Uzbek Journal of Physics

Vol.22(№3) 2020 PP.166-173

ТЕПЛОВОЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЕ СМЕЩЕНИЕ УЛЬТРАКОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ В АТМОСФЕРЕ

С.А. Бахрамов, М.З. Исмаилов

Институт ионно-плазменных и лазерных технологий им. У.А. Арифова АН РУз, ул. Дурмон йули 33, Ташкент, Узбекистан

А.К. Касимов

Национальный университет, физический факультет, Ташкент, Узбекистан
kasimov_a_k@mail.ru
(Получена 04.09.2019)

Мақолада юқори қувватли, фемтосекунд диапазонидаги импульсли лазернурланишини атмосферада тарқалганда, мухитда нурланишнинг ютилиши натижасида, нурланиш тулқининг фазаси ўзгариши кўрсатилган. Ўтказилган рақамли тадқиқотлар шуни кўрсатдики сериядаги бошлангичдан кейинги импульслар ютилиш ва шамол таъсирида ўз йўналишидан силжийди.

В работе проведены исследования изменения фазы волны излучения мощного фемтосекундного лазера при распространении в атмосфере за счет поглощения излучения средой и образования температурного градиента. Численные эксперименты, проведенные для количественного анализа, показали смещение лазерного луча последующих импульсов в серии при наличии бокового ветра в атмосфере.

In this work, we investigated the phase change of the radiation wave of a high-power femtosecond laser propagating in the atmosphere due to absorption of radiation by the medium. Numerical experiments conducted for quantitative analysis showed the displacement of the laser beam of subsequent pulses in a series in the presence of a crosswind.

При распространении ультракоротких лазерных импульсов в различных средах вследствие воздействия эффекта Керра, с одной стороны, и влияния образованной лазерным излучением низкоплотной плазмы за счет туннельной ионизации, с другой, происходит локализация энергии излучения в пространстве и во времени. Это явление, называемое филаментацией, имеет большие потенциальные возможности прикладного значения. Одно из перспективных направлений применения филаментации – это лазерно-индуцированная эмиссионная спектроскопия (laser induced breakdown spectroscopy), в которой используется излучение флуоресценции плазмы, возникающей вследствие оптического пробоя на поверхности исследуемого образца [1]. Для большинства материалов плотность энергии в оптическом филаменте на порядок больше порога возникновения абляции в исследуемых материалах. Поэтому мощные фемтосекундные лазерные импульсы могут служить для доставки излучения возбуждения при проведении спектрального анализа удаленного объекта. Расстояние до исследуемых образцов может составлять несколько километров, частота повторения импульсов десятки герц. При облучении мишени серией импульсов, помимо эффекта Керра,

вследствие неравномерного распределения интенсивности и частичного поглощения излучения в атмосфере, в трассе распространения излучения возникает градиент температур, что деформирует волноводный канал, создаваемый нелинейным взаимодействием. Под влиянием перпендикулярной к трассе составляющей скорости ветра область с градиентным показателем преломления смешается в направлении, перпендикулярном направлению распространения излучения, что может привести к смещению лазерного пучка в пространстве.

В работе впервые исследуется влияние градиента температуры, создаваемого в поле мощных сверхкоротких импульсов, на распространение лазерного излучения на основе численных экспериментов.

Для оценки влияния поглощения излучения атмосферой на процесс распространения и филаментации ультракороткого лазерного импульса, определим изменение фазы волны под влиянием теплового эффекта. В соответствии с [2] предположим, длина трассы равна L, а показатель преломления среды n. Число длин волн, укладывающихся на длине L, определим как $N = L^* n / \lambda$, тогда изменение числа длин волн, укладывающихся на трассе, определяется как $\delta N = (L / \lambda) \times \delta n$, где δn – изменение показателя преломления при тепловом эффекте. При значениях $\delta N \approx 1$ начинают проявляться эффекты, связанные с изменением фазы волны, что ведет к последующему изменению интенсивности.

В нормальных условиях для определения показателя преломления атмосферы можно использовать эмпирическую формулы $(n-1) = k\rho$, где ρ – плотность атмосферы, k – постоянная Гладстона-Дейля, величина $(n-1) \approx 3 \times 10^{-4}$. Предположим, при прохождении ультракороткого лазерного импульса, плотность атмосферы ρ изменяется в связи с нагреванием за счет поглощения излучения на величину $\delta\rho$, тогда

$$\frac{\delta\rho}{\rho} = \frac{\delta(n-1)}{(n-1)}. \tag{1}$$

Так как $\delta(n-1) = \delta n$, можно записать $\delta n = (n-1) \times s$, где $s = \delta\rho/\rho$. Для определения $\delta\rho$ предположим, что физические свойства атмосферы соответствуют свойствам идеального газа, который описывается уравнением состояния идеального газа $pV = \mu RT$, где p – давление, V – объём, T – температура идеального газа. Для идеального газа коэффициент теплового расширения β при постоянном давлении определяется как

$$\beta = \frac{1}{V}\left(\frac{\partial V}{\partial T}\right). \tag{2}$$

С другой стороны, для коэффициента теплового расширения из уравнения состояния идеального газа можно получить $\beta = 1/T$.

Так как атмосфера при нагревании свободно расширяется, можно считать, что расширение происходит при постоянном давлении. Тогда при введении dQ тепла на один моль газа изменение плотности связано с изменением объёма

$$\frac{\partial\rho}{\rho} = \frac{dV}{V}. \tag{3}$$

С другой стороны,

$$\frac{dV}{V} = \beta \frac{dQ}{C_p} = \frac{\gamma - 1}{\gamma RT} dQ\,, \tag{4}$$

где C_p – удельная теплоемкость идеального газа при постоянном давлении и γ – показатель адиабаты (для двухатомного идеального газа $\gamma = 1.4$),

$$C_p = \frac{\gamma}{\gamma - 1} R\,, \tag{5}$$

R – универсальная газовая постоянная. Если перейти от моля газа к единице объёма, тогда

$$dQ = \frac{RT}{P_0} q_v\,, \tag{6}$$

где P_0 – нормальное атмосферное давление, q_v – теплота, поглощенная в единице объема, её можно определить как

$$q_v = \alpha I t_0\,, \tag{7}$$

α – коэффициент поглощения излучения на данной длине волны, I – интенсивность излучения, t_0 – длительность импульса. Тогда относительное изменение плотности

$$\frac{d\rho}{\rho} = s = -\frac{\gamma - 1}{\gamma P_0} \alpha I t_0\,. \tag{8}$$

Изменение показателя преломления можно записать в виде

$$\delta n = (n_0 - 1) s = -(n_0 - 1) \frac{\gamma - 1}{\gamma P_0} \alpha I t_0\,. \tag{9}$$

Теперь можно определить изменение числа длин волн, укладывающихся на длине трассы как

$$\delta N = \frac{L}{\lambda} \delta n = -\frac{L}{\lambda} (n - 1) \frac{\gamma - 1}{\gamma P_0} \alpha I t_0\,. \tag{10}$$

Таким образом, для определения изменения показателя преломления необходимо задать интенсивность излучения, длительность импульса, длину волны излучения и длину трассы. Для оценки расстояния, на котором происходит изменение числа укладывающихся длин волн на единицу, обратимся к данным, приведенным в [3]. В указанной работе приведены результаты эксперимента, в котором при лазерно-индуцированной эмиссионной спектроскопии удалось разрешить линии атомарной меди. Мишень в этом эксперименте находилась на расстоянии 150 метров от источника излучения. Длина волны лазерного излучения составила 795 нм, длительность импульса 75 фс, энергия в одном импульсе 350 mДж. Следовательно, мощность лазерной установки составила порядка 5×10^{12} Вт. Для упрощения расчётов предположим, мощность лазерной установки $P = 1\times10^{12}$ Вт, длина волны λ=800 нм и диаметр пучка d=0.01 м. Интенсивность излучения и мощность связаны соотношением $P \approx \pi d^2 I$, следовательно, значение интенсивности $I \approx 3\times10^{16}$ Вт/м^2. Подставив эти значения в ур-ние (9), получим, что уже на длине трассы порядка одного метра число изменений длин волн равно единице. Таким образом, лазерный импульс может испытать влияние теплового изменения показателя преломления при сравнительно малых мощностях излучения и относительно небольших расстояниях распространения.

Для количественной оценки влияния тепловых эффектов на распространение ультракоротких лазерных импульсов были проведены численные эксперименты. Для полного описания процесса распространения импульса необходимо учесть совместное проявление дифракции и дисперсии излучения, самовоздействия, связанного с керровской нелинейностью и нелинейностью лазерной плазмы. В дополнение к этому, флуктуации фазы излучения, возникающие в условиях турбулентности [4]. В то же время для упрощения задачи можно не учитывать ряд факторов. Так, например, дисперсионная длина для импульсов с субпикосекундной длительностью и длиной волны $\lambda = 0.8$ mkm составляет более одного километра и дисперсией при распространении на расстояния, сравнимые с дифракционной длиной, можно пренебречь. Далее, при определении расстояния, проходимого излучением от источника до начала филаментации, можно пренебречь влиянием нелинейности плазмы. С учетом указанных упрощений уравнение для медленно меняющейся амплитуды электрического поля $E(x,y,z,t)$ принимает вид [4],

$$2ik_0\left(\frac{\partial}{\partial z}+\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\right)E=\Delta_\perp E+2k_0^2\Delta n_{nl}\left|E\right|^2\times E+2k_0^2 n_1\times E\,, \qquad (11)$$

где $k_0=2\pi/\lambda$ – волновое число, n_1 – флуктуации показателя преломления, обусловленные атмосферной турбулентностью и Δn_{nl} – коэффициент, определяющий нелинейную добавку к показателю преломления, который для атмосферы равен $\Delta n_{nl} \approx 5.6\times10^{-19}$ см^2/Вт. Процесс распространения излучения в атмосфере моделировался методом расщепления по физическим факторам с использованием метода фазовых экранов. При этом длина трассы разбивается на малые участки с длиной *dz*, которая определяется из условия малости изменений огибающей электрической составляющей импульса под воздействием различных факторов, рассматриваемых в модели. Влияние каждого физического фактора на отдельном шаге рассчитывается отдельно, и сплошная случайно-неоднородная среда заменяется цепочкой экранов. Один из экранов имитирует турбулентность среды, а второй – нелинейность среды. Между экранами происходит дифракция излучения.

Для моделирования экрана, имитирующего турбулентность атмосферы, использован алгоритм, описанный в работе [5]. Данный алгоритм, как и многие другие, также основан на гипотезе Тейлора о «замороженной турбулентности». В отличие от традиционных методов, основанных на гипотезе Тейлора, этот метод позволяет учесть флуктуации оптических параметров при переносе неоднородностей ветром. Для учета теплового воздействия предыдущего импульса на характеристики трассы в каждой точке фазового экрана для последующего импульса вводилась поправка с учетом ур-ния (9) и перпендикулярной составляющей скорости ветра.

Для моделирования экрана, имитирующего влияние керровской нелинейности, достаточно знания распределения интенсивности в поперечном сечении пучка. Таким образом, определяя распределение огибающей амплитуды поля в поперечном сечении пучка на каждом шаге, можно моделировать формирование филамента ультракоротких лазерных импульсов. Для упрощения расчетов, интенсивности в поперечном сечении пучка рассчитывались в центральном временном срезе импульса, так как нелинейность среды наиболее сильно проявляется именно для центрального слоя, и в центральном временном слое

интенсивность первой достигает значений, достаточных для начала туннельной ионизации атмосферы. Распределение интенсивности в поперечном сечении пучка на выходе лазера считалось гауссовским. При проведении численных экспериментов характеристики лазерного излучения и условия эксперимента определяли, исходя из экспериментальных данных с учетом затрат машинного времени. Эксперименты проводили для серий, состоящих из 100 импульсов, частоту повторения импульсов изменяли от 10 Гц до 100 Гц. В каждой серии для каждого импульса определяли положение нелинейного фокуса, т.е. точки, в которой интенсивность излучения в пучке достигала порогового значения для начала туннельной ионизации молекул воздуха.

Для проверки работоспособности разработанной модели были проведены эксперименты со статистически независимыми турбулентными фазовыми экранами, что соответствует «классической» гипотезе Тейлора о «замороженной турбулентности», в которой оптические параметры атмосферной трассы изменяются скачкообразно. На рис. 1 приведены координаты *x*-составляющей радиус-вектора, проведенного в плоскости X0Y от начала координат, совпадающей с центром пучка в начальной плоскости, к точке начала филамента. По оси абсцисс отложены порядковые номера импульсов в серии, по оси ординат – расстояния, нормированные на радиус пучка в начальной плоскости, до нелинейного фокуса.

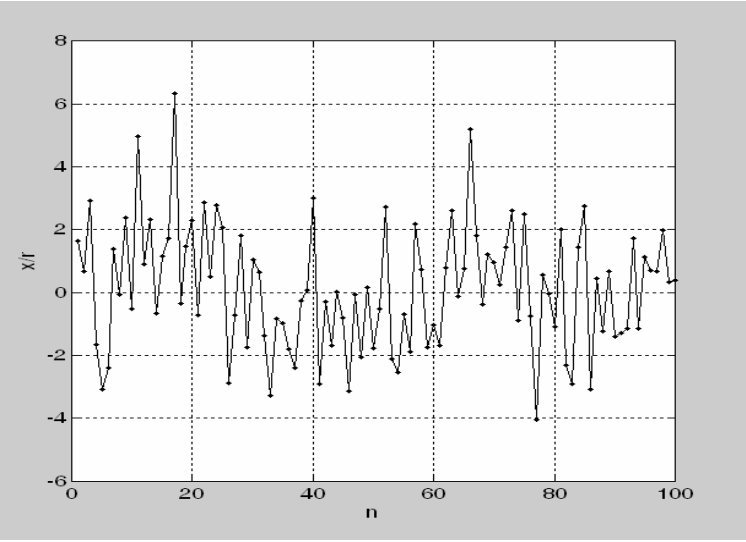


Рис. 1. Флуктуации *x*-координаты начала филамента при некоррелированных турбулентных фазовых экранах.

Как видно из рис. 1, нелинейные фокусы случайным образом распределены на оси *x* относительно центра начального пучка, что совпадает с результатами, полученными в работе [4]. Отклонение от прямолинейного распространения (так называемое «блуждание» пучка) обусловлено влиянием турбулентности атмосферы и имеет случайный характер с нулевым средним и дисперсией, зависящей от турбулентности атмосферы. Дисперсия поперечной координаты нелинейного фокуса зависит также от длины нелинейного фокуса. При приближении к нелинейному фокусу интенсивность излучения в центре пучка нарастает

экспоненциально, соответственно возрастают нелинейные эффекты, что вызывает увеличение затрат машинного времени. Поэтому распространение излучения за нелинейным фокусом не рассматривалось. Для *y*-составляющей радиус-вектора результаты были аналогичными.

На рис. 2 приведена автокорреляционная функция *x*-составляющих радиус-вектора, полученные в одной серии эксперимента, со статистически независимыми турбулентными фазовыми экранами. Как видно из приведенного графика, корреляция между положениями нелинейного фокуса в отдельных экспериментах серии отсутствует, небольшие отклонения от нуля корреляционной функции объясняются статистической погрешностью, обусловленной малым числом выборок (m=100). На следующем этапе проводили эксперименты, в которых турбулентные фазовые экраны моделировали с учетом модификации, предложенной в [5], и теплового воздействия лазерного излучения в соответствии с (9).

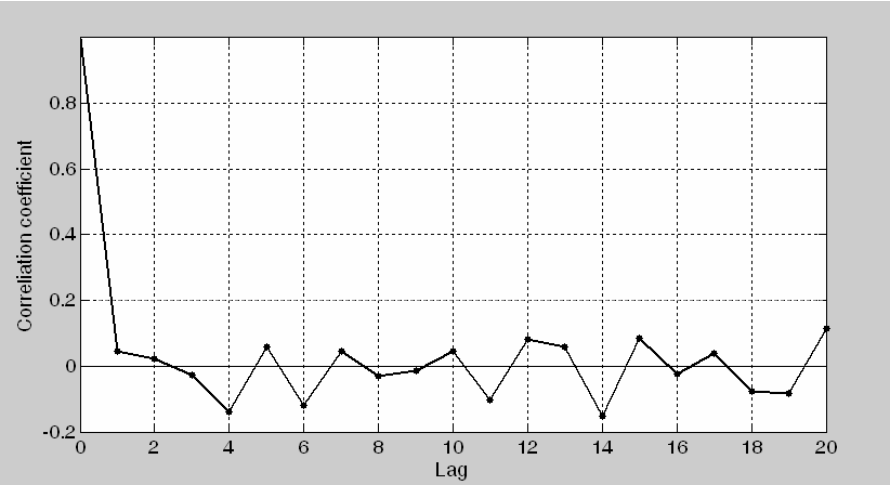


Рис. 2. Корреляционная функция, соответствующая результатам, приведенным на рис. 1.

На рис. 3 приведены координаты *x*-составляющих радиусов-векторов, проведенных в плоскости X0Y, от начала координат, совпадающей с центром пучка в начальной плоскости, к точке начала филамента для двух различных значений скорости ветра.

Характерное время изменения направления и величины скорости ветра выбирали, исходя из экспериментальных результатов, приведенных в работе [5]. Так, на рис. 3 кривая *1* соответствует отсутствию среднего ветра в направлении, поперечном направлению распространения излучения, кривая *2* – средней скорости ветра $v_{ср} = 0.2$ м/с. Флуктуации поперечной составляющей скорости ветра считались распределенными нормально с дисперсией $\sigma = 0.5$. Частота повторения импульсов ν в эксперименте, соответствующем кривой *2* на рис. 3, подбиралась, исходя из условия $t/\tau = 1/2$, где a – радиус пучка, и $\tau = 1/\nu$ – период повторения импульсов. В экспериментах предполагалось $a = 0.005$ м, $\tau = 0.025$ с. Как показали эксперименты, величина среднего смещения *x*-координаты начала филамента зависит от соотношения t/τ, и достигает максимума, когда это соотношение равно 0.5, т.е. когда максимум возмущения показателя преломления, наведенного

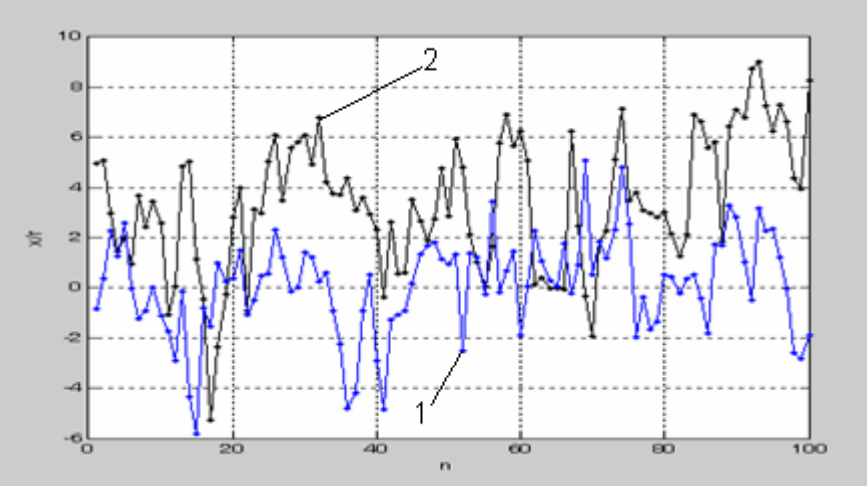


Рис. 3. Флуктуации *x*-координаты начала филамента при коррелированных турбулентных экранах и наличия ветра: *1* – средняя скорость равна нулю, *2* –средняя скорость 0.2 м/с.

тепловым воздействием, смещается под действием ветра на половину радиуса пучка. При отсутствии бокового ветра среднее смещение отсутствует и нелинейный фокус случайным образом «блуждает» по поперечной плоскости. Для определенной частоты повторения импульсов при нарастании среднего бокового ветра среднее смещение нелинейного фокуса нарастает, достигает максимума при $t/\tau = 1/2$ и далее убывает до нуля, когда $t/\tau > 1$. В последнем случае возмущения, наведенные тепловым воздействием предыдущего импульса, полностью уносятся ветром за пределы пучка и не оказывают влияния на распространение последующего импульса.

На рис. 4 приведены корреляционные функции смещений *x*-составляющей координаты нелинейного фокуса для экспериментов, представленных на рис. 3. По оси ординат отложен коэффициент корреляции, по оси абсцисс – порядковый номер импульса. Как видно из графиков, наличие бокового ветра приводит к уменьшению времени корреляции между положениями нелинейных фокусов в поперечной плоскости.

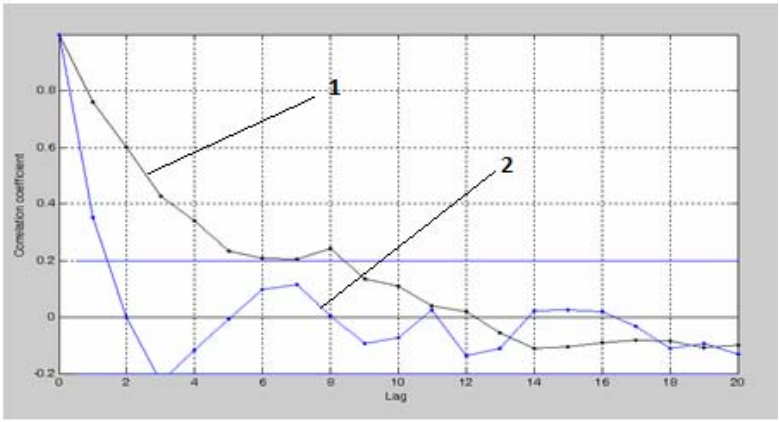


Рис. 4. Корреляционные функции, соответствующие результатам, приведенным на рис. 3.

Как показали проведенные эксперименты при моделировании прохождения серии импульсов лазерного излучения в атмосфере, необходимо учитывать не только изменение состояния атмосферы за счет турбулентности и керровской нелинейности, но и смещение лазерного пучка за счет теплового действия излучения на атмосферу и бокового ветра. Наиболее сильное влияние теплового воздействия проявляется, когда возмущения, наведенные в показателе преломления атмосферы, успевают сместиться к приходу следующего импульса на половину радиуса пучка.

Можно предположить, что величина смещения вследствие теплового воздействия зависит также от длины нелинейного фокуса, однако для однозначного утверждения требуется проведение дополнительных исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. S.P. O'Connor, C.B. Marble, D.T. Nodurft, G.D. Noojin, A.R. Boretsky, A.W. Wharmby, M.O. Scully, and V.V. Yakovlev, Sci. Rep. **9**, 12049 (2019).
2. D.V. Apeksimov, Y.E. Geints, A.A. Zemlyanov, *et al*., Atmos Ocean Opt. **33,** 42-50 (2020).
3. S.L. Chin, T.J. Wang, C. Marceau, J. Wu, J.S. Liu, O. Kosareva, N. Panov,Y.P. Chen, J.F. Daigle*a*, S. Yuan, A. Azarm, W.W. Liu, T. Seideman, H.P. Zeng, M. Richardson, R. Li, and Z.Z. Xu, Laser Physics **22**(1), 1-53 (2012).
4. Распространение лазерного пучка в атмосфере. Под.ред. D. Стробен (Мир, 1981).
5. В.П. Кандидов, О.Г. Косарева, М.П. Тамаров, А. Броде, С. Чин, Квантовая электроника **29**, №1 (1999).
6. Ph. Rohwener, K. Stelmaszczyk, L. Woste, R. Ackermann, G. Mejean, E. Salmon, J. Kasparian, X. Yu, and J.P. Wolf, Spectrochimica Acta, Part B **60**, 1025 (2005).
7. В.В. Дудоров, В.В. Колосов, Г.А. Филимонов, Известия Томского политехнического университета **309**, № 8 (2006).