SF_6 и воздуха, которые играют роль нелинейных насыщающихся фильтров для линии $P(20)$, используются для формирования временного профиля усиливаемого импульса. Вопросы подавления паразитной генерации и обратного импульса в линейке рассмотрены в [8, 9].

Для исследования временной формы импульса излучения использовались датчики на основе увлечения фотонов (photon-drag detector) с временным разрешением 0.7 нс. Сигналы детекторов регистрировались на цифровом двухканальном осциллографе Lecroy 9450 с полосой усиления 350 МГц и шагом оцифровки 2.5 нс. Измерения скорости нарастания переднего фронта импульсов ЗГ и усиленных импульсов подробно описаны в [9]. Импульс ЗГ имел типичную для CO_2 -лазера форму, которая зависела от состава смеси и добротности резонатора. При эффективном коэффициенте отражения зеркал 35% и использовании смеси состава $CO_2:N_2:He = 4:1:5$ импульс имел наибольшую скорость нарастания переднего фронта (экспоненциальный показатель $t_0 = 8 - 9$ нс) и длительность на полувысоте 74 нс при энергии 250 мДж. Энергия импульсов измерялась стандартными калориметрическими детекторами. Во всех экспериментах коэффициент усиления слабого сигнала g_0 в усилительном модуле составлял ~ 0.04 см $^{-1}$.

2. Нелинейные характеристики усилительной и поглощающей сред

Несмотря на большое число работ, посвященных исследованию и применению насыщающихся ячеек с SF_6 в лазерных схемах, систематические данные о влиянии параметров ячеек на временные характеристики импульсов CO_2 -лазера отсутствуют. Не разработана также и удовлетворительная теоретическая модель описания кинетики SF_6 в достаточно широком диапазоне параметров. В настоящей работе оптические характеристики ячеек были получены при измерении пропускания SF_6 -ячеек в широком диапазоне энергий и интенсивностей импульса. Полученные данные экстраполировались в область низких интенсивностей и включались в программу расчета вместе с характеристиками процесса усиления импульса.

На рис.2 показаны зависимости от интенсивности и энергии входного излучения пропускания ячеек длиной 11 и 68 см, заполненных чистым SF_6 и смесью SF_6 с воздухом, который использовался как буфер для увеличения скорости релаксации и изменения интенсивности насыщения поглотителя. Серия измерений с ячейками различной длины позволила эмпирически определить оптимальные параметры поглотителя, согласованные с длиной усилителя, применяемого в настоящей работе (кривая 2 на рис.2). В частности, оптимальные длины

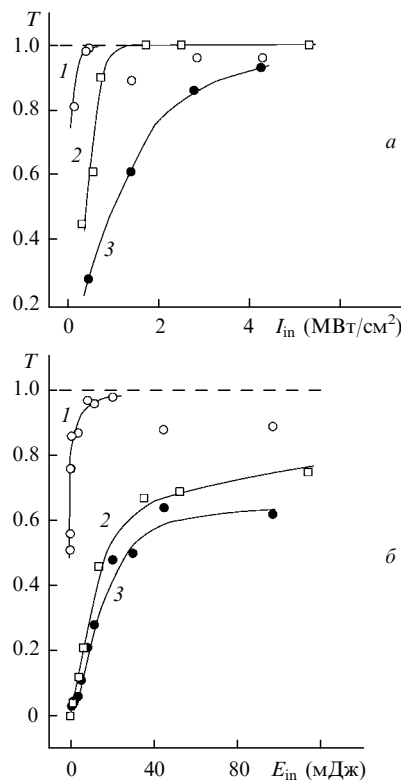


Рис.2. Зависимости пропускания ячеек от интенсивности (а) и энергии входного излучения (б) для ячейки длиной 11 см с чистым SF_6 при давлении 0.5 мбар (1), ячейки длиной 68 см со смесью SF_6 (0.08 мбар) и воздуха (450 мбар) (2) и ячейки длиной 11 см со смесью SF_6 (0.5 мбар) и воздуха (600 мбар) (3).

ПЯ1 и ПЯ2 составили 68 и 45 см соответственно.

3. Результаты формирования временных и энергетических характеристик импульса излучения

Формирование временных и энергетических параметров лазерного импульса происходит в резонансных средах поглотителя и усилителя. При заданных энергии и форме задающего импульса и длине усиления параметры результирующего импульса зависят от многих факторов, которыми помимо нелинейных свойств сред являются геометрические характеристики лазерного пучка (диаметр пучка на первом проходе усилителя, начальный и конечный диаметры на втором проходе, увеличение телескопа и т. п.).

Предварительные исследования схемы усиления описаны в [9], где, в частности, показано, что в случае низкодобротного резонатора ЗГ с временем нарастания фронта $t_0 = 13$ нс и использования только ПЯ2 с чистым гексафторидом серы при давлении 0.5 мбар выходной импульс сохраняет свою длительность (80 нс на полувысоте) и его максимум опережает пик входного импульса на 60 нс. Увеличение крутизны выходного импульса в этом случае наблюдалось только на уровнях сигнала менее 10^{-4} от максимума. Применение ПЯ1 с более высокой интенсивностью насыщения позволило существенно увеличить крутизну входного импульса и заметно уменьшить длительность выходного импульса и указанное выше опережение пика импульса.

Систематические измерения и настройки схемы проводились с использованием более добротного резонато-

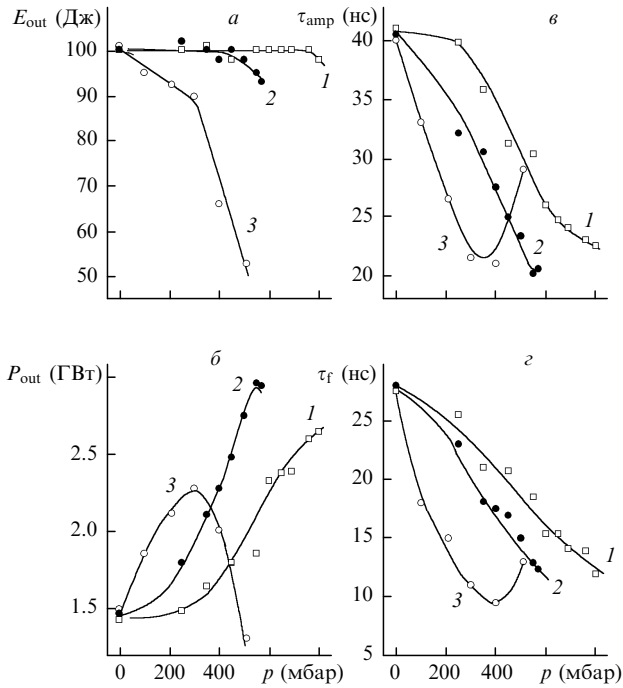


Рис.3. Зависимости энергии (а), мощности (б), длительности на полувысоте (в) и времени нарастания фронта выходного импульса (г) от давления буферного газа в ПЯ1 длиной 68 см при давлении SF₆, равном 0.05 (1), 0.075 (2) и 0.2 мбар (3).

ра ЗГ ($R_{\text{eff}} = 35\%$) с соответственно более крутым временным профилем нарастания интенсивности (см. ниже рис.5, кривая 1). При этом длины ПЯ1 и ПЯ2 (68 и 45 см) были фиксированы. Параметры оптической схемы и усилителя ($g_0 = 0.04 \text{ см}^{-1}$) также сохранялись неизменными. Регистрировались выходные характеристики излучения (энергия импульса, полуширина и длительность фронта импульса) в зависимости от параметров поглощающих ячеек (давлений рабочего и буферного газов).

На рис.3 показаны результаты оптимизации ПЯ1 в отсутствие ПЯ2. Данные получены усреднением трех последовательных измерений. Нетрудно видеть, что имеется оптимальная комбинация парциальных давлений SF₆ и буферного газа, при которой достигается максимальное укорочение выходного импульса. При этом оказывается также, что снижение выходной энергии по сравнению с таковым для системы без поглощающей ячейки невелико – менее 10 %, а мощность импульса, соответственно, максимальна (кривые 2).

При больших коэффициентах поглощения (т.е. при большом парциальном давлении SF₆) и увеличении интенсивности насыщения ячейки (давления буфера) укорочение импульса происходит эффективно (кривые 3), однако потери в ячейке с поглотителем существенны и не компенсируются в усилителе конечной длины. В случае ячейки с недостаточной оптической плотностью (низкие давления поглотителя) увеличение крутизны импульса слабо выражено (кривые 1), а компрессия импульса не достигает максимально возможного значения даже при больших давлениях буферного газа, что отвечает высоким интенсивностям насыщения поглощающей смеси.

Аналогичные измерения проводились для ПЯ2 при фиксированных параметрах ПЯ1. На рис.4 приведены зависимости выходных параметров усилителя от давления буферного газа в ПЯ2 при оптимальном давлении SF₆. Характерно, что при фиксированной плотности по-

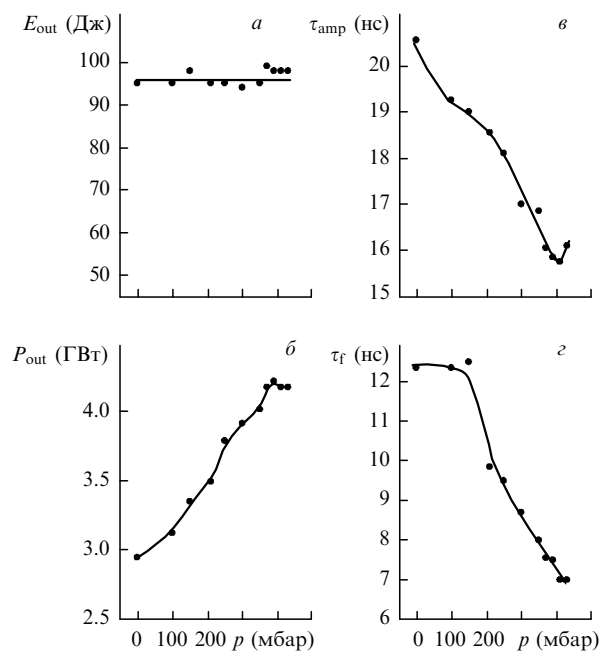


Рис.4. Зависимости энергии (а), мощности (б), длительности на полувысоте (в) и времени нарастания фронта выходного импульса (г) от давления буферного газа в ПЯ2 длиной 45 см при давлении SF₆, равном 0.075 мбар. Параметры ПЯ1 фиксированы и соответствуют кривой 2 на рис.3.

глотителя (давлении SF₆) импульс эффективно укорачивается при неизменной выходной энергии по мере увеличения давления буферного газа вплоть до некоторого критического значения, после чего потери в поглотителе становятся существенными и выходные характеристики начинают ухудшаться.

На рис.5 представлены осциллограммы импульсов ЗГ и выходных импульсов для различных условий настройки схемы. Полученное укорочение импульса до 15 нс по полувысоте является предельным для достигнутых параметров элементов оптической схемы (длины усиления и скорости нарастания импульса ЗГ) и характеристик поглощающих фильтров.

4. Теоретическая модель, результаты расчета и сравнение их с экспериментом

Экспериментальные условия, описанные в настоящей работе, соответствуют некогерентному режиму усиления, что позволило упростить теоретическую модель.

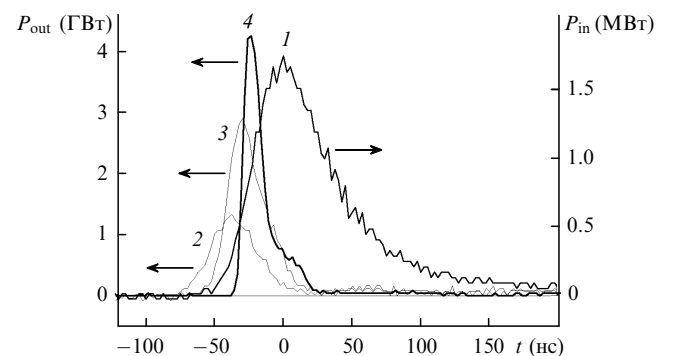


Рис.5. Осциллограммы излучения ЗГ (1) и выходных импульсов в отсутствие ячеек (2), при оптимальных параметрах ПЯ1 и отсутствии ПЯ2 (3) и при оптимальных параметрах обеих ячеек (3).

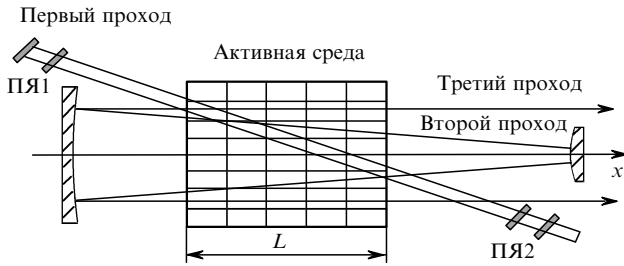


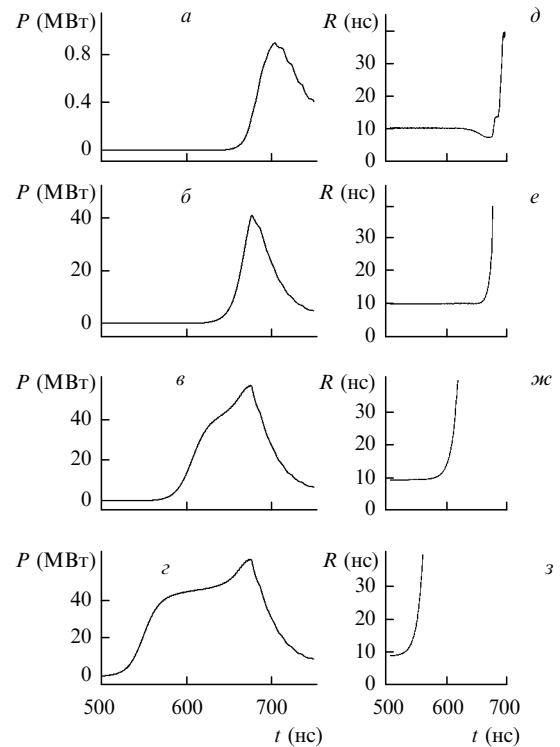
Рис.6. Геометрия расчета в программе SHOLAS2D.

Использованная модель колебательной кинетики основана на приближении гармонического осциллятора [10–12]. В основе модели кинетики CO_2 лежит предположение о равновесном распределении по энергии колебательных состояний в каждой из трех основных колебательных мод молекулы, характеризуемому соответствующей температурой. Для учета двумерных эффектов при распространении импульса ЗГ в активной среде усилителя была разработана компьютерная программа SHOLAS2D. Геометрия расчета показана на рис.6.

Предполагается, что активная среда цилиндрически симметрична относительно оси x . Распространение импульса рассчитывается на равномерной по x и r прямоугольной сетке. Типичное число расчетных ячеек равно 30–40 в продольном направлении и 20–30 – в радиальном. Поскольку радиальные размеры световых пучков сильно различаются для разных проходов, то первый проход рассчитывается на отдельной сетке. Расчетная сетка для него не показана на рис.6 из-за разницы в масштабах. При расчете предполагается, что излучение на первом проходе распространяется параллельным пучком, а ось пучка лежит в плоскости осевого сечения активной среды. Точки входа и выхода пучка на первом проходе задаются координатами y_1 и y_2 соответственно. Поскольку второй и третий проходы перекрываются, то насыщение активной среды зависит от суммы интенсивностей. В каждой ячейке основного объема активной среды и отдельной расчетной сетки первого прохода в ходе расчета решается система уравнений колебательной кинетики молекул CO_2 и N_2 [10–14].

Из-за сложности кинетических процессов в молекуле SF_6 при расчете прохождения светового импульса использовалась полумпирическая модель, основанная на двухуровневом приближении. Предполагается, что лазерный пучок имеет плоский волновой фронт. Выражение для коэффициента поглощения берется в виде $\alpha = \alpha_0 / (1 + I/I_s)$, где α_0 – коэффициент поглощения слабого сигнала, I – интенсивность лазерного излучения, I_s – интенсивность насыщения. Таким образом, в модели предполагается, что коэффициент поглощения соответствует мгновенному значению интенсивности, что оправдано в случае ячеек с большим давлением буферного газа. Поскольку динамический диапазон измерений пропускания поглощающих ячеек не позволял определить коэффициент α_0 экспериментально, последний рассматривался как подгоночный параметр, так же, как и I_s . Радиальное распределение интенсивности во входном пучке считалось гауссовым с шириной, соответствующей полученной экспериментально. Временная форма импульса также соответствовала экспериментальной.

Для расчета пропускания решалось уравнение переноса вдоль ячейки $dI(r, x)/dx = -\alpha I(r, x)$. Полученная

Рис.7. Расчетные формы импульса (слева) и время нарастания его фронта R (справа) при коэффициенте поглощения $\alpha_0 = 1.31$, $I_s = 0.14$ МВт/см² для длины усиления $L = 0$ (а, д), 150 (б, е), 300 (в, ж) и 450 см (г, з).

таким образом интенсивность выходного излучения $I_{\text{out}}(r, t)$ интегрировалась по радиусу и по времени, что позволяло вычислить пропускание при заданной полной входной энергии.

4.1. Модельные расчеты усиления в одномерной геометрии

Расчеты усиления параллельного пучка проводились для исследования изменения формы импульса ЗГ в процессе распространения в усиливающей среде при различных условиях в насыщающемся поглотителе. Целью этой серии расчетов было выяснение влияния основных параметров «идеальной» поглощающей ячейки – начальной оптической толщины и интенсивности насыщения – на длительность усиленного импульса.

На рис.7, 8 показаны некоторые результаты численного расчета формы лазерного импульса и времени нарастания $R(t) = [(1/I)(dI/dt)]^{-1}$ на его переднем фронте по мере распространения излучения в усиливающей среде вплоть до усиления $g_0 L = 18$ при различных параметрах поглощающего фильтра. Плотность энергии импульса $\mathcal{E}_0 = 110$ мДж/см² и его форма ($t_0 = 10$ нс) на входе схемы отвечали условиям эксперимента и обеспечивали насыщение усиления ($\mathcal{E}_0/\mathcal{E}_s \sim 0.3$). Из рис.7, 8 можно определить сдвиг усиливаемого импульса относительно импульса ЗГ.

Расчеты показывают, что при полном отсутствии поглотителя форма экспоненциального переднего фронта импульса не изменяется и некоторое уменьшение его длительности на начальном этапе усиления происходит за счет насыщения усиления и более резкого спада заднего фронта. Перемещение фронта импульса вперед в этом случае значительно, и это препятствует эффективному усилению его мощности. Стационарная мощность до-

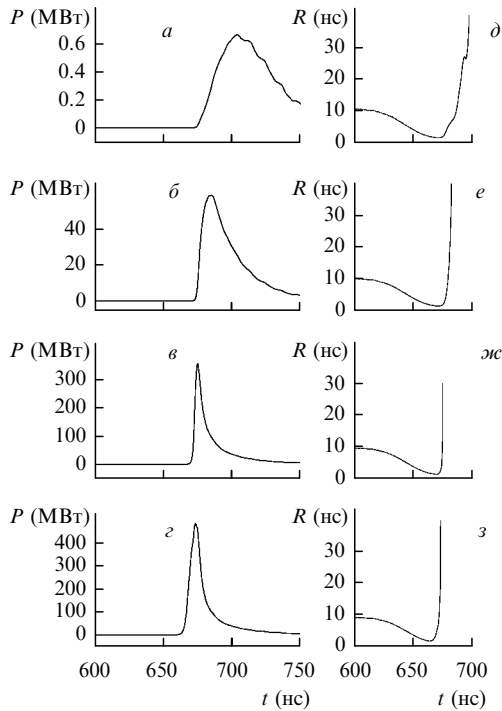


Рис.8. Расчетные формы импульса (слева) и время нарастания его фронта R (справа) при $\alpha_0 = 21.4$, $I_s = 0.02$ МВт/см² для длины усиления $L = 0$ (а, д), 150 (б, е), 300 (в, ж) и 450 см (з, з).

стигается уже при $g_0L = 5 - 6$. В дальнейшем импульс удлиняется из-за формирования двугорбой структуры. Формирование импульса такой формы определяется достаточно медленным законом спада заднего фронта входного импульса и, частично, процессами релаксации нижнего лазерного уровня, которые существенны для CO₂-среды атмосферного давления при длительности импульса более 10–20 нс (внутримодовая релаксация).

Применение поглощающей ячейки с заметным коэффициентом поглощения, насыщающимся на фронте импульса ($\alpha_0 = 1.31$, $I_s = 0.14$ МВт/см², рис.7), позволяет увеличить крутизну фронта импульса, приходящего в усилитель примерно за 30 нс до пика входного импульса (рис.7, д). Это обеспечивает укорочение импульса до 45 нс при усилении $g_0x \simeq 6$ (рис.7, а) после соответствующего сдвига максимума импульса вперед по времени. При дальнейшем усилении импульс «убегает» вперед, где форма фронта нарастания имеет прежний экспоненциальный характер и импульс начинает удлиняться из-за образования сложной двугорбой формы (рис.7, з). Значительное увеличение эффективности усиления импульса по мощности и одновременно компрессия его по длительности достигаются в ячейке с высокой оптической плотностью и относительно низкой интенсивностью насыщения ($\alpha_0 = 21.4$, $I_s = 0.02$ МВт/см², рис.8). Существенное увеличение крутизны импульса после такого фильтра (рис.8, д) приводит к его компрессии по длительности примерно до 7 нс после насыщенного усиления на длине 300 см (рис.8, в).

Зависимости длительности импульса на полувысоте, интенсивности и плотности энергии на выходе усилителя от усиления g_0L приведены на рис.9 для разных параметров поглощающей ячейки. Характерно, что мощность импульса в любом случае достигает стационарного значения после прохождения длины усиления, соответствующей минимуму длительности импульса выходного излу-

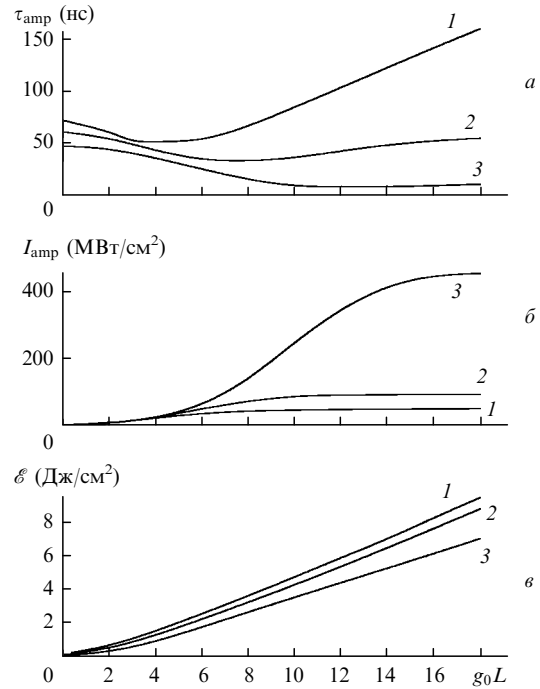


Рис.9. Расчетные зависимости длительности (а), интенсивности (б) и плотности энергии импульса после усиления (в) от усиления при $\alpha_0 = 0.43$, $I_s = 0.01$ МВт/см² (1), $\alpha_0 = 1.31$, $I_s = 0.14$ МВт/см² (2), $\alpha_0 = 21.4$, $I_s = 0.02$ МВт/см² (3) и $t_0 = 10$ нс.

чения, т. е. импульс усиливается по мощности только на стадии его эффективного укорочения. Энергия импульса растет линейно с усилением g_0L после достижения достаточного насыщения.

Модель позволила рассчитать оптимальные параметры настройки оптической схемы (длину усиления и интенсивность насыщения поглотителя) для разных коэффициентов поглощения слабого сигнала в ячейке с фиксированной длиной ($l = 68$ см). Результаты этого расчета приведены на рис.10 (кривые 5, б). Там же даны характеристики импульса излучения после ячейки (кривые 1, 2) и после его усиления на оптимальной длине (кривые 3, 4). Импульс ЗГ имел экспоненциальную форму фронта с временем нарастания $t_0 = 10$ нс и пиковую интенсивность $I_0 = 1.1$ МВт/см². Как видно из расчетов, потери на нелинейном поглотителе не превышают 40 % для рассмотренных максимальных α_0 , в то время как мощность на выходе усилителя растет линейно с ростом оптической толщины и уменьшение длительности происходит эффективно. Модельные расчеты, в частности, подтверждают экспериментально полученные оптимальные коэффициенты поглощения слабого сигнала и интенсивности насыщения при заданной длине усиления (см. рис.3).

Заметим, что с увеличением оптической толщины ячейки $\alpha_0 l$ в интервале 0.5–20 оптимальное усиление g_0L растет от 4 до 12, а требуемая интенсивность насыщения I_s/I_0 падает с 0.5 до 0.02. В случае малых оптических плотностей поглотителя (и, соответственно, малых оптимальных длин усиления) компрессия мала, при этом укорочение импульса после нелинейного поглотителя сравнимо с укорочением после усилителя. Важный практический вывод состоит в том, что мощность усиливаемого импульса может расти с увеличением длины усиления только при условии увеличения оптической плотности поглотителя на входе (рис.10, кривые 4, б) при одно-

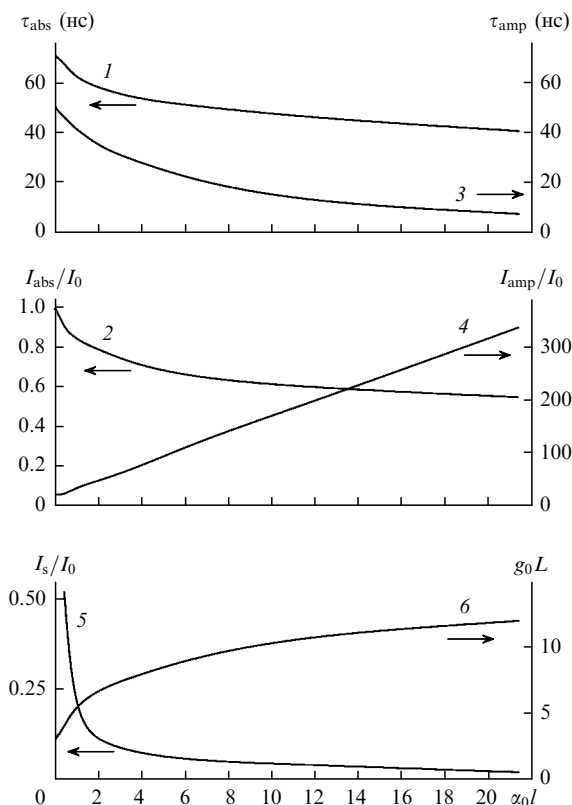


Рис.10. Расчетные длительности и интенсивности импульса после ячейки поглотителя τ_{abs} (1) и I_{abs} (2) и после его усиления на оптимальной длине τ_{amp} (3) и I_{amp} (4), а также оптимальные интенсивности насыщения I_s (5) и усиление g_0L (6) в зависимости от $\alpha_0 l$ в ячейке длиной $l = 68$ см.

временном уменьшении его интенсивности насыщения (рис.10, кривая 5).

Аналогичные расчеты были проведены для входного импульса с временем нарастания $t_0 = 5$ нс и той же полной энергией. Предельные интенсивности для такого импульса ЗГ возрастают до 800 МВт/см^2 вместо 450 МВт/см^2 , соответствующих импульсу с $t_0 = 10$ нс, а предельная длительность импульса достигает 4.3 нс вместо 7 нс при тех же условиях в ячейке поглотителя и длинах усиления. В [7] экспериментально показано, что уменьшение длительности фронта импульса ЗГ приводит к существенному повышению эффективности его временной компрессии в усилителе.

Укорочение импульса после нелинейного поглотителя было максимальным при $I_s/I_0 = 0.7-0.8$ для всего расчетного интервала α_0 , что соответствует выводам работ [2, 4] для аналогичной модели поглощающей среды. Такой режим, однако, не исследовался в настоящей работе из-за больших потерь в ячейке. Так, например, при укорочении входного импульса ($t_0 = 5$ нс) в ячейке поглотителя с 71 до 14 нс его мощность падала в 300 раз.

4.2. Результаты расчетов усиления импульса в реальной схеме усилителя

При расчете усиления в реальной геометрии трехпроходной схемы усилителя было установлено, что сохраняются основные закономерности, выявленные в ходе модельных одномерных расчетов. Поскольку в экспериментах первый проход импульса в усилителе имеет место вблизи поверхности анода, где коэффициент усиления заметно выше, чем в большей части активной среды, то

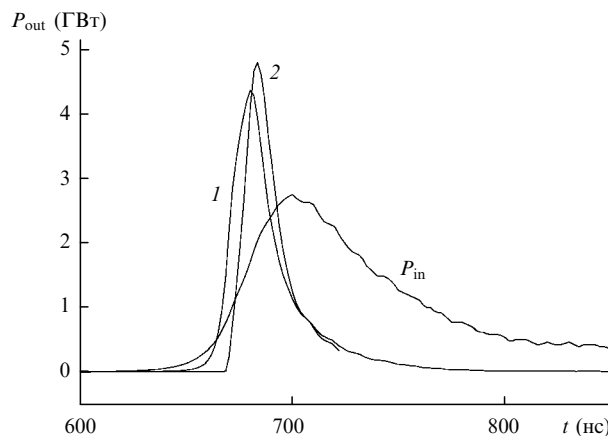


Рис.11. Входной импульс ЗГ $P_{in}(t)$ (масштабирован) и расчетные формы выходных импульсов в случае одной (1) и двух (2) ячеек.

мощность накачки на первом проходе задавалась несколько большей, чем на последующих проходах. Расчетная временная зависимость коэффициента усиления хорошо согласуется с измеренной.

Полученные в ходе экспериментов осциллограммы импульса ЗГ имели заметный уровень наводок как на фронте, так и на хвосте импульса. Для корректного описания формы выходного импульса необходимо иметь достаточно гладкую форму входного импульса до очень малых интенсивностей. Поскольку импульс ЗГ получался в режиме свободной генерации, считалось, что его фронт нарастает экспоненциально. Для того чтобы исключить ложные пики в выходном импульсе, связанные с модуляцией импульса ЗГ из-за наводки, фронт импульса аппроксимировался экспонентой с временем нарастания, определенным по гладкой части осциллограммы. Расчет начинался с интенсивности $\sim 10^{-6}$ от пиковой.

На рис.11 показаны результаты расчета усиления обработанного таким образом реального импульса ЗГ. Параметры ячейки были подобраны в соответствии с результатами измерений ее пропускания при различных входных энергиях. Нетрудно видеть, что как длительность усиленного импульса, так и сдвиг его пика по времени хорошо согласуются с данными измерений, приведенными на рис.5.

Заключение

Использование в оптической схеме комбинации нелинейного насыщающегося поглотителя и усилителя, работающего в режиме глубокого насыщения, является эффективным способом формирования временных характеристик импульса излучения. Применение этого метода позволило легко варьировать длительность выходного лазерного импульса от 80 до 14 нс при неизменной форме импульса ЗГ и выходной энергии ~ 100 Дж. Созданная расчетно-теоретическая модель хорошо описывает распространение импульса в поглощающей и усиливающей средах и позволяет количественно интерпретировать результаты экспериментов.

Для эффективного усиления и компрессии импульса CO_2 -лазера достаточно сформировать участок переднего фронта импульса ЗГ с более высокой скоростью нарастания интенсивности и обеспечить определенную длину усиления. При этом не требуется достижения максимального укорочения входного импульса непосредственно по-

сле поглощающей ячейки, более того, такой режим неэффективен из-за больших потерь. Важно лишь согласовать параметры нелинейного фильтра (коэффициент поглощения слабого сигнала и интенсивность насыщения) с длиной и геометрией усиления лазерного пучка, обеспечивающих необходимый уровень насыщения. Мощность импульса увеличивается с ростом длины усиления только до некоторой критической длины, зависящей от крутизны фронта входного импульса. При дальнейшем увеличении длины усиления импульс вновь начинает уширяться и рост мощности прекращается.

Авторы выражают глубокую благодарность А.П.Напартовичу за ценные советы и критические замечания. Работа выполнена при поддержке Министерства науки РФ и МНТЦ в рамках проекта № 495.

1. Baranov V.Yu., Makarov K.N., Roerich V.C. et al. *Laser and Particle Beams*, **14**, 347 (1996).
2. Крюков П.Г., Летохов В.С. *УФН*, **99**, 169 (1969).
3. Басов Н.Г., Амбарцумян Р.В., Зуев В.С., Крюков П.Г., Летохов В.С. *ЖЭТФ*, **50**, 23 (1966).
4. Басов Н.Г., Крюков П.Г., Летохов В.С., Матвеев Ю.А. *ЖЭТФ*, **56**, 1546 (1969).
5. Харчиев В.Е., Стаселько Д.И., Овчинников В.М. *ЖЭТФ*, **52**, 1457 (1967).
6. Макаров К.Н., Рерих В.К., Сатов Ю.А. и др. *Квантовая электроника*, **30**, 305 (2000).
7. Baranov V.Yu., Bevov R.K., Satov Yu.A. et al. *Appl.Optics*, **15**, 1373 (1976).
8. Khomenko S.V., Makarov K.N., Roerich V.C., Satov Yu.A., Stepanov A.E. *Preprint TRINITI № 0045-A* (Moscow, 1998).
9. Макаров К.Н., Нищук С.Г., Рерих В.К., Сатов Ю.А. и др. *Препринт ТРИНИТИ № 0069-A* (М., 2000).
10. Manes K.R., Seguin H.J. *J.Appl.Phys.*, **43**, 5073 (1972).
11. Smith K., Thompson R.M. *Computer modeling of gas lasers* (N.Y., Plenum Press, 1978).
12. Wittman W.J. *The CO₂ laser* (Berlin, Springer-Verlag, 1987).
13. Велихов Е.П., Баранов В.Ю., Летохов В.С. и др. *Импульсные CO₂-лазеры и их применение для разделения изотопов* (М., Наука, 1983).
14. Баранов В.Ю., Борисов В.М., Напартович А.П. и др. *Препринт ИАЭ № 2398* (М., 1974).