

Прямое усиление пикосекундных импульсов в неодимовом стекле при интенсивности излучения свыше 100 ГВт/см²

В.В.Иванов, А.В.Куценко, А.А.Мацвейко, Ю.А.Михайлов,
А.И.Попов, Г.В.Склизков, А.Н.Стародуб, А.М.Чекмарев

Исследована схема усиления сверхкоротких лазерных импульсов, используемая в экспериментах по симметризации абляционного давления с помощью предимпульса при ускорении фольг лазерным излучением большой яркости. Рассмотрена возможность прямого усиления коротких импульсов перед стадией их расширения для повышения энергетического контраста. В экспериментах на установке «ПИКО» продемонстрировано усиление 10-пикосекундного импульса при интенсивности свыше 100 ГВт/см² с коэффициентом усиления 1.2 и сбросом инверсии более 30 %.

Ключевые слова: сверхкороткие лазерные импульсы, усиление лазерных импульсов, лазерный нагрев плазмы, взаимодействие излучения с веществом.

1. Введение

Современные пико- и фемтосекундные твердотельные лазерные установки построены на принципе усиления chirпированных импульсов [1–3]. Подобный подход позволяет получать лазерные импульсы петаваттной мощности с энергией более килоджоуля и интенсивностью на мишени свыше 10²¹ Вт/см². Одной из серьезных проблем для таких установок является получение высокого энергетического контраста лазерного импульса при облучении мишени. Высокий контраст лазерного излучения важен как в исследованиях по нагреву и сжатию тонкостенных оболочечных мишеней (см., напр., [4]), так и в экспериментах, моделирующих физические процессы в таких мишенях. В частности, в проводимых на установке «ПИКО» [5] исследованиях по симметризации абляционного давления с помощью предимпульса при ускорении имитирующих оболочечные мишени тонких фольг высокий контраст основного (греющего мишень) лазерного импульса весьма важен для корректного анализа влияния дополнительного предимпульса на процессы симметризации. Теоретический анализ показывает, что наличие предимпульса может приводить к сглаживанию неоднородности нагрева мишени вследствие наличия спеклов в лазерном пучке [6, 7].

Появление пьедестала и предимпульсов при контрасте по интенсивности 10⁻⁷ – 10⁻⁶ обусловлено несколькими причинами. Во-первых, ограничением спектра при растяжении и компрессии импульса и фазовыми искажениями в оптическом тракте, создающими пьедестал длительностью десятки и сотни пикосекунд. Во-вторых, ограниченным контрастом оптического затвора Поккельса в регенеративном усилителе, приводящим к «утечке» импульса и появлению предимпульса. Наконец, в-третьих,

усилением пьедестала, возникающим и при генерации задающего фемтосекундного импульса, и шумом спонтанного излучения регенеративного усилителя, который усиливается вместе с chirпированным наносекундным импульсом и после компрессии создает наносекундный пьедестал [1–3, 8, 9].

Увеличение спектральной полосы пропускания системы растяжения и сжатия импульса, компенсация дисперсии высших порядков и фазовых искажений тракта позволяют уменьшить первый фактор до уровня менее 10⁻⁸ по интенсивности [2]. Применение дополнительных ячеек Поккельса с высоким контрастом позволяет подавить предимпульс, возникший вследствие «утечки» из регенеративного усилителя, и обеспечить контраст на уровне 10⁻⁹. Третий фактор, однако, не устраняется в рамках традиционной схемы генерации и усиления chirпированного импульса. После компрессии усиленное спонтанное излучение длительностью несколько наносекунд может содержать энергию, сравнимую с энергией основного фемтосекундного импульса.

В работе [8] реализован метод увеличения контраста, в котором импульс фемтосекундного генератора с энергией 3 нДж усиливался до микроджоульного уровня, «очищался» от пьедестала насыщающимся поглотителем, расширялся до наносекундной длительности и после этого опять усиливался регенеративным усилителем. Усиление в регенеративном усилителе «чистого» импульса с энергией на 3 порядка большей, чем в традиционной схеме, позволило повысить контраст в 100 раз. С учетом реальных потерь энергии импульса при chirпировании и потерь на согласование мод при инжекции сигнала в регенеративный усилитель шум спонтанного излучения регенеративного усилителя и пьедестал генератора ограничивают энергетический контраст излучения на уровне 10⁻⁴ – 10⁻³. Кардинальное улучшение контраста может быть достигнуто преобразованием ультракороткого импульса во вторую гармонику, однако это связано со значительными техническими сложностями и в настоящее время возможно только для энергий не более 20 Дж [10].

В настоящей работе рассмотрены возможности пря-

В.В.Иванов, А.В.Куценко, А.А.Мацвейко, Ю.А.Михайлов, А.И.Попов, Г.В.Склизков, А.Н.Стародуб, А.М.Чекмарев. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

Поступила в редакцию 19 апреля 2002 г., после доработки – 27 марта 2003 г.

мого усиления пикосекундных импульсов в неодимовом стекле для повышения контраста, а также продемонстрировано прямое усиление пикосекундных импульсов при интенсивности излучения более 100 ГВт/см².

2. Прямое усиление как метод повышения контраста лазера

Прямое усиление фемтосекундного импульса до миллиджоульного уровня позволяет исключить из оптической схемы регенеративный усилитель и усиливать chirпированные импульсы с контрастом свыше 10⁻⁹ непосредственно в оконечных каскадах.

Интенсивность лазерного излучения в коротком ($L \sim 1$ см) усилителе ограничивается распадом пучка вследствие мелкомасштабной самофокусировки и оптическим пробоем поверхности. В [11–13] были получены данные по поверхностной лучевой прочности плавленого кварца и лазерных стекол для световых импульсов длительностью 10 нс–100 фс. Пороговая плотность энергии оптического пробоя E_d в диапазоне 10 пс–10 нс пропорциональна корню из длительности лазерного импульса $\Delta t_p^{1/2}$. При $\Delta t_p < 5$ пс происходит насыщение зависимости $E_d(\Delta t)$, и порог разрушения оказывается постоянным и равным $E_d \geq 2$ Дж/см² в интервале 100 фс–1 пс. Таким образом, для 10-пикосекундного импульса порог разрушения по интенсивности I_d превышает 200 ГВт/см², а для 100-фемтосекундного импульса – 2×10^4 ГВт/см².

Оценим ограничение интенсивности излучения мелкомасштабной самофокусировкой по величине интеграла распада B . При прямом усилении фемтосекундного импульса ограничение на интеграл B снимается вследствие фазовой модуляции. В приближении экспоненциального усиления и малой величины произведения коэффициента усиления α на длину активной среды L

$$B = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\gamma I_0}{\alpha} (e^{\alpha L} - 1) \approx \frac{2\pi}{\lambda} \gamma I_0 L. \quad (1)$$

Для неодимовых стекол $\gamma = (1.5 - 2.5) \times 10^{-16}$ см²/Вт [14], для кристалла сапфира $\gamma = 3.3 \times 10^{-16}$ см²/Вт [9]. При $B = 2$ и $L = 1$ см получаем $I_0 = 100$ ГВт/см².

Воспользуемся формулой (1) для оценки интеграла B в многокаскадном (или многопроходном) усилителе. Если в последнем каскаде интенсивность излучения I_0 , интеграл B_0 и усиление G , то в предыдущем – I_0/G , B_0/G и т. д. В результате получаем, что накопленный за все проходы интеграл $B_\Sigma = B_0 G / (G - 1)$. Полагая, что $B_\Sigma = 3$ и уменьшая его на фактор $G / (G - 1) = 3$, получаем $B_0 = 1$ при $G = 1.5$ и интенсивность излучения в последнем каскаде $I_0 = 50$ ГВт/см².

3. Специфика прямого усиления в лазерах на неодимовом стекле

Рассмотрим возможности прямого усиления в неодимовом стекле. Полоса пропускания неодимового стекла позволяет получать 150-фемтосекундные импульсы [15], а комбинирование различного типа стекол – еще более короткие импульсы [16]. Неодимовое стекло является единственной активной средой, с помощью которой в настоящее время можно получать импульсы с энергией до килоджоуля при длительности 300–500 фс [1, 3]. Поскольку усилители на кристалле сапфир:Ti имеют

малое сечение вынужденного излучения на длине волны неодимового лазера 1.055 мкм ($\sigma = 2.6 \times 10^{-20}$ см² [9]), их целесообразно использовать при прямом усилении для повышения контраста только на длине волны 800 нм [8]. Сечение же вынужденного излучения фосфатного стекла почти в полтора раза больше, поэтому неодимовое стекло является хорошей средой для увеличения контраста.

При накачке наносекундным импульсом второй гармоники неодимового лазера коэффициент усиления на единицу длины есть

$$\alpha = \frac{\sigma E_{0.53}}{h\nu L} K_1 K_2 K_3, \quad (2)$$

где $E_{0.53}$ – плотность энергии накачки; K_1 – коэффициент поглощения излучения накачки; $K_2 = 0.5$ – коэффициент использования кванта накачки; $K_3 = \exp(-\tau_1/\tau)$ – коэффициент, учитывающий распад инверсии метастабильного уровня с временем жизни τ к моменту съема инверсии, задержанному на τ_1 относительно начала накачки. Коэффициент K_1 зависит от марки активного элемента из неодимового стекла и его длины. Для $K_1 = 0.5$, $K_3 = 1$, $\sigma = 3.2 \times 10^{-20}$ см² и $L = 1$ см получаем $\alpha \approx 0.04 \times E_{0.53}$ см⁻¹. При $E_{0.53} = 10$ Дж/см² усиление G на длине 1 см будет равно $\exp(\alpha L) \approx 1.5$.

При высокой интенсивности излучения в неодимовом стекле нелинейные процессы и поглощение с метастабильного уровня могут снизить эффективность усиления коротких импульсов. Кроме того, для импульсов с $\tau \sim 10$ пс эффективность усиления может снизиться из-за того, что время жизни нижнего лазерного уровня $^4I_{1/2}$ существенно больше τ , и четырехуровневая схема лазерных уровней иона Nd³⁺ будет работать как трехуровневая. В связи с этим было проведено измерение сброса инверсии и усиления 10-пикосекундного импульса при интенсивности излучения более 100 ГВт/см².

4. Экспериментальные результаты

4.1. Измерение сброса инверсии

На рис.1 представлена оптическая схема установки для измерения сброса инверсии 10-пикосекундным световым импульсом. Сброс инверсии определялся по люминесценции ионов Nd³⁺ с метастабильного уровня $^4F_{3/2}$. Чтобы избежать искажения результатов вследствие «прогорания дыры» в линии люминесценции, для регистрации использовался переход $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{9/2}$ на дли-

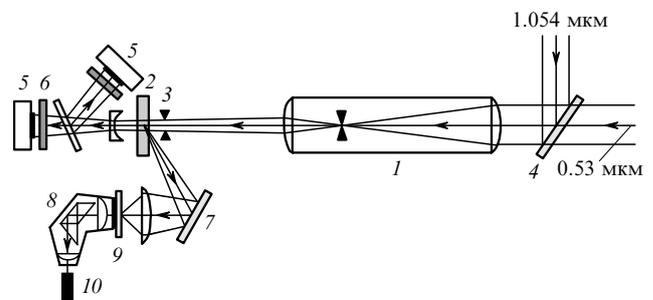


Рис.1. Оптическая схема установки для исследования сброса инверсии:

1 – пространственный фильтр; 2 – образец из неодимового стекла; 3 – диафрагма; 4 – селективное зеркало; 5 – calorиметры; 6 – светофильтр; 7 – алюминиевое зеркало; 8 – призмный монохроматор; 9 – узкополосный светофильтр; 10 – фотоумножитель.

не волны 0.88 мкм. Этот переход слабо скоррелирован с рабочим переходом ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ с $\lambda = 1.06$ мкм [17] и не деформируется при сбросе инверсии.

Мощный 10-пикосекундный сбрасывающий инверсию световой импульс формировался лазером на фосфатном неодимовом стекле, являющимся составной частью установки «ПИКО». Для увеличения интенсивности и очистки волнового фронта от возмущений, возникающих при самофокусировке, использовался пространственный фильтр 1 с коэффициентом коллимации 3:1, расфокусированный для получения слабосходящегося пучка. Перед образцом 2 из неодимового стекла помещалась диафрагма 3 диаметром 2.5 мм, вырезающая из пикосекундного пучка центральную область с однородным пространственным профилем. Эта диафрагма использовалась также для пространственного совмещения пикосекундного импульса с импульсом накачки ($\lambda = 0.53$ мкм). В такой схеме сбросу инверсии подвергался весь накачанный объем неодимового стекла.

Излучение накачки вводилось в пространственный фильтр через селективное зеркало 4 по тому же оптическому пути, что и пикосекундный импульс. Энергия импульса, сбрасывающего инверсию в образце 2, измерялась калориметрами 5.

Люминесценция в исследуемом образце собиралась сферическим алюминиевым зеркалом 7 и фокусировалась на щель призмного монохроматора 8. Люминесценция отфильтровывалась от мощного рассеянного излучения с длиной волны $\lambda = 1.054$ мкм узкополосным диэлектрическим светофильтром 9 на щели монохроматора. Люминесценция на длине волны 0.88 мкм регистрировалась с помощью фотоумножителя 10 на запоминающем осциллографе с временным разрешением, не превышающим 1 мкс. Настройка монохроматора на центр линии люминесценции конкретного неодимового стекла проводилась при накачке образца зеленой гармоникой юстировочного частотного YAG: Nd³⁺-лазера.

Задержка между импульсом накачки и импульсом сброса инверсии составляла 200 мкс. При узкополосной лазерной накачке первоначальный профиль линии люминесценции может отличаться от стационарного [18]. Однако через время $\sim 10^{-4}$ с процессы кросс-релаксационной передачи энергии между ионами Nd³⁺ в стекле приводят линию люминесценции к ее стационарному виду. В этом случае наши результаты можно сравнивать с данными [19], полученными при ламповой накачке образца.

Осциллограммы импульса сброса инверсии в фосфатном стекле ГЛС21 приведены на рис.2. Резкий передний фронт соответствует накачке импульсом с длительностью 20 нс и быстрой релаксации на метастабильный уровень ${}^4F_{3/2}$ за время не более 10^{-9} с. Экспоненциальный спад с характерным временем 350 мкс соответствует времени релаксации с метастабильного уровня стекла ГЛС21. Ступенька на спаде отвечает сбросу инверсии пикосекундным импульсом.

В образцах из фосфатного стекла ГЛС21 и КНФС8 сброс инверсии достигал 20 % – 30 % при плотности энергии $E = 1 - 2$ Дж/см² ($I = 100 - 200$ ГВт/см²) без оптического пробоя поверхности стекла. Зависимость сброса инверсии η от плотности энергии E в стекле ГЛС21 для этого случая показана на рис.3 светлыми точками. Черная точка соответствует появлению ожога на выходной поверхности стекла.

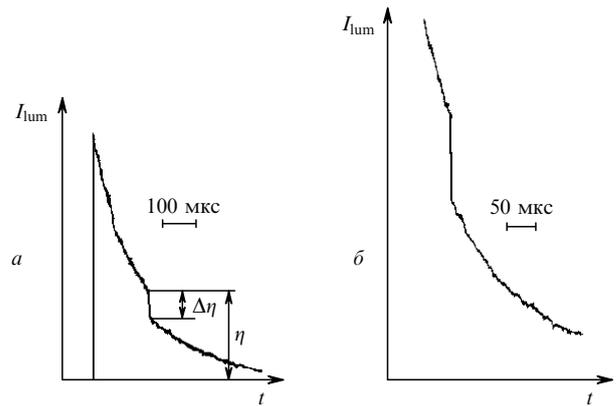


Рис.2. Осциллограммы люминесценции в стеклах ГЛС21 (а) и КНФС8 (б).

В работах [17, 19] для фосфатных и силикатных стекол получена линейная зависимость отношения начального и конечного уровней инверсии $N(0)/N(E)$ от плотности энергии:

$$\frac{N(0)}{N(E)} = 1 + \sigma(0) \frac{E}{h\nu}, \quad (3)$$

где $\sigma(0)$ – эмпирическая константа.

На рис.3 штриховая линия соответствует полученной в [19] для стекла ГЛС22 экспериментальной зависимости сброса инверсии $\eta = [N(0) - N(E)]/N(0)$ импульсами длительностью 50 нс и 6 мкс. С этими данными в пределах ошибки эксперимента совпадают наши данные для 10-пикосекундного импульса (стекла ГЛС21 и ГЛС22 различаются концентрацией ионов Nd³⁺), что может объясняться быстрой релаксацией возбуждения по штарковским компонентам лазерных уровней. Расчеты, проведенные с помощью численной модели [20], учитывающей структуру линии люминесценции, показывают, что при $E = 1$ Дж/см² различие в сбросе инверсии длинным (по сравнению с временем жизни нижнего лазерного уровня) и коротким лазерными импульсами составляет 10 % – 15 %.

4.2. Усиление пикосекундных импульсов в неодимовом стекле с лазерной накачкой

Измерение усиления 10-пикосекундного светового импульса в пластине из неодимового стекла с лазерной накачкой проводилось калориметрами на установке, представленной на рис.4. Световой пучок с апертурой диаметром 45 мм вводился в вакуумный пространственный фильтр 1, на выходе которого вместо линзы размещалась пластина 2 из фосфатного неодимового стекла.

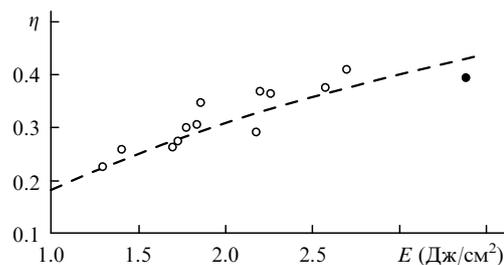


Рис.3. Экспериментальная зависимость сброса инверсии η от плотности энергии излучения E для 10-пикосекундного лазерного импульса (кружки) в стекле ГЛС21. Штриховой линией показана зависимость $\eta(E)$ по данным [17] при $\sigma(0) = 4.2 \times 10^{-20}$ см².

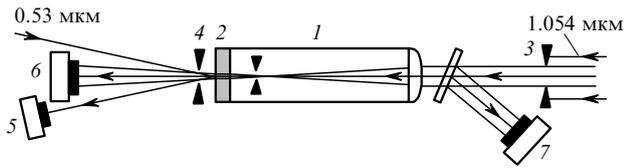


Рис.4. Оптическая схема установки для измерения усиления 10-наносекундного лазерного импульса в пластине из неодимового стекла: 1 – пространственный фильтр; 2 – пластина из фосфатного стекла; 3 – диафрагма; 4 – диафрагма ($\varnothing 3$ мм); 5, 6, 7 – калориметры.

Перед входом в фильтр диафрагмой 3 из пучка вырезалась центральная область, так, что диаметр пучка на пластине 2 составлял 2 мм. Непосредственно за пластиной 2 размещалась диафрагма 4 диаметром 3 мм, центрированная с диафрагмой 3. Импульс накачки подавался через диафрагму 4 на выходной торец пластины из неодимового стекла 2. Энергия излучения накачки, падающая на площадку $\varnothing 3$ мм, и коэффициент усиления системы измерялись калориметрами 5, 6 и 7. Коэффициент усиления усреднялся в серии из пяти-шести отдельных измерений.

В результате серии измерений с пластиной из стекла ГЛС21 толщиной 1 см при задержке усиливаемого импульса относительно накачки $\tau_1 = 200$ мкс было установлено, что при плотности энергии накачки 5.1 Дж/см^2 $G = 1.12$ и $\alpha = 0.113 \text{ см}^{-1}$. При уменьшении задержки τ_1 до 30 мкс и неизменной плотности энергии накачки значение α увеличилось до 0.17 см^{-1} . Расчеты по формуле (2) дают в этих случаях $\alpha = 0.12$ и 0.19 см^{-1} соответственно. Интенсивность излучения при этом превышала 100 ГВт/см^2 .

Во второй серии измерений для стекла КНФС8 при задержке $\tau_1 = 30$ мкс получены $G = 1.2$ и $\alpha = 0.182 \text{ см}^{-1}$. Плотность энергии накачки в этом случае была меньше, чем в стекле ГЛС21, однако вследствие большего коэффициента поглощения K_1 запасенная на метастабильном уровне энергия на единицу объема оставалась такой же. Большее усиление в стекле КНФС8 связано с большим сечением вынужденного перехода.

5. Заключение

Проведенные эксперименты показали, что в неодимовом стекле возможно прямое усиление импульсов с интенсивностью более 100 ГВт/см^2 . При такой интенсивности для 10-пикосекундного импульса сьем инверсии в фосфатном стекле составил 30 %, коэффициент усиления – 1.2. При увеличении плотности энергии накачки и двусторонней накачке можно ожидать усиления $G = 1.5$.

При интенсивности 50 ГВт/см^2 и длительности импульса 100 фс выходной энергии 10 мДж соответствует площадь 2 см^2 и диаметр пучка 1.6 см. В настоящее время получение таких параметров не представляет затруднений, т. к. лазерная накачка применяется для накачки усилителей с апертурой до 10 см [2].

Авторы благодарят А.М.Максимчука и В.П.Яновского за полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Интеграция» (проект МУНЦ «Фундаментальная оптика и спектроскопия» № Б0049) и INTAS (грант № 572, конкурс 2001 г.).

1. Pennington D.M., Brown C.G., Cowan T.E., et al. *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, **6**, 676 (2000); Key M.H., Cable M.D., Cowan T.E., et al. *Phys. Plasmas*, **5**, 1966 (1998).
2. Bonlie J.D., Patterson F., Price D., White B., Springer P. *Appl. Phys. B*, **70**, S155 (2001).
3. Blanchot N., Rouyer C., Sauteret C. *Opt. Lett.*, **20**, 395 (1995).
4. Басов Н.Г., Калашников М.П., Михайлов Ю.А., Склизков Г.В., Федотов С.И. *Труды ФИАН*, **203**, 3 (1990).
5. Иванов В.В., Куценко А.В., Лебо И.Г., Мацвейко А.А., Михайлов Ю.А., Осетров В.П., Попов А.И., Розанов В.Б., Склизков Г.В., Стародуб А.Н. *ЖЭТФ*, **116** (10), 1287 (1999).
6. Lebo I.G., Rozanov V.B. *J. Russian Laser Research.*, **22** (4), 346 (2001).
7. Lebo I.G., Iskakov A.B., Mikhailov Yu.A., Rozanov V.B., Starodub A.N., Sklizkov G.V., Tishkin V.F., Zvorykin V.D. *Proc. SPIE XXVII ECLIM (USA)*, 2003).
8. Itatani J., Faure J., Nantel M., Mourou G., Watanabe S. *Opt. Commun.*, **148**, 70 (1998).
9. Stuart B.C., Herman S., Perry M.D. *IEEE J. Quantum Electron.*, **31**, 528 (1995).
10. Neely D., Allott R.M., Clarke R.J., et al. *Laser Particle Beams*, **18**, 405 (2000).
11. Tien A.C., Backus S., Kapteyn H., Murnane M., Mourou G. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 3883 (1999).
12. Stuart B.C., Feit M.D., Herman S., et al. *Phys. Rev. B*, **53**, 1749 (1996).
13. Иванов В.В., Михайлов Ю.А., Осетров В.П. и др. *Квантовая электроника*, **22**, 589 (1995).
14. Brown D.C. *High-Peak-Power Nd:Glass Laser Systems* (Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag, 1981).
15. Keller U., Weingarten K.J., Kartner P., et al. *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, **2**, 435 (1996).
16. Blanchot N., Rouyer C., Sauteret C., Migus A. *Opt. Lett.*, **20**, 395 (1995).
17. Рудницкий Ю.П., Смирнов Р.В., Соколов В.И. *Препринт ИАЭ № 3094* (М., 1979).
18. Brawer S.A., Weber M.J. *Appl. Phys. Lett.*, **35**, 31 (1979).
19. Алексеев Н.Е., Гапонцев В.П., Жаботинский М.Е. и др. *Лазерные фосфатные стекла* (М.: Наука, 1980).
20. Иванов В.В., Сенатский Ю.В., Склизков Г.В. *Квантовая электроника*, **13**, 647 (1986).