

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ОБЩЕЙ ФИЗИКИ И ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ

Курсовая работа

Моделирование временной компрессии фемтосекундных импульсов в
регенеративном усилителе

Автор работы:

студент группы 218

Шевченко Даниил Александрович

Научный руководитель:

к.ф.-м.н., доцент

Федотов Андрей Борисович

Москва — 2022

Содержание

Введение	3
Описание работы решетчатого компрессора	3
Вывод формулы для фазовой функции	4
Описание работы программы	6
Результаты расчетов	8
Выводы	9
Список литературы	10

Введение

С появлением лазерных импульсов малой длительности (порядка 1 пс), возникла проблема с их усилением из-за самофокусировки. Поэтому в 1985 году Жераром Муру и Донной Стрикланд была предложена техника усиления чирпированных импульсов (Chirped Pulse Amplification, CPA) [1]. Она заключается в поэтапном изменении импульса. Сначала происходит искусственное увеличение его длительности (стретчирование), затем импульс усиливается и после этого сжимается до почти исходной длительности (Рис. 1).

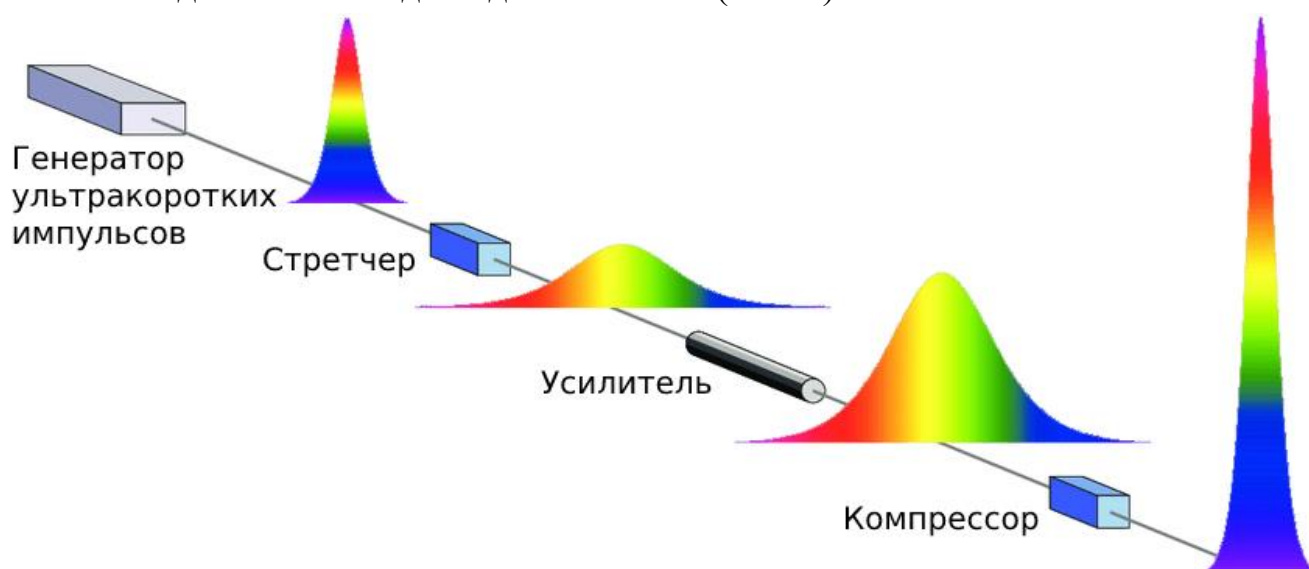


Рисунок 1. Схема системы CPA.

В данном исследовании моделируется работа компрессора, то есть сжатие чирпированного импульса. На данный момент существует множество схем компрессии, но в этой работе рассматривается лишь схема из двух параллельных дифракционных решеток, предложенная Трейси в 1969 году [2]. Ее работа основана на различии длин пути разнородных компонент света (более подробное описание будет приведено далее).

Программа, проводящая моделирование написана в среде Matlab. Основой программы является алгоритм Быстрого Преобразования Фурье (Fast Fourier Transform, FFT). Он нужен для перехода между спектральными и временными представлениями импульса.

Описание работы решетчатого компрессора

Как уже было отмечено, в данной работе рассматривается компрессор из двух параллельных дифракционных решеток (Рис. 2). Рассмотрим подробнее его работу.

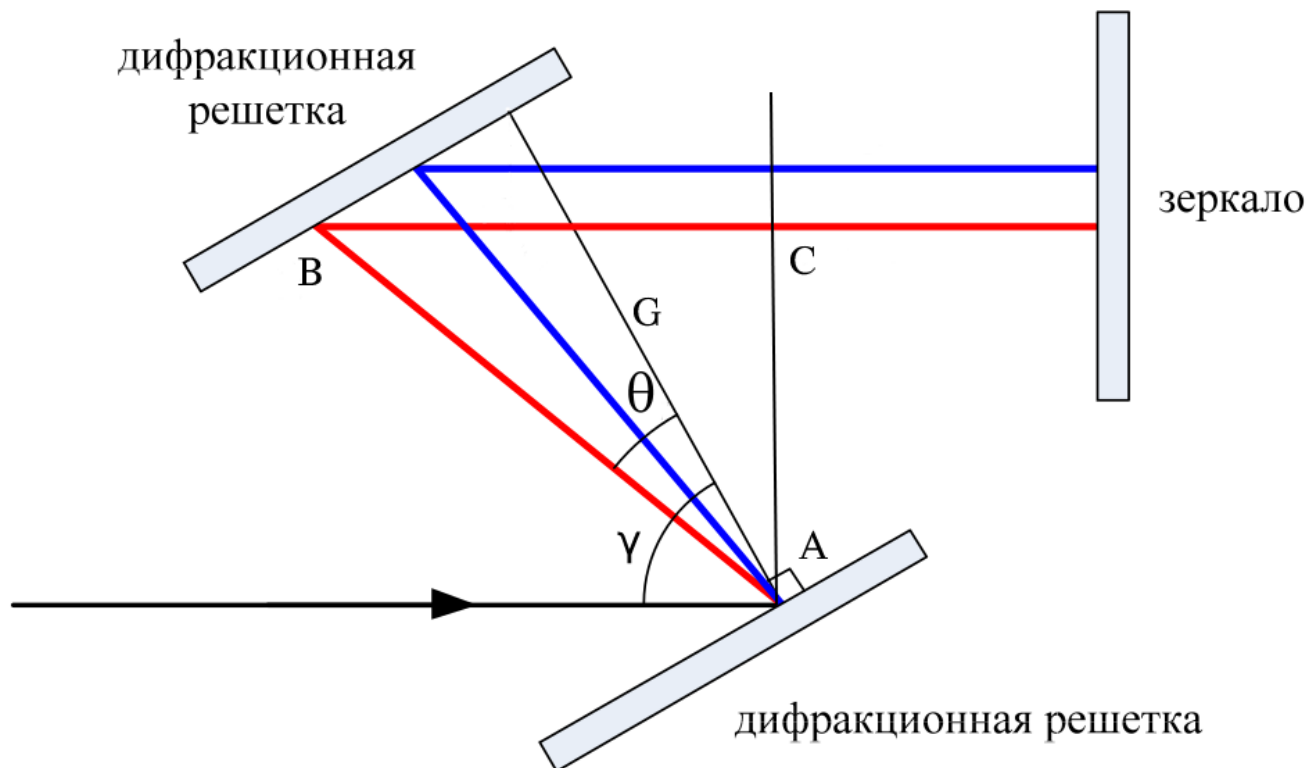


Рисунок 2. Ход лучей в компрессоре из двух дифракционных решеток. Красным и синим показан ход длинноволновых и коротковолновых лучей, соответственно.[\[3\]](#)

Лазерный импульс падает на первую дифракционную решетку под углом γ . Затем, спектральные компоненты луча отражаются от решетки под различными углами дифракции θ . Попадая на вторую решетку спектральные компоненты, отражаясь от нее, становятся параллельны друг другу. Затем пучок отражается от зеркала и направляется ровно назад для компенсации созданного двумя решетками пространственного разделения частотных компонент импульса. Как видно из рисунка 2., различные компоненты импульса проходят различные расстояния, вследствие чего происходит временная задержка длинноволновых компонент, за счет чего данная система действует, как аномально диспергирующая среда и способна уменьшать длительность импульса.

Вывод формулы для фазовой функции

Наша задача состоит в том, чтобы получить выражение для фазы, которую добавляет компрессор к нашему импульсу, в зависимости только от частоты ω и параметров компрессора, таких как угол падения луча на первую решетку, расстояние между решетками и количество штрихов на решетках.

Из рисунка 2. видно, что длина пути, пройденная лучом, зависит от длины волны и определяется выражением:

$$L(\lambda) = 2(AB + BC), \quad (1)$$

где

$$AB = \frac{G}{\cos \theta}, BC = AB \cos (\gamma - \theta) = \frac{G \cos (\gamma - \theta)}{\cos \theta}. \quad (2)$$

Здесь G – расстояние между решетками по нормали. Углы γ и θ связаны соотношением

$$\lambda n = \sin \theta + \sin \gamma, \quad (3)$$

где n – количество штрихов решетки на единицу длины. Учитывая (1), (2) и (3), время τ , затраченное на прохождение пути L , выражается следующим образом:

$$\tau = \frac{L}{c} = \frac{2G}{c \cos \theta} (1 + \cos (\gamma - \theta)). \quad (4)$$

Также групповая задержка τ может быть записана как частная производная фазовой функции $\phi(\omega)$:

$$\tau = \frac{\partial \phi(\omega)}{\partial \omega}.$$

Мы можем разложить спектральную фазу $\phi(\omega)$ в ряд Тейлора относительно центральной частоты ω_0 [4]:

$$\begin{aligned} \phi(\omega) = \phi(\omega_0) + \phi_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \phi_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \phi_3(\omega - \omega_0)^3 + \\ + \frac{1}{24} \phi_4(\omega - \omega_0)^4 + \dots, \end{aligned} \quad (5)$$

где $\phi_1 = \tau$, а ϕ_2 , ϕ_3 и ϕ_4 – дисперсионные члены второго, третьего и четвертого порядков соответственно. Из (3) можно получить, что

$$\cos \theta = \sqrt{1 - \left(\frac{2\pi c n}{\omega_0} - \sin \gamma \right)^2} \quad (6)$$

Тогда (4) примет вид:

$$\tau = \phi_1 = \frac{2G(1 + \cos (\gamma) \cos (\theta) + \sin (\gamma) \sin (\theta))}{c \cos \theta} \quad (7)$$

Дифференцируя (7) по ω , получим выражения для ϕ_2 , ϕ_3 и ϕ_4 :

$$\begin{aligned} \phi_2 &= \frac{-8\pi^2 c G n^2}{\omega_0^3 \cos^3 \theta} \\ \phi_3 &= \frac{-\phi_2(1 + \sin (\theta) \sin (\gamma))}{\omega_0 \cos^2 \theta} \end{aligned} \quad (8)$$

$$\phi_4 = \frac{3\phi_2((2\pi cn)^2(4 \sin^4 \gamma + 1) + 16\pi cn \omega_0 \sin(\gamma) \cos^2(\gamma) + 4\omega_0^2 \cos^4 \gamma)}{\omega_0^4 \cos^4 \theta}$$

Теперь, подставляя (7) и (8) в (5) получим разложение фазовой функции в ряд Тейлора вплоть до четвертого порядка, что позволяет оценивать вклад каждого из порядков дисперсии в изменение длительности импульса отдельно.

Однако, как было показано в [2], можно получить и общую формулу для фазовой функции. Представим $\phi(\omega)$ в следующем виде:

$$\phi(\omega) = \frac{\omega L}{c} + R(\omega), \quad (9)$$

где $R(\omega)$ – поправочный член, необходимый для последовательного определения фазы волн в системе решеток. Он необходим хотя бы потому, что $L = L(\omega)$, и при взятии частной производной $\tau \neq \frac{\partial}{\partial \omega} \left(\frac{\omega L(\omega)}{c} \right) = \frac{L(\omega)}{c} + \left(\frac{\omega}{c} \right) \frac{\partial L(\omega)}{\omega}$. Более строгие рассуждения по поводу слагаемого $R(\omega)$ приведены в [2]. Нам же понадобится лишь выражение для $R(\omega)$. Оно выглядит так:

$$R(\omega) = -2\pi G n \tan \theta \quad (10)$$

Преобразовав (10) с помощью (3) и (6) получим общую формулу для $\phi(\omega)$:

$$\phi(\omega) = \frac{2G}{c} \left(\omega \cos \theta + \omega \sqrt{1 - \left(\frac{2\pi cn}{\omega} - \sin \gamma \right)^2} \right) \quad (11)$$

Итак, мы получили формулу фазовой функции для компрессора в системе СРА. Теперь можно переходить к моделированию работы этого компрессора в Matlab.

Описание работы программы

Работу написанной программы можно разделить на несколько этапов:

1. Формирование фемтосекундного импульса.

Программе задаются параметры лазерного импульса, такие как длина волны и длительность входного пучка. Описать спектр входного пучка можно следующей функцией:

$$S_{in} = \exp(-a(\omega - \omega_0)^2), \quad (12)$$

где параметр $a = \frac{T_{in}^2}{16 \log 2}$ отвечает за ширину гауссианы на полувысоте (T_{in} – длительность входного импульса, которая задается пользователем). Входной импульс во временном и спектральном представлении, который является результатом расчета программы, изображен на рисунке 3.

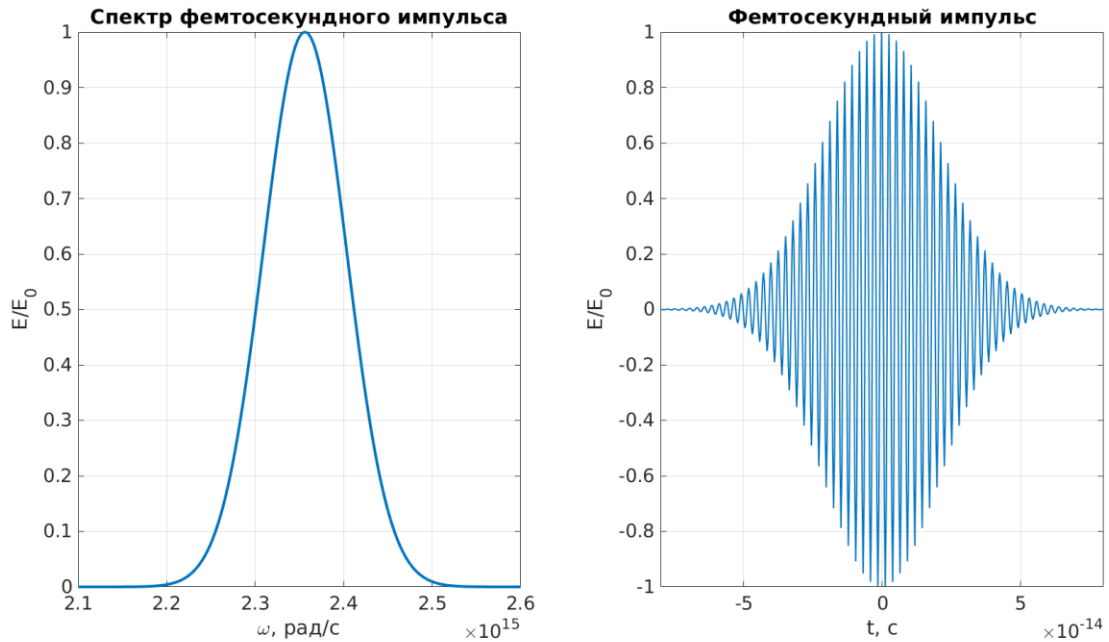


Рисунок 3. Спектр фемтосекундного (50 фс) импульса и зависимость его фазы от угловой частоты.

2. Прохождение через идеальный стретчер.

Помимо длительности входного пучка, программе задается длительность импульса, который выходит из идеального стретчера. Идеальным он называется потому, что создает только квадратичную фазу, то есть не учитывается дисперсия высших порядков. Функция, описывающая спектр стретчированного импульса, получается путем добавления к (12) квадратичной фазы:

$$S_{str} = S_{in} \exp (ib(\omega - \omega_0)^2), \quad (13)$$

где параметр $b = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{aT_{chirp}^2}{8 \log 2}} - a^2$ зависит от задаваемой пользователем длительности T_{chirp} . Зависимость фазы от частоты для импульса длительностью 100 пс и его спектр представлены на рисунке 4.

Стоит отметить, что этап усиления импульса в программе пока пропускается, так как на этом этапе основные изменения происходят с амплитудой, а не с длительностью. Конечно, вследствие нелинейных эффектов импульс каким-то образом искажается, но мы этим пренебрегаем.

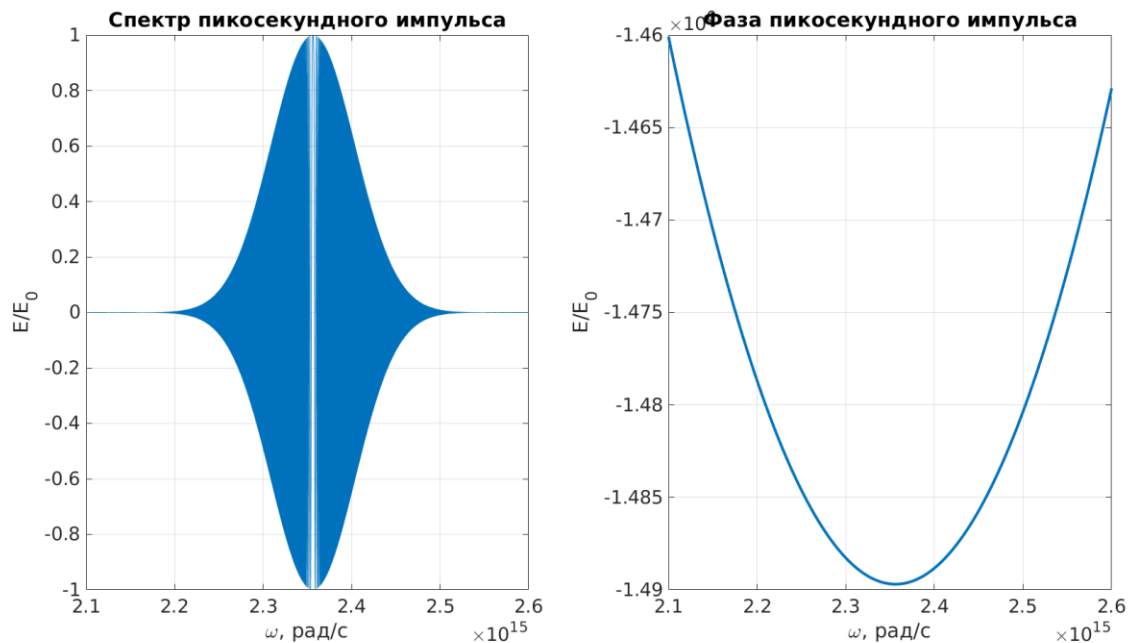


Рисунок 4. Спектр пикосекундного (100 пс) импульса и зависимость его фазы от угловой частоты.

3. Прохождение через компрессор.

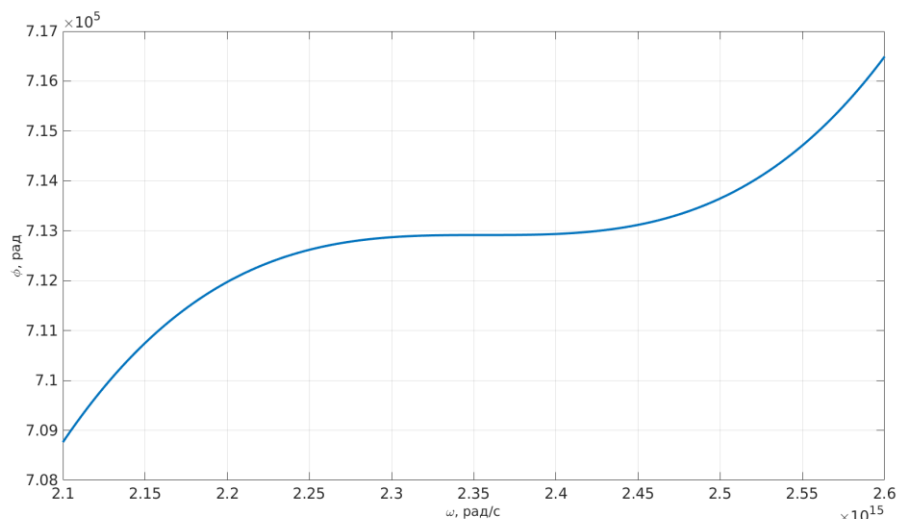
Теперь, воспользовавшись формулами для $\phi(\omega)$, получаем выражение, описывающее сжатый импульс:

$$S_{out} = S_{str} \exp(i\phi(\omega)).$$

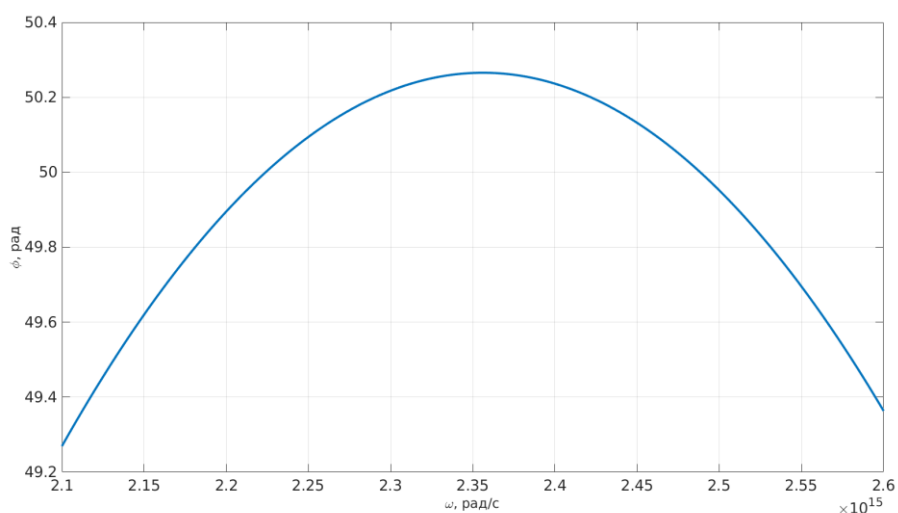
Затем, программа выполняет FFT, получает из спектра сам импульс и рассчитывает его длительность.

Результаты расчетов

С помощью написанной программы было проведено несколько численных экспериментов для лазера с длиной волны $\lambda = 800$ нм, входной длительностью импульса 50 фс и чирпированного импульса длительностью 100 пс. Используя формулу (5), смоделировали работу компрессора, отдельно считая различные порядки разложения фазы. Из рисунка 5. видно, что фазы сжатого импульса при наличии и отсутствии третьего порядка отличаются более чем в 1000 раз, при этом длительности выходных импульсов отличаются примерно в 16 раз (50 фс и 804,7 фс). Из полученных данных можно сделать вывод, что материальная дисперсия третьего порядка в компрессоре велика. Поэтому логично предположить, что настройку составляющих системы СРА (стретчера, компрессора и усилителя) стоит проводить не отдельно, а совместно, чтобы максимально компенсировать высшие порядки дисперсии.



(а)



(б)

Рисунок 5. Зависимость фазы сжатого импульса от угловой частоты: (а) – при наличии кубического члена разложения, (б) – при его отсутствии.

Выводы

В данной работе было описано поведение света в компрессоре лазерных импульсов, выведена функция, описывающая добавочную фазу, возникающую у импульса в этом компрессоре и смоделирована его работа в программном пакете Matlab на основе выведенной функции.

В ходе большого количества численных экспериментов было обнаружено, что дисперсия, возникающая в компрессоре велика. Она сильно влияет на длительность конечного сжатого импульса, поэтому для ее компенсации следует проводить настройку компонентов системы СРА совместно, а не по отдельности.

Список литературы

- [1] Donna Strickland; Gerard Mourou (1985). Compression of amplified chirped optical pulses., 56(3), 219–221. DOI: 10.1016/0030-4018(85)90120-8
- [2] Treacy, E. (1969). Optical pulse compression with diffraction gratings., 5(9), 454–458. DOI: 10.1109/jqe.1969.1076303
- [3] Яшунин Д. А., Мальков Ю. А., Бодров С. Б (2014). Фемтосекундная оптика (электронное пособие). URL: <http://www.unn.ru/pages/ranking/method/fem.pdf>
- [4] Kane, S.; Squier, J. (1997). Fourth-order-dispersion limitations of aberration-free chirped-pulse amplification systems. DOI: 10.1364/JOSAB.14.001237