

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН

УДК 551.510.61

Распространение ультракоротких лазерных импульсов в сухом и влажном воздухе

Е.С. Мануйлович¹, В.А. Астапенко¹, П.А. Головинский^{1,2*}

¹Московский физико-технический институт (государственный университет)
141700, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., 9

²Воронежский государственный архитектурно-строительный университет
394030, г. Воронеж, ул. 20-летия Октября, 84

Поступила в редакцию 8.08.2014 г.

Рассмотрено распространение ультракороткого лазерного импульса в атмосфере с учетом дифракции и дисперсионных свойств атмосферы. Представлены результаты численного моделирования распространения импульсов длительностью от единиц до десятков фемтосекунд в воздухе при комнатной температуре. Продемонстрировано быстрое расплывание таких импульсов при скорректированной гауссовой форме временной огибающей. Рассчитано распространение импульса с отрицательным начальным chirпом в сухом и влажном воздухе, позволяющим частично скомпенсировать эффекты дисперсии и дифракции. Получена зависимость расстояния, на котором длительность импульса становится минимальной, от влажности воздуха.

Ключевые слова: ультракороткий импульс, дисперсия воздуха, дифракция, распространение, влажность, chirp; ultrashort pulse, air dispersion, diffraction, propagation, humidity, chirp.

Введение

Распространение лазерного излучения в атмосфере представляет значительный интерес как с точки зрения общих закономерностей этого явления, так и в связи с многообразными практическими приложениями [1]. Значительная часть усилий в этой области была направлена на исследование распространения лазерных импульсов большой интенсивности, для которых важную роль играют оптические нелинейности [2, 3]. Использование распространяющихся импульсов значимо для исследования характеристик атмосферы, включая измерение времен релаксации и декогеренции [4, 5]. Существенное влияние на распространение лазерных импульсов в атмосфере оказывает ее турбулентность [6–8]. Вносимые ею искажения могут быть частично скомпенсированы методами адаптивной оптики [9–11].

Понимание характера распространения ультракоротких импульсов (УКИ) малой интенсивности в атмосфере в рамках линейной электродинамики необходимо для метеорологических и геодезических измерений, а также для организации беспроводной оптической передачи данных [12]. Такие измерения, а также связанные с ними теоретические расчеты эффектов распространения требуют точного учета дисперсии воздуха, так как при регистрации сигнала

необходимо уметь отделять эффекты искажения импульса зондирующего излучения в атмосфере от воздействия самой измеряемой величины. При организации воздушной оптической передачи данных влияние дисперсионного расплывания импульса накладывает ограничения на минимальную длительность импульса и, следовательно, пропускную способность канала, а поглощение в атмосфере — на максимальную дистанцию передачи сигнала.

Реальные лазерные импульсы имеют конечный поперечный размер, что подразумевает наличие дифракционного пространственного расплывания длинных импульсов, а для коротких импульсов — формирование сложной пространственно-временной динамики [13–16]. Однако существенные изменения пространственно-временной структуры импульса в процессе его линейного распространения в вакууме обнаружены теоретически и экспериментально [17, 18] только для малоцикловых импульсов и апертур, сопоставимых с продольными размерами импульсов или вблизи каустик.

Дисперсионное расплывание импульсов в атмосфере было рассмотрено в работе [19]. В ней моделировалось распространение импульсов в линейно-диспергирующей среде. Для расчетов использовались импульсы в гауссовой временной форме и в форме гиперболического секанса. Было установлено, что при начальных длительностях импульсов порядка нескольких пикосекунд максимальное расстояние передачи сигнала составляет 1–2 км, а длительность импульса в результате дисперсионного расплывания увеличивается примерно в 2 раза. Зависимость изменения

* Егор Сергеевич Мануйлович (manues655@gmail.com); Валерий Александрович Астапенко (astval@mail.ru); Павел Абрамович Головинский (golovinski@bk.ru).

параметров пучка при его распространении от влажности и начальной ширины пучка в [19] не рассматривалась.

В работе [20] описано распространение chirпированных импульсов [21] с центральной длиной волны 800 нм и длительностью в несколько десятков фемтосекунд при различной энергии. Авторами [20] поставлена серия экспериментов по распространению УКИ на расстояние 110 м и выяснено, что нелинейными эффектами при энергии импульса до 1,9 мДж можно пренебречь. Кроме того, продемонстрировано дисперсионное сжатие импульса от начальной длительности 150 фс до минимальной 55 фс после прохождения расстояния в воздухе 110 м. Сопоставление результатов уширения импульса с теоретической оценкой [2] дало удовлетворительное согласие.

Авторы [22] измерили искажение инфракрасных лазерных импульсов, вызванное поглощением излучения водяными парами. Длительность импульсов в этих экспериментах составляла 2 пс, при этом длина волны варьировалась от 4000 до 12000 нм. Спектральная ширина импульса составляла 30 нм. Оказалось, что затуханием импульса вследствие поглощения практически можно пренебречь, так как спектральная ширина пиков поглощения много меньше спектральной ширины импульса, в результате чего поглощается лишь малая часть энергии. В то же время было обнаружено, что поглощение заметно влияет на форму и длительность импульса.

Несмотря на успехи в теоретическом понимании распространения пикосекундных и субпикосекундных импульсов, подтвержденные экспериментальными исследованиями, отсутствуют расчеты распространения более коротких импульсов фемтосекундной длительности, для которых спектральная ширина значительно больше. Для их описания уже недостаточно ограничения вторым порядком теории дисперсии без учета поглощения. В настоящей статье рассматривается распространение пучков фемтосекундных одноцикловых и трехцикловых импульсов в сухом и влажном воздухе с учетом дифракции. Моделируются также сжатие импульсов с отрицательным chirпом при распространении в атмосфере и влияние на него влажности.

Основные соотношения для описания дисперсионного распространения импульса

Эмпирические соотношения, используемые для расчета показателя преломления в зависимости от физических параметров атмосферы (давления, температуры, влажности и концентрации углекислого газа), были получены В. Edlén [23] путем обобщения экспериментальных данных и впоследствии уточнены J.C. Owens [24]. Эти соотношения описывают зависимость от параметров атмосферы действительной части показателя преломления в широких пределах: при 0–4 атм суммарного давления газов, температуре 250–320 К и относительной влажности 0–100%

относительная погрешность измерения не превышает $3 \cdot 10^{-6}$, что соответствует абсолютной погрешности измерения показателя преломления порядка 10^{-9} .

Рассмотрим распространение лазерного импульса с конечной пространственной шириной в квазиоптическом приближении, считая начальное распределение пучка в поперечном направлении гауссовым [25]. Для расчета распространения импульса в однородной диспергирующей среде воспользуемся соотношением [26]:

$$E(z, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{E_0(\omega)}{1 + 2i \frac{z}{ka^2}} \exp \left[-\frac{r^2}{a^2 \left(1 + 2i \frac{z}{ka^2} \right)} \right] \times \exp [i(\tilde{k}z - \omega t)] d\omega, \quad (1)$$

где $E_0(\omega)$ – частотный спектр импульса в точке излучения $z = 0$; r – расстояние от оси пучка в поперечном направлении; a – характерная ширина пучка в плоскости $z = 0$; $\tilde{n}(\omega)$ – комплексный показатель преломления среды; $\tilde{k}(\omega) = \omega \tilde{n}(\omega)/c$ (c – скорость света в вакууме), $k = \text{Re} \tilde{k}$ – действительная часть комплексного волнового числа. При $a \rightarrow \infty$ уравнение (1) переходит в формулу для распространения плоской волны [27]. Зависимость (1) удовлетворяет линейному уравнению квазиоптики и граничному условию: при $z = 0$ правая часть представляет собой Фурье-образ поля по времени. Учитывая, что $\tilde{n} = n + ik$, можно записать

$$E(z, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{E(\omega)}{1 + 2i \frac{z}{ka^2}} \exp \left[-\alpha(\omega)z - \frac{r^2}{a^2 \left(1 + 2i \frac{z}{ka^2} \right)} \right] \times \exp [i(kz - \omega t)] d\omega. \quad (2)$$

Здесь $n(\omega)$ – действительная часть показателя преломления; $\alpha(\omega) = k\omega/c$ – коэффициент поглощения. Точное нахождение интеграла (2) с учетом дисперсионной зависимости затруднительно, поэтому в настоящее время он вычислен только для важных случаев. Так, для бездисперсионной среды (вакуума) и гауссовой временной огибающей импульса $\exp(-t^2/T^2)$ получено аналитическое решение [28], на основании которого найдена зависимость длительности импульса от расстояния $T_1 = \sqrt{T^2 + (ar/zc)^2}$. Она показывает, что центральная часть импульса не испытывает дифракционного уширения, а в приосевых областях в ближней зоне длительность импульса может существенно увеличиваться. В дальней зоне $z \gg ka^2$ фронт волны становится плоским и длительность импульса в поперечном направлении уже не меняется.

Для расчетов нами использовались данные по поглощению излучения в водяном паре [29]. Было принято, что поглощение пропорционально концентрации молекул воды, которая при прочих равных условиях пропорциональна давлению, и $\alpha(\omega) = (P/P_0)\alpha_\omega$, где P – давление водяного пара; α_ω –

коэффициент поглощения водяного пара при давлении $P_0 = 1$ атм. В работе [24] приведены формулы для расчета действительной части показателя преломления воздуха. Они учитывают вклад сухого воздуха и водяных паров при различных парциальных давлениях. Эффективный показатель преломления многокомпонентной газовой смеси определяется соотношением

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \sum_{i=1}^2 \frac{(n_0)_i^2 - 1}{(n_0)_i^2 + 2} \frac{\rho_i}{(\rho_0)_i}. \quad (3)$$

Здесь ρ_i – плотность i -й компоненты, $i = 1$ соответствует сухому воздуху, $i = 2$ – водяному пару; $(n_0)_i$, $(\rho_0)_i$ – показатель преломления и плотность i -й компоненты при нормальных условиях ($P = 1013$ мбар, $T = 293$ К).

На рис. 1 приведены зависимость показателя преломления сухого воздуха и паров воды от длины волны [24] и спектр поглощения света парами воды [29].

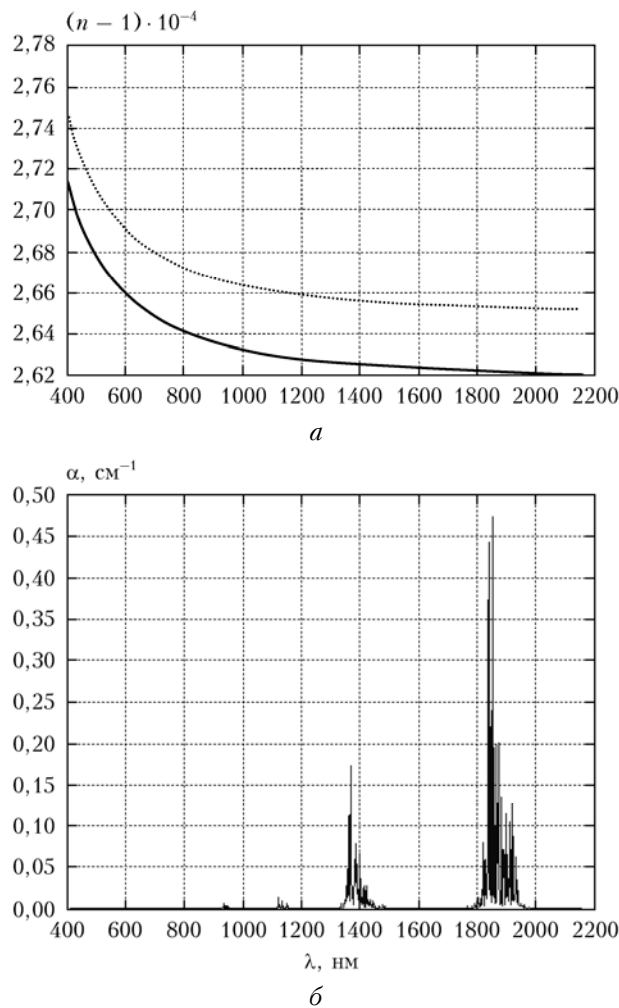


Рис. 1. Зависимость действительной части показателя преломления от длины волны: сплошная линия – сухой воздух, пунктир – влажность воздуха 40% (а); спектр поглощения света парами воды при нормальных условиях (б)

Из рис. 1 видно, что действительная часть показателя преломления имеет вид гладкой монотонной зависимости, в то время как для его мнимой части характерно наличие областей сильного поглощения.

Результаты расчетов и их анализ

Для гармонических сигналов (в том числе и электромагнитных импульсов) интеграл по времени от напряженности должен удовлетворять условию $\int E(t)dt = 0$. Для сохранения этого свойства у предельно коротких импульсов требуется уточнение использованных ранее аналитических моделей. Одной из таких усовершенствованных моделей является скорректированный гауссов импульс [30], который обеспечивает сохранение этого свойства для мало- и субцикловых импульсов. Фурье-образ напряженности электрического поля в таком импульсе имеет вид

$$E_0(\omega) = \frac{i\tau^3\omega^2}{\sqrt{8\pi}(1 + \omega_0^2\tau^2)} \times \left\{ \exp\left[-i\varphi - (\omega - \omega_0)^2 \frac{\tau^2}{2}\right] - \exp\left[i\varphi - (\omega + \omega_0)^2 \frac{\tau^2}{2}\right] \right\}, \quad (4)$$

где E_0 – амплитуда; ω_0 – центральная частота; φ – начальная фаза; τ – временной параметр, определяющий длительность импульса. Отметим, что в отличие от обычных гауссовых моделей импульсов скорректированные гауссовы импульсы не содержат компоненты поля на нулевой частоте, как это следует из формулы (4).

В качестве примера расчетов распространения нами выбраны короткие оптические импульсы длительностью 3,57 и 10,7 фс в форме скорректированного гауссова импульса с поперечником в перетяжке $a = 1$ мм. На рис. 2, 3 приведены результаты расчета распространения центральной части пучка скорректированных гауссовых импульсов в сухом и влажном воздухе на центральной длине волны 800 нм при температуре $T = 293$ К для импульсов длительностью 3,57 и 10,7 фс соответственно.

На рис. 4 изображено пространственно-временное распределение интенсивности в импульсе длительностью 10,7 фс после его распространения на дистанцию 3 м в сухом воздухе. Выбор длины волны несущей определялся областью прозрачности атмосферы. Пунктиром показана форма центральной части импульса в начальный момент времени, сплошной линией – его форма после распространения. Из приведенных на рис. 2 результатов следует, что начальная длительность импульса 3,57 фс (одноцикловый импульс) на дистанции 1 м увеличивается в 10 раз.

На рис. 3 показаны результаты расчетов распространения для импульса с начальной длительностью 10,7 фс (трехцикловый импульс), из которых видно, что на дистанции 3 м длительность импульса увеличивается в 3 раза, т.е. существенно медленнее, чем для одноциклового импульса.

Представление о поперечной структуре пучка в процессе его распространения можно составить

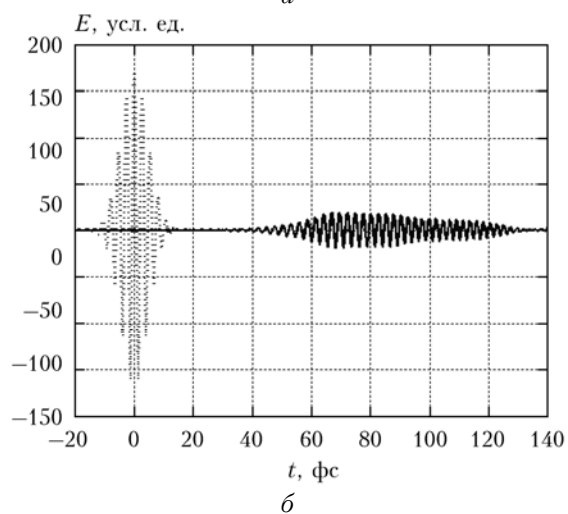
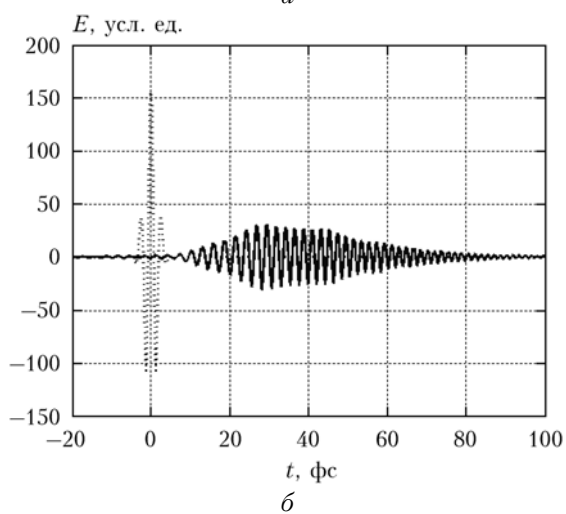
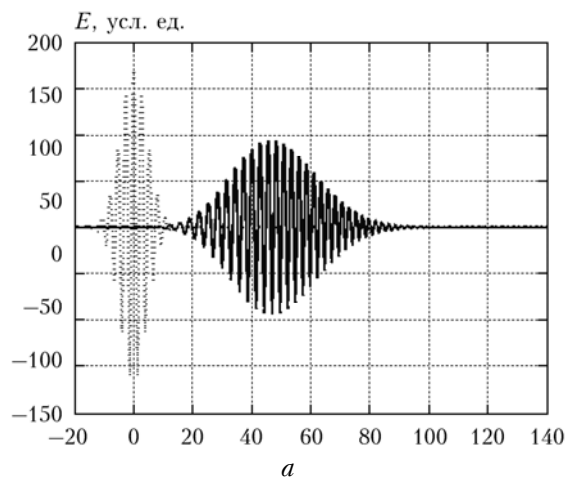
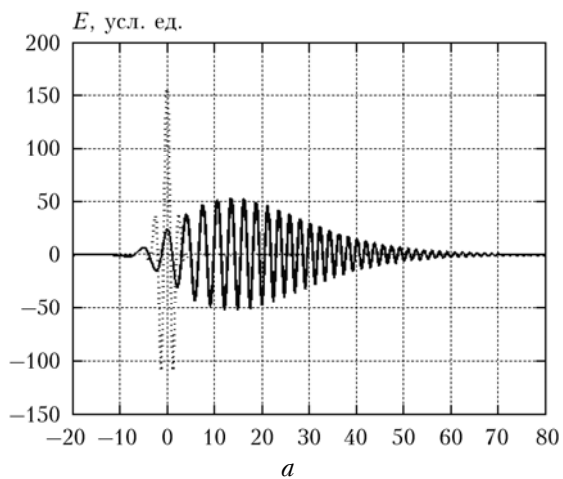


Рис. 2. Расплывание одноциклового скорректированного гауссова импульса на дистанции 1 м: сухой воздух (а); влажность воздуха 40% (б)

Рис. 3. Расплывание трехциклового скорректированного гауссова импульса на дистанции 3 м: сухой воздух (а); влажность воздуха 40% (б)

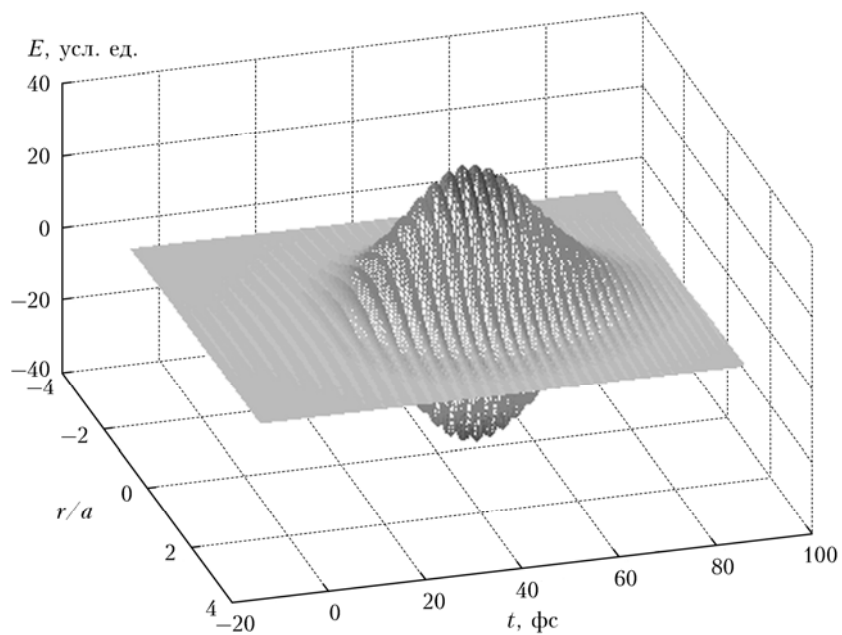


Рис. 4. Пространственно-временное распределение интенсивности в импульсе на дистанции 3 м в сухом воздухе

по зависимости его длительности от расстояния от оси пучка. На рис. 5 пунктирной кривой показано распределение длительности импульса в зависимости от поперечной координаты. Гауссианами показаны распределения модуля электрического поля от поперечной координаты. Видно, что при повышении влажности импульс по краям укорачивается.

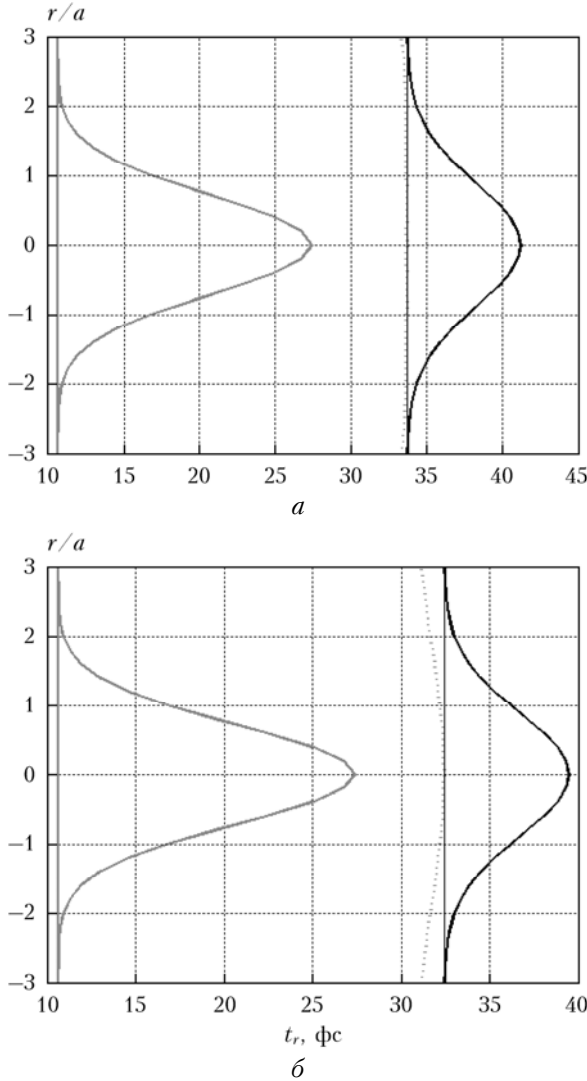


Рис. 5. Распределение длительности импульса в зависимости от поперечной координаты: r/a – расстояние от оси пучка, деленное на ширину этого пучка; t_r – длительность импульса на расстоянии r от его оси. Влажность 0 (а); 40% (б)

Поскольку спектральный состав импульса самым существенным образом влияет на его дисперсионную деформацию, рассмотрим далее распространение в сухом и влажном воздухе характерного гауссова импульса фемтосекундной длительности с отрицательным чирпом. Отрицательный чирп используется для компрессии импульсов в воздухе до напряженностей, вызывающих проявление сильных нелинейностей [3]. Суть эффекта определяется тем, что «голубые» компоненты широкого лазерного спектра такого импульса предшествуют его «красным» ком-

понентам. В ближнем инфракрасном диапазоне частот воздух обладает нормальной дисперсией и «красные» компоненты лазерного импульса нагоняют «голубые». Таким образом, в процессе распространения импульс укорачивается, а напряженность поля в нем увеличивается. Если величина напряженности достигает большой величины, то развиваются сильные нелинейности и возникает, в частности, филаментация. При сохранении линейного режима распространения, который мы и рассматриваем, дальнейшее распространение импульса характеризуется его обычным дисперсионным расплыванием. Спектр chirпированного импульса с гауссовой огибающей дается формулой [31]:

$$E_{chirp}(\omega) = \frac{E_0 \tau}{\sqrt{1 + \alpha^2}} \exp\left(-\frac{\omega^2 + \omega_0^2 + 2i\alpha\omega\omega_0}{2\omega^2}\right) \frac{\cos\beta}{\sqrt{8\pi}}. \quad (5)$$

Здесь

$$\delta\omega = \frac{\sqrt{2}\sqrt{1 + \alpha^2}}{\tau_0}; \quad \beta = \frac{1}{2} \arctg(\alpha) - \frac{\alpha(\omega^2 + \omega_0^2) - 2i\omega\omega_0}{2\omega^2};$$

$\alpha = \tau_0^2 \delta$ – безразмерный чирп; δ – чирп импульса.

Для импульса вида

$$E_0(t) \square \exp[-t^2/T^2 + i(\omega_0 t - \delta t^2)] \quad (6)$$

в отсутствие среды изменение длительности с расстоянием описывается соотношением [28]:

$$T_2^2 = T^2 + (ar/zc)^2 - \frac{\mu^2 - 1}{\mu^2/T^2 + (zc/ar)^2} \quad (7)$$

($\mu = (1 + \delta^2 T^4)^{1/2}$). Данная зависимость для $r = a$ имеет минимум на некотором расстоянии z , при котором происходит частичная компенсация дифракционного уширения и чипа.

Результат эволюции временной формы импульса (5) при его распространении на расстояния, отвечающие минимальной длительности импульса в сухом и влажном воздухе, приведен на рис. 6. Расчет произведен по формулам (2), (5) с использованием данных по комплексному коэффициенту преломления в сухом и влажном воздухе.

Рис. 6 демонстрирует эффект дисперсионного сжатия импульса с начальной длительностью 14 фс и начальным чирпом $\alpha = -3$ до длительности 4,2 фс в сухом воздухе ($z = 0,52$ м) и 5 фс в воздухе влажностью 50% ($z = 0,39$ м).

Длительность импульса как функция расстояния без учета конечной ширины импульса во втором порядке теории дисперсии может быть записана в виде [2]:

$$T(z) = T_0 \left[\left(1 + \alpha \frac{z}{Z_T}\right)^2 + \left(\frac{z}{Z_T}\right)^2 \right]^{1/2}, \quad (8)$$

где T_0 – начальная длительность импульса; $Z_T = (T_0)^2 / 4 \ln 2 \beta_2$ – длина дисперсии групповой скорости; β_2 – параметр дисперсии групповой скорости.

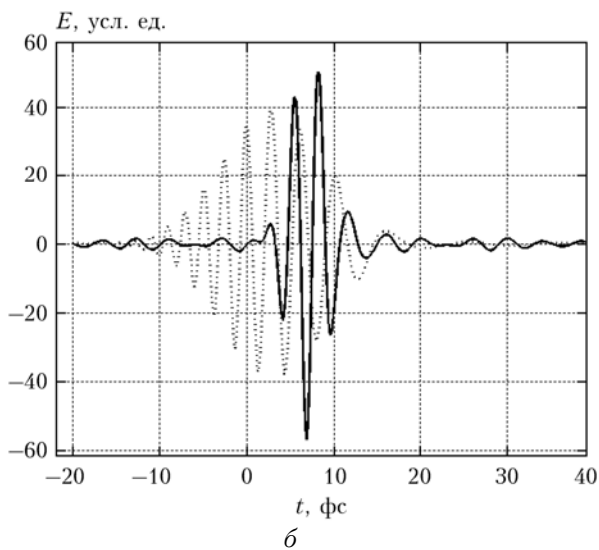
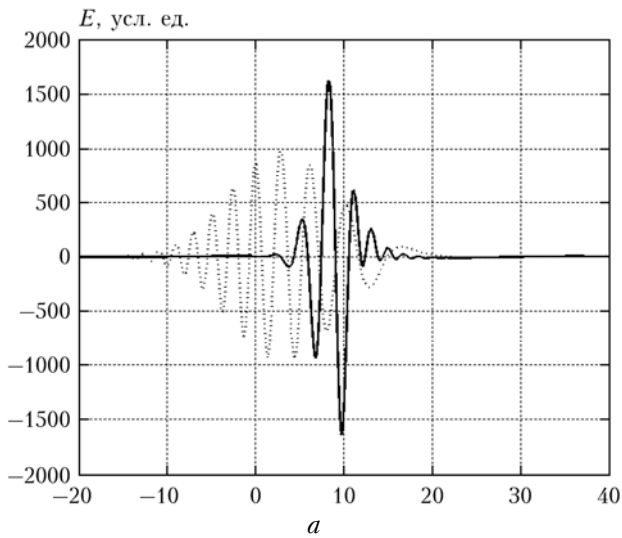


Рис. 6. Сжатие chirпированного гауссова импульса в сухом воздухе (а) и воздухе влажностью 50% (б). Пунктирная кривая – начальный импульс, сплошная – импульс после распространения на 0,52 (а) и 0,39 м (б)

Согласно этой формуле минимальная длительность импульса в процессе его распространения составляет $T_0/(1+\alpha^2)^{1/2}$ на расстоянии $z_s = -\alpha Z_T/(1+\alpha^2)^{1/2}$. Данная оценка не содержит параметров ширины пучка и не учитывает эффекты дифракции. Сравнение расчетов z_s по формуле (7) с данными численного моделирования показывает хорошее согласование численных расчетов с данными, полученными во втором порядке теории дисперсии.

Результаты численных расчетов выявили монотонное снижение расстояния z_s , на котором наблюдается минимальная длительность импульса, с ростом влажности воздуха. На рис. 7 приведена зависимость этого расстояния от влажности для chirпированного импульса с начальным chirпом $\alpha = -3$ и начальной длительностью 150 фс, полученная на основании численного моделирования распространения УКИ в воздухе.

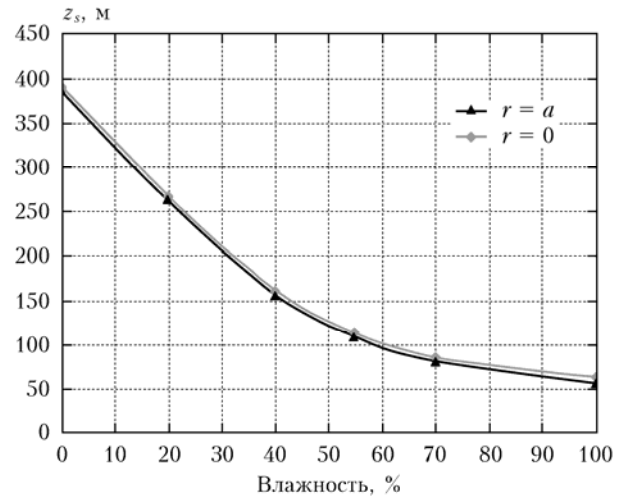


Рис. 7. Зависимость расстояния минимальной длительности импульса z_s от влажности воздуха на оси распространения и на расстоянии a от оси

На рис. 8 показаны начальный спектр скорректированного гауссова импульса $|E(\omega)|^2$ длительностью 4,57 фс и его изменение с учетом поглощения $\square \exp(-2\kappa(\omega)z)$.

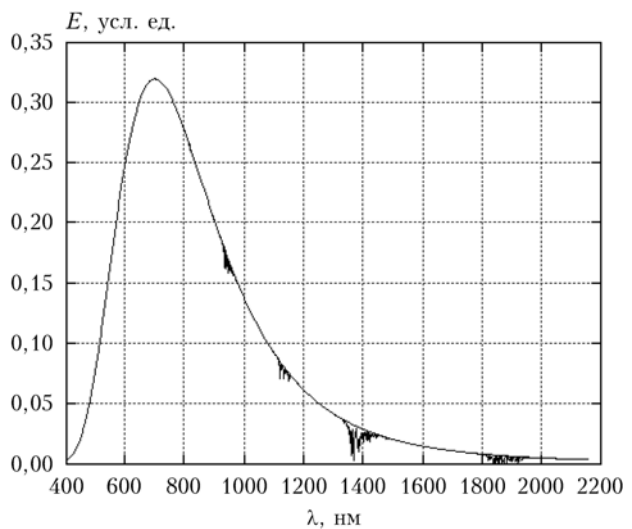


Рис. 8. Начальный спектр импульса и его вид после распространения на расстояние 10 м ($\lambda_0 = 800$ нм)

Из рис. 8 видно, что поглощение в выбранном диапазоне частот не оказывает существенного влияния на спектр импульса на расстояниях распространения, рассматриваемых в настоящей статье.

Заключение

На основании численного моделирования распространения импульса в линейном приближении проанализирована эволюция формы пучка УКИ длительностью в несколько фемтосекунд по мере его распространения в сухом и влажном воздухе. Показано, что одноцикловой фемтосекундный импульс уже на

расстоянии 1 м испытывает десятикратное дисперсионное расплывание как в сухом, так и во влажном воздухе. Во влажном воздухе также имеет место незначительное уменьшение амплитуды импульса за счет поглощения в водяном паре. Трехциклового импульс длительностью порядка 10 фс удлиняется в 3 раза на расстоянии 3 м, при этом возникают заметная временная задержка (около 50 фс для сухого воздуха и 80 фс для влажного), вызванная дисперсией групповой скорости, и более заметное уменьшение амплитуды импульса.

Показано, что степень сжатия фемтосекундного импульса с отрицательным chirпом слабо зависит от влажности воздуха, в то время как расстояние минимальной длительности импульса имеет сильную зависимость от влажности, а сама пространственно-временная форма уширяется и деформируется. Используемый нами подход может быть применен также для расчета дисперсионного распространения импульсов с более сложными типами поперечных распределений, таких как эрмит-гауссовы и бесселевы пучки, для которых аналитические методы расчета отсутствуют.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 13-07-00270) и в рамках Государственного задания Министерства науки и образования РФ (НИР № 1940).

1. Zuev V.E. Laser beam in the atmosphere. N.Y.: Plenum Publishing Corporation, 1982. 503 p.
2. Sprangle S., Pecano J.R., Hafizi B. Propagation of intense short pulses in the atmosphere // Phys. Rev. E. 2002. V. 66, N 4. P. 046418(21).
3. Kasparian J., Wolf J.-P. Physics and applications of atmospheric nonlinear optics and filamentation // Opt. Express. 2008. V. 16, N 1. P. 466–493.
4. Mattis I., Ansmann A., Althausen D., Jaenisch V., Wandinger U., Muller D., Arshinov Y., Bobrovnikov S., Serikov I. Relative-humidity profiling in the troposphere with a Raman lidar // Appl. Opt.-LP. 2002. V. 41, N 30. P. 6451–6462.
5. Hartman H.-J., Laubereau A. Transient infrared spectroscopy on the picosecond time-scale by coherent pulse propagation // J. Chem. Phys. 1984. V. 80, N 10. P. 4663–4670.
6. Shaik K.S. Atmospheric propagation effects relevant to optical communications // TDA Progress Report. 1988. V. 42–94, N 89. P. 180–200.
7. Coherence and ultrashort pulse laser emission / Ed. by Dr. F.J. Duarte. Rijeka: InTech, 2010. 688 p.
8. Маракасов Д.А. Структура пространственно-временного спектра лазерного пучка в атмосфере в условиях сильной турбулентности // Оптика атмосфер. и океана. 2013. Т. 26, № 5. С. 345–349.
9. Артыщенко С.В., Головинский П.А., Чернов Р.А. Восстановление фазы волнового фронта с использованием комплексной нейронной сети // Оптика атмосфер. и океана. 2014. Т. 27, № 10. С. 1–5.
10. Wilks S.C., Morris J.R., Brase J.M., Olivier S.S., Henderson J.R., Thompson C., Kartz M., Ruggiero A.J. Modeling of adaptive optics-based free-space communications systems // Proc. SPIE. 2002. V. 4421. P. 121–128.
11. Wu H., Yan H., Li X. Modal correction for fiber-coupling efficiency in free-space optical communication systems through atmospheric turbulence // Optik. 2010. V. 121, N 19. P. 1789–1793.
12. Salihi J.A., Weiner A.M., Heritage J.P. Coherent ultrashort pulse code-division multiple access communication systems // J. Light Technol. 1990. V. 8, N 3. P. 478–491.
13. Porras M.A. Nonsinusoidal few-cycle pulsed light beams in free space // J. Opt. Soc. Amer. B. 1999. V. 16, N 9. P. 1468–1474.
14. Головинский П.А., Михайлов Е.М. Описание дифракции и фокусировки ультракоротких импульсов на основе нестационарного метода Кирхгофа–Зоммерфельда // Ж. эксперим. и теор. физ. 2000. Т. 117, вып. 2. С. 275–285.
15. Saari P. Evolution of subcycle pulses in nonparaxial Gaussian beams // Opt. Express. 2001. V. 8, N 11. P. 590–598.
16. Lin Q., Zheng J., Becker W. Subcycle pulsed focused vector beams // Phys. Rev. Lett. V. 97, N 25. P. 253902(4).
17. Hunsche S., Feng S., Winful H.G., Leitenstofer A., Nuss M.C., Ippen E.P. Spatiotemporal focusing of single-cycle light pulses // J. Opt. Soc. Amer. A. 1999. V. 16, N 8. P. 2025–2028.
18. Pearce J., Mittleman D. Defining the Fresnel zone for broadband radiation // Phys. Rev. E. 2002. V. 66, N 5. P. 056602(4).
19. Yap D.F.W., Wong Y.C., Koh S.P., Tiong S.K., Mohd Tahir M.A.E. Effects of second order dispersion in free space optical communication // J. Appl. Sci. 2010. V. 10, N 7. P. 595–598.
20. Alexeev I., Ting A., Gordon D.F., Briscoe E., Pecano J.R., Hubbard R.F., Sprangle P. Longitudinal compression of short laser pulses in air // Appl. Phys. Lett. 2004. V. 84, N 20. P. 4080–4082.
21. Diels J.-C. Ultrashort pulse phenomena. London: Academic Press, 2006. 652 p.
22. Seilmeier A., Wörner M., Hübner H.J., Kaiser W. Distortion of infrared picosecond pulses after propagation in atmospheric air // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 53, N 25. P. 2468–2470.
23. Edlén B. The refractive index of air // Metrologia. 1966. V. 2. P. 71–80.
24. Owens J.C. Optical refractive index of air: Dependence on pressure, temperature and composition // Appl. Opt. 1967. V. 6, N 1. P. 51–59.
25. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. М.: Наука, 1979. 383 с.
26. Caron C.F.R., Potvirge R.M. Free-space propagation of ultrashort pulses: Space-time coupling in Gaussian pulse beams // J. Mod. Opt. 1999. V. 46, N 13. P. 1881–1891.
27. Ахманов С.А., Выслоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988. 310 с.
28. Christov I.P. Propagation of femtosecond light pulses // Opt. Commun. 1985. V. 53, N 6. P. 362–366.
29. URL: <http://spectra.iao.ru>

30. *Qiang Lin, Jian Zheng, Becker W.* Subcycle pulsed focused vector beams // *Phys. Rev. Lett.* 2006. V. 97, N 25. P. 253902–19.

31. *Астапенко В.А.* Взаимодействие электромагнитных импульсов с классическими и квантовыми системами. М.: Изд-во МФТИ, 2013. 232 с.

E.S. Manuylovich, V.A. Astapenko, P.A. Golovinskii. **Propagation of ultrashort laser pulses in humid and dry air.**

The computer simulation results on propagation of a few femtosecond pulses in dry and humid air are presented. Rapid spreading of such pulses is demonstrated. The propagation of a pulse with a negative initial chirp in dry and humid air is considered. A strong dependence of the minimum pulse width distance on air humidity is found.