

УДК 535.375

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДВУХПРОХОДОВОГО CO_2 УСИЛИТЕЛЯ С ОВФ-ЗЕРКАЛОМ

А. А. Бетин, И. Г. Забродин, Н. Д. Миловский, О. В. Митропольский,
Л. В. Парамонов, Н. Ю. Русов

Экспериментально исследуются энергетические характеристики, пространственная структура и форма импульса излучения в двухпроходовом фотоионизационном CO_2 -усилителе с ОВФ-зеркалом на основе четырехволнового взаимодействия в SF_6 . При интенсивности выходного излучения порядка интенсивности насыщения продемонстрирована компенсация искажений, вносимых усилителем в одномодовый сигнальный пучок. Результаты эксперимента сопоставляются с расчетами характеристик излучения двухпроходового усилителя в модели двухуровневой активной среды со стационарным насыщением перехода.

Достижения в области обращения волнового фронта (ОВФ) излучения ИК диапазона [1] позволяют рассматривать задачи практического использования эффекта ОВФ для улучшения направленности излучения CO_2 -лазеров. Как известно, для компенсации влияния неоднородностей активной среды на пространственную структуру усиливаемого излучения используется схема двухпроходового усилителя с расположенным за ним ОВФ-зеркалом (ОВФЗ) [2]. Двухпроходовой усилитель должен, вообще говоря, обеспечивать большой коэффициент усиления и хорошее качество обращения падающего на его вход сигнала в сочетании с высокой интенсивностью выходного излучения и значительным коэффициентом использования энергии, запасенной в активной среде. Такие требования являются противоречивыми. Действительно, высокая энергетическая эффективность усилителя может быть достигнута лишь в условиях насыщения активной среды излучением. С другой стороны, именно насыщение среды приводит к нелинейным искажениям усиливаемых световых пучков и снижению коэффициента усиления системы. Кроме того, качество ОВФ и коэффициент отражения нелинейного ОВФЗ зависят от плотности энергии падающей на него волны. В этой связи необходим выбор оптимального режима работы, обеспечивающего требуемые от конкретной установки характеристики.

Особенность работы двухпроходового усилителя в случае CO_2 -лазеров состоит в том, что длительность импульсов их излучения $t_{\text{и}}$, как правило, значительно превосходит время пробега света до ОВФЗ и обратно ($t_{\text{и}} \gg 1 \text{ мкс}$). В этих условиях волны, распространяющиеся по усилителю в прямом и обратном направлениях, присутствуют в нем одновременно и вследствие эффекта насыщения усиления взаимодействуют друг с другом.

Настоящая работа посвящена как теоретическому, так и экспериментальному исследованию двухпроходового CO_2 -усилителя с ОВФЗ. В первом разделе анализируется влияние нелинейного взаимодействия встречных волн в усилителе на энергетические и пространственные характеристики выходного излучения. Во втором разделе приводятся результаты экспериментального исследования фотоионизационного CO_2 -усилителя с ОВФЗ на основе вырожденного четырехволнового взаимодействия (ЧВ) в элегазе (SF_6).

1. РАСЧЕТ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ И ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗЛУЧЕНИЯ ДВУХПРОХОДОВОГО УСИЛИТЕЛЯ С ОВФЗ

Рассмотрим двухпроходовой усилитель, представляющий собою объем активного вещества длиной L и площадью поперечного сечения S , на правой границе которого расположено ОВФЗ с коэффициентом отражения R . Будем считать, что ОВФЗ происходит без сдвига частоты и встречные волны в усилителе имеют одинаковые частоты. Для описания активной среды усилителя используем двухуровневую модель с однородно уширенной линией люминесценции и стационарным насыщением перехода. Тогда для медленных комплексных амплитуд встречных световых пучков справедлива система связанных параболических уравнений

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} \pm \frac{i}{2k} \Delta_{\perp}\right) E_{1,2} = \pm (g/2) (1 - i\delta) F_{1,2}(I_1, I_2) E_{1,2}, \quad (1)$$

где $k = \omega/c$, $I_{1,2} = |E_{1,2}|^2$ — интенсивности прямой и обратной волн, нормированные на интенсивность насыщения перехода на частоте ω , g — инкремент нарастания интенсивности слабого сигнала на частоте ω , $\delta = (\omega - \omega_0) T_2$ — отстройка частоты поля ω от центра линии ω_0 , нормированная на полуширину линии. Характер насыщения нелинейной поляризуемости среды

$$F_{1,2}(I_1, I_2) = \frac{\sqrt{(1 + I_1 + I_2)^2 - 4\beta I_1 I_2} - 1 \pm I_1 \mp I_2}{I_{1,2} \sqrt{(1 + I_1 + I_2)^2 - 4\beta I_1 I_2}} \quad (2)$$

различен при наличии ($\beta = 1$) или отсутствии ($\beta = 0$) интерференции встречных волн [3].

Близость структуры обратной волны к обращенной структуре прямой волны в сечении z характеризуется величиной

$$\chi(z) = \frac{1}{P_1(z) P_2(z)} \left| \int E_1(\mathbf{r}_{\perp}, z) E_2(\mathbf{r}_{\perp}, z) d\mathbf{r}_{\perp} \right|^2, \quad (3)$$

где $P_{1,2}(z) = \int I_{1,2}(\mathbf{r}_{\perp}, z) d\mathbf{r}_{\perp}$ — мощности пучков. По смыслу $\chi(0)$ — это доля мощности выходного излучения, приходящаяся на сопряженную с входным сигналом структуру. Идеальному сопряжению соответствует $\chi(0) = 1$. Неточность обращения при отражении от ОВФЗ и нелинейные амплитудно-фазовые искажения в среде усилителя приводят к снижению $\chi(0)$.

В случае отсутствия интерференции встречных полей система (1) имеет первый интеграл

$$\int E_1(\mathbf{r}_{\perp}, z) E_2(\mathbf{r}_{\perp}, z) d\mathbf{r}_{\perp} = \text{const}, \quad (4)$$

который сохраняется также при наличии неоднородностей коэффициента усиления и показателя преломления среды усилителя. С учетом (4) выражение (3) преобразуется к удобному для практического использования виду:

$$\chi(0) = \chi_3(G_1/G_2), \quad (5)$$

где $\chi_3 = \chi(L)$ характеризует качество обращения при отражении от ОВФЗ, а множитель $G_1/G_2 = \chi_y$ учитывает искажения, вносимые усилителем ($G_1 = P_1(L)/P_1(0)$, $G_2 = P_2(0)/P_2(L)$ — коэффициенты усиления по мощности на первом и втором проходах).

Выходное излучение двухпроходового усилителя с ОВФЗ будет в точности сопряжено по отношению к входному сигналу при идеальном ОВФЗ ($\chi_3 = 1$) и структуре входного сигнала в виде плоской волны (для неинтерферирующих плоских волн $G_1 = G_2$ [4]). При пространственной структуре сигнального пучка, отличной от плоской волны,

наводимая излучением неоднородность локального коэффициента усиления приводит к искажениям поля в усилителе, в результате чего снижается точность ОВФ ($\chi_y < 1$) и, в отличие от случая плоских волн, $G_1 < G_2$ [5]. Заметим, однако, что при нерегулярной псевдослучайной [6] пространственной модуляции входного пучка с постоянной по сечению средней интенсивностью коэффициент усиления остается в среднем однородным (если $gkr_0^2 \ll 1$, где r_0 — характерный размер неоднородностей поля), и точность ОВФ может быть достаточно высокой [7].

Рассмотрим более подробно реализованный нами в эксперименте случай, когда на вход усилителя подается одномодовый сигнальный пучок, дифракционная длина которого много больше длины усилителя. Считаая, что начальная расходимость пучка отсутствует, а радиус кривизны волнового фронта (ВФ), приобретаемый вследствие дифракции и нелинейной рефракции, намного превосходит длину усилителя, исключим из уравнений (1) учитывающие дифракцию члены $\Delta_{\perp} E_{1,2}$, сохранив значение поперечной координаты r_{\perp} в качестве параметра. Вводя фазы полей согласно

$$E_{1,2} = \sqrt{I_{1,2}} \exp(-i\varphi_{1,2}), \quad (6)$$

перейдем к уравнениям для интенсивностей и фаз:

$$\frac{dI_{1,2}(r_{\perp}, z)}{dz} = \frac{g}{2} F_{1,2}(I_1, I_2) I_{1,2}; \quad (7)$$

$$\frac{d\varphi_{1,2}(r_{\perp}, z)}{dz} = \frac{\delta}{2} \frac{d}{dz} (\ln I_{1,2}). \quad (8)$$

В используемом приближении прямых лучей предполагается, что лучи прямого и отраженного от ОВФЗ пучков проходят, не искривляясь, по одним и тем же трассам. При этом значение выходной интенсивности \tilde{I}_2 , соответствующее определенному лучу, однозначно определяется значением входной интенсивности \tilde{I}_1 на этом луче. Подобное приближение легко обобщается на случай расходящегося входного пучка, лучи которого проходят по тем же областям активной среды, что и у отраженного от ОВФЗ сходящегося пучка. Зависимость $\tilde{I}_2(\tilde{I}_1)$, определяемая с помощью первых интегралов системы (7), позволяет по известной мощности и структуре входного пучка $I_1(r_{\perp}, 0)$ найти мощность и распределение интенсивности $I_2(r_{\perp}, 0)$ выходного излучения [5].

Из уравнений (8) следует связь распределений фазы в пучках

$$\varphi_1(r_{\perp}, z) + \varphi_2(r_{\perp}, z) \equiv \Phi(r_{\perp}, z) = \Phi(r_{\perp}, L) + \frac{\delta}{2} \ln \frac{I_1(r_{\perp}, z) I_2(r_{\perp}, z)}{I_1(r_{\perp}, L) I_2(r_{\perp}, L)}, \quad (9)$$

которая в приближении прямых лучей целиком определяется поведением интенсивностей и граничным условием на ОВФЗ. При идеальном ОВФЗ $\Phi(r_{\perp}, L) = 0$, и величина $\Phi(r_{\perp}, z)$ характеризует нескомпенсированность фаз прямого и обратного пучков, обусловленную нелинейными эффектами в среде усилителя. В условиях точного резонанса ($\delta = 0$) исчезает причина фазовых искажений — нелинейная рефракция — и ВФ пучков в точности сопряжены. Точное сопряжение фаз имеет место также при отсутствии интерференции полей. В этом случае, несмотря на наличие нелинейной рефракции, $\Phi = 0$ в силу первого интеграла системы (7), имеющего вид $I_1 I_2 = \text{const}$.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДВУХПРОХОДОВОГО CO_2 -УСИЛИТЕЛЯ С ОВФЗ НА ОСНОВЕ ЧВ В SF_6

Схема экспериментальной установки изображена на рис. 1. В качестве задающего генератора I использовался импульсный фотони-

зационный CO_2 -лазер атмосферного давления с рабочей смесью $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He}$ (1:1:3), резонатор которого был образован глухим плоским зеркалом и дифракционной решеткой (100 штр./мм). Излучение на выходе генератора имело следующие параметры: длина волны $\lambda = 10,53$ мкм (линия 10P14), длительность импульса по полувысоте $t_{0,5} = 170$ нс ($t_{0,1} = 1,3$ мкс), отношение мощности на хвосте импульса к мощности его пика $\gamma = 0,11$ (см. рис. 5), пространственная структура близка к гауссовой с диаметром $d_{\text{п}} = 3,3$ мм по уровню e^{-1} , расходимость $\theta = 2,2 \cdot 10^{-3}$ рад, энергия до 0,3 Дж. Фотоионизационный CO_2 -усилитель 2 (смесь 1:1:2 при давлении $p = 0,6$ атм) имел длину активной среды 2 м и апертуру 28×30 мм².

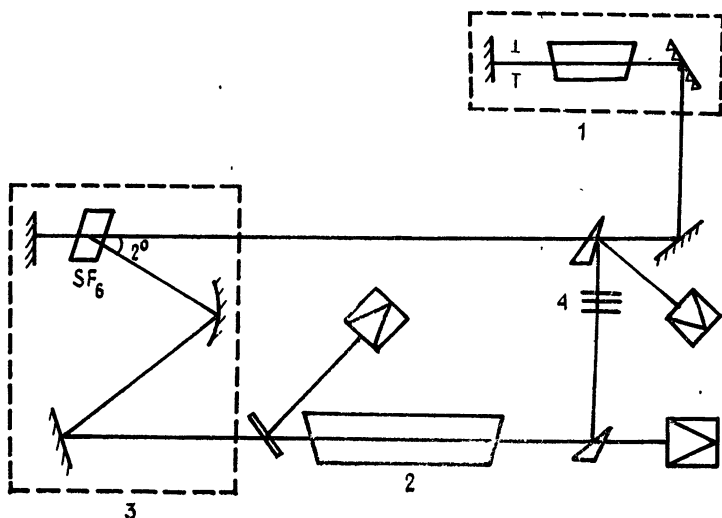


Рис. 1.

Для определения параметров активной среды исследовался наиболее простой однопроходный режим усиления, когда ОВФ-зеркало 3, расположенное за усилителем, отсутствовало. На входе усилителя с помощью телескопа формировался пучок с диаметром $d_{\text{п}} = 13,5$ мм и близкой к дифракционной расходимостью $\theta = 6 \cdot 10^{-4}$ рад, энергия которого изменялась калиброванными фильтрами 4 из GaF_2 в интервале $W_{\text{вх}} = 5 \cdot 10^{-6} - 0,15$ Дж.

При слабом входном сигнале пространственно-временная структура излучения после прохождения усилителя не менялась. С ростом $W_{\text{вх}}$ диаметр и расходимость прошедшего пучка увеличивались вплоть до значений $d_{\text{п}} = 16$ мм и $\theta = 10^{-3}$ рад, отношение γ , характеризующее форму импульса, возрастало до 0,14.

На рис. 2 приведены экспериментальная (сплошная кривая) и теоретическая (пунктир) зависимости энергии $W_{\text{п}}$ прошедшего через усилитель импульса от энергии $W_{\text{вх}}$. Поскольку при малых $W_{\text{вх}}$ искажения формы импульса отсутствуют, то коэффициент усиления слабого сигнала по мощности $G(t) = P_{\text{п}}(t)/P_{\text{вх}}(t) = G$ не зависит от времени и совпадает с коэффициентом усиления слабого сигнала по энергии $G = W_{\text{п}}/W_{\text{вх}}$, экспериментально измеренное значение которого $G = 320$ соответствует линейному инкременту усиления $g = 2,88 \text{ м}^{-1}$ ($gL = \ln G = 5,77$). С учетом того, что искажения импульса сравнительно невелики во всем интервале изменения $W_{\text{вх}}$, а основная часть энергии (75%) содержится в переднем пучке, форма импульса в теоретических расчетах аппроксимировалась прямоугольником с длительностью $t_{\text{п}} = t_{0,5}$. В качестве параметра насыщения активной среды использовалась плотность энергии насыщения $w_{\text{н}} = J_{\text{н}} t_{\text{п}}$, где $J_{\text{н}}$ — интенсивность насыщения. Введенную по аналогии со стационарным случаем величину $w_{\text{н}}$ можно назвать плотностью энергии насыщения для импульса данной формы [8]. Величина $w_{\text{н}}$ определялась из условия наилучшего

совпадения теоретической и экспериментальной зависимостей $W_{\text{н}}(W_{\text{вх}})$ и оказалась равной $\omega_{\text{н}}=0,1 \text{ Дж}\cdot\text{см}^{-2}$, что приводит к оценке интенсивности насыщения $J_{\text{н}}=0,6 \text{ МВт}\cdot\text{см}^{-2}$. Заметим, что при определении параметра насыщения без учета пространственной структуры пучка (при ее аппроксимации прямоугольником) значение $\omega_{\text{н}}$ оказывается в четыре раза завышенным.

Двухпроходовой режим усиления был реализован сначала с помощью обычного плоского зеркала, коэффициент отражения которого изменялся расположенными перед зеркалом ослабителями и составлял $R=0,65; 0,18; 0,05$. Для предотвращения самовозбуждения усилителя между усилителем и зеркалом устанавливалась диафрагма диаметра 18 мм, а излучение задающего генератора ослаблялось фильтрами.

На рис. 2 приведены экспериментальные и теоретические зависимости энергии $W_{\text{вых}}$ излучения на выходе системы от энергии $W_{\text{вх}}$ входного сигнала. Как в теории, так и в эксперименте при увеличении $W_{\text{вх}}$ до некоторого оптимального значения $W_{\text{вх}}^0$ энергия $W_{\text{вых}}$ возрастает, а затем начинает плавно спадать. Оптимальные режимы с максимальным значением $W_{\text{вых}}$ реализованы для $R=0,05; 0,184$. При $R=0,65$ максимум зависимости $W_{\text{вых}}(W_{\text{вх}})$ не был достигнут из-за недостаточного уровня входного сигнала, ограниченного самовозбуждением усилителя. Чем меньше коэффициент отражения зеркала R , тем меньше значение $W_{\text{вх}}^0$, начиная с которого насыщенного коэффициента усиления оказывается недостаточно, чтобы компенсировать потери излучения на зеркале. В результате, при дальнейшем увеличении уровня входного сигнала ($W_{\text{вх}} > W_{\text{вх}}^0$) уменьшаются энергия выходного излучения и полный коэффициент усиления системы.

Теоретические зависимости $W_{\text{вых}}(W_{\text{вх}})$, рассчитанные без учета интерференции встречных волн (они изображены на рис. 2), оказываются ближе к экспериментальным кривым по сравнению со случаем наличия интерференции. В условиях эксперимента интерференцией действительно можно пренебречь, так как спектр излучения задающего генератора, содержащий по оценкам более пяти продольных мод, достаточно широк, и интерференционное слагаемое в интенсивности суммарного поля не модулирует коэффициент усиления среды.

Отношение коэффициентов усиления (по энергии) на первом и втором проходах в зависимости от уровня входного сигнала и значения коэффициента отражения зеркала R составляло в эксперименте величину $G_1/G_2=0,8 \div 1$. Сопоставление с соотношением (5), полученным в стационарном приближении, свидетельствует о качественном согласии теоретических и экспериментальных результатов: вследствие искажений пространственной структуры пучка $G_1/G_2 < 1$, причем наиболее низкие значения G_1/G_2 наблюдаются при малых R , когда сильнее искажается структура пучка [5].

Для пространственной структуры пучка на выходе системы при высоком уровне входного сигнала характерно увеличение диаметра и расходимости (вплоть до $d_{\text{п}}=22 \text{ мм}$, $\theta=1,2 \cdot 10^{-3} \text{ рад}$ при $R=0,184$) по сравнению с входным и прошедшим пучками. Форма импульса в двухпроходовом режиме изменялась следующим образом: отношение γ для однократно прошедшего через усилитель сигнала увеличивалось (например, при $R=0,184$ до значения $\gamma=0,13$), а после второго прохода уменьшалось (до 0,045).

Достижение более высоких значений выходной энергии $W_{\text{вых}}$ за счет увеличения энергии входного сигнала $W_{\text{вх}}$ или коэффициента отражения R зеркала ограничивалось паразитным влиянием на задающий генератор внешней по отношению к нему оптической системы и самовозбуждением усилителя. Часть сигнала генератора, отраженная от оптических элементов, а также часть излучения усилителя попадали в генератор, что приводило к зависимости $W_{\text{г}}$ от коэффициента отражения внешней оптической системы $R_{\text{вн}}$, определяемого, в основном, величиной R . При достаточно высоком коэффициенте отражения

зеркала ($R=0,65$) и малом количестве ослабителей между генератором и усилителем (коэффициент ослабления меньше пяти) наблюдалось самовозбуждение усилителя, приводящее к значительным искажениям временной структуры излучения. Эксперименты проводились при значениях $R_{\text{вн}} \leq 0,5$, когда паразитная связь между задающим генератором и двухпроходовым усилителем, а также генерация усилителя отсутствовали.

При дальнейшем исследовании двухпроходового усилителя плоское зеркало было заменено ОВФ-зеркалом на основе вырожденного ЧВ в элегазе (SF_6). Для формирования волн накачки в ОВФЗ основная часть излучения задающего генератора с энергией $W_{\text{нак}} \approx 0,25$ Дж направлялась в кювету с элегазом (рабочая длина 16 мм, давление 9 Тор), а затем отражалась во встречном направлении плоским зеркалом (рис. 1). Сигнальный пучок отщеплялся соляным клином от излучения генератора, ослаблялся калиброванными фильтрами и на входе с CO_2 -усилитель имел диаметр $d_{\text{п}} = 7$ мм и расходимость $\theta = 2,2 \cdot 10^{-3}$ рад. После прохождения усилителя сигнальная волна направлялась сферическим зеркалом в кювету с SF_6 под углом 2° к попутному с ней пучку накачки. Диаметры пучков сигнальной волны и накачки в кювете составляли, соответственно, 5,2 и 7 мм, оптическая задержка между ними равнялась удвоенной длине резонатора генератора. В результате ЧВ в кювете с SF_6 возбуждалась обращенная волна, распространяющаяся во встречном по отношению к сигнальной волне направлении. Эффект ОВФ отчетливо наблюдался, когда на пути сигнальной волны перед кюветой с SF_6 располагалась неоднородная соляная пластинка, вносящая в пучок равномерную расходимость $\theta = 2 \cdot 10^{-2}$ рад, и линза, фокусирующая излучение внутрь кюветы.

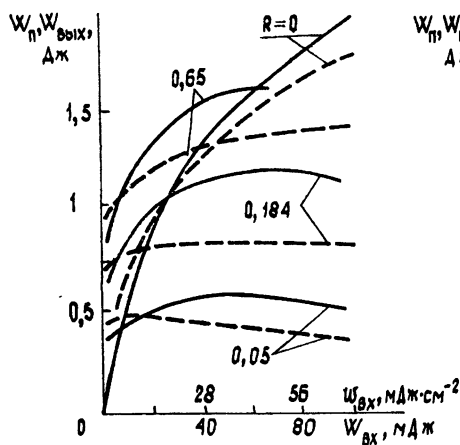


Рис. 2.

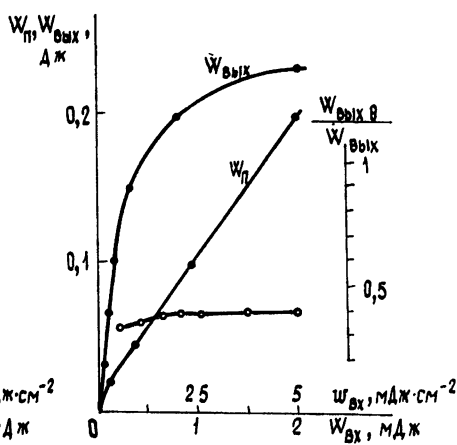


Рис. 3.

Исследование энергетических характеристик двухпроходового усилителя с ОВФЗ показало, что с ростом энергии $W_{\text{вх}}$ сигнальной волны монотонно увеличиваются ее энергия $W_{\text{п}}$ после усилителя и энергия $W_{\text{вых}}$ обращенной волны на выходе системы (рис. 3). Поведение коэффициента усиления $G_1 = W_{\text{п}}/W_{\text{вх}}$ за один проход и полного коэффициента усиления системы $K = W_{\text{вых}}/W_{\text{вх}}$ представлено на рис. 4. Уменьшение K обусловлено как насыщением активной среды (о котором свидетельствует спадание G_1), так и уменьшением коэффициента отражения ОВФЗ при возрастании плотности мощности $\omega_{\text{п}}$ падающей на него волны. При увеличении $\omega_{\text{п}}/\omega_{\text{нак}}$ от 0,2 до 1,2 коэффициент отражения ОВФЗ по энергии, определенный с учетом потерь при передаче излучения от усилителя до кюветы с SF_6 , убывает с 2,8% до 1,1% (эффektivность отражения в самой кювете в два раза больше).

Расходимость выходного излучения усилителя с ОВФЗ оставалось на одном уровне ($\theta \approx 3,1 \cdot 10^{-3}$ рад) вне зависимости от величины вход-

ного сигнала, что свидетельствует о компенсации как линейных, так и нелинейных искажений, вносимых усилителем. Измерение доли энергии выходного излучения $W_{\text{вых } \theta}$, идущей в угол $\theta = 3 \cdot 10^{-3}$ рад, показало, что эта величина монотонно растет и насыщается с ростом $W_{\text{вх}}$, а ее отношение к полной энергии $W_{\text{вых}}$ остается практически постоянным, $W_{\text{вых } \theta} / W_{\text{вых}} \approx 0,4$ (рис. 3), имея вдвое меньшее значение, чем соответствующая величина для излучения задающего генератора.

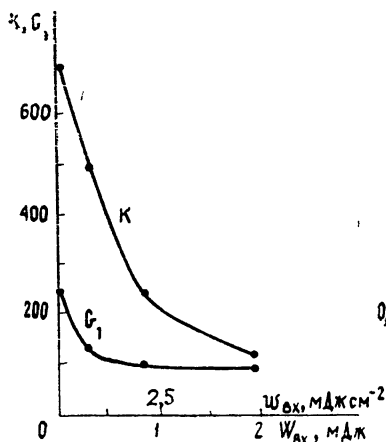


Рис. 4.

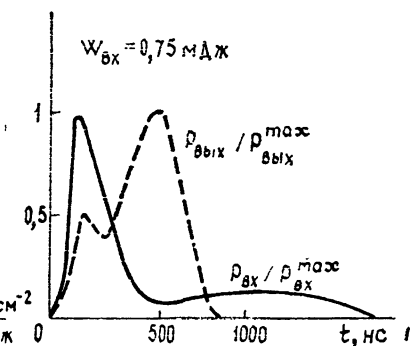


Рис. 5.

Временная структура и длительность импульса на выходе системы существенно отличались от формы и длительности сигнального импульса (рис. 5). Интенсивности хвоста и пика импульса практически выравнивались, и общая длительность составляла 600—700 нс. При этом было достигнуто значение плотности энергии в выходном пучке $w_{\text{вых}} \approx 0,5$ Дж·см⁻², соответствующее интенсивности излучения $J_{\text{вых}} \approx 0,5$ МВт·см⁻², близкой к интенсивности насыщения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Басов Н. Г., Ковалев В. И., Файзуллов Ф. С. — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1984, 48, № 7, с. 1407.
2. Носач О. Ю., Поповичев В. И., Рагульский В. В., Файзуллов Ф. С. — Письма в ЖЭТФ, 1972, 16, № 11, с. 617.
3. Бутылкин В. С., Каплан А. Е., Хронопуло Ю. Г., Якубович Е. И. Резонансные взаимодействия света с веществом. — М.: Наука, 1977.
4. Бетин А. А., Дятлов А. И., Кулагина С. Н. и др. — Изв. вузов — Радиофизика, 1984, 27, № 5, с. 557.
5. Бетин А. А., Миловский Н. Д., Русов Н. Ю. — Изв. вузов — Радиофизика, 1985, 28, № 10, с. 1256.
6. Кузнецова Т. И. — Квантовая электроника, 1980, 7, № 6, с. 1257.
7. Бетин А. А., Забродин И. Г., Миловский Н. Д. и др. Тезисы докладов IV Всесоюзной конференции «Оптика лазеров». — Л., 1983, с. 198.
8. Горячкин Д. А., Калинин В. П., Козловская И. М. и др. — Квантовая электроника, 1984, 11, № 10, с. 2110.

Институт прикладной физики
АН СССР

Поступила в редакцию
20 февраля 1986 г.

DOUBLE-PASS CO₂-AMPLIFIER WITH A PC-MIRROR. THEORY AND EXPERIMENT

A. A. Betin, I. G. Zabrodin, N. D. Milovskij,
O. V. Mitropol'skij, L. V. Paramonov, N. Yu. Rusov

Energy characteristics, spatial structure and radiation pulse shape in a double-pass photoionization CO₂-amplifier with a PC-mirror based on four-wave mixing in SF₆ have been studied experimentally. Distortions introduced to a single-mode signal beam by the amplifier are shown to be compensated when output radiation intensity is of the order of saturation intensity. The experimental results are compared with the calculated radiation characteristics of a double-pass amplifier in a model of two-level active medium with stationary saturation of the transition.