

Управление формой лазерных импульсов при их усилении в режиме сильного насыщения

А.А.Шайкин

Предложены новый критерий оценки искажений квазипрямоугольных импульсов в мощных усилителях, а также метод, позволяющий получать на выходе усилителя квазипрямоугольные импульсы при высоком КПД усилителя, т. е. в режиме сильного насыщения. Эффективность метода продемонстрирована на примере расчета усилителя на неодимовом стекле, используемого для накачки петаваттного параметрического усилителя.

Ключевые слова: расчет оптических усилителей, искажения (формы) импульсов, режим сильного насыщения, неодимовое стекло.

1. Введение

Один из основных параметров импульсных лазерных усилителей – КПД по запасенной энергии (отношение энергии, извлеченной из усилителя, к энергии, запасенной в инверсии населенностей). Для импульсов длительностью более 100 пс большой КПД, а следовательно, и большая энергия выходного импульса означают, что последняя соизмерима с энергией насыщения лазерного перехода, т. е. усиление происходит в режиме сильного насыщения. В этом режиме форма выходного импульса отличается от формы входного, т. к. передняя часть импульса, распространяясь в среде с большей инверсией, усиливается сильнее, чем его задняя часть, распространяющаяся в среде с меньшей инверсией. Для колоколообразных квазигауссовых импульсов искажения формы незначительны, и насыщение приводит в основном к сдвигу импульса во времени [1–4]. Другими словами, импульс в режиме насыщения распространяется быстрее, что необходимо учитывать при синхронизации лазера с другими устройствами, однако его форма меняется несильно.

В то же время для импульсов с крутым передним фронтом, например прямоугольных импульсов, искажения при насыщении усилителя могут быть значительными: импульс становится треугольным с крутым передним и пологим задним фронтами, а его эффективная длительность уменьшается. Это характерно, например, для лазеров с ОВФ-зеркалами, в которых крутой передний фронт импульса является следствием порогового характера ОВФ [5,6]. Тем не менее в ряде приложений прямоугольная форма (с крутыми фронтами) выходного импульса гораздо предпочтительнее колоколообразной. В качестве примера можно привести мощные неодимовые лазеры, используемые (после преобразования излучения во вторую гармонику) для накачки фемтосекундных лазеров на титане с сапфиром [7] и при параметрическом усилении [8]. В первом случае прямоугольная форма импульса обеспечи-

вает максимальный КПД преобразования излучения во вторую гармонику. Во втором случае к этому добавляются увеличение КПД параметрического усилителя, а также уменьшение искажений спектра усиливаемого излучения и снижение требований к синхронизации неодимового и фемтосекундного лазеров.

Для получения прямоугольного импульса на выходе усилителя нужно подобрать форму входного импульса. Однако чем сильнее насыщение, тем больше искажения и тем труднее сформировать соответствующий входной импульс. Особенно актуально это для лазеров накачки параметрических усилителей, в которых длительность импульса составляет ~ 1 нс и возможности профилирования входного импульса ограничены быстродействием электроники. Таким образом, высокий КПД усилителя и прямоугольная форма выходного импульса – два требования, противоречащие друг другу. На практике мощные лазеры накачки параметрических усилителей всегда имеют либо невысокий КПД [9], либо колоколообразный импульс [8].

В настоящей работе предложен способ значительного уменьшения искажений формы импульса в лазерном усилителе, работающем в режиме насыщения. Идея метода заключается в разбиении импульса на две (или более) реплики, что, как будет показано ниже, приводит к значительному уменьшению искажений его формы, в том числе в многокаскадных усилителях. Вводится параметр искажений формы, удобный для расчета оптических схем, позволяющих минимизировать искажения при формировании прямоугольного выходного импульса. Эффективность предложенного метода продемонстрирована на примере расчета многокаскадного усилителя на неодимовом стекле, используемого для накачки петаваттного лазера [8].

2. Параметр искажений формы импульса с крутыми фронтами

В приближении плоских волн и малой по сравнению с временем жизни верхнего лазерного уровня длительности импульса ($\tau_p \ll \tau_{21}$) интенсивность выходного импульса $I(t)$ определяется интенсивностью входного им-

А.А.Шайкин. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: shaykin@appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 3 марта 2014 г.

пульса $I_0(t)$, коэффициентом усиления по слабому сигналу в начальный момент времени G_0 и плотностью энергии насыщения лазерного перехода E_s согласно формуле Франца–Нодвига [1, 2]:

$$I(t) = \frac{I_0(t)}{1 - A \exp\left[-\int_{-\infty}^t I_0(t') dt' / E_s\right]}, \quad (1)$$

где $A = 1 - 1/G_0$.

Для квазигауссовых импульсов искажения формы при усилении незначительны даже при сильном насыщении. Основной эффект – сдвиг импульса во времени в сторону его переднего фронта. Как показано в [4], этот сдвиг определяется разностью входной и выходной энергий. В частности, для гауссова импульса разность моментов времени, в которые $I(t)$ и $I_0(t)$ максимальны, описывается выражением

$$\Delta\tau = \tau \frac{E_{\text{out}} - E_{\text{in}}}{2\sqrt{\pi} E_s}, \quad (2)$$

где $E_{\text{in, out}} = \int_{-\infty}^{\infty} I_{\text{in, out}} dt$ – плотности энергии импульса на входе и на выходе усилителя соответственно; τ – полуширина импульса по уровню $1/e$. Аналогичный вид имеет временной сдвиг первого момента импульса. КПД усилителя по запасенной энергии η вычисляется по формуле

$$\eta = \frac{E_{\text{out}} - E_{\text{in}}}{E_{\text{st}}},$$

где $E_{\text{st}} = E_s \ln G_0$ – плотность энергии, запасенной в усилителе до прихода импульса. В то же время в отличие от колоколообразных квазипрямоугольные импульсы (импульсы с крутыми фронтами) существенно изменяют свою форму при насыщении. Следовательно, искажения квазипрямоугольных импульсов при усилении описывать сдвигом максимума импульса или первого момента импульса некорректно, нужен другой параметр. Наиболее наглядным и удобным параметром является отношение N коэффициентов усиления на переднем (G_0) и заднем (G_{end}) фронтах импульса:

$$N = G_0 / G_{\text{end}}.$$

Используя формулу Франца–Нодвига [1]

$$E_{\text{out}} = E_s \ln \left\{ \exp\left(\frac{E_{\text{in}}}{E_s}\right) - 1 \right\} G_0 + 1, \quad (3)$$

легко показать, что

$$N = G_0^\eta = \exp\left(\frac{E_{\text{out}} - E_{\text{in}}}{E_s}\right). \quad (4)$$

Из формулы (4) можно сделать следующие выводы. Параметр N напрямую зависит от КПД усилителя. При больших значениях G_0 невозможно одновременно получить высокий КПД и небольшие искажения формы импульса. Параметр N полностью определяется извлеченной из усилителя энергией $E_{\text{out}} - E_{\text{in}}$, а при большом коэффициенте усиления (т.е. при $E_{\text{out}} \gg E_{\text{in}}$) – только выходной энергией. Другими словами, в этом случае искажения импульса нельзя минимизировать, подбирая G_0 и E_{in} .

Заметим, что из (2), (4) следует выражение $\ln N = 2\sqrt{\pi} \Delta\tau / \tau$, т.е. логарифм параметра N и относительный сдвиг гауссова импульса во времени совпадают с точностью до константы. Физически это объясняется тем, что оба параметра определяются одним и тем же эффектом – насыщением лазерного перехода, и, следовательно, зави-

сят только от извлеченной из усилителя энергии, нормированной на энергию насыщения.

Если усилитель состоит из нескольких последовательных каскадов, то параметр N_{total} такого усилителя равен произведению параметров N всех усилителей, что следует из (4). Если диаметр пучка во всех каскадах одинаков, а потери между каскадами отсутствуют, то очевидно, что N_{total} по-прежнему определяется формулой (4), в которой G_0 – суммарный коэффициент усиления по слабому сигналу всех каскадов, а индексы in и out также относятся ко всему многокаскадному усилителю.

Если же между усилительными каскадами расположены телескопы, то плотность входной энергии k -го каскада уже не равна плотности выходной энергии $(k - 1)$ -го каскада и формула для суммарного параметра усложняется. Однако в любом случае N_{total} равен произведению параметров N всех усилителей. Таким образом, для многокаскадных усилителей при заданных выходной энергии импульса и диаметре лазерного пучка появляется возможность минимизировать искажения, подбирая кратности телескопов и количество каскадов. Попытка компенсировать неизбежные потери энергии между каскадами (например, френелевские потери) путем увеличения коэффициента усиления или входной энергии автоматически приводит к увеличению N_{total} .

Для получения заданной формы выходного импульса $I(t)$ необходимо сформировать на входе в усилитель импульс соответствующей формы $I_0(t)$, выражение для которой можно получить из (1):

$$I_0(t) = \frac{I(t)}{1 + (G_0 - 1) \exp\left[-\int_{-\infty}^t I(t') dt' / E_s\right]}. \quad (5)$$

Очевидно, что для получения квазипрямоугольного импульса на выходе усилителя отношение интенсивности входного импульса на заднем фронте к его интенсивности на переднем фронте должно быть равно параметру N . Чем больше N , тем труднее сформировать соответствующий входной импульс на практике, особенно если длительность импульса составляет ~ 1 нс. Таким образом, можно сказать, что параметр N характеризует не только степень искажения прямоугольного на входе в усилитель импульса, но и сложность формирования прямоугольного импульса на выходе усилителя.

3. Идея метода уменьшения искажений формы импульсов

Как показано выше, при больших коэффициентах усиления высокий КПД усилителя неизбежно приводит к большому значению N и сильным искажениям формы импульса. Для уменьшения искажений на входе в усилитель лазерный импульс разбивается на m последовательных импульсов, суммарная энергия которых равна энергии исходного импульса, а длительность всей последовательности много меньше τ_{21} . Из (3) следует, что суммарная выходная энергия и КПД усилителя при этом не изменятся. Следовательно, параметр N для всей последовательности импульсов также не изменится. В то же время искажения i -го импульса будут определяться параметром N_i для этого импульса. Легко видеть, что

$$N = \prod_{i=1}^m N_i \quad (6)$$

для любого количества импульсов, последовательно распространяющихся через усилитель. Формула (6) справедлива при любом распределении энергии между импульсами, причем формы входных импульсов могут быть различны. С точки зрения минимизации искажений наибольший интерес представляет такое разбиение, при котором все N_i одинаковы. В этом случае $N_i = \sqrt[N]{N}$. Таким образом, в практически важном случае сильных искажений ($N \gg 1$) получаем, что $N_i \ll N$, т. е. искажения формы каждого импульса будут значительно меньше, даже если импульсов всего два.

В дальнейшем ограничимся рассмотрением двух импульсов, поскольку реализация метода в этом случае значительно упрощается. Импульсы излучения, например, могут быть ортогонально поляризованы, что позволяет легко изменять соотношение их энергий на входе в усилитель, а также разделять поляризатором выходные импульсы на два пучка. В этом случае пучки удобно использовать для накачки двух разных каскадов параметрического усилителя или для преобразования в один пучок излучения второй гармоники при еое-взаимодействии.

Схематично эффективность разделения импульса на две части иллюстрирует рис.1. Из рис.1,а видно, что из прямоугольного импульса с единичной амплитудой после усиления мы получим быстроспадающий импульс с амплитудами G_0 на переднем фронте и G_{end} на заднем. Как было описано выше, для уменьшения искажений импульса его следует разбить на несколько частей. Это иллюстрирует рис.1,в. Разбивая входной импульс на два прямоугольных импульса с разными энергиями, на выходе мы можем получить два одинаковых спадающих импульса с отношением амплитуд переднего и заднего фронтов $\sqrt{G_0/G_{end}}$, что заметно меньше соответствующего значения G_0/G_{end} для одиночного импульса с той же суммарной энергией.

Если мы хотим сформировать прямоугольный импульс с единичной амплитудой на выходе усилителя (рис.1,б), то на входе должен быть возрастающий импульс с отношением амплитуд $G_0/G_{end} = N$. На рис.1,г показано, как на выходе можно сформировать два прямоугольных импульса с одинаковой амплитудой, что с точки зрения

процесса лазерного усиления эквивалентно одному импульсу с той же суммарной энергией (рис.1,б) и тем же суммарным значением N . Отношение амплитуд переднего и заднего фронтов каждой из реплик импульса на рис.1,г в $\sqrt{G_0/G_{end}}$ раз меньше отношения амплитуд импульса на рис.1,б. Однако очевидно, что сформировать два входных импульса (рис.1,г) значительно проще, чем один импульс (рис.1,б), поскольку в последнем случае требуется электроника со значительно б'ольшим быстродействием.

4. Пример формирования квазипрямоугольных импульсов

Для иллюстрации эффективности предложенного метода формирования выходных импульсов был проведен расчет для усилителя на неодимовом стекле, используемого для накачки петаваттного параметрического усилителя PEARL [8]. Усилитель состоит из шести каскадов с диаметрами активных элементов 10–100 мм, суммарный коэффициент усиления по слабому сигналу $G_0 = 4 \times 10^6$, энергия входного импульса равна 10 мДж, выходного – 300 Дж. Подробно усилитель описан в [10].

Для реализации случая, показанного на рис.1,г, требуется подобрать не только соотношение энергий двух входных импульсов, но и форму каждого из них, причем формы импульсов будут различны. С практической точки зрения одновременная реализация этих требований представляет определенные трудности. Существенно проще сформировать один импульс и потом разбить его на две реплики. Кроме того, получение входного импульса с энергией 10 мДж, длительностью 1 нс и произвольно заданной формой представляется крайне сложной для современной радиотехники задачей. В то же время с помощью коммерчески доступных ячеек Поккельса можно легко «вырезать» часть из гауссова импульса. В связи с этим в качестве модельного входного импульса была выбрана часть гауссова импульса $I_G(t) = \exp[-(t/\tau_0)^2]$ длительностью $\tau_0 = 5$ нс с монотонными фронтами длительностью 0.1 нс (рис.2,а и 3,а). Момент времени t_s , в который «вырезался» входной им-

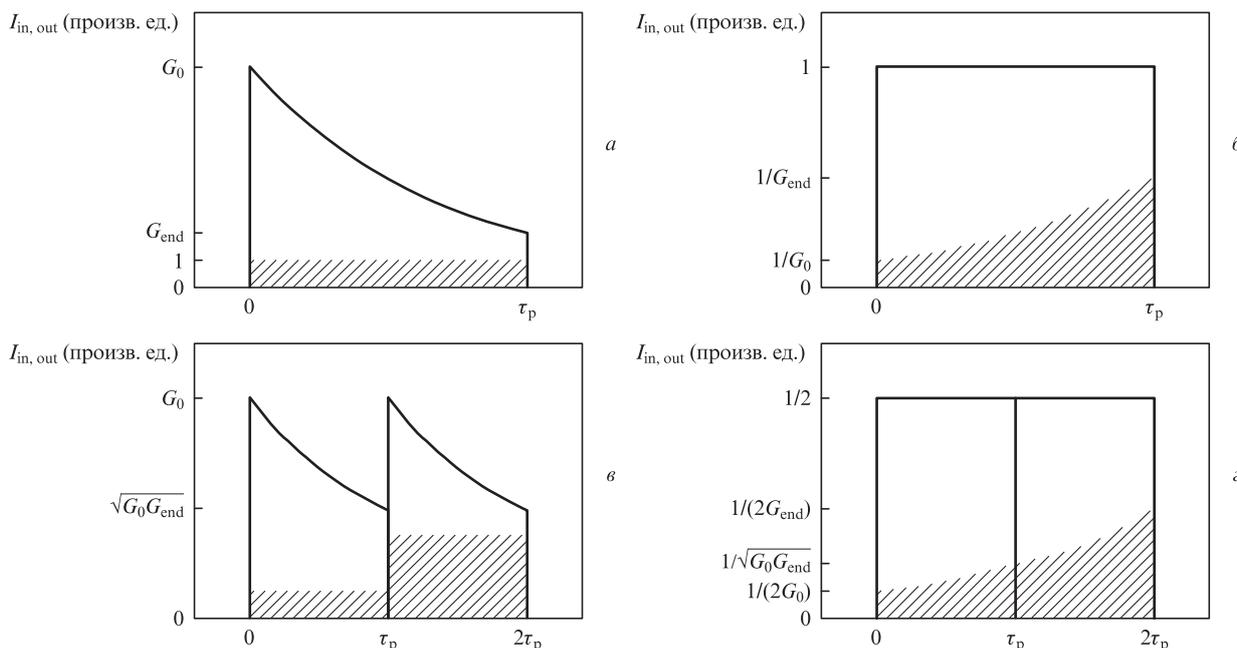


Рис.1. Искажения формы прямоугольного импульса при усилении (а, в) и формирование прямоугольного импульса на выходе усилителя (б, г) для одного (а, б) и двух (в, г) входных импульсов. Заштрихованная область соответствует входному импульсу, сплошная линия – выходному.

пульс, выбирался оптимальным с точки зрения близости формы выходного импульса к прямоугольной. Поскольку импульс «вырезался» на переднем фронте, то $t_s < 0$.

Как уже указывалось выше, потери в самом усилителе и между каскадами могут существенно влиять (увеличивать) на искажения формы импульса. Численный расчет был проведен с учетом как поглощения в неодимовом стекле (5% на каждом каскаде, что соответствует паспортным характеристикам активных элементов), так и френелевских потерь из-за непросветленных торцов усилителей, неидеальности просветления линз телескопов и т. п. Результаты приведены на рис.2 для одного импульса и на рис.3 для двух импульсов. Энергия на входе в усилитель в обоих случаях принималась равной 10 мДж, что соответствует реальным значениям для задающего генератора лазера PEARL.

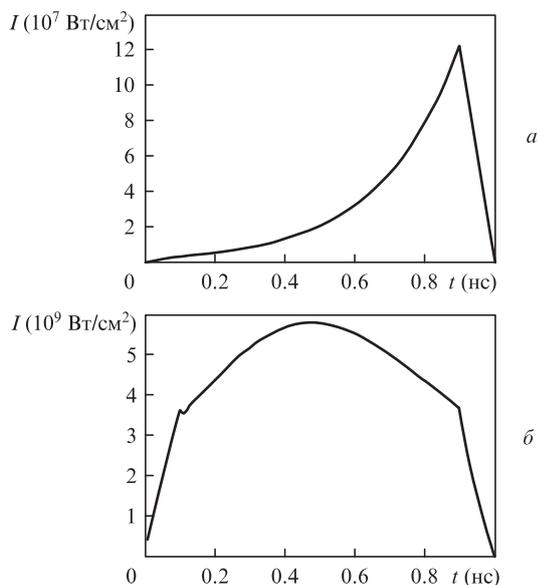


Рис.2. Формы импульса на входе (а) и на выходе (б) усилителя; $t_s = -45$ нс.

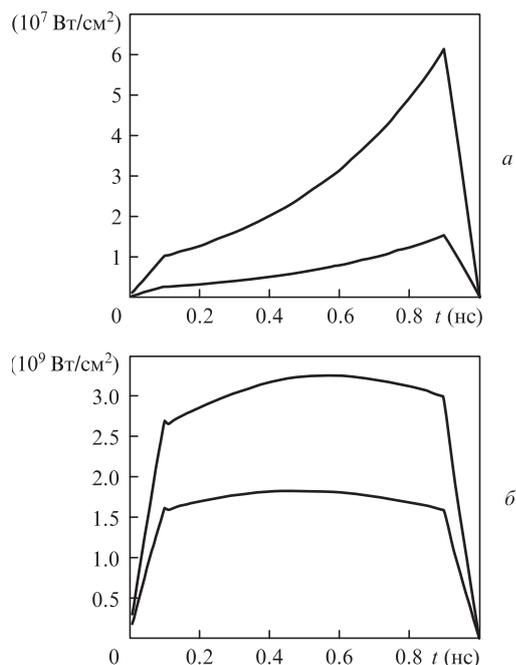


Рис.3. Формы двух импульсов на входе (а) и на выходе (б) усилителя при оптимизации форм выходных импульсов; $t_s = -23$ нс. Для наглядности импульсы совмещены во времени.

Из рис.2,а видно, что для одного входного импульса отношение интенсивностей на переднем ($t = 0.1$ нс) и заднем ($t = 0.9$ нс) фронтах составляет более 30, при этом «вырезать» этот импульс из гауссова нужно очень далеко от его максимума ($t_s = -45$ нс). На практике это приводит не только к большим потерям при «вырезании», но и к значительным отличиям получаемой формы импульса от желаемой, т. к. при таких больших временах форма реальных импульсов может сильно отличаться от гауссовой. В то же время в случае двух входных импульсов (рис.3) указанное отношение не превышает 6, а t_s существенно меньше. Кроме того, несложно заметить, что при разбиении входного импульса на две реплики формы выходных импульсов гораздо ближе к требуемой прямоугольной.

Отметим, что дополнительным преимуществом использования двух и более импульсов является существенное снижение влияния кубической нелинейности, которая является основным фактором, ограничивающим выходную энергию лазеров на неодимовом стекле с длительностью импульсов ~ 1 нс [11]. Это означает возможность увеличения выходной энергии без увеличения апертуры усилителя.

5. Заключение

В настоящей работе предложен параметр, позволяющий легко оценивать степень искажений формы импульсов с резкими фронтами при усилении в режиме сильного насыщения. Предложен также метод уменьшения искажений формы лазерных импульсов и формирования квази-прямоугольных импульсов на выходе лазерных усилителей с большим коэффициентом усиления и большим КПД. Идея метода заключается в разбиении входного импульса на две (или более) реплики с сохранением суммарной энергии как на входе, так и на выходе усилителя. В результате искажения каждой реплики оказываются существенно меньше искажения исходного импульса.

Эффективность метода продемонстрирована на примере расчета шестикаскадного оптического усилителя на неодимовом стекле. Показано, что использование всего двух реплик позволяет в несколько (шесть) раз уменьшить искажения формы импульса.

Работа выполнена при поддержке программы Президиума РАН «Экстремальные световые поля и их приложения».

1. Frantz L.M., Nodvik J.S. *J. Appl. Phys.*, **34**, 2346 (1963).
2. Таланов В.И. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **7**, 491 (1964).
3. Самсон А.М. *ЖПС*, **1**, 41 (1964).
4. Мартыанов М.А., Лучинин Г.А., Потемкин А.К., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **38**, 103 (2008).
5. Andreev N., Khazanov E., Kulagin O., Movshevich B., Palashov O., Pasmanik G., Rodchenkov V., Scott A., Soan P. *IEEE J. Quantum Electron.*, **35**, 110 (1999).
6. Андреев Н.Ф., Макаров А.И., Мальшаков А.Н., Палашов О.В., Потемкин А.К., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **25**, 77 (1998).
7. Yu T.J., Lee S.K., Sung J.H., Yoon J.W., Jeong T.M., Lee J. *Opt. Express*, **20** (10), 10807 (2012).
8. Lozhkarev V.V., Freidman G.I., Ginzburg V.N., Katin E.V., Khazanov E.A., Kirsanov A.V., Luchinin G.A., Mal'shakov A.N., Martyanov M.A., Palashov O.V., Poteomkin A.K., Sergeev A.M., Shaykin A.A., Yakovlev I.V. *Laser Phys. Lett.*, **4** (6), 421 (2007).
9. Chekhlov O.V., Collier J.L., Ross I.N., Bates P.K., Notley M., Hernandez-Gomez C., Shaikh W., Danson C.N., Neely D., Matousek P., Hancock S. *Opt. Lett.*, **31**, 3665 (2006).
10. Poteomkin A.K., Khazanov E.A., Martyanov M.A., Kirsanov A.V., Shaykin A.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **45**, 854 (2009).
11. Poteomkin A.K., Martyanov M.A., Kochetkova M.S., Khazanov E.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **45**, 336 (2009).