

Влияние фазы несущей относительно огибающей на генерацию мультиоктавного суперконтинуума и предельно коротких импульсов в полых антирезонансных световодах

И. В. Савицкий⁺, А. А. Воронин^{+,*}, Е. А. Степанов^{+,*}, А. А. Ланин^{+,*}, А. Б. Федотов^{+,*1)}

⁺ Физический факультет, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

^{*} Российский квантовый центр, 143025 Сколково, Россия

Поступила в редакцию 12 июля 2023 г.

После переработки 22 августа 2023 г.

Принята к публикации 22 августа 2023 г.

В работе продемонстрировано влияние фазы несущей относительно огибающей на спектр суперконтинуума и характеристики предельно коротких импульсов, формируемых в результате нелинейно-оптического преобразования импульсов накачки в заполненном аргонном полем антирезонансном волноводе. Экспериментальный и теоретический анализ показывает, что в результате солитонной самокомпрессии излучения накачки с начальной центральной длиной волны около 2 мкм формируется импульс длительностью порядка одного оптического периода, спектр которого уширяется в область 400–800 нм, где наблюдается интерференция с генерируемой этим же импульсом широкополосной третьей гармоникой. Интерференционная картина оказывается чувствительной к изменению фазы несущей относительно огибающей лазерного импульса. Анализ интерференционной картины дает информацию о разности спектральных фаз солитона и третьей гармоники в спектральном диапазоне с шириной больше октавы, а также позволяет контролировать длительность формируемых в процессе солитонной самокомпрессии импульсов.

DOI: 10.31857/S1234567823190047, EDN: xukole

1. Введение. При анализе физики явлений, связанных с использованием сверхкоротких лазерных импульсов длительностью порядка одного цикла поля, нельзя оставлять без внимания влияние фазы несущей относительно огибающей (Carrier envelope phase (CEP)), которое критически важно как непосредственно при генерации предельно коротких импульсов [1–3], так и индуцируемых ими явлений: генерации высших оптических гармоник [4–6], аттосекундных [7] и терагерцовых импульсов [8], сверхбыстрой электронной динамики в твердых телах на петагерцовой частоте [9–11]. При описании физики предельно коротких импульсов, формирующихся в результате сложного сочетания нелинейно-оптических процессов таких, как фазовая самомодуляция, самоукручение заднего фронта импульса и солитонная самокомпрессия, возможно оставаться в рамках классического приближения [12, 13] и не учитывать влияние фазы несущей относительно огибающей на режимы распространения импульсов с длительностями вплоть до нескольких оптических периодов [14, 15]. Однако очевидно, что подобное при-

ближение имеет границы применимости. Например, при многооктавном уширении спектра импульсов накачки и формировании однопериодных и субпериодных импульсов в режимах экстремально высокой интенсивности [16–18] неизбежно вступают в действие зависимые от фазы несущей относительно огибающей импульса физические эффекты, такие как генерация гармоник и суммарных частот, сверхбыстрая туннельная ионизация. Эти эффекты приводят к спектральной и временной зависимости полученного импульса от фазы несущей относительно огибающей [19].

Вопрос влияния CEP лазерного импульса на генерацию суперконтинуума исследован достаточно мало. Несколько работ анализируют CEP-зависимость спектрального сверхуширения в процессе филаментации в газах и твердых телах сверхкоротких лазерных импульсов [20–23], а также при каскадной внутриимпульсной генерации разностных частот спектра на нелинейности $\chi^{(2)}$ в кристаллах [24, 25]. В нашей работе исследовано влияние фазы несущей относительно огибающей на спектр суперконтинуума, формируемого в результате солитонной самокомпрессии импульсов накачки в полем антирезонанс-

¹⁾ e-mail: a.b.fedotov@physics.msu.ru

ном волокне, заполненном аргоном. Сверхширокий спектр сжимающегося до предельно коротких длительностей солитона интерферирует с генерируемой широкополосной третьей гармоникой, покрывающей весь видимый диапазон, и эта интерференционная картина оказывается чувствительной к изменению фазы несущей относительно огибающей лазерного импульса. Интерференционная картина позволяет восстановить разность спектральных фаз полей солитона и третьей гармоники в видимом диапазоне, а также позволяет контролировать формирование импульсов с длительностью одного и менее периодов поля.

2. Методы. В экспериментах используется лазерная система [26] (рис. 1), состоящая из титан-сапфирового генератора и усилителя чирпированных импульсов, импульсы на выходе из которой (50-фс, 2.4 мДж, 810 нм) используются в качестве излучения накачки в схеме двухкаскадного оптического параметрического усилителя, на выходе из которого получаются 180-мкДж 50-фс импульсы холостой волны с центральной длиной волны около 2000 нм. Малая часть этого излучения с энергией несколько микроджоулей, контролируемой с помощью изменения его поляризации, направляется в $f - 2f$ интерферометр. Основная часть излучения проходит через оптический аттенуатор для контроля энергии излучения и фокусируется линзой из CaF_2 с фокусным расстоянием 75 мм в заполненную аргоном при давлении 4 атм газовую ячейку с сапфировыми входным и выходным окнами толщиной 2 мм, внутри которой размещен полый антирезонансный волновод длиной 20 см. Поперечная структура волновода изображена на рисунке (рис. 1) и представляет собой полую сердцевину с диаметром 70 мкм, окруженную шестью полыми капиллярами с диаметрами 36 мкм и толщиной стенок $w \approx 580$ нм, что позволяет оценить положения длин волн резонансного перемешивания мод сердцевины и оболочки

$$\lambda_k = 2w(n^2 - 1)^{1/2}/k, \quad (1)$$

где $k = 1, 2, 3, 4$, $n \approx 1.44$, $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4, \lambda_5 \approx 1200, 600, 400, 300, 240$ нм, соответственно.

Для характеристики выходного спектра излучения изображение с выхода световода при помощи $4 - f$ систем перестраивалось на щели кремниевых и InGaAs спектрометров, имеющих рабочие диапазоны 200–1100 нм и 1000–2500 нм, соответственно. Временная форма импульса была охарактеризована с помощью интерферометрии спектральной фазы с пространственным разрешением исследуемого и опорного импульса (X-SEA-F-SPIDER) [27]. Такая система

позволяет восстановить спектральную фазу импульса в диапазоне длин волн 1000–2500 нм.

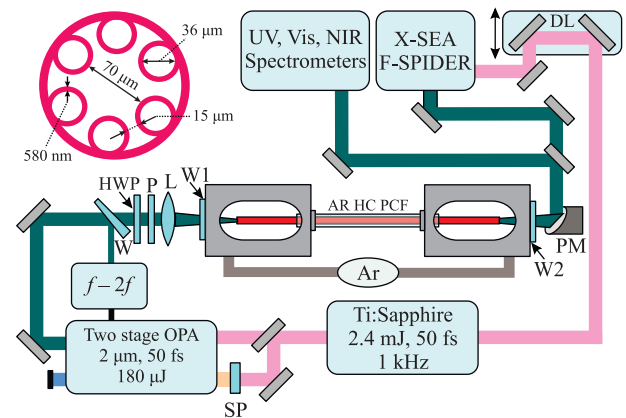


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема экспериментальной установки. Ti:Sapphire – титан-сапфировая лазерная система; OPA – двухкаскадный оптический параметрический усилитель; W – клин; HWP – полуволновая пластина; P – поляризатор; L – линза из CaF_2 ; W1 и W2 – сапфировые окна газовой ячейки; Ar – аргон; AR HC PCF – антирезонансное полое фотонно-кристаллическое волокно; PM – параболическое зеркало; DL – линия задержки; X-SEA-F-SPIDER – система интерферометрии спектральной фазы с пространственным разрешением исследуемого и опорного импульса для прямого восстановления поля в ближнем ИК-диапазоне; Spectrometers – кремниевые и InGaAs спектрометры

Для измерения сдвига фазы поля относительно огибающей импульса и управления этой фазой, в работе использовался нелинейный $f - 2f$ интерферометр в схеме Маха–Цендера. Спектр суперконтинуума, сгенерированного в пластинке иттрий-алюминиевого граната толщиной 4.8 мм с помощью импульса холостой волны с энергией ≈ 7 мкДж и центральной длиной волны ≈ 2000 нм, разделяется на два плеча с помощью дихроичного зеркала с длиной волны отсечки 1500 нм. В одном из плеч помещен кристалл β -бората бария толщиной 500 мкм для генерации второй гармоники от длинноволновой части излучения. Спектральная интерференция коротковолновой части суперконтинуума и второй гармоники длинноволновой части наблюдалась в окрестности 730 нм с помощью кремниевых спектрометров. Поскольку положение пиков интерференции определяется значением CEP импульса холостой волны, можно восстановить смещение фазы, измеряя частотный сдвиг пиков.

В работе, $f - 2f$ интерферометр был соединен с помощью системы обратной связи с прецизион-

ной подвижкой (Physik Instrumente N-565), управляющей задержкой на последнем каскаде параметрического усилителя с точностью 0.5 нм и минимальным шагом 2 нм. В то время как быстрые флуктуации СЕР стабилизировались пассивно в ходе параметрического преобразования, с помощью системы с обратной связью была реализована система активной стабилизации, способная отыгрывать медленные уходы фазы (до 200 Гц). Среднеквадратичное отклонение скачков фазы холостой волны (RMS) за 100 с составило $\text{RMS} = 555$ мрад без активной стабилизации и $\text{RMS} = 106$ мрад с активной стабилизацией [26] за счет исключения медленного дрейфа СЕР. Кроме того, система с обратной связью позволяет варьировать значение СЕР в пределах нескольких периодов, что необходимо для исследования фазочувствительных эффектов.

Теоретическое исследование пространственно-временной динамики поля проведено с помощью решения обобщенного нелинейного уравнения Шредингера, записанного для комплексного мгновенного электрического поля [28, 29, 19]

$$\begin{aligned} \frac{\partial A(\omega, z)}{\partial z} &= iD(\omega)A(\omega, z) - \alpha(\omega)A(\omega, z) \\ &+ \frac{i\omega}{4c^2 n_0^2 \epsilon_0} \tilde{F} \left[3\chi_{\omega:\omega_1, \omega_2, -\omega_3}^{(3)} A^2(\eta, z) A^*(\eta, z) \right. \\ &\quad \left. + \chi_{\omega:\omega_1, \omega_2, \omega_3}^{(3)} A^3(\eta, z) \right] \\ &- \tilde{F} \left[\frac{U_i W(I)(\rho_0 - \rho(\eta, z))A(\eta, z)}{2I} \right] \\ &- \left(\frac{i\omega_0^2 \omega}{2cn_0 \rho_c (\omega^2 + \tau_c^{-2})} + \frac{\sigma(\omega)}{2} \right) \times \\ &\quad \times \tilde{F} [\rho(\eta, z)A(\eta, z)], \end{aligned} \quad (2)$$

где $E(\eta, z) = [2cn_0\epsilon_0]^{-1/2}(A(\eta, z) + A^*(\eta, z))$ – электрическое поле, $A(\eta, z)$ – его комплексное представление, $A(\omega, z)$ – фурье образ от $A(\eta, z)$, ω – частота, η – время, z – координата распространения, $D(\omega) = \beta(\omega) - 1/v_s$ – дисперсионный оператор, v_s – скорость сопровождающей импульс системы координат, $\beta(\omega) = \omega n(\omega)/c$ – постоянная распространения, $n(\omega)$ и $\alpha(\omega)$ – эффективный показатель преломления и коэффициент потерь на вытекание моды, рассчитанные с помощью модели [30], n_0 – показатель преломления на центральной частоте лазерного импульса ω_0 , $\tilde{F}$ – оператор обратного преобразования Фурье, $\chi_{\omega:\omega_1, \omega_2, -\omega_3}^{(3)}$ и $\chi_{\omega:\omega_1, \omega_2, \omega_3}^{(3)}$ – нелинейные восприимчивости третьего порядка для процессов генерации разностной и суммарной частоты, соответственно. Модель включает учет фотоионизации, которая в нашем случае выступает в роли ограничивающе-

го фактора для наблюдения зависимых от фазы лазерного импульса спектров. Электронная плотность вычислена с помощью скоростного уравнения

$$\frac{\partial \rho}{\partial \eta} = W(I) + \frac{\sigma(\omega_0)}{U_i} \rho I, \quad (3)$$

где $I(\eta, z) = 2\Re[A(\eta, z)]^2$ – мгновенная интенсивность, $\Re[\cdot]$ – реальная часть, ρ – электронная плотность, $U_i = U_0 + U_{\text{osc}}$ – потенциал ионизации, U_{osc} – энергия индуцированного полем осциллирующего движения электрона, $W(I)$ – скорость фотоионизации, вычисленная с помощью формулы Келдыша, модифицированной Поповым–Переломовым–Терентьевым [31, 32], $\rho_c = \omega_0^2 m_e \epsilon_0 / e^2$ – критическая плотность плазмы, ρ_0 – плотность нейтральных частиц, $\sigma(\omega)$ – сечение обратного тормозного излучения, вычисленное по модели Друде $\sigma(\omega) = e^2 \tau_c [m_e \epsilon_0 n_0 c (1 + \omega^2 \tau_c^2)]^{-1}$, e и m_e – заряд и масса электрона, ϵ_0 – диэлектрическая постоянная. Для расчетов распространения импульса в заполненном аргоном волноводе были взяты следующие параметры модели [28, 29]: $\chi_{\omega:\omega_1, \omega_2, -\omega_3}^{(3)} = \chi_{\omega:\omega_1, \omega_2, \omega_3}^{(3)} = 1.8 \cdot 10^{-21} (p/p_{\text{atm}}) \text{ см}^2/\text{В}^2$, что соответствует нелинейному показателю преломления $n_2 = 3\chi_{\omega:\omega_1, \omega_2, -\omega_3}^{(3)} / (4c\epsilon_0 n_0^2) = 1.7 \cdot 10^{-19} (p/p_{\text{atm}}) \text{ см}^2/\text{Вт}$, $U_0 = 15.76 \text{ эВ}$, $\tau_c = 190 (p_{\text{atm}}/p) \text{ фс}$, где p – давление, а p_{atm} – атмосферное давление.

3. Результаты и дискуссия. При распространении по заполненному аргоном при давлении 4 атм волноводу лазерного импульса с центральной длиной волны 2-мкм, энергией 19.5-мкДж и длительностью 50-фс, наблюдается солитонная самокомпрессия вследствие совместного действия аномальной дисперсии волновода с аргоном и керровской нелинейности, в результате чего спектр импульса расширяется и охватывает диапазон от 200 до 2500 нм шириной более 3.5 октав (рис. 2), проходя через несколько резонансов волноводной структуры вблизи длин волн 1200, 600, 400, 300, 240 нм (серые вертикальные полосы на рис. 2). В коротковолновой области уширение спектра ограничено передачей энергии в дисперсионные волны из-за фазового согласования солитона и дисперсионных волн (пик на длине волны 240 нм на рис. 2).

Полученный в результате солитонной самокомпрессии суперконтинуум на выходе волокна периодически зависит от фазы несущей относительно огибающей лазерного импульса с периодом π (рис. 3). Такая периодичность свидетельствует о интерференции когерентного синего крыла суперконтинуума и третьей гармоники, генерируемой длинноволновой

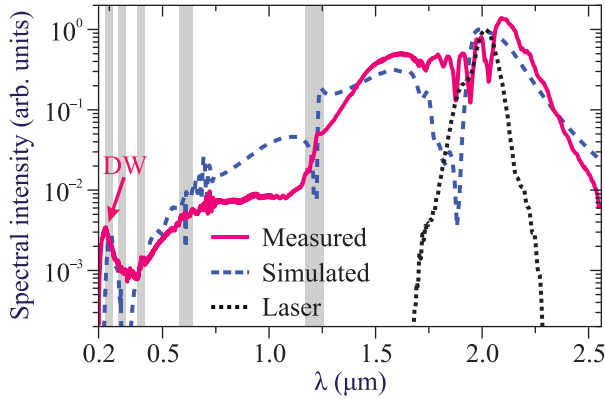


Рис. 2. (Цветной онлайн) Типичный измеренный (сплошная кривая) и расчетный (штриховая кривая) суперконтинуум на выходе антирезонансного волокна, заполненного аргоном при давлении 4 атм, возникающий при распространении по нему 19.5-мкДж 50-фс лазерного импульса со спектром, показанным пунктирной кривой. Вертикальные серые полосы показывают области резонансов волноводной структуры, DW – пик в спектре на длине волны фазового согласования дисперсионных волн

частью солитона. Действительно, если спектральную амплитуду и спектральную фазу солитона обозначить A_{sol} и $\phi_{\text{sol}}(\omega)$, соответственно, а спектральную амплитуду и спектральную фазу третьей гармоники обозначить A_{THG} и $\phi_{THG}(\omega)$, соответственно, то наблюдаемая спектральная интерференция полей будет иметь вид:

$$\begin{aligned} S(\omega, \psi_{CEP}) &= |A_{\text{sol}}(\omega) \exp[i\phi_{\text{sol}}(\omega)] \\ &+ A_{THG}(\omega) \exp[i\phi_{THG}(\omega)]|^2 = \\ &= |A_{\text{sol}}(\omega)|^2 + |A_{THG}(\omega)|^2 \\ &+ A_{\text{sol}} A_{THG}^* \exp[i\phi_{\text{sol}}(\omega) - i\phi_{THG}(\omega)] \\ &+ A_{\text{sol}}^* A_{THG} \exp[i\phi_{THG}(\omega) - i\phi_{\text{sol}}(\omega)]. \end{aligned} \quad (4)$$

Вводя интенсивности этих полей $I_{\text{sol}}(\omega) = |A_{\text{sol}}(\omega)|^2$ и $I_{THG}(\omega) = |A_{THG}(\omega)|^2$, получим что

$$\begin{aligned} S(\omega, \psi_{CEP}) &= I_{\text{sol}}(\omega) + I_{THG}(\omega) \\ &+ 2(I_{\text{sol}}(\omega) I_{THG}(\omega))^{1/2} \cos[\phi_{\text{sol}}(\omega) - \phi_{THG}(\omega)], \end{aligned} \quad (5)$$

т.е. интерференционная картина определяется интенсивностями компонент и разностью их фаз. Если фазу солитона представить в виде $\phi_{\text{sol}}(\omega) \approx \psi_{\text{sol}}(\omega) + \psi_{CEP}$, где ψ_{CEP} – фаза несущей относительно огибающей, а $\psi_{\text{sol}}(\omega)$ – не зависящая от ψ_{CEP} , приобретенная в результате действия независимых от ψ_{CEP} эффектов спектральная фаза солитона, а фазу третьей гармоники солитона представить в виде

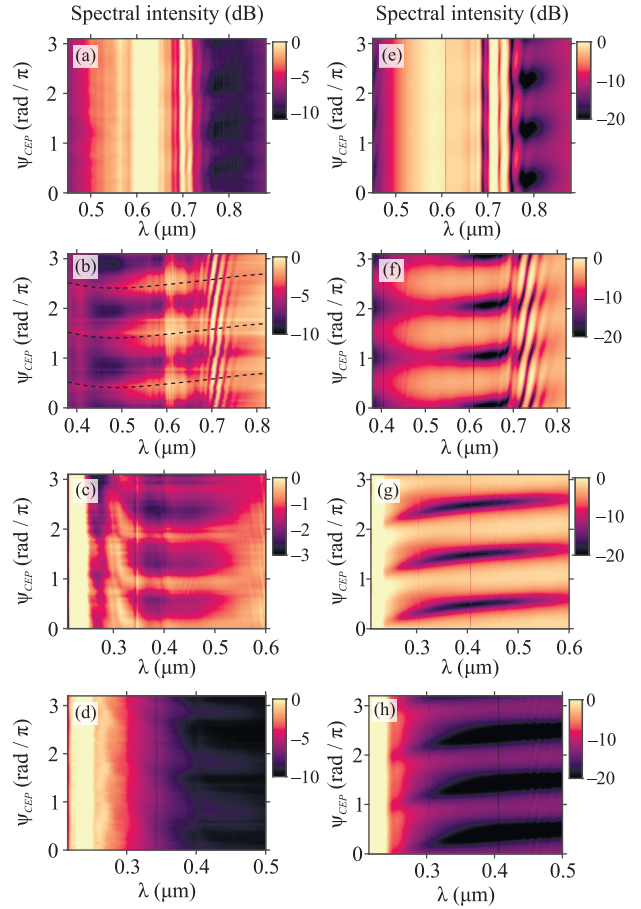


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимости измеренных (a)–(d) и расчетных (e)–(h) спектров на выходе полого антирезонансного волокна от фазы несущей относительно огибающей (CEP) лазерного импульса при его энергии: (a), (e) – 18.5 мкДж; (b), (f) – 19.5 мкДж; (c), (g) – 21.0 мкДж; (d), (h) – 22.0 мкДж. На панели (b) штриховыми кривыми показан аппроксимированный спектральный профиль разности фаз $\psi_{\text{dif}}/2 + \pi n$, где n – целое число

$\phi_{THG}(\omega) \approx \psi_{THG}(\omega) + 3\psi_{CEP}$, где $\psi_{THG}(\omega)$ – независимая от ψ_{CEP} ее часть, то спектральная интерференция полей примет вид

$$\begin{aligned} S(\omega, \psi_{CEP}) &= I_{\text{sol}}(\omega) + I_{THG}(\omega) \\ &+ 2(I_{\text{sol}}(\omega) I_{THG}(\omega))^{1/2} \times \\ &\times \cos[\psi_{\text{sol}}(\omega) - \psi_{THG}(\omega) - 2\psi_{CEP}]. \end{aligned} \quad (6)$$

Как видно из уравнения (6), интерференционная картина солитона и его третьей гармоники имеет период в 2 раза меньше, чем период ψ_{CEP} , т.е. π радиан, что совпадает с периодом интерференции на рис. 3. Кроме того линии максимумов конструктивной интерференции на этих картах определяются равенством $\psi_{\text{dif}}(\omega) - 2\psi_{CEP} = 2\pi l$, где

$\psi_{\text{dif}}(\omega) = \psi_{\text{sol}}(\omega) - \psi_{\text{THG}}(\omega)$, а l – целые числа, таким образом, аппроксимируя положения максимумов полос на картах рис. 3, можно определить разность фаз $\psi_{\text{dif}}(\omega)$ солитона и его третьей гармоники (рис. 3b, 4b).

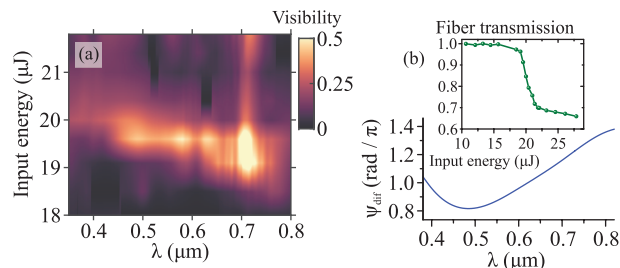


Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Зависимости видности измеренных интерференционных карт, часть которых показана на рис. 3a–d, от входной энергии импульса. (b) – Спектральный профиль разности фаз ψ_{dif} , аппроксимированный из рис. 3b. На вкладке показана зависимость коэффициента пропускания волокна от входной энергии импульса

Разность фаз $\psi_{\text{dif}}(\omega)$ важна для характеристики спектральной фазы суперконтинуума в видимом диапазоне. Как будет показано позже, расчеты предсказывают субпериодную длительность выходного импульса, однако экспериментальная характеристика настолько коротких импульсов является очень сложной задачей. В нашей работе характеристика спектральной фазы импульса произведена методом X-SEA-F-SPIDER в спектральном диапазоне 1–2.5 μm . Спектральную фазу суперконтинуума в диапазоне $< 1 \mu\text{m}$ измерить сложно, традиционно в методах восстановления спектральной фазы в широкополосном диапазоне мешают дисперсионные эффекты в окнах камеры и толще нелинейных кристаллов. Определяемая в работе разность фаз $\psi_{\text{dif}}(\omega)$ свободна от этих дисперсионных ограничений, так как третья гармоника генерируется на последнем сантиметре распространения импульса по волноводу и до выходного окна камеры. Если сделать предположение относительно фазы третьей гармоники, из $\psi_{\text{dif}}(\omega)$ можно определить спектральную фазу солитона в видимом диапазоне на выходе из волокна, дополняющую экспериментальное измерение длительности предельно короткого импульса.

Исследуя зависимости спектров от фазы несущей относительно огибающей при различных энергиях лазерного импульса видим, что при энергии 18.5 мкДж (рис. 3a, e) спектр солитона еще не достигает области третьей гармоники, поэтому их интерференция видна лишь в длинноволновой части тре-

тей гармонике на длинах волн 730–870 нм. Оптимальная энергия, дающая октавный диапазон интерференции полей, составляет 19.5 мкДж (рис. 3b, f). Помимо широкополосной интерференции на этих картах видна еще узкополосная интерферирующая компонента вблизи 710 нм, ее наличие связано с генерацией третьей гармоники на начальном этапе солитонной самокомпрессии [33], когда еще нет быстрого уширения спектра импульса (рис. 5c). Прак-

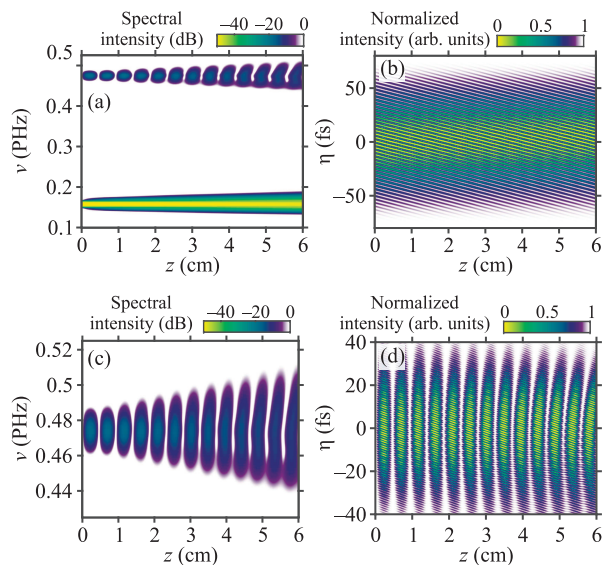


Рис. 5. (Цветной онлайн) (a), (b) – Расчетная динамика спектра (a) и временного профиля поля (b) на начальном этапе распространения импульса. (c), (d) – Фурье-анализ карт (a), (b): спектр и временной профиль вырезанной фурье-фильтром с полосой пропускания от 0.37 до 0.9 ПГц компоненты третьей гармоники из расчетов, представленных на панелях (a), (b)

тически вертикальные полосы интерференции широкополосной третьей гармоники свидетельствуют о незначительной частотной модуляции (чирпа) сжатого солитона и генерируемой им в конце волокна поля широкополосной третьей гармоники. Наклонные полосы узкополосной третьей гармоники вблизи длины волны 710 нм наоборот показывают ее частотную модуляцию, накопленную при распространении по волокну. При дальнейшем увеличении энергии до 21 и 22 мкДж (рис. 3c, d, g, h) увеличивается спектральная интенсивность коротковолновых компонент спектра и в конечном итоге энергия солитона частично уходит в энергию дисперсионных волн в диапазоне 200–300 нм (рис. 3d), на которых спектр теряет зависимость от фазы несущей относительно огибающей лазерного импульса.

Дисперсионные волны, хорошо видимые на рис. 3d и h на длинах волн менее 300 нм, сгенерированы солитоном на нелинейности $\chi_{\omega:\omega_1,\omega_2,-\omega_3}^{(3)}$, поэтому их спектр не имеет зависимости от фазы несущей относительно огибающей.

На рисунке 4 представлена зависимость видности V интерференционной картины на картах, подобных рис. 3a–d, от входной энергии импульса,

$$V(\lambda) = \frac{I_{\max}(\lambda) - I_{\min}(\lambda)}{I_{\max}(\lambda) + I_{\min}(\lambda)}, \quad (7)$$

где

$$I_{\max}(\lambda) = \max_{\psi_{CEP}} I(\psi_{CEP}, \lambda), \quad (8)$$

$$I_{\min}(\lambda) = \min_{\psi_{CEP}} I(\psi_{CEP}, \lambda). \quad (9)$$

Из этой карты видно, что зависимость спектра выходного излучения от фазы ψ_{CEP} начинает проявляться при энергии > 18 мкДж на длинах волн 0.7–0.8 мкм, куда начинает дотягиваться синее крыло солитонного спектра. При увеличении энергии спектр солитона ушпрядается в видимую область, и при энергии около 19.5 мкДж наблюдается широкополосная интерференция во всем видимом диапазоне. При такой энергии пропускание волокна достигает 95 % (рис. 4b). При больших энергиях длина волокна перестает соответствовать оптимальной длине самокомпрессии импульса, в результате чего спектральная интенсивность суперконтинуума на выходе волокна падает в видимом диапазоне и видность широкополосной интерференции спектров солитона и генерируемой им третьей гармоники уменьшается (рис. 4a). В этом случае остается только область интерференции вблизи длины волны 710 нм, в которой генерируется классическая узкополосная третья гармоника на всем рассматриваемом диапазоне энергий начального импульса.

Решение уравнения распространения (2) лазерного импульса по волноводу на начальном этапе (рис. 5) демонстрирует классический сценарий генерации третьей гармоники в условиях значительной фазовой расстройки. Длина когерентности, определенная как

$$L_{THG} = \pi / |\Delta\beta(\omega_p)|, \quad (10)$$

где фазовая расстройка

$$\Delta\beta(\omega_p) = 3\beta(\omega_p) + 3n_2 I \omega / c - \beta(3\omega_p) \quad (11)$$

на длине волны $\lambda_p = 2\pi c / \omega_p = 2$ мкм при низких интенсивностях составляет около $L_{THG} \approx 2.5$ мм, это расстояние совпадает с половиной расстояния между пиками вертикальных полос третьей гармоники на

рис. 5c, d. Эта компонента третьей гармоники узкополосная, ее спектр простирается от 400 до 500 ТГц (рис. 5c, 6a, 6b). Фазовая расстройка третьей гармоники имеет заметную частотную зависимость, такую, что уже на расстоянии $z = 6$ см синее и красное крыло спектра гармоники на частотах 505 и 445 ТГц генерируются в противофазе (рис. 5c). Поэтому на значительной длине распространения при $z \approx 18$ см полосы сигнала узкополосной третьей гармоники на рис. 6b имеют сильный наклон, а сама гармоника накапливает в процессе распространения по волноводу частотную модуляцию (чирп).

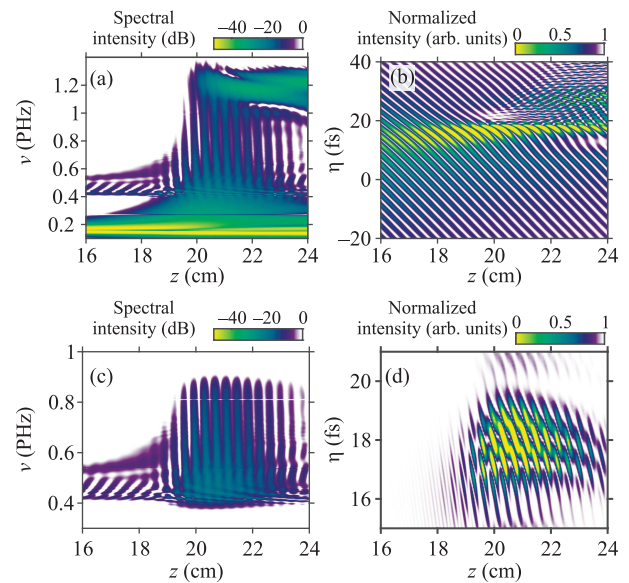


Рис. 6. (Цветной онлайн) (a), (b) – Расчетная динамика спектра (a) и временного профиля поля (b) на финальном этапе распространения импульса. (c), (d) – Фурье-анализ карт (a, b): спектр и временной профиль вырезанной фурье-фильтром с полосой пропускания от 0.37 до 0.9 ПГц компоненты третьей гармоники из расчетов, представленных на панелях (a), (b)

На финальном этапе расчета распространения лазерного импульса по волноводу (рис. 6) за счет солитонной самокомпрессии интенсивность сжимающегося пика импульса резко увеличивается до 100 ТВт/см², вызывая мощную широкополосную генерацию третьей гармоники с шириной спектра более октавы (рис. 6a, c), от 400 до 900 ТГц. Во временном представлении сжатый импульс имеет крутой задний фронт из-за эффекта самоукручения, а фурье-анализ широкополосной третьей гармоники показывает, что она генерируется в виде предельно короткого импульса. Максимально широкий спектр гармоники наблюдается при $z = 20.3$ см, т.е. на первом сантиметре широкополосной генерации третьей

гармоники. Далее часть излучения солитона переходит в дисперсионную волну, отчетливо видимую при $z > 20$ см на частоте 1.2 ПГц (рис. 6а), а также наблюдаемую как интерференция при $20 \text{ фс} < \eta < 40 \text{ фс}$ на рис. 6б.

На рисунке 7 представлены временные профили сжатого импульса. Измеренный с помощью си-

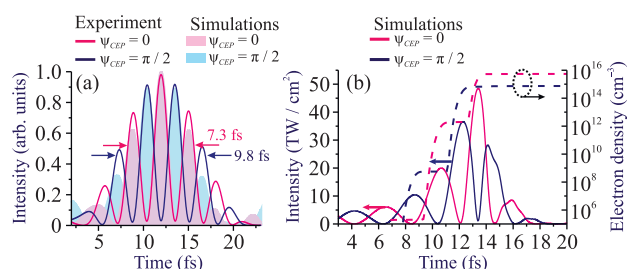


Рис. 7. (Цветной онлайн) (а) – Измеренная форма поля сжатого импульса с помощью системы разрешенной по пространству интерферометрии спектральной фазы исследуемого и опорного импульса X-SEA-F-SPIDER (сплошные линии) при двух значениях фазы ψ_{CEP} . Заливкой показан временной профиль расчетного импульса при $z = 20.3$ см, отфильтрованного после расчета Фурье-фильтром с полосой пропускания 1.0–2.5 мкм. (б) – Неотфильтрованный временной профиль расчетного импульса (по левой шкале) и временной профиль генерируемой им электронной плотности (по правой шкале)

стемы X-SEA-F-SPIDER профиль импульса имеет длительность 7.3 и 9.8 фс при фазе $\psi_{CEP} = 0$ и $\pi/2$, соответственно. Эти длительности соответствуют 1.1 и 1.5 оптического периода на центральной длине волны измеряемого спектра 1920 нм. Реализованная в наших экспериментах система X-SEA-F-SPIDER имеет ограниченный рабочий спектральный диапазон 1.0–2.5 мкм, что накладывает соответствующие ограничения и на измеряемую длительность импульсов. Для сравнения с экспериментом у расчетного поля был выделен тот же спектральный диапазон с помощью полосового Фурье-фильтра. В этом случае результаты расчета длительностей импульсов для отфильтрованного поля неплохо совпадают с измеренным и представлены заливкой на рис. 7а. При использовании полной спектральной ширины сжатого импульса без фильтрации расчеты предсказывают формирование предельно короткого импульса с длительностью 1.2 и 3.5 фс при фазе $\psi_{CEP} = 0$ и $\pi/2$, соответственно, что предполагает длительности импульсов менее полупериода поля. Однако, для экспериментального подтверждения этого результата вычислений необходимо пользоваться другими методиками измерений, выходящи-

ми за рамки данной работы. На рисунке 7 показана максимальная интенсивность сжатого импульса на выходе волокна и временной профиль электронной плотности, генерируемой импульсом такой интенсивности. Максимальная интенсивность составляет $I_m \approx 50 \text{ ТВт/см}^2$, что соответствует керровской добавке к показателю преломления $\delta n_k = n_2 I_m \approx 3.5 \cdot 10^{-5}$. Максимальная электронная плотность при этом составляет $\rho_m \approx 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, что соответствует плазменной добавке к показателю преломления $\delta n_p = \rho_m / \rho_c \approx 1.3 \cdot 10^{-5}$, где $\rho_c \approx 2.8 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ – критическая электронная плотность на длине волны 2 мкм. Керровская добавка δn_k доминирует над плазменной δn_p даже при максимальной интенсивности распространяющегося импульса, это объясняет незначительную роль плазменных эффектов в данной работе.

Для демонстрации этих оценок на рис. 8 показаны зависимости выходных спектров от фазы ψ_{CEP} и динамика спектров при распространении импульса по волокну, рассчитанные по трем моделям: (i) с отключенной ионизацией и генерацией суммарной частоты, (ii) с отключенной ионизацией и включенной генерацией суммарной частоты и (iii) с включенной ионизацией и генерацией суммарной частоты. Сравнение результатов показывает, что при энергии импульса 19.5 мкДж ионизация еще слабо влияет на спектры импульса, а зависимости от фазы несущей относительно огибающей уже хорошо видны. Также видно, что при отключении генерации суммарной частоты суперконтинуум по-прежнему генерируется, но зависимости от фазы несущей относительно огибающей совсем пропадают, так как в этом случае нет одного из интерферирующих полей.

4. Заключение. Таким образом показано влияние фазы несущей относительно огибающей на спектр суперконтинуума и характеристики предельно коротких импульсов, формируемых в результате нелинейно-оптического преобразования импульсов накачки в заполненном аргоном полом антирезонансном волокне. Экспериментальный и теоретический анализ показывает, что в результате солитонной самокомпрессии импульсов накачки с начальной центральной длиной волны около 2 мкм формируется импульс длительностью порядка одного оптического периода, спектр которого уширяется в область 400–800 нм, где наблюдается интерференция с генерируемой этим же импульсом широкополосной третьей гармоникой. Интерференционная картина оказывается чувствительной к изменению фазы несущей относительно огибающей лазерного импульса. Анализ интерференционной картины дает информа-

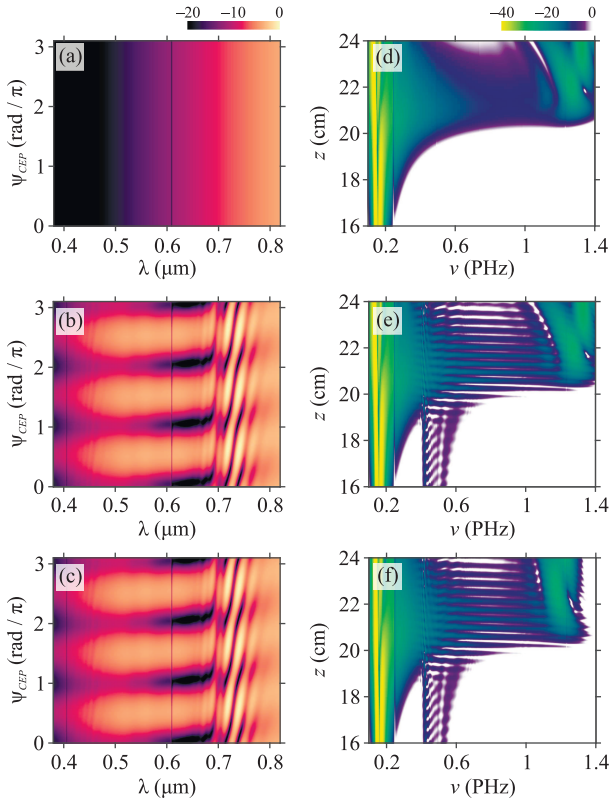


Рис. 8. (Цветной онлайн) Зависимость спектров на выходе (при $z = 20$ см) полого антирезонансного волокна от фазы несущей относительно огибающей (a)–(c) и динамика спектра импульса при его распространении по волноводу (d)–(f). На панелях (a), (d) показан расчет по модели (2), в которой отключена ионизация и генерация суммарных частот ($\rho = 0$, $W = 0$, $\chi_{\omega_1, \omega_2, \omega_3}^{(3)} = 0$). На панелях (b), (e) показан расчет по модели (2), в которой отключена ионизация ($\rho = 0$, $W = 0$). На панелях (c), (f) показан расчет по модели (2), в которой включены все слагаемые. Энергия лазерного импульса 19.5 мкДж

цию о разности спектральных фаз солитона и третьей гармоники в спектральном диапазоне с шириной больше октавы, а также позволяет контролировать длительность формируемых в процессе солитонной самокомпрессии импульсов. Экспериментально измеренная методикой X-SEA-F-SPIDER минимальная длительность сжатого импульса составила 7.3 фс, т.е. 1.1 оптического периода на центральной длине волны его спектра 1920 нм. Хотя ограничения, накладываемые экспериментальной методикой не позволяют измерить меньшую длительность импульсов, представленный теоретический анализ позволяет говорить о возможном формировании импульсов с длительностью менее половины периода поля.

Авторы выражают глубокую благодарность профессору А. М. Желтикову за всестороннюю поддержку.

Работа поддержана Российским научным фондом (22-12-00149, исследования в области фазового управления спектром, 22-72-10044, исследования в области измерения коротких импульсов, 19-72-10054, исследования в области увеличения мощности импульсов); И. В. Савицкий благодарит фонд “Базис” (# 22-2-2-4-1).

1. A. Wirth, M. T. Hassan, I. Grguraš, J. Gagnon, A. Moulet, T. T. Luu, S. Pabst, R. Santra, Z. A. Alahmed, A. M. Azzeer, V. S. Yakovlev, V. Pervak, F. Krausz, and E. Goulielmakis, *Science* **334**, 195 (2011).
2. S.-W. Huang, G. Cirimi, J. Moses, K.-H. Hong, S. Bhardwaj, J. R. Birge, L.-J. Chen, E. Li, B. J. Eggleton, and G. Cerullo, *Nat. Photonics* **5**, 475 (2011).
3. E. Ridente, M. Mamaikin, N. Altwaijry, D. Zimin, M. F. Kling, V. Pervak, M. Weidman, F. Krausz, and N. Karpowicz, *Nat. Commun.* **13**, 1111 (2022).
4. P. B. Corkum and F. Krausz, *Nat. Phys.* **3**, 381 (2007).
5. G. Vampa, T. J. Hammond, N. Thiré, B. E. Schmidt, F. Légaré, C. R. McDonald, T. Brabec, and P. B. Corkum, *Nature* **522**, 462 (2015).
6. O. Schubert, M. Hohenleutner, F. Lange, B. Urbanek, C. Lange, U. Huttner, D. Golde, T. Meier, M. Kira, S. W. Koch, and R. Huber, *Nat. Photonics* **8**, 119 (2014).
7. A. Baltuška, T. Udem, M. Uiberacker, M. Hentschel, E. Goulielmakis, C. Gohle, R. Holzwarth, V. S. Yakovlev, A. Scrinzi, and T. W. Hänsch, *Nature* **421**, 611 (2003).
8. M. Kreß, T. Löffler, M. D. Thomson, R. Dörner, H. Gimpel, K. Zrost, T. Ergler, R. Moshhammer, U. Morgner, J. Ullrich, and H. G. Roskos, *Nat. Phys.* **2**, 327 (2006).
9. A. Schiffrin, T. Paasch-Colberg, N. Karpowicz, V. Apalkov, D. Gerster, S. Mühlbrandt, M. Korbman, J. Reichert, M. Schultze, S. Holzner, J. V. Barth, R. Kienberger, R. Ernstorfer, V. S. Yakovlev, M. I. Stockman, and F. Krausz, *Nature* **493**, 70 (2013).
10. F. Krausz and M. I. Stockman, *Nat. Photonics* **8**, 205 (2014).
11. M. Lucchini, S. A. Sato, A. Ludwig, J. Herrmann, M. Volkov, L. Kasmi, Y. Shinohara, K. Yabana, L. Gallmann, and U. Keller, *Science* **353**, 916 (2016).
12. G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, fifth edition, Academic Press, N.Y. (2013).
13. С. А. Ахманов, В. А. Выслоух, А. С. Чиркин, *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов*, Наука, М. (1988).

14. T. Brabec and F. Krausz, Phys. Rev. Lett. **78**, 3282 (1997).
15. T. Brabec and F. Krausz, Rev. Mod. Phys. **72**, 545 (2000).
16. T. Balciunas, C. Fourcade-Dutin, G. Fan, T. Witting, A. A. Voronin, A. M. Zheltikov, F. Gerome, G. G. Paulus, A. Baltuska, and F. Benabid, Nat. Commun. **6**, 6117 (2015).
17. U. Elu, M. Baudisch, H. Pires, F. Tani, M. H. Frosz, F. Köttig, A. Ermolov, P. St. J. Russell, and J. Biegert, Optica **4**, 1024 (2017).
18. E. A. Stepanov, A. A. Voronin, F. Meng, A. V. Mitrofanov, D. A. Sidorov-Biryukov, M. V. Rozhko, P. B. Glek, Y. Li, A. B. Fedotov, A. Pugžlys, A. Baltuška, B. Liu, S. Gao, Y. Wang, P. Wang, M. Hu, and A. M. Zheltikov, Phys. Rev. A **99**, 033855 (2019).
19. A. A. Voronin and A. M. Zheltikov, Phys. Rev. A **90**, 043807 (2014).
20. L. Bergé, C.-L. Soulez, C. Köhler, and S. Skupin, Appl. Phys. B **103**, 563 (2011).
21. C. Gong, J. Jiang, C. Li, L. Song, Z. Zeng, Y. Zheng, J. Miao, X. Ge, Y. Deng, and R. Li, Opt. Express **21**, 24120 (2013).
22. Y. Zhong, H. Diao, Z. Zeng, Y. Zheng, X. Ge, R. Li, and Z. Xu, Opt. Express **22**, 29170 (2014).
23. E. Zaloznaya, V. Kompanets, A. Savvin, A. Dormidonov, S. Chekalin, and V. Kandidov, Laser. Phys. Lett. **19**, 075402 (2022).
24. P. Steinleitner, N. Nagl, M. Kowalczyk, J. Zhang, V. Pervak, C. Hofer, A. Hudzikowski, J. Sotor, A. Weigel, F. Krausz, and K. F. Mak, Nat. Photonics **16**, 512 (2022).
25. A. J. Lind, A. Kowligy, H. Timmers, F. C. Cruz, N. Nader, M. C. Silfies, T. K. Allison, and S. A. Diddams, Phys. Rev. Lett. **124**, 133904 (2020).
26. I. V. Savitsky, E. A. Stepanov, A. A. Lanin, A. B. Fedotov, and A. M. Zheltikov, ACS Photonics **9**, 1679 (2022).
27. G. Fan, T. Balčiūnas, C. Fourcade-Dutin, S. Haessler, A. A. Voronin, A. M. Zheltikov, F. Gérôme, F. Benabid, A. Baltuška, and T. Witting, Opt. Express **24**, 12713 (2016).
28. L. Berge, S. Skupin, R. Nuter, J. Kasparian, and J.-P. Wolf, Rep. Prog. Phys. **70**, 1633 (2007).
29. A. Couairon and A. Mysyrowicz, Phys. Rep. **441**, 47 (2007).
30. M. Zeisberger and M. A. Schmidt, Sci. Rep. **7**, 11761 (2017).
31. Л. В. Келдыш, ЖЭТФ **47**, 1945 (1965).
32. А. М. Переломов, В. С. Попов, М. В. Терентьев, ЖЭТФ **50**, 1393 (1966).
33. И. В. Савицкий, Е. А. Степанов, А. А. Ланин, А. Б. Федотов, Письма в ЖЭТФ **117**, 285 (2023).