

Нелинейный интерферометр для увеличения временного контраста интенсивных лазерных импульсов

Е.А.Хазанов, С.Ю.Миронов

Показана возможность увеличения временного контраста интенсивных ($TВт/см^2$) фемтосекундных лазерных импульсов с использованием нелинейного интерферометра Маха–Цендера, а также в условиях каскадной квадратичной нелинейности в двух последовательно расположенных одноосных кристаллах, отстроенных от положения синхронизма в противоположные стороны. В обоих случаях пиковая интенсивность уменьшается незначительно ($\sim 10\%$) и при использовании дополнительных чирпирующих зеркал может быть даже больше исходной.

Ключевые слова: нелинейный интерферометр Маха–Цендера, тераваттные лазерные импульсы, временной контраст.

1. Введение

Пиковая мощность и временной контраст сверхмощных лазерных импульсов являются ключевыми параметрами в задачах исследования поведения вещества в экстремальных световых полях и генерации сгустков заряженных частиц. Под временным контрастом здесь и далее понимается отношение интенсивности в пике импульса к интенсивности на его крыльях. Высокий временной контраст позволяет избежать разрушения мишени до прихода основного импульса, а увеличение пиковой интенсивности при фокусировке лазерных импульсов на мишень в ближайшем будущем даст возможность перейти к решению ранее недоступных для экспериментаторов задач, связанных с исследованием нелинейности вакуума, рождением электрон-позитронных пар и др. Стоит отметить, что в настоящее время рекордный уровень пиковой интенсивности, достигнутый в экспериментах, составляет 10^{22} Вт/см² [1]. Его дальнейшее увеличение может быть реализовано за счет улучшения качества фокусировки пучка, увеличения энергии в импульсе и/или сокращения его длительности [2–6]. Отметим также, что к настоящему времени в экспериментах уже продемонстрирована возможность дополнительного временного сжатия фемтосекундных лазерных импульсов тераваттного уровня мощности с использованием самомодуляции фазы и чирпирующих зеркал [4, 6, 7]. Последовательное применение нескольких стадий сокращения длительности в конечном счете позволит получать лазерные импульсы петаваттного уровня мощности с длительностью в несколько периодов осцилляций светового поля [5], что до настоящего времени не было реализовано в экспериментах.

Профиль лазерного импульса условно разделяют на области дальнего и ближнего временного контраста. Области дальнего и ближнего временного контраста разделяются границей в 1 пс от основного максимума. На

ближний временной контраст влияет согласованность пары стретчер–компрессор лазерного комплекса, а на дальний – используемые методы усиления импульсов. Требуемый уровень дальнего временного контраста определяется пиковой интенсивностью и порогом образования плазмы. Для увеличения временного контраста применяют устройства, у которых коэффициент пропускания (или отражения) лазерного излучения зависит от интенсивности. В последнее время для улучшения временного профиля применяют плазменные зеркала [8–10], генерацию волны ортогональной поляризации XPW (Cross-polarized wave generation) [11–13], генерацию второй гармоники [2, 14–16] и др. Плазменные зеркала и (или) генерация второй гармоники могут быть использованы непосредственно для излучения петаваттного уровня мощности. В то же время метод генерации волны ортогональной поляризации, как правило, применяют в стартовой части петаваттных лазерных систем [13]. В первую очередь это связано с отсутствием большеапертурных (более 10 см) кристаллов, а также с низкой эффективностью процесса преобразования ($\sim 30\%$ по энергии) [11, 13, 17]. Отметим, что для генерации волны ортогональной поляризации используют нелинейные кристаллы с анизотропией тензора кубической нелинейности (например, CaF₂ и BaF₂). Нелинейно-оптический процесс XPW уширяет спектр интенсивных лазерных импульсов и вносит частотную модуляцию фазы, которая может быть скомпенсирована за счет отражения излучения от поверхности чирпирующих зеркал, что позволит сохранить или даже увеличить пиковую мощность импульсов с улучшенным временным контрастом.

В настоящей работе проанализирована возможность применения двух методов для увеличения временного контраста сверхмощных лазерных импульсов. Первый основан на использовании нелинейности Керра в проходных элементах интерферометра Маха–Цендера. Отметим, что использование интерферометра Маха–Цендера для создания оптического затвора с зависимостью коэффициента пропускания от интенсивности ранее было рассмотрено в работах [18–20]. Второй метод подразумевает применение каскадной квадратичной нелинейности в двух последовательно расположенных одноосных

Е.А.Хазанов, С.Ю.Миронов. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: khazanov@appl.sci-nnov.ru

кристаллах, отстроенных от положения синхронизма в противоположные стороны аналогично работе [21].

2. Использование нелинейного интерферометра Маха–Цендера для повышения временного контраста сверхмощных лазерных импульсов

Двухлучевой интерферометр Маха–Цендера широко используется для прецизионных измерений фазовых неоднородностей, приобретаемых лазерным пучком в одном из его каналов. Схема интерферометра представлена на рис.1. Интерферометр состоит из двух делительных пластин 1, являющихся проходными оптическими элементами, и двух зеркал 2. В то же время данный тип интерферометра может быть использован для повышения временного контраста [22].

Для демонстрации возможности увеличения временного контраста интенсивных (плотность мощности несколько ТВт/см²) лазерных импульсов с использованием интерферометра Маха–Цендера приведем его простейшую математическую модель. Предположим, что проходные элементы 1 одинаковые, а их коэффициенты пропускания T и отражения R удовлетворяют соотношению $R + T = 1$. Также будем считать, что зеркала 2 не вносят потерь и не модулируют спектральную фазу импульса, а делительные пластины интерферометра идеальны и не приводят к появлению паразитных переотражений от задних граней. Отметим, что в экспериментах не всегда представляется возможным полностью исключить переотражения. В этом случае переотраженные предимпульсы или усиленная спонтанная люминесценция могут провзаимодействовать друг с другом на выходе интерферометра. Уменьшить влияние этого эффекта можно за счет организации отражения от задних граней делительных пластин под углом Брюстера. Например, использование делительных пластин из плавленного кварца позволяет уменьшить интенсивность однородного широкополосного излучения с шириной полосы 0.2ω ($\omega = 2.07 \times 10^{15} \text{ с}^{-1}$ – несущая частота, соответствующая длине волны 910 нм) примерно в 10^7 раз при переотражении под углом Брюстера. В рамках описанного приближения выражения для интенсивностей I_1 и I_2 на выходе плеч (портов) интерферометра имеют вид

$$\begin{aligned} I_1(t) &= \frac{c}{8\pi} |A_1|^2 = \{1 - 2(1 - R)R \\ &+ 2(1 - R)R \cos[\Delta\varphi_L + 2(1 - R)B(t)]\} I_0(t), \\ I_2(t) &= \frac{c}{8\pi} |A_2|^2 = \{2(1 - R)R \\ &- 2(1 - R)R \cos[\Delta\varphi_L + 2(1 - R)B(t)]\} I_0(t). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь I_0 – интенсивность на входе интерферометра ($I_0 = I_1 + I_2$); $\Delta\varphi_L$ – линейная разность фаз, которую набирают импульсы при распространении в плечах интерферометра; $B(t) = (2\pi/\lambda)I_0(t)\gamma h$ – нелинейная фаза (B -интеграл); h – оптическая толщина делительных пластин; λ – длина волны; γ – коэффициент кубической нелинейности. Отметим, что в используемой модели не учитывается влияние дисперсии групповых скоростей на лазерные импульсы, прошедшие через делительные пластины, поскольку интерферометр предполагается использовать в условиях, когда дисперсионная длина L_d ($L_d = \tau^2/k_2$, где τ – длитель-

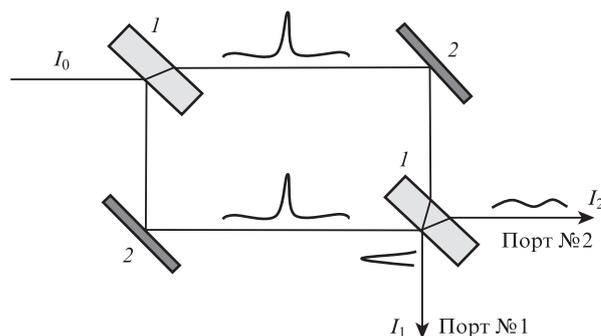


Рис.1. Принципиальная схема интерферометра Маха–Цендера: 1 – проходные оптические элементы; 2 – зеркала; I_0 – исходная интенсивность; I_1 , I_2 – интенсивности на выходе интерферометра в портах №1 и №2 соответственно.

ность, а k_2 – параметр дисперсии групповых скоростей (в фс²/мм)) значительно превышает оптическую толщину делительной пластины и характерный пространственный масштаб L_b , на котором $B(0) = 1$. Например, для пластин, изготовленных из плавленного кварца, и излучения длительностью 50 фс с центральной длиной волны 910 нм и интенсивностью 1 ТВт/см² имеем $L_d = 86$ мм, а $h = \pi L_b = 1.9$ мм.

В линейном случае ($B = 0$) величина I_1 в формуле (1) может быть строго равна нулю при $\Delta\varphi_L = \pi$ и $R = 0.5$. При увеличении интенсивности эффекты кубической нелинейности становятся значимыми, импульсы накапливают нелинейную фазу и фазовый баланс нарушается. В результате темный порт интерферометра становится светлым при $B(0) = \pi$. Отметим, что наиболее сильное фазовое рассогласование наблюдается только для центральной части импульса и практически отсутствует для его крыльев. Для крыльев импульса интерферометр по-прежнему остается закрытым. Вполне очевидно, что при выполнении условий $\Delta\varphi_L = \pi$, $R = 0.5$ и $B(0) = \pi$ интенсивность I_1 имеет максимальное значение. Профили исходного импульса длительностью 50 фс с уровнем дальнего временного контраста 10^{-7} и импульсов на выходе порта №1 интерферометра для этого случая представлены на рис.2.

Согласно рис.2, дальний временной контраст импульса увеличивается с уровня 10^{-7} до уровня 10^{-20} , при этом его длительность сокращается с 50 фс до 38 фс, а пиковая интенсивность остается прежней, $I_1(0) = I_0(0)$. Стоит отметить, что, распространяясь в проходных оптических элементах, интенсивный лазерный импульс уширяет свой спектр и приобретает частотную модуляцию фазы. Использование chirпирующих зеркал по аналогии с методом, описанным в работах [2–6], позволяет дополнительно сократить длительность импульса до 24 фс и увеличить его пиковую интенсивность в 1.56 раза по сравнению с исходной. Профиль импульса с улучшенным временным контрастом после отражения от chirпирующих зеркал показан на рис.2 (кривая 3).

Проанализируем далее, как на работу интерферометра влияет неидеальность изготовления делительных пластин (отличие R от 0.5 (рис.3) и наличие неоднородности оптической толщины (рис.4)), а также нестабильность интенсивности от импульса к импульсу (нарушение условия $B(0) = \pi$ (рис.5)).

Согласно формулам (1), отличие коэффициента отражения делительных пластин R от 0.5 приводит к незначи-

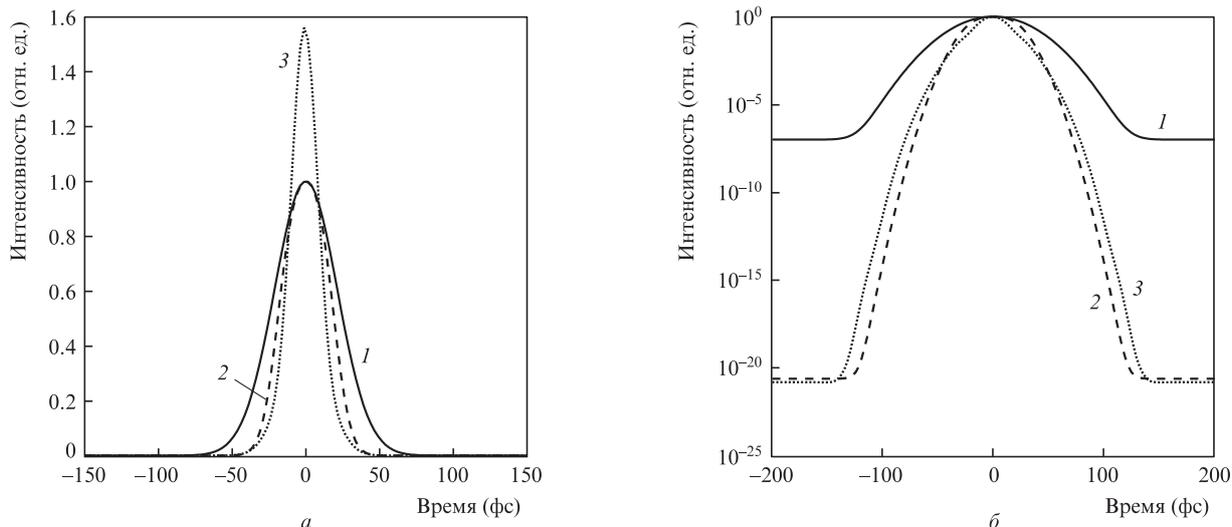


Рис.2. Повышение временного контраста с использование интерферометра Маха–Цендера. Показаны распределения интенсивностей следующих импульсов: исходного (1), на выходе порта № 1 интерферометра (2), после стадии дополнительной временной компрессии (3) с использованием chirпирующих зеркал в линейном (а) и в логарифмическом (б) масштабах.

тельному снижению пиковой интенсивности в импульсе с улучшенным контрастом. Так, при $R = 0.45$ пиковая интенсивность снижается всего на 3%. В то же время это отличие более существенно отражается на величине дальнего контраста (рис.3). Отметим также, что коррекция фазы спектра с использованием chirпирующих зеркал позволяет сократить длительность и увеличить пиковую интенсивность примерно в 1.6 раза по сравнению с исходной (см. рис.3.а).

Наибольшее влияние на дальний временной контраст оказывает линейное рассогласование фаз, возникающее из-за неточности изготовления поверхностей зеркал или делительных пластин. В этом случае выражение $\Delta\varphi_L$ в формуле (1) принимает следующий вид: $\Delta\varphi_L = (2\pi/\lambda)(n - 1)\Delta$, где Δ – случайная величина со среднев квадратичным отклонением $\Delta\lambda$, а n – показатель преломления пластины или подложки зеркала. Для $R = 0.5$ и $B(0) = \pi$ временные профили исходного импульса и импульсов с улучшенным временным контрастом при $\Delta\varphi_L = \pi$ и $\Delta\lambda = \lambda/[10(n - 1)]$ в линейном и логарифмическом масштабах представлены

на рис.4. Ошибка в разности хода $\Delta\lambda = \lambda/[10(n - 1)]$ приводит к существенному ухудшению временного контраста (см. рис.4.б). В связи с этим точность изготовления поверхностей используемых в интерферометре зеркал и делительных пластин должна быть существенно лучше, чем $\lambda/[10(n - 1)]$.

Флуктуации пиковой интенсивности на входе интерферометра изменяют параметры импульса на выходе открывшегося порта. Пиковая интенсивность при этом уменьшается незначительно. Так, например, уменьшение (увеличение) интенсивности на 20% при $R = 0.5$ и $\Delta\varphi_L = \pi$ приводит лишь к 10%-ному снижению пиковой интенсивности (рис.5.а), а изменение пиковой интенсивности не приводит к изменению уровня дальнего временного контраста (рис.5.б).

Наиболее существенная зависимость профиля импульса с улучшенным временным контрастом при варьировании параметров интерферометра связана с линейными эффектами: наличием разности хода лучей и отличием коэффициента отражения делительных пластин от 0.5.

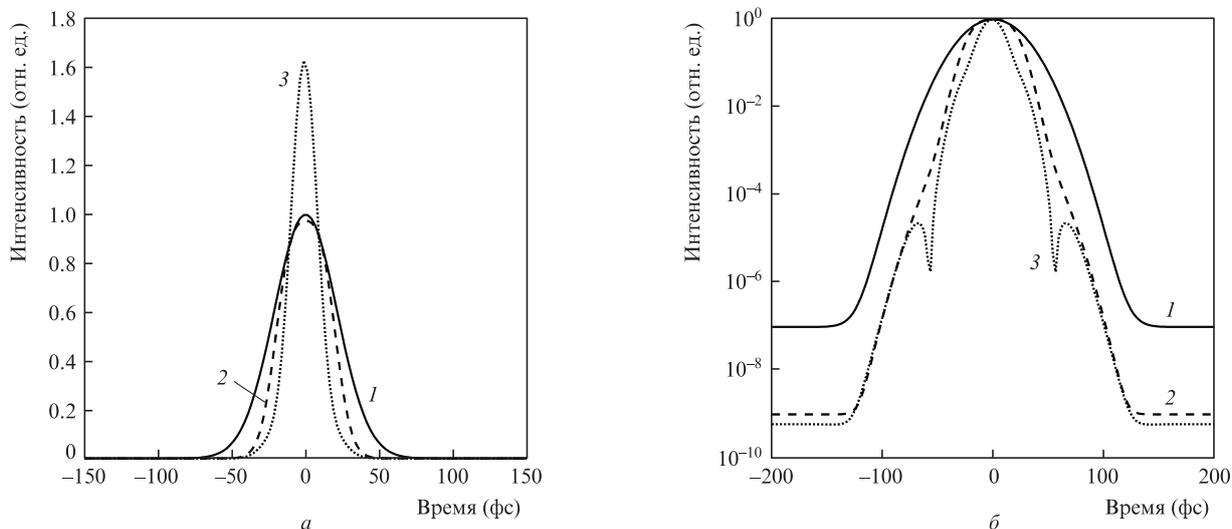


Рис.3. То же, что и на рис.2, при $B(0) = \pi$, $\Delta\varphi_L = \pi$ и $R = 0.45$.

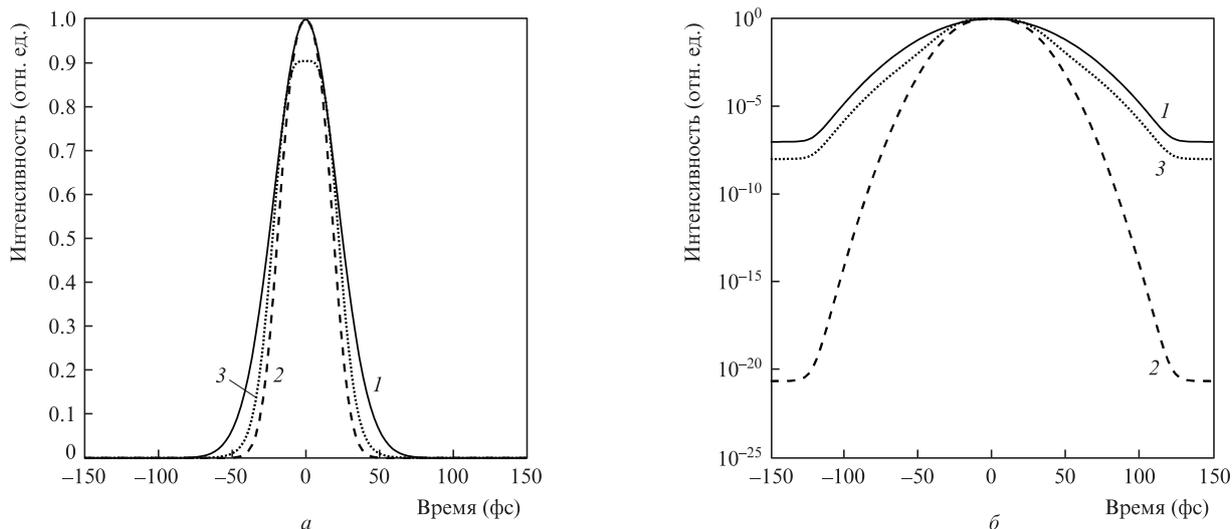


Рис.4. Профили лазерного импульса на входе в интерферометр (1), а также импульсов с улучшенным временным контрастом при $R = 0.5$, $B(0) = \pi$, $\Delta\varphi_L = \pi$ (2) и при $R = 0.5$, $B(0) = \pi$, $\Delta\varphi_L = \pi + 2\pi/10$ (3) в линейном (а) и логарифмическом (б) масштабах.

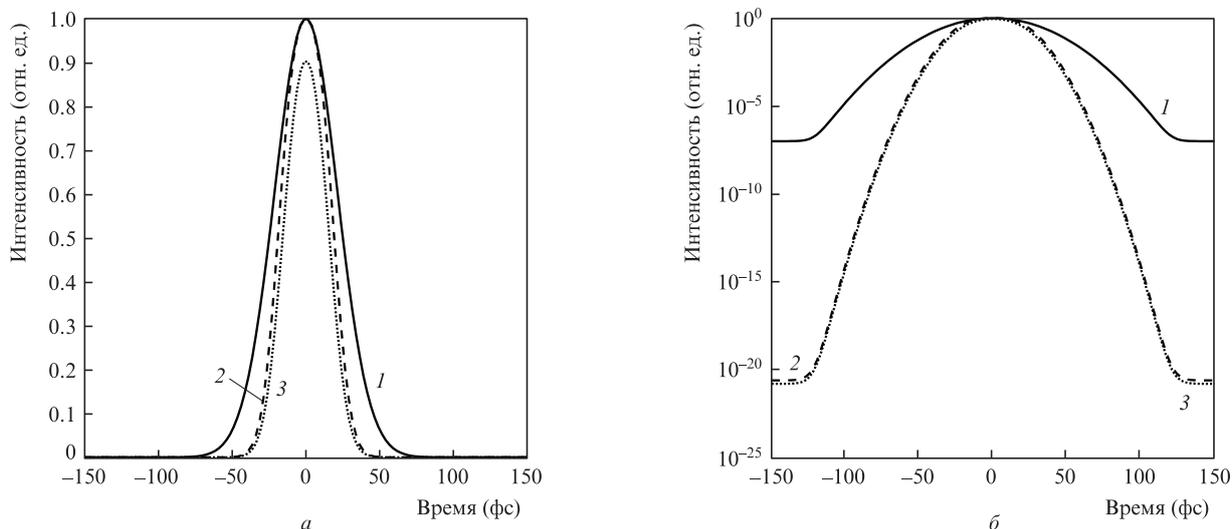


Рис.5. Профили исходного импульса (1) и импульсов с улучшенным временным контрастом при $R = 0.5$, $\Delta\varphi_L = \pi$, $B(0) = \pi$ (2) и $R = 0.5$, $\Delta\varphi_L = \pi$, $B(0) = 0.8\pi$ (3) в линейном (а) и логарифмическом (б) масштабах.

3. Повышение временного контраста с использованием каскадной генерации второй гармоники

3.1. Идея метода

Известно [20, 23, 24], что при отстройке от направления фазового синхронизма в процессе удвоения частоты появляется эффективная добавка к показателю преломления, которая линейно зависит от интенсивности, а ее знак определяется знаком расстройки волновых векторов взаимодействующих волн первой и второй гармоники Δk . Принято считать, что эта добавка связана с проявлением каскадной квадратичной нелинейности [23]. Управление знаком расстройки волновых векторов за счет изменения направления распространения волны первой гармоники в кристалле удвоителя частоты позволяет контролировать вклад нелинейности Керра и эффективность проявления сопутствующих ей эффектов [25, 26]. Физически добавка к показателю преломления связана с тем, что при

наличии отстройки от направления фазового синхронизма фазовые скорости волн первой и второй гармоник отличаются друг от друга и при преобразовании волны во вторую гармонику происходит обратная перекачка энергии. Фотоны, рожденные из волны второй гармоники, имеют фазовую скорость, отличную от фазовой скорости исходных фотонов первой гармоники, что и объясняет дополнительный фазовый сдвиг. Данный эффект может быть использован для создания оптических устройств с зависящим от интенсивности коэффициентом пропускания [21].

Рассмотрим задачу о возможности увеличения временного контраста с использованием оптической схемы, состоящей из двух последовательно расположенных одноосных кристаллов, у которых плоскости синхронизма (их также называют критическими плоскостями взаимодействия) взаимно ортогональны, и поляризатора (рис.6). Линейно поляризованный в плоскости xu (под углом 45° к плоскости yz) лазерный импульс направляется последовательно в кристалл 1, а затем в 2. Поляризатор настроен так, чтобы при малой интенсивности (когда эффекты квад-

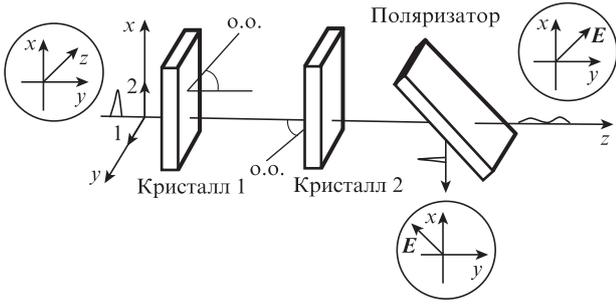


Рис.6. Принципиальная схема увеличения временного контраста с использованием двух последовательно расположенных одноосных кристаллов; о.о. – оптическая ось.

ратичной и кубической поляризации несущественны) выходное излучение полностью проходило через поляризатор. Для увеличения временного контраста оптические оси обоих кристаллов должны быть отстроены от направления фазового синхронизма в противоположные стороны: у первого кристалла – в плоскости xz , а у второго – в плоскости yz . Эффективность генерации второй гармоники (ограничимся оо–е-взаимодействием) в обоих кристаллах должна быть незначительной. В первом кристалле в процессе удвоения частоты участвует волна первой гармоники, поляризованная вдоль оси y , а во втором – вдоль оси x (см. рис.6). Волны первой и второй гармоники испытывают на себе эффекты само- и кроссвоздействия, а также эффекты, обусловленные проявлением частотной дисперсии линейной части показателя преломления.

При правильном выборе толщин кристаллов и их угловой отстройки от направления синхронизма можно добиться того, чтобы разность фаз, возникшая из-за проявления квадратичной и кубической нелинейности, у ортогональных компонент первой гармоники была близка к π на выходе второго кристалла. Разность фаз, обусловленная нелинейностями, появляется только в области достаточной интенсивности импульса, т.е. вблизи его максимума. В этой области импульса поляризация поворачивается на 90° по отношению к исходной. В результате, за счет использования поляризатора, эту область можно выделить и тем самым увеличить временной контраст.

Задачу увеличения временного контраста с использованием двух одноосных кристаллов и поляризатора можно сформулировать следующим образом: при заданной интенсивности импульса необходимо определить толщины кристаллов и углы их отстройки от положения фазового синхронизма, которые обеспечили бы максимум пиковой интенсивности у отраженного от поляризатора импульса с улучшенным временным контрастом.

3.2. Использование метода применительно к интенсивным фемтосекундным лазерным импульсам

В квазиоптическом приближении модификация параметров импульсов первой и второй гармоники в кристалле 1 при оо–е-взаимодействии может быть описана следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_1}{\partial z} - i \frac{k_{21}}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial \eta^2} = -i \beta A_3 A_1^* \exp(-i \Delta k z) \\ - i A_1 \sum_{j=1}^3 \gamma_{1,j} |A_j|^2, \end{aligned}$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \left(\frac{1}{u_2} - \frac{1}{u_1} \right) \frac{\partial^2 A_2}{\partial \eta^2} - i \frac{k_{22}}{2} \frac{\partial A_2}{\partial z} = -i A_2 \sum_{j=1}^3 \gamma_{2,j} |A_j|^2, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_3}{\partial z} + \left(\frac{1}{u_3} - \frac{1}{u_1} \right) \frac{\partial^2 A_3}{\partial \eta^2} - i \frac{k_{23}}{2} \frac{\partial A_3}{\partial z} \\ = -i \beta A_1^2 \exp(i \Delta k z) - i A_3 \sum_{j=1}^3 \gamma_{3,j} |A_j|^2. \end{aligned}$$

Здесь A_1 и A_2 – огибающие поля волны первой гармоники; A_3 – поле волны второй гармоники; β и $\gamma_{i,j}$ – коэффициенты нелинейной связи волн второго и третьего порядка; u_j ($j = 1, 2, 3$) – групповые скорости; $k_{2j} = \partial^2 k_j / \partial \omega^2$. В уравнениях (2) несинхронная генерация второй гармоники волной 2 с огибающей A_2 не учитывается. Начальные условия на границе следующие:

$$\begin{aligned} A_1(z=0, t) &= A_{10} \exp[-2 \ln 2 (t^2 / \tau^2)], \\ A_2(z=0, t) &= A_{10} \exp[-2 \ln 2 (t^2 / \tau^2)], \\ A_3(z=0, t) &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь τ – длительность импульса по уровню 0.5 интенсивности, а A_{10} – амплитуда поля на входе в нелинейный кристалл у волн 1 и 2.

При распространении волн во втором кристалле система уравнений (2) также применима, за исключением того что выражения для волн 1 и 2 физически меняются местами, а в качестве начальных условий на границе необходимо использовать поля волн первой гармоники с выхода первого кристалла.

Проанализируем возможности метода на примере кристалла ВВО. Коэффициенты квадратичной и кубической связи волн для данного кристалла представлены в работе [27]. Будем считать, что на входе первого нелинейного кристалла волна 1 обыкновенная, а волна 2 необыкновенная. Угол фазового синхронизма в одноосном кристалле может быть найден по следующей формуле:

$$\sin \theta_s^2 = \frac{N_o^{-2}(\omega) - N_e^{-2}(2\omega)}{N_e^{-2}(2\omega) - N_o^{-2}(2\omega)}. \quad (4)$$

Здесь $N_o(\omega)$ и $N_e(\omega)$ – главные значения эллипсоида показателя преломления. Линейная дисперсия показателя преломления приводит к тому, что импульсы первой и второй гармоник разбегаются во времени, причем из-за анизотропии показателя преломления импульсы первой гармоники также разбегаются между собой. Временная задержка между импульсами первой гармоники может быть найдена из следующих соображений. Импульс первой гармоники волны 1 пробегает первый нелинейный кристалл за время $\tau_1 = L_1 / u_1(\lambda)$, а импульс первой гармоники волны 2 – за время $\tau_2 = L_1 / [u_2(\lambda, \theta_s + \Delta \theta_1)]$ ($\Delta \theta_1$ – угловая отстройка от положения синхронизма). Разность времен $\Delta \tau = |\tau_1 - \tau_2|$ и есть время расхождения между импульсами первой гармоники волн 1 и 2 в первом кристалле (толщиной L_1). Поскольку во втором кристалле импульсы волн 1 и 2 меняются местами (тот, что был обыкновенным, стал необыкновенным, и наоборот), то они догоняют друг друга. Для каждого направления распространения во втором кристалле относительно оптической оси можно найти толщину \tilde{L}_2 , на которой импульсы точно совместятся. Толщина второго кристалла L_2 выбира-

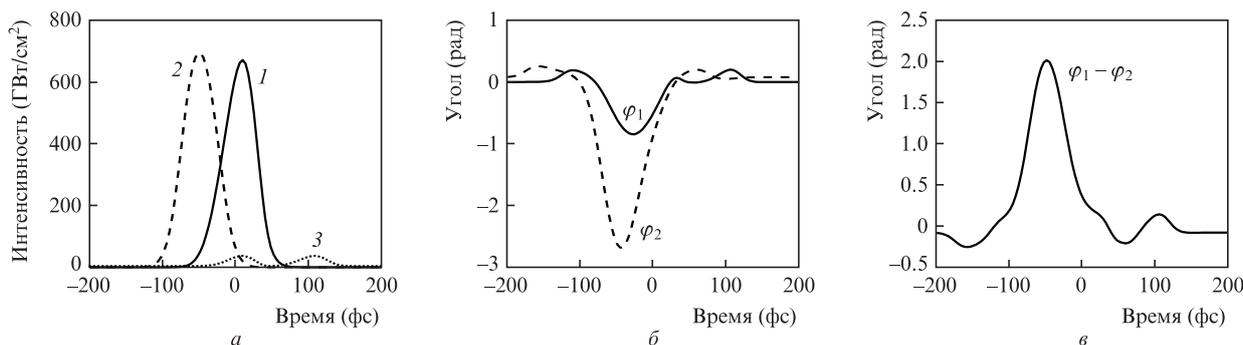


Рис.7. Профили импульсов волн первой (1, 2) и второй (3) гармоник (а), фазы импульсов волн первой гармоники φ_1 и φ_2 (б) и их разность $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ (в) на выходе первого кристалла ВВО толщиной 700 мкм.

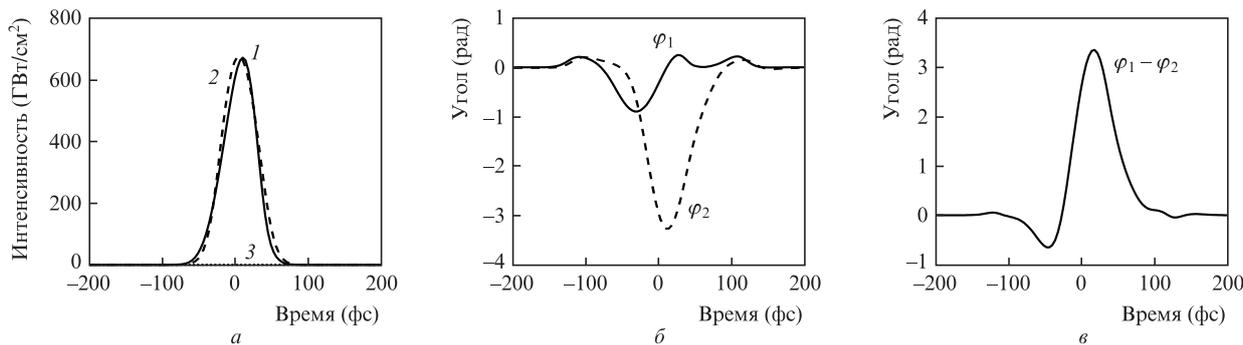


Рис.8. То же, что и на рис.7, на выходе второго кристалла ВВО толщиной 138 мкм.

ется максимально близкой к \tilde{L}_2 с тем, чтобы обеспечить разность линейных фаз обеих волн первой гармоники на выходе кратной 2π .

Рассмотрим распространение интенсивных лазерных импульсов с центральной длиной волны 910 нм, длительностью 50 фс и пиковой интенсивностью 1.5 ТВт/см² в кристалле ВВО. Предполагается, что дальний временной контраст импульса составляет 10^{-7} . Будем считать, что угол среза и первого и второго кристалла в некритической плоскости φ равен -90° , а углы в критической к синхронизму плоскости являются параметрами. Угол синхронизма к оптической оси равен 25.9° . Для указанных параметров лазерных импульсов максимальная пиковая интенсивность у отраженного от поляризатора импульса до-

стигается при толщинах кристаллов $L_1 = 700$ мкм, $L_2 = 138$ мкм и угловых отстройках от направления синхронизма $\Delta\theta_1 = -2.26^\circ$, $\Delta\theta_2 = 64^\circ$. Во втором кристалле излучение распространяется под углом 90° к оптической оси. Профили импульсов первой и второй гармоник, нелинейные фазы и их разность на выходе первого кристалла представлены на рис.7, а на выходе второго – на рис.8.

На выходе второго кристалла импульсы полностью совместились во времени, а разность фаз в статистических центрах импульсов близка к π . Профили импульсов до и после улучшения временного контраста в схеме с двумя кристаллами и поляризатором представлены на рис.9. Импульс с улучшенным временным контрастом имеет незначительные искажения временного профиля

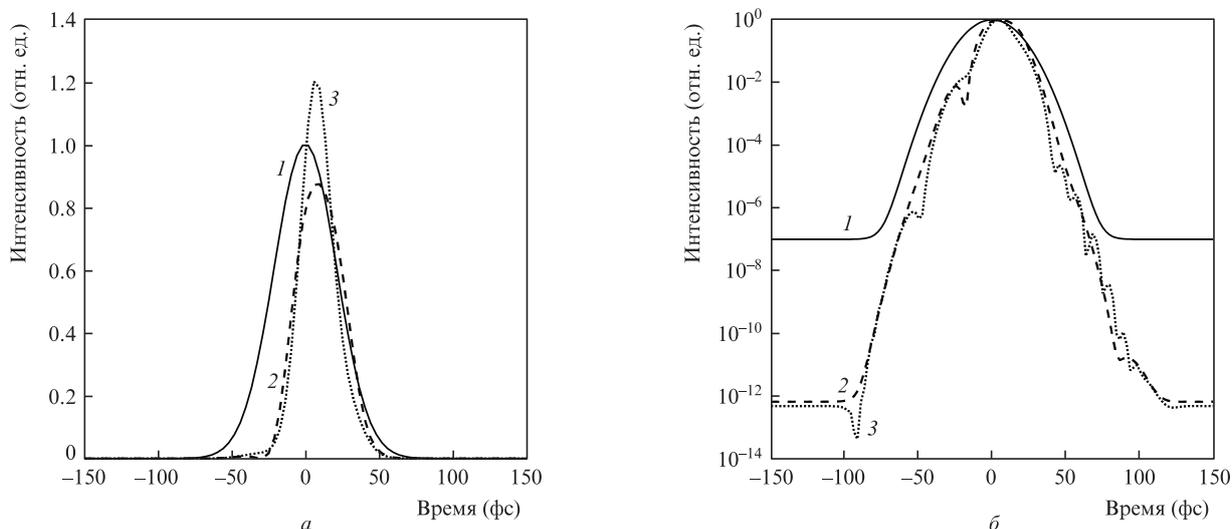


Рис.9. Профили импульсов: исходный (1), после улучшения контраста (2) и после дополнительного временного сжатия (3) в линейном (а) и логарифмическом (б) масштабах.

интенсивности, которые связаны с совместным проявлением линейных (групповое разбегание и дисперсионное расплывание импульсов) и нелинейных эффектов. Длительность импульса с улучшенным временным контрастом сокращается до 35 фс.

Пиковая интенсивность в импульсе с улучшенным временным контрастом уменьшилась на 11% от исходной, при этом длительность импульса сократилась с 50 до 35 фс. Использование чирпирующих зеркал для коррекции фазы спектра приводит к сокращению длительности импульса с улучшенным временным контрастом до 23 фс и к увеличению его пиковой интенсивности в 1.2 раза по сравнению с интенсивностью исходного импульса на входе первого нелинейного кристалла (см. рис.9). Отметим также, что изменение входной интенсивности на 10% при остальных неизменных параметрах (толщины кристаллов и углы отстройки от положения фазового синхронизма прежние) приводит всего лишь к 3%-ному снижению пиковой интенсивности импульса с улучшенным временным контрастом. Степень улучшения временного контраста при этом не изменяется.

Таким образом, согласно полученным результатам численного моделирования, предложенная схема с двумя одноосными кристаллами позволяет увеличить временной контраст импульса первой гармоники примерно на 5 порядков.

4. Заключение

В настоящей работе предложены и проанализированы два нелинейно-оптических метода, позволяющих увеличить временной контраст лазерных импульсов. Первый метод, основанный на нелинейном интерферометре Маха–Цендера, позволит значительно увеличить дальний временной контраст при хорошем качестве оптических элементов. Однако эффективность метода падает при точности изготовления поверхностей оптических элементов интерферометра хуже, чем $\lambda/10$. Второй метод, основанный на использовании каскадной квадратичной нелинейности в двух последовательно расположенных одноосных нелинейных кристаллах, отстроенных от направления синхронизма, позволяет увеличить дальний временной контраст на несколько порядков. Оба метода лишь незначительно ($\sim 10\%$) уменьшают пиковую интенсивность импульса. Использование корректоров фазы спектра на выходе описанных устройств позволяет не только компенсировать снижение пиковой интенсивности по отношению к интенсивности исходного импульса, но и превысить последнюю за счет сокращения длительности.

Работа поддержана Министерством образования и науки Российской Федерации в рамках проекта ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014–2020 годы» (Уникальный идентификатор проекта RFMEFI60717X0196), а также Программой фундаментальных научных исследований Президиума РАН №6 «Экстремальные световые поля и взаимодействие с веществом».

1. Bahk S.W., Rousseau P., Planchon T.A., Chvykov V., Kalintchenko G., Maksimchuk A., Mourou G.A., Yanovsky V. *Appl. Phys. B*, **80**, 823 (2005).
2. Mironov S.Y., Lozhkarev V.V., Ginzburg V.N., Khazanov E.A. *Appl. Opt.*, **48**, 2051 (2009).
3. Миронов С.Ю., Ложкарев В.В., Хазанов Е.А., Муру Ж.А. *Квантовая электроника*, **43**, 711 (2013) [*Quantum Electron.*, **43**, 711 (2013)].
4. Mironov S., Lassonde P., Kieffer J.C., Khazanov E., Mourou G. *Eur. Phys. J. Spec. Top.*, **223**, 1175 (2014).
5. Mourou G., Mironov S., Khazanov E., Sergeev A. *Eur. Phys. J. Spec. Top.*, **223**, 1181 (2014).
6. Миронов С.Ю., Гинзбург В.Н., Яковлев И.В., Кочетков А.А., Шайкин А.А., Хазанов Е.А., Муру Ж. *Квантовая электроника*, **47**, 614 (2017) [*Quantum Electron.*, **47**, 614 (2017)].
7. Lassonde P., Mironov S., Fourmaux S., Payeur S., Khazanov E., Sergeev A., Kieffer J.C., Mourou G. *Laser Phys. Lett.*, **13**, 075401 (2016).
8. Arikawa Y., Kojima S., Morace A., Sakata S., Gawa T., Taguchi Y., Abe Y., Zhang Z., Vaisseau X., Lee S.H., Matsuo K., Tosaki S., Hata M., Kawabata K., Kawakami Y., Ishida M., Tsuji K., Matsuo S., Morio N., Kawasaki T., Tokita S., Nakata Y., Jitsuno T., Miyana N., Kawanaka J., Nagatomo H., Yogo A., Nakai M., Nishimura H., Shiraga H., Fujioka S., Group F., Group L., Azechi H., Sunahara A., Johzaki T., Ozaki T., Sakagami H., Sagisaka A., Ogura K., Pirozhkov A.S., Nishikino M., Kondo K., Inoue S., Teramoto K., Sakabe S. *Appl. Opt.*, **55**, 6850 (2016).
9. Lévy A., Ceccotti T., D'Oliveira P., Réau F., Perdrix M., Quéré F., Monot P., Bougeard M., Lagadec H., Martin P., Geindre J.-P., Audebert P. *Opt. Lett.*, **32**, 310 (2007).
10. Inoue S., Maeda K., Tokita S., Mori K., Teramoto K., Hashida M., Sakabe S. *Appl. Opt.*, **55**, 5647 (2016).
11. Jullien A., Albert O., Burgy F., Hamoniaux G., Rousseau J.-P., Chambaret J.-P., Augé-Rochereau F., Chériaux G., Etchepare J., Minkovski N., Saltiel S.M. *Opt. Lett.*, **30**, 920 (2005).
12. Stolen R.H., Botineau J., Ashkin A. *Opt. Lett.*, **7**, 512 (1982).
13. Kalashnikov M.P., Osvay K., Schönnagel H., Volkov R., Sandner W. *Proc. of CLEO: 2011 – Laser Science to Photonic Applications (OSA: 2011, Paper CWG3)*.
14. Chien C.Y., Korn G., Coe J.S., Squier J., Mourou G., Craxton R.S. *Opt. Lett.*, **20**, 353 (1995).
15. Ditmire T., Rubenchik A.M., Eimerl D., Perry M.D. *J. Opt. Soc. Am. B*, **13**, 649 (1996).
16. Mironov S.Y., Lozhkarev V.V., Ginzburg V.N., Yakovlev I.V., Luchinin G., Shaykin A., Khazanov E.A., Babin A., Novikov E., Fadeev S., Sergeev A.M., Mourou G.A. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **18**, 7 (2012).
17. Jullien A., Rousseau J.-P., Mercier B., Antonucci L., Albert O., Chériaux G., Kourtev S., Minkovski N., Saltiel S.M. *Opt. Lett.*, **33**, 2353 (2008).
18. Aitchison J.S. et al. *Electron. Lett.*, **27**, 1709 (1991).
19. AI-Hemyan K. et al. *Electron. Lett.*, **28**, 1090 (1992).
20. Ironside C.N., Aitchison J.S., Arnold J.M. *IEEE J. Quantum Electron.*, **29**, 2650 (1993).
21. Saltiel S., Koynov K., Buchvarov I. *Appl. Phys. B*, **63**, 371 (1996).
22. Mironov S., Khazanov E., Mourou G. *Proc. of Advanced Photonics (Barcelona: 2014, paper JTU3A.24)*.
23. DeSalvo R., Hagan D.J., Sheik-Bahae M., Stegeman G., Van Stryland E.W., Vanherzele H. *Opt. Lett.*, **17**, 28 (1992).
24. Stegeman G.I., Hagan D.J., Torner L. *Opt. Quantum Electron.*, **28**, 1691 (1996).
25. Liu X., Qian L., Wise F. *Opt. Lett.*, **24**, 1777 (1999).
26. Beckwitt K., Wise F.W., Qian L., Walker L.A., Canto-Said E. *Opt. Lett.*, **26**, 1696 (2001).
27. Bache M., Guo H., Zhou B., Zeng X. *Opt. Mater. Express*, **3**, 357 (2013).