

К 55-ЛЕТИЮ ИНСТИТУТА СПЕКТРОСКОПИИ РАН (ИСАН)

ОБОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Предельно короткие и униполярные импульсы света:
современное состояние проблемы

Н.Н. Розанов, М.В. Архипов, Р.М. Архипов

Представлен обзор недавних результатов в области мало- и полцикловых электромагнитных импульсов. Выявлены источники их электрической площади, т.е. интеграла от напряжённости электрического поля по времени, служащей одной из основных характеристик предельно коротких импульсов. Анализируется формирование униполярных и квазиуниполярных импульсов при воздействии малоцикловых импульсов на квантовую точку и на вложенные квантовые ямы. Обсуждается ряд потенциальных приложений униполярных электромагнитных импульсов.

Ключевые слова: униполярные электромагнитные импульсы, электрическая площадь импульсов, уравнения Максвелла, голография быстрых процессов

PACS numbers: 41.20.Jb, 41.75.Ht, 42.65.Re

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2024.07.039718>

Содержание

1. Введение (1196).
2. Электрическая площадь импульса и её основное свойство (1197).
3. Генерация униполярных импульсов в квантовых точках (1198).
4. Распространение и регистрация униполярных импульсов (1200).
5. Трёхмерные и одномерные схемы и модели (1201).
6. Заключение (1205).

Список литературы (1205).

1. Введение

Сокращение длительности импульсов электромагнитного поля необходимо для проникновения в мир быстропротекающих процессов и управления ими. Напомним, что характерное время колебаний атомов в простых молекулах лежит в фемтосекундном диапазоне $10^{-14} - 10^{-13}$ с = 10–100 фс (1 фс = 10^{-15} с). Движения электронов в атомах происходит в масштабах аттосекундного уровня, 10^{-16} с = 100 ас (1 ас = 10^{-18} с). И зептосекундные времена порядка 10^{-22} с = 0,1 зс (1 зс = 10^{-21} с) характеризуют внутриядерные процессы. Временное разрешение динамики таких процессов требует участия более коротких импульсов.

Н.Н. Розанов^(а), М.В. Архипов^(б), Р.М. Архипов^(с)
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
ул. Политехническая 26, 194021 Санкт-Петербург,
Российская Федерация
E-mail: ^(а) nnrosanov@mail.ru, ^(б) mikhailev.arkhipov@gmail.com,
^(с) arkhipovrostislav@gmail.com

Статья поступила 11 марта 2024 г.,
после доработки 5 июля 2024 г.

Фемтосекундные лазерные импульсы позволили наблюдать движение атомов в молекулах и ход химических реакций — предмет Нобелевской премии по химии 1999 г. [1]. Недавняя Нобелевская премия по физике, присуждённая "за экспериментальные методы генерации аттосекундных импульсов света для изучения динамики электронов в веществе" [2], знаменует следующий важный шаг в этом направлении. Помимо активно развивающейся в последнее время аттосекундной спектроскопии атомов, молекул и твёрдых тел [3, 4] отметим также значительный потенциал столь коротких импульсов для приложений. Так, экспериментально продемонстрированные аттосекундные времена переключения [5, 6] позволяют говорить об электронике с петагерцовыми частотами (1 ПГц = 10^{15} Гц), что на много порядков больше достигнутых частот в полупроводниковой электронике.

В настоящее время основной путь получения столь коротких импульсов состоит в расширении спектра за счёт генерации большого числа сфазированных гармоник лазерного излучения [7, 8]. Однако возможности генерации высокочастотных гармоник ограничены. Тогда дальнейшее сокращение длительности импульсов требует уменьшения числа осцилляций поля. Пределом здесь служат полцикловые, униполярные импульсы. Поскольку для них вектор напряжённости электрического поля не меняет существенно направления за основную часть длительности импульса, униполярные импульсы действуют на электрические заряды однонаправленно и потому более эффективно, чем "обычные" биполярные импульсы.

Униполярные электромагнитные импульсы впервые упоминаются, по-видимому, в книге Джексона [9], а затем в статье Бессонова [10] и во многих последующих работах (см. обзоры [11–14] и приведённую в них

литературу). Физика таких импульсов необычна и требует развития новых представлений с опорой на строгие уравнения Максвелла и на ещё немногочисленные эксперименты. Задачей данного обзора служит описание свежих результатов в этой области с минимальным привлечением некоторых прежних выводов, необходимых для последовательного изложения. Далее в разделе 2 мы введём и обсудим основные свойства специфичной для малоцикловых импульсов и важнейшей для них величины — электрической площади импульсов. Здесь же будут выявлены два источника ненулевой электрической площади. В разделе 3 мы покажем, что падающий на квантовую точку, обладающую нелинейным откликом, импульс с нулевой площадью формирует униполярный электромагнитный импульс. Раздел 4 посвящается проблеме распространения и регистрации униполярных импульсов. В разделе 5, вслед за обсуждением соотношения между трёхмерными и одномерными моделями распространения униполярных импульсов, представлена перспективная схема генерации квазиуниполярных импульсов, проанализировано распространение малоцикловых импульсов в среде с резонансным откликом. В качестве примеров возможных приложений обсуждены наводимые униполярными импульсами в среде динамические решётки и микрорезонаторы, а также нетрадиционная голографическая схема. Основные выводы приведены в заключении.

2. Электрическая площадь импульса и её основное свойство

Одной из основных характеристик предельно коротких электромагнитных импульсов служит их электрическая площадь

$$\mathbf{S}_E(\mathbf{r}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) dt. \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ — напряжённость электрического поля в точке \mathbf{r} в момент времени t . Ранее величина $\mathbf{S}_E(\mathbf{r})$ называлась "интегралом от поля по времени" [9, 10]. Согласно (1), электрическая площадь является нуль-частотной спектральной компонентой электрической напряжённости импульса. В ряде случаев удобнее определять данную величину в предельном смысле:

$$\mathbf{S}_E(\mathbf{r}) = \lim_{\omega \rightarrow 0} \mathbf{E}_\omega(\mathbf{r}), \quad (2)$$

где

$$\mathbf{E}_\omega(\mathbf{r}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega t) dt. \quad (3)$$

Нас будут интересовать только локализованные в каждой пространственной точке по времени и в каждый момент времени по пространству распределения поля, так что из рассмотрения исключаются поля с ненулевой статической компонентой (для них электрическая площадь (1) была бы бесконечно большой) и непрерывное излучение (для него энергия поля бесконечно велика). Для многоцикловых импульсов электрическая площадь (1) близка к нулю ввиду многочисленных осцилляций электрической напряжённости. Поэтому такая величина имеет смысл только для импульсов с небольшим числом

осцилляций. Степень униполярности [15]

$$\xi = \frac{\left| \int_{t=-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) dt \right|}{\int_{t=-\infty}^{+\infty} |\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)| dt} \quad (4)$$

максимальна для полуволновых импульсов, $\xi = 1$, и она практически нулевая для импульсов многоцикловых.

Электрическая напряжённость связана с векторным потенциалом \mathbf{A} соотношением $\mathbf{E} = -\partial\mathbf{A}/\partial t$ (калибровка с нулевым скалярным потенциалом). Тогда

$$\begin{aligned} \mathbf{S}_E(\mathbf{r}) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) dt = -[\mathbf{A}(\mathbf{r}, t = +\infty) - \mathbf{A}(\mathbf{r}, t = -\infty)] = \\ &= -\mathbf{A}(\mathbf{r}, t = +\infty). \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь мы считали, что до прихода импульса в точку \mathbf{r} векторный потенциал $\mathbf{A} = 0$. Поэтому электрическую площадь можно интерпретировать как векторный потенциал, сохраняющийся в точке \mathbf{r} после окончания импульса. Отметим, что для локализованных распределений электрической напряжённости для импульсов с ненулевой электрической площадью (далее называем их униполярными) распределение векторного потенциала окажется нелокализованным.

Если на заряд q воздействует достаточно короткий электромагнитный импульс с электрической площадью \mathbf{S}_E , то данный импульс "толкает" заряд, "мгновенно" меняя его механический импульс \mathbf{p} на величину $\delta\mathbf{p} = q\mathbf{S}_E$. В этом нетрудно убедиться на простом примере классического уравнения движения заряда (второй закон механики Ньютона)

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = q\mathbf{E}(\mathbf{r}_q, t), \quad (6)$$

где \mathbf{r}_q — радиус-вектор точечного заряда. Приведённое соотношение для $\delta\mathbf{p}$ получается интегрированием (6) по времени при условии, что во время воздействия импульса заряд не успевает сместиться на расстояние, при котором на него действует заметно изменившаяся электрическая напряжённость поля. Таким образом, электрическая площадь импульса приобретает смысл изменения под его воздействием механического импульса частицы с единичным зарядом.

Указанный смысл электрической площади позволяет ввести её характерное значение, при котором импульс уже оказывает на объект существенное воздействие. Для этого следует сравнить переданный механический импульс δp с характерным механическим импульсом объекта p_0 . Для свободного заряда $p_0 \sim mc$, где m — масса заряженной частицы, c — скорость света в вакууме. Отсюда характерная величина электрической площади $S_{E,0} \sim mc/q$ [16]. Для квантовой частицы с размером a_0 (например, радиус борновской орбиты) из соотношения неопределённости следует $p_0 \sim \hbar/a_0$ (\hbar — приведённая постоянная Планка). Отсюда $S_{E,0} \sim \hbar/qa_0$ [17].

Обратимся теперь к основному свойству электрической площади. Для этого привлечём уравнение электродинамики Максвелла, выражающее закон индукции Фарадея [18]:

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}. \quad (7)$$

Здесь \mathbf{B} — магнитная индукция. Полагаем, что среда до воздействия импульса находилась в равновесном состоя-

нии и возвращается к нему же после окончания импульса и релаксационных процессов. Тогда интегрированием (7) по времени получаем

$$\text{rot } \mathbf{S}_E = 0. \quad (8)$$

Согласно (8), векторное поле электрической площади является безвихревым и потенциальным. В одномерной геометрии, в которой напряжённость поля \mathbf{E} зависит только от одной декартовой координаты z и от времени, (8) принимает вид "правила сохранения"

$$\frac{d}{dz} S_E = 0 \quad (9)$$

(правомерность использования одномерной геометрии обсуждается далее).

Соотношения (8) и (9), установленные в [19, 20], имеют ряд важных последствий. Так, соотношение (8) позволяет разрешить следующий парадокс. Как мы уже указывали, после прохождения униполярных импульсов в пространстве "навечно" остаётся неоднородное распределение векторного потенциала. При этом из эффекта Ааронова–Бома [21] известно, что векторный потенциал является наблюдаемой величиной и может быть измерен. Более подробное исследование показывает, что измерению доступен лишь интеграл от векторного потенциала по замкнутому контуру, который тождественно равен нулю из-за потенциального характера векторного поля электрической площади [22]. Правило сохранения (9) показывает, что электрическая площадь импульса сохраняется при его распространении в поглощающих и усиливающих, линейных и нелинейных, однородных и неоднородных диэлектриках и средах с электрической проводимостью. Оно позволяет также проверить корректность приближённых подходов к описанию распространения коротких электромагнитных импульсов, что мы кратко обсудим далее.

Дальнейшее продвижение в определении распределения электрической площади требует конкретизации среды в виде дополнительного материального соотношения. В неограниченном вакууме, в котором никогда и нигде не было электрических зарядов и сред, невозможно существование структур электромагнитного поля с ненулевой электрической площадью и конечной энергией [23, 24]. Однако этот вывод имеет ограниченную ценность, поскольку такая ситуация чисто умозрительная. Исследования, ссылки на которые имеются в обзорах [13, 14], показали, что в вакууме с электрическими зарядами источником электрической площади служит интегральная плотность заряда $Q(\mathbf{r}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(\mathbf{r}, t) dt$, где $\rho(\mathbf{r}, t)$ — плотность зарядов. В электрически нейтральной системе зарядов, $\int_{-\infty}^{+\infty} \rho(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r} = 0$, а в противном случае электрическая площадь бесконечно велика, для ненулевой электрической площади импульса необходимо и достаточно отличие от нуля интегральной плотности заряда хотя бы в какой-то области пространства. Иначе говоря, временное разделение и последующее слияние зарядов противоположных знаков ведёт к генерации униполярного (с ненулевой электрической площадью) электромагнитного импульса.

Поскольку при выводе соотношений (8) и (9) не были использованы какие-либо материальные уравнения среды, они являются весьма общими. Но есть ли ограничения на применимость этих соотношений?

Для положительного ответа на данный вопрос укажем сначала, что на вывод (8) из (7) не влияет наличие постоянного магнитного поля (поля постоянных магнитов). Но форма (8) меняется при наличии у среды ферромагнитного гистерезиса [18] и его реализации вследствие воздействия на среду электромагнитного импульса [25]. Действительно, магнитную индукцию можно записать в форме $\mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M}$, где \mathbf{H} — напряжённость магнитного поля, \mathbf{M} — намагниченность. При наличии у среды остаточной намагниченности \mathbf{M}_{rc} , сохраняющейся в отсутствие внешних полей, интегрирование (7) по времени приводит к более общему соотношению

$$\text{rot } \mathbf{S}_E = -\frac{4\pi}{c} \delta\mathbf{M}, \quad (10)$$

где

$$\delta\mathbf{M}(\mathbf{r}) = \mathbf{M}_{rc}(\mathbf{r}, t = +\infty) - \mathbf{M}_{rc}(\mathbf{r}, t = -\infty). \quad (11)$$

В случае перемагничивания $\delta\mathbf{M}$ отлична от нуля. В то же время из (10) следует, что перемагничивание обязательно создаёт униполярный электромагнитный импульс и что векторное поле его электрической площади уже не является безвихревым. Это открывает возможность генерации и усиления электрической площади в средах с магнитным упорядочением. Указанное перемагничивание может быть вызвано электромагнитным (терагерцовым) импульсом с нулевой электрической площадью [26], время переключения импульсом тока может достигать 6 пс [27]. В дальней зоне электрическая площадь импульса убывает обратно пропорционально квадрату расстояния до образца.

Качественный пример переключения в монокристаллическом образце под действием электромагнитного импульса с нулевой электрической площадью показан на рис. 1а [25]. Считая для простоты изменение магнитного поля в импульсе медленным, мы можем воспользоваться для описания динамики магнитной индукции образца квазистационарным приближением. В указанных условиях электромагнитный импульс вызывает переключение из исходного состояния 1 в конечное 6.

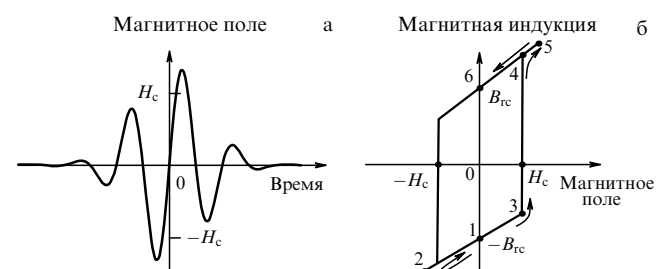


Рис. 1. (а) Напряжённость магнитного поля падающего на монокристаллический образец электромагнитного импульса с нулевой электрической площадью. (б) Петля квазистационарного магнитного гистерезиса в образце с коэрцитивной силой H_c и временное изменение магнитной индукции $1 \rightarrow 2 \rightarrow 1 \rightarrow 3 \rightarrow 4 \rightarrow 5 \rightarrow 6$.

3. Генерация униполярных импульсов в квантовых точках

Из раздела 2 следует, что источниками импульсов с ненулевой электрической площадью служат движущиеся заряды (их ненулевая интегральная плотность) и

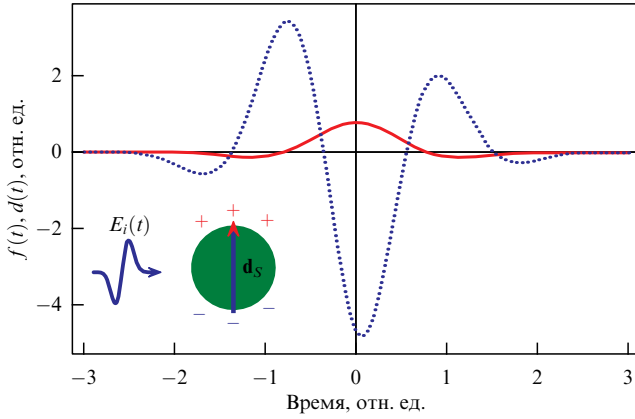


Рис. 2. Временные профили падающего импульса $E_i(t)$ (пунктирная кривая) и дипольного момента $d(t)$ (сплошная линия) при параметрах $\Omega = 2\omega_0$, $\alpha = \omega_0$, $\gamma = \omega_0/2$, $\hbar\beta\lambda/(2\omega_0^3) = -2$; время измеряется в единицах ω_0^{-1} . На вставке изображена квантовая точка (зелёный шар) и профиль падающего электромагнитного импульса (сплошная синяя кривая).

перемножение (в средах с ферромагнитным гистерезисом). В указанных выше обзорах приведены ссылки на экспериментальные и в значительно большем количестве теоретические работы, демонстрирующие генерацию таких импульсов при движении зарядов в вакууме и при пересечении ими границы раздела сред (переходное излучение [28]), при воздействии импульсов с нулевой площадью на систему зарядов, при разделении таких импульсов на отдельные полцикловые импульсы в нелинейной среде. Здесь мы приведём пример генерации униполярного электромагнитного импульса при воздействии биполярного импульса на квантовую точку [29]; отметим, что открытие [30] и последующее широкое использование искусственных квантовых точек послужило предметом Нобелевской премии по химии 2023 г. [31].

Пусть на полупроводниковую квантовую точку (нанокристалл) падает биполярный электромагнитный импульс с электрической напряжённостью $E_i(t)$ (вставка к рис. 2). Поляризацию излучения считаем линейной. Размер нанокристалла много меньше фигурирующих длин волн. Это позволяет пренебречь координатной зависимостью напряжённости в падающем импульсе и ограничиться дипольным приближением в описании взаимодействия импульса с квантовой точкой.

Экситонная поляризация в квантовой точке возникает на переходах электрона между валентной зоной и зоной проводимости и описывается моделью нелинейного осциллятора для дипольного момента экситона $d(t)$ [32, 33]:

$$\ddot{d} + 2\gamma\dot{d} + \omega_0^2 d + \beta d^3 = \lambda E_i(t). \quad (12)$$

Здесь точки означают временные производные, положительная постоянная γ служит скоростью затухания экситона, учитывающей процессы рекомбинации, $\hbar\omega_0$ отвечает ширине запрещённой зоны, β — параметр нелинейности, λ — коэффициент связи экситона с полем, выражаемый через микропараметры нанокристалла. Предполагается, что радиус квантовой точки превосходит боровский радиус экситона, поэтому экситон в нанокристалле квантуется как единое целое.

Известное выражение для поля точечного диполя [34] после интегрирования по времени приводит к такому распределению электрической площади импульса

$$\mathbf{S}_E = \frac{3(\mathbf{n}d_S)\mathbf{n} - \mathbf{d}_S}{r^3}. \quad (13)$$

Здесь $\mathbf{n} = \mathbf{r}/r$ — единичный вектор в направлении от центра квантовой точки до точки наблюдения, $\mathbf{d}_S = \int_{-\infty}^{+\infty} d(t) dt$ — нуль-частотная компонента дипольного момента экситона. Это выражение совпадает с асимптотикой (дальней зоной) электрической площади импульса, генерируемого системой зарядов в вакууме [13, 14].

Непосредственно уравнение (12) указывает, какой временной профиль падающего импульса $E_i(t)$ необходим для получения заданного профиля дипольного момента квантовой точки $d(t)$. Дополнительное условие $\mathbf{d}_S \neq 0$ накладывает некоторые ограничения на параметры падающего импульса $E_i(t)$. Например, для получения профиля

$$d(t) = d_0 \exp(-\alpha t^2) \cos(\Omega t + \varphi) \quad (14)$$

с $\varphi \neq \pm\pi/2$ нуль-частотная компонента дипольного момента отлична от нуля при следующем соотношении параметров:

$$\frac{\beta d_0^2}{\omega_0^2} = -\frac{4\sqrt{3} \exp[-\Omega^2/(4\alpha)] \cos \varphi}{\exp[-3\Omega^2/(4\alpha)] \cos(3\varphi) + 3 \exp[-\Omega^2/(12\alpha)] \cos \varphi}. \quad (15)$$

На рисунке 2 показаны временные профили падающего импульса и дипольного момента. Из рисунка очевидно ненулевое значение d_S и, тем самым, ввиду (13), униполярность генерируемого импульса.

Результаты численного решения (12) при падающем импульсе с профилем

$$E_i(t) = E_0 \exp\left(-\frac{t^2}{\tau^2}\right) \sin(\Omega t) \quad (16)$$

представлены на рис. 3. Естественно, что униполярность генерируемого импульса возникает только при наличии нелинейности (экситон-экситонного взаимодействия)

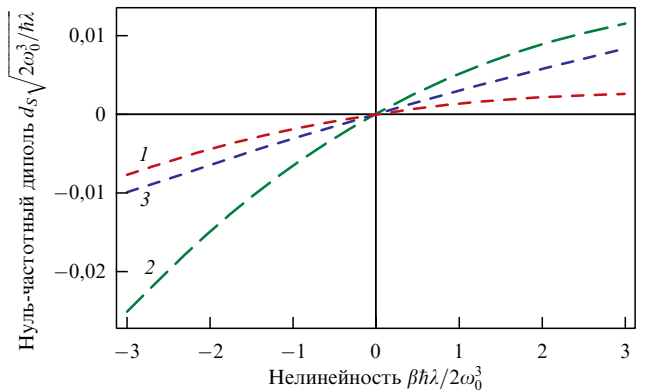


Рис. 3. Зависимость нуль-частотной компоненты дипольного момента квантовой точки d_S , наведённого импульсом поля (16), от коэффициента нелинейности β при различных значениях "несущей частоты" падающего импульса Ω . Безразмерная частота $\Omega/\omega_0 = 1$ (кривая 1), 2 (2) и 3 (3). Остальные параметры фиксированы: $\omega_0\tau = 1$, $2\lambda E_0^2/(\hbar\omega_0^4) = 1$.

$\beta \neq 0$. Абсолютная величина $|d_S|$ возрастает вместе с абсолютной величиной нелинейности $|\beta|$. Отметим также немонотонную зависимость $|d_S|$ от отстройки от резонансной частоты.

4. Распространение и регистрация униполярных импульсов

Спектр униполярного полуволнового импульса простирается от максимальной граничной частоты до нулевой. Любая оптическая система включает в себя элементы с конечными размерами, такие как диафрагма, линза или зеркало. Эти элементы становятся препятствием на пути низкочастотных составляющих, присутствующих в униполярном излучении. Например, вогнутое зеркало или линза не будут фокусировать компоненты спектра с длиной волны, сопоставимой с их размерами или превышающей их. Поэтому, даже если излучение является униполярным вблизи источника конечного размера, оно перестаёт быть униполярным в дальней зоне из-за уменьшения доли низкочастотных составляющих и подавления нуль-частотной составляющей. В результате первоначально униполярный полуволновый импульс теряет униполярность в оптической системе или при распространении в свободном пространстве.

Как же обойти это препятствие? Рецепт известен в радиокоммуникации и локации "несинусоидальных волн" [35] и состоит в следующем. Полуволновый и униполярный всплеск поля в дальней зоне от передающей антенны можно получить, если ток в антенне имеет не обычную гармоническую, а ступенчатую зависимость от времени. Тогда производная тока, определяющая поле в дальней зоне, будет иметь вид короткого всплеска с длительностью, равной длительности скачка ступеньки.

При однократном всплеске поля в дальней зоне ток в антенне должен продолжаться бесконечно долго после ступеньки, что практически нереализуемо. Если прервать ток в антенне, то импульс тока приобретает трапециoidalную форму. Тогда в дальней зоне будут наблюдаться два всплеска противоположной полярности. Интервал между ними равен длительности вершины трапеции. Излучение не будет однополярным, но каждый отдельный импульс будет таковым. Он может быть очень коротким, с широким спектром. Именно поэтому радары с несинусоидальными сигналами сегодня часто называют "сверхширокополосными", и они обладают многими преимуществами [36]. Пока подобный источник не реализован в оптическом и смежных диапазонах. Однако этот пример показывает, что в принципе такое возможно.

Экспериментальные исследования в области получения и применения униполярных импульсов неизбежно потребуют методов и приборов для определения униполярности и измерения электрической площади. В настоящий момент коммерческих приборов для решения этих задач не существует. Поэтому имеет смысл кратко обсудить принципы построения таких приборов.

Очевидный и прямой метод решения данной задачи заключается в определении временной зависимости электрического поля и последующем вычислении интеграла (1). Однако прямого способа измерить эту зависимость в оптическом и смежных диапазонах не существует. В терагерцовом диапазоне такая возможность реализована для ряда источников. Для нелинейно-оптических методов получения импульсного излучения интересующая

нас зависимость может быть получена с помощью схем электрооптической регистрации. Если в системе регистрации происходит потеря униполярности из-за конечных размеров оптических элементов или малого расстояния до источника, то математическая обработка позволяет это учесть. Демонстрация униполярности излучения вблизи источника после обработки выполнена в [37]. Процедура обработки сводится к интегрированию с переменным верхним пределом экспериментальной зависимости электрического поля в дальней зоне, что позволяет вычислить его временную форму, пропорциональную полю в ближней зоне. В работе [38] был реализован оригинальный метод регистрации поля в ближней зоне, позволяющий избежать упомянутой процедуры интегрирования, и было продемонстрировано существование униполярного импульса-предвестника при генерации терагерцовых импульсов в нелинейных кристаллах. Там же показано, что импульсы предвестника имели почти прямоугольную временную зависимость электрического поля. Авторы продемонстрировали изменение временной формы и потерю униполярности при распространении импульса в свободном пространстве вследствие уменьшения доли низкочастотных компонент и исчезновения нулевой компоненты спектра.

Второй подход основан на методах радиотехники. Для обнаружения низких частот и униполярности можно использовать небольшую радиоантенну и подавать сигнал с неё на вход постоянного тока осциллографа. Этот подход был использован для демонстрации униполярности в терагерцовом импульсе в [37].

Можно привести также демонстрационный пример существования униполярности излучения в природном явлении — молнии во время грозы. Здесь спектр излучения простирается от радиодиапазона до рентгеновского. И вся совокупность электрических полей от излучения отдельных атомов до поля, порождаемого коллективным направленным движением зарядов, может обладать ненулевой электрической площадью. Для демонстрации этого факта нужно взять осциллограф. Чтобы наблюдать временную форму напряжённости поля, нужно подключить коаксиальный кабель с открытым концом в качестве антенны к входу постоянного тока осциллографа, работающего в режиме ожидания. Предостережение: подобные опыты небезопасны.

При приближении грозы развёртка осциллографа начинает следовать почти одновременно с раскатами грома, а характер импульсов меняется. Некоторые импульсы имеют ярко выраженную униполярную форму. Чтобы зафиксировать униполярность, необходимо проинтегрировать сигнал осциллографа, как было сказано выше. Пример осциллограммы и её обработки показан на рис. 4.

Причина униполярности известна. Молниевые разряды обычно состоят из однонаправленного импульса тока, проходящего по длинному, от несколько сотен метров до километров, узкому плазменному каналу в атмосфере Земли. Направленный импульс тока генерирует электромагнитный импульс. Вблизи разряда импульс однополярен. Однако вдали от него импульс становится биполярным. В лабораторных условиях подобным образом можно убедиться, что аналоги молний — линейные импульсные лампы-вспышки, питаемые постоянным напряжением, создают униполярные импульсы в ближней зоне.

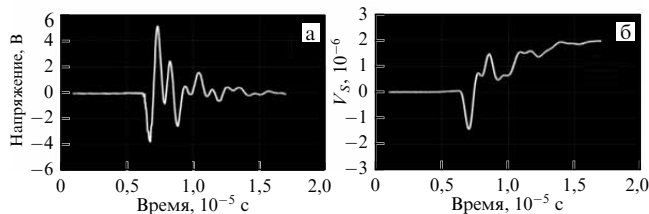


Рис. 4. (а) Осциллограмма напряжения на выходе коаксиального кабеля во время грозы. (б) Численное интегрирование осциллограммы (а) с переменным верхним пределом, показывающее наличие униполярности в исходном импульсе (а).

5. Трёхмерные и одномерные схемы и модели

Коаксиальные волноводы. В разделе 4 указывается, что в свободном пространстве исходно униполярные импульсы по мере распространения превращаются в биполярные вследствие дифракции. Избежать такого проявления дифракции при помощи обычных волноводов не удаётся из-за наличия у них частоты отсечки — волны с частотами ниже критической в волноводе не распространяются. Однако частота отсечки отсутствует у широко используемых в радиотехнике коаксиальных волноводов. В них главные волны любой частоты распространяются между двумя коаксиальными металлическими поверхностями со скоростью света в вакууме (в полом волноводе). В таких волноводах униполярные импульсы распространяются на значительное расстояние [39].

Указанная особенность коаксиальных кабелей подтверждается достаточно простым экспериментом. В нём униполярный импульс с выхода скоростного фотодиода, возникающий при регистрации коротких импульсов излучения титан-сапфирового лазера, практически без изменений формы передаётся длинным коаксиальным кабелем. На рисунке 5 приведён пример осциллограмм. Длительность импульса на половине высоты при прямом подключении фотодиода (рис. 5а), по нашим оценкам, не превышала 100 пс. Это соответствует дли-

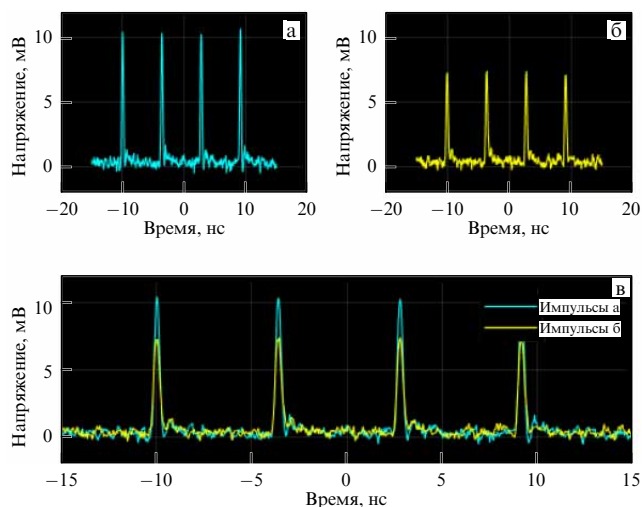


Рис. 5. Осциллограммы импульсов от фотодиода, регистрирующего короткие лазерные импульсы, при подключении непосредственно ко входу осциллографа (а) и через 3-метровый коаксиальный кабель (б); сравнение этих импульсов (в).

тельности импульса в пространстве 3 см. Длина кабеля в 3 м превышает данное значение в 100 раз. Форма регистрируемых импульсов вследствие прохождения кабеля такой длины меняется незначительно (рис. 5б). Амплитуда уменьшается, а длительность немного увеличивается. Однако униполярность импульса, прошедшего через кабель, сохраняется. Сравнение импульсов дано на рис. 5в.

Квазиуниполярные импульсы. Примечательно, что при фиксации поперечной структуры главных волн их амплитуда подчиняется одномерному волновому уравнению. Это оправдывает популярное в литературе одномерное рассмотрение распространения предельно коротких импульсов. Однако правило сохранения (9), справедливое в отсутствие ферромагнитного гистерезиса, накладывает ограничения на использование в теории дальнейших упрощений. В частности, широко применяемое "приближение однонаправленного распространения" [40] может приводить к качественно некорректным выводам [41], как показано в [42, 43]. Действительно, как следует из (7), при линейной поляризации излучения производная $\partial E/\partial z$ должна быть пропорциональна $\partial V/\partial t$. Поэтому $\partial E/\partial z$ должна быть пропорциональна временной производной от функции напряжённости электромагнитного поля и их производных, что не соблюдается в [41]. В представленных ниже теоретических результатах используется приближение одномерного распространения при соблюдении правила сохранения.

На практике сложно получить строго униполярный импульс, и практическое значение имеют квазиуниполярные импульсы. Например, излучение может иметь два полуцикловых импульса разной полярности, временной интервал между которыми намного больше их длительности. В таких случаях воздействие подобного излучения на вещество можно рассматривать как воздействие изолированных униполярных импульсов, если среда, образно говоря, успевает "забыть" действие первого полуцикла к моменту воздействия на неё второго. Другая ситуация — когда импульс имеет короткий однополярный всплеск большой амплитуды с длинными фронтами противоположной полярности и малой амплитуды. Если воздействие нелинейно по электрической напряжённости, то длинные и малоамплитудные фронты не проявят себя.

Для получения полуцикловых импульсов необходимо специфическое движение зарядов в источнике. Полуциклические импульсы возникают при быстрых изменениях тока за короткий промежуток времени, когда равномерно и прямолинейно движущиеся заряды замедляются или ускоряются. В картине силовых линий напряжённости поля появляется характерный перегиб — однополярный полуцикловый импульс излучения.

В терагерцовой фотонике короткие лазерные импульсы создают однонаправленные токи в полупроводниках [44]. Мощные короткие лазерные импульсы выбрасывают из металла электроны. Последние в процессе взаимодействия с излучением ускоряются и становятся источниками полуцикловых импульсов [45]. В настоящий момент это большие и сложные экспериментальные установки. Интерес представляют простые квантовые системы, которые, подобно атомам и молекулам, способны непосредственно генерировать полуцикловые импульсы. Один из таких вариантов — последовательности полуцикловых импульсов фемтосекундной длительности в

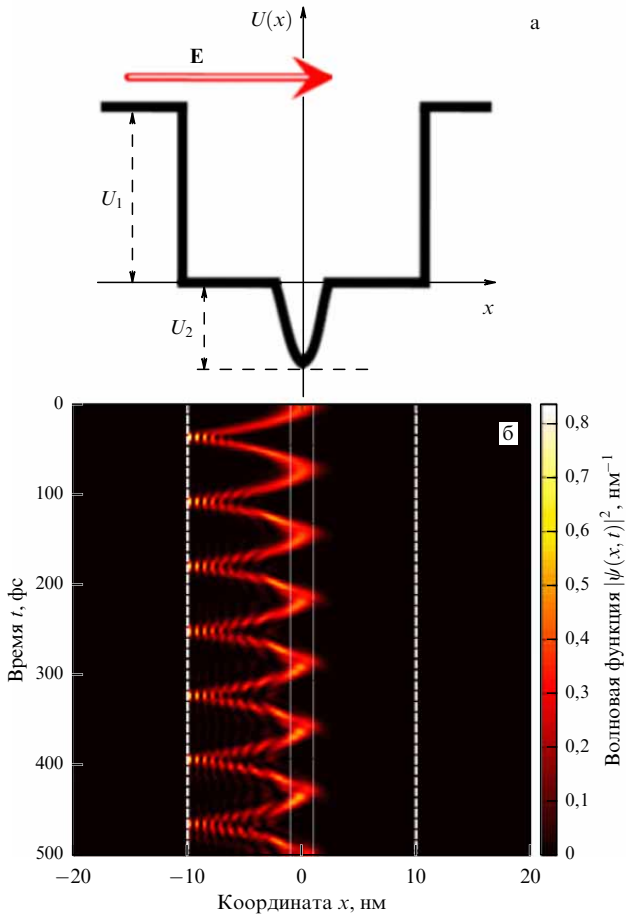


Рис. 6. (а) Вложенная квантовая яма и (б) движение в ней волнового пакета.

структуре из квантовых ячеек, имеющих вид вложенных квантовых ям [46].

Идея метода заключается в том, чтобы заставить электрон в квантовой системе совершать негармоничное периодическое колебательное движение внутри удерживающего потенциала. Для реализации такого потенциала предлагается структура, состоящая из двух вложенных друг в друга квантовых ям (рис. 6). В этой системе одна квантовая яма небольшой глубины встроена внутрь гораздо более глубокой квантовой ямы. Добавление второй квантовой ямы позволяет, с одной стороны, локализовать волновую функцию основного состояния внутри неё и, с другой стороны, сбалансировать дисперсионное уширение электронного волнового пакета при его движении.

Исходно заряд находится в малой яме глубиной U_2 , под действием импульса поля E заряд переходит во внешнюю яму глубиной U_1 с крутыми стенками и совершает ограниченное периодическое движение. Заряд не может покинуть внешнюю яму. Рисунок показывает движение волнового пакета заряженной частицы с массой и зарядом электрона. Каждый раз, когда он отражается от границы внешней квантовой ямы, возникает полуцикловый импульс, который пропорционален ускорению электронного волнового пакета. Зависимость напряжённости поля от времени показана на рис. 7. Принятая в расчёте форма потенциала позволяет получать полуцикловые квазиуниполярные импульсы длительностью менее 10 фс

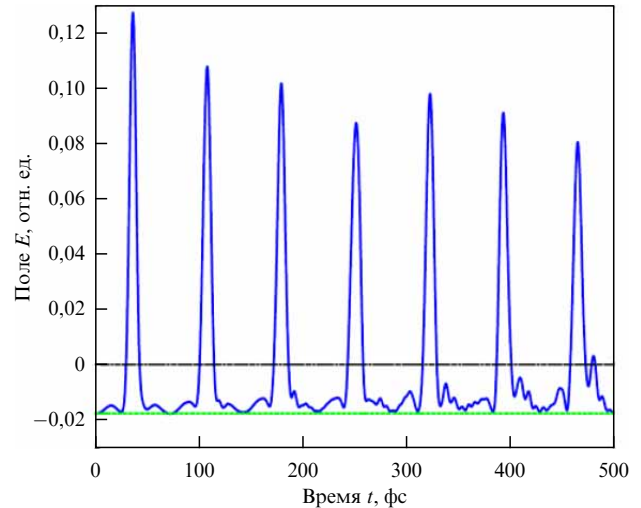


Рис. 7. Зависимость напряжённости поля в дальней зоне от времени (квазиуниполярные импульсы излучения).

(в данном примере около 7 фс) со сверхвысокой частотой повторения импульсов 10 ТГц при следующих параметрах: $U_1 = 2$ эВ, $L_1 = 20$ нм, $U_2 = 0,06$ эВ, $L_2 = 2$ нм, $E = 10^8$ В м⁻¹. Здесь L_1 и L_2 — размеры внешней и внутренней ям соответственно.

Профилированные униполярные импульсы. Доступность изменения временной формы полуцикловых импульсов расширяет возможности их использования для сверхбыстрого управления динамикой квантовых систем [47–50]. Одним из подходов здесь является метод синтеза Фурье временной формы импульсов [51]. Он основан на манипулировании фазами и амплитудами спектральных компонент в пределах очень широкого спектра.

Манипулировать формой полуциклических импульсов можно, пропуская их через нелинейные среды [52, 53]. Пусть задержка между двумя короткими полуцикловыми импульсами равна половине периода резонансного перехода частиц среды. Колебания поляризации среды на частоте перехода индуцируются первым импульсом и гасятся вторым. Таким образом возникает полуволна поляризации.

При распространении внутри пространственно-однородной среды такая полуволна поляризации не вызывает никакого излучения. Однако в случае среды с пространственно-неоднородным распределением вещества амплитуда этого всплеска изменяется при его распространении, что приводит к излучению униполярных импульсов с различными временными профилями в зависимости от профиля неоднородности (рис. 8).

Полуцикловые импульсы в резонансно-поглощающей среде. Предыдущие исследования распространения малоцикловых импульсов, проведённые для модели двухуровневой поглощающей среды [54, 55], показали некоторые аналогии с ситуацией когерентного распространения многоцикловых импульсов в режиме самоиндуцированной прозрачности (СИП), когда справедлива теорема площадей Макколлы и Хана [56–59]. Однако в случае предельно коротких и тем более униполярных импульсов понятие огибающей теряет смысл. Поэтому для описания распространения импульсов в среде необходимо решать полную систему уравнений Максвелла–Блоха для многоуровневой среды с учётом релаксации среды,

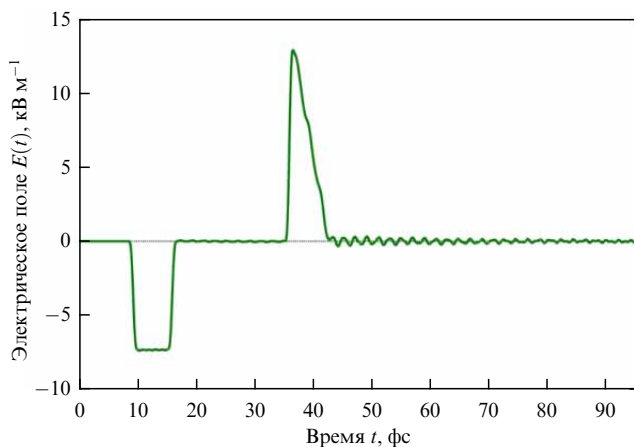


Рис. 8. Напряжённость поля излучения, сформированная слоем среды. Пространственная плотность вещества на крае слоя толщиной 2 мкм нарастает по линейному закону, внутри среды постоянна на длине 2 мкм, на следующей границе среды спадает до нуля по квадратичному закону в слое также толщиной 2 мкм. Линейное нарастание даёт приблизительно прямоугольный импульс, а квадратичный спад — треугольный импульс.

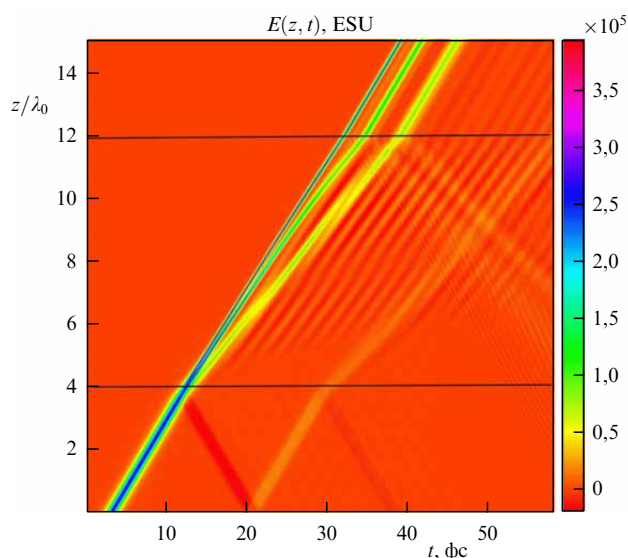


Рис. 9. Пространственно-временная динамика электрического поля $E(z, t)$ в трёхуровневой среде. Среда располагалась между границами, обозначенными пунктирными линиями, $z_1 = 4\lambda_0$ и $z_2 = 12\lambda_0$. $\lambda_0 = 700$ нм — длина волны резонансного перехода 1–2 в трёхуровневой среде.

что даёт более реалистичную картину взаимодействия такого излучения с веществом.

Численные расчёты распространения полуволнового униполярного импульса в трёхуровневой поглощающей среде, выполненные в [60], служат следующим шагом после двухуровневой модели, выявляя ряд отличий от случая распространения в двухуровневой среде. Например, полуволновый импульс, который действует как 4π-импульс СИП для основного перехода 1–2 в двухуровневой среде и распадается в ней на два импульса, в трёхуровневой среде проявляется, как 6π-импульс, и распадается на три импульса.

Пример пространственно-временной динамики электрического поля в трёхуровневой среде представлен

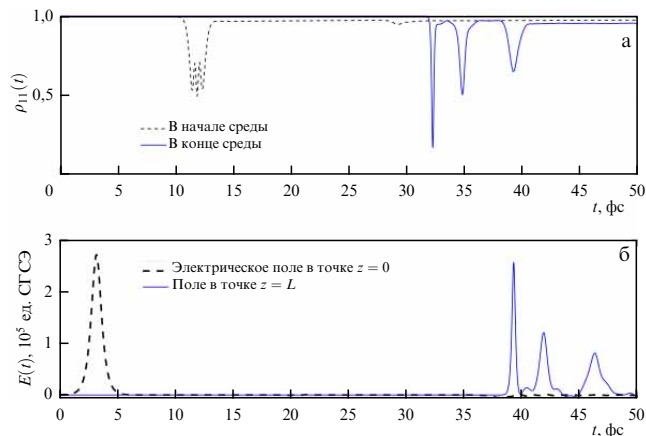


Рис. 10. (а) Временная зависимость населённости основного состояния среды, штриховая линия — в начале среды, сплошная синяя линия — в конце среды. (б) Временная зависимость электрического поля $E(t)$ в левой части области интегрирования $z = 0$ (штриховая кривая слева) и в правой части $z = L$ (сплошная линия справа).

на рис. 9. В этом примере на вход среды подавался униполярный импульс в форме гиперболического секанса, $E(t) = E_0 \operatorname{sech}((t - z/c)/\tau)$. Его амплитуда, $E_0 = 2,7 \times 10^5$ ESU, и длительность $\tau = 380$ ас были подобраны таким образом, чтобы он действовал, как 4π-импульс для перехода 1–2 в двухуровневой среде. Временная зависимость населённости основного состояния на входе среды и на выходе из неё, а также зависимость электрического поля от времени в начале и в конце области интегрирования приведены на рис. 10.

Численный расчёт показал, что исходный импульс расщепляется в среде на три импульса, длительность которых существенно меньше, чем у исходного импульса. Они распространяются в среде с различной скоростью (см. рис. 9 и 10). При этом каждый такой импульс по отдельности действует так, что среда возбуждается, а затем возвращается практически в исходное состояние (см. рис. 10). Приведённый пример иллюстрирует возможные трансформации, в частности, компрессию и мультиплицирование полуволновых импульсов при нелинейном распространении в многоуровневых средах. Отметим, что численные решения подтвердили справедливость сохранения электрической площади согласно выражению (9).

Динамические решётки и микрорезонаторы. Предельно короткие импульсы предоставляют возможность создания и сверхбыстрого управления решётками разности населённости и динамических микрорезонаторов при когерентном взаимодействии таких импульсов со средой, когда длительность импульсов короче времён релаксации в среде. Обычно решётки атомных населённостей создаются при интерференции перекрывающихся монохроматических пучков в резонансной среде [61]. Такие решётки имеют множество практических применений в оптике и спектроскопии. Отметим, что ранее аналогичные решётки изучались в случае многоцикловых импульсов [62], не перекрывающихся в среде, и применялись в эхо-голографии [63].

Однако данные способы создания решёток не позволяют достаточно быстро изменять их параметры. Для этой цели удобно использовать предельно короткие световые импульсы. Как показано ранее, при когерентном

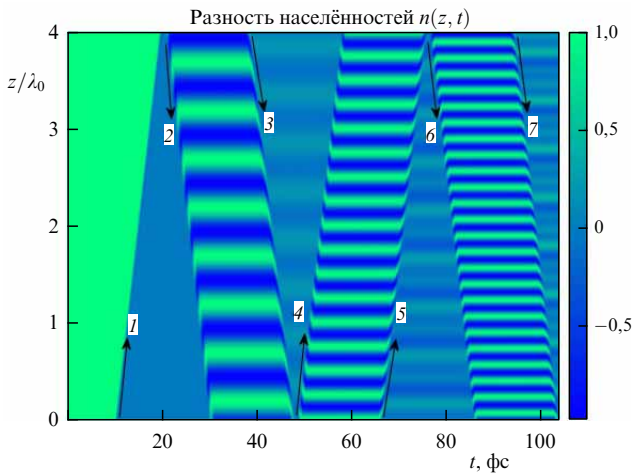


Рис. 11. Пространственно-временная динамика разности населённости, показывающая возможность создания, стирания и мультиплицирования пространственной частоты решёток под действием последовательности полуцикловых импульсов гауссовой формы в двухуровневой среде, $E(t) = E_0 \exp(-t^2/\tau^2)$. Амплитуда импульсов $E_0 = 3 \times 10^7$ В см⁻¹, длительность $\tau = 380$ ас. Длина волны резонансного перехода $\lambda_0 = 700$ нм.

распространении предельно коротких световых импульсов в резонансной среде они могут создавать и сверхбыстро менять параметры решёток разности населённости на временах порядка длительности импульсов [64, 65].

Пример динамики таких решёток представлен на рис. 11 для действия последовательности полуцикловых аттосекундных импульсов на двухуровневую среду. Номера импульсов, входящих в заданный момент времени в среду, обозначены цифрами. Стрелки показывают направление распространения импульса с заданным номером. Этот пример подтверждает возможность создания, стирания и мультиплицирования пространственного периода решёток на субфемтосекундных временных масштабах. Аналогичная динамика решёток возможна и в многоуровневой среде [65].

Исследования показали также возможность создания динамических микрорезонаторов и управления ими в резонансной среде. Подобные структуры возникают при столкновении в среде предельно коротких импульсов. В данном случае в области перекрытия импульсов в среде населённость имеет постоянное значение [66]. А по обе стороны от неё возникает решётка населённости брэгговского типа. В таком смысле можно говорить о том, что в среде возникает резонатор с брэгговскими зеркалами. Подобные структуры могут использоваться для быстрых оптических переключателей и в системах хранения света. Отметим также возможность создания такого квазирезонатора при когерентном распространении одиночного одноциклового импульса в оптически плотной среде. Это приводит к возникновению интересного явления — самоостановки света [67].

Среды, где создаются рассмотренные решётки, могут являться примером так называемых пространственно-временных фотонных кристаллов (SpatioTemporal Photonic Crystals, STPC), т.е. сред, в которых показатель преломления меняется в пространстве и во времени, или временных фотонных кристаллов (Photonic Time Crystals, PTC) — сред, в которых показатель преломления быстро

меняется во времени. В последнее время такие среды являются предметом активного исследования в оптике [68, 69]. Одним из возможных их применений является создание беспорогового лазерного источника [70].

Реализация быстрого изменения показателя преломления среды является сложной задачей, так как нелинейно-оптические процессы обычно сравнительно медленные. Для этой цели используют различные экзотические материалы [71, 72]. В приведённых выше примерах создание решёток происходит за счёт когерентного взаимодействия предельно коротких импульсов со средой, возникающим, когда длительность световых импульсов и временные интервалы между ними меньше времени релаксации поляризации среды T_2 [64, 65, 73–75]. Данный механизм может быть использован для создания решёток, т.е. реализации STPC в атомных средах под действием предельно коротких импульсов [75].

Голография. Практические применения, пока ещё потенциальные, коротких униполярных электромагнитных импульсов базируются на специфике их воздействия на микрообъекты и вещество. Это открывает много новых возможностей и ломает сложившиеся привычные представления. Один из таких примеров — голография. Разберём, что может дать применение униполярных импульсов в голографии и как изменится её схема.

Принято считать, что голография с необходимостью требует взаимной когерентности предметного и опорного пучков в области регистрации голограммы для формирования картины интерференции. В регистрирующей среде остаётся картина интерференции, запечатлённая в оптических характеристиках, которые изменились пропорционально интенсивности света. Это накладывает ограничения на допустимые смещения объекта при записи голограммы. Они должны быть малы. Длительности импульсов излучения должны быть достаточны для перекрытия опорного и объектного пучков в регистрирующей среде. Поэтому короткие импульсы в несколько циклов, тем более импульс в половину цикла, кажутся неприменимыми в голографии.

На рисунке 12 показана схема записи голограммы во встречных пучках для трёх типов излучения: монохроматического, импульсного многоциклового и полуциклового униполярного. В среде, например голографической фотопластинке, должна быть зафиксирована картина интерференции между объектной, отражённой от объекта волной и идущей сквозь пластинку опорной волной. Понятно, что в первых двух ситуациях действуют упомянутые ограничения, а униполярный импульс неприемлем для голографической записи в фотопластинке.

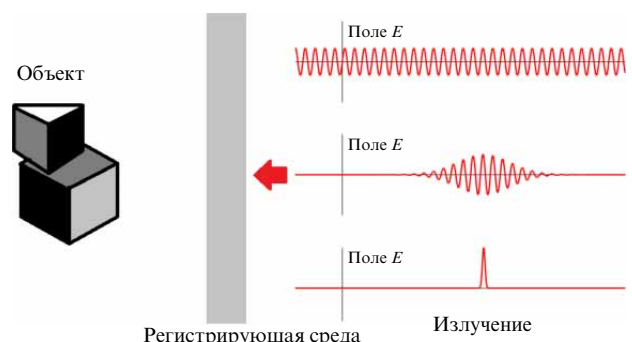


Рис. 12. Схема записи голограммы во встречных пучках.

Заменим фотопластинку на резонансную среду с большим временем фазовой памяти T_2 и используем только униполярный импульс. Он возбудит когерентные движения диполей в частицах регистрирующей среды во всём засвеченном объёме. В ней возникнет волна поляризации. Она образована согласованными и сдвинутыми по фазе в зависимости от положения в пространстве осцилляциями дипольных моментов частиц среды. Волна поляризации будет двигаться вслед за импульсом. На встречу этой волне пойдёт рассеянное объектом излучение. В зависимости от фазы колебаний дипольных моментов частиц, импульс рассеянного объектом излучения либо подавляет, либо усиливает колебания диполей, т.е. возбуждает или девозбуждает среду. Следовательно, возникает решётка разности населённости. Пространственное распределение разности населённости полностью совпадает с картиной интерференции, которая возникла бы в аналогичной стационарной голографической схеме с использованием соответствующего когерентного монохроматического источника [76].

Отметим, в традиционной голографии требуется когерентность излучения, а когерентность в среде не важна. В рассмотренном варианте ситуация обратная. Для среды необходима когерентность (большое значение времени релаксации поляризации T_2 резонансных переходов), при отсутствии когерентности у излучения в привычном понимании данного термина. Таким образом, при использовании униполярных субцикловых импульсов и резонансных сред с большим временем релаксации T_2 возможна реализация голографии со сверхвысоким временным разрешением при отсутствии когерентности между опорным и предметным пучками. Это позволяет осуществить голографическую регистрацию быстро изменяющихся и движущихся объектов с предельным временным разрешением.

6. Заключение

Таким образом, уравнения электродинамики Максвелла показывают, что источником униполярности электромагнитных импульсов служат интегральная плотность электрических зарядов и перемагничивание. В первом случае униполярность обеспечивается при временном разведении и последующем слиянии зарядов противоположных знаков. Во втором случае перемагничивание может выражаться в переориентации как молекулярных токов, так и спинов составляющих среду частиц. Освоение оптики униполярных импульсов требует отказа от ряда привычных и выработки новых представлений, развития новых теоретических и экспериментальных методов. Уточним, что под импульсами мы понимаем структуры поля, существующие в интересующей нас пространственной области только на ограниченном интервале времени.

Важнейшей характеристикой импульсов с длительностью менее временных масштабов микрообъектов, взаимодействующих с полем, является электрическая площадь импульсов — интеграл от напряжённости электрического поля по времени. Именно электрическая площадь определяет эффективность такого взаимодействия. Векторное поле электрической площади в средах без ферромагнитного гистерезиса безвихревое, и оно подчиняется "правилу сохранения". Последнее позволяет проверить корректность приближённых способов

описания распространения малоцикловых импульсов. Вблизи своих источников униполярность может существенно проявляться в нанооптике. Распространение униполярных импульсов осуществляется главными волнами коаксиальных волноводов и эффективно описывается одномерным волновым уравнением.

В нелинейно-оптических средах малоцикловые импульсы могут расщепляться на отдельные полуцикловые, униполярные импульсы. Это позволяет говорить о полуцикловых импульсах как о элементарных составляющих биполярных импульсов. Достижимое в таких средах преобразование исходных биполярных импульсов в униполярные или квазиуниполярные, с разнесёнными и почти независимыми униполярными импульсами, достаточно для повышения эффективности воздействия импульсов на микрообъекты.

В настоящее время предложены и продемонстрированы методы получения униполярных и квазиуниполярных импульсов преимущественно в низкочастотной (терагерцовой) области спектра. Проблема эффективной генерации подобных оптических импульсов всё ещё остаётся открытой. Важность решения этой проблемы подчёркивается рядом уникальных приложений таких импульсов, в том числе голографии быстропротекающих процессов.

Авторы благодарны М.М. Глазову и А.В. Пахомову за полезные обсуждения.

Анализ в разделе 2 поддержан Государственным заданием ФТИ им. А.Ф. Иоффе, тема 0040-2019-0017. Остальные исследования поддержаны Российским научным фондом, грант 23-12-00012.

Список литературы

1. The Nobel Prize in Chemistry 1999. Summary, <https://www.nobelprize.org/prizes/chemistry/1999/summary/>
2. The Nobel Prize in Physics 2023. Press release, <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2023/press-release>
3. Borrego-Varillas R, Lucchini M, Nisoli M *Rep. Prog. Phys.* **85** 066401 (2022)
4. He Lixin et al. *Chin. Phys.* **31** 123301 (2022)
5. Hassan M Th *ACS Photonics* **11** 334 (2024)
6. Hui D et al. *Sci. Adv.* **9** eadf1015 (2023)
7. Sansone G, Poletto L, Nisoli M *Nature Photon.* **5** 655 (2011)
8. Рябикин М Ю, Емелин М Ю, Стрелков В В *УФН* **193** 382 (2023); Ryabikin M Yu, Emelin M Yu, Strelkov V V *Phys. Usp.* **66** 360 (2023)
9. Jackson J D *Classical Electrodynamics* (New York: J. Wiley, 1962); Пер. на русск. яз.: Джексон Дж *Классическая электродинамика* (М.: Мир, 1965)
10. Бессонов Е Г *ЖЭТФ* **80** 852 (1981); Bessonov E G *Sov. Phys. JETP* **53** 433 (1981)
11. Розанов Н Н, Архипов Р М, Архипов М В *УФН* **188** 1347 (2018); Rosanov N N, Arkhipov R M, Arkhipov M V *Phys. Usp.* **61** 1227 (2018)
12. Архипов Р М, Архипов М В, Розанов Н Н *Квантовая электроника* **50** 801 (2020); Arkhipov R M, Arkhipov M V, Rosanov N N *Quantum Electron.* **50** 801 (2020)
13. Розанов Н Н *УФН* **193** 1127 (2023); Rosanov N N *Phys. Usp.* **66** 1059 (2023)
14. Розанов Н Н, Архипов М В, Архипов Р М, Пахомов А В, в кн. *Терагерцовая фотоника* (Под ред. В Я Панченко, А П Шкуринова) (М.: Российская академия наук, 2023) с. 360, коллективная монография
15. Архипов Р М и др. *Письма в ЖЭТФ* **105** 388 (2017); Arkhipov R M et al. *JETP Lett.* **105** 408 (2017)
16. Rosanov N et al. *Phys. Rev. A* **104** 063101 (2021)
17. Архипов Р М и др. *Письма в ЖЭТФ* **114** 156 (2021); Arkhipov R M et al. *JETP Lett.* **114** 129 (2021)

18. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Электродинамика сплошных сред* (М.: Наука, 1982); Пер. на англ. яз.: Landau L D, Lifshitz E M *Electrodynamics of Continuous Media* (Oxford: Pergamon Press, 1984)
19. Розанов Н Н *Оптика и спектроскопия* **107** 761 (2009); Rosanov N N *Opt. Spectrosc.* **107** 721 (2009)
20. Розанов Н Н *Диссипативные оптические солитоны от микро- к нано- и атто-* (М.: Физматлит, 2011)
21. Aharonov Y, Bohm D *Phys. Rev.* **115** 485 (1959)
22. Архипов Р М, Архипов М В, Розанов Н Н *Письма в ЖЭТФ* **111** 794 (2020); Arkhipov R M, Arkhipov M V, Rosanov N N *JETP Lett.* **111** 668 (2020)
23. Плаченнов А Б, Розанов Н Н *Изв. вузов. Радиофизика* **65** 1003 (2022); Plachenov A B, Rosanov N N *Radiophys. Quantum Electron.* **65** 911 (2023)
24. Фещенко Р М *ЖЭТФ* **163** 461 (2023); Feshchenko R M *J. Exp. Theor. Phys.* **136** 406 (2023)
25. Rosanov N N *Opt. Lett.* **49** 1493 (2024)
26. Song D et al. *Ultrafast Sci.* **3** 0007329 (2023)
27. Jhuria K et al. *Nat. Electron.* **3** 680 (2020)
28. Ginzburg V L, Frank I M *J. Phys. USSR* **9** 353 (1945); расширенная русск. версия: Гинзбург В Л, Франк И М *ЖЭТФ* **16** 15 (1946)
29. Glazov M M, Rosanov N N *Phys. Rev. A* **109** 053523 (2024)
30. Екимов А И, Онущенко А А *Письма в ЖЭТФ* **34** 363 (1981); Ekimov A I, Onushchenko A A *JETP Lett.* **34** 345 (1981)
31. The Nobel Prize in Chemistry 2023. Aleksey Yekimov. Facts, <https://www.nobelprize.org/prizes/chemistry/2023/yekimov/facts/>
32. Ivchenko E L *Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures* (Harrow, UK: Alpha Science, 2005)
33. Poddubny A N, Glazov M M, Averkiev N S *New J. Phys.* **15** 025016 (2013)
34. Born M, Wolf E *Principles of Optics* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2019); Пер. на русск. яз.: Борн М, Вольф Э *Основы оптики* (М.: Наука, 1970)
35. Harmuth H F *Nonsinusoidal Waves for Radar and Radio Communication* (New York: Academic Press, 1981); Пер. на русск. яз.: Хармут Х Ф *Несинусоидальные волны в радиолокации и радиосвязи* (М.: Радио и связь, 1985)
36. Taylor J D *Introduction to Ultra-Wideband Radar Systems* (Boca Raton, FL: CRC Press, 2020) <https://doi.org/10.1201/9781003068112>
37. Архипов М В и др. *Письма в ЖЭТФ* **115** 3 (2022); Arkhipov M V et al. *JETP Lett.* **115** 1 (2022)
38. Пуяков I E et al. *Opt. Express* **30** 14978 (2022)
39. Розанов Н Н *Оптика и спектроскопия* **127** 960 (2019); Rosanov N N *Opt. Spectrosc.* **127** 1050 (2019)
40. Kolesik M, Moloney J V *Phys. Rev. E* **70** 036604 (2004)
41. Богацкая А В, Попов А М *Письма в ЖЭТФ* **118** 291 (2023); Bogatskaya A V, Popov A M *JETP Lett.* **118** 296 (2023)
42. Пахомов А В и др. *Письма в ЖЭТФ* **119** 100 (2024); Pakhomov A V et al. *JETP Lett.* **119** 94 (2024)
43. Розанов Н Н и др. *Оптика и спектроскопия* **132** 142 (2024); Rosanov N N *Opt. Spectrosc.* **132** 128 (2024)
44. Lepeshov S A et al. *Laser Photon. Rev.* **11** 1600199 (2017)
45. Fülöp J A, Tzortzakis S, Kampfrath T *Adv. Opt. Mater.* **8** 1900681 (2020)
46. Arkhipov M V et al. *Opt. Lett.* **48** 4637 (2023)
47. Cirmi G et al. *Laser Photon. Rev.* **17** 2200588 (2023)
48. Hassan M Th et al. *Nature* **530** 66 (2016)
49. Бастракова М В, Кленов Н В, Сатанин А М *ФТТ* **61** 1565 (2019); Bastrakova M V, Klenov N V, Satanin A M *Phys. Solid State* **61** 1515 (2019)
50. Arkhipov R et al. *Opt. Express* **28** 17020 (2020)
51. Hassan M Th et al. *Rev. Sci. Instrum.* **83** 111301 (2012)
52. Pakhomov A et al. *Phys. Rev. A* **106** 053506 (2022)
53. Pakhomov A et al. *Opt. Lett.* **48** 6504 (2023)
54. Архипов Р М, Розанов Н Н *Оптика и спектроскопия* **124** 691 (2018); Arkhipov R M, Rosanov N N *Opt. Spectrosc.* **124** 726 (2018)
55. Arkhipov R et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **38** 2004 (2021)
56. McCall S L, Hahn E L *Phys. Rev.* **183** 457 (1969)
57. Крюков П Г, Летохов В С *УФН* **99** 169 (1969); Kryukov P G, Letokhov V S *Sov. Phys. Usp.* **12** 641 (1970)
58. Allen L, Eberly J H *Optical Resonance and Two-Level Atoms* (New York: Wiley, 1975); Пер. на русск. яз.: Аллен Л, Эберли Дж *Оптический резонанс и двухуровневые атомы* (М.: Мир, 1978)
59. Полуэктов И А, Попов Ю М, Ройтберг В С *УФН* **114** 97 (1974); Poluektov I A, Popov Yu M, Roitberg V S *Sov. Phys. Usp.* **17** 673 (1975)
60. Архипов Р М, Пахомов А В, Архипов М В, Розанов Н Н *ЖЭТФ* **166** 174 (2024); Arkhipov R M, Pakhomov A V, Arkhipov M V, Rosanov N N *J. Exp. Theor. Phys.* **139** (2) (2024) in press
61. Eichler H J, Günter P, Pohl D W *Laser-Induced Dynamic Gratings* (Springer Series in Optical Sciences, Vol. 50) (Berlin: Springer-Verlag, 1986)
62. Моисеев С А, Штырков Е И *Квантовая электроника* **18** 447 (1991); Moiseev S A, Shtyrkov E I *Sov. J. Quantum Electron.* **21** 403 (1991)
63. Штырков Е И *Оптика и спектроскопия* **114** 105 (2013); Shtyrkov E I *Opt. Spectrosc.* **114** 96 (2013)
64. Arkhipov R M et al. *Opt. Lett.* **41** 4983 (2016)
65. Arkhipov R et al. *Sci. Rep.* **11** 1961 (2021)
66. Diachkova O O et al. *Opt. Commun.* **538** 129475 (2023)
67. Arkhipov M, Arkhipov R, Babushkin I, Rosanov N *Phys. Rev. Lett.* **128** 203901 (2022)
68. Sharabi Y et al. *Optica* **9** 585 (2022)
69. Boltasseva A, Shalaev V M, Segev M *Opt. Mater. Express* **14** 592 (2024)
70. Xu K et al. *Opt. Lett.* **49** 842 (2024)
71. Lustig E et al. *Nanophotonics* **12** 2221 (2023)
72. Saha S et al. *Opt. Express* **31** 8267 (2023)
73. Diachkova O O et al. *Opt. Commun.* **565** 130666 (2024)
74. Архипов Р М *Квантовая электроника* **54** (2) 77 (2024); Arkhipov R M *Bull. Lebedev Phys. Inst.* **51** (Suppl. 5) S365 (2024)
75. Arkhipov R et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **41** 1721 (2024)
76. Архипов Р М, Архипов М В, Розанов Н Н *Письма в ЖЭТФ* **111** 586 (2020); Arkhipov R M, Arkhipov M V, Rosanov N N *JETP Lett.* **111** 484 (2020)

Extremely short and unipolar light pulses: state of the art

N.N. Rosanov^(a), M.V. Arkhipov^(b), R.M. Arkhipov^(c)

Ioffe Institute, ul. Politekhnicheskaya 26, 194021 St. Petersburg, Russian Federation

E-mail: ^(a) nnrosanov@mail.ru, ^(b) mikhail.v.arkhipov@gmail.com, ^(c) arkhipovrostislav@gmail.com

A review of recent results in the field of short and half-cycle electromagnetic pulses is presented. The sources of their electric area, i.e., the integral of the electric field strength over time, which is the main characteristic of extremely short pulses, are brought to light. The formation of unipolar and quasi-unipolar pulses under the influence of low-cycle pulses on a quantum dot and on nested quantum wells is analyzed. A number of potential applications of unipolar electromagnetic pulses are discussed.

Keywords: unipolar electromagnetic pulses, electric area of pulses, Maxwell's equations, holography of fast processes

PACS numbers: 41.20.Jb, 41.75.Ht, 42.65.Re

Bibliography — 76 references
Uspekhi Fizicheskikh Nauk **194** (11) 1196–1206 (2024)
 DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2024.07.039718>

Received 11 March 2024, revised 5 July 2024
Physics—Uspekhi **67** (11) (2024)
 DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2024.07.039718>