Письма в ЖЭТФ, том 117, вып. 3, с. 193 – 200

Генерация коротких импульсов с помощью фильтрации фазово-модулированного излучения непрерывного лазера

Р. Н. Шахмуратов[1)]

Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского,
Федеральный исследовательский центр "Казанский научный центр РАН", 420029 Казань, Россия

Поступила в редакцию 24 октября 2022 г.
После переработки 5 декабря 2022 г.
Принята к публикации 8 декабря 2022 г.

Предложен метод генерации коротких импульсов с высокой частотой повторения. Он основан на периодической модуляции фазы излучения непрерывного лазера и последующей фильтрации через узкополосный частотный фильтр. На выходе из фильтра возникает последовательность коротких импульсов с периодом, равным половине периода модуляции. В случае резонансного фильтра, использующего атомы, ионы или молекулы с узкой линией поглощения, появление импульсов можно объяснить конструктивной интерференцией падающего излучения с излучением когерентно рассеянным резонансными частицами. Альтернативное объяснение генерации в общем случае, когда используются частотные фильтры, работающие на других принципах, основано на интерференции оставшихся после фильтрации спектральных компонент. Метод может быть применен для мультиплексирования с разделением по времени для уплотнения каналов связи. Преимуществом предлагаемого метода является использование только фазовой модуляции (необязательно строго периодической) и частотного фильтра для генерации и кодирования информации, тогда как в остальных известных методах информация вносится в последовательность регулярных импульсов с помощью амплитудной модуляции.

DOI: 10.31857/S1234567823030035, EDN: owgnwn

Генерация коротких импульсов с высокой частотой повторения представляет интерес с точки зрения применений в высокоскоростной оптической связи [1]. Такие импульсы можно создавать напрямую с помощью лазеров с пассивной синхронизацией мод, но параметрами этих импульсов трудно управлять. Среди них можно отметить такие, как длительность и форму импульсов, а также их положение во времени. В последнее время появились источники коротких импульсов с высокой частотой повторения, в которых используются микрорезонаторы, см. обзоры [2, 3]. Они позволяют получать высокостабильные короткие импульсы с частотой повторения, которая в зависимости от размеров микрорезонатора может варьироваться от 10 ГГц до 1 ТГц [4, 5]. Такие импульсы с высокостабильным гребенчатым спектром могут быть использованы как в метрологии и прецизионной спектроскопии [6], так и в оптической связи, например, для мультиплексирования со спектральным разделением каналов [7], см. также [8]. В основе генерации таких импульсов лежит формирование диссипативного керровского солитона в микрорезонаторе. Благодаря высокой добротности и большой концентрации света (*strong light confinement*) в микрорезонаторах значительно понижается порог нелинейного преобразования света, например, посредством нелинейного четырехволнового взаимодействия в средах с кубической нелинейностью. Генерация стабильных диссипативных керровских солитонов под действием непрерывной одночастотной накачки в микрорезонаторах достигается при условии установления баланса между усилением и потерями и баланса между дисперсией и нелинейностью [2, 3]. Чтобы получить стабильный односолитонный режим генерации, необходимы тонкая подстройка резонатора и накачки и некоторые манипуляции по очистке излучения до односолитонного с последующей термостабилизацией резонатора и контролем мощности накачки [2]. Выполнение тонкого баланса между параметрами такого генератора гарантирует его стабильную работу. Амплитуда, форма импульсов и их длительность уникальны для каждого набора параметров генератора, а управление ими нетривиально [9]. Между тем, длительностью импульсов можно управлять, например, пропуская через одномодовое волокно определенной длины для компенсации дисперсии групповых скоростей различных компонент спектра импульса и изме-

[1)]e-mail: shakhmuratov@mail.ru

нения соотношения их фаз [10]. В микрорезонаторах с квадратичной нелинейностью можно с помощью электрооптических модуляторов осуществить генерацию широкополосных частотных гребенок с превосходной стабильностью и управляемостью [11], либо создать солитон и гребенчатый спектр излучения благодаря каскадной генерации второй гармоники в процессе параметрической генерации [12].

Существуют альтернативные методы генерации импульсов в режиме линейного отклика, которые позволяют управлять их параметрами и реализовать, например, мультиплексирование с разделением по времени с использованием как фазовой, так и амплитудной модуляции поля [13]. В общем случае такие импульсы создаются с помощью модуляторов из узкополосного излучения высоко-стабилизированного непрерывного лазера. Есть амплитудные и фазовые модуляторы излучения. Последние обладают рядом преимуществ, см., например, [14, 15]. Ранее было предложено и экспериментально реализовано много схем генерации импульсов с использованием фазовой модуляции [14–28]. Данный перечень работ далеко не полный. Были рассмотрены: гармоническая [14–23], прямоугольная (т.е. бинарная, когда фаза скачет между двумя значениями) [15, 24–26] и пилообразная модуляция [27, 28] фазы. Периодическая модуляция приводит к тому, что узкая линия излучения превращается в частотную гребенку с расстоянием между соседними компонентами, равным частоте модуляции. В большинстве перечисленных ссылок, кроме [14, 19, 22, 23], фазово-модулированное излучение пропускается через фазовый фильтр, например, чирпированную волоконную брэгговскую решетку или достаточно длинное одномодовое волокно, которое изменяет фазу каждой спектральной компоненты гребенки согласно определенному закону в соответствии с ее положением по отношению к частоте излучения лазера.

Между тем, есть интересный метод генерации коротких импульсов и серии импульсов с использованием резонансных поглотителей [29–33]. Этот метод универсален и может быть применен как для гамма-излучения [29–31], так и в оптическом диапазоне частот [32, 33]. В качестве фильтров предлагаются оптически толстые резонансные поглотители, в которых используются мессбауэровские ядра [29–31] или облако холодных атомов [32, 33] с узкими однородно уширенными линиями поглощения. В основе метода лежат следующие соображения. Монохроматическое излучение в процессе распространения в среде испытывает когерентное рассеяние вперед на резонансных частицах (атомах, ионах или молекулах). Когерентно рассеянное излучение противоположно по фазе падающему излучению. Даже для резонансных частиц, случайным образом расположенных в среде, всегда устанавливается закономерная, а не случайная, деструктивная интерференция падающего и когерентно рассеянного излучения. Это приводит к ослаблению поля в процессе распространения в толстой среде. В итоге на выходе из среды амплитуда непрерывного излучения ослабляется согласно закону Бугера–Ламберта–Бера как $\exp(-\alpha L/2)$, где α – коэффициент поглощения среды, учитывающий только резонансные потери, и L – длина среды. Формирование когерентно рассеянного излучения требует времени. Поэтому быстрое, например, ступенчатое включение поля приводит к переходным процессам, которые называют оптической нутацией. Для оптически толстых образцов скорость формирования когерентного поля можно грубо оценить как $\Gamma_c = D/T_2$, где T_2 – время фазовой релаксации резонансных частиц (здесь неоднородное уширение не рассматривается) и $D = \alpha L$ – эффективная толщина среды, см. [29–32, 34–36]. Если после формирования когерентно рассеянного излучения в среде быстро переключить фазу падающего излучения на противоположную, т.е. изменить ее на π, то эти поля будут интерферировать конструктивно и появится всплеск излучения с удвоенной амплитудой. Интенсивность импульса излучения в четыре раза превосходит интенсивность падающего излучения, время нарастания импульса (длительность его переднего фронта) зависит от скорости переключения фазы, а задний фронт спадает со скоростью формирования нового когерентно рассеянного излучения. Поэтому импульс имеет асимметричную форму. Частота следования импульсов при последовательном переключении фазы падающего излучения ограничена временем формирования когерентно рассеянного излучения. Например, при генерации серии импульсов после фильтрации через облако холодных атомов с эффективной толщиной $D = 95$ использовалось время повторения смены фазы $0.24T_2$ [33]. Это примерно на порядок длиннее времени $T_c = 1/\Gamma_c$, так как установление стационарного состояния когерентно рассеянного поля определяется медленно затухающей функцией Бесселя нулевого порядка, которая осциллирует. В этой схеме генерации импульсов нельзя сделать интервал между импульсами короче времени полного формирования когерентно рассеянного поля после очередного изменения фазы. Анализ данных, приведенных в работах [31–33], показывает, что интервал между последовательными переключениями фазы не должен быть короче $T_2/\sqrt{D}$.

В данной работе предлагается преодолеть вышеупомянутый барьер и на 3–5 порядков (в зависимости от величины T_2) увеличить частоту следования импульсов, создавать импульсы симметричной формы и существенно укоротить их длительность. Кроме того, в новом методе генерации импульсов не обязательно использовать узкополосные резонансные фильтры. Можно применять стандартные частотные фильтры, используемые в оптике.

Если с периодом T быстро изменять фазу излучения на 2π, то большую часть времени атомы будут взаимодействовать с полем, имеющим одну и ту же фазу. Только в коротких промежутках времени $\tau \ll T$, в течение которых происходят изменения фазы, возникают переходные процессы. В середине этих промежутков, когда фаза принимает значение π, будут формироваться импульсы, см. рис. 1. В предлагаемой схеме атомы большую часть времени, $1-2\tau/T$ в относительных единицах, находятся в поле с одной и той же фазой, и только часть времени, $2\tau/T$, испытывают переходные процессы. Поэтому когерентно рассеянное поле излучения будет всегда иметь время для полного формирования независимо от соотношения между скоростью фазовой релаксации T_2 и периодом T изменения фазы. Импульсы будут возникать в моменты прохождения фазы значения π, их длительность будет зависеть от времени прохождения этого значения. При линейном законе изменения фазы импульсы будут иметь симметричную форму. Ниже эти закономерности будут подтверждены математическими выкладками.

Для простоты рассмотрим следующий периодический закон изменения фазы излучения $\varphi(t)$, который задается электрооптическим модулятором: $E_M(t) = E_0 \exp\left[-i\omega_r t + ikr + i\varphi(t)\right]$, где E_0 – амплитуда поля, ω_r и k – его частота и волновое число, r – пройденное расстояние,

$$\varphi(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \phi(t - nT), \tag{1}$$

$$\begin{aligned}\phi(t) = \Delta \Bigg\{ &\frac{t - T_{--}}{\tau}\theta(t - T_{--}) + \frac{t - T_{++}}{\tau}\theta(t - T_{++}) + \\ &+ \left(1 - \frac{t - T_{--}}{\tau}\right)\theta(t - T_{-+}) - \\ &- \left(1 + \frac{t - T_{++}}{\tau}\right)\theta(t - T_{+-}) \Bigg\},\end{aligned} \tag{2}$$

n – целые числа, Δ – максимальная величина смещения фазы во время действия периодических импульсов напряжения прямоугольной формы, которые подаются на электрооптический модулятор, $T_{\pm\pm} = (T \pm T_p \pm \tau)/2$, T – период следования импульсов, T_p – длительность импульсов напряжения на полувысоте, τ – длительность участков линейного увеличения/уменьшения фазы на фронтах прямоугольных импульсов, см. рис. 1b.

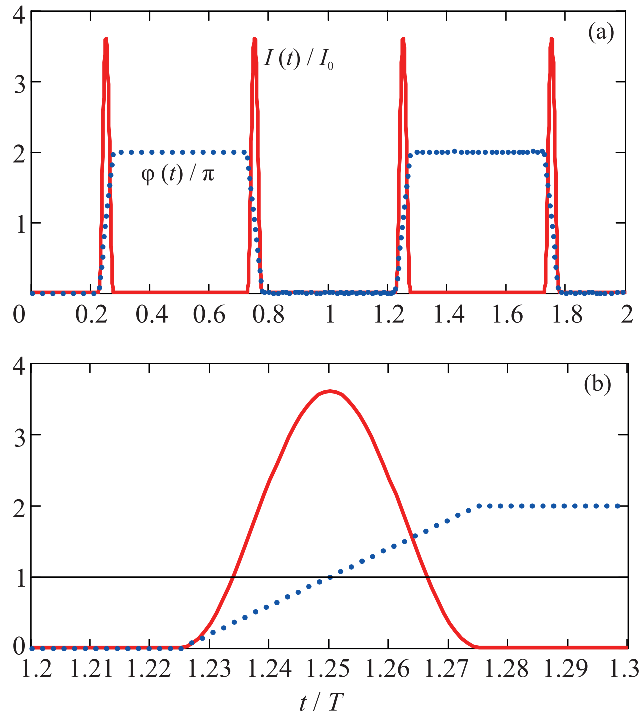

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Изменение фазы излучения $\varphi(t)$ во времени под действием последовательности прямоугольных импульсов напряжения, которые подаются на электрооптический модулятор (синяя пунктирная линия). Длительности участков роста и падения фазы равны $\tau = 0.05T$. Интенсивность $I(t)$ последовательности импульсов излучения, которые формируется после удаления центральной компоненты спектра фазовомодулированного поля с помощью резонансного поглотителя эффективной толщины $D = 15$, показана красной сплошной линией. (b) – Увеличенный участок графика (a) показан с целью детализации формирования импульса

Периодическое изменение фазы приводит к тому, что одиночная узкая линия излучения непрерывного лазера приобретает гребенчатую структуру с частотным периодом, равным $\Omega = 2\pi/T$. Амплитуды спектральных компонент частотной гребенки можно вычислить с помощью следующего выражения:

$$A_n = \frac{E_0}{T}\int_0^T e^{i\varphi(t) + i2\pi nt/T}\,dt, \tag{3}$$

где n – номер компоненты с частотой $\omega_r + n\Omega$ (n – целое). В рассматриваемом нами случае, когда $\Delta = 2\pi$, амплитуда центральной компоненты $n=0$ не зависит от длительности прямоугольных импульсов напряжения, T_p, и описывается простым выражением

$$\frac{A_0}{E_0}=1-2\frac{\tau}{T}. \tag{4}$$

Амплитуды четных компонент $n=2k$, где k – целое, но $k\neq 0$, имеют наиболее простой вид при условии $T_p=T/2$:

$$\frac{A_{2k}}{E_0}=(-1)^{k+1}\frac{2\tau}{T}\mathrm{sinc}\left(\pi k\frac{2\tau}{T}\right)\left[1+\frac{(2k)^2}{\left(\frac{T}{\tau}\right)^2-(2k)^2}\right], \tag{5}$$

а амплитуды нечетных компонент $n=2k+1$, где k может принимать значение 0, соответственно:

$$\frac{A_{2k+1}}{E_0}=2i(-1)^k\mathrm{sinc}\left(\pi k\frac{2\tau}{T}\right)\frac{2k+1}{\left(\frac{T}{\tau}\right)^2-(2k+1)^2}, \tag{6}$$

где $\mathrm{sinc}(x)=\sin(x)/x$ – кардинальный синус.

Из приведенных выражений видно, что амплитуда центральной компоненты излучения ω_r незначительно уменьшается по сравнению с амплитудой излучения до модуляции на величину $E_0 2\tau/T$, которая пропорциональна отношению длительности изменения фазы 2τ к периоду модуляции T. Амплитуды четных компонент $n=2k$ пропорциональны этому отношению и уменьшаются с увеличением номера как $\mathrm{sinc}\left(\frac{\pi n\tau}{T}\right)$. Их значения уменьшаются до нуля при $n=\pm 2T/\tau$ благодаря растущей части в квадратных скобках выражения (5), см. рис. 2. Поэтому ширину спектра излучения между крайними нулевыми значениями амплитуд при $n=\pm 2T/\tau$ можно оценить как $4\Omega T/\tau$. Таким образом, спектр поля существенно уширяется. Следует отметить, что знак четных компонент меняется последовательно с плюса на минус с ростом номера компоненты. Что касается амплитуд нечетных компонент спектра поля, то они примерно в T/τ раз меньше амплитуд четных компонент и имеют мнимую амплитуду. Следует отметить, что в выражениях (5) и (6) есть сингулярности при $n=\pm T/\tau$, но они искусственные, так как согласно определению (3) величины спектральных компонент ограничены.

Если излучение с таким спектром пропустить через оптически плотный фильтр с резонансной частотой ω_r и узкой линией поглощения с полушириной $\gamma=1/T_2\ll\Omega$, то амплитуда центральной компоненты уменьшится в $\exp(-D/2)$ раз. Это справедливо в приближении линейного отклика каждой резонансной частицы фильтра [16, 17], когда интенсивность непрерывного излучения недостаточна для просветления плотной среды. В этом случае амплитуду излучения $E_F(t)=E(t)\exp(-i\omega_r t+ikr)$, прошедшего

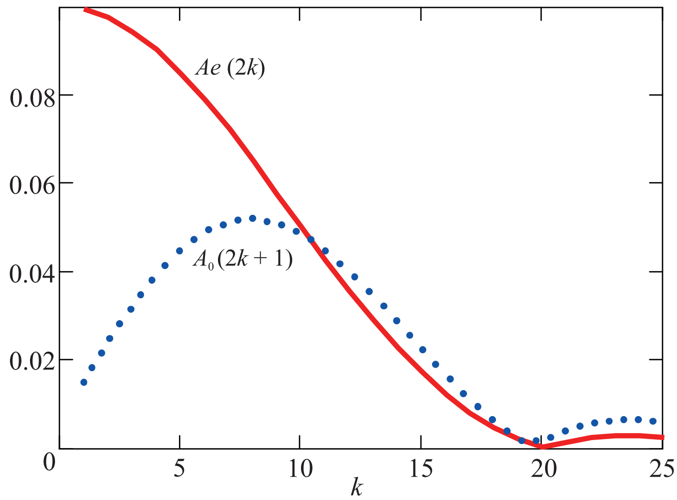

Рис. 2. (Цветной онлайн) Огибающая зависимости модуля четных компонент $Ae(k)=|A_{2k}/E_0|$ (красная сплошная линия) и нечетных компонент $Ao(k)=|A_{2k+1}/E_0|$ (пунктирная синяя линия) от k для $\tau=0.05T$. Центральная компонента не показана в виду большого контраста. Спектр симметричен по отношению к знаку номера спектральной компоненты: $|A_n|=|A_{-n}|$. Поэтому его левая часть тоже не показана

через фильтр, можно представить следующим образом

$$E(t)=E_0e^{i\varphi(t)}+A_0\left(e^{-D/2}-1\right), \tag{7}$$

где $A_0\exp(-D/2)$ – результат фильтрации, а $-A_0$ используется для удаления центральной компоненты гребенки, чтобы не учитывать ее дважды. В результате получаем простое выражение для интенсивности излучения $I_F(t)=|E_F(t)|^2$ после фильтрации:

$$I(t)=I_0\left[1-2a\cos\varphi(t)+a^2\right], \tag{8}$$

где $I_0=|E_0|^2$ и $a=(1-e^{-D/2})A_0/E_0$. Из него видно что, когда фаза $\varphi(t)$ равна 0 или 2π, интенсивность излучения благодаря интерференции с воображаемым полем центральной компоненты в противофазе уменьшается до величины $(1-a)^2I_0$. Поскольку предполагается, что величина A_0 близка к E_0, а экспонента $\exp(-D)$ мала, то результирующая интенсивность сильно падает. Если эффективная толщина фильтра очень велика и этой экспонентой можно пренебречь, то интенсивность падает в $(T/2\tau)^2$ раз. Например, при значениях параметров $\tau=0.05T$ и $D=15$ интенсивность излучения падает в сто раз.

В интервалах времени, когда фаза растет от 0 до 2π или уменьшается от 2π до нуля, характер интерференции полей изменяется. Например, когда фаза $\varphi(t)$ принимает значение π, см. рис. 1b, интерференция становится конструктивной и возникает импульс, максимальная интенсивность которого равна

$(1+a)^2 I_0$. При больших значениях эффективной толщины D резонансного фильтра эта интенсивность равна $4(1-\tau/T)^2 I_0$. Например, при указанных выше значениях параметров интенсивность импульса в 3.6 раза больше интенсивности излучения непрерывного лазера. Развитие импульса в процессе изменения фазы показано на рис. 1b. Из него видно, что интервал времени, в течение которого он развивается, равен τ.

Если теперь сравнить полученные результаты со случаем, рассмотренным в работах [29–33], когда фаза изменяется только на π, т.е. $\Delta = \pi$ в выражении (2), то можно заметить, что центральная компонента спектра $A_0/E_0 = 1 - 2(T_p/T) + 4i(\tau/T)$ очень мала. При $T_p = T/2$ она пропорциональна отношению τ/T. Поэтому при $\tau \ll T$ интерференция компонент поля, прошедшего через фильтр, не дает заметного результата. Только в случае, когда период импульсов напряжения сравним с длинным временем фазовой релаксации, T_2, резонансных частиц, возникают большие импульсы на почти нулевом фоне. Это происходит благодаря тому, что при выполнении данного условия $T \sim T_2$ гребенчатый спектр имеет частотный период $\Omega \sim \gamma$ и много спектральных компонент взаимодействует с резонансными частицами фильтра в протяженной среде. Поэтому использование стандартного оптического фильтра, избирательно подавляющего определенную компоненту не даст результата в данном случае.

В случае $\Delta = 2\pi$, который рассматривается в статье, амплитуда центральной компоненты спектра A_0, см. выражение (4), не зависит от длительности импульса прямоугольного напряжения T_p. Поэтому ее можно менять, не влияя на амплитуду и длительность импульсов. Изменение T_p приводит только к изменению временного интервала между импульсами. Это открывает возможность создавать пары близко расположенных импульсов, разделенных большими интервалами времени. Изменяя длительность последовательности прямоугольных импульсов напряжения, можно создавать последовательность импульсов излучения, расстояние между которыми содержит информацию. Например, если пара импульсов разделена временным интервалом $T/2$, то этой паре можно приписать бит информации 0. Если расстояние между импульсами равно T, то этой паре можно приписать бит информации 1. Можно разделить время на N каналов, т.е. серии временных слотов, идущих друг за другом. В каждом слоте может содержаться импульс, что соответствует биту 1, или нет – 0. В свою очередь, серии, т.е. "кадры", тоже идут последовательно друг за другом. Это позволит осуществить мультиплексирование с разделением по времени.

Когда расстояние между импульсами меняется непериодическим образом, амплитуду импульсов можно оценить, вычисляя среднее значение периода импульсов, которое равно временному интервалу импульсной последовательности, деленному на половину среднего числа импульсов в последовательности. Далее, это среднее значение периода можно использовать для оценки величины A_0, которая непосредственно определяет интенсивность импульсов.

Можно также создавать одиночные импульсы с помощью однократного переключения фазы согласно выражению

$$\varphi_s(t) = \Delta \left[\frac{t_+}{\tau} \theta(t_+) + \left(1 - \frac{t_+}{\tau}\right) \theta(t_-) \right], \qquad (9)$$

где $t_\pm = t - t_s \pm \tau/2$ и t_s – момент времени, когда фаза приобретает значение π. Остальные параметры имеют тот же смысл, что и в выражении (2). Временной участок одиночного изменения фазы показан на рис. 3 тонкой сплошной черной линией. Такое переключение фазы приводит к генерации импульса, интенсивность которого описывается выражением (8). Предположим, что до одиночного переключения фазы есть достаточно времени для полного формирования когерентно рассеянного излучения. Тогда можно считать, что в выражении (4) $T \to \infty$ и $\tau/T = 0$. Поэтому в (8) можно использовать значение A_0, равное E_0. Эволюция импульса во времени, полученная таким образом, показана красной сплошной линией на рис. 3.

Такой же результат можно получить с помощью решения уравнений Максвелла–Блоха для непрерывного излучения с изменяющейся во времени фазой в приближении линейного отклика отдельной резонансной частицы [29, 30, 32, 34–36]:

$$E_s(t) = E_0 \left[e^{i\varphi_s(t)} - b \int\limits_0^{+\infty} e^{i\varphi_s(t-x) - \gamma x} \frac{J_1\left(2\sqrt{bx}\right)}{\sqrt{bx}} dx \right], \qquad (10)$$

где $\gamma = 1/T_2$ – скорость фазовой релаксации резонансных частиц в поглотителе, $b = \gamma D/2$, $J_1\left(2\sqrt{bx}\right)$ – функция Бесселя первого порядка. Эволюция во времени интенсивности излучения $I_s = |E_s(t)|$ показана на рис. 3 пунктирной синей линией и полностью совпадает с полученной с помощью выражения (8).

Генерация прямоугольных импульсов напряжения с крутыми фронтами может быть затруднена, особенно если частота следования импульсов велика.

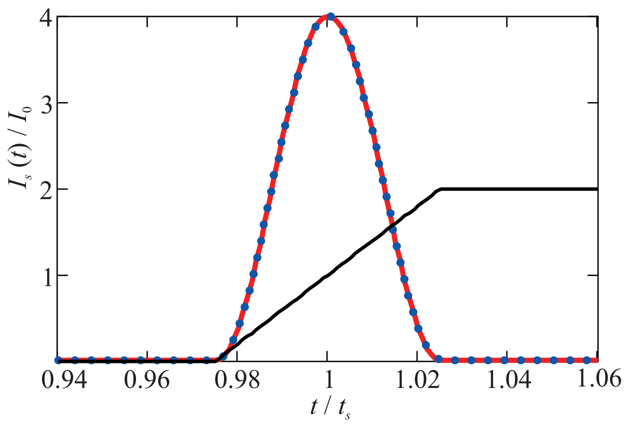

Рис. 3. (Цветной онлайн) Одиночный скачек фазы от 0 до 2π показан тонкой черной линией, $t_s = 100$ пс – момент времени, когда фаза принимает значение π. Также это время взято за масштаб временной шкалы. Поле излучения включено задолго до скачка фазы. На графике фаза $\varphi_s(t)$ нормирована на π. Зависимость интенсивности излучения, полученная с помощью выражения (10) для $T_2 = 30$ нс, $D = 15$ и $\tau = 5$ пс показана пунктирной синей линией. Сплошной красной синей линией показана зависимость, полученная с помощью выражения (8)

Например, при выборе частоты $\Omega/2\pi = 10$ Ггц для создания импульсов большой интенсивности на почти нулевом фоне требуются довольно короткие времена включения/выключения напряжения. На указанной частоте время $\tau = 0.05T$, использованное в данной работе для иллюстрации, равно 5 пс. Между тем, диод Ганна или IMPATT диод позволяют осуществлять переключения в электрической цепи со скоростью 1 ТГц [37, 38].

Периодическую последовательность изменения фазы в виде прямоугольных импульсов с крутыми фронтами можно создать с помощью гармонического синтеза:

$$\varphi_h(t) = \pi - 4\sum_{k=0}^{N} \frac{(-1)^k \cos\left[(2k+1)\frac{2\pi t}{T}\right]}{2k+1}, \qquad (11)$$

где N – число гармоник, из которых синтезируется периодическая последовательность сигнала требуемой формы. Разложение по гармоникам (11) с $N \to \infty$ получено для последовательности прямоугольных импульсов со ступенчатым изменением фазы (1), где $\tau = 0$. При конечном числе N фронты импульсов будут иметь некоторый наклон. На рисунке 4a красной сплошной линией показана аппроксимация пятью гармониками ($N = 4$) с частотами Ω, 3Ω, 5Ω, 7Ω и 9Ω. Синтез этих гармоник дает последовательность импульсов почти прямоугольной формы, задний и передней фронты которых идеально совпадают с фронтами последовательности $\varphi(t)$ в выражении (1) с $\tau = 0.05T$ (показана синей пунктирной линией на рис. 1a и 4a).

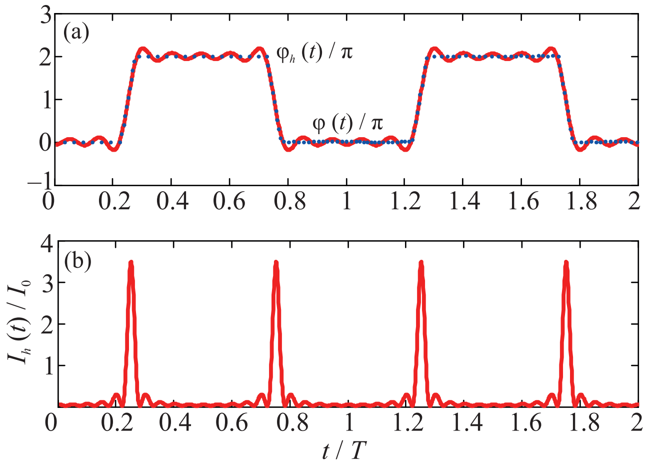

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Модуляция фазы излучения $\varphi_h(t)$, см. выражение (11), созданная из пяти гармоник, (красная сплошная линия), которая достаточно близка к прямоугольной модуляции фазы $\varphi(t)$, которая описывается выражением (1) с $\tau = 0.05T$, показана синей пунктирной линией. (b) – Импульсы излучения, $I_h(t)$, которые возникают после фильтрации центральной компоненты спектра излучения с фазовой модуляцией (11)

Интенсивность излучения с фазой $\varphi_h(t)$ после фильтра можно получить с помощью формулы (8), где параметр A_0 вычисляется с помощью выражения (3), где $n = 0$. Для $N = 4$ численное интегрирование дает $A_0/E_0 = 0.867$. Последовательность импульсов после резонансного фильтра с $D = 15$ показана на рис. 4b. Форма импульсов почти совпадает с той, которая показана на рис. 1a для излучения с фазовой модуляцией $\varphi(t)$ при условии $\tau = 0.05T$ и той же эффективной толщине фильтра. Отличие заключается в появлении небольших осцилляций на крыльях импульсов. Они вызваны осциллирующим характером установления значений 0 и 2π в эволюции фазы $\varphi_h(t)$. Рассмотренный синтез гармоник технически возможен для $\Omega = 10$ Ггц, так как в данном случае гармоника с максимальной частотой $9\Omega = 90$ ГГц может быть получена с помощью современных генераторов. Они позволят создавать импульсы с длительностью 2.5 пс на полувысоте и частотой следования 20 ГГц.

Предложенный метод генерации стабильных коротких импульсов с управляемой скважностью принципиально отличается от предложенного ранее в работе [32] и экспериментально продемонстрированного в [33]. В предыдущем методе частота повторения импульсов не могла быть больше эффективной спектральной ширины фильтра, так как фильтр должен изменять амплитуды и фазы всех значимых компонент спектра частотной гребенки, создаваемой фазовой модуляцией поля. В предлагаемом методе фильтр удаляет только центральную компоненту гребенки, и поэтому его спектральная ширина может быть существенно меньше частоты повторения. Метод позволяет генерировать импульсы длительностью несколько пикосекунд с периодом ~ 50 пс с применением доступных электрооптических модуляторов. В качестве частотных фильтров можно использовать облако холодных атомов, например, St^{88} на переходе $^1S_0 \rightarrow ^3 P_1$ (689 нм) с однородной шириной линии $2\gamma/2\pi = 7.5$ кГц [33] или Rb^{85}, D_1 линия (795 нм) с $2\gamma/2\pi = 6$ МГц [39, 40]. Также можно использовать пары щелочных металлов, например, Rb^{85}, D_2 линия (589 нм) с доплеровской шириной 1.69 ГГц [16]. Можно также применить фильтры на основе многопиксельных жидкокристаллических модуляторов [41]. Кроме того, предлагаемый метод позволяет с помощью одного фазового модулятора создавать и кодировать информацию, тогда как в известных методах генерации периодической последовательности импульсов информация вносится в эту последовательность с помощью дополнительного амплитудного фильтра, синхронизированного с генератором.

Работа проводилась в рамках выполнения госзадания ФИЦ КазНЦ РАН.

1. W. H. Knox, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **6**, 1273 (2000).
2. T. J. Kippenberg, A. L. Gaeta, M. Lipson, and M. L. Gorodetsky, Science **361**, 567 (2018).
3. A. L. Gaeta, M. Lipson, and T. J. Kippenberg, Nat. Photonics **13**, 158 (2019).
4. A. M. Weiner, Nat. Photonics **11**, 533 (2017).
5. T. J. Kippenberg, R. Holzwarth, and S. A. Diddams, Science **332**, 555 (2011).
6. N. Yu. Dmitriev, S. N. Koptyaev, A. S. Voloshin, N. M. Kondratiev, K. N. Min'kov, V. E. Lobanov, M. V. Ryabko, S. V. Polonsky, and I. A. Bilenko, Phys. Rev. Appl. **18**, 034068 (2022).
7. P. Marin-Palomo, J. N. Kemal, M. Karpov, A. Kordts, J. Pfeifle, M. H. P. Pfeiffer, P. Trocha, S. Wolf, V. Brasch, M. H. Anderson, R. Rosenberger, K. Vijayan, W. Freude, T. J. Kippenberg, and C. Koos, Nature **546**, 274 (2017).
8. V. Torres-Company, Nature **546**, 214 (2017).
9. N. Akhmediev, A. Ankiewicz, J.-M. Soto-Crespo, and P. Grelu, International Journal of Bifurcation and Chaos **19**, 2621 (2009).
10. K. Saha, Y. Okawachi, B. Shim, J. S. Levy, R. Salem, A. R. Johnson, M. A. Foster, M. R. E. Lamont, M. Lipson, and A. L. Gaeta, Opt. Express. **21**, 1335 (2013).
11. M. Zhang, B. Buscaino, C. Wang, A. Shams-Ansari, C. Reimer, R. Zhu, J. M. Kahn, and M. Lončar, Nature **568**, 373 (2019).
12. E. Podivilov, S. Smirnov, and B. Sturman, JETP Lett. **115**, 601 (2022).
13. T. Otsuji, M. Yaita, T. Nagatsuma, and E. Sano , IEEE J. Sel. Topics in Quan. Electron. **2**, 643 (1996).
14. P. V. Mamyshev, Opt. Lett. **19**, 2074 (1994).
15. V. Torres-Company, J. Lancis, and P. Andrés, Opt. Express **14**, 3171 (2006).
16. J. E. Bjorkholm, E. H. Turner, and D. B. Pearson, App. Phys. Lett. **26**, 564 (1975).
17. D. Grischkowsky and M. M. Loy, Appll. Phys. Lett. **26**, 156 (1975).
18. T. Kobayashi, H. Yao, K. Amano, Y. Fukushima, A. Morimoto, and T. Sueta, IEEE J. Quantum Electron. **24**, 382 (1988).
19. E. A. Golovchenko, C. R. Menyuk, G. M. Carter, and P. V. Mamyshev, Electron. Lett. **31**, 2198 (1995).
20. D.-S. Kim, M. Arisawa, A. Morimoto, and T. Kobayashi, IEEE J. Sel. Top. Quantum. Electron. **2**, 493 (1996).
21. T. Komukai, T. Yamamoto, and S. Kawanishi, IEEE Photonics Technonol. Lett. **17**, 1746 (2005).
22. R. N. Shakhmuratov, F. G. Vagizov, V. A. Antonov, Y. V. Radeonychev, M. O. Scully, and O. Kocharovskaya, Phys. Rev. A **92**, 023836 (2015).
23. R. N. Shakhmuratov, Phys. Rev. A **95**, 033805 (2017).
24. C. R. Fernández-Pousa, R. Maram, and J. Azańa, Opt. Lett. **42**, 2427 (2017).
25. A. Sheveleva and C. Finot, Microw. Opt. Technol. Lett. **63**, 1616 (2021).
26. R. N. Shakhmuratov, Laser Phys. **32**, 105401 (2022).
27. R. N. Shakhmuratov, Phys. Rev A. **100**, 043823 (2019).
28. R. N. Shakhmuratov, J. Lightwave Techn. **40**, 1895 (2022).
29. P. Helistö, I. Tittonen, M. Lippmaa, and T. Katila, Phys. Rev. Lett. **66**, 2037 (1991).
30. R. N. Shakhmuratov, F. Vagizov, and O. Kocharovskaya, Phys. Rev. A **84**, 043820 (2011).
31. R. N. Shakhmuratov, F. G. Vagizov, and O. A. Kocharovskaya, Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **78**, 199 (2014).
32. R. N. Shakhmuratov, Phys. Rev. A **85**, 023827 (2012).
33. C. C. Kwong, T. Yang, D. Delande, R. Pierrat, and D. Wilkowski, Phys. Rev. Lett. **115**, 223601 (2015).
34. M. D. Crisp, Phys. Rev. A **1**, 1604 (1970).
35. F. J. Lynch, R. E. Holland, and M. Hamermesh, Phys. Rev. **120**, 513 (1960).

36. F. J. Harris, Phys. Rev. **124**, 1178 (1961).
37. V. Gružinskis, J. H. Zhao, P. Shiktorov, and E. Starikov, Material Sciences Forum **297–298**, 341 (1999).
38. T. Mizawa, *IMPATT Diodes in Semiconductors and Semimetals Part B*, ed. by R. K. Willardson and A. C. Beer, Academic Press, N.Y., NY, USA (1971), v. 7, p. 371.
39. J. F. Chen, S. Wang, D. Wei, M. M. T. Loy, G. K. L. Wong, and S. Du, Phys. Rev. A **81**, 033844 (2010).
40. J. F. Chen, H. Jeong, L. Feng, M. M. T. Loy, G. K. L. Wong, and S. Du, Phys. Rev. Lett. **104**, 223602 (2010).
41. Z. Jiang, D. E. Leaird, and A. M. Weiner, J. Quantum Electron. **42**, 657 (2006).