

Лазерный усилитель на самоограниченных переходах с повышенной пиковой мощностью импульса излучения

В.Т.Карпухин, М.М.Маликов

Обсуждается способ увеличения пиковой мощности импульса излучения усилителей на самоограниченных переходах при сохранении на прежнем уровне мощности накачки активной среды и энергосъёма. Приведены первые экспериментальные результаты с использованием активной среды лазеров на парах меди. Достигнуто почти двукратное увеличение пиковой мощности импульса лазерного излучения.

Ключевые слова: лазер на парах меди, многопроходный усилитель, пиковая мощность излучения.

1. Введение

Лазеры на парах меди и однопроходные усилители на их основе со средней выходной мощностью 10–20 Вт имеют пиковую мощность импульса излучения ~50–100 кВт, которая недостаточна для эффективного применения в некоторых приложениях. На наш взгляд, увеличение пиковой мощности импульса излучения в 2–8 раз при тех же энерговкладах в активную среду и энергосъёмах возможно при использовании особых схем многопроходного усилителя [1, 2]. Увеличение достигается путём многократного прохождения через активную среду усилителя лазерного импульса с достаточно крутыми фронтами и длительностью τ_p , меньшей времени существования инверсии τ_i в активной среде усилительного каскада. Предполагается, что длительность импульса излучения на выходе такого усилителя существенно не меняется и короткий входной импульс отбирает от активной среды и аккумулирует примерно столько же энергии, что и длинный импульс с $\tau_p > \tau_i$ в однопроходной схеме, а следовательно, он должен иметь более высокую пиковую мощность (примерно в τ_i/τ_p раз). Также предполагается, что и время существования инверсии τ_i существенно не меняется.

Разумеется, правомерность этих предположений не очевидна, и физическое обоснование увеличения пиковой мощности требует детального и серьёзного теоретического рассмотрения. Отметим, что в лазерах на самоограниченных переходах возникновение инверсии связано с импульсным возбуждением активной среды, и все кинетические процессы, определяющие возникновение и релаксацию инверсионной населенности рабочих уровней и развитие индуцированного излучения, являются сугубо нестационарными и протекают в течение примерно равных характерных времен. Такие физические условия не позволяют использовать для анализа работы многопроходного усилителя известные аналитические соотношения [3–5]. В связи с этим рассмотрение можно провести только на основе численных расчётов.

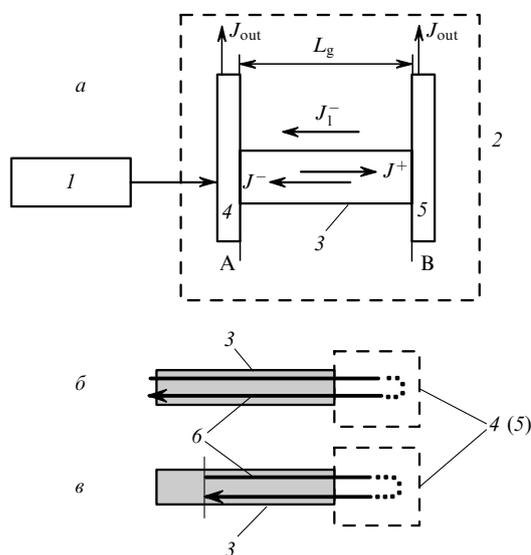


Рис.1. Схема многопроходного усилителя (а) и схемы, иллюстрирующие полное (б) и неполное (в) пространственные перекрытия рабочего объема усилителя одним и тем же лазерным пучком: 1 – задающий генератор; 2 – усилительный каскад; 3 – рабочий объём с активной средой; 4, 5 – оптические блоки возврата пучков, 6 – пучок излучения; А, В – входное и выходное сечения рабочего объема с активной средой.

В настоящей работе дано качественное обоснование и проведена экспериментальная проверка предлагаемого способа увеличения пиковой мощности импульсов лазерного излучения. Впервые для многопроходного усилителя на парах меди эта идея была апробирована в работе [6].

2. Физическая модель

Схема многопроходного усилителя на парах меди представлена на рис.1,а. Она включает в себя задающий генератор 1 и каскад усиления 2. Дополнительно между ними может быть установлен формирующий каскад с поляризатором, пространственным фильтром и электрооптическим затвором для вырезания части импульса с заданной длительностью и крутыми фронтами на выходе формирующего каскада. Усилительный каскад 2 состоит из одной лазерной разрядной трубки 3 длиной L_g с активной средой и из оптических блоков 4, 5 возврата пуч-

В.Т.Карпухин, М.М.Маликов. Объединенный институт высоких температур РАН, Россия, 127412 Москва, ул. Ижорская, 13/19; e-mail: mmalikov@oivtran.iitp.ru

ков. Эти блоки должны обеспечивать многократное прохождение каждого лазерного импульса задающего генератора I через активную среду трубки 3 , создавая либо встречные проходы пучков J^+ и J^- , либо кольцевое движение пучков J^+ и J^- . Здесь J^+ – пучок, идущий по трубке слева направо, а J^- – пучок, идущий по трубке справа налево (каждый из них перекрывает всё сечение трубки 3); пучок J^- идёт вне трубки справа налево (рис.1,а). С помощью блоков осуществляется также поляризационная развязка встречных пучков.

Поскольку оптические блоки могут быть изготовлены на основе разных элементов (четвертьволновые пластинки, призмы Глана, вращатели Фарадея и т. п.) и, следовательно, они будут конструктивно отличаться друг от друга, целесообразно характеризовать их обобщенным параметром, а именно временами τ_1 и τ_2 , затрачиваемыми соответственно блоками 4 и 5 на один разворот импульса излучения в обратном направлении. Очевидно, что должно выполняться условие $\tau_1, \tau_2 < \tau_i$. Задающий импульс излучения длительностью τ_p входит в активную среду через сечение A трубки 3 . При четном числе N встречных проходов (J^+, J^-) усиленный импульс излучения выйдет наружу через блок 4 , а при нечетном – через блок 5 (рис.1,а). Если блоки $4, 5$ организуют кольцевой ход пучков J^+ и J^- , то при любом N излучение выйдет из усилителя через блок 5 (в этом случае под N будем подразумевать только проходы по активной среде усилительного каскада J^+).

Пусть инверсная населенность в активной среде усилительного каскада возникает в момент времени t_1 , а исчезает в момент времени t_2 (в каждом импульсе возбуждения). Для увеличения пиковой мощности импульса на выходе усилителя потребуем, чтобы приблизительно в момент времени t_1 передний фронт импульса излучения задающего генератора вошёл через сечение A в активную среду, а после N проходов задний фронт этого импульса вышел из усилителя в момент времени t_2 через сечение A или B . Это означает, что весь интервал времени существования инверсной населенности перекрывается одним и тем же импульсом формирующего каскада:

$$t_2 - t_1 \approx \tau_i. \quad (1)$$

Проследивая ход пучков от первого прохода к следующему и учитывая, что на один проход по активной среде затрачивается время L_g/c (c – скорость света), а на один разворот пучка – время τ_1 или τ_2 , а также то, что задний фронт импульса отстает от переднего на величину τ_p , можно построить для t_2 рекуррентную формулу. В случае встречных проходов

$$t_2 = t_1 + \tau_p + \frac{L_g N}{c} + \frac{N}{2} \tau_2 + \left(\frac{N}{2} - 1\right) \tau_1 \quad (2)$$

для четного N и

$$t_2 = t_1 + \tau_p + \frac{L_g N}{c} + \frac{N-1}{2} (\tau_1 + \tau_2) \quad (3)$$

для нечетного N .

С помощью выражения $(-1)^N$ объединим (2) и (3) в одно соотношение для любого N и подставим его в (1). После чего, разрешив (1) относительно τ_p , получим

$$\tau_p \approx \tau_i - \frac{L_g N}{c} - \tau_d, \quad (4)$$

где время задержки

$$\tau_d = \frac{N}{2} (\tau_1 + \tau_2) + [(-1)^N - 1] \frac{\tau_1 + \tau_2}{4} - [(-1)^N + 1] \frac{\tau_1}{2}. \quad (5)$$

При использовании схем блоков, создающих кольцевой ход пучков в усилительном каскаде, сделаем аналогичные выкладки и получим для τ_p формулу, совпадающую с (4), в которой τ_d при любом N определяется соотношением

$$\tau_d = (N-1) \left(\tau_1 + \tau_2 + \frac{L_g}{c} \right). \quad (6)$$

Отметим, что в (4) величина $L_g N/c$ представляет собой суммарное время, потраченное передним или задним фронтом импульса излучения на все N проходов по активной среде усилительного каскада, а τ_d – суммарное время на все необходимые при заданном числе N развороты переднего или заднего фронта импульса. При кольцевом ходе пучков параметр τ_d включает в себя и время, идущее на «холостые» проходы пучка J_1^- .

Особенностью лазеров на самоограниченных переходах является очень большой коэффициент усиления. Вследствие этого в отсутствие внешнего потока направленного электромагнитного излучения развивается суперлюминесценция рабочей среды усилительного каскада, что приводит к потерям энергии, создает фон и ухудшает качество выходного импульса излучения. Поэтому необходимо потребовать выполнения дополнительного условия – полного пространственного перекрытия рабочей среды усилителя одним и тем же лазерным импульсом. Для этого необходимо, чтобы его передний фронт после возвращения в активную среду усилителя смыкался со своим задним фронтом до того, как задний фронт войдет в рабочий объем и начнет продвигаться по нему (рис.1,б,в). Такое условие приводит к дополнительным соотношениям для встречного хода пучков,

$$\tau_p \geq \max \left[\left(\frac{2L_g}{2} + \tau_2 \right), \left(\frac{2L_g}{2} + \tau_1 \right) \right], \quad (7)$$

и для кольцевого хода:

$$\tau_i \geq \left(\frac{2L_g}{2} + \tau_1 + \tau_2 \right). \quad (8)$$

В результате выполнения соотношений (4), (7), (8) весь объем с активной средой в течение всего времени существования инверсной населенности будет находиться под действием направленного электромагнитного излучения и суперлюминесценция в усилителе не разовьется. При этом без потерь с активной среды будет снята вся возможная энергия индуцированного излучения и для заданной длительности входного импульса будет достигнута максимальная пиковая мощность. Соотношения (4)–(8) устанавливают взаимосвязь $\tau_p, \tau_i, L_g, \tau_1, \tau_2$ и определяют, таким образом, реализацию способа, изложенного в [1], а также конструктивные параметры и исполнение многопроходного усилителя на парах меди [2].

3. Эксперимент

В настоящей работе использовалась простейшая схема двухпроходного усилителя на парах меди со встречным ходом и поляризационной развязкой пучков (рис.2). Система состояла из задающего генератора 1, телескопического расширителя 2, поляризационного разветвителя (призма Глана) 3, усилительного каскада 4 и блока возврата пучка 5, включающего в себя четвертьволновую фазовращающую пластинку 6 и плоское зеркало 7. В отличие от [6], в качестве задающего генератора 1 использовалась серийная лазерная трубка LT-1 Cu, позволяющая сформировать более короткий входной импульс излучения длительностью (по основанию) 15–18 нс при диаметре пучка 7 мм. Задающий генератор был снабжен резонатором с плоскими зеркалами и поляризатором и излучал импульсы с горизонтальной (в плоскости рис.2) поляризацией электрического вектора E_{\parallel} с длинами волн 0.51 и 0.578 мкм при частоте следования 10 кГц и средней мощности на входе в усилитель ~ 0.2 Вт. Усилительный каскад был выполнен на базе трубки ГЛ-201 диаметром 20 мм с длиной рабочей камеры $L_g = 80$ см. При типичной средней мощности накачки 3–3.5 кВт и частоте следования импульсов 10 кГц τ_i составляло ~ 40 нс. Телескопический расширитель 2 увеличивал диаметр пучка задающего генератора до 20 мм и частично отфильтровывал его суперлюминесцентный фон, выделяя из пучка излучения ядро с расходимостью, равной примерно восьми дифракционным расходимостям. Пучок J^+ с горизонтальной поляризацией входил в активную среду усилительного каскада 4 через сечение А и поступал в блок возврата 5. Пучок J^- , идущий в обратном направлении, приобретал ортогональную поляризацию вектора E_{\perp} , поэтому он не интерферировал с пучком J^+ и выводился из системы поляризационным разветвителем 3 в сторону.

Величина τ_d и соответствующее ей расстояние L_r от выходного сечения В разрядной камеры с активной средой усилительного каскада до зеркала 7 выбирались такими, чтобы удовлетворять выражениям (4), (5), (7) при $N = 2$. Отношение τ_i/τ_p равнялось примерно двум.

Мощность U_{in} излучения и средняя по частоте следования мощность W_{in} перед входом в усилительный каскад 4 ослаблялись и варьировались в эксперименте набором нейтральных стеклянных ослабителей 11.

Средняя мощность усиленного излучения W_{out} и суперлюминесценции W_s усилительного каскада, а также W_{in} измерялись калориметром ИМО-4С. Соответствующие

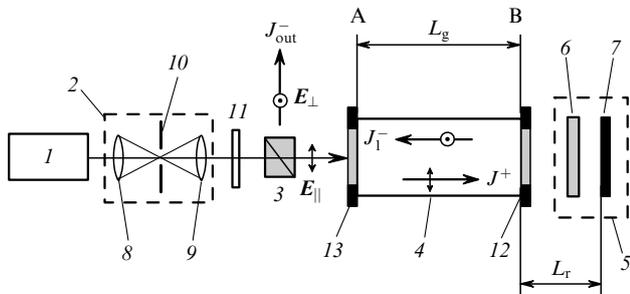


Рис.2. Схема эксперимента:

1 – задающий генератор; 2 – телескопический расширитель; 3 – поляризационный разветвитель; 4 – усилительный каскад; 5 – блок возврата пучка; 6 – фазовращающая пластинка $\lambda/4$; 7 – плоское зеркало; 8, 9 – линзы; 10 – диафрагма коллиматора; 11 – нейтральный ослабитель; 12, 13 – окна усилительного каскада; А и В – входное и выходное сечения, ограничивающие область с активной средой.

им формы импульсов мощности излучения $U_{in}(t)$, $U_{out}(t)$, $U_s(t)$ регистрировались с использованием фотоэлементов ФЭК-22спу и стробоскопического осциллографа (с полосой 3.7 ГГц.). С помощью полярироидов анализировались направления вектора поляризации излучения на входе и выходе усилительного каскада 4.

Для сравнения проводились эксперименты с однопроходным усилителем, в которых задающим генератором 1 (см. рис.2) служила трубка ГЛ-201, излучающая импульсы с длительностью, равной длительности инверсной населенности в усилительном каскаде (~ 40 нс). Излучение усилительного каскада в этом случае выводилось через окно 12. Отметим, что пропускание окна 13 и поляризационного разветвителя 3, через которые выходил пучок в двухпроходном усилителе, существенно отличалось от пропускания окна 12, поэтому ниже для объективного сравнения все измеренные значения W_{in} , W_{out} , $U_{in}(t)$, $U_{out}(t)$, $U_s(t)$ пересчитываются с учетом потерь в указанных оптических элементах. Пропускания этих элементов были измерены в специальных экспериментах.

Осциллограммы привязаны к оси времени с учетом задержек в оптических измерительных трактах и для двухпроходного варианта соответствуют положению импульсов $U_{in}(t)$, $U_{out}(t)$, $U_s(t)$ в сечении А, в однопроходном варианте – положению $U_{out}(t)$ в сечении В.

4. Результаты экспериментов и их обсуждение

Осциллограммы импульсов $U_{in}(t)$, $U_{out}(t)$, $U_s(t)$ представлены на рис.3. Длительность входного импульса $U_{in}(t)$ по основанию $\tau_p \approx 17$ нс. Длительность импульса $U_{out}(t)$ на выходе двухпроходного усилителя немного увеличивалась (до 22 нс) и была примерно в два раза меньше длительности $U_s(t)$ суперлюминесценции (~ 40 нс).

Отметим, что импульс $U_s(t)$ регистрировался при $U_{in} = 0$ и закрытом блоке возврата 5 (см. рис.2). При открытом блоке 5 и отсутствии входного импульса суперлюминесцентное излучение, отраженное от зеркала 7,

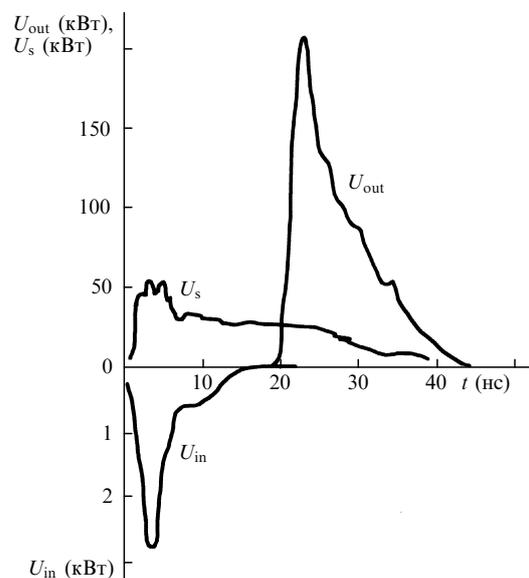


Рис.3. Осциллограммы импульсов излучения в двухпроходном усилителе.

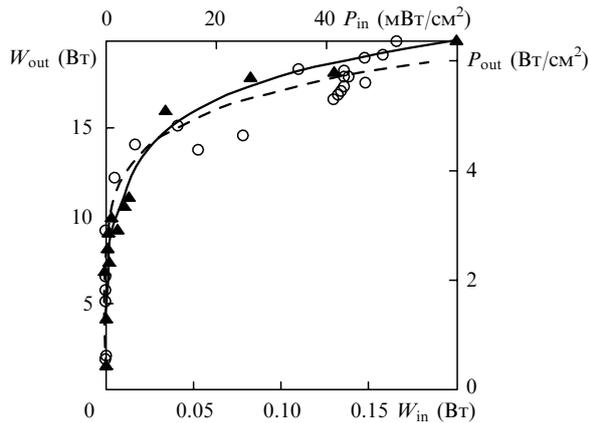


Рис.4. Мощностные характеристики однопроходного (сплошная кривая) и двухпроходного (штриховая кривая) усилителей; P_{in} , P_{out} – входная и выходная плотности мощности.

усиливалось в трубке 4 и выходило через окно 13. При этом пучок имел большую расходимость (~ 3 мрад), хаотическую поляризацию и длительность $\sim 35 - 40$ нс. Фактически в этом случае усилительный каскад работал как обычный лазер на парах меди с одним зеркалом резонатора. С ростом пиковой мощности импульса такая генерация излучения быстро подавлялась и практически исчезала при $U_{in} \geq 0.1$ Вт и $W_{in} \geq 5 \times 10^{-4}$ Вт/см², что контролировалось по изменению характера поляризации, длительности импульса и по резкому уменьшению расходимости излучения на выходе двухпроходного усилителя.

На рис.4 представлены зависимости W_{out} от W_{in} для однопроходного и двухпроходного усилителей при одинаковой мощности накачки (3.3 кВт). Видно, что разница между этими вариантами невелика. Для однопроходного усилителя максимальные значения $W_{out} \approx 22 - 23$ Вт достигались в области насыщающих значений $W_{in} \geq 1$ Вт (за пределами рис.4). Коэффициент усиления для обоих вариантов, определённый как отношение W_{out}/W_{in} , при малых входных мощностях составил $(3 - 1) \times 10^3$, а при $W_{in} \approx 0.2$ Вт – порядка 10^2 ; для однопроходного усилителя в области насыщения он был равен ~ 10 . Поскольку энергия в импульсе однозначно связана со средней мощностью и частотой и равна W_{out}/f , то кривые на рис.4 отображают зависимость энергосъёма от энерговклада и характеризуют энергетический коэффициент усиления за сделанные проходы.

Из приведенных выше результатов следует, что при переходе от однопроходного усиления к двухпроходному энергосъём существенно не изменился. Длительность импульса на выходе двухпроходного усилителя осталась приблизительно равной длительности входного импульса (вдвое короче импульса суперлюминесценции). Таким образом, подтверждается справедливость исходных предположений, сделанных выше.

На рис.5 представлены зависимости пиковой мощности U_{out} выходного импульса от пиковой мощности U_{in} входного импульса для однопроходного и двухпроходного усилителей. Максимальные значения U_{out} для двухпроходного усиления достигали 240 кВт (76 кВт/см²) при $U_{in} \sim 3$ кВт (0.7 кВт/см²), а для однопроходного усиления они были равны 136 кВт (43 кВт/см²) в области насыщающего значения $U_{in} \geq 10 - 15$ кВт (за пределами рис.5). Отношение максимальных пиковых мощностей двух-

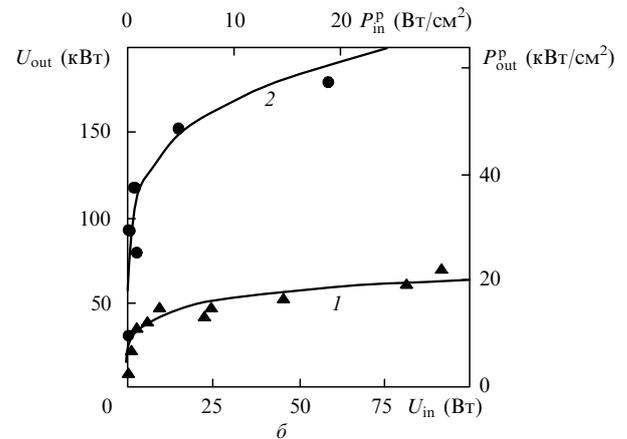
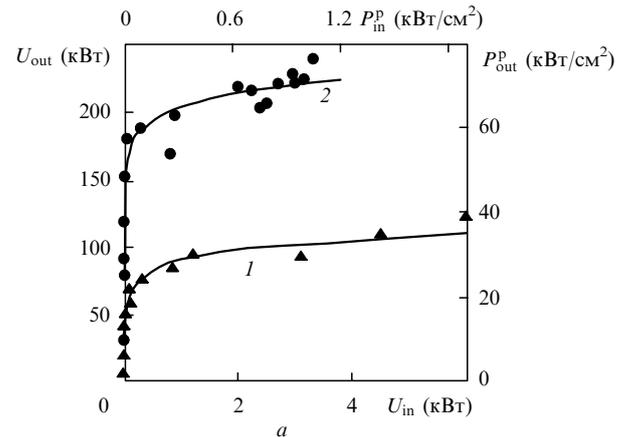


Рис.5. Характеристики пиковой мощности импульса излучения на выходе однопроходного (1) и двухпроходного (2) усилителей (а), а также начальный участок этих зависимостей при U_{in} от нуля до 0.1 кВт (б).

однопроходных усилителей составило ~ 1.8 . При одинаковых значениях $U_{in} \sim 3$ кВт пиковая мощность после двухпроходного усиления примерно в 2.1 раза больше пиковой мощности после однопроходного (рис.5,а), что близко к предполагаемому отношению $\tau_i/\tau_p \approx 2$. Начальный участок кривой усиления (рис.5,б) показывает более крутой рост пиковой мощности выходного импульса излучения в двухпроходном варианте. Кроме того, видно, что при $U_{in} = 0$ выходные импульсы мощности излучения не равны нулю, о чем говорилось выше. Отметим, что коэффициент усиления по пиковой мощности, определённый как отношение U_{out}/U_{in} , в области максимальных значений U_{out} для двух- и однопроходного усиления составил соответственно ~ 70 и ~ 12 .

На рис.6 представлены для сравнения осциллограммы импульсов мощности излучения одно- и двухпроходных усилителей при средней мощности источников накачки ~ 3.3 кВт. Задний фронт выходного импульса двухпроходного усилителя получился растянутым, а его длительность по основанию была несколько больше длительности входного импульса. Такое «расплывание» выходного импульса в двухпроходном усилителе, естественно, снижает эффект увеличения его амплитуды и связано, по всей вероятности, с плохой формой заднего фронта входного импульса (см. рис.3).

По нашему мнению, использование специального оптического затвора, позволяющего формировать входной импульс излучения с заданной длительностью, кру-

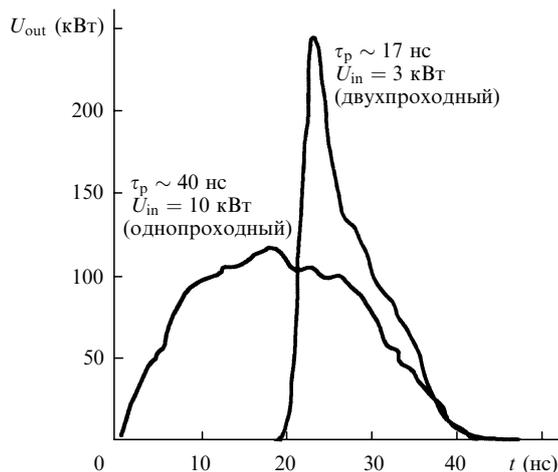


Рис.6. Осциллограммы импульсов мощности однопроходного и двухпроходного усилителей.

тым задним фронтом и привязывать его оптимальным образом к импульсу инверсии в усилительном каскаде, позволит существенно улучшить полученный результат. Необходимо также уменьшить коэффициент потерь излучения в тех оптических элементах, через которые пучок в многопроходных усилителях на парах меди проходит многократно.

На рис.7 представлена зависимость пиковой мощности импульса на выходе двухпроходного усилителя от времени задержки τ_d импульса в блоке возврата пучка 5, (см. рис.2), при постоянной пиковой мощности входного импульса. В зависимости наблюдается максимум, что соответствует смыслу формул (4)–(8). Если τ_d меньше значений, удовлетворяющих указанным формулам, импульс задающего генератора неполностью перекрывает временной интервал существования инверсной населенности и пространство рабочего объема усилителя, в результате чего часть энергии возбуждения не используется. При τ_d , превышающих оптимальное значение, задний фронт импульса не успеет выйти из канала до окончания инверсии и часть энергии импульса будет поглощена. В обоих случаях произойдет снижение пиковой мощности импульса излучения на выходе двухпроходного усилителя.

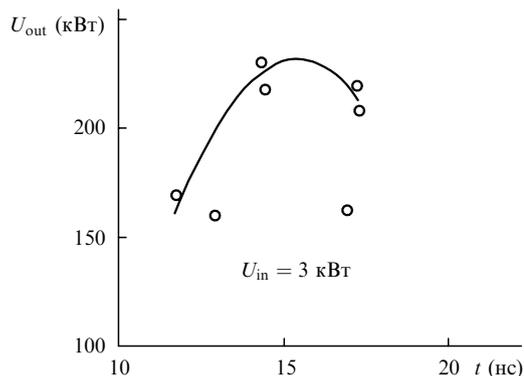


Рис.7. Зависимость пиковой мощности импульсов излучения двухпроходного усилителя от τ_d .

5. Выводы

Таким образом, из результатов настоящей работы следует, что при описанном выше способе реализации многопроходного усилителя на парах меди возможно существенное повышение пиковой мощности импульса выходного излучения по сравнению с однопроходным усилителем. Полученные результаты подтверждают справедливость качественной физической модели, описывающей предложенный способ увеличения пиковой мощности импульса излучения многопроходного усилителя. Создание таких усилителей позволит эффективно использовать маломощные и потому более дешёвые лазерные активные элементы со средней мощностью излучения ~ 10 Вт вместо более дорогих, с мощностью в десятки–сотни ватт, в технологических системах, где требуется высокая пиковая мощность импульсов излучения при низкой средней мощности.

1. Карпунин В.Т., Маликов М.М. Патент №2197042 по заявке №2001104528 от 13.06.01. *БИПМ*, №2 (2003).
2. Карпунин В.Т., Маликов М.М. Свид. РФ на полезную модель №19612 по заявке №2001110644 от 24.04.01. *БИПМ*, №25 (2002).
3. Frantz L.M., Nodvic J.S. *J. Appl. Phys.*, **34**, 2346 (1963).
4. Грабовский В.В., Прохоренко В.И., Суховаткин В.Н. *Квантовая электроника*, **19** (9), 865 (1992).
5. Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **24** (2) 115 (1997).
6. Карпунин В.Т., Конев Ю.Б., Маликов М.М. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **66** (7), 934 (2002).