КОНФЕРЕНЦИЯ В

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ И ОКЕАНЕ

УЧЕТ ПОЛЯРИЗАЦИИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ СТАТИСТИЧЕСКОМ МОДЕЛИРОВАНИИ ПРОЦЕССА ФОРМИРОВАНИЯ СПУТНИКОВЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

В.В. Белов^{1,2}, А.В. Кожевникова¹, М.В. Тарасенков^{1,2}

¹Институт оптики атмосферы им. В.Е.Зуева СО РАН

²Национальный исследовательский Томский государственный университет

e-mail: Belov@iao.ru, avk@iao.ru, tmv@iao.ru

Ключевые слова: перенос оптического излучения в рассеивающих и поглощающих средах, метод Монте-Карло, поляризация света

Рассматривается задача об оценке влияния поляризации на отдельные компоненты излучения, формирующие спутниковые изображения земной поверхности. Разработанные алгоритмы статистического моделирования могут быть использованы при атмосферной коррекции аэрокосмических изображений земной поверхности. Выполненное тестирование подтверждает достоверность полученных решений.

Введение

Одним из наиболее эффективных способов наблюдения окружающей среды в глобальном масштабе является дистанционное пассивное спутниковое оптическое зондирование или мониторинг системы атмосфера-земная поверхность [1-3]. Возможности этого способа наблюдения достаточно широки, но при использовании спутниковых данных возникают определенные сложности в их интерпретации. Дело в том, что атмосфера по своей структуре является сложной аэрозольно-газовой средой, что влияет на принимаемый спутниковой оптико-электронной системой сигнал. Неполный учет влияния атмосферы на получаемые спутниковые изображения земной поверхности может повлечь за собой ложную интерпретацию этих измерений. Поэтому могут возникать ситуации, когда необходимо выполнять атмосферную коррекцию спутниковых изображений.

Данная проблема решается довольно давно, и в настоящий момент разработано достаточно много подходов к атмосферной коррекции, например [4-7]. Во многих алгоритмах коррекции тем или иным способом решается стационарное уравнение переноса излучения относительно интенсивности принимаемого излучения. Процесс переноса оптического излучения в атмосфере можно рассматривать как процесс распространения корпускул (фотонов) или электромагнитной волны. Полное состояние оптического излучения описывается векторпараметром Стокса, а его распространение – с помощью векторного уравнения переноса излучения переноса излучения вида:

$$\left(\vec{\omega},\vec{\nabla}\right)I_{i}\left(\vec{r},\vec{\omega}\right) + \sigma_{t}\left(\vec{r}\right)I_{i}\left(\vec{r},\vec{\omega}\right) = \sum_{j=1}^{4}\int_{\Omega}R_{i,j}\left(\vec{r},\cos\gamma\right)I_{j}\left(\vec{r},\vec{\omega}'\right)d\vec{\omega}' + F_{i}\left(\vec{r},\vec{\omega}\right)$$
(1)

где $\vec{I} = (I_1, I_2, I_3, I_4) = (I, Q, U, V)$ - компоненты вектор-параметра Стокса; $\vec{\omega} = (\mu, \phi)$ - единичный вектор направления; $R_{i,j}$ – компоненты суммарной аэрозольно-молекулярной матрицы рассеяния; F – распределенные в атмосфере источники излучения.

Уравнение (2) описывает процесс переноса излучения с учетом такого свойства света, как поляризация. В ранее опубликованных работах оценивалось влияние учета состояния поляризации излучения на суммарную интенсивность принимаемого излучения. Например, в работе [8, С. 117-138] указывается, что неучет поляризации света вносит погрешность до 10%. Однако вопрос о том, как влияет учет поляризации излучения на результаты атмосферной коррекции в настоящий момент в полной мере не решен. Учет поляризации принимаемого излучения с войствах свойствах войствах свойствах свойствах войствах свойствах войствах в работе излучения может также служить дополнительной информацией об отражательных свойствах земной поверхности.

Таким образом, задача анализа влияния поляризации на характеристики, определяющие перенос изображения, остается актуальной и требующей решения.

Постановка задачи и метод решения

Задача рассматривается в следующей постановке (рис. 1). В атмосфере или вне ее расположена оптическая система, с помощью которой осуществляется наблюдение за участком земной поверхности. На верхнюю границу атмосферы в направлении ω_{sun} падает параллельный поток солнечного излучения. Атмосфера разделена на сферические слои, в каждом из которых заданы коэффициенты аэрозольного и молекулярного рассеяния и ослабления $\sigma_{s,a}$, $\sigma_{s,m}$, $\sigma_{t,a}$, $\sigma_{t,m}$, а также матрицы аэрозольного и молекулярного рассеяния $R_{ij,a}$ и $R_{ij,m}$. Требуется выполнить расчет компонент излучения, формирующих изображение наблюдаемого участка земной поверхности, и оценить влияние поляризации на суммарный принимаемый сигнал. Используя это, в дальнейшем предполагается оценить влияние поляризации на результаты атмосферной коррекции.

При учете поляризации излучения, принимаемое оптическое излучение состоит из:

$$I_{i,sum}(\vec{r}_{d},\vec{\omega}_{d}) = I_{i,sum}(\vec{r}_{d},\vec{\omega}_{d}) + I_{i,0}(\vec{r}_{d},\vec{\omega}_{d}) + I_{i,surf}(\vec{r}_{d},\vec{\omega}_{d}),$$
(2)

где $I_{i,sum}$ – вектор-параметр Стокса излучения, принимаемого оптической системой, $I_{i,sun}$ – вектор-параметр Стокса солнечной дымки, $I_{i,0}$ – вектор-параметр Стокса нерассеянного излучения от наблюдаемого объекта, $I_{i,surf}$ - вектор-параметр Стокса поверхностной дымки.

Наиболее эффективным методом решения поставленной задачи является, с нашей точки зрения, метод Монте-Карло. Решение предлагается построить следующим образом. Длина свободного пробега "фотонов" моделируется в соответствии с законом Бугера для интенсивности. Вектор-параметр Стокса I = (I, Q, U, V) после рассеяния преобразуется как:

$$(I,Q,U,V) = P(\omega',\omega,r) \cdot (I,Q,U,V), \tag{3}$$

где $P(\omega', \omega, r)$ - фазовая матрица рассеяния, которая рассчитывается по формуле [8]:

$$P(\omega', \omega, r) = L(\pi - i_2)R(\mu, r)L(-i_1), \qquad (4)$$

где L(i) – матрица поворота, $R(\omega', \omega, r)$ - суммарная аэрозольно-молекулярная матрица рассеяния.



Рисунок 1 – Геометрическая схема постановки задачи.

В ранее разработанные алгоритмы, описанные в [7], были добавлены блоки, учитывающие поляризацию. В схемах с сопряженным моделированием траекторий движения фотонов было учтено, что интегральное векторное уравнение переноса излучения относительно векторпараметра Стокса не является самосопряженным.

Для проверки правильности работы разработанных алгоритмов были выполнены тестовые расчеты вектор-параметра Стокса, полученные методом Мотне-Карло для прямой и сопряженной схемы моделирования, для плоской однородной молекулярной атмосферы и поглощающей земной поверхности. Полученные оценки сравнены с результатами, приведенными в [9]. На рис.2 приведены соответствующие результаты. Расчеты выполнялись для следующих условий: оптическая толщина молекулярной атмосферы $\tau = 1$, коэффициент отражения Земли r = 0, азимутальный угол $\varphi = 90^{\circ}$, косинус зенитного угла оптической оси приемника $\mu = 0.98$, а косинусы зенитных углов солнца $\mu_0 = 0.1$, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 0.92, 1.0, солнечная постоянная равна π Вт/(м²мкм).







Рисунок 2 – Графики сравнения результатов из [9] с результатами статистического моделирования алгоритмами прямого и сопряженного статистического моделирования

Из рисунка 2 видно, что результаты расчета трех компонент вектор-параметра Стокса практически совпадают с данными из [9], максимальное отличие с схемой прямой моделирования лля величины I равна 3.2E-4 Bt/(м²мкм·ср), для Q – 1.13Е-4 Вт/(м²мкм ср), для U – $BT/(M^2 MKM \cdot cp)$. Максимальное 2.32E-4 отличие сопряженной схемой с моделирования 4.80E-4 для Ι $BT/(m^2 MKM \cdot cp),$ 0 3.96E-4 для $BT/(M^2MKM \cdot cp)$ U 2.35E-4 лля $BT/(m^2 M K M \cdot cp).$ Максимальная погрешность расчетов для прямых схем моделирования траекторий составляла для I – 0.14%, для Q – 0.17%, для U – 4.4%. Максимальная погрешность для сопряженной схемы моделирования траекторий для I – 0.49%, для Q – 0.75%, для U – 8.5% . Таким образом, отличие лежит в пределах погрешности расчетов. Четвертый компонент вектор-параметра Стокса V (степень эллиптичности) в условиях естественного источника излучения остается нулевым. Отсюда можно сделать вывод, что добавленный в алгоритм блок учета поляризации работает правильно. Соответственно можно его применять для расчета остальных компонент излучения и для более сложных параметров атмосферы.

Оптические параметры молекулярной атмосферы в дальнейшем планируется задавать генератором оптических моделей на основе LOWTRAN-7 [10], а матрица аэрозольного рассеяния и коэффициенты рассеяния и поглощения на основе модели Г.М. Крекова и Р.Ф. Рахимова [11].

Таким образом, разработаны и оттестированы алгоритмы статистического моделирования компонент излучения, формирующих изображение поверхности с учетом поляризации. В дальнейшем, используя эти алгоритмы, будет решена задача оценки влияния учета поляризации излучения на результаты атмосферной коррекции.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ №15-01-00783-А, РФФИ 15-07-06811-А, президента РФ по поддержке ведущих научных школ НШ-4714.2014.5, программы «Научный фонд им. Д.И. Менделеева Томского государственного университета» в 2015 г.

Литература:

- 1. *Козодеров В.В., Дмитриев Е.В., Каменцев В.П.* Когнитивные технологии обработки оптических изображений высокого пространственного и спектрального разрешения. // Оптика атмосферы и океана. 2014. Т. 27. № 07. С. 593-600.
- 2. С.А. Барталев, Е.А. Лупян, Ф.В. Стыценко, О.Ю. Панов2, В.Ю. Ефремов Экспресс-картографирование повреждений лесов России пожарами по спутниковым данным Landsat //Современные проблемы дистанционного зондирования земли из космоса. 2014.Т. 11. №1. С. 9-20
- 3. *Томшин О.А., Соловьев В.С.* Исследование вариаций характеристик атмосферного аэрозоля, вызванных крупномасштабными лесными пожарами в Центральной Якутии (2002 г.). // Оптика атмосферы и океана. 2014. Т. 27. № 07. С. 634-639.
- 4. Протасов К.Т., Бусыгин Л.А., Белов В.В. Метод преобразования гистограмм яркостей и вейвлет-коррекция атмосферных искажений спутниковых изображений // Оптика атмосферы и океана. Т.23, №2, 2010. С. 136-142.
- Vermote E.F., Vermeulen A. Atmospheric correction algorithm: spectral reflectances (MOD09). Algorithm Theoretical Background document, version 4.0. – 1999. [электронный pecypc]: http://modis.gsfc.nasa.gov/atbd/atbd_nod08.pdf.
- 6. *Reinersman P.N., Carder K.L.* Monte Carlo simulation of the atmospheric point-spread function with an application to correction for the adjacency effect // Applied optics. vol. 34, №21, 1995. pp. 4453-4471.
- Белов В.В., Тарасенков М.В. О точности и быстродействии RTM-алгоритмов атмосферной коррекции спутниковых изображений в видимом и УФ-диапазоне // Оптика атмосферы и океана. – Т. 26, №5, 2013. – в печати.
- 8. *Марчук Г.И., Михайлов Г.А., Назаралиев М.А., Дарбинян Р.А., Каргин Б.А., Елепов Б.С.* Метод Монте-Карло в атмосферной оптике. Новосибирск: Наука, Сибирское отделение, 1976. 284 с.
- 9. *Coulson, Kinsell L.*. Tables related to radiation emerging from a planetary atmosphere with Rayleigh scattering. Berkeley, University of California Press, 1960, 548 p.
- Kneizys F.X., Shettle E.P., Anderson G.P., Abreu L.W., Chetwynd J.H., Selby J.E.A., Clough S.A., Gallery W.O. User Guide to LOWTRAN-7. ARGL-TR-86-0177. ERP 1010. Hansom AFB. MA 01731, 1988. P.137
- 11. *Креков Г.М., Рахимов Р.Ф.* Оптические модели атмосферного аэрозоля.- Томск: Изд-е Томского филиала СО АН СССР, 1986 г., 296 с.

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ОБЛАЧНОСТИ НА НАБЛЮДЕНИЕ ЗЕМЛИ ИЗ КОСМОСА ЧЕРЕЗ ПРОСВЕТ В ОБЛАЧНОМ ПОЛЕ Белов В. В.^{1,2}, Кирнос И. В.^{1,2}, Тарасенков М. В.^{1,2}

¹Институт оптики атмосферы им. В. Е. Зуева СО РАН

² Национальный исследовательский Томский государственный университет

e-mail: belov@iao.ru, ikirnos@sibmail.com, tmv@iao.ru

Ключевые слова: дистанционное зондирование, метод Монте-Карло, атмосферная коррекция, облачное поле. Для целей атмосферной коррекции спутниковых изображений ставится задача оценить, на каком расстоянии от облака его влиянием на спутниковое изображение можно пренебречь. Используется метод Монте-Карло с сопряжённой схемой моделирования траекторий. Получено значение радиуса просвета в сплошном облачном поле, при котором влияние облаков на принимаемую интенсивность не превышает 10 %. Обнаружено, что при наличии ламбертовского отражения от земной поверхности кривая зависимости принимаемой интенсивности от радиуса просвета имеет максимум, обусловленный противоположным влиянием рассеяния облаками света и отраженным поверхностью излучением (боковой подсвет)

Наблюдение земной поверхности из космоса является важной составляющей мониторинга за состоянием сельскохозяйственной растительности и пастбищ, исследования влажности и загрязнённости почв, контроля оползневых процессов и деформаций ландшафта, лесных и торфяных пожаров, обнаружения экологических изменений (в том числе и в атмосфере) и т.д. [1-3].

При этом во всех без исключения случаях следует иметь в виду, что наблюдения проводятся сквозь толщу атмосферы, искажающей первоначальный сигнал, а нередко и при наличии значительного аэрозольного загрязнения или облачности. Поэтому оценка влияния состояния атмосферы, в частности, наличия облачности, на принимаемый сигнал приобретает большое значение.

Задача атмосферной коррекции спутниковых изображений при этом является необходимой процедурой для достоверной интерпретации спутниковых данных. При наличии оптически плотных облачных полей задача атмосферной коррекции состоит в удалении этих областей из рассмотрения - построении облачной маски [4]. При наличии полупрозрачной или разорванной облачности задача атмосферной коррекции состоит в учете влияния облачных искажений. При наблюдении безоблачных участков вблизи облачных полей и просветов между облаками облачное поле оказывает влияние на изображение безоблачного участка.

Последней задаче и посвящена настоящая работа, причём мы сосредоточиваемся на вопросе о том, на каком расстоянии от облака его влиянием на спутниковое изображение можно пренебречь. Предлагается следующая постановка задачи (рис. 1, 2). Над плоской поверхностью Земли в диапазоне высот от h_{min} до h_{max} располагается однородный облачный слой. В облачном слое имеется просвет цилиндрической формы. Через просвет под зенитным

B6

углом θ_{np} к вертикали спутниковая система на длине волны λ наблюдает элемент земной поверхности, находящийся под центром просвета. На верхнюю границу атмосферы падает параллельный поток солнечных лучей под зенитным углом θ_c и азимутальным углом φ между направлениями падения лучей и оптической осью приёмника. Земная поверхность считается однородной и отражающей свет по закону Ламберта с заданным коэффициентом отражения k_{orp} .



Рис. 1. Вид просвета: а) в разрезе; б) сверху

Рис. 2. Геометрия наблюдения

Решение этой задачи осуществлено нами с помощью численного моделирования методом Монте-Карло с сопряженной схемой моделирования траекторий блуждания фотонов. Данный способ моделирования основан на работе [5] и строится исходя из выполнения принципа оптической взаимности. Рассмотрим для начала случай абсолютно поглощающей земной поверхности. Здесь и далее вертикальные границы облачного слоя от 0,5 км до 2,3 км, оптические параметры облачности задавались генератором оптических моделей на основе LOWTRAN-7 [6] (модель облака C01 (кучевые облака), оптическая толщина облачного слоя $\tau_{oбл}$ =36, λ = 0,55 мкм), параметры безоблачной атмосферы соответствуют метеорологической дальности видимости S_M = 50 км. В этом случае мы приходим к зависимости принимаемой интенсивности от радиуса просвета, представленной на рис. 3 а), б) (они различаются лишь интервалом значений по оси абсцисс). Горизонтальными линиями представлены значения, полученные для однородной по горизонтали атмосферы: при отсутствии облаков (нижняя горизонтальная прямая) и при наличии сплошной облачности (верхняя горизонтальная прямая).

Видим, что зависимость имеет резкий спад, начинающийся там, где облачный слой между точкой на Земле и спутником характеризуется достаточно малой оптической толщиной. Этот спад существенно замедляется, когда наблюдаемая точка оказывается видимой со спутника через просвет в облаке. Однако и здесь влияние облаков полностью не исчезает.

Обусловливается это тем, что фотоны, претерпев рассеяние в облаке, могут затем вновь рассеяться в области просвета. С дальнейшим ростом радиуса просвета влияние облаков постепенно уменьшается и при радиусе 70 км снижается до 10%.



Рис. 3. Зависимость принимаемой интенсивности от радиуса просвета:

а, б) при отсутствии отражения от земной поверхности; в, г) при ламбертовском отражении с коэффициентом $k_{orp}=0,3$. Во всех случаях зенитный угол Солнца $\theta_c=20^\circ$, зенитный угол приёмника $\theta_{np}=60^\circ$, азимутальный угол $\phi=70^\circ$.

Пусть земная поверхность отражает излучение по закону Ламберта с коэффициентом $k_{orp}=0,3$. Как видим из рис. 3 в), г), при малых радиусах интенсивность принимаемого излучения увеличилась незначительно, при больших – более существенно. Основное различие состоит в том, что при радиусе 1 км на кривой наблюдается небольшой максимум. Рис. 4 а) показывает, что этот максимум сохраняется и даже усиливается, когда приёмник смотрит в надир ($\theta_{np}=0^{\circ}$).

Чтобы выяснить природу этого максимума, проведём вычисления для различных значений коэффициента отражения от Земли. Видим (рис. 4 б), в), что при отсутствии отражения максимум пропадает, зато при усилении отражательной способности он становится более ярко выраженным. Кроме того, если производить все вычисления в приближении однократного рассеяния (рис. 4 г), то максимум становится ещё более выраженным и смещается в сторону большего радиуса просвета. Это обусловливается, по всей видимости, тем, что при таком радиусе становится возможным прямое отражение солнечных лучей от Земли и попадание их в приёмник, минуя облака, тогда как при меньших радиусах фотоны должны предварительно рассеяться в облаке, вследствие этого вклад однократного рассеяния уменьшается.





а) при ламбертовском отражении с коэффициентом $k_{orp}=0,3$; б) при отсутствии отражения от земной поверхности; в) при ламбертовском отражении с коэффициентом $k_{orp}=0,8$; г) при ламбертовском отражении с коэффициентом $k_{orp}=0,8$ с учётом только однократного рассеяния. Во всех случаях зенитный угол Солнца $\theta_c=40^\circ$, зенитный угол приёмника $\theta_{np}=0^\circ$.

Сказанное позволяет сделать вывод, что появление максимума обусловлено отражением света от земной поверхности. С одной стороны, облака рассеивают идущий от Солнца свет, в том числе в сторону приёмника, и вследствие этого с ростом радиуса просвета принимаемая интенсивность должна уменьшаться. С другой стороны, облака задерживают свет, отражённый от Земли, и вследствие этого с ростом радиуса просвета принимаемая интенсивность должна возрастать. Противоположным влиянием двух факторов, с нашей точки зрения, и обусловлено наличие максимума на рис. 3, 4.

Выполнение оценки области влияния облачных полей на изображение земной поверхности позволит в дальнейшем разделить спутниковое изображение земной поверхности на безоблачные участки со слабым влиянием облачности, где можно использовать алгоритмы

подобные [7], безоблачные участки со значительным влиянием облачности, облачные участки с полупрозрачной облачностью и облачные участки с плотной сплошной облачностью.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ №15-01-00783-А, РФФИ 15-07-06811-А, президента РФ по поддержке ведущих научных школ НШ-4714.2014.5, программы «Научный фонд им. Д.И. Менделеева Томского государственного университета» в 2015 г.

Литература.

- 1. С.А. Барталев, Е.А. Лупян, Ф.В. Стыценко, О.Ю. Панов, В.Ю. Ефремов Экспресскартографирование повреждений лесов России пожарами по спутниковым данным Landsat //Современные проблемы дистанционного зондирования земли из космоса. 2014.Т. 11. №1. С. 9-20
- Козодеров В.В., Дмитриев Е.В., Каменцев В.П. Когнитивные технологии обработки оптических изображений высокого пространственного и спектрального разрешения. // Оптика атмосферы и океана. 2014. Т. 27. № 07. С. 593-600.
- 3. *Томшин О.А., Соловьев В.С.* Исследование вариаций характеристик атмосферного аэрозоля, вызванных крупномасштабными лесными пожарами в Центральной Якутии (2002 г.). // Оптика атмосферы и океана. 2014. Т. 27. № 07. С. 634-639.
- 4. Соломатов Д. В., Афонин С. В., Белов В. В. Построение облачной маски и удаление полупрозрачной облачности на спутниковых снимках ETM+/Landsat-7. // Оптика атмосферы и океана. 2013. Т. 26. № 09. С. 798-803.
- Марчук Г. И., Михайлов Г. А., Назаралиев М. А., Дарбинян Р. А., Каргин Б. А., Елепов Б. С. Метод Монте-Карло в атмосферной оптике. Новосибирск: Наука, Сибирское отделение, 1976 г. 284 с.
- Kneizys F. X., Shettle E. P., Anderson G. P., Abreu L. W., Chetwynd J. H., Selby J. E. A., Clough S. A., Gallery W. O. User guide to LOWTRAN-7. ARGL-TR-86-0177.ERP 2010 / Hansom AFB. MA 01731. 137 p.
- Тарасенков М. В., Белов В. В. Комплекс программ восстановления отражательных свойств земной поверхности в видимом и УФ-диапазонах. // Оптика атмосферы и океана. 2014. Т. 27. № 07. С. 622-627.

СРАВНЕНИЕ ТРУДОЕМКОСТИ ТРЕХ АЛГОРИТМОВ РАСЧЕТА ИМПУЛЬСНОЙ ПЕРЕХОДНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДЛЯ БИСТАТИЧЕСКИХ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМ СВЯЗИ ИЛИ ЗОНДИРОВАНИЯ

Белов В.В.^{1,2}, Тарасенков М.В.^{1,2}

¹Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН

² Национальный исследовательский Томский государственный университет

e-mail: Belov@iao.ru, TMV@iao.ru

Ключевые слова: метод Монте-Карло, импульсная переходная характеристика, бистатические схемы.

Сравниваются погрешности расчетов импульсной переходной характеристики (ИПХ), выполненных для однородной молекулярной среды тремя алгоритмами статистического моделирования: алгоритмом локальной оценки, классическим алгоритмом двойной локальной оценки и предлагаемым алгоритмом с модифицированной двойной локальной оценкой в каждый временной интервал. Сравнение показывает, что для прозрачных сред предлагаемый алгоритм дает результаты со значительно меньшими погрешностями (или меньшей трудоемкостью), но для оптически плотных сред классический алгоритм двойной локальной оценки дает результаты с меньшей погрешностью, чем предлагаемый.

При лидарном зондировании дисперсных сред (атмосфера, водная среда) [1-2] или при организации связи вне зоны прямой видимости (называемой также в литературе «загоризонтной» или «non-line-of-sight», или «over-the-horizon») [3-6] могут использоваться бистатические схемы приемо-передающего тракта оптико-электронных систем. Эти схемы характеризуются большим расстоянием между источником и приемником излучения (называемого базой). В отклике h(t) внешнего канала импульсной реакцией или импульсной переходной характеристикой (распространения сигнала от источника к приемнику на входной б–импульс, называемый ИПХ), выделяют три участка (рис. 1): передний и задний фронты, формируемые рассеянным излучением кратностью выше первой, и центральный участок, который формируется в основном рассеянным излучением первой кратности рассеяния.

Единственным эффективным методом моделирования переднего и заднего фронтов функции h(t) с нашей точки зрения является метод Монте-Карло. Расчета h(t) в приближении однократного рассеяния недостаточно, так как это не позволяет в случае зондирования адекватно решить обратную задачу, а при оптической связи оценить объем или скорость передачи информации. Моделирование ИПХ можно осуществлять несколькими алгоритмами. Первых из них – алгоритм локальной оценки [7], но этот алгоритм эффективен только в центральной зоне. Второй – классической двойной локальной оценкой (под классическим понимаем алгоритм, описанный в [7]). Третий – предлагаемый нами модифицированный алгоритм двойной локальной оценки, которая

B11

осуществляется не в случайный, а в каждый временной интервал функции h(t). Цель данной работы состояла в сравнении погрешности (трудоемкости) этих трех алгоритмов и определения области оптико-геометрических условий, где их применение предпочтительнее.



Рис.1 - Геометрическая схема бистатической системы оптической связи.

Алгоритмы расчета ИПХ.

1. Алгоритм локальной оценки (lok)

Этот алгоритм метода Монте-Карло строится на моделировании траекторий движения "фотонов" в среде [7, С. 10]. В каждой точке столкновения M, если точка столкновения лежит в пределах угла поля зрения v_d , в соответствующий временной интервал функции h(t) осуществляется локальная оценка.

2. Классический алгоритм двойной локальной оценки (double)

Этот алгоритм также строится на моделировании траекторий движения "фотонов" в среде [7, С. 10]. Для каждой точки столкновения *M* в области поля зрения строится 1 фиктивная точка столкновения *N* и осуществляется двойная локальная оценка в соответствующий временной интервал.

3. Предлагаемый алгоритм модифицированной двойной локальной оценки (new)

В новом алгоритме в отличие от классической двойной локальной оценки предлагается для каждой точки столкновения *M* строить фиктивные точки столкновения *N_j* в каждый возможный временной интервал и осуществлять двойные локальные оценки

сразу в несколько временных интервалов, что значительно увеличит эффективность использования каждой траектории "фотонов".

Тестирование алгоритмов. Сравнение погрешности.

Для тестирования предлагаемого алгоритма были выполнены расчеты многократно рассеянной компоненты ИПХ для однородной молекулярной среды без поглощения с коэффициентом молекулярного рассеяния $\sigma_{s,m}$ =0.02, 0.1 и 2 км⁻¹. Расчеты выполнялись для следующих условий: зенитный угол источника θ_0 =45⁰, зенитный угол оптической оси приемной системы θ_d =75.96⁰, базовое расстояние Y_N =3 км, угол расходимости источника ν_0 =10⁰, угол расходимости приемной системы ν_d =10⁰. При данных коэффициентах рассеяния оптическая длина пути источник-центральная зона -приемник (S-I-D) (рис. 1) τ_{SID} =0.0664, 0.332 и 6.64. Расчет выполнялся для 5 интервалов в области переднего фронта функции h(t), 5 интервалов в центральной зоне h(t) и 15 интервалов в области заднего фронта импульса h(t). В расчетах ограничились максимальной длиной траектории за вычетом базового расстояния, учитываемой в локальной (либо двойной локальной) оценке l_{max} =15 км. Число траекторий для каждого алгоритма выбиралось так, чтобы время расчета составляло 1 час (±5 мин) на ЭВМ с производительностью по тесту Lin-X 30 ГФлопс.

Пример сравнения результатов расчетов для случая $\sigma_{s,m}$ =0.1 приведен на рис. 2. На рис. 3 приведены результаты расчета ИПХ для трех оптических моделей, полученных предлагаемым алгоритмом.



Рис. 2 – Отношение результатов расчетов ИПХ, полученных тремя алгоритмами при $\sigma_{s,m}$ =0.1.



Рис. 3 – Зависимость ИПХ от времени для трех моделей среды, полученные предлагаемым алгоритмом. Кривая 1 – $\sigma_{s,m}$ =0.02, 2 – $\sigma_{s,m}$ =0.1, 3 – $\sigma_{s,m}$ =2.

Сравнение среднеквадратичных отклонений результатов (погрешностей) расчетов различными алгоритмами (приведены в табл. 1) показывает, что погрешность предлагаемого алгоритма при небольшой оптической толщине трассы S-I-D в среднем в 1.6-5.6 раз ниже, чем у алгоритма классической двойной локальной оценки.

Таблица 1 – среднеквадратичные отклонения результатов расчетов многократно рассеянной компоненты h(t) тремя алгоритмами для молекулярной однородной среды. В таблице *max* – соответствует максимальному значению, а *aver* – среднему по временным интервалам; $M\xi$ - оценка математического ожидания искомой величины, а $D\xi$ - ее дисперсия

Алгоритм	$\left(\sqrt{D\xi}/M\xi\right)_{\max}$	$\left(\sqrt{D\xi}/M\xi ight)_{aver}$	$rac{\left(\sqrt{D\xi} \left/ M\xi ight)_{ m max} ight)_{ m max}}{\left(\sqrt{D\xi} \left/ M\xi ight)_{ m max, new}}$	$rac{\left(\sqrt{D\xi} \left/ M\xi ight)_{aver} }{\left(\sqrt{D\xi} \left/ M\xi ight)_{aver,new} }$				
$\sigma_{s,m} = 0.02, \ \tau_{SID} = 0.0664$								
Новый	1,20E-02	1,55E-03	1	1				
Двойная локальная оценка	5,80E-02	8,77E-03	4,83E+00	5,66E+00				
Локальная оценка	9,83E-01	8,63E-02	8,19E+01	5,56E+01				
$\sigma_{s,m} = 0.1, \ \tau_{SID} = 0.332$								
Новый	8,88E-03	2,16E-03	1	1				
Двойная локальная оценка	2,20E-02	3,35E-03	2,48E+00	1,55E+00				
Локальная оценка	3,15E-01	3,87E-02	3,55E+01	1,79E+01				
$\sigma_{s,m}$ =2, τ_{SID} =6.64								
Новый	4,23E-01	4,37E-02	1	1				
Двойная локальная оценка	7,99E-02	1,60E-02	1,89E-01	3,66E-01				
Локальная оценка	6,44E-01	7,02E-02	1,52E+00	1,60E+00				

Но при высоких оптических толщинах алгоритм двойной локальной оценки дает при одинаковом времени расчета в 2.7 раза меньшую погрешность, чем предлагаемый алгоритм. Это связано с тем, что за одно время предлагаемый алгоритм моделирует при небольших оптических толщинах в 1-2 раза меньше траекторий, но при больших оптических толщинах в 4 и более раза меньше траекторий, чем классический алгоритм двойной локальной оценки. Сравнение с алгоритмом локальной оценки показывает, что предлагаемый алгоритм дает в 1.6—55.6 раз меньшую погрешность.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ №15-01-00783-А, РФФИ 15-07-06811-А, президента РФ по поддержке ведущих научных школ НШ-4714.2014.5, программы «Научный фонд им. Д.И. Менделеева Томского государственного университета» в 2015 г.

Литература

- J.A. Reagan, J.D. Spinhirne and D.M. Byrne, D.W. Thomson, R.G. de Pena, Y. Mamane Atmospheric Particulate Properties Inferrred from Lidar and Solar Radiometer Observations Compared with Simultaneous In Situ Aircraft Measurements: A Case Study // Applied Meteorology. – vol. 16, №9. 1977. – p. 911- 928.
- Шефер О.В. Оценка характеристик отраженного излучения применительно к моностатическому и бистатическому лазерному зондированию кристаллических облаков, содержащих ориентированные частицы. // Оптика атмосферы и океана. 2003. Т. 16. № 09. С. 792-803.
- Белов В.В., Тарасенков М.В., Абрамочкин В.Н., Иванов В.В., Федосов А.В., Троицкий В.О., Шиянов Д.В. Атмосферные бистатические каналы связи с рассеянием. Часть 1. Методы исследования. // Оптика атмосферы и океана. 2013. Т. 26. № 04. С. 261-267
- В.В. Белов, М.В. Тарасенков, В.Н. Абрамочкин Бистатические атмосферные оптикоэлектронные системы связи (полевые эксперименты) // Письма в ЖТФ, 2014, том 40, вып. 19. С. 89-95
- D. Han, Y. Liu, K. Zhang, P. Luo, M. Zhang Theoretical and experimental research on diversity reception technology in NLOS UV communication system // Opt. Express. 20, 2012. 15833-15842.
- D. Han, X. Fan, K. Zhang, R. Zhu Research on multiple-scattering channel with Monte Carlo model in UV atmosphere communication // Applied optics. Vol. 52. No. 22. 2013. pp. 5516-5522.
- Марчук Г.И., Михайлов Г.А., Назаралиев М.А., Дарбинян Р.А., Каргин Б.А., Елепов Б.С. Метод Монте-Карло в атмосферной оптике. – Новосибирск: Наука, Сибирское отделение, 1976. - 284 с.

ВОССТАНОВЛЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ ОТРАЖЕНИЯ ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ В УСЛОВИЯХ НИЗКОЙ МУТНОСТИ АТМОСФЕРЫ

Тарасенков М.В.^{1,2}, Белов В.В.^{1,2}

¹Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН

² Национальный исследовательский Томский государственный университет

Ключевые слова: атмосферная коррекция, метод Монте-Карло, спектральных коэффициент отражения земной поверхности.

На примере 8 снимков спутникового прибора MODIS участка на юге Томской области с координатами 55.95–56.85⁰ с.ш. и 84.05-84.95⁰ в.д. с 13.07.2013 г. по 17.07.2013 г. выполняется сравнение коэффициентов отражения на длине волны 1.24 мкм, полученных предлагаемым алгоритмом, со значениями, полученными без коррекции, и полученными алгоритмом MOD09.

Введение. При решении задач тематической обработки спутниковых изображений исследователь во многих случаях сталкивается с тем, что атмосфера как мутная среда оказывает влияние на принимаемый спутниковой системой сигнал. Вследствие этого, без выполнения атмосферной коррекции возможна неверная интерпретация результатов спутниковых измерений. В настоящий момент существует довольно много способов решения задачи атмосферной коррекции, например [1-3]. В работе [4] нами предложен алгоритм атмосферной коррекции спутниковых изображений, который сочетает в себе учет основных факторов, влияющих на принимаемое спутниковой системой излучение, и ряд приемов для существенного сокращения времени расчетов. На тестовом примере в [4] показано, что в условиях высокой мутности атмосферы при наличии резкой смены спектрального коэффициента отражения предлагаемый алгоритм позволяет выполнять атмосферную коррекцию, а неучет отдельных факторов приводит к значительным погрешностям. В работах [5,6] проводилось сравнение результатов коррекции предлагаемого алгоритма с результатами, полученными алгоритмом MOD09 NASA для западного побережья Африки и участка Томской области на длинах волн 0.47 и 0.65 мкм. Сравнение показывает высокую корреляцию результатов. Целью данной работы является апробация предлагаемого алгоритма путем сравнения спектральных коэффициентов отражения земной поверхности на длине волны 1.24 мкм, полученных без атмосферной коррекции, предлагаемым алгоритмом и алгоритмом МОД09 в условиях низкой мутности атмосферы.

Исходные спутниковые данные.

Для сравнений спектральных коэффициентов отражения земной поверхности, полученной разными алгоритмами, был выбран участок на юге Томской области с координатами 55.95–56.85⁰ с.ш. и 84.05-84.95⁰ в.д. Использованы снимки спутникового

прибора MODIS с пространственным разрешением 500 м за период с 13.07.2013 г. по 17.07.2013 г на длине волны 1.24 мкм. В таблице 1 приведена сводка файлов исходных данных. Эти дни были выбраны потому, что для этого промежутка дней балл облачности менее 20% и доступны данные об аэрозольной оптической толщине (АОТ) со станции Томск-22 (56⁰ с.ш. 84⁰в.д.) системы Aeronet [7]. Для восстановления профиля молекулярного рассеяния использовались спутниковые данные MODIS о вертикальном профиле давления и температуры и данные о коэффициенте молекулярного рассеяния при нормальных условиях. Для снимков, где данные о температуре и давлении отсутствовали, использовались стандартные профили генератора оптических моделей на основе атмосферы LOWTRAN-7 [8]. При восстановлении аэрозольных параметров использовались данные Aeronet [7]. Исходя из этих данных, для длины волны 1.24 мкм восстанавливалась АОТ. Среди моделей лета средних широт, генерируемых LOWTRAN-7, выбиралась наиболее близкая по АОТ. Молекулярное поглощение бралось, соответствующее лету средних широт из моделей LOWTRAN-7.

№ снимка	дата	Время UTC	Интенсивность, облачная маска, взаимное расположение спутника и Солнца	Профиль температуры и давления	AOT
1	13.07	05:45	MOD09.A2013194.0545.005.20 14050203701.hdf	MOD07_L2.A2013194.0545.005.20131941 35153.hdf	130713_130713_Tom sk_22
2	14.07	04:50	MOD09.A2013195.0450.005.20 14050204526.hdf	MOD07_L2.A2013195.0450.005.20131951 33311.hdf	130714_130714_Tom sk_22
3	14.07	06:25	MOD09.A2013195.0625.005.20 MOD07_L2.A2013195.0625.005.20131951 14070135638.hdf 35624.hdf		130714_130714_Tom sk_22
4	15.07	05:30	MOD09.A2013196.0530.005.20 MOD07_L2.A2013196.0530.005.2013 14070133737.hdf 35411.hdf		130715_130715_Tom sk_22
5	16.07	04:35	MOD09.A2013197.0435.005.20 14050205258.hdf	LOWTRAN-7	130716_130716_Tom sk_22
6	16.07	06:15	MOD09.A2013197.0615.005.20 MOD07_L2.A2013197.0615.005.201 14070155245.hdf 35715.hdf		130716_130716_Tom sk_22
7	17.07	05:20	MOD09.A2013198.0520.005.20 14050214549.hdf	MOD07_L2.A2013198.0520.005.20131981 35659.hdf	130717_130717_Tom sk_22
8	17.07	06:55 07:00	MOD09.A2013198.0655.005.20 14061140917.hdf MOD09.A2013198.0700.005.20 14070134629.hdf	LOWTRAN-7	130717_130717_Tom sk_22

Таблица 1 – Дата, время и источники использованной информации

Алгоритмы восстановления спектральных коэффициентов отражения.

Спектральный коэффициент отражения определялся тремя способами: 1) без атмосферной коррекции, 2) алгоритмом МОD09 и 3) предлагаемым алгоритмом (new) [4]. Без атмосферной коррекции коэффициент отражения определялся как:

$$r_{surf,0} = \frac{\pi I_{sum}}{\pi S_{\lambda} \mu_{sun}} \tag{1}$$

где I_{sum} – интенсивность принимаемого спутниковой системой излучения, μ_{sun} – косинус зенитного угла Солнца, πS_{λ} - солнечная постоянная, которая бралась равной 454.14 Вт/(м²мкм) исходя из LOWTRAN-7 [8].

Результаты восстановления коэффициентом МОD09 были взяты из соответствующих файлов в табл. 1 (четвертая колонка).

Предлагаемый нами алгоритм восстановления коэффициентов описан в работе [4]. Он основан на теории линейных систем и разделении процесса формирования излучения на отдельные составляющие, которые моделируются методом Монте-Карло с использованием приемов, позволяющих значительно сократить время расчетов.

Сопоставление результатов расчетов

В результате расчетов тремя алгоритмами для 8 снимков были получены распределения коэффициентов отражения по земной поверхности. Пример результатов расчетов для 1-го снимка приведен на рис. 1. Результаты анализа приведены в табл. 2. Сравнение показывает, что значения полученные алгоритмом MOD09 для всех снимков, мало отличаются от значений без коррекции. Значения, полученные предлагаемым алгоритмом, практически линейно связаны со значениями без коррекции, но не совпадают.

№ снимка	Коэффициент корреляции р			Максимальное отличие $ \Delta r $		
	ρ_{01}	ρ ₀₂	ρ_{12}	$\left \Delta r_{01}\right $	Δr_{02}	$\left \Delta r_{12}\right $
1	0.996	0.9998	0.995	0.052	0.080	0.091
2	0.997	0.9998	0.996	0.040	0.070	0.089
3	0.998	0.9996	0.998	0.040	0.055	0.061
4	0.998	0.9998	0.998	0.046	0.051	0.079
5	0.996	0.9998	0.996	0.030	0.106	0.109
6	0.998	0.9997	0.997	0.032	0.082	0.091
7	0.998	0.9998	0.998	0.049	0.062	0.100
8	0.996	0.9992	0.995	0.037	0.107	0.141

Таблица 2 – Сравнение коэффициентов отражения, полученных 3 алгоритмами. 0 – без коррекции, 1 – алгоритмом MOD09, 2 – предлагаемым алгоритмом.

Также для апробации предложенного алгоритма было выполнено взаимное сравнение результатов для коэффициентов отражения земной поверхности, полученных предложенным алгоритмом для 8 снимков. Так как для разных снимков взаимное положение приемной системы и Солнца различно, то размер пикселей также различен. Для приведения снимков к одному формату была создана программа с использованием статистического моделирования, которая разделяла наблюдаемый участок на 100 интервалов по 1 км по широте и долготе и в пределах каждого интервала находила среднее значение коэффициентов отражения. Точки, для которых дисперсия результатов превышала 10%, из рассмотрения удалялись, так как они соответствовали областям вблизи облачных полей, где влияние облачности не позволяет корректно выполнить

атмосферную коррекцию предлагаемым алгоритмом. Сравнение выполнялись со снимком №2, так как на этом снимке отсутствует облачность. Сравнение показывает, что наблюдается систематическое отличие результатов по снимкам, которое можно описать как:

$$r_{surf,2} = r_{surf,1} + 8.19E - 2 \tag{2}$$

$$r_{surf,2} = r_{surf,3} + 8.75E - 2 \tag{3}$$

$$r_{surf,2} = r_{surf,3} + 5.65E - 2 \tag{4}$$

$$r_{suf,2} = r_{suf,3} - 3.28E - 2$$
(5)

$$r_{\text{surf},2} = r_{\text{surf},6} + 6.55E - 2 \tag{6}$$

$$r_{surf,2} = r_{surf,7} + 3.58E - 2 \tag{7}$$

$$r_{surf,2} = r_{surf,8} + 5.71E - 2 \tag{8}$$

где r_{surf.i} - коэффициенты отражения, полученные предлагаемым алгоритмом для *i*-го снимка (табл. 1)







Рис. 1 Распределение коэффициентов отражения по земной поверхности для 13.07.2013 г. 05:45 UTC, полученных без атмосферной коррекции (a), алгоритмом MOD09 (b) и предлагаемым алгоритмом (с). Сравнение результатов алгоритмов коррекции с результатами без коррекции (d). По оси Ох отложены коэффициенты отражения без коррекции ($r_{surf,0}$), по оси Оу – значения коэффициентов отражения, полученных соответствующими алгоритмами коррекции На рис. (а),(b),(c) отрицательные значения соответствуют облачным участкам.

Если скорректировать полученные значения на величины в (2)-(8), то среднее отличие снимков от 2-го снимка составит от 1.34Е-2 до 3.02Е-2 в зависимости от снимка. Причиной этого систематического отличия, вероятно, является то, что использовалось молекулярное поглощение модели лета средних широт, а не из данных измерений. В силу различного значения коэффициентов молекулярного поглощения по дням наблюдаются систематические отличия результатов коррекции по дням.

Сравнение с данными MOD09 показывает, что предлагаемый алгоритм дает близкие, но отличные от алгоритма MOD09 результаты. Сопоставление данных по дням показывает наличие систематических отличий, связанных вероятно с тем, что молекулярное поглощение берется для модели лета средних широт, а не из данных измерений.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ №15-01-00783-А, РФФИ 15-07-06811-А, президента РФ по поддержке ведущих научных школ НШ-4714.2014.5, программы «Научный фонд им. Д.И. Менделеева Томского государственного университета» в 2015 г.

Литература.

1. Протасов К.Т., Бусыгин Л.А., Белов В.В. Метод преобразования гистограмм яркостей и вейвлет-коррекция атмосферных искажений спутниковых изображений // Оптика атмосферы и океана. Т.23, №2, 2010. С. 136-142.

2. Vermote E.F., Vermeulen A. Atmospheric correction algorithm: spectral reflectances (MOD09). AlgorithmTheoretical Background document, version 4.0. 1999. [электронный pecypc]:http://modis.gsfc.nasa.gov/atbd/atbd_nod08.pdf.

3. *Reinersman P.N., Carder K.L.* Monte Carlo simulation of the atmospheric point-spread function with an application to correction for the adjacency effect // Applied optics. vol. 34, №21, 1995. pp. 4453-4471.

4. *Белов В.В., Тарасенков М.В.* О точности и быстродействии RTM-алгоритмов атмосферной коррекции спутниковых изображений в видимом и УФ-диапазонах. // Оптика атмосферы и океана. 2013. Т. 26. № 07. С. 564-571.

5. *Белов В.В., Тарасенков М.В.* Восстановление коэффициентов отражения земной поверхности в видимом и УФ-диапазонах при обработке спутниковых изображений // Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы: Сборник докладов XX Международного симпозиума. [Электронный ресурс – 1 CD-ROM]. ISBN 978-5-94458-145-7. Томск: Изд-во ИОА СО РАН. 2014. С В69-В73

6. *Тарасенков М.В., Белов В.В.* Алгоритм атмосферной коррекции спутниковых изображений неоднородной земной поверхности в видимом и УФ-диапазонах длин волн // Вычислительные технологии. 2014г. Т.19. №3. С.48-56

7. Сайт Aeronet. Режим доступа: http://aeronet.gsfc.nasa.gov/

8. *Kneizys F.X., Shettle E.P., Anderson G.P., Abreu L.W., Chetwynd J.H., Selby J.E.A. Clough S.A., Gallery W.O.* User guide to LOWTRAN_7. ARGL-TR-86-0177.ERP 2010 / Hansom AFB. MA 01731. 137 p.

ДИНАМИЧЕСКАЯ АНИЗОТРОПИЯ ОТКРЫТЫХ ОПТИЧЕСКИХ ТРАСС

Т. И. Арсеньян, А. М. Зотов, М. В. Писклин, Н. А. Сухарева Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова физический факультет, Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

E-mail: maxim.pisklin@gmail.com

Развитие систем пространственного кодирования для открытых оптических каналов передачи данных требует детального контроля не только статистики вариации интенсивности и профиля волнового фронта, но и динамики модуляции профиля сигнального пучка. Значительная часть экспериментальных и теоретических работ по исследованию искажений пучка на протяженных трассах использует неявное предположение об оптической изотропности среды распространения. Реальная ситуация на трассе может быть существенно иной, поскольку как ветровая нагрузка, так и температурные градиенты, сопровождающие турбулентные течения, имеют выраженную пространственную неоднородность.

Пространственно-анизотропные течения описываются конвекцией Буссинеска, соответствующая система уравнений для вектора поля скоростей \vec{V} и поля температур T в декартовых координатах имеет вид [1]:

$$E \operatorname{Pr}^{-1} \left[\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} \right] = -\nabla P - \vec{1}_z \times \vec{V} + RaTz \vec{1}_z + E\Delta \vec{V},$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{V} \cdot \nabla)(T + T_0) = \Delta T,$$
(1)

здесь *P* - давление, Pr - число Прандтля, *E* - число Экмана, *Ra* - модифицированное число Рэлея. Вариации поля скоростей и поля температур сопровождаются вариацией плотности газа, соответственно, и пространственного распределения оптической плотности согласно связи Гладстона-Дейла:

$$n(\vec{r},t) = 1 + K_{GD}\rho(\vec{r},t),$$
(2)

где *К*_{*GD*} - константа Гладстона-Дэйла.

Порождаемые согласно (1) аэродинамические течения могут принимать формы регулярных динамических спиралевидных структур, обладающих выраженной пространственной анизотропией. Рефракционные искажения профиля пучка согласно (2) при прохождении через подобные среды можно описать в базисе полиномов Цернике [2], однако непрерывное изменение распределения интенсивности в плоскости регистрации делает подобный расчет трудоемким и слабо информативным для прогнозирования.

Рассмотрим иной метод контроля пространственной динамической анизотропии на основе трассировки элементов распределения интенсивности сигнального оптического пучка на выходе атмосферного канала. Для экспериментальной реализации использована лабораторная модель оптической трассы, описанная ранее в [3]. Вариации метеоусловий на трассе позволяют получать разнообразные профили конвективных течений, в том числе спиралевидных режимов и режимов когерентной турбулентности.



Рис. 1: Формирование вертикальной хронорефрактограммы.

Регистрация распределений интенсивности в поперечном сечении пучка выполнялась высокоскоростной камерой PULNiX-1300, позволяющей при разрешении рабочего поля 320x240 точек и 10-ти битном кодировании интенсивности выполнять видеофиксацию с частотой кадров 400Гц без дополнительного сжатия и фильтрации. Исходный записанный видеоряд разбивался на последовательность кадров, из каждого кадра вблизи центральной зоны вырезались горизонтальная и вертикальная полосы шириной в 1 пиксель. После

последовательного по времени объединения полосы в горизонтальный и вертикальный макрокадры получали пару согласованных во времени хронорефрактограмм (Рис.1). Обработка макрокадров проводилась на базе приложения ImageJ [4] с подключением библиотеки OrientationJ [5]. Алгоритм обработки изображений OrientationJ следующий. Для каждого пикселя рассчитывается симметричная положительная 2×2 матрица \hat{J} :

$$\hat{J} = \begin{bmatrix} \langle f_x, f_x \rangle \langle f_x, f_y \rangle \\ \langle f_x, f_y \rangle \langle f_y, f_y \rangle \end{bmatrix} = \langle \nabla f, \nabla f^T \rangle,$$
(3)

где f_x и f_y - частные производные изображения f(x, y) вдоль направлений x и y, соответственно. Далее по компонентам этой матрицы определяется направление ориентации:

$$\theta = \frac{1}{2} \arctan \left(2 \frac{\left\langle f_x, f_y \right\rangle}{\left\langle f_y, f_y \right\rangle - \left\langle f_x, f_x \right\rangle} \right) \quad . \tag{4}$$

Примеры зависимости усредненных по макрокадру локальных ориентаций в горизонтальной и вертикальной хронорефрактограммах представлены на Рис.2.



(a)

(b)

Рис. 2: Усредненные по выборке значения угла ориентации для горизонтального (а) и вертикального (b) макрокадров при вариации температуры подстилающей поверхности от 20° C до 250° C и боковой ветровой нагрузки до до 5.3 м/с

Для описания процесса динамических искажений сигнального пучка предложено определение двух типов искажений - ротационных и трансляционных. Ротационная динамическая анизотропия проявляется в развороте эффективного эллипсоида сечения лазерного пучка за счет спиралевидных конвективных течений на трассе. Трансляционная

динамическая анизотропия проявляется в деформации эффективного эллипсоида без изменения ориентации осей.



Рис. 3: Зависимость наблюдаемого в макрокадре вертикально ориентированной хронорефрактограммы числа реализаций для заданного угла наклона при различных температурах (а) и длинах трассы (b)

Выполнен последовательный анализ влияния геометрии трассы и энергоемкости "метеовоздействий" в допустимом диапазоне температур подстилающей поверхности, интенсивности ветровой нагрузки и длины трассы. Установлены характерные соотношения степени асимметрии ротационных искажений профиля пучка и параметров трассы.

Предложенный метод позволяет в режиме реального времени фиксировать значения и вариации нечетных моментов функции распределения пространственной неоднородности, отбирать оптимальные ориентации рабочих участков оптических трасс при развертывании сетевой структуры с разнесенными резервными каналами.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 14-02-00461)

Литература

1. *Hejda P., Reshetnyak M.* Effects of anisotropy in geostrophic turbulence // Physics of the Earth and Planetary Interiors. 2009. V. 177, №. 3-4. P. 152–160.

2. *Shi K.T., Ma H.D.* Aero-optical effects in spatial developing compressible mixing layer // Procedia Engineering. 2013. V. 67, № 110-116.

3. *Арсеньян Т.И., Гребенников Д.Ю., Сухарева Н.А., Сухоруков А.П.* Реконструкция возмущения лазерного пучка в фазовом пространстве // Оптика атмосферы и океана, 2014, Т. 27, № 1, С. 5-10.

4. URL: http://imagej.nih.gov/ij/index.html.

5. URL: http://bigwww.epfl.ch/demo/orientation/

РАСШИРЕНИЕ ДИНАМИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА ЦВЕТНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ НА ОСНОВЕ ИХ КРАТНОМАСШТАБНОГО ВЕЙВЛЕТ-АНАЛИЗА

А.С. Мачихин

Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН (Москва) aalexanderr@mail.ru

Ключевые слова: цифровая обработка изображений, кратномасштабный анализ, high dynamic range imaging.

Рассмотрена задача устранения неравномерности яркости на цветных изображениях с большим динамическим диапазоном яркости и преобразования последовательности таких изображений в одно изображение с диапазоном яркости, который может быть воспроизведен на экране стандартного монитора. Предложен быстрый и устойчивый алгоритм, основанный на совместном кратномасштабном анализе изображений и их гистограммной обработке на каждом уровне пирамидального представления. Эффективность алгоритма подтверждена примерами и сравнением с известными методами.

В практике применения оптико-электронных систем регистрации изображений, в частности, при решении задач дистанционного зондирования зачастую возникает необходимость регистрировать изображения объектов, обладающих сложной геометрической формой и неоднородными отражательными характеристиками. При этом далеко не всегда удается обеспечить равномерную освещенность всех элементов такого объекта, что приводит к невозможности получения одного изображения с одинаковыми по всему полю разрешением и контрастом. Трудности связаны как с получением изображений с большим динамическим диапазоном, так и с их отображением на стандартных устройствах, динамический диапазон которых, как правило, составляет 8-10 бит, что существенно меньше, чем диапазон яркостей реального мира. Настоящая работа посвящена разработке алгоритма для объединения информации, содержащейся в нескольких полученных при различных условиях снимках, который можно было бы интегрировать в существующие приборы для проведения исследований в реальном времени как в лабораторных, так и в полевых условиях.

Основу рассматриваемого подхода составляет совместный кратномасштабный анализ изображений зарегистрированной последовательности (рис. 1) [1]. Для представления снимка в виде пирамиды используются вейвлет-ядра H(x, y) Хаара и FHAT. Цветовые каналы Ir_i , Ig_i , Ib_i каждого исходного снимка I_i представляются в виде гауссовых пирамид Ir_i^j , Ig_i^j , Ib_i^j и пирамид лапласианов Dr_i^j , Dg_i^j , Db_i^j из m уровней. Количество уровней m выбирается исходя из размера деталей изображения на самом низком m-м уровне пирамиды.

Пирамиды лапласианов $Dr_i^{j}, Dg_i^{j}, Db_i^{j}$ представляют собой набор разностей с предсказаниями, необходимых для вычисления дополняющих их гауссовых пирамид. Например, для красной (*R*) компоненты пирамида лапласианов Dr_i^{j} определяется, как $Dr_i^{j} = Ir_i^{j} - Decrease(Ir_i^{j-1} \otimes H)$. Функция *Decrease* осуществляет прореживание изображения

на (j-1)-м уровне с целью уменьшения (в настоящей работе в 2 раза) его размера до размера изображения на j-м уровне. Для экономии времени вычисление пирамид i-го изображения осуществляется во время регистрации следующего (i+1)-го изображения I_{i+1} видеопоследовательности.



Рис. 1. Схема используемого кратномасштабного представления изображения *I_i* (в квадратных скобках указаны размеры соответствующего изображения)

После регистрации всех *n* снимков осуществляется расчет первого грубого приближения *IRES*^{*m*}, которое лежит на *m*-ом уровне пирамиды нового изображения *IRES*. Для каждого цветового канала оно вычисляется усреднением всех изображений, например, для *R*-компоненты *IRESr^m* = $\frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} Ir_i^m$. На остальных уровнях ($1 \le j < m$) приближения *IRESr^j* и *DRESr^j* и *DRESr^j* и *DRESr^j* и *DRESr^j* и *DRESr^j* ($IRESr^{j+1}$) + *DRESr^j*, *DRESr^j* = Dr_i^j . Функция *Increase* осуществляет увеличение изображения в 2 раза, а индекс *I* выбирается из условия $I = i \left| \max_{i} (|Dr_i^j(x, y)| + |Dg_i^j(x, y)| + |Db_i^j(x, y)| \right|$. Таким образом, из изображений *IRESr^j* и *DRESr^j* образуется новая пирамида, верхним уровнем которой *IRESr¹* является *R*-компонента искомого изображения *IRES* с расширенным динамическим диапазоном (рис. 2). Компоненты *G* и *B* изображения *IRES* вычисляются аналогичным образом.



Рис. 2. Схема совместного кратномасштабного анализа последовательности изображений на примере *R*-компоненты (в квадратных скобках указаны размеры соответствующего изображения)

Далее выполняется процедура цветовой коррекции. На каждом уровне пирамиды значения пикселей изображения $DRESr^{j}$ могут лежать вне допустимого интервала 0..255 (для 8битного изображения), а продвижение вверх по пирамиде может сопровождаться дальнейшим расширением интервала значений. Поэтому для сохранения исходной корректной пропорции цветовых компонент на этапе формирования *j*-го уровня пирамид $IRESr^{j}$, $IRESg^{j}$, $IRESb^{j}$ дополнительно применяется линейная обработка гистограмм всех трех каналов так, чтобы все значения N принадлежали диапазону 0..255. Например, для $IRESr^{j}$ это преобразование записывается как

$$IRESr^{j}(x, y) = \frac{IRESr^{j}(x, y) - MIN}{MAX - MIN} 255,$$

где $MAX = \max\left(\max\left(IRESr^{j}\right), \max\left(IRESg^{j}\right), \max\left(IRESb^{j}\right)\right),$

 $MIN = \min(\min(IRESr^{j}), \min(IRESg^{j}), \min(IRESb^{j}))$. Данная процедура, как и весь описанный алгоритм, не использует переход в другое цветовое пространство, какую-либо весовую оценку пикселей и интерактивно настраиваемые параметры. Кроме того, реализация алгоритма требует минимального количества попиксельных операций, что позволяет существенно сэкономить время обработки.

Для сравнения с известными методами [2,3] предлагаемый алгоритм был апробирован на реальных изображениях (рис. 3). Ряд экспериментов показал, что реализованный алгоритм обеспечивает результаты, сравнимые с результатами методов, использующих интерактивно

подбираемые параметры. При этом время обработки предложенным методом в среднем в 1,5-3 раза меньше [4].





Рис. 3. Результаты обработки последовательности изображений (а) различными методами: б) Rubinstein [2]; в) Mertens etc.[3]; г) описанным в настоящей работе

Описанный алгоритм программно реализован и апробирован на множестве последовательностей изображений, полученных при различных параметрах съемки с помощью реальных оптико-электронных приборов для регистрации изображений. Несмотря на существенно различный характер регистрируемых сцен, результаты всех экспериментов являются удовлетворительными и показывают эффективность описанного подхода.

1. B. Hoefflinger. High-dynamic-range (HDR) vision: microelectronics, image processing, computer Graphics. // Springer, 2007. 239 p.

R. Rubinstein. Fusion of differently exposed images: final project report. // Israel Institute of Technology, 2004.
 14 p.

3. T. Mertens, J. Kautz, F. Reeth. Exposure fusion. // Pacific Conference on Computer Graphics and Applications, 2007. P. 382–390.

4. A.S. Machikhin, A.M. Perfilov. Using multiscale analysis to broaden the dynamic range of color endoscopic images. // Journal of Optical Technology, 2013. T. 80. № 8. P. 486-489.

СЦИНТИЛЛЯЦИИ ОПТИЧЕСКОГО ВИХРЯ В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

В.П. Аксёнов, В.В. Колосов

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия

avp@iao.ru, kvv@iao.ru

Выполнен сравнительный численный и аналитический анализ индексов сцинтилляций лагерр-гауссова, doughnut hole и гауссова пучков, распространяющихся в случайно-неоднородной атмосфере. Установлено, что возникновение сцинтилляций оптического вихря с возникновением турбулентности на трассе носит ступенчатый характер. С усилением интенсивности турбулентности индекс сцинтилляции возрастает, как и индексы сцинтилляций в двух других пучках, но не от нуля, а от единицы. Показано, что поведение сцинтилляций в поперечном сечении пучков существенно зависит от вида пучка.

Ключевые слова: вихревые пучки, сингулярная оптика, оптический вихрь, орбитальный угловой момент, индекс мерцаний, распространение в турбулентной атмосфере

Лазерные пучки, обладающие орбитальным угловым моментом (вихревые пучки) [1], привлекают в последние десятилетия пристальное внимание благодаря их особым качествам, нашедшим множество приложений [2]. Естественно, что для систем оптической связи возникает необходимость исследовать влияние среды на распространение таких пучков. Для аналитического описания распространения лазерных пучков в условиях слабой атмосферной турбулентности чаще всего используется метод Рытова [3]. Для описания вихревых пучков прямое применение метода Рытова вызывает серьезные проблемы из-за того, что на оси пучка, распространяющегося в невозмущенной среде, интенсивность обращается в нуль. Для численного моделирования распространения лазерных пучков как правило применяется метод Монте – Карло с использованием фазовых экранов [4-5]. Однако, результаты расчетов флуктуаций интенсивности вихревых пучков, полученные в результате моделирования, не позволяют однозначно судить о влиянии циркуляционного движения энергии в пучке на величину флуктуаций интенсивности в его поперечном сечении, в особенности о величине флуктуаций на оси пучка. Чтобы сделать однозначный вывод о зависимости величины мерцаний от типа пучка, выполним параллельное численное моделирование распространения в турбулентной атмосфере разных типов пучков : Гауссова, Лагерр – Гауссова(LG) и пучка типа «doughnut hole» (DH) [6]. В простейшем случае LG_0^1 пучка сверим численные результаты с асимптотической оценкой мерцаний на оси пучка. Рассмотрим следующее представление комплексной амплитуды поля в начальной плоскости (z = 0)

$$u(r,\varphi,0) = \frac{4}{a} \sqrt{\frac{\Phi}{c}} \left(\frac{\sqrt{2}r}{a}\right)^p \exp\left\{-\frac{r^2}{a^2}\right\} \exp\{il\varphi\},\tag{1}$$

где $\{r, \varphi, z\}$ - цилиндрические координаты, Φ - полный поток энергии, a - начальный радиус гауссова источника, c - скорость света. Если задать параметр p=1, и параметр l=1, формула (1) будет описывать циркулярную моду Лагерр-Гауссова пучка LG_0^1 . Если p=1, а l=0, представление (1) будет соответствовать *DH* пучку. Если и p=1, и l=0 пучок в исходной плоскости принимает вид гауссова пучка.

Для создания численной модели мы, мы применим те же методы и подходы, которые уже применяли в [6] и будем использовать также спектр Эндрюса [3].

Для получения статистических характеристик флуктуаций интенсивности использовался метод Монте-Карло. Расчеты для различных типов пучков проводились для одной и той же выборки из 2400 случайных реализаций наборов фазовых экранов. Относительная дисперсия флуктуаций интенсивности (индекс мерцаний) вычислялась по формуле

$$\sigma_{I}^{2}(\mathbf{r},z) = \frac{\langle I^{2}(\mathbf{r},z) \rangle}{\langle I(\mathbf{r},z) \rangle^{2}} - 1.$$
⁽²⁾

Угловые скобки в (2) обозначают среднее по реализациям. Предполагалось, что турбулентность на трассе статистически однородна. Интенсивность турбулентности задавалась с помощью комплексного параметра $\beta_0^2 = 1.23C_n^2 k^{7/6} z^{11/6}$, где C_n^2 - структурная характеристика показателя преломления.

Зависимости индексов мерцаний от турбулентных условий распространения и продольной координаты точки наблюдения, отвечающей условию $z/z_d = 1$ ($z_d = ka^2/2$ - длина Релея), приведены на рис. 1. На рис.1 кривые 1и 2 представляют результаты расчетов индексов

мерцаний на оси пучков. Кривая 1 описывает мерцания на оси оптического вихря (мода Лагерр-Гауссова пучка LG_0^1). Зависимость 2 получена для *DH* пучка. Кривая 3 взята из [7] и отражает экспериментальные результаты для индекса мерцаний узкого коллимированного пучка. Из рис. 1. следует принципиальное различие в поведении индексов мерцаний оптического вихря и пучка Гаусса в области слабой турбулентности. Индекс мерцаний оптического вихря на его оси резко возрастает от нуля до значения примерно равного единице с «включением» атмосферной турбулентности и далее растет плавно при дальнейшем



Рис. 1. Сравнение зависимостей мерцаний на оси оптического вихря (пучок Лагерра-Гаусса LG_0^1)-1, кольцевого *DH* пучка -2 и фундаментального гауссова пучка-3 от силы атмосферной турбулентности.

ее усилении. Сцинтилляции гауссова пучка растут плавно от нуля с увеличением силы турбулентности. Также плавно, как и для гауссова пучка, но различаясь количественно, возрастают от нуля сцинтилляции *DH* пучка.

Для аналитической оценки величины индекса сцинтилляций (3) будем пользоваться колмогоровским спектром [3]. Оценку средней интенсивности на оси оптического вихря $\langle I(0, z) \rangle$ получим, воспользовавшись строгим решением для $\Gamma_2(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z) = \langle u(\mathbf{r}_1, z)u^*(\mathbf{r}_2, z) \rangle$ [8]. Используем условие (1) с параметрами, соответствующими оптическому вихрю($l=1 \ p=1$), и, считая турбулентность слабой ($\beta_0^2 \ll 1$), получим для главного члена асимптотического ряда

$$\langle I(0,z) \rangle = 11.8 \sqrt[3]{4} \Gamma\left(\frac{11}{6}\right) \frac{\Phi}{c} \frac{1}{a^2} \frac{z_d}{z} \left(\frac{zz_d}{z^2 + z_d^2}\right)^{11/6} \beta_0^2.$$
 (3)

При расчетах $\langle I^2(0,z) \rangle$ учтем, что

$$\left\langle I^{2}(\mathbf{r},z)\right\rangle = \Gamma_{4}(\mathbf{r}_{1},\mathbf{r}_{2},\mathbf{r}_{3},\mathbf{r}_{4},z) = \left\langle u(\mathbf{r}_{1},z)u^{*}(\mathbf{r}_{2},z)u(\mathbf{r}_{3},z)u^{*}(\mathbf{r}_{4},z)\right\rangle_{\mathbf{r}_{1}=\mathbf{r}_{2}=\mathbf{r}_{3}=\mathbf{r}_{4}=\mathbf$$

и воспользуемся асимптотически строгим методом решения уравнения для функции когерентности поля четвертого порядка $\Gamma_4(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3, \mathbf{r}_4, z)$ в предельном случае слабой интенсивности турбулентности [9]. Этот метод предусматривает построение для $\Gamma_4(\mathbf{r}_4, z)$

итерационного ряда $\Gamma_4(\mathbf{r}_4, z) = \sum_{j=0}^{\infty} (-1)^j \Gamma_{4j}(\mathbf{r}_4, z)$. Нулевая и первая итерации позволяют установить, что $\Gamma_{40}(0, z) = 0$ и $\Gamma_{41}(0, z) = 0$, так, что

$$\Gamma_4(0,z) = \sum_{j=2}^{\infty} (-1)^j \Gamma_{4j}(0,z).$$
(4)

Оценивая величину $\Gamma_{42}(0, z)$ получим

$$\Gamma_{42}(0,z) \cong 2\langle I(0,z) \rangle^2,$$

где $\langle I(0, z) \rangle$ описывается формулой (3). С учетом членов асимптотического ряда (4), следующих за $\Gamma_{42}(0, z)$, будем иметь для сцинтилляционного индекса следующую оценку

$$\sigma_{\rm I}^2(0,z) = 1 + O(\beta_0^2), \quad \beta_0^2 <<1, \tag{6}$$

которая соответствует результатам расчетов $\sigma_{I}^{2}(0, z)$ в численном эксперименте (кривая 1 на рис. 1).

Несмотря на то, что конкретные расчеты величины индекса сцинтилляций вихревых пучков выполнены только для простейшей LG_0^1 моды, полученные результаты являются достаточно общими, поскольку в них проявляются главные свойства, присущие сцинтилляциям вихревых пучков любого типа.

1. *Allen L., Beijersbergen M. W., Spreeuw R., J. C., and Woerdman J. P.* Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre–Gaussian laser modes// Phys. Rev. A 1992. V.45. P. 8185–8189.

2. *Yao A. M. and Padgett M. J.* Orbital angular momentum: origins, behavior and applications// Adv. Opt. Photon. 2011, V. 3. P. 161-204.

3. *Andrews L. C. and Phillips R. L.* Laser beam propagation through random media. Bellingham, WA: SPIE Optical Engineering Press. 2005.

4. *Konyaev P. A., Lukin V. P., and Sennikov V. A.* Effect of phase fluctuations on propagation of the vortex beams// Atmos. Oceanic Opt. 2006. V.19. P. 924–927.

5. *Liu X.*, *Pu J.* Investigation on the scintillation reduction of elliptical vortex beams propagating in atmospheric turbulence// Optics Express 2011.V. 18 . 26444.

6. *Aksenov V. P, Kolosov V. V., and Pogutsa C. E.* The influence of the vortex phase on the random wandering of a Laguerre–Gaussian beam propagating in a turbulent atmosphere: a numerical experiment// Journal of Optics. 2013. V. 15, 044007.

7. *Gracheva M.E., Gurvich A.S., Kashkarov S.S., Pokasov V.V.* Similarity Relations and their Experimental Verification for Strong Intensity Fluctuations of Laser Radiation, in Laser beam propagation in the atmosphere, J.W. Strohbehn, ed. N.-Y.: Springer-Verlag, 1978. P. 107–128.

8. *Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И.* Введение в статистическую радиофизику. Ч.2. Случайные поля. М.: Наука, 1978.

9. *Molyneux J.E.* Propagation of the N-order coherence functions in random medium. II. General Solutions and Asymptotic Behavior // JOSA. 1971.V. 61.P. 369–377.

ОРБИТАЛЬНЫЙ УГЛОВОЙ МОМЕНТ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА В ТУРБУЛЕНТНОЙ СРЕДЕ: ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И АСИМПТОТИЧЕСКИЕ ОЦЕНКИ

В.П. Аксёнов, В.В. Колосов, Ч.Е. Погуца, Г.А. Филимонов

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия

avp@iao.ru, <u>kvv@iao.ru</u>, <u>pce@iao.ru</u>, <u>fga@iao.ru</u>

Выполнено численное моделирование и аналитические расчеты дисперсий флуктуаций полного орбитального углового момента (ОУМ) лагерр-гауссова и гауссова лазерных пучков, распространяющихся в случайнонеоднородной атмосфере. Показано, что флуктуации ОУМ пучка, распространяющегося в слабо турбулентной атмосфере оказываются много меньшими его флуктуаций интенсивности.

Ключевые слова: вихревые пучки, сингулярная оптика, оптический вихрь, орбитальный угловой момент, распространение в турбулентной атмосфере

Выполнено численное и аналитическое исследование полного орбитального углового момента (ОУМ) лазерных пучков, распространяющихся в турбулентной атмосфере. Численное моделирование осуществлено с помощью метода фазовых экранов (Метод Монте -Карло). Асимптотические оценки статистических характеристик проведены с помощью ранее полученного интегрального соотношения, связывающего статистические моменты орбитального момента пучка со статистическими моментами случайного поля интенсивности распространения пучка(теорема Эренфеста). Статистический вдоль трассы момент интенсивности оценен посредством асимптотического решения уравнения для функции когерентности четвертого порядка поля лазерного пучка. Установлены зависимости дисперсии слабых флуктуаций орбитального углового момента гауссова лазерного пучка, «наведенных» атмосферной турбулентностью, от исходной пространственной когерентности, дифракционных параметров и фокусировки пучка. Установлено, что при прочих равных условиях флуктуации ОУМ в сфокусированном пучке выше, чем в коллимированном. В полностью когерентном пучке флуктуации ОУМ максимальны и убывают до нуля в случае уменьшения начальной когерентности. Получены аналитические зависимости дисперсии слабых флуктуаций орбитального углового момента лагерр-гауссова пучка в случае, если радиальный индекс пучка равен нулю, а азимутальный индекс (топологический заряд вихря) равен единице. Показано, что орбитальный момент лазерного пучка, являющегося носителем оптического вихря на входе в атмосферу, флуктуирует в меньшей степени, чем орбитальный угловой момент гауссова пучка. Рассчитана дисперсия флуктуаций орбитального углового момента в зависимости от регулярного смещения осей передающей и приемной апертур. Расчеты дисперсии флуктуаций ОУМ, выполненные на основе численного моделирования, хорошо согласуются с асимптотическими оценками дисперсии ОУМ в области их применимости.

МОДЕЛИРОВАНИЕ МНОЖЕСТВЕННОЙ ФИЛАМЕНТАЦИИ ТЕРАВАТТНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ НА СТОМЕТРОВОЙ ВОЗДУШНОЙ ТРАССЕ

Д.В. Апексимов, Ю.Э. Гейнц, А.А. Землянов, А.Н.Иглакова, А.М. Кабанов, О.И. Кучинская, Г.Г. Матвиенко, В.К. Ошлаков, А.В. Петров

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт оптики атмосферы

им. В.Е. Зуева Сибирского отделения Российской академии наук,

г. Томск, пл. Академика Зуева 1, 634055, Россия

e-mail: <u>apeximov@iao.ru</u>, <u>ygeints@iao.ru</u>, <u>zaa@iao.ru</u>, <u>ian@iao.ru</u>, <u>kam@iao.ru</u>, <u>koi@mail.ru</u>, mgg@iao.ru, ovk@iao.ru, pav@iao.ru

Ключевые слова: ультракороткое излучение, филаментация, лазерная плазма

Представлены результаты численного моделирования множественной филаментации тераваттных фемтосекундных импульсов Ti:Sapphire-лазера проведенного по экспериментальным данным, полученным на воздушной трассе длиной 106 м при изменении начальной пространственной фокусировки и мощности лазерного излучения.

Задача формирования области множественной филаментации на заданном удалении от лазерного источника, имея в виду дистанции в сотни и тысячи метров, является актуальной для фемтосекундной атмосферной оптики, включающей в себя как традиционные задачи дистанционной диагностики атмосферных составляющих [1], так и задачи транспортировки экстремально высокой интенсивности светового поля на протяженных трассах [2] создания электропроводящих каналов в атмосфере [3] и лазерной генерации СВЧ излучения [4].

Настоящая работа представляет результаты моделирования множественной филаментации тераваттных фемтосекундных импульсов Ti:Sapphire-лазера проведенного по экспериментальным данным, полученным на воздушной трассе длиной 106 м при изменении начальной пространственной фокусировки и мощности лазерного излучения [5].

Результаты измерений пространственного положения области филаментации ультракороткого лазерного излучения (УКИ), демонстрирующие способы управления филаментацией путем изменения начальной пространственной фокусировки и энергии импульса излучения представлены на рисунках 1 и 2. На рисунке 1 видно, как увеличение базы телескопа в диапазоне нескольких сантиметров, что соответствовало уменьшению эффективного фокусного расстояния телескопа до $f \approx 12$ м и, следовательно, повышению остроты фокусировки излучения, позволяет перемещать область филаментации по всей длине стометровой трассы.

B35
Результаты измерений пространственных границ зоны плазмообразования при варьировании начальной энергии (пиковой мощности) лазерных импульсов показаны на рисунке 2. Здесь использовался более узкий лазерный пучок (телескоп не применялся) для того, чтобы приблизить область филаментации и вместить ее в оптическую трассу для малых энергий импульса. Видно, что изменение энергии излучения также приводит к предсказуемым теорией изменениям положения начала области филаментации пучка, а именно более ранней по дистанции филаментации с увеличением E_0 .



Рис. 1. Координаты области филаментации излучения $(E_0 = 60 \text{ мДж}, d_0 = 4 \text{ см})$ в зависимости от длины базы (фокусного расстояния) телескопа (эксперимент); штрих – граница оптической трассы; 1 – теоретический расчет.



Рис. 2. Координаты начала и конца области филаментации коллимированного пучка с $d_0 = 2.5$ см в зависимости от энергии лазерного импульса (эксперимент); 1 – теоретический расчет.

Для более детального понимания физических процессов, лежащих в основе полученных в экспериментах закономерностей было проведено численное моделирование самовоздействия мощного УКИ в оптически нелинейной воздушной среде. Теоретическое рассмотрение данной проблемы, как правило, проводится на основе параксиального уравнения квазиоптики, записанного либо для частотного спектра поля [6], либо для временного профиля огибающей электрического поля светового импульса [7]. В последнем случае данное уравнение в литературе принято называть нелинейным уравнением Шредингера (НУШ). Полная задача описания множественной филаментации лазерного импульса требует расчета пространственной динамики оптического поля по всем четырем координатным осям: трем пространственным и одной временной. Численное решение такой полной четырехмерной задачи самовоздействия для реалистичных сантиметровых лазерных пучков требует колоссальных объемов компьютерной памяти и экстремально большого объема вычислений, что пока недостижимо в современных условиях даже при использовании высокопроизводительных серверных кластеров [8]. По этой причине при моделировании нелинейного распространения широкоапертурного лазерного излучения нами была использована, так называемая редуцированная версия НУШ, получаемая путем его интегрирования по временной координате. Данная методика была предложена в [9] и продемонстрировала неплохое согласие, прежде всего, по положению нелинейного фокуса и длине филаментации с результатами решения полной задачи с учетом временной структуры импульса.

Моделирование проводилось на основе эволюционного уравнения для средней (по времени) амплитуды оптического поля. В качестве начального профиля лазерного излучения был использован модельный супергауссовский пучок с наложенным на него случайным шумом по амплитуде светового поля. Это связано с нестабильностью излучения, выходящего на воздушную трассу.

Рисунок 3 показывает результаты численных расчетов линейной плотности плазменной области вдоль трассы распространения лазерного излучения с начальной энергией $E_0 = 80$ мДж и диаметром $d_0 = 4$ см при изменении начальной фокусировки, задаваемой параметром кривизны фазового фронта излучения f. Как следует из данного рисунка, интегрированная по поперечному сечению плотность плазменного канала распределена по трассе неоднородно, демонстрируя в определенных участках локальные выбросы линейной плотности свободных электронов $\rho_{ez}(z)$. Эти выбросы можно отождествить с соответствующим увеличением числа плазменных каналов, сопровождающих каждый отдельный филамент светового пучка



Рис 3. Трассовая эволюция линейной плотности свободных электронов (символы) и эффективного диаметра (кривые) в зависимости от начальной фокусировки пучка: f = -50 м (1); +25 м (2); коллимированный пучок (3).

Координата абсолютного максимума z_m распределения $\rho_{ez}(z)$ и длина участка активного плазмообразования L_p при различных вариантах фокусировки пучка построены на рис. 4 а, б.



Рис. 4. Координата абсолютного максимума z_m (а) и длина филаментации L_p (б) при различных значениях f; 1 - значения величин для коллимированного излучения.

численное моделирование самовоздействия мощного Как показало импульсного излучения в оптически нелинейной воздушной среде, проведенное по редуцированной версии НУШ, пространственное положение максимума числа плазменных каналов для сфокусированного или коллимированного излучения коррелирует с нелинейным фокусом пучка в целом (минимум среднеквадратичного радиуса) и, следовательно, также поддается эффективному управлению. Расчеты, проведенные для предварительно расфокусированного пучка, показали, что в этом случае филаментация происходит на значительно более дальнем расстоянии, чем для коллимированного излучения, и сопровождается заметным увеличением размера лазерного пучка в зоне активного плазмообразования.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 14-28-02023 офи м.

Литература

- 1. Rairoux P., Schillinger H., Niedermeier S., Rodriguez M., Ronneberger F., Sauerbrey R., Stein B., Waite D., Wedekind C., Wille H., Wöste L. Appl Phys B, **71**, 573 (2000).
- Béjot P., Bonacina L., Extermann J., Moret M., and Wolf J. P., Ackermann R., Lascoux N., Salamé R., Salmon E., Kasparian J., Bergé L., Champeaux S., and Guet C., Blanchot N., Bonville O., Boscheron A., Canal P., Castaldi M., Hartmann O., Lepage C., Marmande L., Mazataud E., Mennerat G., Patissou L., Prevot V., Raffestin D., and Ribolzi J. Appl. Phys. Lett. B, 90, 151106 (2007).
- 3. Khan N., Mariun N., Aris I., Yeak J. New Journal of Physics, 4, 61.1 (2002).
- 4. Cheng C. C., Wright E. M. and Moloney J. V. Phys. Rev. Lett., 87, 213001 (2001).
- 5. Апексимов Д.В., Землянов А.А., Иглакова А.Н., Кабанов А.М., Кучинская О.И., Матвиенко Г.Г., Ошлаков В.К. Петров А.В. Оптика атмосферы и океана, **28**, 274 (2015).
- 6. Kolesik M., Moloney J.V. and Mlejnek M. Phys. Rev. Lett., 89, 283902 (2002).
- 7. Shen Y.R., Boyd R.W., and Lukishova S.G., eds. Self-focusing: Past and Present (Springer, 2009).
- 8. Shlenov S.A., Bezborodov A.E., Smirnov A.V. Conference on Parallel and Distributed Processing Techniques and Applications (PDPTA'06), Las Vegas, NV,. 1. PDP-4003. 94 (2006).
- 9. Bergé L., Skupin S., Lederer F., Me'jean G., Yu J., Kasparian J., Salmon E., Wolf J. P., Rodriguez M., Woste L., Bourayou R., Sauerbrey R. Phys. Rev. Lett., 92, 225002 (2004).

ОПТИКО-АКУСТИЧЕСКАЯ КАЛОРИМЕТРИЯ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

А.Н. Иглакова (ian@iao.ru), В.К. Ошлаков (ovk@iao.ru), Б.А. Тихомиров (bat@iao.ru) Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН 1 пл. Академика Зуева, 634021 Томск

> Л.В. Селезнев (seleznev@sci.lebedev.ru) Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН 53 Ленинский проспект, 119991 Москва, В-333

Ключевые слова: тераваттный фемтосекундный лазер, оптико-акустический калориметр

Для измерения энергии фемтосекундных лазерных импульсов (248 нм, 744 нм и 800 нм) апробирован оптико-акустический приемник с черным телом (в качестве поглощающего элемента) и конденсаторным микрофоном (в качестве преобразователя), помещенных внутри замкнутого объема с газом. Прибор позволяет измерять энергию УФ – ИК лазерных импульсов в широком динамическом диапазоне (более 80дБ с микрофоном МК 221). Частота следования импульсов – до 15 Гц, пороговая чувствительность – 10 нДж. Высокая чувствительность приемника обеспечивает надежные измерения энергии тераваттных фемтосекундных лазерных импульсов в основном канале по поглощению излучения, проходящего за поворотное зеркало с коэффициентом отражения, близким к 100%.

ФОТОННЫЕ НАНОСТРУИ ОТ СОСТАВНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МИКРОЧАСТИЦ

Ю.Э. Гейнц, А.А. Землянов, Е.К. Панина

Институт оптики атмосферы СО РАН им академика Зуева В.Е.,

г. Томск, пл. Академика Зуева 1, 634021, Россия

e-mail: ygeints@iao.ru, zaa@iao.ru, pek@iao.ru

Ключевые слова: фотонная струя, комбинированная частица

Представлены результаты численного моделирования ближнего поля рассеяния световой волны (область фотонной (нано)струи - ФС) на составных частицах, представляющих собой усеченные круговые конусы с присоединенными полусферами. Впервые установлено, что совмещение сферической и конической фокусировок в составных частицах позволяет создавать высоко локализованные фотонные струи, с пиковой интенсивностью, в несколько раз превышающей интенсивность для изолированных микроаксиконов.

Введение

По мере миниатюризации оптических элементов и усложнения их пространственных форм возникает необходимость получения информации о ближнеполевой структуре падающей световой волны при рассеянии излучения на таких объектах. Это становится возможным благодаря комплексному подходу к изучению характеристик рассеяния на микрочастицах с фиксируемыми размерами и контролируемой внутренней структурой. Несферические частицы также как и сферы могут модифицировать пространственную структуру падающего на них излучения и создавать локализованные световые потоки – так называемые, "фотонные (нано)струи" (ФС). Особенностью ФС является ее высокая интенсивность при существенной пространственной локализации светового поля.

В настоящей работе с помощью метода дискретной дипольной аппроксимации (ДДА) [1] проводится моделирование рассеяния световой волны на осесимметричных несферических кварцевых частицах микронных размеров, облучаемых излучением с λ =0.532 мкм. Для получения фотонной струи использовался усеченный микроконус (микроаксикон) различной пространственной ориентации с добавлением полусфер. Предполагается, что подобная конфигурация оптических элементов приведет к изменению характеристик поля в области ближнего рассеяния (длины, ширины, пиковой интенсивности фотонной струи), а соответственно, к реализации новых способов формирования ФС с заданными параметрами.

Характеристики ФС от комбинированных микрочастиц

Основными характеристиками фотонной струи, как известно [2], являются ее пространственные размеры (длина L, ширина R), а также величина пиковой интенсивности B_{max} . Во избежание неоднозначности трактовки параметров ФС, в дальнейшем L и R будем

определять на уровне половины максимума интенсивности поля (FWHM). Другой, не менее важной характеристикой ΦC является параметр *d*, определяющий удаленность области ΦC с наибольшей интенсивностью B_{max} от поверхности микрочастицы.

Традиционно для фокусировки излучения в оптических системах используют сферы, либо аксиконы, представляющие собой круговой конус, ориентированный своей осью вдоль направления падения. Кардинальные различия в параметрах и форме ФС от этих оптических элементов обусловлены тем, что сфера наиболее эффективно утилизирует падающее на ее поперечник излучение, собирая большую часть энергии световой волны в локализованную область с пространственной формой, близкой к шару. Это обусловлено наличием двух преломляющих свет границ с противоположной кривизной поверхности, благодаря чему в области геометрической тени частицы возникает зона фокуса, т.е. область Φ С, с интенсивностью, на порядки величины превышающей свое начальное значение. Микроконус за счет специфической конической фокусировки растягивает область внешнего фокуса вдоль оптической оси, что снижает пиковую интенсивность Φ С, но увеличивает ее протяженность. Отрыв Φ С от границы частицы и в том и в другом случае невелик ($d \sim \lambda/2$), а поперечная ширина приблизительно одинакова: $w \approx 0.44\lambda$ для конуса и $w \approx 0.56\lambda$ у сферы.

Интересным, на наш взгляд, представляется исследование характеристик ФС от специальным образом комбинированной частицы, состоящей из аксикона и полусфер. Подобное совмещение конической фокусировки с эффектом ФС предположительно приведет к созданию распределенной оптической ловушки увеличенной протяженности, т.е. модификации фокальной перетяжки светового пучка.

На рисунке 1 показаны три типа рассеивающих излучение частиц, смоделированные нами с использованием метода ДДА.



Рис. 1. Рассеивающие излучение объекты в «дипольном» представлении а) усеченный конус, б) усеченный конус + полусфера слева, в) усеченный конус + полусферы

Серия тоновых распределений относительной интенсивности лазерного излучения в окрестности составных осесимметричных кварцевых микрочастиц с показателем преломления n=1.5 и диаметром основания $D_l = 2$ мкм, находящихся в воздухе представлена на рис. 2. Интенсивность на каждом графике нормирована на свое максимальное значение. Размерные параметры аксиконов (высота - L_a , диаметр основания - D_l , диаметр основания справа - D_r) соответствуют $L_a=1/2D_l$. $D_r = 1/2D_l$. Были рассмотрены три ситуации, когда рассеивающая частица представляла собой изолированный усеченный микроаксикон (рис. 2a,c), аксикон с добавлением полусферы справа (рис. 26,d) и аксикон, дополненный двумя полусферами (рис. 2e,e). Учитывалась также ориентация модельной составной частицы относительно падающего излучения.



Рис. 2. Тоновые распределения относительной интенсивности оптического поля B(y,z) в окрестности кварцевых усеченных аксиконных частиц (a,б); комбинированных частиц (в-е)

Как и ожидалось, совмещение различных видов фокусировки меняет параметры ΦC . Добавление к аксикону полусферы справа (рис. $26, \partial$), за счет дополнительной сферической фокусировки выравнивает структуру фотонного потока. Более того, меняется не только пространственный размер ΦC , но и ее удаленность от поверхности. Струя как бы прилипает к внешней оболочке сложной частицы, "вытекая" из нее в форме экспоненциально затухающего хвоста. Более того, существенным моментом здесь является ориентация частицы, поскольку меняется определяющая роль того или иного рассеивающего объекта при формировании струи. Так для частицы, представленной на рис. 2*б* деформация волнового фронта падающего излучения происходит на полусфере, а микроконус лишь подфокусирует световую волну. Дополнительная сферическая фокусировка позволяет достигнуть более чем 3-х кратного, по сравнению с соответствующим случаем рассеяния излучения на изолированном аксиконе (рис. 2*a*), увеличения интенсивности вблизи задней поверхности микрочастицы.

В случае зеркальной ориентации частицы (рис. 2*д*), в силу малого размера полусферы, основным рассеивающим элементом является микроаксикон. Тем не менее, наличие полусферы справа приводит к локализации оптического излучения, главным образом, внутри частицы, что обусловливает появление распределенных вдоль оптической оси локальных фокусов. Это негативным образом сказывается на интенсивности ФС. Интенсивность ФС снижена (B_{max} =17.5), а поперечный размер струи R~0.6 λ . Добавление полусферы справа (рис. 2*e*,*e*) сокращает протяженность области пространственной локализации поля вне частицы, при этом увеличивая пиковую интенсивность ФС почти в 4 раза для традиционно ориентированного конуса (рис. 2*a*) и в 2 раза для зеркального микроаксикона (рис. 2*г*).

Заключение

Рассмотрены основные характеристики фотонных (нано)струй (протяженность, поперечный размер, пиковая интенсивность), формирующихся в окрестности прозрачных диэлектрических несферических частиц микронных размеров при облучении их лазерным излучением с $\lambda = 532$ нм. Численные расчеты, выполненные в рамках метода дискретной дипольной аппроксимации, наглядно продемонстрировали, что составные частицы, за счет совмещения сферической и конической фокусировок позволяют создавать фотонные струи, высоко пространственно локализованные с пиковой интенсивностью, в несколько раз превышающей соответствующее значение для изолированных аксиконов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Фундаментальные и прикладные проблемы фотоники и физика новых оптических материалов».

Литература

- Draine B.T., Flatau P.J. Discrete-dipole approximation for scattering calculations // JOSA A. 1994. V. 11. N. 4. P. 1491-1499
- 2. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Панина Е.К. Пространственные и мощностные характеристики нанополей вблизи изолированных сферических частиц // Оптика атмосферы и океана. 2010. Т. 23. № 8. С. 666-674.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОТОННЫХ НАНОСТРУЙ ОТ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МИКРОЧАСТИЦ РАЗЛИЧНЫХ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ФОРМ

Ю.Э. Гейнц, А.А. Землянов, Е.К. Панина

Институт оптики атмосферы СО РАН им академика Зуева В.Е.,

г. Томск, пл. Академика Зуева 1, 634021, Россия

^{*}e-mail: <u>ygeints@iao.ru, zaa@iao.ru, pek@iao.ru</u>

Ключевые слова: фотонная струя, радиально симметричные частицы

Представлены результаты численного моделирования ближнего поля рассеяния световой волны (область "фотонной (нано)струи" - ФС) на диэлектрических непоглощающих радиально симметричных частицах микронных размеров. Основное внимание уделено изучению размерных и амплитудных параметров ФС от кварцевых микрочастиц различной пространственной формы и ориентации. Показано, что ФС от полусфер обладают высокой протяженностью, но относительно невысокой интенсивностью. Использование конических частиц определенной формы дает рекордное увеличение протяженности ФС до величин порядка двух десятков длин волн падающего излучения (по фиксированному уровню интенсивности) при сохранении субволнового поперечного размера фотонного потока.

Введение

В последнее десятилетие в дифракционной оптике и лазерной физике широко используются миниатюрные дифракционные оптические элементы не только сферической, но и отличной от идеальной сферы формы, например, микроцилиндры, микроэллипсы, микроконусы и т.д. Интерес к таким мезомасштабным объектам обусловлен их уникальным свойством модифицировать пространственную структуру падающей световой волны и создавать в области ближнего поля протяженный высоко локализованный световой поток повышенной интенсивности - так называемую, «фотонную струю» (ФС) [1]. К настоящему времени область практического применения ФС достаточно обширна и включает в себя различные аспекты оптической микротехнологии, оптической микрохирургии и биологии, манипулирования и удержания микро- и нанообъектов, наносенсорики, оптической микроскопии ультравысокого разрешения и нелинейной оптики.

Вместе с тем, например в [2], было наглядно продемонстрировано, что пространственная форма и интенсивность ФС чувствительны к изменению размера и оптических свойств микросферы. Развитие оптических технологий ведет к необходимости дальнейшего улучшения характеристик ФС (увеличение длины, повышение пространственного разрешения), а соответственно, к поиску новых способов формирования фотонных струй с заданными параметрами. Продолжается исследование, как традиционных однородных микросфер, так и частиц, имеющих иную пространственную форму. В этой связи интересным представляется исследование ФС, образованных микрочастицами различных пространственных форм, но

B44

одинаковых оптических свойств, что позволит выявить наиболее "выигрышные" объекты с точки зрения формирования высокоинтенсивных локализованных световых потоков.

Характеристика ФС от осесимметричных микрочастиц

Фотонную струю, как локализованную световую структуру, принято характеризовать следующими размерными параметрами: длина L, ширина R, удаленность максимума интенсивности ФС от поверхности частицы d. Амплитудной характеристикой ФС является величина пиковой (относительной) интенсивности B_{max} оптического поля в области ближней зоны рассеяния.

Для численного расчета пространственной структуры оптических полей в окрестности микрочастиц нами был применен метод дискретной дипольной аппроксимации (ДДА), который позволяет решить задачу рассеяния световой волны на объектах различных пространственных форм, а не только эллипсоидах и сферах. Подробное математическое описание метода ДДА приведено, например, в работе [3].

Серия тоновых изображений на рис. 1 иллюстрирует эффект формирования ФС в окрестности полусфер, различно ориентированных относительно падающего излучения (рис. $1a, \delta$), а также однородной сферической частицы радиусом $a_0 = 1$ мкм (рис. 1e). Для удобства восприятия, цветовая шкала на рисунках с двумерными профилями интенсивности $B = I(y,z)/I_0$ (I_0 - интенсивность падающей световой волны) выбрана одинаковая. Здесь и в дальнейшем рассматриваются кварцевые непоглощающие частицы с показателем преломления n=1.5, находящиеся в воздухе и освещенные лазерным излучением с длиной волны $\lambda=0.532$ мкм.



Рис. 1. Тоновые распределения относительной интенсивности оптического поля B(y,z) в окрестности кварцевых частиц с радиусом $a_0=1$ мкм, освещенных лазерным излучением с $\lambda=0.523$ мкм. Излучение падает слева. Интенсивность на каждом рисунке нормирована на свое максимальное значение

Сравнение рисунков 1*а-в* показывает, что в зависимости от типа частиц меняется не только размер и интенсивность ΦC , но и ее удаленность от поверхности. "Правая" полусфера (рис. 1*a*) формирует достаточно протяженную, но слабоинтенсивную ΦC . Координата максимума интенсивности фотонного потока для "правой" полусферы удаляется от частицы, что визуально воспринимается как отрыв струи от ее поверхности. Следует заметить, что подобная конфигурация частица фокусирует падающее излучение, главным образом, внутри своего объема. Несомненным преимуществом ΦC от "левой" полусферы (рис. 1*б*) является ее аномально высокая протяженность (L~4.5 λ) в шесть раз превышающая длину ΦC от эталонной сферы ($L \sim 0.75\lambda$). Положение полусфер относительно падающего излучения практически не влияет на поперечный размер струи (R~0.56 λ). Отличие в значениях R, измеренных в точке максимума интенсивности ΦC составляет не более 5%.

Использование сферы, обладающей, безусловно, лучшими фокусирующими свойствами (рис. 1*в*) позволяет получать локализованные световые потоки без отрыва от поверхности. Несмотря на то, что длина таких ФС невелика, однако, значение пиковой интенсивности B_{max} в четыре раза превышает аналогичные значения интенсивности для полусфер и составляет B_{max} =81.

Далее рассмотрим, как модифицируется вид ΦC при замене полусферы на микроаксикон равного поперечника. Результаты численных расчетов представлены на серии графических изображений (рис. 2). Ориентация микрочастицы относительно падающего излучения менялась (рис. 26, 6), поскольку как и в случае с полусферами, ожидалось, что это повлечет за собой изменение фокусирующих свойств микроконуса, связанное с различной деформацией волнового фронта излучения, падающего на частицу и, как следствие, характеристик поля в области ΦC .



Рис. 2. Тоновые распределения относительной интенсивности оптического поля B(y,z) в окрестности кварцевых сферических частиц с радиусом $a_0=1$ мкм а) и аксиконных частиц с диаметром основания $D_1 = 2$ мкм б-в), освещенных лазерным излучением с $\lambda = 0.523$ мкм

Уже из качественного анализа рисунков 26, в видно, как меняется характер распределения поля внутри и вне аксиконной частицы при изменении ее ориентации. В случае, когда аксикон освещается лазерным излучением со стороны основания (рисунок 26) поле локализуется, главным образом внутри него, а вытекающий световой поток хотя и протяженный (~5 λ), но малоинтенсивный ($B_{max} \sim 10.7$). В случае зеркальной конфигурации микроконуса ("обратного" аксикона) (рис 26) фотонная струя "отрывается" от задней поверхности частицы, формируя зону высокой пространственной локализации на достаточном удалении от нее ($d \approx 2\lambda$). Численные оценки показали, что подобная ориентация частицы не дает значительного выигрыша в интенсивности, однако позволяет существенно увеличить длину ФС ($L \sim 10\lambda$).

Следует заметить, что в данной работе не исследовался вопрос об изменении параметров микроаксикона (высоты L_a и диаметра основания D_l). При расчетах размер частицы был фиксированным и соответствовал $L_a = 1/2 D_l$.

Заключение

Рассмотренные выше примеры дифракционных структур, образующихся в ближней зоне рассеяния светового излучения на диэлектрических однородных кварцевых микрочастицах различной пространственной формы указывают на различие пространственных форм ФС.

Фотонные струи от полусфер обладают высокой протяженностью, но при этом не высокой интенсивностью. Реализация конической фокусировки на аксиконах позволяет локализовать оптические поля в аномально протяженные области, однако, при этом пиковая интенсивность ФС более низкая, а ширина фотонного потока большая по сравнению со сферой.

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Фундаментальные и прикладные проблемы фотоники и физика новых оптических материалов».

Литература

- 1. *Chen Z., Taflove A., Backman V.* Photonic nanojet enhancement of backscattering of light by nanoparticles: a potential novel visible-light ultramicroscopy technique // Opt. Express. 2004. V. 12. N. 7. P. 1214-1220
- 2. *Geints Yu.E., Panina E.K., Zemlyanov A.A.* A photonic nanojet calculations in layered radially-inhomogeneous micrometer-sized spherical particles // JOSA B. 2011. V. 28. N. 8. P. 1825-1830
- Draine B.T., Flatau P.J. Discrete-dipole approximation for scattering calculations // JOSA A. 1994. V. 11. N. 4. P. 1491-1499

ФИЛЬТРАЦИЯ ИСКАЖЕНИЙ ОПТИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТИ СМЕЩЕНИЯ ТУРБУЛЕНТНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ АТМОСФЕРЫ НА РАЗЛИЧНЫХ УЧАСТКАХ ТРАССЫ НАБЛЮДЕНИЯ

А.С.Еремина, В.В.Дудоров

ИОА СО РАН, Томск, Россия

Ключевые слова: некогерентное изображение, атмосферная турбулентность, ветер.

В работе численно исследуются возможности определения скорости смещения турбулентных неоднородностей атмосферы по видеоряду некогерентных изображений наблюдаемого объекта. Определены оптимальные параметры фильтрации искажений оптических изображений (коэффициента сглаживания, углового размера области наблюдения), позволяющие разделить искажающее влияние турбулентности на различных участках трассы наблюдения.

Возможность дистанционного измерения скорости ветра на произвольном заданном участке пространства может использоваться для повышения безопасности взлета и посадки летательных аппаратов, корректировки линии прицеливания и других практических приложений. В настоящей работе в рамках разработки оптического метода пассивного (без просвечивания атмосферного участка лазерным пучком) измерения поперечной составляющей скорости ветра определяется способ выбора оптимального углового размера искаженного изображения наблюдаемого объекта.

При наблюдении за удаленными объектами через атмосферу в принимаемом изображении можно наблюдать смещение искажений, вызванных турбулентными неоднородностями воздуха, вдоль составляющей вектора скорости ветра поперечной оси наблюдения. При этом в зависимости от местоположения слоя турбулентных неоднородностей, характер искажений различен [1]. Чем ближе слой турбулентности находится к наблюдателю, тем характерный масштаб искажений в изображении наблюдаемого объекта больше.

Суть метода определения скорости смещения турбулентных неоднородностей заключается в определении скорости смещения искажений в изображении наблюдаемого объекта. При этом необходимо определять карту качества искаженного изображения, позволяющую отфильтровать информацию о структуре наблюдаемого объекта, оставив лишь информацию об атмосферных искажениях [1]:

$$Q_{imaee}(\mathbf{r}, a_k) = \nabla_{\mathbf{r}}^2 I_{imaee}(\mathbf{r}, t) \otimes K_{smooth}(\mathbf{r}, a_k), \qquad (1)$$

где $\nabla_{\mathbf{r}}^{2} I_{image}(\mathbf{r}, t)$ - функционал резкости изображения, $\mathbf{r} = \{x, y\}$, a_k - коэффициент сглаживания, $K_{smooth}(\mathbf{r}, a_k)$ - сглаживающая функция, которая выглядит следующим образом:

$$K_{smooth}(\mathbf{r}, a_k) = \exp\left(-r^2 / a_k^2\right)$$
⁽²⁾

В случае наличия единственного турбулентного слоя на трассе наблюдения скорость смещения атмосферных неоднородностей можно вычислить по формуле:

$$\mathbf{V} = \frac{\Delta \mathbf{r}}{\Delta t} \cdot \frac{L_i}{L_i} \tag{3}$$

где $\Delta \mathbf{r} = \arg \max [R(\mathbf{r}, t)]$ - смещение искажений на двух соседних кадрах видеоряда, $R(\mathbf{r}, t) = Q_{image}(\mathbf{r}, t) \otimes Q_{image}(-\mathbf{r}, t + \Delta t)$ - коэффициент корреляции карт качества изображения в моменты времени t и Δt , Δt - время между кадрами, L_s - расстояние до объекта, L_t - расстояние до слоя неоднородностей (фазового экрана в модельном эксперименте) (см. рис.1).



Рис.1. Влияние местоположения экрана турбулентности на определение скорости смещения.

Очевидно, что выбор параметра a_k может позволить отфильтровать искажения, вносимые неоднородностями, расположенными на различном расстоянии от наблюдателя L_t . На рис.2 представлена усредненная по десяти реализациям зависимость измеренной скорости смещения V, нормированной на заданную V_0 , от ширины сглаживающей функции a_k . Видно, что для каждого местоположения фазового экрана, существует свой оптимальный коэффициент сглаживания, причем чем дальше расположен фазовый экран от наблюдателя, тем меньше значение оптимального a_k .

В случае наличия двух и более движущихся слоев турбулентных неоднородностей (фазовых экранов) для определения скорости смещения в ИХ изображении наблюдаемого объекта необходимо выполнять фильтрацию искажений по их характерным размерам. На примере двух фазовых экранов данный алгоритм выглядит следующим образом. Вначале вычисляется карта качества



Рис.2. Зависимость *V*, нормированной на заданную *V*₀, от параметра сглаживания.

изображения $Q(\mathbf{r}, a_{min})$ при минимальном значении ядра свертки $a_k = a_{min}$, позволяющем отфильтровать структуру объекта. Далее вычисляется карта качества изображения с ядром сглаживания $a_k = a_{filtr} > a_{min}$, которое позволяет отфильтровать мелкомасштабные искажения, вносимые дальним экраном. Использование $Q(\mathbf{r}, a_{filtr})$ позволяет вычислить скорость смещения первого фазового экрана на основе выражения (3). Для определения скорости смещения второго фазового экрана в выражении (3) необходимо использовать разность:

$$\Delta Q(\mathbf{r}) = Q(\mathbf{r}, a_{\min}) - Q(\mathbf{r}, a_{filtr})$$
(4)

На рис.3 представлены сечения двух карт качества изображения, вычисленных с различными параметрами сглаживания, а также их разность. При моделировании изображения объекта [2,3] были заданы два турбулентных экрана, расположенных на дистанциях $L_{t1} = 0.2L_s$ и $L_{t2} = 0.5L_s$, первый экран смещается вдоль координаты *y*, второй - вдоль *x*, отношение диаметра приемной апертуры к радиусу Фрида $D/r_0 = 2.2$. Видно,



Рис.3. Сечения карт качества изображения.

что в карте качества изображения, вычисленного с большим значением параметра $a_k = 3$, отсутствуют мелкомасштабные искажения, вызванные наличием второго фазового экрана. Результаты расчета функции взаимной корреляции $R(\mathbf{r})$ представлены на рис.4.





Видно, что при таком выборе параметра сглаживания смещение второго фазового экрана по координате *x* хорошо отфильтровывается. При этом скорость смещения первого фазового экрана по координате *y* определяется с точностью до 15%.

На рис.5 представлены результаты расчета функции взаимной корреляции $R(\mathbf{r})$, соответствующей разности карт качества изображений (4). Видно, что крупномасштабные искажения, вызванные первым фазовым экраном, смещающимся по координате *y*, практически полностью отфильтрованы и при этом удается с высокой точностью определить смещение искажений, вносимых вторым фазовым экраном.



Рис.5. Сечения функции взаимной корреляции $R(\mathbf{r})$ для $\Delta Q(\mathbf{r})$ при $a_{min} = 0.6$, $a_{filtr} = 3$.

Таким образом, предложенный в данной работе способ фильтрации искажений оптических изображений позволяет определять скорость смещения турбулентных неоднородностей атмосферы с точностью до 15% как минимум на двух различных участках трассы наблюдения. Дальнейшее исследование будет направлено на адаптацию данного подхода для определения скорости смещения более двух слоев турбулентных неоднородностей с целью построения профиля поперечной составляющей скорости ветра.

Литература

1. Dudorov V.V., Eremina A.S. Determination of atmospheric turbulent inhomogeneity wind drift from sequence of incoherent images // Proceedings of SPIE. 2014. V.9292. doi: 10.1117/12.2075640

2. Lachinova S.L., Vorontsov M.A., Dudorov V.V., Kolosov V.V., and Valley M.T. Anisoplanatic imaging through atmospheric turbulence: Brightness function approach // Proceedings of SPIE. 2007. V.6708. 67080E

3. Дудоров В.В., Колосов В.В. Коррекция некогерентных изображений объектов в условиях анизопланатизма турбулентности по опорному источнику излучения различной длины волны. // Оптика атмосферы и океана. 2010. Т. 23. № 05. С. 392-397.

ФОТОНИКА ИЗОЛИРОВАННЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ТРЕХМЕРНОЙ ФОРМЫ

И.В.Минин, О.В.Минин

Сибирская государственная геодезическая академия, Ул.Плахотного, 10, Новосибирск, 630108 E-mail: <u>prof.minin@gmail.com</u>

Ключевые слова: фотонная наноструя, тераструя, численное моделирование, волновой фронт, диэлектрическая частица

Аннотация

Впервые показано, что фотонные струи могут быть сформированы диэлектрическими частицами, не обладающими пространственной осевой симметрией формы как в режиме «на пропускание», так и в режиме «на отражение». Приведены примеры численного моделирования формирования фотонных тераструй от частиц в виде осесимметричного конуса, пирамиды, бруска с треугольным профилем. Показано, что выбором формы частицы можно регулировать параметры и форму фотонной струи.

Различные практические задачи требуют создания различных типов фотонных струй (фотонных потоков) со своими специфическими характеристиками и свойствами. До сих пор считалось, что такие микрочастииы принципиально должны обладать высокой степенью пространственной осевой симметрии формы – сферы, сфероиды, цилиндры, диски. В то же время, для управления полным набором параметров ФНС и оптимизации их характеристик необходимы дополнительные свободные параметры. В настоящей работе указывается на принципиальную возможность формирования фотонных струй с помощью диэлектрических частиц, не обладающих пространственной симметрией формы. Кроме того, все известные на сегодня работы по формированию ФНС и их применению основаны на использовании слабопоглощающих сфероподобных диэлектрических частиц в режиме «на прохождение». Ниже также показано, что формирование ФНС возможно и в режиме «на отражение», что открывает новые возможности по формированию требуемых свойств ФНС и их применению. Отметим, что в отечественной научной традиции кумулятивными называются процессы, при протекании которых происходит повышение (или кумуляция) плотности энергии [1]. С этой точки зрения феномен «фотонной струи» можно также отнести к кумулятивным электромагнитным процессам.

Впервые в работе [2] было показано, что формирование фотонных тераструй (аналог оптических ФНС) возможно и при взаимодействии плоского волнового фронта с кубической диэлектрической структурой. Кроме того, было продемонстрировано [3], что формирование тераструй на основе диэлектрических кубоидов возможно не только на основной, но и других

B52

четных частотных гармониках, а также при наклонном падении плоского волнового фронта. То есть в этом случае диэлектрический кубоид выполняет функции линзы с фокусом в виде ФНС. Дополнительно проведенные исследования, в частности, показали, что разрешение ФНС в зависимости от номера четной гармоники N (или размера кубической частицы при фиксированной длине волны) можно аппроксимировать линейной зависимостью: $\Delta x \approx \alpha_x N$, $\Delta y \approx \alpha_y N$, где $\alpha_x \approx 0,49$; $\alpha_y \approx 0,45$. На нечетных гармониках существенно возрастает уровень боковых максимумов рассеяния и качество фокусировки (ФНС) значительно ухудшается.

Рассмотрим пример не сфероподобной осесимметричной частицы в форме конуса [4]. При моделировании 3D осесимметричная пирамидальная частица (здесь и далее) освещалась вертикально (E_y) плоско поляризованной волной на частоте 0,1 THz ($\lambda_0 = 3$ мм). Частица была расположена в вакууме ($n_0=1$), использовались открытые граничные условия. Показатель преломления материала диэлектрика 1.42. Радиус основания частицы составил 0.5 λ_0 , высота – $1.0\lambda_0$. Направление падения излучения – со стороны вершины конуса. Результаты моделирования показаны на рисунке 1.



Рис.1. Распределение интенсивности поля вдоль ФНС, формируемой частицей осесимметричной конической формы при различной ориентации.

Величина распределения интенсивности поля в области максимальной концентрации на оптической оси (по уровню половинной мощности, full width half maximum (FWHM)) составила 0.47 λ_0 , что меньше классического дифракционного предела. Для конической частицы с радиусом основания 0.5 λ_0 , высотой 0.22 λ_0 - FWHM в области максимальной концентрации на оптической оси составила 0.75 λ_0 . Отметим, что в случае «обратной» ориентации частицы (падение излучения со стороны основания) фотонная струя при выбранных параметрах не образуется, что объясняется разными условиями существования эффекта полного внутреннего отражения для таких частиц в зависимости от направления падения излучения.

Рассмотрим теперь пример частицы, не обладающей осевой пространственной симметрией формы. В плане 3D треугольный брусок представлял собой равнобедренный треугольник с размером грани, равной длине волны падающего излучения. Высота бруска варьировалась. Результаты вычислительных экспериментов приведены на рис. 3 и в [4].



Рис.3. Конфигурации частиц с треугольным профилем:





Рис.36. Пример распределения интенсивности поля вдоль и поперек ФНС для частицы с конфигурацией по рис.36 (пирамида)

Полученные результаты показывают, что выбором, в частности, высоты частицы в виде треугольного бруска достижимо пространственное разрешение составляет менее половины длины волны (точнее, менее $0.51\lambda_0$ для круглой апертуры), т.е. возможно преодолеть фундаментальный для классической линейной оптики дифракционный предел поперечного разрешения (заметим, что целью настоящей работы не было получение предельно достижимых характеристик ФНС). Для частицы пирамидальной формы (рис.36) пространственное разрешение ФНС составило $0.58\lambda_0$.

При падении излучения со стороны основания частицы (рис.3в, перевернутая пирамида) область максимальной фокусировки излучения находится внутри материала частицы. Для смещения «фокуса» ФНС за пределы частицы возможно либо изменить значение показателя преломления материала частицы, либо уменьшить высоту частицы. При этом при высоте перевернутой пирамиды, равной $0.67\lambda_0$, пространственное разрешение составляет $0.47\lambda_0$, а при высоте, равной $0.33\lambda_0$, пространственное разрешение составляет $0.58\lambda_0$. Следует отметить, что ввиду отсутствия осевой симметрии формы частиц, распределения интенсивности поля в области ФНС (в поперечном сечении относительно направления падения излучения) также не обладают осевой симметрией. Таким образом, фокальное «пятно» ФНС от таких частиц не описывается распределением типа Эйри.

B54

Сегодня все известные работы по формированию ФНС и их применению основаны на использовании слабопоглощающих сфероподобных диэлектрических частиц в режиме «на прохождение», когда фотонный поток локализуется после прохождения падающего излучения через частицу вдоль направления распространения этого излучения. В [4,5] впервые было показано, что формирование ФНС возможно в режиме «на отражение», когда фотонный поток локализуется на встречу падающего на частицу излучения. Более того, показано, что выбором геометрии частицы возможно корректировать форму фотонной струи и ее положение в пространстве вплоть до расположения ФНС перпендикулярно направлению падения излучения.

В работе рассмотрена проблема экстремальной фокусировки волнового фронта излучения в локальную пространственную область с субволновым размером при использовании особенностей взаимодействия этого излучения с изолированными диэлектрическими частицами произвольной трехмерной формы. В настоящей работе показано, что дальнейшее развитие методики получения сфокусированных фотонных потоков от диэлектрических частиц возможно путем использования дополнительного, ранее не исследованного в литературе параметра – произвольной трехмерной формы частицы. Впервые показана возможность формирования фотонных струй при взаимодействии плоского волнового фронта с трехмерной частицей произвольной формы на примере осесимметричной пирамиды и треугольного бруска в терагерцовом диапазоне. Показана принципиальная возможность генерации и управления параметра и всялючая трехмерную форму) фотонных тераструй (а с учетом масштабного эффекта – и фотонных наноструй) путем выбора формы частицы, не обладающей осевой пространственной симметрией формы. Показано, что выбором размера частицы возможно оптимизировать разрешение ФНС и ее положение в пространстве. Следовательно, для каждой частицы своей формы существуют свои оптимальные размеры.

Впервые показана возможность формирования фотонных тераструй при взаимодействии плоского волнового фронта с частицей, расположенной на отражающей подложке в режиме «на отражение» при нормальном и наклонном падении плоского волнового фронта.

Полученные результаты могут быть использованы в элементах нанофотоники изолированных частиц произвольной формы, оптического захвата наночастиц и т.п. и служить физическими основами создания нового поколения устройств и передовой элементной базы для оптоэлектроники и интегральной оптики. Отметим, что изучение эффекта ФНС от частиц произвольной формы на прямую связано и с проблемой *создания новых информационных технологий* по управлению оптическими нанополями, поскольку по физической природе нанополя существуют только вблизи или на поверхности сред и, следовательно, зависят от размеров и геометрии нанообъектов).

B55

Список литературы

- В.А. Симоненко. Явления с кумуляцией плотности энергии // Забабахинские научные чтения: сборник материалов XII Международной конференции 2–6 июня 2014. – Снежинск: издательство Рфяц– ВнииТф, 2014. – 400 с.
- V.Pacheco-Pena, M. Beruete, I. V. Minin, O. V. Minin. Terajets produced by 3D dielectric cuboids // Appl. Phys. Lett. 2014. V.105. P. 084102.
- V.Pacheco-Pena, M. Beruete, I. V. Minin, O. V. Minin. Multifrequency focusing and wide angular scanning of Terajets // Optic Letters, 2015, Vol. 40, Iss. 2, pp. 245–248.
- 4. *И.В.Минин, О.В.Минин.* Фотоника изолированных диэлектрических частиц произвольной трехмерной формы новое направление оптических информационных технологий // "Вестник НГУ. Серия: Информационные технологии". 2014, №4, С.4-10.
- <u>I.V. Minin</u>, <u>O. V. Minin</u>, <u>V. Pacheco-Pena</u>, <u>M. Beruete</u>. Localized Photonic jets from flat 3D dielectric cuboids in the reflection mode // free access at <u>http://arxiv.org/abs/1503.00057</u>, submitted to Optics Letters.

АЭРОЗОЛЬНЫЙ ЛИДАР ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ УСИЛЕНИЯ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

И.А. Разенков, В.А. Банах, А.И. Надеев

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, lidaroff@iao.ru

Ключевые слова: лидар, атмосферная турбулентность, усиление обратного рассеяния

Усиление обратного рассеяния возможно только в турбулентной атмосфере, когда лазерный пучок распространяется дважды через одни и те же случайные неоднородности среды. Этот эффект приводит к повышению средней интенсивности рассеянного излучения точно на оси лазерного пучка, т.е. в точке откуда вышел лазерный пучок. Для регистрации усиления был создан двухканальный микро импульсный аэрозольный лидар, в котором используется один приёмо-передающий телескоп. Прибор способен работать продолжительное время в автоматическом режиме и позволяет одновременно из одного рассеивающего объёма регистрировать сигналы точно на оси лазерного пучка и вне его оси. Отношение сигналов позволяет определять относительный коэффициент усиления обратного рассеяния.

Постановка задачи и конструкция

Была цель создать приемо-передатчик (лидар) для регистрации *относительного* усиления обратного рассеяния, когда происходит измерение средней интенсивности рассеянного излучения точно на оси пучка и на некотором расстоянии от оси, где усиление всегда отсутствует. Была выбрана конструкция трансивера с *расширением пучка через приёмный телескоп*, когда один телескоп работает и на передачу светового импульса в атмосферу и на приём рассеянного молекулами и аэрозольными частицами излучения. Такого рода системы характеризуются высокой термомеханической устойчивостью, что важно при проведении долговременных наблюдений. Регистрация сигналов на оси и вне оси производится одновременно, поэтому наша система имеет один передающий канал и два приёмных.

Оптическая схема приёмо-передатчика показана на рис. 1. Короткий световой импульс от лазера 1 поворотным зеркалом 2 направляется на светоделительную пластинку 3 (50/50). Заметим, что мы используем волоконный лазер, с выхода которого идёт коллимированный пучок диаметром примерно 5 мм. Этот пучок зеркалами 6 и 7 с небольшим смещением выводится на ось приёмо-передающего телескопа, состоящего из зеркал 8 и 9. Афокальный телескоп сделан по схеме Мерсена и имеет увеличение 10[×]. После телескопа лазерный пучок диаметром 45 мм посылается в атмосферу через верхнее отверстие диафрагмы 10.

B57



Рис. 1. Оптическая схема приёмо-передатчика.

Рассеянное излучение внутрь системы может попасть только через верхнее и нижнее отверстия диафрагмы 10. Пришедшие пучки внутри системы идут параллельно друг другу. Они проходят сквозь светоделительную пластинку 3 и диафрагму 11, которая отсекает паразитное рассеянное излучение внутри системы, возникающее в момент выстрела. Линза 12 фокусирует пучки на отверстии апертурной диафрагмы 13, размер которой определяет поле зрения системы. За диафрагмой 13 располагается интерференционный светофильтр, который отсекает фоновую засветку. Далее осевой и внеосевой пучки, соответственно, идут на детекторы 15 и 16. Параметры системы приведены в таблице 1.

Таблица 1.

ПЕРЕДАТЧИК		<u>ПРИЁМНИК</u>	
Лазер	IPG Photonics, GLPM-10-X13	Телескоп	Мерсен
Ллина волны	532 нм	Диаметр телескопа	400 мм
Длительность импульса	2 нс	Увеличение телескопа Число каналов Размер апертур Разнесение апертур Поле зрения Пространств. разрешение Временное разрешение	10^{\times}
Частота импульсов	50 КГц		2
Выходная мощность	500 мВт		45 мм 250 мм
Энергия импульса	10 мкДж		250 MM 330 мкрад
Пучок	TEM_{00}		2 м
Качество пучка	M ² <1.3		10 мин
Диаметр пучка	45 мм	Детектор	Hamamatsu
Расходимость пучка	<30 мкрад		H10721P-110

Запишем лидарные уравнения для осевого и внеосевого приёмных каналов в виде

$$P_1(z) = E_0 C_1 G_1(z) N(z) \beta_\pi(z) \frac{1}{z^2} e^{-2\sigma_0 z}, \qquad (1)$$

$$P_2(z) = E_0 C_2 G_2(z) \beta_\pi (z) \frac{1}{z^2} e^{-2\sigma_0 z}, \qquad (2)$$

где z – расстояние; E_0 – энергия посылаемого в атмосферу импульса; C_1 и C_2 – аппаратные постоянные, в которые мультипликативно входят пропускание приёмо-передающего тракта, размер приёмной апертуры, эффективности фотодетекторов и др.; $G_1(z)$ и $G_2(z)$ – геометрические факторы приёмных каналов; $\beta_{\pi}(z)$ – коэффициент обратного рассеяния; N(z) – коэффициент усиления обратного рассеяния; $\sigma_0(z)$ – коэффициент ослабления. Отношение сигналов $P_1(z)$ и $P_2(z)$ пропорционально коэффициентту УОР и имеет вид

$$R(z) = \frac{P_1(z)}{P_2(z)} = \frac{C_1 G_1(z)}{C_2 G_2(z)} \times N(z) .$$
(3)

В выражении (3) для отношения эхосигналов R(z) мы имеем множитель, в котором есть аппаратные постоянные C_1 и C_2 и геометрические функции $G_1(z)$ и $G_2(z)$ приёмных каналов. Введём *калибровочное* отношение

$$R_0(z) = \frac{c_1 G_1(z)}{c_2 G_2(z)}.$$
(4)

Отношение $R_0(z)$ следует определять при низкой интенсивности турбулентности, когда N(z) = 1. Если поделить отношение R(z) (3) на калибровочное отношение $R_0(z)$ (4), то получим нормированное отношение R'(z), равное коэффициенту усиления N(z)

$$R'(z) = \frac{R(z)}{R_0(z)} = N(z).$$
(5)

Запишем выражения для реальных, регистрируемых аппаратурой сигналов $\tilde{P}_1(z)$ и $\tilde{P}_2(z)$, в виде

$$\tilde{P}_1(z) = P_1(z) + P_{BG1} + P_{AP1}(z), \tag{6}$$

$$\tilde{P}_2(z) = P_2(z) + P_{BG2} + P_{AP2}(z), \tag{7}$$

Для получения «чистых» сигналов $P_1(z)$ и $P_2(z)$ необходимо предварительно определить реакцию фотоприёмников $P_{AP1}(z)$ и $P_{AP2}(z)$ (калибровка-1) и значения фона P_{BG1} и P_{BG2} .

На рис. 2 приводятся реальные сигналы, полученные при ясной погоде и очень слабой турбулентности. Все сигналы присутствуют в формулах (6) и (7). На рис. 2(в) отношение $R_0(z)$

(калибровка-2), определяемое как отношение $P_1(z)$ к $P_2(z)$, приведённые на рис. 2(а, б). Фон (BG) имеет постоянное значение. Последействия (кривые AP) для каналов существенно отличаются. Это связано с тем, что детектор первого канала в момент выстрела засвечивается гораздо сильнее второго, т.к. находится строго напротив места на светоделительной пластинке 3 (рис. 1), откуда лазерный луч направляется в сторону телескопа. В соответствии с формулами (6) и (7) «чистые» эхосигналы на рис. 2 (кривые P) были получены вычитанием из записанных эхосигналов (кривые P+AP+BG) сигналов последействия (кривые AP) и фона (BG).





Рис. 2. Профили сигналов осевого канала $N_{2}1$ (а), внеосевого канала $N_{2}2$ (б) и калибровочное отношение $R_{0}(z)$,

На рис. 3 приведены примеры для отношения R'(z) при отсутствии (а) и наличии (б) усиления обратного рассеяния. Калибровочное отношение $R_0(z)$, полученное 6 октября 2014 г. в 03:40 (см. рис. 2) показано сплошной серой линией. Нормированное отношение R'(z) показано кружками. Длинными штрихами помечена область ±5% вокруг значения N(z) = 1.



Рис. 3. Нормированные отношения *R*'(*z*), полученные в условиях отсутствия усиления (а) и при его наличии (б).

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 14-17-00386).

Литература:

1. Кравцов Ю.А., Саичев А.И. Эффекты двукратного прохождения волн в случайнонеоднородных средах // Успехи физических наук. Июль 1982. Т. 137. Вып. 3, С. 501-527.

2. Разенков И.А. Аэрозольный лидар для непрерывных атмосферных наблюдений. // Оптика атмосферы и океана. 2013. Т. 26. №1. С. 52-63.

Атмосферная трасса для исследования влияния атмосферы на характеристики узконаправленных лазерных ИК пучков на горизонтальном участке длиной 1300 м в городских условиях

Капранов В.В., Тугаенко В.Ю., Маракасов Д.А.

Ракетно-космическая корпорация "Энергия" им. С.П. Королева, Королев, Московская обл., Россия; Институт оптики атмосферы им. В.Е.Зуева СО РАН, Томск, Россия <u>vitaliy.kapranov@rsce.ru</u>

В работе описывается созданная на территории ОАО "РКК "Энергия" оборудованная трасса для исследования распространения лазерного излучения на больших расстояниях. Показывается возможность проведения экспериментов в различных погодных условиях. А также приводятся некоторые результаты серии экспериментов для лазерного излучения с длинами волн 532 нм, 808 нм и 1064 нм.

Ключевые слова: лазерные пучки, турбулентность, атмосферное распространение излучения

1. ВВЕДЕНИЕ

В РКК «Энергия» (г. Королёв) разрабатывается космическая система БПЭ ИК излучением, а также исследуется возможное наземное применение электроснабжения удаленных объектов — от датчиков до автономных летательных аппаратов. Ключевыми элементами технологии являются эффективные приёмники и источники излучения, узкие лазерные пучки и система наведения. В зависимости от целевого назначения и базирования система, находящаяся в разработке, может обеспечивать потребителей электроэнергией на расстояниях от нескольких метров до десятка километров. Некоторые аспекты использования системы БПЭ рассмотрены в работе [1].

Одним из самых значимых параметров системы является коэффициент полезного действия и для достижения эффективности тракта БПЭ более 10 % необходимо качественное наведение на приёмник-преобразователь. Первая стадия в процессе наведения – это обнаружение приёмника. Важными показателями являются: скорость обнаружения приёмника в полусфере; помехоустойчивость. Стоит отметить, что средние турбулентности на атмосферных трассах до 10 км не вызовут сильных смещений энергетического пучка (дисперсия смещения 20 см пучка ИК излучения с длиной волны 808 нм менее 3 см [2]). Однако эффективность работы приемника-преобразователя зависит от равномерности его засветки, а турбулентность может достаточно сильно изменять распределение мощности лазерного излучения на приемнике.

B61

2. ОБОРУДОВАННАЯ АТМОСФЕРНАЯ ТРАССА

Экспериментальный стенд включает горизонтальную атмосферную трассу, построенную с использованием зданий РКК "Энергия" (см. рис. 1). Такая трасса характерна для городского ландшафта, на пути имеется несколько заводских зданий и котельная.



Рисунок 1 Оборудованная атмосферная трасса

Приемная и передающая аппаратура размещены на высоте 25-30 м от поверхности Земли. Длина используемой в работе горизонтальной трассы составляет 1300 м. В качестве передающей аппаратуры используется оптическая система (см. рис. 2), разработанная для создания пучков диаметром 3-30 см на расстоянии 1000 м при использовании лазерных источников с длинами волн 532 нм, 808 нм и 1064 нм.



Рисунок 2 Система формирования лазерного пучка

В качестве источников непрерывного излучения используются одномодовый волоконный лазер "Иттербий" с длиной волны 1064 нм, диодный лазер "Limo-300" с длиной волны 808 нм с многмодовым волоконным выходом и твердотельный лазер "LS-1-N" с длиной волны 532 нм с многомодовым волоконным выходом. Лазерный пучок должен проходить атмосферу, пройдя формирующую систему, уменьшающую угловую расходимость излучения,

и попадать на рассеивающий экран. По изображению пучка на экране с помощью специального оборудования (см. рис. 3) регистрируются амплитудные характеристик светового поля.



Рис. 3 Прибор для измерения лазерного излучения

Для получения данных такой видеосигнал должен записываться в течение минуты, за 1 секунду записывалось 50-60 кадров. Это обеспечит наличие в каждом записываемом сеансе несколько тысяч видеокадров.

Параллельно с регистрацией оптических характеристик должны оцениваться метеорологические параметры трассы (температура, давление, влажность) в точках расположения приемо-передающей аппаратуры.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Была проведена серия экспериментов на приземной атмосферной трассе, целью которых являлось обнаружение и анализ влияния атмосферы на излучение, а также демонстрация системы беспроводной передачи энергии. Эксперименты проводились в хороших погодных условиях, однако рядом с трассой находится труба, дым которой иногда пересекал трассу (вид от передающего оборудования на рисунке 4).



Рисунок 4 Вид на трассу от передающей части в одном из экспериментов

Основными измеряемыми параметрами были центр лазерного пучка и эффективный диаметр. Каждый сеанс состоял из ~3600 изображений, по которым проводились измерения.

Типичное распределение расчетных диаметров пучка для лазерного излучения с длиной волны 1064 нм по критерию 90% интенсивности представлено на рисунке 5, а частотное распределение координат центра пучка по сетке с ячейкой 0,5 мм представлено на рисунке 6.



Рисунок 5 Распределение расчетных диаметров по критерию 90% интенсивности для лазерного пучка с длиной волны 1064 нм на расстоянии 1300 м в атмосфере



Рисунок 6 Частотное распределение центров лазерного пучка с длиной волны 1064 нм на расстоянии 1300 м в атмосфере

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Атмосферная трасса в ОАО «РКК «Энергия» оборудована лазерным излучателем и оптической системой для создания узких пучков на расстояниях 1300 м. Созданная трасса позволяет проводить исследования лазерных систем на больших расстояниях в интересах новых технологий, таких как беспроводная передача энергии, оптическая связь, адаптивные атмосферные системы.

Был проведен ряд экспериментов, в которых были исследованы элементы системы беспроводной передачи энергии лазерным излучением с длиной волны 1064 нм. По представленным данным получен средний диаметр лазерного пучка 31,7 ± 4,8 мм. На

распределении наблюдаются сильные выбросы, скорее всего их причиной является пересекающий трассу дым. Среднее смещение центра лазерного пучка по осям 2 см.

Список литературы

- 1. Грибков А.С., Евдокимов Р.А., Синявский В.В., Соколов Б.А., Тугаенко В.Ю. Перспективы использования беспроводной передачи электрической энергии в космических транспортных системах // Известия РАН. Энергетика. 2009. №2 с. 118-123.
- 2. Прохоров А.М., Бункин Ф.В., Гочелашвили К.С., Шишов В.И. Распространение лазерного излучения в случайно-неоднородных средах. Успехи физических наук. «Наука», 1974 г. Т. 114, вып. 3. с. 415-454.

АВТОМАТИЗИРОВАННЫЙ КОМПЛЕКС МОДЕЛИРОВАНИЯ И ПРОГНОЗИРОВАНИЯ АТМОСФЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ Краснов В.И. Хуторова О.Г.

Казанский федеральный университет, Казань, Россия

krasnov.v.i@gmail.com olga.khutorova@kpfu.ru

wrf, атмосфера, автоматизация, прогнозирование, моделирование

В статье описывается построения комплекса прогнозирования и моделирования атмосферных процессов. Основное требования выдвигаемые к комплексу - автономная работа, с минимальным вмешательством оператора и возможность запуска обработки измерений в параллельном режиме для уменьшения времени затрачиваемого на вычисления.

Актуальность проводимой нами работы обусловлена необходимостью повышения точности, скорости прогнозирования и качества моделирования атмосферных процессов, а, следовательно, и качества моделирования распространения электромагнитных волн в средах.

Целью проводимой работы - построение комплекса моделирования и прогнозирования атмосферных процессов (рисунок 1). Комплекс состоит из распределенной сети приемников GPS/ГЛОНАСС, сервера хранения данных и вычислительного сервера с моделью WRF 3.2. На рисунке стрелками указано направление потоков данных между блоками системы и обозначены протоколы передачи данных.



Рисунок 1. Структура автоматизированного комплекса

При проведение работ разрабатывается ПО для передачи данных радиоизмерений со станций приема спутникового сигнала на сервер хранения данных, ПО для получения и сортировки данных на сервере и проводилась установка, настройка и верификация модели WRF 3.2 на вычислительном сервере, ПО для выборки и представления результатов моделирования.

Приемная сеть метеостанций состоит из навигационных приемников сигналов системы GPS или ГЛОНАСС. Каждый узел включает в себя приемный модуль и малогабаритную антенну с малошумным усилителем. Устройство, как правило, использует собственную антенну и автономно вычисляет географические координаты и всемирное время (UTC) по навигационным сигналам. Захватив сигнал, навигационный приемник автоматически синхронизирует собственные часы, вычисляет координаты объекта, скорость сигнала и всемирное время, и формирует отчет. После полного развертывания созвездия ИСЗ в любой точке Земли могут быть видны от 5 до 12 спутников в произвольный момент времени. Современные GPS-приемники имеют до 80 каналов, т.е. могут одновременно принимать сигналы от такого количества ИСЗ. Передающая аппаратура спутника излучает синусоидальные сигналы на двух несущих частотах: L1=1575,42 МГц и L2=1227,6 МГц. В работе применяют антенны приемники с платами двух моделей: Антенна Novatel GPS-702 с платой приемника OEM-V3 и Антенна с платой приемника Novatel SS-II.

Приемники сигнала GPS/ГЛОНАСС установлены в различных точках города Казани с разным пространственным разнесением (рисунок 2). Такое расположение обеспечивает различное пространственное разрешение измерений. Данные с сети приемников снимаются с интервалом в 1 секунду и записываются на локальный накопитель данных. Раз в сутки данные отправляются в институт физики К(П)ФУ, где находится вычислительный сервер и сервер хранения данных. Связь метеостанций и приемников сигнала GPS/ГЛОНАСС осуществляется через глобальную сеть - Интернет с использованием VPN туннеля и протокола ssh. Время отправки данных устанавливается пользователем.



Рисунок 2. Расположение приемников GPS/ГЛОНАСС

Сервер хранения данных работает на операционной системе Linux Ubuntu.

Вычислительный сервер строится на базе ос Linux Ubuntu и модели WRF 3.2. Модель предназначена как для оперативного прогнозирования, так и для

атмосферных исследований. Она содержит в себе необязательные подсистемы моделирования химических преобразований (WRF-Chem) и ассимиляции данных (WRF-Var). Архитектура программного обеспечения позволяет ее масштабировать и использовать технологии параллельных вычислений. Существует две версии ядра модели. Первая версия - Advanced Research WRF (ARW) поддерживается сообществом отдела мезомасштабной И макромасштабный метеорологии Национального Центра Атмосферных Исследований. Второе WRF-NMM поддерживается сообществом разработчиков тестового центра (the ядро Developmental Testbed Center). Для своих исследований мы использовали ядро WRF-ARV.[1]

Верификация модели WRF 3.2 проводилась раннее в нашей работе. При проведении эксперимента моделировалась область города Казани. Центр моделируемой области располагается в точке с координатами 55.791 С.Ш. ,49.118 В.Д. Размер исследуемой области 100х100 км. с пространственным шагом 1 км и временным шагом 6ч.

Данные наблюдений усваивались на сетке с пространственным шагом 10 моделирования 30 сек. Общее время моделирования 5 суток за период с 1.05.2013 по 6.05.2013. На моделируемую область накладывалась виртуальная сетка станций приема сигнала GPS с шагом 10 км.

Ввиду большого объема данных и в особенности при высоких разрешениях время, необходимое модели, для завершения вычислений становится значительным и может достигать нескольких суток. непрерывных вычислений. Для сокращения времени работы, было принято решение производить вычисления на кластере с использованием параллельных процессов. В качестве технологий параллельных вычислений были выбраны CUDA - вычисление на графическом процессоре и OpneMPI - вычисление на центральном процессоре с распределением процессов между ядрами. После проведения расчетов результаты помещаются на сервер хранения.

Для удобного получения результатов используется WEB сервис, позволяющий выгрузить файлы в заданном временном интервале. Сотрудники имеют доступ не только из университета, но и с персональных компьютеров через VPN канал. Сертификат для подключения по VPN является именным и выдается каждому сотруднику индивидуально. Система строится как автономный комплекс, работающий с минимальным вмешательством оператора.

The weather research and forecasting model [Электронный ресурс] - Режим доступа: <u>http://www.wrf-model.org/index.php</u>

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИНТЕГРАЛЬНОЙ СКОРОСТИ ВЕТРА ПО ВЗАИМНОЙ КОРРЕЛЯЦИИ ПРИНИМАЕМОЙ МОЩНОСТИ И СМЕЩЕНИЯ ЦЕНТРА ТЯЖЕСТИ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА

Маракасов Д.А., Цвык Р.Ш. Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН mda@iao.ru, tsvyk@iao.ru

Ключевые слова: средний ветер, корреляция, средняя мощность лазерного излучения, центр тяжести. Рассматривается задача определения средней скорости ветра на атмосферной трассе из измерений временных рядов средней мощности просвечивающего трассу лазерного излучения, регистрируемого через приемную диафрагму, и положения центра тяжести изображения лазерного пучка. Показано, что взаимная корреляционная функция этих рядов имеет максимум, положение которого характеризует среднюю скорость поперечного ветра на трассе. Исследуется зависимость координат и величины максимума корреляционной функции от размеров диафрагмы и распределения турбулизованных областей вдоль трассы.

В докладе проводится анализ возможностей оценки вектора поперечной скорости ветра из временной статистики интегральных характеристик изображения лазерного пучка. Для режима слабых флуктуаций получены выражения для взаимных корреляционных функций принимаемой мощности и вектора смещения центра тяжести изображения. Показано, что положение максимума и форма корреляционных функций позволяют оценить усредненный вдоль трассы вектор поперечной скорости ветра.

Рассмотрим следующую схему измерений. Лазерный пучок с комплексной амплитудой в начальной плоскости

$$U_{0}(\mathbf{\rho}) = U_{0} \exp\left\{-\left(\frac{1}{a^{2}} + i\frac{k}{F}\right)\frac{\rho^{2}}{2}\right\},$$
(1)

где U_0 – амплитудный множитель, *a*, *F* – радиус и фокусное расстояние пучка, *k* – волновое число, просвечивает атмосферную трассу длиной *L*, проходит через приемный объектив с радиусом *a*_t и фокусным расстоянием *F*_t, после чего его интенсивность *I*(**r**,*t*) регистрируется на расстоянии *l* от плоскости объектива. Конкретно, записываются две последовательности значений – полная мощность *P*(*t*) и момент первого порядка **d**(*t*)

$$P(t) = \int I(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r} , \ \mathbf{d}(t) = \int I(\mathbf{r}, t) \mathbf{r} d\mathbf{r} .$$
⁽²⁾

Из полученных данных рассчитываются три корреляционные функции:

$$\mathbf{Q}(\tau) = \left\langle P(t)\mathbf{d}(t+\tau) \right\rangle - \left\langle P(t) \right\rangle \left\langle \mathbf{d}(t) \right\rangle, \tag{3}$$

$$K_{P}(\tau) = \left\langle P(t)P(t+\tau) \right\rangle - \left\langle P(t) \right\rangle^{2}, \tag{4}$$

$$K_{d}(\tau) = \left\langle \mathbf{d}(t)\mathbf{d}(t+\tau) \right\rangle - \left\langle \mathbf{d}(t) \right\rangle^{2}.$$
(5)

Покажем, что в режиме слабых флуктуаций интенсивности знания этих величин достаточно для однозначного определения вектора интегральной скорости ветра поперек трассы.

Подставив (2) в (3-5), воспользуемся выражением для корреляционной функции интенсивности оптической волны

$$\mathbf{K}_{I}\left(\frac{\mathbf{r}+\mathbf{r}'}{2},\mathbf{r}-\mathbf{r}';\tau\right) = \left\langle I(\mathbf{r},t)I(\mathbf{r}',t+\tau)\right\rangle - \left\langle I(\mathbf{r},t)\right\rangle \left\langle I(\mathbf{r}',t)\right\rangle$$
(6)

в режиме слабых флуктуаций интенсивности и с использованием безаберрационного приближения для описания объектива [1]. В результате получим:

$$\begin{cases} K_{p}(\tau) \\ \mathbf{Q}(\tau) \\ K_{d}(\tau) \end{cases} = \int d\mathbf{r} d\mathbf{r}' \begin{cases} \mathbf{1} \\ \mathbf{r}' \\ \mathbf{r}\mathbf{r}' \end{cases} K_{I} \left(\frac{\mathbf{r} + \mathbf{r}'}{2}, \mathbf{r} - \mathbf{r}'; \tau \right) = \\ = A \int_{0}^{1} d\xi C_{n}^{2}(\xi) \int d\mathbf{\kappa} \Phi_{n}(\mathbf{\kappa}) \operatorname{Re} \left\{ e^{i\mathbf{\kappa} \mathbf{V}(\xi)\tau} \int d\mathbf{r} d\mathbf{r}' \begin{cases} \mathbf{1} \\ \mathbf{r}' \\ \mathbf{r}\mathbf{r}' \end{cases} e^{-\alpha(r^{2} + r'^{2})} \left[e^{-\operatorname{Re}\beta\kappa^{2} + (\mathbf{y}\mathbf{r} + \mathbf{y}^{*}\mathbf{r}')\kappa} - e^{-\beta\kappa^{2} + \mathbf{y}(\mathbf{r} - \mathbf{r}')\kappa} \right] \right\}, \quad (7)$$

где A – амплитудный множитель, $C_n^2(\xi)$ – структурная характеристика показателя преломления, изменяющаяся вдоль трассы, $\Phi_n(\mathbf{\kappa}) = \Phi \kappa^{-\mu}$ – спектр флуктуаций показателя преломления, нормированный на структурную характеристику (предполагается изотропным и не меняющимся вдоль трассы), $\mathbf{V}(\xi)$ – вектор поперечной скорости ветра, ξ – нормированная на длину трассы координата вдоль оптической оси, параметры α , β , γ определяются следующим образом:

$$\alpha = \frac{k^2}{l^2} \operatorname{Re}\left(\frac{z_0}{z_0 z_t + k^2 / L^2}\right), \ \beta = \frac{l}{k} \gamma \left(\xi + i\frac{L}{k} z_t (1 - \xi)\right),$$
$$\gamma = \frac{k}{l} \frac{z_0}{z_0 z_t + k^2 / L^2} \left(\xi - \frac{ik}{L z_0} (1 - \xi)\right);$$
$$z_0 = \frac{1}{a^2} - \frac{ik}{L} \left(1 - \frac{L}{F}\right), \ z_t = \frac{1}{a_t^2} - \frac{ik}{L} \left(1 + \frac{L}{l} - \frac{L}{F_t}\right).$$
(8)

Вычисляя в (7) интегралы по **r**, **r**[′] получим

$$\begin{cases} K_P(\tau) \\ \mathbf{Q}(\tau) \\ K_d(\tau) \end{cases} = A \frac{\pi^2}{\alpha^2} \times$$
$$\times \operatorname{Re}\left\{\int_{0}^{1} d\xi C_{n}^{2}(\xi) \int d\mathbf{\kappa} \Phi_{n}(\mathbf{\kappa}) e^{i\mathbf{\kappa} \mathbf{V}(\xi)\tau} \left[\left\{ \frac{1}{\frac{\gamma^{*}}{2\alpha}} \mathbf{\kappa} \\ \frac{|\gamma|^{2}}{4\alpha^{2}} \kappa^{2} \right\} e^{-\operatorname{Re}(\beta')\kappa^{2}} + \left\{ \frac{-1}{\frac{\gamma}{2\alpha}} \mathbf{\kappa} \\ \frac{\gamma^{2}}{4\alpha^{2}} \kappa^{2} \right\} e^{-\beta'\kappa^{2}} \right] \right\},$$
(9)

где $\beta' = \beta - \frac{\gamma^2}{2\alpha}$. Для вычисления интеграла по вектору пространственных частот

воспользуемся тождеством

$$\kappa e^{i\kappa V\tau} = \frac{1}{i\tau} \frac{\partial}{\partial \mathbf{V}} e^{i\kappa V\tau}$$
(10)

и применим соотношение 11.4.28 из [2]. В результате получим

$$K_{p}(\tau) = A \frac{\pi^{3}}{\alpha^{2}} \Phi \Gamma \left(1 - \frac{\mu}{2} \right) \int_{0}^{1} d\xi C_{n}^{2}(\xi) \left[\left(\operatorname{Re} \beta' \right)^{\frac{\mu}{2} - 1} M \left(1 - \frac{\mu}{2}, 1; -\frac{V^{2}(\xi)\tau^{2}}{4\operatorname{Re} \beta'} \right) - \operatorname{Re} \left\{ \beta'^{\frac{\mu}{2} - 1} M \left(1 - \frac{\mu}{2}, 1; -\frac{V^{2}(\xi)\tau^{2}}{4\beta'} \right) \right\} \right],$$
(11)

$$\mathbf{Q}(\tau) = A \frac{\pi^{3} \tau}{4\alpha^{3}} \Phi \Gamma \left(2 - \frac{\mu}{2} \right)_{0}^{1} d\xi C_{n}^{2}(\xi) \mathbf{V}(\xi) \left[\operatorname{Im} \gamma (\operatorname{Re} \beta')^{\frac{\mu}{2}-2} M \left(2 - \frac{\mu}{2}, 2; -\frac{V^{2}(\xi)\tau^{2}}{4\operatorname{Re} \beta'} \right) - \operatorname{Im} \left\{ \gamma \beta'^{\frac{\mu}{2}-2} M \left(2 - \frac{\mu}{2}, 2; -\frac{V^{2}(\xi)\tau^{2}}{4\beta'} \right) \right\} \right],$$
(12)

$$K_{d}(\tau) = A \frac{\pi^{3}}{4\alpha^{4}} \Phi \Gamma \left(2 - \frac{\mu}{2} \right) \int_{0}^{1} d\xi C_{n}^{2}(\xi) \left[|\gamma|^{2} (\operatorname{Re} \beta')^{\frac{\mu}{2}-2} M \left(2 - \frac{\mu}{2}, 1; -\frac{V^{2}(\xi)\tau^{2}}{4\operatorname{Re} \beta'} \right) + \operatorname{Re} \left\{ \gamma^{2} \beta'^{\frac{\mu}{2}-2} M \left(2 - \frac{\mu}{2}, 1; -\frac{V^{2}(\xi)\tau^{2}}{4\beta'} \right) \right\} \right].$$
(13)

Здесь $\Gamma(z)$ – гамма-функция.

Необходимо отметить, что максимумы корреляционных функций (12, 14) не смещены относительно начала координат, в то время как функция (13) нечетна относительно τ и максимум ее модуля находится в точке $\tau \neq 0$. Если направление вектору скорости ветра V(ξ) не меняется по трассе, то вектор Q(τ) параллелен V(ξ), и его можно считать интегральной характеристикой скорости, причем усреднение скорости по трассе в выражении (13) происходит нелинейно. Для устранения эффектов, связанных с медленными изменениями амплитуды источника во времени введем нормированную взаимную корреляционную функцию

$$\mathbf{M}(\tau) = \frac{\mathbf{Q}(\tau)}{\sqrt{K_p(0)K_d(0)}} \,. \tag{14}$$

В предположении, что скорость ветра и структурная характеристика постоянны на трассе, ее координата максимума τ_0 обратно пропорциональна модулю скорости, а их произведение $V\tau_0$ однозначно определяется параметрами источника и объектива и длиной трассы. Таким образом, определяя из экспериментальных данных задержку τ_0 , соответствующую максимуму модуля $|\mathbf{M}(\tau)|$, находим модуль интегральной скорости ветра

$$V = s(\Omega_t) / \tau_0. \tag{15}$$

где $\Omega_t = k a_t^2 / L$ – число Френеля приемного объектива, ее направление же задается вектором $\mathbf{M}(\tau_0)$.

Таким образом, регистрация временных рядов смещений центров тяжести и принимаемого потока мощности лазерного пучка, прошедшего атмосферный слой, позволяют определять усредненную по трассе скорость ветра.

Доклад подготовлен при поддержке РФФИ (гранты №15-05-04210 А, №15-08-06549 А)

- Маракасов Д.А. Восстановление профиля скорости ветра по флуктуациям интенсивности лазерного пучка в приемном телескопе // Оптика атмосферы и океана. - 2010. - Т.23. - № 4. - С.304-307.
- Абрамовиц М., Стиган И. (Ред.) Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами. - М.: Наука, 1979.

КОРРЕЛЯЦИЯ СМЕЩЕНИЙ ИЗОБРАЖЕНИЙ ТОЧЕЧНЫХ ИСТОЧНИКОВ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

Маракасов Д.А.

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН

mda@iao.ru

Ключевые слова: ветер, корреляция, некогерентный источник, смещение центров тяжести изображений. Рассматривается задача определения поперечной скорости ветра на атмосферной трассе из временной корреляции смещения центров тяжести изображений точечных источников, регистрируемых разнесенными в поперечной плоскости приемными устройствами. В рамках первого приближения метода малых возмущений получены выражения для корреляционных функций. Показана возможность определения интегральной скорости ветра.

Рассматривается определения скорости ветра пассивными методами, использующими естественные некогерентные источники излучения. Впервые этот вопрос был рассмотрен в [1], где проведен анализ флуктуаций интенсивности света, рассеянного диффузной поверхностью. Результаты, достигнутые в этом направлении в дальнейшем связаны со значительным усложнением экспериментального оборудования и методики обработки получаемых распределений интенсивности.

В докладе проводится анализ возможностей оценки вектора поперечной скорости ветра из временной статистики интегральных характеристик изображения некогерентных источников. Для режима слабых флуктуаций получены выражения для взаимных корреляционных функций смещений центров тяжести пары некогерентных источников, регистрируемых парой разнесенных приемников. Показано, что положение максимума и форма корреляционных функций позволяют оценить усредненный вдоль трассы вектор поперечной скорости ветра.

Рассмотрим задачу о дрожании изображения некогерентного источника вследствие ветрового переноса турбулентности на атмосферной трассе. Некогерентный источник может быть представлен как суперпозиция точечных источников с заданными амплитудами и произвольными фазами. Любая корреляционная функция от линейной функции интенсивности изображения (поток интенсивности, смещение центров тяжести и т.д.) будет определяться аналогичной функцией от корреляции интенсивности изображений пары точечных источников.

Вычислим ее в режиме слабых флуктуаций. Пусть имеются источники с комплексными амплитудами

$$U_{i}(z=0,\boldsymbol{\rho}) = A_{i}\delta(\boldsymbol{\rho}-\mathbf{R}_{i}), j=1,2,\dots$$
(1)

В плоскости *z*=*L* находятся приемные объективы с оптическими осями, параллельными оси *z*, с координатами центров $\rho = \mathbf{r}_k$, *k*=1,2,... По результатам измерений регистрируются поток интенсивности

$$P_{jk}(t) = \int d\mathbf{\rho} I_{jk}(\mathbf{\rho}, t) = \left\langle P_{jk} \right\rangle + \delta P_{jk}(t)$$
⁽²⁾

и смещение (ненормированного) центра тяжести изображения *j*-го источника в *k*-м приемнике

$$\mathbf{d}_{jk}(t) = \int d\mathbf{\rho} I_{jk}(\mathbf{\rho}, t) \mathbf{\rho} = \left\langle \mathbf{d}_{jk} \right\rangle + \delta \mathbf{d}_{jk}(t), \qquad (3)$$

где $I_{jk}(\mathbf{p},t)$ - интенсивность, создаваемая *j*-м источником в *k*-м приемнике.

Вычисление корреляционных функций в первом приближении метода малых флуктуаций дает (для гауссовых функций пропускания объективов, в плоскости резкого изображения):

$$\left\langle \delta P_{jk}(t) \delta P_{mn}(t+\tau) \right\rangle = \int d\mathbf{r} d\mathbf{r}' \exp\left\{ -\frac{r^2 + r'^2}{a^2} \right\} \left[\Gamma_{jkmn}(\mathbf{r},\mathbf{r}',\mathbf{s},\mathbf{s}';\tau) - \Gamma_{jkmn}(\mathbf{r},\mathbf{r}',\mathbf{s},\mathbf{s}';\infty) \right] \Big|_{\substack{\mathbf{s}=0\\\mathbf{s}'=0}} \right.$$

$$\left\langle \delta P_{jk}(t) \delta \mathbf{d}_{mn}(t+\tau) \right\rangle = \int d\mathbf{r} d\mathbf{r}' \exp\left\{ -\frac{r^2 + r'^2}{a^2} \right\} \left(\frac{\lambda l}{2\pi i} \frac{\partial}{\partial \mathbf{s}'} - \frac{l}{L} \mathbf{r}' \right) \left[\Gamma_{jkmn}(\mathbf{r},\mathbf{r}',\mathbf{s},\mathbf{s}';\tau) - \Gamma_{jkmn}(\mathbf{r},\mathbf{r}',\mathbf{s},\mathbf{s}';\infty) \right] \Big|_{\substack{\mathbf{s}=0\\\mathbf{s}'=0}} \right]$$

$$\left\langle \delta \mathbf{d}_{jk}(t) \delta \mathbf{d}_{mn}(t+\tau) \right\rangle = \int d\mathbf{r} d\mathbf{r}' \exp\left\{ -\frac{r^2 + r'^2}{a^2} \right\} \left(\frac{\lambda l}{2\pi i} \frac{\partial}{\partial \mathbf{s}'} - \frac{l}{L} \mathbf{r}' \right) \left[\Gamma_{jkmn}(\mathbf{r},\mathbf{r}',\mathbf{s},\mathbf{s}';\infty) - \Gamma_{jkmn}(\mathbf{r},\mathbf{r}',\mathbf{s},\mathbf{s}';\infty) \right] \right|_{\substack{\mathbf{s}=0\\\mathbf{s}'=0}} \right.$$

$$\left(\frac{\lambda l}{2\pi i} \frac{\partial}{\partial \mathbf{s}} - \frac{l}{L} \mathbf{r}' \right) \left[\frac{\lambda l}{2\pi i} \frac{\partial}{\partial \mathbf{s}'} - \frac{l}{L} \mathbf{r}' \right] \left[\Gamma_{jkmn}(\mathbf{r},\mathbf{r}',\mathbf{s},\mathbf{s}';\tau) - \Gamma_{jkmn}(\mathbf{r},\mathbf{r}',\mathbf{s},\mathbf{s}';\infty) \right] \right|_{\substack{\mathbf{s}=0\\\mathbf{s}'=0}} \right]$$

$$\left(\frac{\lambda l}{2\pi i} \frac{\partial}{\partial \mathbf{s}} - \frac{l}{L} \mathbf{r}' \right) \left[\Gamma_{jkmn}(\mathbf{r},\mathbf{r}',\mathbf{s},\mathbf{s}';\tau) - \Gamma_{jkmn}(\mathbf{r},\mathbf{r}',\mathbf{s},\mathbf{s}';\infty) \right] \right|_{\substack{\mathbf{s}=0\\\mathbf{s}'=0}} \right]$$

Здесь λ – длина волны, l – расстояние от объектива до плоскости резкого изображения, a – радиус объектива,

$$\Gamma_{jkmn}(\mathbf{r},\mathbf{r}',\mathbf{s},\mathbf{s}';\tau) = \frac{\left\langle |A_{j}A_{m}|^{2} \right\rangle}{\lambda^{4}L^{4}} \exp\left\{\frac{2\pi i}{\lambda L} \left[\mathbf{s}(\mathbf{r}+\mathbf{r}_{k}-\mathbf{R}_{j})+\mathbf{s}'(\mathbf{r}'+\mathbf{r}_{n}-\mathbf{R}_{m})\right]\right\}$$

$$\left[1-\frac{8\pi^{2}L}{\lambda^{2}}\int_{0}^{1}d\xi C_{n}^{2}(\xi)\sigma^{2}+\frac{4\pi^{2}L}{\lambda^{2}}\int_{0}^{1}d\xi C_{n}^{2}(\xi)\int d\mathbf{\kappa}\Phi(\kappa) \left[e^{2\pi i\xi\mathbf{\kappa}\mathbf{s}}+e^{2\pi i\xi\mathbf{\kappa}\mathbf{s}'}+\right], \qquad (5)$$

$$+2e^{2\pi i\xi\mathbf{\kappa}\mathbf{b}_{0}} \left(\cos(\pi\mathbf{\kappa}(\mathbf{s}+\mathbf{s}'))-\cos(\pi\mathbf{\kappa}(\mathbf{s}-\mathbf{s}')-2\pi i\lambda L\kappa^{2}\xi(1-\xi))\right)\right]$$

$$\mathbf{b}_{0}=(1-\xi)(\mathbf{R}_{j}-\mathbf{R}_{m})+\xi(\mathbf{r}+\mathbf{r}_{k}-\mathbf{r}'-\mathbf{r}_{n})+\mathbf{V}(\xi)\tau,$$

 $\mathbf{V}(\xi)$ – скорость ветра на трассе, $C_2^n(\xi)$ – структурная характеристика, $\Phi(\kappa)$ – нормированный спектр флуктуаций показателя преломления, $\sigma^2 = \int d\mathbf{\kappa} \Phi(\kappa)$.

Для корреляции центра тяжести $\mathbf{f}_{jk}(t) = \frac{\mathbf{d}_{jk}(t)}{P_{jk}(t)}$, после вычисления всех интегралов будем

иметь (при *a*²>>λ*L*):

$$K_{jkmn}(\tau) = \left\langle \delta \mathbf{f}_{jk}(t) \delta \mathbf{f}_{mn}(t+\tau) \right\rangle =$$

= $4\pi^3 l^2 L \cdot 0.009693 \Gamma(1/6) \int_0^1 d\xi C_n^2(\xi) (2\pi^2 a^2 \xi^2)^{-1/6} M(1/6,1;-\frac{b^2}{2a^2 \xi^2}),$
$$\mathbf{b} = (1-\xi) (\mathbf{R}_j - \mathbf{R}_m) + \xi (\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_n) + \mathbf{V}(\xi) \tau.$$
 (6)

Рассмотрим корреляционные функции смещений центров тяжести пары источников, регистрируемых через один и тот же объектив, т.е.

$$\mathbf{b} = (1 - \xi)(\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_m) + \mathbf{V}(\xi)\tau.$$

Скорость ветра и структурная характеристика предполагаются постоянными на трассе. Ее поведение в зависимости от нормированной задержки $M = \left| \frac{V}{\sqrt{2}a} \right| \tau$ показано на Рис. 1. Разнос источников характеризуется параметром $\mathbf{D} = \frac{\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2}{\sqrt{2}a}$, угол между векторами скорости ветра и

D указан на графиках. Значения корреляционных функций пронормированы $K = 0.009693 \cdot 4\pi^3 l^2 L\Gamma(1/6) C_n^2 (\sqrt{2\pi a})^{-1/3}.$



Рис.1. Корреляционные функции смещений центров тяжести изображений (2 источника, 1 приемник).

При достаточно больших D и $\mathbf{D} \parallel \mathbf{V}$ задержка, соответствующая максимуму, имеет значение $\tau = -D/(2M)$. При увеличении угла координата максимума быстро смещается к нулю. Абсолютный максимум корреляционной функции (V = 0, $\tau = 0$)

$$K_{\rm max} = 4.57 \left(\frac{l^2}{L^2}\right) L^3 a^{-1/3} C_n^2, \qquad (7)$$

на

т.е. для построения корреляционной функции 1 пиксель изображения должен соответствовать деталям объекта размером не более

$$\Delta R = 0.1 \sqrt{4.57 L^3 a^{-1/3} C_n^2} \ .$$

В случае одного источника, наблюдаемого через два приемных объектива, поведение корреляционной функции идентично Рис. 1 с заменой $\mathbf{D} = \frac{\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2}{\sqrt{2}a}$.

Таким образом, для определения средней скорости ветра из дрожания изображения необходимо:

- Разрешение не хуже чем 1 пиксель на разнос $\Delta R = 0.1 \sqrt{4.57 L^3 a^{-1/3} C_n^2}$ в плоскости источника

- Пара контрастных элементов, разнесенных параллельно скорости ветра не менее чем на $10\Delta R$.

- частота кадров не менее чем $10V/(R_1-R_2)$.

Доклад подготовлен при поддержке РФФИ (Грант №15-05-04210 А)

1. S.F. Clifford, G.R. Ochs, and T-i. Wang. Optical Wind Sensing by Observing the Scintillations of a Random Scene // Applied Optics. 1975. Vol.14. №12. P.2844-2850.

ВЛИЯНИЕ ВНЕШНИХ МАСШТАБОВ ТЕМПЕРАТУРНОЙ И ДИНАМИЧЕСКОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОШЕДШЕГО АКУСТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Л. Г. Шаманаева¹, В. В. Белов¹, Ю. Б. Буркатовская^{2,3}, Н. П. Красненко^{4,5} ¹Институт оптики атмосферы им. В. Е. Зуева СО РАН, Томск, Россия; ²Томский политехнический университет; ³Томский государственный университет; ⁴Институт мониторинга климатических и экологических систем СО РАН; ⁵Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

e-mail: sima@iao.ru; belov@iao.ru; tracey @tpu.ru; Krasnenko@imces.ru

Ключевые слова: атмосферная акустика, метод Монте-Карло, внешние масштабы температурной и динамической турбулентности

В докладе методом Монте-Карло решается задача о распространении монохроматического акустического излучения в диапазоне частот 1–4 кГц через нижний 500-метровый слой плоско-стратифицированной движущейся турбулентной атмосферы. Исследуется влияние параметров моделей внешних масштабов температурной и динамической турбулентности в энергетическом интервале на интенсивность прошедшего акустического излучения.

R методом [1, 2]Монте-Карло распространении нами решена задача 0 монохроматического акустического излучения через 500-метровый слой плоскостратифицированной движущейся турбулентной атмосферы с учетом рефракции и получены статистические оценки вклада многократного рассеяния в распределение интенсивности прошедшего акустического излучения по зонам детектора в зависимости от частоты звука и внешнего масштаба атмосферной турбулентности. Расчеты проводились для акустической модели атмосферы, базирующейся на теоретических оценках рассеяния звука атмосферной турбулентностью, представленных в [3] для Кармановской модели спектров флуктуаций атмосферной температуры и скорости ветра.

В данном докладе анализируется влияние моделей внешних масштабов температурной и динамической турбулентности на распределение интенсивности прошедшего излучения. Расчеты проводились для точечного источника звука акустической мощностью 1 Вт с координатами x = 0, y = 0 и z = 35 м и частот излучения F = 1-4 кГц, обычно используемых в содарах. Угол расходимости излучения источника $\varphi = 2,5-25^{\circ}$. Оценивалось, с учетом симметрии задачи, распределение интенсивности прошедшего и многократно рассеянного излучения по горизонтальной плоскости детектора, располагавшегося на высоте 500 м, в зависимости от расстояния H от вертикальной оси расположения источника. Акустическая модель атмосферы содержала 25 слоев толщиной 20 м с постоянными в слоях коэффициентами

классического и молекулярного поглощения и рассеяния на флуктуациях температуры и скорости ветра. Подстилающая поверхность моделировалась абсолютно поглощающей. Внешние масштабы температурной (L_{0T}) и динамической (L_{0V}) турбулентности определялись масштабом длины Монина-Обухова $L_{MO} = -u_*^2 T_0 / g \kappa T_*$ [4]:

$$L_{0V}(z) = 1,3z \frac{1+0,22(z_i/z)(-z_i/L_{\rm MO})}{1+0,22(-z_i/L_{\rm MO})},$$
(1)

$$L_{0T}(z) = 1.5z \frac{1+7.0(-z/L_{\rm MO})}{1+10(-z/L_{\rm MO})},$$
(2)

где u_* – скорость трения, T_* – масштаб температуры, g – ускорение силы тяжести, κ – постоянная Кармана, T_0 – поверхностная температура, и z_i – толщина пограничного слоя атмосферы. Расчеты проводились для неустойчивой атмосферной стратификации при слабом, умеренном, и сильном ветре в условиях безоблачной (поверхностный тепловой поток $H_s = 200 \text{ Br/m}^2$) и облачной атмосферы (поверхностный тепловой поток $H_s = 40 \text{ Br/m}^2$). Толщина пограничного слоя z_i задавалась равной 1000 м. Соответствующие значения параметров u_* , T_* и L_{MO} для 6 режимов турбулентности, рассмотренных в [4], представлены ниже в таблице.

H_s , Bt/m ²	Средний ветер	<i>и</i> _* , м/с	<i>Т</i> ∗,К	<i>L</i> _{ОМ} , м
	Слабый	0,1	-1,6	-0,47
200	Умеренный	0,3	-0,54	-13
	Сильный	0,7	-0,23	-160
	Слабый	0,1	-0,33	-2,4
40	Умеренный	0,3	-0,11	-64
	Сильный	0,7	-0,046	-810

В качестве примера, на рис 1 приведены высотные профили суммарного коэффициента ослабления звука $\sigma_{ext}(z)$ для диапазона частот F = 1-4 кГц и масштаба длины Монина-Обухова $L_{OM} = -810$ м для облачной атмосферы при сильном ветре (*a*) и вероятность рассеяния фонона $P_{sc}(z)$ (*б*). Результаты расчетов показали, что в приземном слое суммарный коэффициент ослабления увеличивается примерно на порядок, а турбулентное ослабление значительно превышает величину классического и молекулярного поглощения во всем рассматриваемом диапазоне частот (вероятность рассеяния фонона Psc > 0,94).

Влияние внешних масштабов иллюстрируется рис. 2, где приведено распределение интенсивности прошедшего излучения по зонам детектора для частоты F = 1700 Гц и угла расходимости источника 5°.

Влияние угла расходимости источника излучения φ иллюстрируется на рис. 3. Из рисунка видно, что зависимость интенсивности прошедшего излучения от угла расходимости источника имеет квадратичный характер, что отмечалось нами ранее в [3]. Аналитическая аппроксимация



Рис. 1. Высотная зависимость коэффициентов суммарного ослабления звука (а) и вероятности выживания



фононов (б) для частот $F = 1-4 \text{ k}\Gamma \mu \text{ и } L_{OM} = -810 \text{ м.}$

Рис. 2. Влияние внешнего масштаба турбулентности на распределение интенсивности прошедшего излучения I_{tr} по зонам детектора для частоты F = 1700 Гц и угла расходимости источника $\varphi = 5^{\circ}$. Справа на рисунке приведены



Рис. 3. Влияние угла расходимости источника излучения на интенсивность прошедшего излучения для $F = 4 \, \mathrm{k} \Gamma \mathrm{u}$.

результатов расчетов по методу Монте-Карло, представленных на рис. 3 с использованием полиномиальной, степенной, и логарифмической зависимости показала, что они лучше описываются степенной зависимостью вида

$$I_{\rm tr}\left(0^\circ,\varphi\right) = A\varphi^2 - B\varphi + C ,$$

где $I_{tr}(0^{\circ}, \phi)$ в Вт/м², ϕ в градусах, с коэффициентом корреляцци, близким к 1. Ниже в таблице приведены значения констант аппроксимации для рассмотренных значений масштаба длины Монина-Обухова.

$L_{ m MO}$	Α	В	С
-0,47	$4 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-5}$
-13	$4 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-5}$
-160	$4 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-5}$
-2,4	$3 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-5}$
-64	$2 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-5}$
-810	1.10^{-8}	7.10^{-7}	1.10^{-5}

- 1. Белов В.В., Буркатовская Ю.Б., Кожевникова А.В., Тарасенков М.В., Шаманаева Л.Г. Статистическое имитационное моделирование в атмосферно-оптических и акустических приложениях // Вычислительные технологии. 2014. Т. 19. №3. С.57–75.
- 2. Шаманаева Л.Г., Белов В.В., Буркатовская Ю.Б., Красненко Н.П., Тарасенков М.В. Статистическое моделирование распространения акустического излучения в движущейся турбулентной атмосфере с учетом рефракции // Турбулентность, динамика атмосферы и климата. Международная конференция посвященная памяти академика А. М. Обухова. Москва. ГЕОС. 2013. С. 194–198.
- 3. *Байкалова Р.А., Креков Г.М., Шаманаева Л.Г.* Статистические оценки вклада многократного рассеяния при распространении звука в атмосфере // Оптика атмосферы и океана. 1988. Т. 1. № 5. С. 25–30.
- 4. *Ostashev V. E., Wilson D. K.* Relative contributions from temperature and wind velocity fluctuations to the statistical moments of a sound field in a turbulent atmosphere // Acta Acustica United with Acustica. 2000. V. 86. P. 260–268.

О ВОЗМОЖНОСТИ ТОЧНОЙ ФОКУСИРОВКИ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА НА ДИНАМИЧЕСКУЮ УДАЛЁННУЮ ТОЧЕЧНУЮ ЦЕЛЬ.

В.С. Денкевич, А.Н. Клейменов, Я.И. Малашко, А.В. Назаренко, А.О. Скворцов.

Ключевые слова: метод удвоенной частоты, космический аппарат, фокусировка лазерного излучения.

Необходимость решения задачи фокусировки лазерного излучения на удалённые объекты возникает при энергетической подпитке космических аппаратов [1,2], лазерного поджига топлива реактивных двигателей [3,4], в информационных технологиях с космическими аппаратами и другими удалёнными объектами. Эффективность энергопередачи зависит не только от правильной фокусировки лазерного луча, но и от ошибки системы наведения на динамический объект. Таким образом, в данной работе предлагается решение задачи фокусировки лазерного излучения при наличии динамического углового перемещения лазерного пучка. При выборе метода решения задачи главным является выбор алгоритма формирования сигнала управления системой фокусировки. Решение задачи фокусировки в описанных выше условиях предлагается с помощью метода удвоенной частоты, обладающего высокой точностью [5,6].



Рис.1. Схема определения положения фокусировки пучка лазерного излучения на космический аппарат (КА)

Из рисунка следует, что в плоскости удалённой мишени область распределения плотности мощности имеет большие размеры, чем размер космического аппарата. Положим, что угловая расходимость лазерного излучения по уровню половинной общей мощности P составляет величину φ . Тогда мгновенная величина средней плотности мощности двойной частоты в плоскости цели на дальности D составит величину

$$\eta \frac{2P}{\pi(\varphi D)^2} \tag{1}$$

Здесь мы полагаем, что при сферическом зондировании волнового фронта коэффициент преобразования непрерывного лазерного излучения η составляет величину до 12% от общей мощности в пределах угловой расходимости φ [5,6].



Рис.2. Изменение плотности мощности в плоскости цели при сферическом зондировании волнового фронта излучения

В пределах углов от $-\varphi/2$ до $+\varphi/2$ она изменяется от 0 до 0,2 в центре диаграммы направленности, рис.2.

Признаком правильной фокусировки является обнаружение на фотоприёмнике космического аппарата сигнала удвоенной частоты. При малой угловой расходимости φ , большой средней мощности *P*, относительно небольшой апертуре приёмника большой сигнал может быть получен даже для больших дальностей *D* > 300 км.

Рассмотрим динамику процесса регистрации удвоенной частоты приемником на космическом аппарате. Мы будем полагать, что лазерный пучок удерживается на КА системой наведения в пределах угла $\pm \varphi/2$, т.е. в пределах угловой расходимости излучения. Тогда сигнал на удвоенной частоте будет изменяться от нуля до 0,2 от средней мощности излучения. При угловом отклонении излучения от фотоприемника на величины большие, чем $\pm \varphi/2$ удвоенная частота также будет наблюдаться, но с меньшей амплитудой и с изменением фазы сигнала на π .

Непрерывность угловой регистрации сигнала удвоенной частоты в описываемом эксперименте обеспечивается схемой пространственной селекции, при которой приемник не видит одновременно сигналы удвоенной частоты с противоположной фазой.

Рассмотрим, могут ли повлиять механические (угловые) возмущения оси излучения, не отработанные до нуля системой наведения. Характерные верхние частоты возмущений, связанные с резонансами конструкции авиационного лазерного комплекса, измеренные в полёте, составляли 15-25 Гц. Частоты модуляции ВФ мощного излучения с помощью гибких управляемых зеркал могут составлять величину ~1 кГц. Удвоенная частота составляет величину ~2 кГц, что на два порядка больше, чем резонансные частоты конструкции лазерного комплекса, возмущающие направление лазерного пучка. Таким образом, угловые возмущения пучка не могут помешать реализации выше описанной идеи.

Для нас наиболее привлекательным является случай получения сигнала с космического аппарата: прямая фокусировка на требуемую дальность не требует никаких дополнительных промежуточных процедур. Оценим ошибку сферической дефокусировки, выраженную в стрелке сферического прогиба волнового фронта нашего пучка недифракционного качества. Угловая расходимость φ_1 , имеющая согласно [6,7] стрелку *h* сферического прогиба ВФ, связана с исходной угловой расходимостью φ_0 следующим соотношением

$$\varphi_1^2 = \varphi_0^2 \left[1 + \frac{16}{3} \left(\frac{h}{A\sigma_0} \right)^2 \right]$$
(2)

здесь $\sigma_0 = \varphi_0/2,36$ СКО локальных наклонов ВФ. Положим второй член в квадратных скобках равным 0,2. Это означает, что мы находимся вблизи границы существования двойной частоты. Положим также выходную апертуру пучка $A=10^3$ мм, угловую расходимость $\varphi_0 = 5 \cdot 10^{-5}$ рад., получим h=4 мкм. Как показано в ряде работ [5,6,8] метод удвоенной частоты позволяет снизить ошибку фокусировки при данных условиях до 1 мкм в замкнутом адаптивном контуре.

Нами проведено физическое моделирование, где приёмник находился в дальней зоне коллимированного пучка недифракционного качества. Приёмник размещался на конце маятника, пролетавшего через область пучка. При подаче на адаптивное зеркало сигнала частотой $\gamma = 10$ Гц, приёмник регистрировал двойную частоту $2\gamma = 20$ Гц при условии правильной фокусировки.

Литература

[1] - Кишко В.И., Матюхин В.Ф. Принципы построения адаптивных ретрансляторов для стратосферных систем передачи энергии. // Автометрия. – Новосибирск: Изд. СО РАН. – 2009. – с.59.

[2] - Кишко В.И., Матюхин В.Ф., Виноградский Л.М. Энергообеспечение воздушных и космических объектов на основе технологий дистанционной передачи лазерного излучения. / Сб. докл. ХХ Междунар. конф. "Лазеры в медицине, науке и технике" // М.: МНТОРЭС им. А.С. Попова. – 2009. – Т.20.

[3] - Report of the APS study group on Boost-phase intercept systems for National Missile Defense: Scientific and technical issues. Section 10.1 // Пресс-релизы Американского физического общества. URL: http://mericanphisycssociety.net/pressreleases/up-load/BPL_Report.pdf (дата обращения: 29.11.2011)

[4] - Rezunkov Yu.A. Efficiency of high-power laser propulsion // International Journal of Aerospace innovations. $-V.3 N_{2}. -2011. -P.59-75.$

[5] - Клейменов А.Н, Малашко Я.И., Потёмкин И.Б., Хабибулин В.М. Характеристики высокоточного метода определения положения фокусировки лазерного пучка. // Квантовая электроника. 2013. Т.43. №12.

[6] - Малашко Я.И., Наумов М.Б. Системы формирования мощных лазерных пучков. // Монография. – М.: Радиотехника, 2013. ISBN 978-5-88070-370-8

[7] - Малашко Я.И., Хабибулин В.М. Критерии допустимых величин плавных аберраций для лазерных пучков недифракционного качества. // Квантовая электроника. 2014. Т.44. №3.

[8] - Kleymenov A.N., Malashko Ya.I., Nazarenko A.V., Skvortsov A.O. High precision adaptive auto-focusing system for laser beam based on method of double frequency of the spherical wave front probe. – Technical program 16-th International conference «Laser Optics 2014». – St. Petersburg. – 2014. – P. 39.

СТРАТЕГИИ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ФАЗОВОЙ ИНФОРМАЦИИ В КОГЕРЕНТНОЙ СИСТЕМЕ СЛОЖЕНИЯ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ С МНОГОАПЕРТУРНЫМ ДАТЧИКОМ ВОЛНОВОГО ФРОНТА

П.А. Семёнов, С.Д. Польских

ОАО «Швабе-Исследования»

sdpolskikh@gmail.com, piter@bk.ru

Ключевые слова: когерентные многоканальные лазерные системы, многоапертурный датчик волнового фронта, алгоритм Гершберга-Сэкстона.

В работе рассмотрена система когерентного сложения лазерных пучков с многоапертурным датчиком волнового фронта, в основе работы которого лежит алгоритм Гершберга-Сэкстона. Предложены архитектуры построения системы и методы редукции размерности задачи при большом числе фазируемых каналов, основанные на блоковом принципе обработки. Проведено численное моделирование системы при различных конфигурациях блоков.

Среди методов фазовой синхронизации лазерного излучения важное место занимают методы, основанные на активном управлении параметрами излучения каждого лазера в системе. Это управление обычно осуществляется с помощью распределенной адаптивной оптической системы (РАОС). В большинстве практических случаев РАОС представляет собой адаптивную систему апертурного зондирования, которая строится на основе оптимизации функции резкости изображения [1,2]. Использование же традиционных для адаптивной оптики датчиков волнового фронта в такой многоапертурной системе невозможно, поскольку в основе их работы лежит принцип построения непрерывной карты фазовых аберраций.

В настоящей работе рассмотрена система когерентного сложения с активной обратной связью с многоапертурным датчиком волнового фронта (МДВФ) без опорного пучка, в основе работы которого лежит алгоритм Гершберга-Сэкстона [3], заключающийся в восстановлении комплексных полей на апертуре линзы и в ее фокальной плоскости по распределениям их интенсивностей.

Характерной особенностью использования этого алгоритма при восстановлении фазовой информации является наличие состояний «застоя» (или стагнации), которые часто ассоциируются с локальными экстремумами. Наличие у алгоритма Гершберга-Сэкстона локальных экстремумов является серьезным ограничением для использования его в задаче фазовой синхронизации. Поэтому использовать его надо не непосредственно, а в составе

некоторой численной процедуры, осуществляющей глобальную оптимизацию. Такую процедуру мы определили как стратегию восстановления.

В работе [4] в качестве такой стратегии был успешно использован метод глобальной оптимизации «случайный мультистарт», основанный на многократном отыскании локальных экстремумов из различных начальных точек, расположенных случайным образом на всем множестве оптимизации, и последующем выборе лучшего из них. Достоинство этого метода заключается в том, что локальные мультиспуски можно осуществлять одновременно из нескольких начальных точек. Это дает возможность реализовывать этот метод на параллельных ЭВМ, состоящих из однотипных процессоров, выполняющих одинаковые операции.

Увеличение числа синхронизируемых каналов N приводит в свою очередь к увеличению числа локальных экстремумов. В этих условиях гарантированную сходимость алгоритма, т.е. попадание хотя бы одной начальной точки в зону притяжения глобального экстремума, часто связывают с увеличением начальной выборки. Однако при большом числе каналов эта мера практически не влияет на результат. Так, численный эксперимент показал, что при $N \ge 127$ ни из одной начальной точки в глобальный экстремум. Поэтому при большом числе каналов необходимо использовать какие-то способы редукции (уменьшения) размерности задачи, либо с помощью математических методов, либо на аппаратном уровне.

Один из возможных механизмов редукции может быть основан на блоковом принципе. В данном случае общая система каналов разбивается на блоки по несколько каналов, в каждом из которых параллельно происходит восстановление фазовой информации.

Особенность алгоритма Гершберга-Сэкстона заключается в том, что восстановление фазовой информации в каждом канале происходит с точностью до общего фазового сдвига в блоке. При этом между отдельными блоками данный фазовый сдвиг не совпадает, что приводит к необходимости дополнительной "сшивки" фаз между отдельными блоками. В данном случае возможно использование двух вариантов:

1. Разбиение системы на блоки с одним или несколькими общими каналами для нескольких блоков, и "сшивка" фаз относительно общих каналов.

2. Разбиение системы на блоки без общих каналов и проведение дополнительной итерационной процедуры общей системы.

Общее число субапертур в гексагональной оптической системе может быть записано в следующем виде:

$$N = 1 + 6 \cdot \left[\frac{n(n+1)}{2} \right] = 7 + 6 \cdot \left[\frac{n(n+1)}{2} - 1 \right],$$

где, n – целое число (для блоковой системы n>2). Как видно из данной формулы, в случае гексагональной упаковки, удобно разбивать систему либо на $\left[\frac{n(n+1)}{2}-1\right]$ независимых блоков по 6 каналов и один блок с семью каналами, либо на $\left[\frac{n(n+1)}{2}\right]$ блоков по 7 излучателей, с одним общим каналом.

На первый взгляд система с использованием "сшивки" по общим каналам кажется более привлекательной, т.к. в данном случае не нужно проводить дополнительную итерационную процедуру всей системы в целом. Однако при таком построении увеличивается техническая сложность системы, так как вопрос оптимального разделения излучения при наличии общих каналов ещё не решён. Поэтому, далее рассмотрена сходимость алгоритма Гершберга-Сэкстона для многоканальных лазерных систем с независимыми блоками по несколько каналов.

На рис.1, рассмотрена система из 37 лазерных каналов. В случае гексагональной упаковки излучателей, такую систему удобно разбить на 6 блоков, по 6 каналов в каждом и один блок с 7-ю каналами. При таком разбиении, время, необходимое для синхронизации одного блока остаётся на том же уровне, что и для 7 каналов (не более 15 итераций), т.е. дальнейшее увеличение числа фазируемых источников не приводит к увеличению времени синхронизации – возрастает только число параллельных процессоров (по 1-2 в каждый блок). Общее же количество необходимых итераций для системы без "сшивки" складывается из максимального числа итераций для восстановления 7 канальной системы и п-канальной системы, где п-количество блоков (рис. 2).



Рис. 1. Пример разбиения на блоки в 37 канальной лазерной системе.



Рис. 2. Сходимость алгоритма Гершберга-Сэкстона; 1 – двух этапная блоковая система; 2 – система без блоков.

Исходя из этого, можно построить зависимость количества итераций необходимых для сходимости от числа фазируемых каналов (рис.3). Из рисунка видно, что уже при 60 каналах, время сходимости блоковой системы по сравнению с системой без блоков уменьшается более, чем в 2.5 раза.



Рис. 3. Необходимое для сходимости количество итераций в зависимости от числа каналов при различных вариантах построения систем (красная кривая – система без блоков; синяя кривая – блоковая система).

В результате проведённого анализа для различного числа каналов показано, что преимущество блоковой системы проявляется при синхронизации более 30 источников, а при использовании больших линеек лазерных излучателей свыше ста каналов, разбиение на блоки является необходимой мерой для решения задачи когерентного сложения.

Литература:

- Vorontsov M.A., Lachinova S.L. Laser beam projection with adaptive array of fiber collimators // J. Opt. Soc. Am. A. 2008. V. 25. N. 8. P. 1949-1973.
- Волков М.В., Гаранин С.Г., Долгополов Ю.В., Копалкин А.В., Куликов С.М., Синявин Д.М., Стариков Ф.А., Сухарев С.А., Тютин С.В., Хохлов С.В., Чапарин Д.А. Фазировка семиканальной непрерывной оптоволоконной лазерной системы с помощью стохастического параллельного градиентного алгоритма // Квантовая электроника. 2014. Т. 44. №11. С. 1039–1042.
- 3. *Gerchberg R.W., Saxton W.O.* A practical algorithm for the determination of phase from image and diffraction plane pictures // Optik (Stuttgart). 1972. V. 35. N 2. P. 237–246.
- 4. Польских С.Д., Семёнов П.А. Адаптивная оптическая система на основе алгоритма Гершберга-Сэкстона для фазовой синхронизации одномодовых лазерных излучателей // Оптика атмосферы и океана. 2014. Т.27. № 02. С. 100–104.

АВТОМАТИЗАЦИЯ КОМПЕНСАЦИИ РАЗЪЮСТИРОВКИ ОПТИЧЕСКИХ ОСЕЙ В УСТАНОВКЕ ПО УМЕНЬШЕНИЮ АБЕРРАЦИЙ ВОЛНОВОГО ФРОНТА В.В. Кусков*,**, А.Н.Шестернин*

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева. СО РАН

634021, г. Томск, пл. Академика Зуева 1

Национальный исследовательский Томский государственный университет

634050, г. Томск, пр. Ленина 36

e-mail: <u>vvk@iao.ru</u>, <u>san@iao.ru</u>

Ключевые слова: адаптивная оптика; подавление аберраций;

Работа посвящена автоматизации компенсирования разъюстировки оптических осей в схеме по уменьшению аберраций волнового фронта частично когерентного лазерного пучка по обратно рассеянному от экрана излучению.

На высотных трассах в атмосфере турбулентные искажения невелики, и для лазерного излучения (ЛИ) основным фактором уширения, в дополнение к дифракционному, являются аберрации волнового фронта сразу после оптической системы. Аберрации ЛИ на выходе формирующей системы определяются начальными искажениями волнового фронта на выходе источника излучения и искажениями, вносимыми оптической системой. Все это приводит к потере мощности в пределах заданной площади на объекте, а соответственно, в плоскости резкого изображения в приемной оптической системе.

Для подавления начальных аберраций волнового фронта была разработана соосная схема по подавлению аберраций волнового фронта пучка по излучению, рассеянному на экране, которая реализована на базовом экспериментальном комплексе ИОА СО РАН. Блок схема представлена на рисунке 1.

 передающей системы: импульсный лазер, мощностью до 50 Вт, длинной волны λ=1,064 мкм (1); короткофокусный окуляр (2); объектив (3);

 формирующей системы: гибкое зеркало (деформируемое биморфное зеркало DMN– 180/160-32B–316) (4);поворотное зеркало (6);

3) удаленного экрана (расстояние 110 м.)(5);

4) приемной системы: телескоп Кассегрена(7); поворотное зеркало (8);
светоделительная пластина (9); ПЗС матрица (CONTOUR IR digital, 1280*1240 пикселей)
(10); диафрагма и ФЭУ (11);

5) системы обработки сигнала и выработки управляющих напряжений: осциллограф; селективный усилитель; АЦП; персональный компьютер; блок управления ГЗ;



Рисунок 1- Блок схема установки.1-лазер; 2,3-объективы; 4-гибкое зеркало; 5-зеркало наведения; 6-рассеивающий экран; 7-телескоп Кассегрена; 8-зеркало; 9-светоделительная пластина; 10 – ПЗС матрица; 11- диафрагма и ФЭУ;

Установка состояла из:

Лазерное излучение поступало в оптический передатчик, где с помощью окуляра и объектива формировался пучок с фокусным расстоянием близким к 110 метрам и выходным диаметром около 10 см. Далее, через ГЗ лазерный пучок направлялся в атмосферу и фокусировался на экране. Предварительно, перед установкой гибкого зеркала устанавливалось плоское зеркало для последующей оценки качества работы установки.

Рассеянное назад от экрана излучение собиралось телескопом Кассегрена. Светоделительная пластина позволяла строить изображения пучка на ФЭУ и ПЗС матрице. Для управления гибким зеркалом использовался сигнал ФЭУ. ПЗС матрица использовалась для визуализации изображения на ПК. Перед ФЭУ устанавливались сменные диафрагмы диаметром d_д от 10 до 150 мкм.

Проведение эксперимента показало необходимость предварительной работы по совмещению осей лазерного пучка и оптического тракта приемной системы, т.к.:

- вследствие малых углов была затруднена ручная юстировка;
- хода работы гибкого зеркала не всегда хватало для компенсации аберраций;
- угол поля зрения был достаточно мал, т.к. ограничивался диафрагмой, и в результате, когда вносилось значительное рассогласование осей лазерного пучка и приёмной системы, изображение пучка на экране строилось вне угла поля зрения приёмника, и алгоритм не мог выделить направление для работы.

Кроме того, при численном моделировании, проведенном ранее, можно увидеть ускорение работы (рисунок 2).



Рисунок 2 - Зависимость числа Штреля от итерации с компенсацией (красный) и без компенсации смещения (зеленый) центра тяжести интенсивности пучка

Как видно из рисунка 2, установка без компенсации центра тяжести пучка должна сначала качественнее устраняет аберрации волнового фронта, а затем запаздывает с выводом на аналогичный уровень числа Штреля в сравнении с установкой с компенсацией центра тяжести пучка. Вызвано это тем, что быстрее всего ГЗ убирает такую аберрацию низшего порядка, как дефокусировка, а затем уже только отклонение центра тяжести пучка (аберрация типа «наклон»).

В итоге, был сделан вывод о необходимости внесения управляемого поворотного зеркала. Блок схема модернизированной (двухкаскадной) установки представлена на рисунке 3.



Рисунок 3 - Блок схема двухкаскадной установки: 1-лазер; 2,3-объективы; 4-гибкое зеркало; 5-управляемое поворотное зеркало; 6-экран; 7-телескоп Кассегрена; 8-зеркало; 9- светоделительная пластина; 10 – ПЗС матрица; 11- диафрагма и ФЭУ;

Управление поворотным зеркалом происходило при помощи изображения, принятого от ПЗС матрицы. ПЗС матрица с разрешением 1280*1240 пикселей, моделируя работу разрезного фотодетектора с числом элементов 2х2, делилась на 4-е одинаковые площадки. При расположении пучка в одном квадранте определялся номер площадки (рисунок 4), а изображение перемещалось под углом в 45° по направлению к центру фотодетектора до тех пор, пока не появится сигнал хотя бы с еще одной из площадок. Дальнейшая компенсация происходила по траектории, близкой к кратчайшей до центра матрицы.



Рисунок 4 - Изображение пучка на ПЗС матрице. Моделирование квадрантного фотодетектора. Начальное отклонение

В итоге, при работе в двухкаскадной установке процесс уменьшения аберраций состоял из двух этапов, а именно:

- работа управляемого поворотного зеркала смещение центра тяжести изображения пучка на экране в центр диафрагмы;
- 2) работа гибкого зеркала уменьшение аберраций.

Включение данной модернизации в процесс компенсации, позволило:

- увеличить угол поля зрения, начиная с которого установка работает (ранее он был углом поля зрения, ограниченного сменными диафрагмами с размерами 150-30 мкм, а стал углом поля зрения ПЗС матрицы размерами 8 мм×6.5 мм);
- ускорить и порой улучшить компенсацию аберраций волнового фронта (т.к. стрелки прогиба гибкого зеркала не всегда хватало для компенсации начальных аберраций волнового фронта).

КОМПЕНСАЦИЯ НАЧАЛЬНЫХ АБЕРРАЦИЙ ВОЛНОВОГО ФРОНТА В СООСНОЙ СХЕМЕ «ПЕРЕДАТЧИК-ПРИЁМНИК»

В.В. Кусков, А.Н.Шестернин

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева. СО РАН

634021, г. Томск, пл. Академика Зуева 1

Национальный исследовательский Томский государственный университет

634050, г. Томск, пр. Ленина 36

e-mail: <u>vvk@iao.ru</u>, <u>san@iao.ru</u>

Ключевые слова: адаптивная оптика; подавление аберраций;

Работа посвящена разработке системы для уменьшения аберраций волнового фронта частично когерентного лазерного пучка в соосной схеме «передатчик-приёмник» по обратно рассеянному от экрана излучению.

На высотных трассах в атмосфере турбулентные искажения невелики, и для лазерного излучения (ЛИ) основным фактором уширения, в дополнение к дифракционному, являются аберрации волнового фронта сразу после оптической системы. Аберрации ЛИ на выходе формирующей системы определяются начальными искажениями волнового фронта на выходе источника излучения и искажениями, вносимыми оптической системой. Все это приводит к потере мощности в пределах заданной площади на объекте, а соответственно, в плоскости резкого изображения в приемной оптической системе.

Для подавления начальных аберраций волнового фронта была разработана соосная схема по подавлению аберраций волнового фронта пучка по излучению, рассеянному на экране, которая реализована на базовом экспериментальном комплексе ИОА СО РАН. Блок схема представлена на рисунке 1.



Рисунок 1- Блок схема установки.1-лазер; 2,3-объективы; 4-гибкое зеркало; 5-зеркало наведения; 6-рассеивающий экран; 7-телескоп Кассегрена; 8-зеркало; 9-светоделительная пластина; 10 – ПЗС матрица; 11- диафрагма и ФЭУ;

Установка состояла из:

1) передающей системы: импульсный лазер, мощностью до 50 Вт, длинной волны λ =1,064 мкм (1); короткофокусный окуляр (2); объектив (3);

 формирующей системы: гибкое зеркало (деформируемое биморфное зеркало DMN– 180/160-32B–316) (4); поворотное зеркало (6);

3) удаленного экрана (расстояние 110 м.) (5);

4) приемной системы: телескоп Кассегрена(7); поворотное зеркало (8);
светоделительная пластина (9); ПЗС матрица (CONTOUR IR digital, 1280*1240 пикселей)
(10); диафрагма и ФЭУ (11);

5) системы обработки сигнала и выработки управляющих напряжений: осциллограф; селективный усилитель; АЦП; персональный компьютер; блок управления ГЗ;

Лазерное излучение поступало в оптический передатчик, где с помощью окуляра и объектива формировался пучок с фокусным расстоянием близким к 110 метрам и выходным диаметром около 10 см. Далее, через ГЗ лазерный пучок направлялся в атмосферу и фокусировался на экране. Предварительно, перед установкой гибкого зеркала устанавливалось плоское зеркало для последующей оценки качества работы установки.

Рассеянное назад от экрана излучение собиралось телескопом Кассегрена. Светоделительная пластина позволяла строить изображения пучка на ФЭУ и ПЗС матрице. Для управления гибким зеркалом использовался сигнал ФЭУ. ПЗС матрица использовалась для визуализации изображения на ПК. Перед ФЭУ устанавливались сменные диафрагмы диаметром d_д от 10 до 150 мкм.

Для выработки напряжений на элементах зеркала на каждом итерационном шаге использовался сигнал, регистрируемый ФЭУ, пропорциональный средней мощности излучения, прошедшего через диафрагму. Значения регистрируемого на ФЭУ сигнала обрабатывались и усиливались, а затем с помощью АЦП передавались в персональный где программной реализацией САПГС (Стохастический компьютер, Алгоритм Параллельного Градиентного Спуска) в среде визуального программирования NI LabVIEW, рассчитывались управляющие напряжения для каждого элемента гибкого зеркала на очередном шаге. Через интерфейс USB значения рассчитанных управляющих напряжений передавались в блок управления адаптивным зеркалом (32 канальный усилитель напряжения), где напряжения усиливались и поступали на элементы адаптивного зеркала.

Измерения проводились следующим образом: в передающий тракт устанавливалось плоское зеркало (5 на рисунке 1). Приёмная система строила изображение распределения пучка на экране, в плоскости резког о изображения которого устанавливались ФЭУ и ПЗС матрица. Затем измерялись значения мощности на ФЭУ,

которые в дальнейшем считались за идеальные для данной системы и, впоследствии, использовались для оценки числа Штреля. Уже на этом этапе работы было заметно, что система имеет аберрации. Аберрации были вызваны несовершенством оптических элементов, царапинами, загрязнениями т.п.

Далее на место плоского зеркала устанавливалось гибкое. Качество работы установки на каждом итерационном шаге оценивалось как отношение измеряемой средней регистрируемой мощности в пучке к средней мощности в пучке в отсутствии искажений волнового фронта.

В начальный момент работы с ГЗ искусственно вносились аберрации волнового фронта, в результате чего распределение излучения на экране было сильно искажено и смещено от оси приёмной оптической системы. Рассеяное назад от экрана излучение принималось оптической системой, которая формировала изображение пучка на экране. Перед ФЭУ, установленным в плоскости резкого изображения пучка на экране, устанавливалась диафрагма, ограничивающая поле зрения. Амплитуда сигнала на приемнике отображалась на мониторе компьютера. Затем включалась программа управления гибким зеркалом и происходила фокусировка пучка. В результате работы программы аберрации волнового фронта компенсировались, уменьшался размер пучка на экране и, соответственно, в плоскости изображения, что приводило к увеличению мощности излучения в поле зрения диафрагмы. Таким образом сигнал, принятый с ФЭУ, возрастал.

Внесение аберраций происходило следующим образом: в начальный момент работы с ГЗ на его элементы подавались напряжения так, что его поверхность была сильно искривлена и таким образом искусственно вносились искажения волнового фронта. Данный вид аберраций моделировал случайные искажения, вносимые мощным ЛИ в передающей оптической системе. Кроме того, вносились аберрации низших порядков: производилась перефокусировка пучка на экране путем перемещения объектива (З на рисунке 1); смещение оси лазерного пучка от оси приёмной системы путём поворота зеркала наведения (5 на рисунке 1). Величина смещения оси должна быть малой, поскольку, как показано в [1], в случае не попадания изображения пучка на экране в угол поля зрения ФЭУ, ограниченного диафрагмой, сигнал на ФЭУ отсутствует, и установка не работаёт. Кроме того, величины стрелки прогиба ГЗ так же не всегда хватало для компенсации аберраций в случае слишком большого рассогласования оптических осей передающей и приёмной систем.

При внесении всех этих аберраций в первую очередь алгоритм управления ГЗ компенсировал дефокусировку, а затем компенсировал смещение пучка от оси приёмной оптической системы и аберрации, искусственно вносимые при помощи гибкого зеркала.

Результат работы соосной установки по уменьшению аберраций волнового фронта можно увидеть на рисунке 2.



Рисунок 2 – Число Штреля как функция номера итерации

Проведенные измерения позволили:

1) определить оптимальный размер диафрагмы для устойчивой работы гибкого зеркала;

2) повысить интенсивность принимаемого сигнала в 3-4 раза по сравнению с приёмом сигнала без компенсации.

Проведение эксперимента показало необходимость предварительной работы по совмещению осей лазерного пучка и оптического тракта системы т.к.:

- вследствие малых углов была затруднена ручная юстировка;
- хода работы гибкого зеркала не всегда хватало для компенсации аберраций;
- угол поля зрения ограничивался диафрагмой, и был достаточно мал, в результате чего когда вносилось значительное рассогласование осей лазерного пучка и оси приёмной системы, изображение пучка на экране выходило за угол поля зрения приёмника, и алгоритм не мог выделить направление для работы.

Литература

 Кусков В.В., Цвык Р.Ш., Шестернин А.Н. Влияние угла поля зрения на компенсацию начальных искажений волнового фронта лазерного пучка // Известия высших учебных заведений. Физика Т. 56 № 8/3 Август 2013 г. С.221-223

ОСОБЕННОСТИ АДАПТИВНОЙ КОРРЕКЦИИ ТУРБУЛЕНТНЫХ ИСКАЖЕНИЙ ЗЕРКАЛОМ, СОЗДАННЫМ НА ОСНОВЕ МЭМС

Л.В. Антошкин¹, Н.В. Голенева^{1,2}, В.В. Лавринов¹, Л.Н. Лавринова¹

¹Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева Сибирского отделения РАН,

634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1

²Томский государственный университет,

634050, г. Томск, просп. Ленина, 36

lant@iao.ru, nadia_alt@mail.ru, lvv@iao.ru, lnl@iao.ru

Ключевые слова: адаптивная оптика, гибкое зеркало, турбулентная атмосфера

В астрономии существует весьма важная задача коррекции искажений, возникающих при прохождении света через неоднородную среду – атмосферу. Задача решается с помощью адаптивного зеркала с изменяемой геометрией, которое может быть созданным на основе МЭМС (МикроЭлектроМеханических Систем). Одна из МЭМС в приложении к адаптивной оптике представляет мембранное зеркало малых размеров, но с большим числом элементов управления. Действие внешних сил на элементы управления подстраивает форму поверхности корректирующего зеркала для компенсации искажений. Сила, направленная на один элемент управления, незначительно влияет на форму поверхности зеркала в зонах расположения остальных элементов. Показано, что на каждый элемент управления зеркалом может быть оказано воздействие, пропорциональное вычисленному по измерениям датчика значению волнового фронта, приходящего на входную апертуру системы.

Сегодня с МЭМС связывают технологический рывок, который человечество совершит в XXI веке. Им предрекают совершить такой же переворот, который совершила в XX веке микроэлектроника. МикроЭлектроМеханические Системы или сокращенно МЭМС – это множество микроустройств самых разнообразных конструкций и назначения, производимых методами, сходными с использованием технологических приемов микроэлектроники. В мире они известны под аббревиатурой MEMS -MicroElectroMechanical Systems. Объединяет их два признака. Первый – это наличие движущихся частей и предназначение к механическим действиям, второй – размер. При изучении микросистем последствия пропорционального уменьшения размеров представляют особый интерес. Принимается, что все размеры и углы остаются в фиксированном соотношении друг с другом, а изменяется только масштаб длины, например, изометрический масштаб. Механические процессы описываются соответствующими характеристическими числами. которые должны остаться чтобы процессы такими постоянными, того остались же. Некоторые ДЛЯ характеристические числа зависят от размера системы, а другие независимы от него. Например, при упругой вибрации масштаб частоты колебаний обратно пропорционален длине. Из этого следует, что механические микросистемы обладают очень высокими

собственными частотами, а, следовательно, проявляют значительно улучшенные динамические характеристики и более низкое время отклика.

В адаптивной оптике МЭМС представляет мембранное зеркало малых размеров, но с числом элементов достаточно большим управления. Показательным примером применения деформируемого зеркала, выполненного на технологии МЭМС, служит деформируемое зеркало Multi–DM, установленное в автоматической системе лазерной адаптивной оптики Robo-AO на 1,5-метровом телескопе Паломарской обсерватории [1]. Зеркало состоит из 140 активных элемента, матрица 12х12 без угловых элементов. Время отклика составляет около 20 мкс, при этом гистерезис отсутствует. Такое зеркало может применяться для восстановления волнового фронта в оптических системах различного (астрономическая оптика, микроскопия. назначения медицина, дистанционное зондирование), в том числе для профилирования лазерных пучков, модуляции световых потоков, и т.д. МЭМС – технология позволяет минимизировать взаимовлияние соседних элементов, что даёт возможность осуществлять сложную коррекцию волнового фронта с использованием полиномов Цернике высоких порядков. Возможно создание массивов из тысяч элементов. МЭМС – устройства производятся с помощью стандартных полупроводниковых технологических процессов, что даёт возможность удешевить производство и снизить себестоимость.

Важным преимуществом гибкого зеркала типа CDM, созданного по технологии МЭМС, в сравнении с биморфным зеркалом [2] является также то, что сила, действующая на один элемент управления, незначительно влияет на форму поверхности зеркала в зонах расположения других элементов управления. Это позволяет рассчитать конкретные значения сил, действующих на каждый из элементов управления. На каждый элемент управления зеркалом может быть оказано воздействие, пропорциональное значению волнового фронта, приходящего на входную апертуру адаптивной оптической системы. Значение волнового фронта определяется по измерениям датчика Шэка–Гартмана [3] и может включать в себя прогноз, построенный применением фильтра Калмана к измеренным данным [4, 5]. На рис. 1 представлено схематическое изображение зеркала типа CDM.

Для эффективной коррекции искажений гибким зеркалом, созданным по технологии МЭМС (рис. 4a), необходимо провести четкое оптическое согласование центра зеркала с центром линзового растра (рис. 4б), составляющего оптическую часть ДВФ Шэка– Гартмана, и определить величину коэффициентов передаточных функций.



Рис. 1. Схематические изображения: зеркала типа CDM (а); линзового растра как элемента оптической части датчика Шэка–Гартмана (б).

Размер активной апертуры гибкого зеркала типа CDM, созданного по технологии МЭМС, составляет 2,25 *мм* на 2,25 *мм*. Зеркало имеет 32 элемента управления (Nact), с прямоугольной конфигурацией размещения. Размер микроактюатора – 375 *мкм* на 375 *мкм*. Мембрана изготовлена из алюминия. Диапазон отклонений – в пределах 5,5 *мкм*. Среднеквадратическая ошибка составляет 15,51 *нм*.

Параметры линзового растра: 8 x 8 микролинз (Nlens) с числовой апертурой 0,005 и фокусным расстоянием 2 *мм*. Размер квадратных субапертур составляет 640 *мкм* на 640 *мкм* и приблизительно в 1,7 раз превышает размер микроактюаторов зеркала. Погрешность измерения координат центроидов, регистрируемых в плоскости видеокамеры, составляет 0,15 пикселя.

Датчик Шэка–Гартмана представляет измеренный волновой фронт в виде координат энергетических центров тяжести фокальных пятен или координат центроидов. Информация о волновом фронте может быть записана также как разности данных координат относительно координат центров субапертур, либо локальные наклоны волнового фронта, либо коэффициенты базисных функций в разложении измеряемого волнового фронта, либо значения базисных функций в его двумерном распределении. Вычисляемые по измерениям датчика напряжения, управляющие гибким зеркалом, будут меняться в зависимости от того, в каком виде представлена информация о волновом фронте [6]. Напряжения, управляющие гибким зеркалом, вычисляются решением системы

уравнений: $A \cdot U = B$, где $A = \left[\sum_{i=1}^{Nact} F_i(x_k, y_k)\right]$, $B = [W(x_k, y_k)]$, $U = [u_i]$, i = 1, 2, ..., Nact; Nact – число функций отклика; k = 1, 2, ..., N; $F_i(x_k, y_k)$, $W(x_k, y_k)$ – значения k – ой точки двумерных распределений i – ой функции отклика и измеряемого волнового фронта, соответственно. Число уравнений N, например, может быть равно числу субапертур в линзовом растре Nlens.

Результаты численных исследований, оценивающих эффективность алгоритма вычисления управляющих зеркалом напряжений в зависимости от представления информации о волновом фронте, показали, что наиболее точным алгоритмом вычисления управляющих зеркалом напряжений становится решение системы уравнений, где элементами матриц A и B являются значения двумерных распределений измеряемого волнового фронта и функций отклика [3]. И, наименее точным, где элементами матриц A и B являются центроидов.

Условие оптического согласования центра гибкого зеркала типа CDM с центром линзового растра в датчике Шэка–Гартмана приводит к тому, что напряжения, управляющие зеркалом типа CDM, определяются решением Nact уравнений, где координаты $g_k \cdot x_k, h_k \cdot y_k$ задают в системе координат гибкого зеркала положение точек приложения внешних воздействий u_k . Координаты x_k, y_k , задающие положение центров субапертур в плоскости линзового растра, пропорциональны координатам $g_k \cdot x_k, h_k \cdot y_k$, где g_k, h_k – значения передаточных функций, предварительно вычисленных для каждого управляющего элемента гибкого зеркала.

Литература

1. Lewis C. Roberts, Norman A. Page, Rick S. Burruss, Tuan N. Truong, Sharon Dew, Mitchell Troy Conceptual design of the adaptive optics system for the laser communication relay demonstration ground station at Table Mountain // Proc. SPIE. 2013. V. 86100 p. 86100 N.

2. Антошкин Л.В., Лавринов В.В., Лавринова Л.Н., Лукин В.П., Туев М.В. Оптимизация управления активным биморфным зеркалом на основе датчика Гартмана // Методы и устройства передачи и обработки информации. Изд-во «Радиотехника». Москва. 2009. Вып.11. С. 25 - 34.

3. Лавринов В.В., Лавринова Л.Н., Туев В.М. Реконструкция волнового фронта по результатам преобразования светового поля датчиком Шэка-Гартмана // Автометрия. 2013. 49, № 3. С. 111-120.

4. Антошкин Л.В., Лавринов В.В., Лавринова Л.Н., Лукин В.П., Туев М.В. Особенности опережающей коррекции турбулентных искажений по измерениям датчика Шэка-Гартмана // Оптика атмосферы и океана. 2010. Т.23. № 11. С.1042-1047.

5. Лавринов В.В., Копылов Е.А., Лукин В.П. Разработка эффективных алгоритмов управления адаптивными оптическими системами для астрономических приборов и лазерных оптоэлектронных систем // Сборник трудов V научно-технической конференции ОАО «ГСКБ «Алмаз-Антей».2014. С.476-483.

6. Лавринов В.В., Лавринова Л.Н., Туев М.В. Численное исследование алгоритма вычисления напряжений, выполняющих управление гибким зеркалом, в зависимости от представления информации о волновом фронте // Оптика атмосферы и океана. 2014. 27, №10. С. 925-931.

АППРОКСИМАЦИИ СИНОПТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ АТМОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ СУММАМИ СПЕКТРОВ КОГЕРЕНТНЫХ СТРУКТУР

В.В. Носов, В.П. Лукин, Е.В. Носов, А.В. Торгаев

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, nosov@iao.ru

Показано, что известные экспериментальные синоптические спектры атмосферной турбулентности (спектр Ван дер Ховена, 1957; спектр Колесниковой и Монина, 1965) представляют собой суммы спектров отдельных когерентных структур разных размеров (с различными внешними масштабами).

Ключевые слова: когерентная турбулентность, когерентная структура, частотный спектр

В [1, 2] показано, что при измерениях турбулентных параметров достаточно, чтобы интервал зарегистрированных в измерениях частот флуктуаций перекрывал большую часть микрометеорологического интервала спектра атмосферной турбулентности, так как именно в микрометеорологическом интервале сосредоточена основная энергия турбулентных флуктуаций приземного слоя. При измерениях метеорологических параметров, связанных с более низкочастотными суточными и сезонными изменениями метеоситуации, ширины одного микрометеорологического интервала часто уже недостаточно. В этом случае время осреднения при регистрации параметров обычно увеличивается с 2-3 мин до 10 мин (и более), за счет расширения интервала измеряемых частот.

В интервале периодов от минут до нескольких часов в спектре атмосферной турбулентности наблюдается область мезометеорологического минимума ([1], см. также ниже рис. 1, 2). В еще более низкочастотной области (при уменьшении частоты) спектры опять начинают возрастать, проходя через промежуточный 12 часовой максимум, и достигают синоптического максимума (период флуктуаций около 4-6 суток), а затем вновь убывают.

Рассматриваемые в данной работе синоптические спектры (синоптический – сводный, от греч. syn – вместе, optomai – вижу) охватывают широкий диапазон частот, включая микрометеорологический, мезометеорологический и синоптический интервалы.

На основе теоретической кармановской модели [1, 2] трехмерного спектра флуктуаций температуры $\Phi(x)$ в [3, 5] был получен теоретический пространственный одномерный спектр одиночной когерентной структуры V(x):

$$V(\mathbf{x}) = C_V \mathbf{x}_0 (\mathbf{x}_0^2 + \mathbf{x}^2)^{-4/3}, \qquad (1)$$

$$C_V = 0.514 C_T^2, \quad C_T^2 = 2.96 \sigma_T^2 L_0^{-2/3}.$$

где $\mathfrak{x}_0 = 2\pi/L_0$, L_0 – кармановский внешний масштаб в когерентной турбулентности, C_T^2 – структурная характеристика флуктуаций температуры, σ_T – дисперсия флуктуаций температуры ($\sigma_T^2 = 1.15 C_T^2 \mathfrak{x}_0^{-2/3}$ [5]). С помощью известного соотношения [1, 2]

$$W(f) = (4\pi/\upsilon) V(2\pi f/\upsilon),$$
 (2)

где υ – модуль вектора скорости ветра, в [3, 5] построены теоретические частотные спектры W(f) одиночной когерентной структуры (по положительным частотам). Эти спектры W(f) согласуются [5] с зарегистрированными нами экспериментальными спектрами одиночных когерентных структур. Использование такого спектра позволило нам [3 - 5] показать, что экспериментальные спектры реально наблюдаемой атмосферной турбулентности (с частотами из микрометеорологического интервала, включая и колмогоровскую турбулентность), представляют собой суммы спектров отдельных когерентных структур разных размеров (с различными внешними масштабами).

Как и любой кармановский спектр, спектр (1) остается постоянным на частотах, близких к нулевой, V(0) = const. Это не влияет [5] на описание инерционного интервала колмогоровской турбулентности суммой спектров разных когерентных структур. Кроме того, полная энергия флуктуаций из микрометеорологического интервала (интеграл по всем частотам от спектра W(f)) слабо зависит от поведения спектра в низкочастотном диапазоне микрометеорологического интервала [1, 2, 5]. Этот факт и позволяет использовать кармановский спектр для теоретического описания атмосферной турбулентности.

В то же время реальные экспериментальные спектры флуктуаций при достаточно большом времени осреднения на микрометеорологическом интервале убывают в нуле. Поэтому теоретический спектр, более тщательно описывающий эксперимент, должен иметь убывание в нуле. Такой пространственный одномерный спектр одиночной когерентной структуры, в деталях соответствующий эксперименту, построен в настоящей работе. Он является обобщением спектра (1). Обобщенный пространственный одномерный спектренный одномерный спектрентной структуры, в можно представить в виде

$$V(\mathbf{x}) = R (\mathbf{x} + \mathbf{x}_M),$$

$$R(\mathbf{x}) = C_V \cdot \mathbf{x}_0^{-5/3} (1 + \mathbf{x}^2 \mathbf{x}_0^{-2})^{-4/3} [1 - \exp(-\mathbf{x}^2 \mathbf{x}_0^{-2})],$$
(3)

где $\mathfrak{a}_M \approx (7/8)^{1/2} \mathfrak{a}_0 = 0.935 \mathfrak{a}_0$ есть сдвиг пространственной частоты \mathfrak{a} , равный частоте максимума функции $R(\mathfrak{a})$ в (3). Как следует из сравнения выражений (1) и (3), функция $R(\mathfrak{a})$ в (3) отличается от функции (1) дополнительным сомножителем в квадратных скобках в (3). Этот сомножитель дает общее убывание спектра при $\mathfrak{a}/\mathfrak{a}_0 \ll 1$ и необходим для аппроксимации

экспериментальных данных (спад спектра на низких частотах). Одномерный спектр (3) обеспечивает необходимую положительность трехмерного пространственного спектра.

Используя (3) в соотношении (2), для частотного спектра одиночной когерентной структуры $W_T(f)$ [вместо $W_T(f)$ часто применяется обозначение $E_T(f)$] получаем

$$W_{T}(f) = F(f + f_{M}), \qquad (4)$$

$$F(f) = 0.266 \sigma_{T}^{2} f_{0}^{-1} (1 + f^{2}/f_{0}^{2})^{-4/3} [1 - \exp(-f^{2}/f_{0}^{2})], \qquad f_{0} = L_{0}^{-1} \upsilon, \quad f_{M} = \mathfrak{a}_{M} \upsilon / (2\pi).$$

Как видно, основным параметром спектра (4) является характерная частота f_0 , соответствующая времени переноса турбулентных неоднородностей атмосферы со средней скорость ветра υ через внешний масштаб турбулентности L_0 ($\tau = f_0^{-1} = L_0 / \upsilon$). Спектр (4) хорошо описывает реальные экспериментальные спектры одиночных когерентных структур.



Рис. 1. Экспериментальный спектр [функция $fE_T(f)$] по данным Колесниковой и Монина





Рис. 2. Спектр Ван дер Ховена (1957) $f E_u(f)$ (сплошная кривая) и его теоретическая аппроксимация (пунктирная кривая) $= E_u(f), (m^2/c^2)/\Gamma u$



Рис. 3. Теоретическая аппроксимация (пунктирная кривая) эмпирического спектра Колесниковой, Монина $E_T(f)$ (1965, сплошная кривая) Суммы нескольких спектров одиночных

Рис. 4. Теоретическая аппроксимация (пунктирная кривая) эмпирического спектра Ван дер Ховена $E_u(f)$ (1957, сплошная кривая)

Суммы нескольких спектров одиночных когерентных структур (вида (4), с разными f_0) позволяют аппроксимировать реальные экспериментальные спектры также и в областях низких

частот, включая и синоптический интервал. Обзоры имеющихся экспериментальных спектров,

наблюдавшихся в областях низких частот, приводятся, например, в работах [1, 6]. На рис. 1 приведен эмпирический энергетический спектр $fE_T(f)$ флуктуаций температуры в широком интервале частот по данным Колесниковой, Монина (1965, [1]). На спектре хорошо выражены синоптический максимум с периодом четверо суток, и резкий максимум, соответствующий периоду в 12 часов. На рис. 3 показана аппроксимация этого спектра E_T (пунктирная линия) суммами спектров когерентных структур с разными внешними масштабами. Значения частот $f_{0i} = L_{0i}^{-1} v_i$ (i = 1 - 8) в спектрах $E_T(f)$ одиночных когерентных структур [Гц] для рис. 3:

 $f_{0i} = 2.7 \cdot 10^{-6}, 1.98 \cdot 10^{-5}, 1.79 \cdot 10^{-4}, 5.56 \cdot 10^{-4}, 2.22 \cdot 10^{-3}, 5 \cdot 10^{-3}, 1.33 \cdot 10^{-2}, 6.67 \cdot 10^{-2}.$

На рис. 2 приведен известный экспериментальный спектр спектральной плотности энергии флуктуаций горизонтальной компоненты скорости ветра $f E_u(f)$ по данным Ван дер Ховена (1957 [1]). На рис. 2, 4 показан результат аппроксимации спектра Ван дер Ховена ($f E_u$ и E_u соответственно) суммами спектров (пунктирная линия). Как видно, имеет место хорошее совпадение экспериментальных данных с теоретическими кривыми. Из данных рис. 2 - 4 следует, что известные экспериментальные синоптические спектры (Колесникова и Монин, 1965; Ван дер Ховен, 1957) представляют собой суммы спектров одиночных когерентных структур различных размеров.

Таким образом, суммы спектров когерентных структур успешно аппроксимируют экспериментальные спектры атмосферной турбулентности в широком диапазоне частот (включая микрометеорологический, мезометеорологический и синоптический интервалы). Результаты, полученные в настоящей работе, подтверждают и расширяют на области очень низких частот сделанный ранее в наших работах [3 - 5] вывод, что, несмотря на их сложную внутреннюю структуру, когерентные структуры являются элементарными составляющими (элементарными частицами) атмосферной турбулентности.

1. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. Т.1. М.: Наука. 1967. 696 с.; Т.2. С.-Пб: Гидрометеоиздат. 1996. 742 с.

2. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967, 548 с.

3. Носов В.В., Григорьев В. М., Ковадло П.Г., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В. Астроклимат специализированных помещений Большого солнечного вакуумного телескопа. Ч.1, Ч.2 // Оптика атмосферы и океана. 2007. Т. 20. № 11. С. 1013-1021; 2008. Т. 21. № 3. С. 207-217.

4. Носов В.В., Ковадло П.Г., Лукин В.П., Торгаев А.В. Атмосферная когерентная турбулентность // Оптика атмосферы и океана. 2012. Т.25. № 9. С. 753-759.

5. Носов В.В., Григорьев В.М., Ковадло П.Г., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В. Когерентные структуры – элементарные составляющие атмосферной турбулентности // Изв. вузов. Физика. 2012. Т. 55. № 9/2. С. 236-237.

6. Ковадло П.Г., Шиховцев А.Ю. Энергетическая структура оптической атмосферной турбулентности при различных параметрах воздушного потока // Изв. Иркут. гос. ун-та. Сер. Науки о Земле. 2014. Т. 8. С. 42–55

СТРУКТУРА ТУРБУЛЕНТНОСТИ НАД НЕОДНОРОДНО НАГРЕТЫМИ ПОВЕРХНОСТЯМИ

В.В. Носов, В.П. Лукин, Е.В. Носов, А.В. Торгаев

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, nosov@iao.ru

Путём численного решения краевых задач для уравнений гидродинамики (уравнений Навье-Стокса) исследована структура турбулентных движений воздуха в замкнутых объёмах (без обмена веществом на границах) над неоднородно нагретой подстилающей поверхностью. Показано, что над однородно нагретой поверхностью обычно наблюдаются уединённые крупные вихри (когерентные структуры, топологические солитоны), распад которых порождает когерентную турбулентность. Неоднородно нагретая поверхность приводит к появлению колмогоровской (некогерентной) турбулентности. Наши численные расчеты подтверждаются экспериментальными данными, полученными ранее в подкупольных помещениях астрономических телескопов.

Ключевые слова: турбулентность, когерентная турбулентность, когерентная структура, численное моделирование когерентных структур, неоднородно нагретая поверхность, тепловая пестрота.

Как известно, экспериментальные данные измерений параметров турбулентности обнаруживают присутствие в воздухе закрытых помещений когерентных структур [1 - 3]. Гидродинамическая когерентная структура – компактное образование, включающее в себя долгоживущую пространственную вихревую структуру (ячейку), возникающую в результате продолжительного действия термодинамических градиентов, и продукты её дискретного когерентного каскадного распада. В расширенном понимании когерентная структура есть солитонное решение уравнений гидродинамики (топологический трехмерный солитон, уединённая волна). Это либо односолитонное решение, либо один солитон в многосолитонном решении. Как установлено в [1 - 3], турбулентность, возникающая в результате распада главного вихря в когерентной структуре, является когерентной и детерминированной. Она содержит как крупномасштабные, так и мелкомасштабные продукты распада.

Полученные нами ранее результаты численного моделирования [4] показывают, что в замкнутом воздушном объёме с однородно нагретой подстилающей поверхностью обычно наблюдаются уединённые крупные вихри (когерентные структуры, топологические солитоны), когерентный распад которых порождает когерентную турбулентность. Представляется интересным сравнить возникающую турбулентность над однородно нагретой и неоднородно нагретой (тепловая пестрота) поверхностями.

В настоящей работе для исследования структуры турбулентных движений воздуха в закрытых объёмах (без обмена веществом среды через границы) сформулировано и решено несколько краевых задач для уравнений гидродинамики (уравнений Навье-Стокса) для случаев однородно и неоднородно нагретой подстилающей поверхности в объёме.

Для численного решения краевых задач гидродинамики нами использовано The Gerris Flow Solver [9] – свободное программное обеспечение (ПО) для решения уравнений Навье-Стокса, распространяемое в открытых исходных кодах свободно и бесплатно. Эффективность и требуемая точность ПО [9] проверена и подтверждена на достаточно широком классе 100 типичных тестовых задач [10], решение которых даёт удовлетворительные результаты.

Моделирование тепловой пестроты произведено путём разбиения всей подстилающей поверхности на смежные участки разных размеров с различной температурой. Каждый такой участок порождает свойственные ему когерентные структуры с характерными размерами и частотами главных вихрей.

На рис. 1, 2 приведены результаты численных расчетов для однородно и неоднородно нагретых поверхностей. Сравнение данных рис. 1, 2 показывает, что в отличие от однородно нагретой поверхности (рис. 1), над которой формируется крупный тороидальный вихрь, в среде над неоднородно нагретой поверхностью (рис. 2) наблюдаются спиральные сильно закручивающиеся вихри. Появление спиральных вихрей можно объяснить действием локальных термодинамических градиентов между смежными участками поверхности с разной температурой.

Спиральные сильно закручивающиеся вихри обычно имеют достаточно широкий набор гармоник с разными близкими периодами (с разными близкими размерами). Такой набор, как показано в [5, 6], обеспечивает появление в спектрах 5/3-инерционного интервала колмогоровской турбулентности. Следовательно, в соответствии с выводами наших работ [5, 6] в среде над неоднородно нагретой поверхностью можно ожидать появление достаточно протяжённых интервалов спектра с колмогоровским 5/3-убыванием. Спектральные данные наших расчётов (рис. 3 и 4) подтверждают этот вывод.



Рис. 1. Модель однородно нагретой поверхности. Сплошные линии – линии тока показаны только в приповерхностном слое (усечены).

Рис. 2. Модель неоднородно нагретой поверхности. Цвет соответствует температуре. Спиральные вихри – линии тока показаны только в приповерхностном слое.

На рис. 3 и 4 представлены рассчитанные временные частотные спектры флуктуаций температуры W_T для различных моделей тепловой пестроты подстилающей поверхности. В
обоих случаях в спектре наблюдается сравнительно протяжённый колмогоровский инерционный интервал с 5/3-степенной зависимостью.





Рис. 3. Рассчитанный временной частотный спектр флуктуаций температуры W_T над неоднородно нагретой поверхностью. Рис. в левом нижнем углу – модель неоднородно нагретой поверхности (вид сверху, цвет соответствует температуре)

Рис. 4. Рассчитанный временной частотный спектр флуктуаций температуры W_T над неоднородно нагретой поверхностью. Рис. в левом нижнем углу – модель неоднородно нагретой поверхности (вид сверху, цвет соответствует температуре)

На рис. 5 приведён рассчитанный временной частотный спектр флуктуаций температуры *W_T* для однородно нагретой подстилающей поверхности. Протяжённый инерционный интервал с 8/3-степенной зависимостью на рис. 5 соответствует когерентной турбулентности [1 - 6].

В 2005 г. и 2007 г. нами были выполнены экспериментальные исследования подкупольных характеристик турбулентности в астрономическом телескопе АЗТ-33 Саянской солнечной обсерватории Института солнечно-земной физики СО РАН [7, 8]. Измерения проведены с использованием малогабаритной ультразвуковой метеостанции в разных точках по объёму подкупольного пространства (при закрытой и открытой щели купола). Эксперименты в АЗТ-33 обнаружили наличие внутрикупольных тёплых воздушных потоков, включая потоки из открытых технологических щелей в перекрытиях этажей и лестничного проема. Причиной возникновения тепловых потоков являлись неоднородно нагретые поверхности в подкупольном помещении и на нижних этажах телескопа.

На рис. 6 представлен экспериментальный частотный спектр флуктуаций температуры W_T в подкупольном пространстве A3T-33 (при закрытой щели). Как видно, в спектре на рис. 6, в отличие от рис. 5, наблюдается достаточно продолжительный участок 5/3-степенной инерционный интервал колмогоровской турбулентности. Сравнение данных, приведенных на рис. 3 – 6, позволяет объяснить появление колмогоровской турбулентности в A3T-33 наличием неоднородно нагретых поверхностей в помещении телескопа.





Рис. 5. Рассчитанный временной частотный спектр флуктуаций температуры *W_T* над однородно нагретой поверхностью. Рис. в левом нижнем углу – модель однородно нагретой поверхности (вид сверху)



Таким образом, выполненные численные расчеты подтверждают сформулированный нами ранее экспериментально [1 - 3] и теоретически [5, 6] вывод, что смешивание когерентных структур с разными близкими размерами (и с близкими частотами главных вихрей) даёт в итоге некогерентную колмогоровскую турбулентность.

2. *Nosov V.V., Lukin V.P., Nosov E.V., Torgaev A.V., Grigoriev V.M., Kovadlo P.G.* Coherent structures in the turbulent atmosphere // Mathematical Models of Non-linear Phenomena, Processes and Systems: From Molecular Scale to Planetary Atmosphere, Eds. A.B. Nadycto et al. N.Y.: Nova Science Publishers. USA. 2013. Chap. 20. P. 297–330.

3. *Носов В.В., Ковадло П.Г., Лукин В.П., Торгаев А.В.* Атмосферная когерентная турбулентность // Оптика атмосф. и океана. 2012. Т. 25, № 9. С. 753–759.

4. *Носов В.В., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В.* Моделирование когерентных структур (топологических солитонов) в закрытых помещениях путем численного решения уравнений гидродинамики. // Оптика атмосф. и океана. 2015. Т. 28. № 2. С. 120-133.

5. Носов В.В., Григорьев В.М., Ковадло П.Г., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В. Когерентные структуры – элементарные составляющие атмосферной турбулентности // Изв. вузов. Физ. 2012. Т. 55, № 9/2. С. 236–238.

6. *Носов В.В., Григорьев В.М., Ковадло П.Г., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В.* Когерентные составляющие турбулентности // Тезисы докл. Междунар. конф., посвященной памяти академика А.М. Обухова «Турбулентность, динамика атмосферы и климата». І. Турбулентность. М.: ИФА РАН, 2013. С. 43–47.

7. Носов В.В., Григорьев В.М., Ковадло П.Г., Лукин В.П., Папушев П.Г., Торгаев А.В. Результаты измерений астроклиматических характеристик подкупольного пространства телескопа АЗТ-33 Саянской солнечной обсерватории Института солнечно-земной физики СО РАН // Солнечно-земная физика. 2006. Вып. 9 (122). С. 101–103.

8. Nosov V.V., Grigoriev V.M., Kovadlo P.G., Lukin V.P., Papushev P.G., Torgaev A.V. Repeated testing of under dome astroclimate of AZT-33 telescope // Proc. SPIE. 2008. V. 7296-08. P. 48–53.

9. *Popinet S.* The Gerris Flow Solver. A free, open source, general-purpose fluid mechanics code. 2002–2014. URL: http://gfs.sf.net

10. Popinet S. 100 Gerris Tests. V. 1.3.2. URL: http://gerris.dalembert.upmc.fr/gerris/tests/tests/index.html; Gerris:

Bibliography. URL: http://gfs.sf.net/wiki/index.php/Bibliography; List of recent publications. URL: http://gfs.sf.net/wiki/index.php/User:Popinet

^{1.} *Носов В.В., Григорьев В.М., Ковадло П.Г., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В.* Астроклимат специализированных помещений Большого солнечного вакуумного телескопа. Ч. 1 // Оптика атмосф. и океана. 2007. Т. 20, № 11. С. 1013–1021; Ч. 2 // Оптика атмосф. и океана. 2008. Т. 21, № 3. С. 207–217.

ТЕПЛОВИЗИОННЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТОТЫ ВРАЩЕНИЯ ЗАКРУЧЕННОГО ПЛАМЕНИ

Шерстобитов М.В.¹, Цвык Р.Ш.¹, Лобода Е.Л.² shmike@iao.ru, tsvyk@iao.ru, loboda@mail.tsu.ru ¹Институт оптики атмосферы им. В.Е.Зуева СО РАН 634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1 ²Томский государственный университет634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

Ключевые слова: тепловизор, излучение пламени, БПФ сигнала

Аннотация: Исследуется излучение пламени этанола в неподвижной емкости, на оси закрученного восходящего воздушного потока. Представлено описание обработки последовательности термограмм пламени. С помощью быстрого преобразования Фурье (БПФ) временных пульсаций тепловизионного сигнала определяется частота вращения пламени.

Введение

Актуальность исследования обусловлена открывающейся возможностью дистанционного определения частоты вращения различных пламен в природе и технике. Ранее авторами был подробно освещен вопрос имитации огненного смерча (ОС) с помощью физической модели огненного смерча (МОС) при горении этанола в неподвижной емкости, установленной на оси восходящего закрученного воздушного потока [1,2]. Максимальные температуры пламени составляли 1000÷1300К. (максимум спектральной мощности излучения - 2,8÷3,7 мкм[3]). Для пламени лесных горючих материалов (ЛГМ) установлен высокий коэффициент излучения ($\varepsilon \approx 0,8$)[4]. Спектр этанола в обсуждаемом диапазоне сходен со спектром ЛГМ [5], что подтверждает выбор «средневолнового» тепловизора в качестве регистратора процесса горения.

Описание эксперимента

Целью эксперимента являлось определение частоты вращения пламени. Тепловизионная съемка производилась с дистанции ~ 5 м (Табл.1). Тепловизор JADE J530SB с матричным приемником 320*240 элементов работал в полосе 2,5÷2,7 мкм. Поле зрения составляло ~1м×1,3м. В качестве геометрических реперов для последующей обработки термограмм использовались 5 термопар с шагом ~11 см по высоте так, что их рабочие спаи располагались на вертикальной оси факела, начиная с 3 см от поверхности топлива. Процесс сгорания порции топлива (20мл этанола в начале каждой реализации, в емкости диаметром 142 мм, высотой бортика 10 мм) длился ~1 мин. Визуальные оценки высоты пламени МОС в зависимости от частоты вращения завихрителя (крыльчатки, имеющей 8 лопаток; диаметр

внутренний / внешний – 180 / 380 (мм); угол установки к горизонту – 20°) показали: 20÷25см без закрутки, монотонный рост до 80÷90см при 12÷13 Гц, монотонное спадание до 40÷50см при 16,7 Гц.

№ реализации	1	2	3	4	5	6
f завихрителя (Гц)	7,8	9,8	10,9	12,1	13,3	16,7
f кадровая тепловизора (Гц)	50	170	170	170	170	170
Термограммы для расчета f вращения (шт.)	2800	7000	7300	6470	5590	7600

Таблица 1. Условия эксперимента

Анализ результатов

На рис.1 представлена термограмма пламени в установившемся режиме. Цветовая шкала отображает спектральную яркость в уровнях АЦП (DL). При этом сигнал от пламени линейно пропорционален принятой энергии излучения. Для определения устойчивого режима горения на термограммах пламени строились сечения 1 и 2 на высотах ~10см и ~20см от емкости с топливом, соответственно. Высота сечения (2) выбиралась так, чтобы без закрутки средняя интенсивность в нём не превышала соответствующее значение в (1). В противном случае мы регистрировали зарождение торнадопобного горения (МОС). Строились временные графики значений средних интенсивностей в сечениях 1 и 2 (рис. 2.). Для каждой реализации (табл.1) определялся интервал устойчивого горения, а соответствующая последовательность термограмм использовалась для расчетов спектров. При определении частоты вращения оказалось, что наилучший результат - наибольшая амплитуда максимума Фурье - спектра, соответствующего частоте вращения завихрителя достигается, когда исходной временной последовательностью является интенсивность одного пикселя термограммы на оси пламени. Для подтверждения соответствия основного максимума частоте вращения завихрителя использовался дрейф частоты завихрителя (рост на 1-2% за время реализации). Следовательно, и в спектрах частота максимума должна была увеличиваться на сопоставимую величину. Для проверки этого в термограммах на оси пламени на 5 высотах, соответственно высотам расположения реперов, выбиралось по одному пикселю, положение которых фиксировалось для всей последовательности. Время устойчивого горения разделялось на три равных интервала (рис.2). В каждом интервале рассчитывался Фурье - спектр. Частота максимума в 1-м интервале (Гц) и ее изменение (в %) для 2-го и 3-го интервалов относительно 1-го интервала представлено в Табл. 2. Анализ данных Табл. 2 показывает, что реализация №1 «выпадает» изза низкой частоты регистрации термограмм (50 Гц). Спектры, рассчитанные для этой реализации, получились «расходящимися» с ростом частоты, в отличие от всех спектров для частоты регистрации 170 Гц. В реализациях №№ 2÷6 в 20 случаях из 25 наблюдается





закрутке 13,3 Гц.

Рис. 1. Термограмма факела при Рис. 2. Зависимость средних интенсивностей в сечениях (1-синий, 2-зеленый) (черная линия место термограммы рис. 3 в последовательности); схема деления устойчивого режима.

No	f	f	h репера (см)						
реали-	завих-	термо-	3	14	25	36	47		
зации	рителя	грамм	f ₁ (Гц)						
	(Гц)	(Гц)	Δ f ₂ ; Δ f ₃ (%)						
1	7,8	50	_**	-** 6,99		6,99	6,99**		
					+3,0;+5,6	+2,3;+4,6	-;+9,2		
2	9,8	170	9,13	9,13	_**	8,57	9,13		
			+1,6;+3,3	+2,4;+3,3		+7,5;+10,0	+0,1;+3,3		
3	10,9	170	10,20	10,20	10,20	9,49	10,26		
			+0,7;+2,0	+0,7;+2,0	+0,7;+2,0	+8,2;+9,6	+0,1;+1,4		
4	12,1	170	11,38	11,38	11,46	12,57**	11,06		
			+0,8;+2,5	+0,8;+2,5	+0,1;+1,8	-8,8;-7,2	+3,7;+4,8		
5	13,3	170	13,59	13,59	13,03	13,59	12,08**		
			+0,7+1,2	+0,1+1,3	+4,4+5,6	+0,1+1,3	+14,1+13,3		
6	16,7	170	15,63	15,63	15,70	15,77**	15,63**		
			+0,5;+0,8	+0,5;+0,8	+0,1;+0,4	-0,4;-0,1	+0,5;-3,8		

Таблица 2. Расчет сдвига частоты спектрального максимума *

* отмечены символом (**) случаи, когда нет последовательного увеличение частоты основного спектрального максимума

последовательный сдвиг частоты спектрального максимума в высокочастотную область, что подтверждает соответствие спектрального максимума частоте вращения факела. В реализациях №5 и №6 отсутствие в 3-х случаях последовательного увеличения частоты спектрального максимума на верхних реперах, по-видимому, обусловлено началом разрушения огненного вихря. По одному случаю несоответствия во 2-й и 4-й реализации интерпретировать не удалось.

Везде, кроме реализация №5 (промах в измерении частоты вращения завихрителя), частота спектрального максимума ниже частоты завихрителя. Это связано с влиянием вязкости воздуха.

Выводы

Установлено соответствие частоты спектрального максимума последовательности термограмм частоте вращения завихрителя, что позволяет дистанционно определять частоту вращения пламени.

Описанный метод измерения спектров на полувысоте пламени может быть применен для разработки устройств контроля скорости вращения различных вихревых пламен.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (Соглашение № 14.604.21.0100 - уникальный идентификатор RFMTFI60414X0100).

Литература

- 1 Гришин А.М., Рейно В.В., Сазанович В.М., Цвык Р.Ш., Шерстобитов М.В. Некоторые итоги экспериментальных исследований огненных смерчей // Изв. ВУЗов Физика. 2011. №12. С.14-23.
- 2 Шерстобитов М.В., Лобода Е.Л., Сазанович В.М., Цвык Р.Ш. Влияние скорости вращения огненного смерча на параметры зондирующего пучка и собственного излучения // Известия высших учебных заведений. Физика. 2012. Т.55. №9-2. С.198-200.
- 3 Гуревич М.М., О спектральном распределении мощности излучения // УФН. 1962. Т.128. Вып.3. С.463-470.
- 4 Лобода Е.Л., Рейно В.В. Влияние коэффициента излучения пламени на измерение температур ИК-методами при горении лесных и степных горючих материалов и различном влагосодержании. Частотный анализ изменения температуры в пламени // Оптика атмосферы и океана. 2011. Т. 24. №11. С. 1002-1006.
- 5 Шерстобитов М.В., Цвык Р.Ш.. О различии в эмиссионных спектрах ИК-спектрах этанола при свободном диффузионном горении и в режиме воздействия воздушного потока при моделировании огненного смерча // Известия высших учебных заведений. Физика. 2013. Т.56. №1. С. 90-94.

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ФЛУКТУАЦИИ ПЛОТНОСТИ ЭНЕРГИИ ИМПУЛЬСНОГО ЛАГЕРРОВА ПУЧКА

В.А. Банах, Л.О. Герасимова, И.Н. Смалихо, А.В. Фалиц Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН

Томск, 634021, пл. Академика Зуева, 1

Lilyan@sibmail.com

Ключевые слова: импульсное излучение, турбулентная атмосфера, параболическое волновое уравнение, метод расщепления по физическим факторам

На основе численного решения параболического волнового уравнения для комплексной спектральной амплитуды поля волны методом расщепления по физическим факторам проведено исследование распространения широкополосных импульсных световых пучков в турбулентной атмосфере на примере пучков фемтосекундной длительности. Анализ относительной дисперсии флуктуации плотности энергии импульсного излучения по предложенному алгоритму численного моделирования показал, что с усилением оптической турбулентности относительная дисперсия импульсного излучения короткой длительности начинает отличаться от зависимости относительной дисперсии непрерывного излучения.

Идея моделирования распространения лазерного излучения в атмосфере, основанное на численном решение волнового параболического уравнения, состоит в том, чтобы в волновом уравнении [1] перейти от координаты по времени в область временных частот, используя преобразование Фурье, и разбиению трассы распространения вдоль координаты *x* на слои, между которыми среда считается однородной и учитывается только дифракция. В отличии от непрерывного излучения в спектре короткоимпульсного пучка буду присутствовать более двух частотных компонент, так как с уменьшением длительности импульса ширина его спектра возрастает. Поэтому необходимо решать волновое уравнение для каждой отдельной составляющей спектра, а далее просуммировать по всем компонентам частотного спектра.

В настоящей работе на основе предложенного алгоритма решения волнового уравнения в параболическом приближении для комплексной спектральной амплитуды поля волны методом расщепления по физическим факторам [2] проводятся исследования относительной дисперсии флуктуации плотности энергии импульсного излучения фемтосекундной длительности.

Волновое параболическое уравнение, описывающее распространение лазерного излучения в турбулентной атмосфере, для комплексной спектральной амплитуды поля $U(x, \mathbf{p}, f)$ имеет вид [1]

$$\frac{i4\pi f}{c} \cdot \frac{\partial U(x, \mathbf{\rho}, f)}{\partial x} + \Delta_{\perp} U(x, \mathbf{\rho}, f) + 2\left(\frac{2\pi f}{c}\right)^2 n'(x, \mathbf{\rho}) U(x, \mathbf{\rho}, f) = 0,$$
(1)

где $\rho = \{y, z\}$ - радиус вектор в плоскости, перпендикулярной оптической оси *x*, *f* – линейная частота, с – скорость света, $\Delta_{\perp} = \partial^2 / \partial y^2 + \partial^2 / \partial z^2$ – поперечный оператор Лапласа, $n'(x, \rho)$ – флуктуации показателя преломления, вызываемые турбулентными вариациями температуры воздуха.

С граничным условием

$$U(0,\mathbf{\rho},f) = \sqrt{2\pi\tau_0} E^0(0,\mathbf{\rho},f) \exp\left[-\frac{(f-f_0)^2 (2\pi\tau_0)^2}{2}\right],$$
(2)

где τ_0 - начальная длительность импульса, определяемая по спаданию $|E(0,0,t)|^2$ до уровня e^{-1} , f_0 - частота в точке максимума спектра излучения, $E^0(0, \mathbf{\rho}, f)$ – комплексная спектральная амплитуда поля волны в точке $(x, \mathbf{\rho})$.

Из моделируемых спектральных амплитуд $U(x, \rho, f)$ рассчитывались интегральные по времени импульса распределения плотности энергии пучка, которые в терминах временных частот имеет вид [3]

$$W(L,\mathbf{\rho}) = \int_{-\infty}^{+\infty} df |\tilde{E}(L,\mathbf{\rho},f)|^2$$
(3)

Воспользовавшись достаточно большим количеством независимых реализаций $W(L, \rho)$, полученных в результате численного моделирования, оценивались средние значения плотности энергии пучка $\langle W(L, \rho) \rangle$ и относительная дисперсия плотности энергии излучения

$$\sigma_{W}^{2}(L, \mathbf{\rho}) = \langle W^{2}(L, \mathbf{\rho}) \rangle / \langle W(L, \mathbf{\rho}) \rangle^{2} - 1.$$
(4)

Результаты численного моделирования

На рисунке 1 представлены результаты расчета среднеквадратичных отклонений σ_W относительных флуктуации плотности энергии импульсного излучения длительностью $\tau_0 = 3$ фс (кривые 1, 3, 5) и непрерывного излучения $\tau_0 \rightarrow \infty$ (кр. 2, 4, 6). Начальное распределение спектральной амплитуды поля в плоскости *x*=0 задавалось в виде лагерр-гауссова пучка [4]

$$E^{0}_{mn}(\mathbf{\rho}, f) = (-j)^{m} \frac{1}{2} \left(-\frac{\mathbf{\rho}}{a} \right)^{m} \exp\left[-\frac{\mathbf{\rho}^{2}}{2a^{2}} + j\psi_{0} + jm\theta \right] L^{m}_{n} \left(-\frac{\mathbf{\rho}^{2}}{a^{2}} \right), \tag{5}$$

где *a* – определяет ограниченность лагеррова пучка в пространстве, **р**, *θ* – полярные координаты, L_n^m – полином Лагерра, целые числа *m* и *n* определяют лагерр-гауссовы моды. Условие *m*=*n*=0 в (5) определяет низшую моду лагерр-гауссова пучка – гауссов пучок вида

$$E^{0}(\mathbf{\rho}, f) = U_{0} \exp\left\{-\frac{\rho^{2}}{2a^{2}} + j\psi_{0}\right\},$$
(6)

где a – эффективный радиус пучка, ψ_0 – фаза волны, не зависящая от $\mathbf{\rho}$ и f, U_0 – амплитуда пучка на его оси,

Расчеты σ_W проведены в зависимости от параметра $\beta_0 = \sqrt{1,23C_n^2(2\pi/\lambda_0)^{\frac{7}{6}}L^{\frac{11}{6}}}$, характеризующего интенсивность оптической турбулентности на трассе распространения длиной *L*.

Для численного моделирования случайных распределений $W(L, \mathbf{\rho})$ задавались следующие параметры: $\lambda_0 = 1$ мкм, a = 1,26 см, и L = 1 км, для лагерр-гауссовых мод E_{00}^0 (кр. 1, 2), E_{02}^0 (кр. 3, 4), E_{08}^0 (кр. 5, 6). В каждом узле расчетной сетки с h = 2 мм и M = 512 значения комплексной спектральной амплитуды вычислялись для 41 спектрального канала шириной $\Delta f = 10$ ТГц.



Рис. 1. Зависимость среднеквадратичного отклонения относительных флуктуаций плотности энергии импульсных (кр. 1, 3, 5) и непрерывных (кр. 2, 4, 6) лагерр-гауссовых мод E^0_{00} (кр. 1, 2), E^0_{02} (кр. 3, 4), E^0_{08} (кр. 5, 6) от параметра β_0 .

Из рис. 1 видно, что при слабой оптической турбулентности ($\beta_0 < 1$) различие между модами лагерр-гауссова пучка отсутствует. С увеличением параметра β_0 начинают проявляться различия в уровне флуктуаций не только пучков разной начальной формы, но и в уровне флуктуаций непрерывных и короткоимпульсных пучков одного вида. Чем больше параметра β_0 , тем больше эти различия. Так, например, кривая среднеквадратичного отклонения флуктуаций плотности энергии σ_W моды E_{02}^0 для импульса начальной длительности в 3 фс (кр. 3) спадает круче и при $\beta_0=5.76$ становиться меньше единицы в отличие от непрерывного лагерр-гауссова пучка при тех же условиях (кр. 4). Сравнение σ_W импульсных пучков для мод E_{00}^0 (кр. 1), E_{02}^0 (кр. 3), E_{08}^0 (кр. 5) показало, что для мод лагерр-гауссова пучка более высоких порядков флуктуации излучения усредняются больше и, следовательно, кривые спадают круче по сравнению с основной модой E_{00}^0 .

Заключение

В работе проведен анализ относительной дисперсии σ_W^2 флуктуации плотности энергии импульсного излучения фемтосекундной длительности, распространяющегося в турбулентной атмосфере. Из сравнения моделируемых данных следует, что относительная дисперсия σ_W^2 импульсного излучения фемтосекундной длительности становится существенно меньше относительной дисперсии интенсивности непрерывного излучения. Вывод справедлив для пучков разной формы, в частности, гауссова и лагерр-гауссова пучков. При этом для последнего уровень флуктуаций будет ниже, чем для гауссова с одним и тем же начальным радиусом пучка. Чем больше порядок моды лагерр-гауссова пучка, тем сильнее этот эффект.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ № 14-17-00386.

Литература

- 2. В.А. Банах, Л.О. Герасимова, И.Н. Смалихо. Численное исследование распространения короткоимпульсного лазерного излучения в турбулентной атмосфере // Квант. электроника. 2015. Т.45. №3. С.258–264.
- 3. М.Б. Виноградов, О.В. Руденко, А.П. Сухоруков. Теория волн. М.: Наука. 1979, 384 с.
- 4. В.А. Банах, А.В. Фалиц. Уширение лагеррова пучка в турбулентной атмосфере // Оптика и спектроспопия. 2014. Т.117. №6. С.969–975.
- G. Gbur, R.K. Tyson. Vortex beam propagation through atmospheric turbulence and topological charge conservation // J. Opt. Soc. Am. A. 2008. Vol.25. №1. C.225–230.

^{1.} В.Е. Зуев, В.А. Банах, В.В. Покасов. Оптика турбулентной атмосферы. Л. : Гидрометеоиздат. 1988, 270 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИМПУЛЬСНЫХ ЛАГЕРР-ГАУССОВЫХ МОД В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

В.А. Банах, Л.О. Герасимова, А.В. Фалиц Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН

Томск, 634021, пл. Академика Зуева, 1

Lilyan@sibmail.com

Ключевые слова: импульсное излучение, турбулентная атмосфера, параболическое волновое уравнение, лагерр-гауссов пучок

На основе численного решения параболического волнового уравнения для комплексной спектральной амплитуды поля волны методом расщепления по физическим факторам проведено исследование распространения широкополосных импульсных лагерр-гауссовых пучков фемтосекундной длительности в турбулентной атмосфере. Анализ полученных результатов показал, что для разных мод лагерр-гауссова пучка, но при одинаковом начальном поперечном размере зависимости среднеквадратичных отклонений относительных флуктуации плотности энергии импульсного излучения совпадают.

Продолжают оставаться актуальными задачи, связанные с переносом лазерной энергии в турбулентной атмосфере. Имеющиеся в литературе результаты указывают на то, что вихревые лазерные пучки, пучки сложной начальной формы, а так же импульсные пучки более устойчивы к атмосферным искажения [1, 2]. Поэтому важно исследовать поведение таких пучков в условиях атмосферной турбулентным. Известно, что лагерр-гауссов пучок относиться к классу пучков с самовоспроизводящейся структурой интенсивности при распространении в свободном пространстве [3]. По мере распространения лагерр-гауссова пучка в условиях турбулентности, меняется структура формы его средней интенсивности. При усилении оптической турбулентности провал в центре замывается и распределение интенсивности становится близким к форме фундаментального гауссова пучка.

В настоящей работе на основе предложенного алгоритма решения волнового уравнения в параболическом приближении для комплексной спектральной амплитуды поля волны методом расщепления по физическим факторам [4] проводятся исследования распространения лагерргауссовых мод импульсных пучков с одинаковым начальным поперечным размером.

Основные уравнения

Волновое параболическое уравнение, описывающее распространение лазерного излучения в турбулентной атмосфере, имеет вид [5]

$$\frac{i4\pi f}{c} \cdot \frac{\partial U(x,\mathbf{\rho},f)}{\partial x} + \Delta_{\perp} U(x,\mathbf{\rho},f) + 2\left(\frac{2\pi f}{c}\right)^2 n'(x,\mathbf{\rho})U(x,\mathbf{\rho},f) = 0,$$
(1)

где $\rho = \{y, z\}$ - радиус вектор в плоскости, перпендикулярной оптической оси *x*, *f* – линейная частота, с – скорость света, Δ_{\perp} – поперечный оператор Лапласа, $n'(x, \rho)$ – флуктуации показателя преломления, вызываемые турбулентными вариациями температуры воздуха.

С граничным условием

$$U(0,\mathbf{\rho},f) = \sqrt{2\pi\tau_0} E^0(0,\mathbf{\rho},f) \exp\left[-\frac{(f-f_0)^2 (2\pi\tau_0)^2}{2}\right],$$
(2)

 τ_0 - начальная длительность импульса, определяемые по спаданию $|E(0,0,t)|^2$ до уровня e^{-1} , f_0 - частота в точке максимума спектра излучения, $E^0(0, \mathbf{\rho}, f)$ – комплексная напряженность электрического поля волны в точке $(x, \mathbf{\rho})$.

Начальное распределение спектральной амплитуды поля в плоскости *x*=0 задавалось в виде лагерр-гауссова пучка [6]

$$E^{0}_{nm}(\mathbf{\rho},f) = (-j)^{m} \frac{1}{2} \left(-\frac{\mathbf{\rho}}{a}\right)^{m} \exp\left[-\frac{\mathbf{\rho}^{2}}{2a^{2}} + j\psi_{0} + jm\theta\right] L^{m}_{n}\left(-\frac{\mathbf{\rho}^{2}}{a^{2}}\right),\tag{3}$$

где *а* –определяет ограниченность лагерр-гауссова пучка в пространстве, ψ_0 – фаза волны, не зависящая от ρ и *f*, ρ , θ – полярные координаты, L_n^m – полином Лагерра, целые числа *m* и *n* определяют лагерр-гауссовы моды. Условие *m*=*n*=0 в (3) позволяет перейти к общеизвестному гауссову пучку [5]. В этом случае параметр *a* определяет радиус пучка по спаданию интенсивности до уровня e^{-1} .

Исследования проводились на примере распространения коллимированных лагерргауссовых мод E^{0}_{00} , E^{0}_{02} при одинаковом начальном поперечном размере пучков.

Чтобы реализовать условие равенства начальных размеров лагерр-гауссовых мод в поперечной плоскости, рассчитывался начальный размер лагерр-гауссова пучка для моды E^0_{02} по формуле

$$w_0 = \sqrt{\frac{\int \mathbf{\rho}^2 I(\mathbf{\rho}) \,\mathrm{d} \, y \,\mathrm{d} \, z}{\int I(\mathbf{\rho}) \,\mathrm{d} \, y \,\mathrm{d} \, z}} \,. \tag{4}$$

Далее рассчитанный w_0 по формуле (4) подставлялся в (3) как эффективный радиус гауссова пучка *а* для моды E^0_{00} .

Результаты численного моделирования

На рисунке 1 представлены результаты расчета среднеквадратичных отклонений

$$\sigma_W(L,\boldsymbol{\rho}) = \sqrt{\frac{\langle W^2(L,\boldsymbol{\rho}) \rangle}{\langle W(L,\boldsymbol{\rho}) \rangle^2} - 1}$$

относительных флуктуации плотности энергии импульсного излучения $W(L, \mathbf{\rho}) = \int_{-\infty}^{+\infty} df |U(L, \mathbf{\rho}, f)|^2$ длительностью $\tau_0 = 3$ фс (кривые 1, 3) и непрерывного излучения $\tau_0 \to \infty$ (кр. 2, 4) в зависимости от параметра $\beta_0 = \sqrt{1,23C_n^2(2\pi/\lambda_0)^{7/6}L^{11/6}}$, характеризующего

интенсивность оптической турбулентности на трассе распространения длиной L [5].

Для численного моделирования случайных распределений $W(L, \mathbf{\rho})$ задавались следующие параметры: $\lambda_0 = 1$ мкм, и L = 1 км, число слоев a = 1,26 см для лагерр-гауссовой моды E_{02}^0 , размеру которого соответствовал гауссов пучок с $w_0 = a = 2,18$ см (для моды E_{00}^0). В каждом узле расчетной сетки с h = 2 мм и M = 512 значения комплексной спектральной амплитуды вычислялись для 41 спектрального канала шириной $\Delta f = 10$ ТГц.



Рис. 1. Зависимость среднеквадратичного отклонения относительных флуктуаций плотности энергии импульсных (кр. 1, 3) и непрерывных (кр. 2, 4) лагерр-гауссовых мод E^0_{00} (кр. 3, 4), E^0_{02} (кр. 1, 2) от параметра β_0

Из рис. 1 видно, что для лагерр-гауссовых мод E^0_{00} и E^0_{02} при одинаковом начальном поперечном размере пучков зависимости среднеквадратичных отклонений относительных

флуктуации плотности энергии импульсного (кр. 1, 3) и непрерывного (кр. 2, 4) излучений от параметра β_0 совпадают.

Сравнение среднеквадратичных отклонений относительных флуктуации плотности энергии импульсного излучения с σ_w непрерывного излучения показало, что с усилением оптической турбулентности (при $\beta_0 > 1$) зависимость $\sigma_w(\beta_0)$ для импульсного излучения (кр. 1, 3) начинает отличаться от зависимости среднеквадратического отклонения интенсивности $\sigma_I(\beta_0)$ для непрерывного излучения (кр. 2, 4). В пределе $\beta_0 \to \infty$, кривая среднеквадратичного отклонения импульсного излучения стремиться к нулю, в то время как кривая среднеквадратичного отклонения непрерывного излучения стремиться к единице.

Заключение

В работе проведен анализ среднеквадратичного отклонения относительных флуктуации плотности энергии σ_w импульсных лагерр-гауссовых мод E^0_{00} , E^0_{02} фемтосекундной длительности, распространяющегося в турбулентной атмосфере. Из сравнения моделируемых данных следует, что кривая среднеквадратичного отклонения относительных флуктуации плотности энергии импульсного излучения становится существенно меньше σ_w непрерывного излучения. Вывод справедлив для пучков разной формы, в частности, для разных мод лагерргауссова пучка. При этом, при условии равенства поперечных размеров пучка в начальной плоскости, уровень флуктуаций для моды E^0_{00} будут совпадать с флуктуациями лагерргауссовой моды E^0_{02} как в случаи распространения импульсного, так и непрерывного излучения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ № 14-17-00386.

Литература

- C.Z. Çil, H.T. Eyyuboğlu, Y. Baykal, O. Korotkova, Y. Cai Beam wander of J₀- and I₀-Bessel Gaussian beams propagating in turbulent atmosphere // Applied Physics B. 2010. V.98. №1. P.195–202.
- Banakh V.A., Falits A.V. Laguerre-Gaussian beam broadening in the turbulent atmosphere // Proceedings of SPIE. 2014. DOI:10.1117/12.2074723. P.9292-65.
- В.А. Банах, А.В. Фалиц. Уширение лагеррова пучка в турбулентной атмосфере // Оптика и спектроскопия. 2014. Т.117. №6. С.969–975.
- 4. *В.А. Банах, Л.О. Герасимова, И.Н. Смалихо.* Численное исследование распространения короткоимпульсного лазерного излучения в турбулентной атмосфере // Квант. электроника. 2015. Т.45. №3. С.258–264.
- 5. В.Е. Зуев, В.А. Банах, В.В. Покасов. Оптика турбулентной атмосферы. Л. : Гидрометеоиздат. 1988, 270 с.
- L.C. Andrews. R.L. Phillips. Laser beam propagation through random media. 2nd ed. // Bellingham: SPIE Press. 2005, 782 p.

ВЛИЯНИЕ ВИХРЕВОЙ ФАЗЫ НА СЛУЧАЙНЫЕ БЛУЖДАНИЯ МОДИФИЦИРОВАННОГО БЕССЕЛЬ - ГАУССОВА ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА, РАСПРОСТРАНЯЮЩЕГОСЯ В АТМОСФЕРЕ СО СЛАБОЙ И УМЕРЕННОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТЬЮ

В.П.Аксенов, Ч.Е.Погуца

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева ИОА СО РАН, пл. Академика Зуева 1,

634021, г. Томск, Россия.

avp@iao.ru, pce@iao.ru.

Ключевые слова:сингулярная оптика, оптические вихри, фазовые сингулярности, орбитальный угловой момент, Бессель - Гауссовые пучки, турбулентная атмосфера.

Аннотация: В настоящей работе полуаналитическим методом исследована роль вихревой фазы в исходной структуре волнового поля модифицированного Бессель - Гауссова лазерного пучка, распространяющегося в атмосфере со слабой и умеренной турбулентностью, в статистических закономерностях его случайных блужданий. Определены дисперсии блужданий пучка, в зависимости от условий дифракции и степени турбулентных искажений. Показано, что случайные блуждания пучка оказываются тем меньшими, чем более значительным является топологический заряд пучка и его радиальная частота.

В [1] с помощью численного моделирования мы исследовали влияние начальных распределений волнового поля вихревых лазерных пучков, распространяющихся в турбулентной атмосфере, на дисперсии их случайных блужданий. Это было сделано, в том числе, для модифицированного Бессель - Гауссова лазерного пучка высокого порядка в зависимости от условий дифракции и степени турбулентных искажений. Однако метод фазовых экранов (метод Монте - Карло), которым мы пользовались для создания численных моделей, не является абсолютно универсальным инструментом для того, чтобы получить исчерпывающие ответы на все вопросы, касающиеся процесса распространения пучков в турбулентной среде. В трудных для численного исследования случаях, существенное продвижение может быть достигнуто с помощью аналитических, в частности, асимптотических методов исследования. С другой стороны аналитические работы, посвященные исследованиям блужданий пучков разной начальной формы выполнены, главным образом, на основе метода Рытова и не позволяют получать правильные решения для вихревых пучков [2, 3] из-за того, что на оси пучка, распространяющегося в невозмущенной среде, интенсивность обращается в нуль. В данной работе будем использовать один из аналитических подходов [4], в основе которого лежит теорема Эренфеста.

Случайное смещение пучка зададим через вектор положения центра тяжести

$$\mathbf{r}_{\mathbf{C}}(z) = \frac{1}{P_0} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d^2 \mathbf{r} \ I(\mathbf{r}, z) \cdot \mathbf{r} , \qquad (1)$$

где $I(\mathbf{r}, z)$ - случайное распределение интенсивности в поперечном сечении пучка, $P_0 = \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} I(\mathbf{\rho}; z) d\mathbf{\rho}$.- полная мощность пучка Будем считать, что среднее по ансамблю реализаций

среды значение $\langle \mathbf{r}_{\mathbf{C}}(z) \rangle = 0$.Для аналитических расчетов дисперсии вектора $\mathbf{r}_{\mathbf{C}}(z)$, $\sigma_{C}^{2} = \langle \mathbf{r}_{\mathbf{C}}^{2} \rangle$ будем использовать полученное в [6] интегральное представление

$$\sigma_C^2 = \frac{\pi}{2P_0^2} \int_0^z d\xi (z-\xi)^2 \iint d^2 \kappa \Phi_\varepsilon \langle |\mathbf{\kappa}|, \xi \rangle \kappa^2 \int_{-\infty-\infty}^\infty d^2 r_1 \int_{-\infty-\infty}^\infty d^2 r_2 \exp\{i\kappa (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)\} \langle I(\mathbf{r}_1;\xi)I(\mathbf{r}_2;\xi)\rangle,$$
(2)

где $\Phi_{\varepsilon}(|\mathbf{\kappa}|, \xi)$ - спектр флуктуаций диэлектрической проницаемости среды,

Нами рассмотрен модифицированный пучок Бесселя-Гаусса для которого комплексная амплитуда поля в начальной плоскости (*z* = 0) имеет вид:

$$u_{0}(r,\varphi,0) = \sqrt{\frac{8\Phi}{c}} \frac{1}{a_{0}} \left[I_{m} \left(\frac{\beta^{2} a_{0}^{2}}{2} \right) \right]^{-\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{\beta^{2} a_{0}^{2}}{4} \right) I_{m}(\beta r) \exp\left(-\frac{r^{2}}{2a_{0}^{2}} + im\varphi \right),$$
(3)

где $\{r, \varphi, z\}$ – цилиндрические координаты точки наблюдения, $I_m(\beta r)$ –модифицированная функция Бесселя, Φ – полный поток энергии, a_0 –начальный радиус гауссова источника, c – скорость света, m – топологический заряд оптического вихря (азимутальный индекс), β – радиальная частота.

С помощью начального распределения (3) на основании выражения для функции взаимной когерентности [14] нами рассчитана интенсивность $I(\mathbf{r}, z)$ на дистанции *z*, которая использовалась далее для асимптотических оценок по формуле (2)

$$I(r,\varphi;\xi) = \left(\frac{8\Phi}{c}\right) \frac{1}{(a(\xi))^2} \left[I_m\left(\frac{\beta^2 a_0^2}{2}\right)\right]^{-1} \exp\left(-\frac{\beta^2 a_0^2}{2}\right) I_m\left(\frac{\beta r}{1+i\frac{z}{z_d}}\right) I_m\left(\frac{\beta r}{1-i\frac{z}{z_d}}\right) \exp\left(-\frac{1}{a^2(\xi)}\left(r^2-\beta^2\frac{\xi^2}{k^2}\right)\right)$$
(4)

где $a^2(z) = \frac{z^2 + z_d^2}{kz_d}$, $F(z) = \frac{z^2 + z_d^2}{z}$, z_d -длина Рэлея, k – волновое число.

Использовался спектр вида $\Phi_{\varepsilon}(\kappa,\xi) = 0,033 C_{\varepsilon}^2 \kappa^{-11/3}$. В результате получено выражение для дисперсии блуждания центра тяжести модифицированного Бессель - Гауссова лазерного пучка в приближении слабых флуктуаций диэлектрической проницаемости среды

$$\sigma_{C}^{2} = 0.033 \frac{\Gamma\left(\frac{1}{6}\right)}{\Gamma\left(\frac{5}{6}\right)} 2^{-2/3} (2\pi)^{2} \left[I_{m}\left(\frac{\beta^{2}a_{0}^{2}}{2}\right)\right]^{-2} \exp\left(-\beta^{2}a_{0}^{2}\right) C_{\varepsilon}^{2} \times$$

$$\times \int_{0}^{z} d\xi (z-\xi)^{2} \frac{1}{(a(\xi))^{4}} \exp\left(\frac{2\beta^{2}}{a^{2}(\xi)} \frac{\xi^{2}}{k^{2}}\right) \int_{0}^{\infty} dr_{1} \int_{0}^{\infty} dr_{2} \frac{r_{1}r_{2}}{(r_{1}+r_{1})^{1/3}} F_{1}\left(\frac{1}{6},\frac{1}{2};1;\frac{4r_{1}r_{2}}{(r_{1}+r_{1})^{2}}\right) \times \\ \times I_{m}\left(\frac{\beta r_{1}}{1+i\frac{\xi}{z_{d}}}\right) I_{m}\left(\frac{\beta r_{1}}{1-i\frac{\xi}{z_{d}}}\right) I_{m}\left(\frac{\beta r_{2}}{1+i\frac{\xi}{z_{d}}}\right) I_{m}\left(\frac{\beta r_{2}}{1-i\frac{\xi}{z_{d}}}\right) I_{m}\left(\frac{\beta r_{2}}{1-i\frac{\xi}{z_{d}}}\right) F_{1}\left(\frac{\beta r_{2}}{1-i\frac{\xi}{z_{d}}}\right) F_{1}\left(\frac{\beta r_{2}}{r_{2}}\right) F_{2}\left(\frac{\beta r_{2}}{r_{2}}\right) F_{1}\left(\frac{\beta r_{2}}{r_{2}}\right) F_{2}\left(\frac{\beta r_{2}}{r_{2}}\right) F_{1}\left(\frac{\beta r_{2}$$

Результаты расчетов дисперсии блужданий пучка Бесселя – Гаусса приведены на рис. 1-3.



На рис.1 σ_0^2 дисперсия блужданий «безвихревого» пучка, являющимся пучком с начальным распределением (3), в котором *m*=0. На рис. 2 и 3 $\beta_0^2 = 0,307 C_{\varepsilon}^2 k^{7/6} z^{11/6}$ – параметр турбулентности. Из рис.1-3 следует, что с увеличением топологического заряда(начального орбитального углового момента) блуждания пучка ослабляются. Рис.2 показывает, что для пучка, описываемого модифицированной функцией Бесселя, дисперсия блужданий пучка уменьшается также с возрастанием радиальной частоты β. Ослабление блужданий в этом случае связано, как и в случае работы [1], с возрастанием поперечного эффективного размера пучка, приводящим к возрастанию эффективного объема, занятого пучком в турбулентной среде. Кривые на рис. 3, построенные на основе асимптотических расчетов, демонстрируют зависимость от параметров дифракции, подобную соответствующую зависимости из работы [1], полученную по результатам численного моделирования.

В результате проделанной работы получено аналитическое выражение для дисперсии блужданий вихревых пучков в турбулентной среде, построен вычислительный алгоритм для расчетов дисперсии блужданий вихревого пучка Бесселя - Гаусса. Установлены зависимости блужданий пучка Бесселя - Гаусса от дифракционных параметров источника, начального топологического заряда пучка, радиальной частоты, согласующиеся с закономерностями блужданий выявленными пучка, ранее на основе численного моделирования И подтверждающие, что вихревые лазерные пучки, обладающие не равным нулю топологическим зарядом, при распространении в турбулентной атмосфере оказываются более устойчивыми к воздействию турбулентности по сравнению с пучками, не обладающими таким зарядом. Причем, случайные блуждания пучка оказываются тем меньшими, чем более значительным является топологический заряд пучка.

1. Aksenov V. P., Kolosov V. V. Pogutsa C. E. Random wandering of laser beams with orbital angular momentum during propagation through atmospheric turbulence// Applied Optics, 2014.V.53. P. 3607-3614.

2. Eyyuboğlu H. T., Baykal Y., Çill C. Z., Korotkova O., and Cai Y. Beam wander characteristics of flat-topped, dark hollow, cos and cosh-Gaussian, *J*₀- and *I*₀- Bessel Gaussian beams propagating in turbulent atmosphere: A review Atmospheric and Oceanic Propagation of Electromagnetic Waves IV, edited by Olga Korotkova// Proc. of SPIE.2010.**7588**. 75880-1-9

3. Eyyuboğlu H. T., Baykal Y., Ji X. Scintillations of Laguerre Gaussian beams//ApplPhys B .2010 **98.** P.P. 857–863 4. *Кляцкин В.И., Кон А.И.* О смещениях пространственно-ограниченных световых пучков в турбулентной среде в

приближении марковского случайного процесса// Известия вузов «Радиофизика», 1972 Т. 15. №9. С.1381-1388.

5. Аксенов В.П., Колосов В.В., Погуца Ч.Е. Вихревая стабилизация направления распространения лазерных пучков в случайно-неоднородной среде//XXIVВсероссийская научная конференция «Распространение радиоволн».29июня-5 июля 2014г. Иркутск

6. Зуев В. Е., Банах В. А., Покасов В. В. Оптика турбулентной атмосферы. Том 5. – Ленинград: Гидрометеоиздат, 1988. 269 с.

7.Aksenov V. P., and Kolosov V. V. Scintillations of optical vortex in randomly inhomogeneous medium–arXiv:1411.1838 (2014).

ОЦЕНКА ДАЛЬНОСТИ ДЕЙСТВИЯ ДВ-СВ ВЫСОКОШИРОТНЫХ РАДИОЛИНИЙ СВЯЗИ НА ПОВЕРХНОСТНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЕ

Ю.Б. Башкуев, М.Г. Дембелов, Л.Х. Ангархаева, И.Б Нагуслаева., В.Б. Хаптанов, Д.Г. Буянова Институт физического материаловедения СО РАН

<u>Buddich@mail.ru</u>, <u>mdembelov@yandex.ru</u>, <u>ludang@rambler.ru</u>, <u>vkhaptanov@mail.ru</u>, <u>dbuy@mail.ru</u> Ключевые слова: структура «лед-море», радиотрасса, ПЭВ

Аннотация: Доклад посвящен оценке дальности действия ДВ-СВ высокоширотных радиолиний связи и навигации на поверхностной электромагнитной волне (ПЭВ). Рассмотрен поверхностный импеданс морских акваторий в летнее и зимнее время. Приведен пример расчетов поля земной волны над неоднородными импедансными трассами, в том числе над слоисто-неоднородной структурой «лед-море».

Теория распространения радиоволн вдоль импедансной земной поверхности рассмотрена в работе [1]. В работах [2-6] предложен, теоретически и экспериментально обоснован метод расчета (прогноза) уровня и амплитудно-фазовой структуры поля земной радиоволны на многокусочных импедансных трассах в горно-лесистой, степной, тундровой и морской областях Земли. Сущность метода заключается в использовании предложенного набора алгоритмов, карт геоэлектрических разрезов (ГЭР) слоистой подстилающей среды, цифровых карт рельефа, растительного и ледового покровов при расчетах дальности действия радиолинии. Цель доклада – обосновать метод прогноза напряженности поля и дальность действия радиолинии на ПЭВ [5] в высоких широтах. Известно, что структуры типа «диэлектрик на проводнике» обладают сильно-индуктивным поверхностным импедансом [1]. В классе природных слоистых сред примером сильно-индуктивной структуры является двухслойная среда «лед – море». На акватории Мирового океана льды толщиной от 0,5 м до 5-7 м покрывают площадь свыше 26 млн. км². Обзор литературы по арктическим акваториям показал, что электромагнитные характеристики слоистых структур «лед-море» и процессы распространения радиоволн над ними исследованы не достаточно полно и глубоко. Согласно теории распространения радиоволн [1], поле над сильно-индуктивной трассой может на некоторых расстояниях превышать поле над бесконечно проводящей плоскостью, появляется ПЭВ. В СДВ-ДВ-СВ диапазонах слой льда толщиной 1-7 м можно считать тонким [1]. Из-за наличия тонкого плохопроводящего слоя льда на море в импедансе двухслойной среды $\delta = \delta_{\rm B} - ikh_{\rm I}$ появляется аддитивная к импедансу морской воды $\delta_{\rm B}$ добавка $ikh_{\rm I}$, линейно зависящая от толщины слоя льда и смещающая фазу импеданса в сильно-индуктивную область. При этом электрические свойства слоя льда почти не влияют на изменение импеданса. Рассмотрим поверхностный импеданс слоистой среды «лед-море» (рис.1а,б). В расчетах примем $\sigma_n = 2 \times 10^{-5}$ См/м, $\varepsilon_n = 4$; $\rho_B = 0.5$ Ом·м, $\varepsilon_B = 86$. Толщину льда будем увеличивать от 0 до 7 M.



Рис. 1. а,б) Частотная зависимость поверхностного импеданса двухслойной среды «лед – морская вода». Цифры на графиках – толщина слоя льда.
 в) Частотная зависимость *f*(*h*) области применимости импедансных граничных условий для двухслойной структуры «лед-море» при изменении толщины льда от 0,1 м до 7 м.

В СДВ-ДВ-СВ диапазонах покрытые льдом морские акватории почти всегда удовлетворяют импедансным граничным условиям, т.е. выполняется условие $|\delta|^2 \ll 1$. На рис. 1в приведена частотная зависимость применимости импедансных граничных условий для структуры «лед-море» при изменении толщины льда от 0,1 м до 7 м на частотах до 150 МГц. Нами принято, что покрытые льдом акватории удовлетворяют импедансным граничным условиям при $|\delta|^2 < 0,1$. Из графика следует, что появление ПЭВ над структурой «лед-море» зависит от толщины льда. ПЭВ появляется в ограниченной сверху полосе частот (затененная область). Фаза импеданса соответствует сильно-сильно-индуктивной области и изменяется от -76° до -87,3°. Толщину льда можно связать с сезоном года и типом морского льда. Зависимость f(h) аппроксимируется функцией lg f = -0.97 lg h + 1.23 и может служить аналогом известного для КВ диапазона понятия критической частоты, но для ПЭВ над структурой «лед-море». На основе зависимости f(h) следует выбирать рабочие частоты радиолиний связи на ПЭВ в разные сезоны года и на разных трассах. Из теории распространения радиоволн над слоистыми средами следует, что над трассами с сильно-индуктивным импедансом появляется ПЭВ. Эта волна, экспоненциально затухающая по высоте, представляет практический интерес, так как ее энергия убывает обратно пропорционально расстоянию от источника, в то время как энергия объемной электромагнитной волны убывает обратно пропорционально квадрату расстояния от источника. В табл. 1 приведены расчеты по ряду Фока модуля функции ослабления |W| и уровня поля Е на частоте 300 кГц для однородной трассы на расстояниях 300, 600, 900 и 1200 км от источника в зависимости от толщины льда.

Излучаемая мощность принята равной 1 кВт. Сравнение численных данных свидетельствует о том, что условия распространения радиоволн над ледовыми полями из-за

появления ПЭВ всегда более благоприятны, чем над морской водой и сушей. Так, на расстоянии 1000 км уровень поля над морем составляет Е = 26 мкВ/м, а над структурой «лед – море» с толщиной льда 7 метров – Е = 1120 мкВ/м. Экспериментально дальность связи более 1000 км на частотах 330 и 480 кГц подтверждена в [7] на трассе «Северный полюс - остров Средний» в апреле 2002 г.

<i>h</i> _л , м	300 км		600 км		900 км		1200 км	
	W	<i>Е</i> , мВ/м	W	Е, мВ/м	W	<i>Е</i> , мВ/м	W	<i>Е</i> , мВ/м
0	0,64	0,64	0,297	0,148	0,12	0,04	0,046	0,011
1	0,83	0,83	0,458	0,229	0,22	0,073	0,099	0,024
2	1,08	1,08	0,698	0,349	0,396	0,132	0,212	0,053
4	1,77	1,77	1,533	0,766	1,164	0,388	0,834	0,208
6	3,38	3,38	3,894	1,947	3,811	1,27	3,515	0,878

Таблина 1

Для расчета функции ослабления W и уровня поля над многокусочными трассами использована формула Калинина-Фейнберга. На рис. 2а представлены графики напряженности поля E, создаваемой радиомаяком (f=310 кГц) на расстоянии до 1000 км при распространении на многокусочных импедансных трассах суши и моря по 8 направлениям от условного пункта расположения излучателя «Тикси», указанным на рис. 3. По направлению CB расчетные значения модуля поверхностного импеданса $|\delta|$ для моря летом составляют 0,00243, а зимой со льдом 0,013. Фаза импеданса ϕ_{δ} изменяется от -45⁰ до -80,4⁰. Результаты возможного сезонного изменения уровня поля E над радиотрассой по направлению CB от пункта «Тикси» представлены на рис. 2. Цифры показывают толщину слоя льда в метрах в разные сезоны года. При изменении толщины слоя льда от 0 до 3 метров поле на расстоянии 500 км увеличивается с 220 до 520 мкВ/м. Уровень ПЭВ над ледовыми полями зависит от толщины слоя льда на море.



Рис. 2.а) Результаты расчетов уровня поля *Е* земной волны над многокусочными импедансными радиотрассами в летнее время на расстоянии до 1000 км от пункта «Тикси». Буквы указывают направление трассы: С - север; С-В – северо-восток и т.д.;

б) Результаты расчетов возможного сезонного изменения уровня поля *Е* земной волны над многокусочной импедансной радиотрассой по направлению СВ от пункта «Тикси». Цифры показывают толщину слоя льда в метрах в разные сезоны года.

Этот эффект может быть использован при мониторинге климатических процессов и состояния ледового покрова Арктики путем организации сети многолетних наблюдений за полем ДВ-СВ радиостанций на длинных базах до 1500-2000 км (например, о. Диксон – о. Жохова). Расчеты и эксперименты [5,7] показали, что слой льда существенно влияет на электромагнитное поле. Эффект увеличения поля обусловлен появлением ПЭВ. Предложен частотный критерий появления ПЭВ. Дана оценка дальности действия ДВ-СВ радиолиний в Арктическом бассейне. Проведенные расчеты и результаты экспериментов [2-7] показали, что за счет появления ПЭВ дальность действия арктических радиолиний существенно увеличивается.



Рис.3. Карта-схема зоны обслуживания радиомаяка ГНСС для района поселка «Тикси» $(f = 310 \text{ к}\Gamma \text{ц})$ для уровней поля 100, 10 и 1 мкВ/м.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №14-19-01079) в Институте физического материаловедения СО РАН.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Макаров Г.И., Новиков В.В., Рыбачек С.Т. Распространение электромагнитных волн над земной поверхностью. М.: Наука, 1991. 196 с.
- 2. Башкуев Ю.Б. Электрические свойства природных слоистых сред. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1996. 207 с.
- 3. *Мельчинов В.П., Башкуев Ю.Б., Ангархаева Л.Х., Буянова Д.Г.* Электрические свойства криолитозоны востока России в радиодиапазоне. Улан-Удэ: Изд-во БНЦ СО РАН, 2006. 257 с.
- 4. Башкуев Ю.Б., Мельчинов В.П., Дембелов М.Г., Ангархаева Л.Х., Буянова Д.Г., Борсоев В.А. Влияние электрических свойств криолитозоны на распространение земной волны в высоких широтах // Геомагнетизм и аэрономия. 2006. Т. 46, № 4. С. 507-516.
- 5. *Башкуев Ю.Б., Хаптанов В.Б., Дембелов М.Г.* Экспериментальное доказательство существования поверхностной электромагнитной волны // Письма в Журнал технической физики. 2010. Т.36, № 3. С. 88-95.
- 6. *Башкуев Ю.Б., Дембелов М.Г., Нагуслаева И.Б., Буянова Д.Г.* Моделирование зоны обслуживания СВрадиомаяка для передачи дифференциальных поправок ГНСС // Электромагнитные волны и электронные системы. 2013. Т. 18, № 6. С. 8-14.
- 7. *Борсоев В.А.* Методы и средства навигационного обеспечения полетов и управления воздушными судами в высоких широтах// Дисс. д.т.н. Москва, МГУГА. 2004. 302 с.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДОПЛЕРОВСКОГО СДВИГА ЧАСТОТЫ В МНОГОЛУЧЕВЫХ СЛАБОНЕСТАЦИОНАРНЫХ РАДИОКАНАЛАХ М. С. Пензин, Н. В. Ильин

ИСЗФ СО РАН,

penzin.maksim@gmail.com, ilyin@iszf.irk.ru

Ключевые слова: моделирование распространения радиоволн, нестационарные радиоканалы, многолучевые радиоканалы, метод нормальных волн.

Аннотация: При измерении доплеровского смещения частоты сигнала определяется либо усредненная по времени характеристика, либо доплеровский спектр. Использование когерентной последовательности импульсов позволяет измерять доплеровское смещение частоты с учетом её мелких вариаций, вызванных нестационарностью ионосферного радиоканала. В докладе рассмотрены изменения доплеровского смещения частоты каждого луча в зависимости от времени при моделировании прохождения когерентной последовательности импульсов через слабонестационарный ионосферный радиоканал.

ВВЕДЕНИЕ

Нестационарность ионосферной плазмы приводит к тому, что макроскопические уравнения Максвелла становятся интегро-дифференциальными, если учитывать частотную дисперсию. Стационарность среды, даже при наличии частотной дисперсии, позволяет избавиться от интеграла по времени, сведя задачу к чисто дифференциальному уравнению по пространству.

В случае отсутствия т.н. материальной дисперсии, когда электрическая индукция пропорциональна напряженности электрического поля, зависимость диэлектрической проницаемости от времени приводит к дифференциальному уравнению с переменными коэффициентами. При этом нелокальная дисперсия, то есть зависимость от частоты или длины волны, вызванная геометрий задачи, может присутствовать, как, например, в нестационарной оптике.

При моделировании распространения радиоволн в нестационарной ионосфере мы ограничены двумя факторами: дисперсия не позволяет сформировать слишком короткий сигнал, а нестационарность не дает анализировать слишком длинные сигналы. Однако дисперсия и нестационарность канала несущественно влияют на импульсы, ширина полосы которых существенно меньше полосы когерентности канала (порядка одного мегагерца), а длительность сравнима со временем распространения и существенно меньше характерного времени изменения параметров канала. Но одиночные импульсы не дают возможность измерить скорости изменения ионосферных параметров. Характерные величины значений доплеровских (параметрических) сдвигов частоты квазимонохроматического радиосигнала в КВ диапазоне, прошедшего ионосферный радиоканал, составляют герцы или доли герца. Для измерения таких величин необходимы сигналы длительностью до десятков секунд, либо

B130

когерентные последовательности импульсов. Данное ограничение можно обойти, воспользовавшись когерентной последовательностью импульсов. Тогда в этом случае возможна регистрация спектра всей последовательности, который является линейчатым, либо можно регистрировать и анализировать амплитуду и фазу каждого отдельного импульса.

В случае изменения параметров среды, меняются не только фазы и амплитуды, но и задержки импульсных сигналов. Однако несложно установить, что при спектральных измерениях когерентной последовательности импульсов, только изменения фазы передаточной функции канала (которая и определяет среднюю фазу амплитудно-модулированного импульса) приводят к изменениям положения спектральных линий в линейчатом спектре. Ни изменения амплитуд, ни изменения задержек к сдвигам центральной линии не приводят. Изменения амплитуд приводят к деформации спектральных линий, а изменение задержки, приводит к малому изменению расстояния между спектральными линиями, не меняя положения и формы центральной линии.

Таким образом, фаза и амплитуда сигнала плавно меняются от импульса к импульсу, при этом изменение амплитуды можно не учитывать. Скорость же изменения фазы можно трактовать как доплеровское смещение частоты.

В случае многолучевого радиоканала, импульсы, соответствующие отдельно взятым лучам, в точке приема могут быть разделены по задержкам.

Исходя из этого, имея модель передаточной функции многолучевого радиоканала, параметры которого медленно и непрерывно меняются с течением времени, можно отслеживать фазу, а, следовательно, и доплеровское смещение частоты, для каждого луча в отдельности с помощью когерентной последовательности импульсов.

ПРОХОЖДЕНИЕ КОГЕРЕНТНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ИМПУЛЬСОВ ЧЕРЕЗ РАДИОКАНАЛ

Рассмотрим узкополосные амплитудно-модулированные импульсы с несущей частотой ω_0 и амплитудой a(t). Импульсы повторяются через промежуток времени T. Когерентная последовательность излученных импульсов записывается в виде следующего выражения:

$$f(t) = \sum_{k} a(t - kT) \cos(\omega_0 t) . (1)$$

Будем считать, что $\omega_0 T = 2\pi n$, где n - некое целое число. Тогда спектр последовательности импульсов (1) можно записать как

$$F(\omega) = U(\omega) \sum_{k} e^{i\omega kT} , \qquad (2)$$

где $U(\omega) = (A(\omega - \omega_0) + A(\omega + \omega_0))/2$, $A(\omega)$ - спектр a(t).

Сумма экспонент с ростом числа слагаемых стремится к сумме δ -функций. Когерентность последовательности сигналов нужна для того, чтобы экспоненты в сумме не имели сдвигов фаз. В действительности, конечная сумма отличается от δ -функций и имеет вид повторяющихся узких пиков с периодом $2\pi T$, около которых сгруппированы на небольшом расстоянии более мелкие пики. Таким образом, спектр когерентной последовательности импульсов является линейчатым, с огибающей равной спектру отдельного импульса $A(\omega)$.

Когда импульсы начинают сливаться, то есть период повторения становится равен длительности отдельного импульса, остается одна линия, если при этом огибающая непрерывного сигнала слабо меняется, то линии превращается в очень резкий пик, соответствующий монохроматическому сигналу. Тогда непрерывный квазимонохроматический сигнал можно рассматривать как когерентную последовательность импульсов с периодом повторения, совпадающим с их длительностью.

Перейдем к описанию прохождения последовательности импульсов через однолучевой квазистационарный канал, параметры которого медленной меняются со временем. Канал в полосе сигнала будем характеризовывать передаточной функцией:

$$H(\omega) = \left| H(\omega) \right| e^{i\Phi(\omega)} \approx H_0 \left(1 - \gamma_0(\omega - \omega_0) \right) e^{i\Phi_0 + i\tau_0(\omega - \omega_0)}, \tag{3}$$

где $H_0 = |H(\omega_0)|$ - модуль передаточной функции на несущей частоте, $\tau_0 = \Phi'(\omega_0)$ - групповая задержка импульсного сигнала, равная производной фазы передаточной функции по частоте, $\gamma_0 = \ln (|H(\omega)|')|_{\omega=\omega_0}$ - логарифмическая производная модуля передаточной функции по частоте, характеризующая искажения импульса в первом порядке по ширине полосы, $\Phi_0 = \Phi(\omega_0)$ - фаза передаточной функции на несущей частоте.

Спектр когерентной последовательности импульсов прошедшей через стационарный радиоканал будет иметь вид:

$$F(\omega) \approx U_0(\omega) \sum_k e^{i\omega kT} , \qquad (4)$$

где введено обозначение $U_0(\omega) = U(\omega_0)H_0(1-\gamma_0(\omega-\omega_0))e^{i\Phi_0+i\tau_0(\omega-\omega_0)}$.

Будем считать, что от времени могут зависеть все четыре параметра передаточной функции: H_0 , τ_0 , γ_0 , Φ_0 . Рассмотрим влияние изменения каждого параметра на принятый сигнал по отдельности.

Для начала рассмотрим изменение фазы передаточной функции. Пусть от импульса к импульсу фаза меняется линейно, то есть $\Phi_0(k) = \Phi_0 + k\Delta\Phi$. Спектр принятой последовательности примет вид:

$$F(\omega) \approx U_0(\omega) \sum_k e^{i\left(\omega + \frac{\Delta\Phi}{T}\right)kT} .$$
(5)

Таким образом, исходя из (5), линейное изменение фазы приводит к видимому сдвигу частоты в принятой последовательности на $\Delta \omega = \Delta \Phi / T$.

Теперь рассмотрим влияние сдвига групповой задержки. Пусть групповая задержка также меняется линейно от импульса к импульсу линейно $\tau_0(k) = \tau_0 + k\Delta \tau$. Спектр тогда можно записать следующим образом:

$$F(\omega) \approx U_0(\omega) \sum_k e^{i(\omega - \omega_0)(T + \Delta\tau)k} .$$
(6)

Отсюда видно, что меняется только расстояние между максимумами спектра, при этом форма импульсов не изменяется, а центральный пик не меняет своего положения.

Пусть теперь линейно изменяется амплитуда $H_0(k) = H_0 + k\Delta H$:

$$F(\omega) \approx U_0(\omega) \sum_{k} \left(1 + \frac{\Delta Hk}{H_0} \right) e^{i\omega kT} .$$
⁽⁷⁾

Линейное изменение амплитуды приводит лишь к уширению спектральной линии, не вызывая сдвига спектральных линий.

И, наконец, рассмотрим влияние $\gamma_0(k) = \gamma_0 + k\Delta\gamma$:

$$F(\omega) \approx U_0(\omega) \sum_{k} \left(1 + \frac{\Delta \gamma(\omega - \omega_0)k}{1 + \gamma_0(\omega - \omega_0)} \right) e^{i\omega kT} , \qquad (8)$$

Линейное изменение γ_0 также не приводит к сдвигу спектральных пиков, но меняет их форму.

Таким образом, к наблюдаемому сдвигу спектра квазимонохроматического сигнала приводит только изменение со временем фазы передаточной функции. При этом фаза является и самой быстроменяющейся величиной.

Многолучевой канал является суммой однолучевых каналов. Поэтому передаточная функция также является суммой передаточных функций отдельных лучей. Следовательно, в точке приема сигнал является векторной суммой амплитуд отдельных лучей. При этом параметры каждого из лучей меняются с течением времени, что приводит к непрерывному изменению суммы. Хоть каждый из лучей и является квазимонохроматическим сигналом, их сумма будет иметь шумоподобный вид вследствие их интерференции в точке приема. В случае импульсного сигнала, лучи можно разделить по задержкам.

МОДЕЛИРОВАНИЕ

Моделирование доплеровского сдвига проводилось на основе метода нормальных волн. В отличие от геометрического подхода, в рамках данного подхода можно моделировать динамику изменения поля в конкретной точке пространства, что позволяет отслеживать плавные изменения фаз импульсов.

В методе нормальных волн передаточная функция канала может быть записана как[1]:

$$H(\omega) \approx \sum_{k} \frac{A_n}{rr_0^2 \sqrt{\sin \theta}} I_n(r_0, 0) I_n(r, \theta) \exp\left[ika \int_0^{\theta} \gamma_n(\tilde{\theta}) d\tilde{\theta}\right], \tag{9}$$

где A_n - системный коэффициент, r_0 - высота излучателя, r и θ - координаты приемника, I_n - коэффициенты возбуждения, a - радиус Земли, k - волновое число, γ_n - спектральный параметр радиального уравнения.

Фазы нормальных волн имеют порядок 10^5 , такой же порядок имеют и абсолютные фазы отдельных импульсов. При этом для фиксированных точек излучения и приема для квазимонохроматического сигнала на несущей частоте ω_0 , сумма распадается на несколько сумм, соответствующих геометрооптическим лучам[2].

В качестве примера, рассмотрим многолучевой радиоканал. Расстояние между точками излучения и приема 3500 км. Среда распространения задавалась профилем электронной концентрации в виде двух квазипарабол[1]: высота начала ионосферы – 90 км, точка сшивки – 195 км, высота максимума – 300 км, критическая частота – 6 МГц.

С течением времени критическая частота меняется по закону

$$f_{cr}(t) = f_{cr0} \left[1 + a_f \cos\left(\frac{2\pi}{T}t\right) \sin\left(\frac{10\pi}{T}t\right) \right],\tag{10}$$

где $a_f = 0.01$, T = 7200 сек.

Также с течением времени изменяется положение точки начала ионосферы:

$$h_{b}(t) = h_{b0} \left[1 + 0.5a_{h} - 0.5a_{h} \cos\left(\frac{2\pi}{T}t\right) \right],$$
(11)

где $a_h = 0.000785$.

Через данный радиоканал была пропущена последовательно когерентных импульсов с частотой несущего сигнала - 10 МГц, длина одного импульса - 120 мкс.

В каждый момент времени моделировалось прохождение одного импульса через ионосферный радиоканал. Затем в точке приема, после демодуляции, импульсы разделялись по задержкам. Затем для каждого импульса находилась средняя амплитуда и средняя фаза.

Фазы отдельно взятых лучей, полученные в результаты моделирования прохождения когерентной последовательности импульсов через ионосферный радиоканал, представлены на рис.1. В точку приема приходит четыре луча: два двухскачковых и два трёхскачковых. Видно, что нижние лучи, особенно двухскачковый, более подвержены изменениям нижней части ионосферы, где лежат их области отражения. В то же время, верхние лучи, особенно двухскачковые, более чувствительны к изменениям в верхней части ионосферы (в данном случае к изменению критической частоты). Данное поведение характерно и для реальных сигналов.



Рис.1. Фаза

Рис.2. Доплеровское смещение частоты

Доплеровское смещение частоты, в данном случае, можно определить как скорость изменения фазы (рис.2). Наблюдается, так называемая, «тонкая структура» доплеровского смещения частоты в зависимости от изменения параметров среды.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен метод моделирования доплеровского смещения частоты в многолучевых радиоканалах для когерентной последовательности импульсов, позволяющий отслеживать детальную динамику изменения параметров радиоканала. Показано, что на изменение характеристик отдельного луча влияют вариации параметров ионосферы в областях отражения.

Работа выполнена в рамках программы ФНИ государственных академий наук № II.12.2.2 и при поддержке гранта РФФИ № 13-05-00979

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Куркин В.И., Орлов И.И., Попов В.Н. Метод нормальных волн в проблеме коротковолновой радиосвязи. М.: Наука, 1981. 124 с.

2. Потехин А.П., Орлов И.И. Приближенная формула суммирования ряда нормальных волн // Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. М.: Наука, 1981. Вып.57. С.135-137.

МНОЖЕСТВЕННАЯ ФИЛАМЕНТАЦИЯ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ РАЗЛИЧНОГО ДИАМЕТРА В ВОЗДУХЕ НА СТОМЕТРОВОЙ ТРАССЕ

Д.В. Апексимов¹, А.А. Землянов¹, А.Н. Иглакова¹, А.М. Кабанов¹, О.И. Кучинская², Г.Г. Матвиенко¹, В.К. Ошлаков¹, А.В. Петров¹

¹ Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, 634021, пл. Академика Зуева 1, Россия, <u>apeximov@iao.ru</u>, <u>zaa@iao.ru</u>, <u>kam@iao.ru</u>, <u>mgg@iao.ru</u>, <u>ppaw@sibmail.com</u>, <u>ovk@iao.ru</u>, ian@iao.ru

²Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, 634050, пр. Ленина 36, Россия, <u>olesyatsu14@mail.ru</u>

Аннотация

Представлены результаты экспериментов по управлению положением и длиной области филаментации фемтосекундных лазерных импульсов на атмосферной трассе длиной 110 м с использованием различной начальной пространственной фокусировки и дефокусировки. Получено распределение филаментов вдоль области филаментации, измерены зависимости длины области филаментации от значения числовой апертуры пучка, его начального радиуса и мощности импульса.

Ключевые слова: лазерное излучение, фемтосекундный импульс, самофокусировка, филаментация, атмосфера, фокусировка, дефокусировка, спектр

В работе представлены результаты экспериментов по управлению положением области филаментации тераваттных импульсов первой гармоники Ti:Sapphire-лазера длительностью импульсов порядка $\tau = 50$ фс, энергией в импульсе до 80 мДж, диаметрами пучка $d_0 = 5$, 2,5 и 1.25 см (по уровню e⁻²), частотой следования импульсов 10 Гц на трассе длиной 110 м. Эксперименты проводились на стенде ИОА СО РАН. Схема эксперимента представлена на рисунке 1. Пространственная фокусировка (дефокусировка) лазерного пучка осуществлялась с помощью телескопа (5), состоящего из фокусирующего ($f_1 = 1000$ мм) и дефокусирующего ($f_2 = -500$ мм) зеркал, путем изменения базы (расстояния между зеркалами) телескопа. База, равная 500 мм соответствовала коллимированному пучку. Уменьшение базы дефокусировало пучок, увеличение - фокусировало. Последовательность расположение зеркал приводило к уменьшению диаметра пучка в 2 раза ($f_1 \rightarrow f_2$), либо к такому же его увеличению ($f_2 \rightarrow f_1$). В экспериментах проводилась регистрация начала области филаментации, ее конца и распределения филаментов внутри области филаментации с помощью подвижного экрана (13). Количество филаментов определялось по ожогам на фотобумаге.



рис.1 Схема эксперимента. 1 – Ті:Sapphire-лазерный комплекс, длительность импульса t = 50 фс, энергия импульса $E \le 80$ мДж, $P \le 1,5$ ТВт, длина волны $\lambda = 800$ нм; частота повторения импульсов v =10 Гц, диаметр пучка по уровню e⁻² d = 0,5, 2,5, 5 см; 2,3,9,10 – поворотные пластины; 4 – измеритель длительности импульса (автокореллятор); 5 – телескоп; 6 – дефокусирующее зеркало $f_1 = -50$ см; 7 – фокусирующее зеркало $f_2 = 100$ см; 8 – переменная база телескопа (расстояние между зеркалами B = 50 см соответствует коллимированному пучку); 11 - измеритель энергии импульса OPHIR-II; 12,15 – CCD-камера «ANDOR-Clara E», с объективом HELIOS-44M 2/58, фотокамера Pentax K-3 (25 МП) с макрообъективом Pentax100MacroWR, спектрометр Maya-2000PRO; 13 – подвижный экран, для регистрации положения области филаментации; 14 - область филаментации; 16 – неподвижный экран в конце трассы; 17 – образцы твердотельных мишеней (Al, Cu, Fe, Na). На вставке к рисунку (слева направо) – поперечная структура нетелескопированного пучка, филаментированный пучок на трассе, ожоги на фотобумаге в области филаментации.

На рисунке 2 представлена зависимость количества филаментов вдоль области филаментации при различной начальной фокусировке (дефокусировке). С увеличением базы телескопа (рис. 2а,в) начало и конец области филаментации сдвигаются в сторону источника излучения. Уменьшение базы, приводит к смещению области филаментации от источника.



Рисунок 2. – Распределение филаментов вдоль области филаментации при различной фокусировке (дефокусировке) пучка диаметром: а) 5 см, б) 2,5см, в) 1,25 см

На рисунке 3 представлены зависимости положения начала и конца области филаментации от степени фокусировки (дефокусировки) пучка. Увеличение базы телескопа приводит к увеличению длины области филаментации и сдвигу начала (конца) области филаментации в сторону источника излучения.



Рисунок 3 – Положение начала и конца области филаментации от степени фокусировки-дефокусировки пучка (изменения базы телескопа) для лазерных пучков с диаметрами – 5см (а) и 1.25см (б).

На рисунке 4 представлена зависимость длины области филаментации при различной начальной фокусировке (дефокусировке) для различных диаметров пучка. Видно, что увеличение значения числовой апертуры приводит к уменьшению длины области филаментации, увеличение относительной мощности и уменьшение числовой апертуры к увеличению протяженности на трассе области, заполненной филаментами.



Рисунок 4 – Длина области филаментации от значения числовой апертуры (а) и начального радиуса пучка (б) для различных энергий импульса.

Были проведены эксперименты по дистанционному индуцированию плазмы на мишенях, помещенных в область филаментации пучка и идентификации их элементного состава по эмиссионным спектрам. Измеренные спектры свечения образцов металлов (Al, Cu, Fe, Na) на расстоянии 50м от экрана (16) для коллимированного пучка с энергией 40 мДж, представлены на рис.5.



Рисунок 5 Спектры свечения различных образцов металлов в области филаментации на расстоянии 50 м от экрана (16) для коллимированного пучка.

В экспериментах по филаментации лазерных пучков в воздухе показано, что вариация диаметра пучка и его начальная фокусировка позволяет эффективно управлять положением области множественной филаментации на трассах масштаба сотен метров. При этом дефокусировка пучка имеет предельные уровни, зависящие от диаметра пучка и его мощности, при превышении которых филаментация пучка прекращается. Управляемая филаментация лазерного пучка позволяет формировать на заданном расстоянии от источника значения интенсивностей оптического поля, достаточные для индуцирования плазмы на мишенях для проведения анализа их элементного состава.

Литература

- 1. Д.В. Апексимов, О.А. Букин, Е.Е. Быкова, С.С. Голик, А.А. Землянов, А.М. Кабанов, О.И. Кучинская, Г.Г. Матвиенко, В.К. Ошлаков, А.В. Петров, Е.Б. Соколова Пространственные характеристики области филаментации гигаваттных лазерных импульсов при их различной фокусировке на атмосферной трассе // Оптика атмосферы и океана. 2014. Т.27. №12, С.1042-1046.
- Апексимов Д.В., Землянов А.А., Иглакова А.Н., Кабанов А.М., Кучинская О.И., Матвиенко Г.Г., Ошлаков В.К. Петров А.В. Филаментация тераваттных лазерных импульсов на стометровой атмосферной трассе. // Оптика атмосферы и океана. 2015. Т. 28. № 03. С. 274-277.

МНОЖЕСТВЕННАЯ ФИЛАМЕНТАЦИЯ ИМПУЛЬСОВ ТІ:SAPPHIRE-ЛАЗЕРА В ВОДЕ

Д.В. Апексимов¹, О.А. Букин², С.С. Голик³, А.А. Землянов¹, А.М. Кабанов¹, О.И. Кучинская⁴, А.В. Майор², Г.Г. Матвиенко¹, А. В. Петров¹

¹Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, 634021, пл. Академика Зуева 1, Россия, <u>арехітоv@iao.ru, bee@iao.ru, zaa@iao.ru, kam@iao.ru, mgg@iao.ru, ppaw@sibmail.com, ovk@iao.ru</u> ²Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, г. Владивосток, 690041, ул. Радио 5, Россия, <u>o_bukin@mail.ru</u>

³Дальневосточный федеральный университет, г. Владивосток, 690950, ул. Суханова 8, Россия, <u>golic_s@mail.ru</u>

⁴Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, 634050, пр. Ленина 36, Россия, <u>olesyatsu14@mail.ru</u>

Ключевые слова: лазерное излучение, филаментация, фемтосекундный импульс, жидкость, спектр

Представлены результаты экспериментальных исследований пространственных характеристик множественной филаментации тераваттнных фемтосекундных импульсов Ti:Sa-лазера в воде. показано, что с увеличением начальной мощности лазерных импульсов увеличивается количество филаментов, происходит увеличение длины области филаментации и сокращение длины филаментов. Распределение филаментов в продольном направлении ОМФ имеет максимум, в поперечном сечении ОМФ происходит смещение филаментов от центра пучка к его периферии к концу области филаментации. Минимальный диаметр пучка на трассе соответствует положению максимума количества филаментов в ОМФ, после которого импульс существенно теряет энергию в начальном направлении распространения. При достижении мощности импульса $2 \, 10^4 P_{\kappa p}$ область множественной филаментации формируется в виде полого конуса, направленного вершиной к источнику излучения.

В задачах нелинейной фемтосекундной оптике атмосферы и океана интересным с точки зрения фундаментальных вопросов и перспективным для практического использования эффектом является филаментация лазерных пучков [1]. В работах [2-4] проводились экспериментальные исследования филаментации в воде, но как правило, в них излучение В жестко фокусировалось объем жидкости, что определялось недостаточной ЛЛЯ коллимированных пучков протяженностью трассы. Теоретические исследования касались в основном случаев одиночной филаментации [5,6], либо также жестко сфокусированных пучков [2]. В настоящем докладе представлены результаты экспериментального исследования пространственной структуры и количественных характеристик области множественной филаментации (ОМФ) коллимированных лазерных пучков в воде. Принципиальная схема эксперимента представлена на рисунке 1.

B141



Рисунок 1 Схема эксперимента 1 – лазерная система (Spitfire Pro 40F, Spectra Physics): $\lambda = 800$ нм, E < 5,2 мДж, частота следования импульсов 1 кГц, $t_u = 45$ фс, диаметр пучка (по уровню e²) d = 7 мм; 2,5,7 – поворотные пластины; 3 – светофильтр; 4 - автокоррелятор PSCOUT PL-SP-LF, Spectra Physics; 6 – измеритель энергии Spectra Physics 407A; 8 – измеритель профиля пучка; 9 – кювета с дистиллированной водой (длина, ширина, высота = 300, 20, 20 мм соответственно, коэффициент кубичной нелинейности $n_2=2$ 10⁻¹⁶ см²/Вт, критическая мощность самофокусировки $P_{\kappa p}=6,5$ 10⁶ Вт); 10 – область филаментации; 11 – CCD-камера «ANDOR Clara E», 1392*1040 пикселей, 12 бит/пиксель с объективом HELIOS-44M 2/58; 12 – светофильтр; 13 – спектрометр «Мауа -2000 PRO»; 14 – световод; 15 – светофильтр 105WF-700-В; 16 – подвижный экран; 17 - структура лазерного пучка в горизонтальной (а) и вертикальной (б) плоскости.

На рисунке 2а представлены снимки поперечной структуры области филаментации на различном удалении от источника. Яркие точки на снимках, характеризуются повышенной плотностью энергии в пучке (интенсивность ~ 10¹¹-10¹² Вт/см² для воды) по сравнению со средним уровнем и соответствуют существующим в данной точке филаментам. На снимках видно, что с увеличением дистанции распространения лазерного импульса в кювете число «горячих точек» образованных в лазерном пучке сначала увеличивается, затем уменьшается. Кроме того, увеличивается диаметр области заполненной световыми точками. Регистрируемые горячие точки с увеличением дистанции смещаются от центра к периферии пучка. Длина, на которой существует одна точка, не превышает нескольких миллиметров. При филаментации в воде регистрация продольной структуры области множественной филаментации (вид сбоку) невозможна, т.к. свечение плазменных каналов слабое. Схематично ее изображение представлено на рисунке 26. Зарегистрированная трансформация лазерного пучка представлена на рис.2в. На фотографии видно, что в начале области филаментации (отмечено стрелкой) пучок немного сужается и, после этой перетяжки, интенсивность в пучке резко снижается. На рисунке За представлена зависимость количества горячих точек от дистанции распространения плазменного излучения для различных начальных энергий лазерного импульса. Из графика следует, что при множественной филаментации лазерного излучения структура плазменного канала неоднородна, она имеет выраженный максимум, т.е. количество одиночных филаментов в области множественной филаментации сначала увеличивается, затем уменьшается. Измерения длины области филаментации показали, что с увеличением мощности лазерного излучения длина области плазменного канала увеличивается. Данное увеличение происходит вследствие более активного смещения координаты начала плазменного канала в сторону источник лазерного излучения, чем координаты конца плазменного канала (рисунок 4а,б).





Рисунок 2 верхний - поперечная структура области филаментации на различном удалении от источника при энергии импульса 4,4 мДж.; средний – схема формирования области множественной филаментации; нижний – снимок структуры лазерного пучка (светофильтр) в кювете при множественной филаментации (стрелка соответствует началу области филаментации.



Рисунок 3 а - Зависимость количества филаментов в поперечном сечении плазменного канала на различных дистанциях от лазерного источника; б – зависимость общего числа филаментов и филаментов в максимуме распределения от мощности лазерного импульса.


Рисунок 4 а - зависимость длины области филаментации от мощности лазерного излучения; б – зависимость начала области филаментации от мощности лазерного излучения

Таким образом, в экспериментах по множественной филаментации лазерных пучков в воде показано, что с увеличением начальной мощности лазерных импульсов увеличивается количество филаментов, происходит увеличение длины области филаментации и сокращение длины филаментов. Распределение филаментов в продольном направлении ОМФ имеет максимум, в поперечном сечении ОМФ происходит смещение филаментов от центра пучка к его периферии к концу области филаментации. Минимальный диаметр пучка на трассе соответствует положению максимума количества филаментов в ОМФ, после которого импульс существенно теряет энергию в начальном направлении распространения. При достижении мощности импульса $2 \, 10^4 P_{\kappa p}$ область множественной филаментации формируется в виде полого конуса, направленного вершиной к источнику излучения.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Матвиенко Г.Г. Нелинейная фемтосекундная оптика атмосферы. Томск: Изд-во Института оптики атмосферы СО РАН. 2010. 212 с.
- 2. Liu W., Kosareva O., Golubtsov I.S., Iwasaki A., Becker A., Kandidov V.P., Chin S.L. "Femtosecond laser pulse filamentation versus optical breakdown in H2O", *Applied Physics B*. **76**, 215 (2003).
- 3. Д.В. Апексимов, О.А. Букин, Е.Е. Быкова, С.С. Голик, А.А. Землянов, А.М. Кабанов, О.И. Кучинская, А.В. Майор, Г.Г. Матвиенко, В.К. Ошлаков, А.В. Петров, Е.Б. Соколова Множественная филаментация коллимированных пучков Ti:Sapphire-лазера в воде // Оптика атмосферы и океана. 2014. Т.27. №11, С. 957-960. 24.10.2014
- 4. Д.В. Апексимов, О.А. Букин, С.С. Голик, А.А. Землянов, А.М. Кабанова, О.И. Кучинская, Г.Г. Матвиенко, В.К. Ошлаков, А.В. Петров, Е.Б. Соколова, Е.Е. Хорошаева Филаментация сфокусированных и коллимированных лазерных пучков в жидкостях // Известия вузов. Физика. 2015. Т. 58. № 1, С.105-111.
- 5. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А. Характеристики филаментов при распространении мощного фемтосекундного лазерного излучения в воздухе и в воде: І. Качественный анализ // Оптика атмосферы и океана. 2010. Т. 23. № 9. С. 749-756.
- 6. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А. Характеристики филаментов при распространении мощного фемтосекундного лазерного излучения в воздухе и в воде: II. Численное моделирование // Оптика атмосферы и океана. 2010. Т. 23. № 9. С. 757-760.

МНОЖЕСТВЕННАЯ ФИЛАМЕНТАЦИЯ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В СТЕКЛЕ

Д.В. Апексимов¹, О.А. Букин², С.С. Голик³, А.А. Землянов¹, А.Н. Иглакова¹, А.М. Кабанов¹, О.И. Кучинская⁴, Г.Г. Матвиенко¹, В.К. Ошлаков¹, А.В. Петров¹

¹Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, 634055, пл. Академика Зуева 1, Россия, <u>apeximov@iao.ru</u>, <u>zaa@iao.ru</u>, <u>kam@iao.ru</u>, <u>mgg@iao.ru</u>, <u>ppaw@sibmail.com</u>, <u>ovk@iao.ru</u>, ian@iao.ru ²Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, г. Владивосток, 690041, ул. Радио 5, Россия, <u>o bukin@mail.ru</u>

³Дальневосточный федеральный университет, г. Владивосток, 690950, ул. Суханова 8, Россия, <u>golic_s@mail.ru</u> ⁴Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, 634050, пр. Ленина 36, Россия, <u>olesyatsu14@mail.ru</u>

Ключевые слова: лазерное излучение, фемтосекундный импульс, самофокусировка, множественная филаментация, стекло

Представлены результаты экспериментов по исследованию пространственных характеристики множественной филаментации гигаваттных лазерных импульсов в стекле. Показано, что с увеличением мощности импульса область множественной филаментации увеличивается в длине и диаметре, распределение филаментов внутри области имеет максимум, при достижении значений мощности > $10^5 P_{\kappa p}$ область филаментации приобретает форму полого конуса, направленного вершиной к источнику лазерного излучения.

Самофокусировка и филаментации лазерного излучения являются привлекательными объектами исследований, поскольку сопровождающие их эффекты – локализация лазерной энергии, генерация суперконтинуума, плазмообразование имеют перспективы применения в задачах атмосферной оптики, оптики океана, нанооптике. В настоящее время достаточно подробно исследован и промоделирован процесс формирования одиночных филаментов, когда реализуется самофокусировка всего лазерного пучка [1]. При множественной филаментации процесс самофокусировки и филаментации пока количественно не описан. В настоящей работе множественная филаментация исследуется в модельной среде с сильной кубичной нелинейностью, позволяющей визуально исследовать характеристики множественной филаментации. Эксперименты проводились на стендах ИОА СО РАН и ИАПУ ДВО РАН. В экспериментах использовалось лазерное излучение Ti:Sapphire-лазера на основной гармонике. Схема эксперимента и характеристики излучения представлены на рис. 1. Лазерный импульс от источников (1а,б) направлялся на образец (9) стекла ВК7, для которого коэффициент кубичной нелинейности $n_2 = 3,5 \ 10^{-16} \ cm^2/BT$, критическая мощность самофокусировки $P_{\kappa p} = 2 \ MBT$, испытывал в нем самофокусировку, и при достижении энергии импульса ~ 2 мДж (44 ГВт) для пучка диаметром 7 мм, 10 мДж (200 ГВт) для пучка 11 мм и 20 мДж (400 ГВт) для пучка 25 мм, область филаментации формировалась внутри стеклянного образца.



Рисунок 1 Схема эксперимента. 1 – (а) лазерная система (Spitfire Pro 40F, Spectra Physid**9**(**б**) = 800 нм, E < 5 мДж, частота следования импульсов 1 кГц, $t_u = 45$ фс, диаметр пучка (по уровню e⁻²) d = 7 мм; (б) - лазерная система (Авеста-Проект) $\lambda = 800$ нм, E < 45 мДж, частота следования импульсов 10 Гц, $t_u = 50$ фс, диаметр пучка d на входе в образец (по уровню e⁻²) 25 и 11 мм; 2,3,4 – поворотные пластины; 5 - автокоррелятор PSCOUT PL-SP-LF, Spectra Physics; 6 – измеритель энергии Spectra Physics 407A; 7 – измеритель профиля пучка LBP2-HR-VIS (Ophir); 8 – стекло (длина, ширина, высота = 900, 60, 60 мм соответственно); 9 – область филаментации; 10 – светофильтр; 11 – CCD-камера «ANDOR-Clara E», с объективом HELIOS-44M 2/58 на позиционере (M)-IMS Newport (12); 13 – съемная щель 2 мм; 14 – спектрометр Maya-2000PRO; 15 – световод; 16 – интегрирующая сфера (Newport 819C-SF-6); 17 – фотоаппарат Pentax K-3 (25 МП) с макрообъективом Pentax100MacroWR; 18 – съемный телескоп (f₁=100мм, f₂=-50мм); 19 - структура лазерного пучка в горизонтальной (а) и вертикальной (б) плоскости.



Рисунок 2 Фотографии ОФ лазерного пучка, ограниченного вертикальной щелью шириной 2 мм, (а) и треков в начале ОФ (б), энергия импульса 40 мДж.

Регистрация области филаментации (ОФ) проводилась ССД-камерой (12) фотоаппаратом (17), расположенной на позиционере (13), позволявшем проводить последовательную съемку всей области филаментации с длиной обзора внутри образца 25 мм. Примеры полученных изображений представлены на рис. 2. Область филаментации наблюдается в виде светящихся в сине-зеленой области спектра треков, каждый из которых соответствует отдельному филаменту. Количество треков в ОФ возрастает с увеличением энергии (мощности) и принимает форму полого конуса или параболоида, зеркально повторяющего распределение интенсивности в поперечном сечении пучка (рис.2а). Практически на всех снимках в начале области филаментации наблюдаются «пульсирующие» треки (рис.2б), которые, с одной

стороны, могут быть результатом наложения треков, расположенных на разных расстояниях от камеры, но могут также являться результатом повторных фокусировок (рефокусировок) первичных филаментов.

Распределение филаментов вдоль ОФ для различных энергий импульса представлено на рис. 3. Видно, что измеренное распределение имеет максимум, величина и расположение которого зависят от мощности импульса – с увеличением мощности значение максимума возрастает и смещается в сторону источника излучения. Такая же картина наблюдается при множественной филаментации в воздухе и воде [2,3]. В качестве характеристик ОФ исследовались следующие: начало области филаментации $L_{no\phi}$, как расстояние от передней грани образца до первого регистрируемого светящегося трека; длина области филаментации $L_{o\phi}$, общее количество филаментов $N_{\phi.oбщ}$, количество филаментов в области максимума $N_{\phi.makc}$, длина филаментов L_{ϕ} . Измеренные зависимости выбранных характеристик от мощности лазерного импульса представлены на рисунках 3,4,5.







Рисунок 4 Зависимости положения начала ОФ $L_{no\phi}$ для пучков различного диаметра (а) и длины ОФ $L_{o\phi}$ (б) от мощности лазерного импульса.

На представленных графиках видно, что начало филаментации $L_{\mu o \phi}$ с увеличением мощности смещается в сторону источника, как и предсказывает теория [1], но при этом экспериментальные значения на несколько порядков меньше рассчитанных. Длина области филаментации увеличивается с ростом мощности импульса, так же как для воды и воздуха [2,3]. Графики на рис.3(б) указывают, что общее количество филаментов в области множественной филаментации и количество филаментов в максимуме их распределения вдоль направления распространения излучения возрастает с увеличением мощности. Средняя длина отдельных филаментов L_{ϕ} сокращается с увеличением мощности (рис. 5а). Уширения спектра лазерного импульса при его филаментации представлено на рис.5б.



Рисунок 5 Зависимость длины филамента L_{ϕ} от мощности лазерного импульса (а) и спектр лазерного импульса (б) с энергией 40 мДж после филаментации в стекле (1) и 1 мДж без филаментации в стекле (2).

В экспериментах по филаментации лазерных пучков в среде с сильной керровской нелинейностью показано, что с увеличением мощности импульса область множественной филаментации увеличивается в длине и диаметре, распределение филаментов внутри области имеет максимум, при достижении значений мощности $> 10^5 P_{\kappa p}$ область филаментации приобретает форму полого конуса, направленного вершиной к источнику лазерного излучения.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 14-28-02023 офи м, ...

Литература

- 1. Marburger J.H. Self-focusing: Theory // Prog. Quant. Electr. 1975. V. 4, part 1. P. 35-110.
- Д.В. Апексимов, О.А. Букин, Е.Е. Быкова, С.С. Голик, А.А. Землянов, А.М. Кабанов, О.И. Кучинская, А.В. Майор, Г.Г. Матвиенко, В.К. Ошлаков, А.В. Петров, Е.Б. Соколова Множественная филаментация коллимированных пучков Ti:Sapphire-лазера в воде // Оптика атмосферы и океана. 2014. Т.27. №11, С. 957-960.

3. Апексимов Д.В., Землянов А.А., Иглакова А.Н., Кабанов А.М., Кучинская О.И., Матвиенко Г.Г., Ошлаков В.К., Петров А.В. Филаментация тераваттных лазерных импульсов на стометровой атмосферной трассе. // Оптика атмосферы и океана. 2015. Т. 28. № 03. С. 274-277.

ПЕРКОЛЯЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ПЛАЗМЕННОЙ ОБЛАСТИ СФОРМИРОВАННОЙ ПРИ ФИЛАМЕНТАЦИИ В РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМАХ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ВОЗДУХЕ

Булыгин А.Д., Землянов А.А., Минина О.В

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева Сибирского отделения Российской академии наук (ИОА СО РАН), Россия, г.Томск, Пл.Академика Зуева, 1, 30, 634050

Аннотация

На основании численного решения нелинейного уравнения Шредингера (НУШ) как в полном, так и в укороченном варианте, установлена закономерность в формировании размера плазменной области от величины выбранного уровня концентрации свободных электронов. Данная закономерность обобщенна на случай множественной филаментции, что позволило установить величину относительной меры покрытия плазменной области в различных режимах распространения фемтосекундного лазерного излучения в воздухе. Данная величина, в свою очередь, позволяет устанавливать перколяционные свойства сформированной плазменной области для задачи пробоя электрическим разрядом.

Ключевые слова: лазерное излучение, фемтосекундный импульс, самофокусировка, множественная филаментация, перколяция

МОДЕЛИРОВАНИЕ МИКРОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ФРАКТАЛО-ПОДОБНЫХ АГРЕГАТОВ САЖИ: ЭФФЕКТИВНАЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ С.А. Береснев, М.С. Васильева, В.И. Грязин, Л.Б. Кочнева

Институт естественных наук, Уральский федеральный университет, г. Екатеринбург

sergey.beresnev@urfu.ru; mary_ru@mail.ru; gryazin.victor@mail.ru; luiza.kochneva@urfu.ru

Фрактало-подобные частицы, сажевый аэрозоль, эффективная теплопроводность

Представлены результаты теоретических оценок эффективной относительной теплопроводности фракталоподобных агрегатов сажи на основе методики *Evans et al.* (2008). Показано, что данные оценки дают адекватный диапазон значений данного параметра, принципиально важного для расчетов характеристик фотофоретического движения агрегатов сажи. Сопоставление развиваемой теории фотофореза фрактало-подобных частиц с экспериментальными данными *Karasev et al.* (2004) показывает эффективность предлагаемого подхода.

Экологические, атмосферные и технологические приложения процессов поглощения излучения и движения частиц сажи хорошо известны по многочисленным публикациям, отражающим различные аспекты данного вопроса. Среди них заметный интерес вызывают экспериментальные и теоретические исследования радиометрических явлений (термо- и фотофорез) с углеродосодержащими аэрозолями, хорошо поглощающими излучение практически во всем диапазоне длин волн излучения. Теоретическое описание фотофоретического движения сажевых агрегатов, как правило, проводится в рамках модели однородных сферических частиц без необходимого учета особенностей фрактало-подобной структуры агрегатов, что может приводить не только к количественным расхождениям, но и к качественным ошибкам и заблуждениям при описании эффектов.

Ранее в [1] были представлены результаты анализа экспериментов по измерению фотофоретической скорости фрактало-подобных частиц агрегатов сажи [2], полученных путем термического разложения бензола в проточном реакторе. Частицы представляли собой агрегаты, состоящие из первичных частиц-сферул с характерными диаметрами в диапазоне 40-200 нм, фрактальная размерность агрегатов составляла $D_f = 1,8$. С использованием метода видео-микроскопии в оптической аэрозольной кювете (газ-носитель – сухой азот при давлении в 1 атм и T=300 К) было исследовано движение сажевых агрегатов, которые демонстрировали выраженный продольный положительный фотофорез в поле излучения He-Ne лазера с длиной волны 0,68 мкм. Радиусы подвижности R_m исследованных агрегатов определялись либо из характеристик броуновского движения для относительно малых агрегатов, либо из скоростей седиментации для относительно крупных частиц. Отметим, что других экспериментальных результатов подобного уровня на сегодняшний день из литературы не известно. Результаты сопоставления экспериментов [2] с теорией фотофореза для сферических однородных частиц [3,4] показали, что данная теория в состоянии описать экспериментальные результаты как качественно, так и количественно, но для этого необходимо правильно интерпретировать

основные параметры, используемые в расчетах. Скорость фотофоретического движения сферических частиц по теории [3,4] равна:

$$U_{ph}(Kn) = -\frac{\pi}{2(8+\pi)} \frac{IJ_1}{p_o} \Phi(Kn, \Lambda),$$

где I – интенсивность излучения, J_1 – фотофоретический фактор асимметрии [4], p_g – давление газа, $\Phi(Kn,\Lambda)$ – рассчитанная в [3] газокинетическая функция числа Кнудсена $Kn = l_g/R_P$ и относительной теплопроводности частицы и газа $\Lambda = \lambda_p / \lambda_g$. Сопоставление теории с экспериментом [2] показало, что для описания транспортных и оптических характеристик фотофоретического движения радиус сферической частицы R_P в теории может быть отождествлен (по крайней мере, в первом приближении) с радиусом подвижности агрегата R_m [5] и с оптическим радиусом агрегата, используемым при расчетах величины J_1 [1]. Однако, фотофорез как радиометрический эффект критически зависит от параметра теплопроводности $\Lambda = \lambda_p / \lambda_g$. Ранее для возможных оценок параметра Λ использовались справочные данные из литературы, которые давали широкий диапазон Λ =4÷150 [6], причем самые малые значения соответствовали порошкам сажи. На рис. 1 приведены данные теоретических расчетов скорости фотофореза по модели [3,4] и их сопоставление с экспериментом [2], показывающее очень сильную зависимость фотофоретической скорости от параметра Л. Очевидно, что для количественного описания фотофореза фрактало-подобных агрегатов необходимо иметь строгую теоретическую методику предсказания параметра Λ на основе знания фрактальной размерности агрегата и теплофизических характеристик первичных частиц-сферул.



Рис. 1. Зависимость фотофоретической скорости от относительной теплопроводности агрегатов Л. Черные кружки – эксперимент [2], кривые – теория для сферических частиц [3,4] с оптимально оцененными оптическими параметрами.

Такой подход может быть развит, исходя из так называемой «термической» модели, подробно описанных в работе [7] (рис. 2).



Рис. 2. «Термическая» модель для фрактало-подобного агрегата [7].

В ней фрактало-подобный агрегат, состоящий из первичных частиц «костяка» (черные сферы) и первичных «тупиковых» частиц (серые сферы) помещен в сферу с радиусом гирации R_g. Первый уровень «гомогенизации» в модели заключается в выделении «тупиковых» частиц и нахождении эффективной теплопроводности сферы k_{nc}, состоящей из флюида-носителя и данных частиц по методу эффективных средних Бруггемана. Затем «костяк» помещается в данную сферу с k_{nc} и по алгоритму, описанному в [7], находится эффективная теплопроводность полной частицы $k_a \equiv \lambda_p$ (второй уровень гомогенизации), после чего определяется величина $\Lambda = \lambda_p / \lambda_g$. Данная методика требует задания фрактальной размерности агрегата D_f , размера первичных частиц-сферул R_a , их теплопроводности λ_a и теплопроводности дисперсионной фазы (газа-носителя) λ_g . На рис. 3 представлены расчеты эффективной относительной теплопроводности Л для условий, соответствующих экспериментам [2]. Параметром размера агрегата в модели [7] является радиус гирации R_g, который для агрегатов сажи с фрактальной размерностью около D_f=1.80 связан с радиусом подвижности R_m как $R_m = \beta R_g$, где $\beta = 0.75$ [5]. Из рис. 3 видно, что при фиксированном радиусе первичных частицсферул R_a эффективная относительная теплопроводность Λ монотонно уменьшается с возрастанием радиуса гирации R_g , а при фиксированном радиусе гирации R_g она возрастает с ростом радиуса первичных частиц-сферул R_a .



Рис. 3. Эффективная относительная теплопроводность Λ агрегатов сажи как функция радиуса гирации R_g для различных радиусов первичных частиц R_a и их теплопроводности (микрокристаллический графит) $\lambda_a = 50$ (пунктир) и 100 Вт/(мК) (сплошные линии). Верхние кривые соответствуют $R_a = 100$ нм, нижние – 20 нм. Красные прямые ограничивают оптимальный диапазон Λ , оцененный из сопоставления теории и эксперимента [2].

Из рис. 1 и 3 видно, что «термическая» модель [7] дает вполне разумные значения эффективной относительной теплопроводности Λ , пригодные для описания экспериментальных данных [2] и согласующиеся с известными литературными данными для Λ =4÷150. Варьирование в расчетах величины межфазного термического сопротивления (связанного с так называемым радиусом Капицы) не показало его заметного влияния на значения λ_p и Λ . Хотя модель [7] предполагает в качестве дисперсионной фазы жидкость, а не газ, что потенциально может накладывать ограничения на величину отношения λ_p/λ_g , расчеты показывают пригодность модели и для газа в качестве несущей фазы. Кроме того, данная теоретическая методика может оказаться единственно возможной для оценки эффективной виртуальной теплопроводности реальных фрактало-подобных агрегатов, образовавшихся по тому или иному сценарию коагуляционного укрупнения частиц. Дело в том, что коэффициенты эффективной теплопроводности агрегатов частиц в порошкообразных материалах, определенные по стандартным экспериментальным методикам, в общем случае могут сильно отличаться от указанных характеристик для свободных агрегатов частиц в газовой фазе.

Работа выполнена по проекту #2189 Минобрнауки РФ в рамках базовой части государственных заданий ВУЗам по проведению НИР и при финансовой поддержке РФФИ (грант № 13-01-00638).

^{1.} *Beresnev S.A., Vasiljeva M.S., Gryazin V.I., Kochneva L.B.* Photophoretic motion of fractal-like soot aggregates: experiment and theory comparison // Proc. of SPIE. 2014. V. 9292. Paper 92920Z (20th International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics / Atmospheric Physics, Novosibirsk, June 2014).

^{2.} Karasev V.V., Ivanova N.A., Sadykova A.R., Kukhareva N., Baklanov A.M., Onischuk A.A., Kovalev F.D., Beresnev S.A. Formation of charged soot aggregates by combustion and pyrolysis: charge distribution and photophoresis // J. Aerosol Sci. 2004. V. 35. N 3. P. 363–381.

^{3.} *Beresnev S.A., Chernyak V.G., Fomyagin G.A.* Photophoresis of a spherical particle in a rarefied gas // Phys. Fluids A. 1993. V. 5. N 8. P. 2043–2052.

^{4.} *Береснев С.А., Кочнева Л.Б.* Фактор асимметрии поглощения излучения и фотофорез аэрозолей // Оптика атмосферы и океана. 2003. Т. 16. № 2. С. 134–141.

^{5.} Sorensen C.M. The mobility of fractal aggregates: a review // Aerosol Sci. Technol. 2011. V. 45. P. 765–779.

^{6.} Береснев С.А., Ковалев Ф.Д., Кочнева Л.Б., Рунков В.А., Суетин П.Е., Черемисин А.А. О возможности

фотофоретической левитации частиц в стратосфере // Оптика атмосферы и океана. 2003. Т. 16. № 1. С. 52 – 57. 7. *Evans W., Prasher R., Fish J., Meakin P., Phelan P., Keblinski P.* Effect of aggregation and interfacial thermal resistance on thermal conductivity of nanocomposites and colloidal nanofluids // Int. J. Heat Mass Transfer. 2008. V. 51. P. 1431–1438.

Система многоканальной регистрации и обработки потока одноэлектронных импульсов. Зайцев Н.Г., Надеев А.И. (<u>nadeev@iao.ru</u>)

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева Сибирского отделения Российской академии наук (ИОА СО РАН).

Аннотация. Рассматривается один из способов создания семейства цифровых устройств для измерения статистических характеристик светового потока. Для экономии средств и сокращения времени разработки и изготовления предлагается использовать конфигурируемые отладочные модули Cyclone III FPGA Starter Board и Morph-IC-II. Обсуждаются вопросы создания счетчика фотонов предназначенного для работы в составе лидаров различного назначения.

Ключевые слова: устройство, статистические характеристики, отладочные модули, счетчик фотонов.

Регистрация оптических сигналов в режиме счета фотонов получила широкое распространение при создании приборов и устройств, используемых в различных областях научных исследований [1]. К ним относятся приборы для астрономических наблюдений, лидары, анализаторы люминесценции, фосфоресценции и комбинационного рассеяния. Приборы данного класса, применяемые для прецизионной регистрации слабых оптических сигналов, состоят из фотодетектора работающего в режиме одноэлектронных импульсов, цифрового модуля регистрации и первичной обработки, персонального компьютера (ПК) с необходимым программным обеспечением. Модуль регистрации и первичной обработки может осуществлять различные операции с принимаемым сигналом. Это может быть простое накопление с разделением по временным интервалам (счетчик одноэлектронных импульсов), быстродействующий коррелятор фотоотсчетов, формирователь гистограмм и различные модули дополнительных преобразований, осуществляемых при измерении статистических характеристик светового потока.

В настоящее время предлагаются специализированные приборы, предназначенные для регистрации одноэлектронных импульсов [2,3,7]. Наиболее совершенными и дорогостоящими из них являются семейство приборов фирмы [3]. Необходимость постоянного совершенствования многоканальных регистрирующих устройств связана с появлением на рынке новых многоканальных фотоэлектронных умножителей (ФЭУ), работающих в режиме счета фотонов. Достаточно долгое время такие ФЭУ не могли использоваться в полной мере по причине отсутствия специализированных, адаптируемых для конкретных задач многоканальных устройств регистрации.

Состав системы регистрации.

Аппаратный модуль.

Поток одноэлектронных импульсов с выхода ФЭУ фирмы Hamamatsu [4] поступает на модуль предварительного усиления и программно управляемый многоканальный амплитудный дискриминатор, служащий для селекции полезных фотоотсчетов на фоне шумовых и формирования счетных импульсов LVDS уровня. Блок регистрации выполнен на базе отладочного модуля, на основе ПЛИС FPGA Cyclone III [5]. Для передачи данных из блока регистрации в ПК и управления режимами блока используется интерфейс USB2.0, выполненный на базе мини модуля Morph-IC-II [6]. Окончательная обработка, включая визуализацию процесса накопления данных, осуществляется с помощью программы, установленной на персональном компьютере.

Весь цикл проектирования от создания проекта до программирования микросхемы осуществлялось с помощью САПР Quartus II. Использование классической схемы счетчиков для достижения максимальной скорости счета, сопоставимой с частотой переключения вентилей внутри FPGA не представляется возможным, так как среднее время задержки распространения на элементе составляет 2 нс. Кроме того, возникают проблемы, связанные с фиксацией в быстродействующих схемах счетных импульсов, поступающих асинхронно относительно тактовых. Предлагается для фиксации счетных импульсов без «мертвого времени» использовать схему последовательного сдвига с распараллеливанием. Используемая двух портовая конфигурация памяти позволяет осуществлять чтение информации из нее, не изменяя режима работы счетчика, т.е. не прерывая процесс регистрации данных. Управление счетчиком осуществляется блоком, который принимает команды, декодирует их, осуществляет управление и контроль работы счетчика.

Программная часть.

Управление счетчиком осуществляется ПК под контролем оператора. Программа управления счетчиком выполняет передачу команд счетчику и прием данных от него с последующей визуализацией на экране монитора. Для визуального контроля в программе встроен алгоритм графического отображения данных. Информация отображается в реальном режиме времени во время счета, что позволяет наблюдать динамику изменения содержимого памяти в линейных или логарифмических координатах в виде точечного графика или гистограммы. В программе реализованы следующие режимы измерения:

- Режим накопления – производится накопление информации с суммированием до тех пор, пока процесс не будет остановлен оператором.

- Режим осциллографа – производится циклическое или одиночное отображение содержимого памяти до момента переполнения любой ячейки памяти.

- Режим суммирования от N до K – отображает содержимое результатов измерения и так же сумму значений в диапазоне от N до K стробов по дальности.

- Режим измерения по времени – осуществляет накопление за заданное оператором время.

- Режим измерения по количеству стартов - осуществляет накопление данных за определенное оператором количество стартов.

- Режим измерения по уровню значения - осуществляет накопление данных до момента первого переполнения любой ячейки памяти канала.

Результаты измерений можно сохранить в виде рисунка или в виде текстового файла, куда кроме самих данных, заносится также информация о режиме работы счетчика.

Созданный аппаратно программный комплекс был использован в составе лидара [8], осуществляющего построчное сканирование объектов с целью определения токсичных и загрязняющих веществ. Результаты тестовых измерений представлены на рис. 1.



Рис. 1

Многоканальное устройство регистрации можно использовать совместно с любыми фотоприемниками, обеспечивающими в режиме счета фотонов уровень выходного сигнала не менее 5 мВ на нагрузке 50 Ом. Динамический диапазон оптического сигнала, выраженный через скорость поступления фотонов в секунду, укладывается в диапазон от единиц до 600 мГц. Пространственное разрешение, определяемое длительностью временного строба, находится в диапазоне от 5 нс. (0.75 м) до 20 нс.(3 м.) без мертвого временем между стробами. Количества стробов в каждом канале 2048 для 32-х канального и 8096 для 8-го варианта. Спецификация.

Полярность импульса – отрицательная Число каналов – от8 до 32 Амплитуда импульса – 5 мВ – 100 мВ Скорость счета – до 600 мГц на канал Длительность импульса – >1 нс. Разрядность – 8 на временной строб Входной импеданс – 50 Ом Общий объем памяти – 64 кб Порог дискриминатора – 0, 1 В, 10 бит Память на канал - 64 кб./ число каналов Вход синхронизации - LVTTL уровень Длительность синхроимпульса – более 5 нс. Входной импеданс – 50-Ом Интерфейс связи с ПК – USB 2.0 Размер: блок усиления – 130 х 60 х 50 мм, счетчик – размер 150 х 120 х 30 мм. Питание 220 В, +5 В (3 А), -5 В (2 А).

Заключение. Продемонстрированный на примере счетчика фотонов подход позволяет без модификации аппаратной части проектировать и изготавливать различные устройства цифровой обработки, например, быстродействующие корреляторы с привязкой и без привязки. Для реализации требуемого алгоритма обработки потока фотоотсчетов необходимо подготовить проект в САПР и провести конфигурирование ПЛИС FPGA Cyclone III.

Литература

- Е. Джейкман, Корреляция фотонов, в кн. «Спектроскопия оптического смешения и корреляция фотонов», Мир, Москва, 1976, с.71-145 (пер. с англ. под ред. Ф.В. Бункина).
- Photon Counters from Becker & Hickl, PMM-328 8 Channel Gated Photon Counter / Multiscaler, <u>http://www.becker-hickl.de</u>.
- 3. High Speed Optical Multiscalers Gated Counters & Boxcar Modules, <u>www.boselec.com</u>.
- 4. Multianode 32 Channel Linear Array H7260, Hamamatsu, JAPAN, <u>www.hamamatsu.com</u>.
- 5. Cyclone III FPGA Starter Board, Altera, USA, <u>www.altera.com</u>.
- 6. Technology Devices International Ltd., Morph-IC-II, <u>www.ftdichip.com</u>.
- 7. Счетчик фотонов «GPPC 2.1» PowerGraph <u>http://powergraph.ru/</u>.
- Bobrovnikov S., Gorlov E., Zharkov V., Panchenko Yu., Aksenov V., Kikhtenko A., Tivileva M. Remote detector of explosive traces // Proceedings of SPIE. 2014. V. 9292. P.9292-19.

ВЛИЯНИЕ ГОРОДСКОГО ОСТРОВА ТЕПЛА НА ФЛУКТУАЦИИИ ИНДЕКСА РЕФРАКЦИИ ПО ДАННЫМ ПРОСТРАННСТВЕННО РАЗНЕСЕННЫХ ПРИЕМНИКОВ GPS-ГЛОНАСС

В.Е. Хуторов, О.Г. Хуторова, Г.М. Тептин Казанский федеральный университет, г. Казань pri870@yandex.ru , olga.khutorova@kpfu.ru, guerman.teptin@kpfu.ru

Аннотация

В работе рассмотрена задача экспериментального исследования распространения радиоволн дециметрового диапазона в тропосфере в городских условиях. Приведен анализ структурной функции тропосферной задержки дециметровых радиоволн за день по измерениям сигналов ГЛОНАСС и GPS в г. Казань. Обнаружено, что для трасс над городом вклад тропосферы в дисперсию задержки дециметровых радиоволн существенно различается от вклада внегородских трасс.

В настоящее время [1] для различных практических и научных целей все более важным вопросом становится использование данных, собранных с помощью глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС) за длительный период времени. В общем случае это позволяет получить практически «мгновенное» многомерное поле значений физических параметров атмосферы, что позволяет исследовать чрезвычайно сложную структуру, как неоднородностей тропосферы, так и ее динамики фактически одновременно с измерениями принятого сигнала [2]. Известно, что получение подобных результатов другими методами является дорогостоящим и не всегда выполнимым [3].

Между климатом города и его окрестностей часто наблюдается существенная разница. В крупных городах температура воздуха может быть на несколько градусов выше, чем в сельской местности. Среднегодовые температуры крупных городов превышают температуры в окрестностях в среднем на 1–2°С.

Городской климат относится к явлениям мезомасштаба, которые имеют протяжённость от нескольких до десятков километров по горизонтали и до нескольких сотен метров — по вертикали. Поле температуры над городом характеризуется замкнутыми изотермами, получившими название городского острова тепла. Основные закономерности формирования и

конфигурации острова тепла для крупных городов: форму его границ определяют особенности орографии территории, направления и скорости господствующих ветров; на его интенсивность оказывают влияние как размеры городской территории и её пространственная структура, интенсивность промышленной деятельности, так и внутригодовой ход фоновых метеопараметров [4].

В последние годы при изучении острова тепла рассматривают также и вертикальное распределение температуры до 1000 м с помощью приборов дистанционного зондирования: стационарных и мобильных профилемеров. Такое исследование даёт возможность изучить трёхмерную картину термических процессов в пограничном слое атмосферы над крупным городом [4, 5].

Каждую секунду в любую точку Земли посылают сообщения спутники ГЛОНАСС, GPS и других глобальных навигационных спутниковых систем. Их радиосигналы, проходя через атмосферу «замедляются» за счет влияния атмосферных газов. Измеряя это замедление, можно оценить состояние атмосферы, измерить коэффициент преломления электромагнитных волн. Важное достоинство радиосигналов глобальных навигационных спутниковых систем – это способность проходить через все слои атмосферы в любую погоду. Этим объясняется то внимание, которое уделяется спутниковым системам в различных программах мониторинга атмосферы [6].

Измеренная наземным приемником фаза сигнала, излученного навигационным спутником, несет в себе информацию, характеризующую состояние атмосферы. Эта информация определяется индексом рефракции [1]:

$$N = 77.6890 \cdot \frac{P_d}{T} \cdot Z_d^{-1} + 71.2952 \cdot \frac{e}{T} \cdot Z_w^{-1} + 375463 \cdot \frac{e}{T^2} \cdot Z_w^{-1} \quad , \tag{1}$$

где P_d – парциальное давление сухих газов [мб], T – температура воздуха [K], e – парциальное давление водяного пара [мб], Z_d и Z_w – коэффициенты сжимаемости, близкие к единице. Первое слагаемое пропорционально плотности атмосферы, а второе и третье определяется влажностью. В эксперименте по измерениям приемника оценивается параметр, характеризующий состояние тропосферы - зенитная тропосферная (полная) задержка *ZTD*, которая может быть определена через интеграл от индекса рефракции [1]:

$$ZTD = \int_{npuemhuk}^{cnymhuk} N \cdot 10^{-6} \cdot ds, \qquad (2)$$

Интеграл берется от высоты антенны приемника до высоты антенны спутника в зенитном направлении. Этот параметр традиционно измеряется в единицах длины. Характерными величинами зенитной тропосферной задержки являются 2.2 – 2.4 м, но мгновенные значения подвержены влиянию конкретной метеорологической ситуации. В [6] показано, что поля метеопараметров оказывают существенное влияние на суточные и синоптические вариации зенитной тропосферной задержки сигналов спутниковых навигационных систем. Предполагается влияние конвекции, т.е. усиление неоднородности как за счет температурных флуктуаций, так и возрастающей концентрации водяного пара в тропосфере.

Для исследования конвективных процессов масштабов города выбран летний период времени, т.к. летом усиление мезомасштабных вихрей за счет конвекции должно проявиться сильнее [8]. Подобраны периоды наблюдений, для которых отсутствуют фронты, четко проявляется суточный ход метеопараметров [9]. Для того чтобы оценить неоднородную структуру индекса рефракции дециметровых радиоволн на разных высотных уровнях составляется система из интегральных уравнений по данным измерений. Система решается относительно разности индекса рефракции дециметровых радиоволн на каждом из высотных уровней, с помощью метода сингулярных разложений [9].

Для количественной оценки мезомасштабных флуктуаций строится индекса рефракции дециметровых радиоволн на разных высотных уровнях строятся горизонтальные структурные функции N. Физический смысл структурной функции есть среднее квадрата флуктуаций исследуемой величины (индекса рефракции электромагнитных волн N) в области соответствующих пространственных масштабов в процессах со стационарным приращением [].

$$D_N(r) = \langle (N(r + \Delta r) - N(r))^2 \rangle$$
(3)

Здесь N - оцениваемая величина, представленная в виде функции, r- аргумент этой функции, расстояние.

Антенна приемника позволяет одновременно принимать радиоизлучение систем ГНСС с разных азимутальных направлений, что позволяет определить вклад разных участков тропосферы в дисперсию фазовых флуктуаций принятых сигналов. На Рис.1 показана карта - схема эксперимента, видно, что по азимуту трасс сигналов можно выбрать измерения над городом и вне его.



Рис 2. Карта - схема эксперимента, точкам обозначены приемники, линиями обозначены сектора с городской застройкой и без застройки

Для этого по данным ежесекундных измерений за 12.08.2014 были рассчитаны двумя способами значения дисперсии разности зенитной тропосферной задержки радиоволн между двумя пунктами с величиной базы в 18 км. В первом случае для расчета зенитной тропосферной задержки брались радио трассы проходящие над городом, в втором брались трассы проходящие вне города. Результаты представлены на Рис.2.



Рис 3. Суточный ход флуктуации зенитной тропосферной задержки для трасс проходящих над городом и для трасс проходящих вне города.

Сравнение показало, что в среднем за день значения дисперсии флуктуаций ZTD с использованием радиотрасс над городом больше на 61% чем значения дисперсии ZTD с использованием внегородских радиотрасс. Максимальной величины это различие достигает в период 12.00-16.00 часов по местному времени и минимальной - в ночное время. Основная причина различий это конвекция, вызванная более высокой температурой в черте города, которая сопровождается выносом влаги с подстилающей поверхности.

Результаты работы показывают, что городские условия оказывают существенное влияние на флуктуации атмосферных параметров и, соответственно, на распространение электромагнитных волн в тропосфере.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (13-05-97054).

Литература

- 1. Яковлев О.И. Космическая радиофизика. М.: Научная книга, 1998. 432 с.
- 2. *Хуторова О.Г., Васильев А.А., Хуторов В.Е.* О перспективах исследования неоднородной структуры тропосферы с помощью сети приемников GPS-ГЛОНАСС. // Оптика атмосферы и океана. 2010. Т. 23. № 06. С. 510-514.
- 3. Зинченко Г.С., Матющенко Ю.Я., Павлов В.Е., Смирнов С.В. О селекции данных AERONET. Часть 3: облачность и эффективность функционирования солнечных фотометров в южных районах Сибири. // Оптика атмосферы и океана. 2008. Т. 21. № 01. С. 19-22.
- 4. *Миллер Е.А., Воробьева Е.А., Кадыгров Е.Н.* Анализ межсезонных и межгодовых особенностей температурной стратификации городского острова тепла. // Оптика атмосферы и океана. 2009. Т. 22. № 06. С. 552-557.
- 5. Кадыгров Е.Н., Агапов Ю.В., Горелик А.Г., Миллер Е.А., Некрасов В.В., Точилкина Т.А., Троицкий А.В., Шапошников А.Н. Результаты мониторинга термодинамического состояния тропосферы многоканальным микроволновым радиометрическим комплексом// Оптика атмосферы и океана, 2013, Т.26, № 6, С. 459-465.
- 6. *Хуторова О.Г., Тептин Г.М., Хуторов В.Е.* Некоторые закономерности процессов синоптического и мезомасштаба в тропосфере, полученные с помощью сети приемников спутниковых навигационных систем. // Оптика атмосферы и океана. 2014. Т. 27. № 06. С. 520–524.
- 7. *Калинников В.В., Хуторова О.Г., Тептин Г.М.:* Использование сигналов спутниковых навигационных систем для определения характеристик тропосферы // Известия РАН Физика атмосферы и океана. 2012. Т. 48. № 6. С. 705 713
- 8. Шакина Н.П. Гидродинамическая неустойчивость в атмосфере.—Л. : Гидрометеоиздат.-1990. — 308с
- 9. Сервер Погода России: <u>http://meteo.infospace.ru/</u>
- William H. Press, Saul A. Teukolsky, William T. Vetterling, Brian P. Flannery. Numerical Recipes in C. — 2nd edition. Cambridge: Cambridge University Press, 1993 994 P.

ОБ ЭФФЕКТИВНОСТИ АЛГОРИТМОВ МЕТОДА МОНТЕ-КАРЛО

Будак В.П., Желтов В.С., Лубенченко А.В., Шагалов О.В.

Национальный исследовательский университет «МЭИ», Россия, 111250, Москва,

Красноказарменная, 14

BudakVP@mpei.ru, Zheltov@list.ru, lem_a@mail.ru, ShagalovOV@gmai.com

Ключевые слова: уравнение переноса излучения, метод Монте-Карло, локальные оценки, прямое моделирование Аннотация. Проведено сравнение решения уравнения переноса излучения алгоритмами прямого моделирования и локальной оценкой метода Монте-Карло. Показано, что несмотря на то, что затраты на одно испытание при прямом моделировании существенно меньше локальной оценки тем не менее локальная оценка сходится существенное быстрее за счет вклада каждого луча в каждую исследуемую точку. Отметим, что получаемые в алгоритме локальной оценки распределения получаются существенно более гладким без выбросов. Сравнение проведено для плоского слоя мутной среды, освещаемого плоским мононаправленным источником, и случая сцены в вакууме с учетом многократных переотражений от границ.

Под методом Монте–Карло [1] понимается группа методов численного решения уравнений, основанных на использовании случайных чисел для моделирования распределений с целью определения их средних характеристик. Метод имеет многочисленные применения [2], но наибольшие успехи достигнуты в теории переноса излучения и частиц. Заметим, что главным условием применимости уравнения переноса является принцип локальной компактности [3], что физически соответствует применимости геометроптического приближения, когда траектории частиц и лучи не различимы.

Далее будем использовать уравнение переноса излучения (УПИ), которое в интегральной форме Пайерлса имеет вид:

$$L(\mathbf{r},\hat{\mathbf{l}}) = L_0(\mathbf{r}_0,\hat{\mathbf{l}}) e^{-\varepsilon|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|} + \frac{\Lambda\varepsilon}{4\pi} \int_0^{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|} e^{-\varepsilon\xi} \prod L(\mathbf{r}-\xi\hat{\mathbf{l}},\hat{\mathbf{l}}')x(\hat{\mathbf{l}}',\hat{\mathbf{l}})d\hat{\mathbf{l}}'d\xi, \qquad (1)$$

где $L(\mathbf{r}, \hat{\mathbf{l}})$ – яркость светового поля в среде в точке **r** по направлению $\hat{\mathbf{l}}$; L_0 – яркость на границе среды в точке \mathbf{r}_0 – точке пересечения луча с границей; ε , Λ , x() – показатель ослабления, аьбедо однократного рассеяния, индикатриса рассеяния элементарного объема среды.

Метод Монте-Карло применим к любому интегральному уравнению, однако строить блуждание по лучу – нетривиальная задача. Более простым является алгоритм построения блужданий в пространстве, но для этого необходимо перейти в (1) к интегралу по объему [2]:

$$L(\mathbf{r},\hat{\mathbf{l}}) = L_0(\mathbf{r}_0,\hat{\mathbf{l}}) e^{-\varepsilon|\mathbf{r}-\mathbf{r}_0|} + \frac{\Lambda\varepsilon}{4\pi} \int_{(V)} L(\mathbf{r}',\hat{\mathbf{l}}') e^{-\varepsilon|\mathbf{r}'-\mathbf{r}|} \frac{x(\hat{\mathbf{l}}',\hat{\mathbf{l}})}{(\mathbf{r}'-\mathbf{r})^2} \delta\left(\hat{\mathbf{l}} - \frac{\mathbf{r}'-\mathbf{r}}{|\mathbf{r}'-\mathbf{r}|}\right) d^3r',$$
(2)

или в операторной форме

$$L(x) = L_0(x) + \int L(x')k(x,x')dx', \quad x = (\mathbf{r}, \hat{\mathbf{l}}), \quad k(x',x) = e^{-\varepsilon |\mathbf{r}'-\mathbf{r}|} \frac{x(\hat{\mathbf{l}}', \hat{\mathbf{l}})}{(\mathbf{r}'-\mathbf{r})^2} \delta\left(\hat{\mathbf{l}} - \frac{\mathbf{r}'-\mathbf{r}}{|\mathbf{r}'-\mathbf{r}|}\right). \tag{3}$$

Построение траектории луча в трехмерном мире не представляет проблем, но появившиеся сомножители дельта-функция и $1/(\mathbf{r'}-\mathbf{r})^2$ накладывают существенные особенности на алгоритмы реализации. Традиционный подход в решении интегрального уравнения методом Монте- Карло основывается на представлении решения в виде ряда Неймана [2]:

$$L(x) = L_0(x) + \int L_0(x_1)k(x_1, x)dx_1 + \int \int L_0(x_1)k(x_1, x_2)dx_1k(x_2, x)dx_2 + \dots$$
(4)

В (4) все слагаемые есть многократные определенные интегралы, численный метод вычисления которых методом Монте–Карло [2] можно записать в виде:

$$L(x) = L_0(x) + \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} \frac{L_0(x_{1i})}{p_1(x_{1i})} k(x_{1i}, x) + \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} \frac{L_0(x_{1i})}{p_1(x_{1i})} \frac{k(x_{1i}, x_{2i})}{p_2(x_{1i}, x_{2i})} k(x_{12i}, x) + \dots$$
(5)

где p_1 и p_2 – соответствующие плотности вероятности алгоритма вычисления интегралов методом Монте-Карло.

В (5) все суммы можно объединить в одну

$$L(x) = L_0(x) + \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} \left(\frac{L_0(x_{1i})}{p_1(x_{1i})} k(x_{1i}, x) + \frac{L_0(x_{1i})}{p_1(x_{1i})} \frac{k(x_{1i}, x_{2i})}{p_2(x_{1i}, x_{2i})} k(x_{2i}, x) + \dots \right),$$
(6)

что позволяет придать и новое содержание выражению: точки *x*_{ki} являются последовательными точками траектории луча – цепь Маркова с начальной плотностью *p*₁ и переходной *p*₂.

Наилучшим выбором p_1 и p_2 является

$$p_1(x_1) \square L_0(x_1), \ p_2(x_1, x_2) \square k(x_1, x_2),$$
(7)

что обеспечивает наименьшую дисперсию [2].

При этом вклад вычисляется непосредственно в точку *x* по ядру уравнения *k*, что определило алгоритму название – локальная оценка. Однако из-за наличия множителя $1/(\mathbf{r'}-\mathbf{r})^2$ дисперсия алгоритма оказывается бесконечной, что затрудняет его практическую реализацию [4]. В [4] предложен выход – интегрирование по окрестности точки ($\mathbf{r}, \hat{\mathbf{l}}$), что устраняет множитель $1/(\mathbf{r'}-\mathbf{r})^2$ и делает дисперсию конечной. В общем случае мы находим не яркость в точке, а некоторый функционал

$$R(x^*) = \int L(x)\psi(x, x^*)dx, \qquad (8)$$

что, в свою очередь, можно интерпретировать как реакцию приемника с чувствительностью ψ .

В соответствии с (8) расчет методом Монте-Карло можно представить в виде:

$$L(x) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} \left(L_0(x) \psi(x, x^*) + \frac{L_0(x_{1i})}{p_1(x_{1i})} k(x_{1i}, x) \psi(x, x^*) + \frac{L_0(x_{1i})}{p_1(x_{1i})} \frac{k(x_{1i}, x_{2i})}{p_2(x_{1i}, x_{2i})} k(x_{2i}, x) \psi(x, x^*) + \dots \right).$$
(9)

Наиболее часто для приемника используется

$$\Psi(x) = \begin{cases} 1, & x \in X, \\ 0, & x \notin X; \end{cases} \quad X = \begin{bmatrix} \hat{\mathbf{l}} \in \Omega, & \mathbf{r} \in V \end{bmatrix},$$
(10)

где Ω и V определяют конечный телесный угол и конечный объем.

Если у нас набор неперекрывающихся Ω_i и V_i , то мы оцениваем искомое распределение по гистограмме. При этом возникает иная интерпретация алгоритма: при локальной оценке подсчитывается вероятность попадания луча в точку, то в случае гистограммы мы строим траекторию до попадания в приемник – прямое моделирование. Немаловажен вопрос размеров окрестностей Ω_i и V_i , поскольку в малый объем попасть крайне трудно. Физическая простота прямого моделирования определило его более широкую распространенность, особенно в физике частиц.

На рис. 1 представлены результаты компьютерного моделирования рассеяния оптического излучения плоскопараллельным облачным слоем. В расчёте использованы параметры: относительная толщина слоя τ=5, Λ=1, индикатриса рассеяния из [5], угол падения θ₀=60°, азимутальный угол φ=0°, сетка углов визирования равномерная с шагом Δθ=1°. Сплошной линией представлены результаты моделирования с локальной оценкой, штрихпунктирной линией – прямого метода.



Рис.1. Коэффициент яркости излучения, отражённого от слоя, и его относительная ошибка в зависимости от угла визирования



 $2.5 \cdot 10^4$

 $2.2 \cdot 10^{3}$

10

Рис.2. Средняя относительная ошибка коэффициента яркости отражённого излучения и время расчёта от количества рассчитанных траекторий

В нижней части рисунка представлен коэффициент яркости отражённого от слоя излучения $\rho(\theta_0, \theta, \phi) = \pi L(\theta_0, \theta, \phi)/\cos \theta_0$, а в верхней части – его относительная ошибка бр. При локальной оценке время расчёта $N=2\cdot 10^9$ траекторий составило 17 часов 16 минут и достигнута погрешность $\langle \delta \rho \rangle = 0.1\%$, прямым методом $N=4\cdot 10^{11}$ – 48 часов 20 минут и достигнута относительная погрешность $\langle \delta \rho \rangle = 0.3\%$. Для оценки эффективности методов моделирования

будем использовать время расчёта t_{eff} при котором достигается средняя относительная погрешность равной 1%. На рис. 2 представлены средняя относительная ошибка коэффициента яркости и время расчёта в зависимости от количества траекторий. Для прямого метода t_{eff} =2.5·10⁴ с, для локальной оценки – t_{eff} =2.1·10³ с. Таким образом локальная оценка на порядок эффективнее прямого метода.

В случае отсутствия рассеяния и поглощение УПИ определяет световое поле с учетом многократных переотражений от границ, что является основой визуализации в компьютерной графике. В этом случае УПИ переходит в так называемое уравнение глобального освещения (УГО) [6]:

$$M(\mathbf{r}) = M_0(\mathbf{r}) + \frac{\sigma}{\pi} \int_{\Sigma} M(\mathbf{r}') F(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \Theta(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d^2 r', \quad F(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{\left| (\hat{\mathbf{N}}(\mathbf{r}), (\mathbf{r} - \mathbf{r}')) (\hat{\mathbf{N}}(\mathbf{r}'), (\mathbf{r} - \mathbf{r}')) \right|}{(\mathbf{r} - \mathbf{r}')^4}, \quad (11)$$

где $M(\mathbf{r})$ излучательность граничной поверхности Σ в точке \mathbf{r} , $M_0(\mathbf{r})$ светимость, полученная непосредственно от источников света, $F(\mathbf{r},\mathbf{r}')$ – элементарный форм-фактор, $\Theta(\mathbf{r},\mathbf{r}')$ – функция видимости элемента в \mathbf{r} из точки \mathbf{r}' , $\hat{\mathbf{N}}(\mathbf{r})$ – нормаль к поверхности Σ в точке \mathbf{r} .

УГО (11) имеет два аналитических решения для частных случаев: фотометрическая сфера, решение для которой тривиально, и задача Соболева [7]. Задача Соболева заключается в определении распределения освещенности между двумя бесконечными параллельными диффузными плоскостями и точечным источником между ними. Ее аналитическое решение имеет вид:

$$E_{1}(r) = \frac{h_{1}}{(h_{1}^{2} + r^{2})^{3/2}} + \rho_{2} \int_{0}^{\infty} \frac{e^{-h_{1}k} \rho_{1}k K_{1}(k) + e^{-h_{2}k}}{1 - \rho_{1}\rho_{2}k^{2} K_{1}^{2}(k)} K_{1}(k) J_{0}(kr)k^{2}dk , \qquad (12)$$

где r – расстояние по плоскости от проекции точки источника, h_i – расстояние от источника до плоскости i, ρ_i – коэффициент отражения плоскости i, $J_0(k)$ – функция Бесселя 0 порядка, $K_1(k)$ – функция Макдональда.

Задача Соболева позволяет оценить точность алгоритмов Монте-Карло. При использовании локальной оценки погрешность при *N*=1000 лучей была менее 0.1%, прямое моделирование потребовало *N*=10000 лучей с погрешностью более 1%.

^{1.} Metropolis N. The beginning of the Monte Carlo Method // Los Alamos Science (Special Issue), 1987. P. 125-130

^{2.} Михайлов Г.А. Некоторые вопросы теории методов Монте-Карло. Новосибирск: Наука, 1974. 144 с.

^{3.} Масленников М.В. Аксиоматическая модель явлений переноса частиц. М.: Наука, 1989. 192с.

^{4.} Kalos M.H. On the Estimation of Flux at a Point by Monte Carlo // Nuc. Sci. & Eng. 1963. V.16. P.111-117

Kokhanovsky A.A. et al. Benchmark results in vector atmospheric radiative transfer // Journ. Quant. Spec. & Radiat. Tran., 2010. V.111. P.1931–1946.

- 6. *Kajiya J.T.* The rendering equation // Computer Graphics (Proc. SIGGRAPH'86), 1986. V.20, No.4. P.143-150.
- 7. Соболев В.В. Точечный источник света между параллельными плоскостями // ДАН СССР, 1944. Т.42, №4. С.176-177.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ПОДХОДА К ФОРМИРОВАНИЮ ИЗОБРАЖЕНИЯ НЕКОГЕРЕНТНЫХ ОБЪЕКТОВ НА ОСНОВЕ МЕТОДА МОНТЕ-КАРЛО С ПОДХОДОМ НА ОСНОВЕ УРАВНЕНИЯ ПЕРЕНОСА. РЕАЛИЗАЦИЯ ПОДХОДОВ СРЕДСТВАМИ ПАРАЛЛЕЛЬНОГО ПРОГРАММИРОВАНИЯ НА ГРАФИЧЕСКОМ ПРОЦЕССОРЕ

Г.А. Филимонов^{1,2}, М.А. Воронцов^{2,3}, С.Л. Лачинова³, В.В. Дудоров¹, В.В. Колосов¹ Институт оптики атмосферы имени В.Е. Зуева СО РАН Дейтонский университет, Дейтон, США

Optonicus, CIIIA

fga@iao.ru, mvorontsov1@udayton.edu, svetlana@optonicus.com, dvv@iao.ru, kvv@iao.ru

Ключевые слова: формирование изображения, некогерентное изображение, турбулентная атмосфера, уравнение переноса, параллельное программирование, метод Монте-Карло, графический процессор, видеоизображение. Аннотация.

Проведено сравнение двух подходов к решению задачи формирования изображения – подхода на основе метода Монте-Карло и подхода на основе решения уравнения переноса. Предложена схема численной реализации параллельных алгоритмов на графических процессорах. Проведено сравнение качества изображения и трудоемкости вычислений. Приведены примеры изображений и расчетное время. Показано, что подход на основе решения уравнения переноса может опережать по скорости подход на основе метода Монте-Карло более чем в 1000 раз, и при этом качество численно полученных изображений для подхода на основе уравнения переноса существенно ближе к экспериментально полученным изображениям, чем для подхода на основе метода Монте-Карло.

Формирование изображения некогерентных объектов и источников света на основе метода Монте-Карло [1] является крайне трудоемкой вычислительной задачей в оптике атмосферы, так как для получения одного кадра видеопоследовательности необходимо провести усреднение как по реализациям шероховатостей поверхности объекта, так и по реализациям турбулентной атмосферы. Перспективной альтернативой данному подходу является разработанный недавно подход на основе решения уравнения переноса [2,3]. В рамках последнего удалось избавиться от необходимости усреднения по шероховатостям поверхности объекта. Вместо этого необходимо решить большое множество однотипных лучевых уравнений для лучей света, попадающих в плоскость изображения оптической системы. Именно благодаря однотипности уравнений и начальных данных, численная реализация алгоритма этого подхода в параллельном коде может дать производительность существенно выше, чем у алгоритмов в рамках подхода на основе метода Монте-Карло. Задача данного исследования – предложить параллельные алгоритмы для данных подходов и сравнить их работу на тестовых данных, а также с результатами экспериментально записанных видеопоследовательностей. Для подхода на основе метода Монте-Карло численный алгоритм может быть представлен следующими пятью этапами:

1. Генерация турбулентных экранов;

2. Генерация случайного начального поля;

3. Распространение поля через атмосферу;

4. Построение изображения в плоскости изображения оптической системы;

5. Повторение этапов 2-4 для усреднения по реализациям случайного начального поля и построения одного короткоэкспозиционного кадра.

В данном алгоритме больше всего вычислительного времени используется для вычисления Фурье-преобразования комплексного поля. Распараллеливание здесь возможно путем использования параллельных функций быстрого преобразования Фурье. Дополнительный выигрыш можно получить, проводя распараллеливание менее существенных арифметических операций с комплексным двумерным полем [4].

Для подхода на основе решения уравнения переноса алгоритм выглядит немного подругому:

1. Генерация турбулентных экранов;

2. Распространение набора лучей с различными начальными углами из текущей точки в плоскости объектива оптической системы до плоскости объекта;

3. Расчет компонента интенсивности изображения для текущей точки в плоскости объектива;

4. Повторение этапов 2-3 для всех точек в плоскости объектива и построение итогового изображение (сложение компонентов интенсивности, полученных на этапе 3).

Здесь основным «узким местом» алгоритма является этап 2, где необходимо рассчитать множество лучевых траекторий. Возможны две параллельных реализации этого этапа (распараллеливанию подлежит внутренний цикл алгоритма):

А) Внутренним циклом сделать шаги распространения одного луча по своей лучевой траектории, а внешним – цикл по набору лучей.

Б) Внутренним циклом сделать цикл по набору лучей, а внешним – по шагам лучевой траектории.

Как показали результаты тестовых расчетов, вариант (Б) оказывается значительно (до 10 раз) эффективнее, так как лучи часто попадают в одни и те же точки турбулентных экранов. Это приводит к тому, что значения набега фазы в этих точках, попавшие в кэш, часто становятся востребованными, что в свою очередь приводит к сокращению времени доступа к памяти и общему ускорению вычислений.

На Рис. 1 приведено тестовое изображение и результаты расчетов в рамках исследуемых подходов с различными параметрами качества.



Рис 1. Тестовое изображение (Т) и результаты расчетов. Подход на основе уравнения переноса со 100 (А) и 2500 (В) точками в плоскости объектива, подход на основе метода Монте-Карло с 1000 (С) и 10000 (D) реализациями начальной фазы поля.

На Рис. 2 (а) приведены графики скорости вычислений (частота кадров в секунду) в зависимости от разрешения расчетной сетки для исследуемых подходов, с параметрами качества, соответствующих изображениям на Рис. 2. Видно, что в рамках подхода на основе уравнения переноса на расчетных сетках разрешением менее, чем 512x512 возможно достижение скорости моделирования 10 кадров в секунду и выше, что соответствует скорости съемки бытовых цифровых видеокамер.

На Рис 2 (б) показан диапазон значений отношения G скоростей алгоритмов в зависимости от разрешения расчетной сетки. Видно, что алгоритм на основе уравнения переноса может работать от 20 до 10000 раз быстрее, чем алгоритм на основе метода Монте-Карло.



Рис 2. (а) – Скорость вычислений изображения (кадров в секунду) в зависимости от разрешения расчетной сетки (размера изображения в пикселях) N_g для случаев A, B, C, D рис.1. (б) – Отношение скорости алгоритма на основе уравнения переноса к скорости алгоритма на основе метода Монте-Карло G в зависимости от N_g .

При переходе от сравнения тестовых изображений к сравнению результатов расчетов с экспериментально полученными видеокадрами, можно столкнуться с ограничениями применимости численных алгоритмов. В частности, для подхода на основе метода Монте-Карло существует ограничения на разрешение расчетной сетки и физические размеры области моделирования для заданной дистанции [5]. К примеру, для дистанции 7 км и разрешения расчетной сетки 2048х2048 узлов, можно сформировать изображение области пространства с физическими размерами не более 2.7х2.7 м. Для этих же начальных данных алгоритм на основе решения уравнения переноса способен охватить гораздо большую площадь и при этом сформировать кадры видеоряда, близкие по качеству к экспериментальным (Рис. 3).



Рис 3. (а) – Экспериментально полученное изображение (физические размеры пространства 10x15.6 м) на атмосферной трассе Дейтонского университета длиной 7 км. Дата: 21 мая 2014, время 11:19, диаметр телескопа 23.5 см, скорость ветра 3.1 м/с, радиус Фрида 5.5 см. (б) – изображение, полученное с помощью уравнения переноса при тех же начальных данных. Квадратом в центре выделена максимально возможная площадь для расчета изображения методом Монте-Карло.

- [1] C. J. Carrano, "Anisoplanatic Performance of Horizontal Path Speckle Imaging," Proc. SPIE 5162, 14–27 (2003)
- [2] S. L. Lachinova, M. A. Vorontsov, V. V. Dudorov, V. V. Kolosov, and M. T. Valley, "Anisoplanatic imaging through atmospheric turbulence: Brightness function approach," Proc. SPIE, vol. 6708, p. 67080E, 2007
- [3] *V. V. Dudorov, M. A. Vorontsov, and V. V. Kolosov*, "Monte Carlo technique vs. brightness function approach for problem of speckle-field propagation through a turbulent medium," Proc. SPIE, vol. 6522, p. 65220N, 2006.
- [4] Коняев П.А., Тартаковский Е.А., Филимонов Г.А., "Численное моделирование распространения оптических волн с использованием технологий параллельного программирования," Оптика атмосферы и океана V. 24 № 5, 359–365 (2011).
- [5] T. A. Underwood, D. G. Voelz, "Wave optics approach for incoherent imaging simulation through distributed turbulence," Proc. SPIE 8877, 88770G–88770G–8 (2013)

ИНДИКАТРИСЫ РАССЕЯНИЯ, ГЛОРИИ И ВЕНЦЫ ДЛЯ ОБЛАКОВ И ТУМАНОВ С БИМОДАЛЬНЫМИ И ЗЕРКАЛЬНЫМИ ГАММА-РАСПРЕДЕЛЕНИЯМИ КАПЕЛЬ

Е.Г. Каблукова¹, С.М. Пригарин^{1,2}

¹Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН, г. Новосибирск jane_k@ngs.ru

²Новосибирский государственный университет

sergeim.prigarin@gmail.com

Ключевые слова: оптика жидкокапельных облаков и туманов, индикатриса рассеяния, распределение радиуса капель, глория, венец.

Аннотация. Исследуются индикатрисы рассеяния для жидкокапельных облаков и туманов, вычисленные на основе теории Ми для специальных распределений радиуса капель. Рассматриваются некоторые бимодальные и "зеркальные" модифицированные гамма-распределения. Обсуждаются условия возникновения глорий и венцов.

Такие оптические явления как радуги, глории и венцы возникают из-за особенностей рассеяния света на каплях воды. Если бы все облачные капли были одинакового размера, то в силу осцилляций индикатрисы рассеяния для такой монодисперсной среды на всей площади облачного слоя наблюдались бы многочисленные цветные кольца разной яркости. В действительности размеры капель в облаках варьируются, и соответствующие им индикатрисы рассеяния существенным образом сглаживаются. Однако и для реальных жидкокапельных аэрозолей индикатрисы рассеяния могут содержать осцилляции, которые при наблюдениях будут проявляться как венцы, радуги и глории. В качестве общепринятых моделей распределения капель по размерам в облаках и туманах часто используются модифицированные гамма-распределения [1-4]. Экспериментальные данные распределения облачных и дождевых капель по размерам могут быть также аппроксимированы логарифмически нормальным законом [5,6]. В работах [7,8] были представлены сравнительные расчеты индикатрис рассеяния для различных моделей облаков и туманов из [1-4], обсуждались условия возникновения глорий, радуг и венцов, а также эффекты, связанные с поляризацией и многократным рассеянием излучения.

Результаты работы [9] говорят о том, что (наряду с логарифмически нормальными и модифицированными гамма-распределениями) характерными для облаков и туманов являются бимодальные и «зеркальные» модифицированные гамма-распределения. В работе [9] представлены результаты расчетов спектров облачных капель, основанные на модели регулярного конденсационного роста, описаны экспериментальные спектры тумана,

искусственно сформированного в аэрозольной камере, спектры утренних туманов и переохлажденных облаков слоистых форм. Там же показано, что при определенных условиях на скорости восходящих потоков образуются бимодальные распределения радиусов капель.

Распределения капель воды по размерам, описанные в [9], являются предметом исследований данной работы. Были найдены индикатрисы рассеяния и исследованы характеристики возникающих глорий и венцов для соответствующих моделей облаков и туманов. Расчеты по теории Ми проводились с использованием программ, разработанных в Мюнхенском университете Людвига-Максимилиана и Институте вычислительной математики и математической геофизики СО РАН на основе алгоритма У. Вискомба [10]. На рис. 1-3 представлены некоторые из результатов вычислений. На рис. 1. приведены индикатрисы рассеяния для модели переохлажденных слоистых облаков (средний радиус капель - 3 мкм) с бимодальным спектром и искусственных туманов со средним радиусом капель 5.1 мкм и 8 мкм с "зеркальным" модифицированным гамма-распределением радиуса капель. На рис. 2 представлены индикатрисы рассеяния для двух стадий развития искусственного тумана, соответствующих временам t=20с (с бимодальным спектром) и t=1120c от начала подъема воздушных масс. Со временем средний радиус капель тумана растет, а распределение трансформируется от бимодального к унимодальному (подробности см. в [9]). Данные на рис.1, 2 приведены для излучения с длиной волны 0.53 мкм, а соответствующие спектры можно найти в работе [9]. На рис. 3 представлена яркость излучения, отраженного плоским слоем, в области глории И радуги лля модели переохлажденного облака (рис. 3a) И трансформирующегося тумана при t=1120с (рис.36). Центр изображения соответствует яркости излучения, отраженного обратно в направлении на солнце. Наибольший угол обзора равен 45° относительно вектора падающего излучения.

Как показали расчеты, рассмотренные индикатрисы рассеяния имеют характерные максимумы, в области радуги (угол рассеяния около 140⁰), где наблюдается светлое кольцо без разделения цветов. В некоторых случаях появляются дополнительные кольца с меньшим радиусом (см. рис. 3б). В области вторичной радуги (угол рассеяния около 120⁰) максимумы слабо выражены. Для различных распределений капель воды по размеру форма индикатрис рассеяния в области глории может существенно различаться. При этом угловой радиус глории больше для распределений с меньшим средним радиусом капель. Такая же закономерность наблюдается и для венцов. В отличие от практически белых колец в области радуги, в области глории и венцов и происходит разделение цветов. Компьютерное моделирование соответствующих цветных изображений проводилось с помощью программного обеспечения с использованием индикатрис рассеяния для пятнадцати длин волн.



Рис.1 Индикатрисы рассеяния для переохлажденного облака (1) и искусственных туманов со средним радиусом капель 5.1мкм (2) и 8мкм (3), длина волны 0.53мкм.



Рис.2 Индикатрисы рассеяния двух стадий развития тумана для момента времени t=20с (1) и t=1120c (2), длина волны 0.53мкм.





Рис. 3 Кольца яркости, соответствующие излучению, отраженному плоским слоем, в области радуги (внешние кольца) и глории (внутренние кольца) для а) переохлажденного облака и б) тумана (t=1120c), см. детали в тексте. Изображения охватывают область с угловым радиусом 45 градусов.

Авторы благодарят профессора У. Оппеля и С.А. Роженко за предоставленное программное обеспечение. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 15-01-00783), программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 43 по стратегическим направлениям развития науки "Фундаментальные проблемы математического моделирования" и государственной поддержке ведущих научных школ Российской Федерации (грант Президента Российской Федерации НШ-5111.2014.1).

- 1. Deirmendjian D. Electromagnetic Scattering on Spherical Polydispersions. New York: American Elsevier, 1969. 290p.
- 2. Hess M., Koepke P, and Schult I. Optical properties of aerosols and clouds: the software package OPAC // Bull. Am. Met. Soc. 1998. V.79, P.831-844.
- 3. Berk A, Bernstein L.S., Anderson G.P., Acharya P.K, Robertson D.C, Chetwynd J.H and Adler-Golden S.M. MODTRAN Cloud and Multiple Scattering Upgrades with Application to AVIRIS // Remote Sens. Environ. 1998. V.65, P.367-375.
- 4. Shettle E.P. and Fenn R.W. Models for the Aerosols for the Lower Atmosphere and the Effects of Humidity Variations on Their Optical Properties. // AFGL-TR-79-0214 Environmental Research Papers. 1979. No. 676.
- 5. *Miles N.L., Verlinde J., and Clothiaux E.E.* Cloud Droplet Size Distributions in Low-Level Stratiform Clouds. // J. Atmos. Sci. 2000. V. **57**, pp.295–311.
- 6. Wang L., Li C., Yao Z., Zhao Z., Han Z., Wei Q. Application of Aircraft Observations over Beijing in Cloud Microphysical Property Retrievals from CloudSat // Advances In Atmospheric Sciences. 2014. V.31, pp. 926-937.
- 7. *Prigarin S.M., Bazarov K.B., Oppel U.*, Looking for a glory in A-water clouds // Оптика атмосферы и океана. 2012. Т.25. № 4. С. 307-313.
- 8. Prigarin S.M., Bazarov K.B., Kersher M., Oppel U., Numerical study of rainbows and glories in water-drop clouds // Russian J. Numer. Anal. Math. Modelling, 2013. V. 28. № 3. P. 245-266.
- 9. *Romanov N., Erankov V.* Calculated and Experimental Regularities of Cloud Microstructure Formation and Evolution. // Atmospheric and Climate Sciences, 2013. V. 3, pp.301-312.
- 10. Wiscombe W. Improved Mie scattering algorithms //Applied Optics, 1980. V.19, No.9, P.1505-1509.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ПРИ НАЗЕМНОМ ЗОНДИРОВАНИИ ОБЛАКОВ Каблукова Е. Г.¹, Каргин Б. А.^{1,2}, Лисенко А. А.^{3,4}

¹Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН,

г. Новосибирск, e-mail: Jane_K@ngs.ru,

²Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск, e-mail:

bkargin@osmf.sscc.ru,

³Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск,

⁴ Томский государственный университет, e-mail: <u>Lisenko@iao.ru</u>

Ключевые слова: жидкокапельные облака. дистанционное зондирование, поляризация, метод Монте-Карло Аннотация Целью исследования является сравнение результатов численного моделирования поляризационных характеристик сигналов терагерцового диапазона в облачной атмосфере от наземной зондирующей системы для различных моделей жидкокапельных облаков. В моделях рассеивающей среды учитывается вертикальная стратификация концентрации паров воды в атмосфере. Численные расчеты проведены для длин волн из окон прозрачности атмосферы. В модели распределения капель по размерам включены капли радиусом более 20 мкм. Модель облачного слоя построена с учетом различия в вертикальной стратификации мелких и крупных капель.

Одним из факторов, влияющим на распространение терагерцового излучения, является наличие крупных капель в рассеивающем слое [1], поэтому в данной работе в модели распределения капель по размерам включены капли радиусом более 20 мкм. Их водность составляет 0.02 - 0.1 г/м⁻³, в то время как водность мелких капель имеет порядок 0.12-0.4 г/м⁻³. Такие значения водности могут наблюдаться как в морских, так и в толстых континентальных облаках слоистых форм [2,3]. В качестве общепринятых моделей распределения капель по размерам в облаках часто используются гамма-распределения [1,4,5] и логарифмически нормальный закон [4,6]. Эти распределения хорошо описывают диапазон радиусов капель от 1-2 до 20-30 мкм. Концентрация крупных капель с ростом их размера в облаках уменьшается обычно значительно медленнее, чем по экспоненте и может быть аппроксимирована степенным законом [1,5]. В [6] представлены экспериментальные данные, полученные во время самолетных измерений, где распределение капель по размерам подчиняется логарифмически нормальному закону в диапазоне диаметров от 1 до 500 (и от 1 до 1500) мкм. Рост жидких капель до радиусов 15-25 мкм объясняют конденсацией паров воды на ядрах конденсации, поэтому с увеличением высоты h над нижней границей облака растет радиус капель. На рост крупных капель влияют процессы коагуляции частиц за счет гравитационных и электрических сил, турбулентных потоков [8]. Поэтому обычно наблюдается увеличение среднего радиуса

крупных капель в направлении от верхней к нижней границе. Этот факт подтверждают и экспериментальные результаты [3]. В [9] осредненные экспериментальные данные показывают, что в случае значительного перемешивания воздушных масс внутри облака концентрация и средний объемный радиус крупных капель постоянны по высоте в верхней и средней части облака, в нижней части концентрация крупных капель уменьшается к нижней границе. Так как на распространение излучения в терагерцовом диапазоне огромное влияние оказывает поглощение водяным паром, то в моделях рассеивающей среды учитывается вертикальное распределение влажности в нижних слоях атмосферы. Согласно [5] массовая доля влаги q(z) хорошо описывается экспентой

$$q(z) = q_0 \exp(-bz - cz^2),$$
(1)

где параметры q_0 , *b* и *c* различаются для разных временных сезонов, *z* измеряется в километрах над поверхностью земли. Для зимнего периода $q_0 = 1.5\%$, b = 0.1112 км⁻¹, c = 0.0364 км⁻².

Численные эксперименты были проведены для длин волн из окон прозрачности атмосферы [9], в которых ослабление водяным паром наименее сильное. Для реализации численного моделирования коэффициенты рассеяния и поглощения, а также матрицы рассеяния вычислялись согласно теории Ми по алгоритму У. Вискомба [11]. Модель облака представляла собой плоский рассеивающий и поглощающий слой неоднородный по вертикали (разделен на 48 подслоев), нижняя граница которого находится на высоте 0.3 км, верхняя — на высоте 1км.

В модели 1 коэффициенты ослабления и рассеяния излучения мелкими каплями вычислялись согласно формуле вертикальной стратификации

$$\frac{\sigma_{cl}(z)}{\sigma_{cl}} \approx 2.8\zeta \left(1-\zeta\right)^{\frac{1}{4}}, \text{ где } \zeta = \frac{z}{h_{cl}}, z \in [0, h_{cl}], h_{cl} \text{ - толщина облака.}$$
(2)

Коэффициенты ослабления и рассеяния крупными каплями считались постоянными по высоте. Функция распределения радиусов мелких капель подчинялась гамма-распределению с параметрами β =1.5, α =2; число частиц в единице объема N=248 см⁻³; функция распределения крупных капель описывались степенным законом с параметрами β_1 =6, N_1 =1.54 см⁻³, r_{min} =20 мкм в диапазоне 20 – 85 мкм и β_2 =6.3, N_2 =10⁻³ см⁻³, r_{min} =85 мкм в диапазоне 85 – 500 мкм, Приведенные выше параметры описывают модель облака St [1, 7]. На рис.1 представлены коэффициенты ослабления парами воды, вычисленные для зимы по формуле 1, и облачными каплями описанной модели для длин волн из окон прозрачности атмосферы. В **модели 2** коэффициенты ослабления и рассеяния излучения мелкими каплями вычислялись на высотах $h_{cl}/6$, $3h_{cl}/6$, $5h_{cl}/6$ над нижней границей слоя для гамма-распределения радиусов капель с параметрами α =2, β =1.3, 1.5, 1.77 соответственно [7]. Коэффициенты рассеяния и ослабления в
каждом подслое линейно аппроксимировались, исходя из полученных значений на заданных высотах. В этой модели облачного слоя в отличии от модели 1, где альбедо однократного рассеяния постоянно по высоте, вероятность выживания при столкновении с мелкими каплями увеличивается на 20% при подъеме от нижней к верхней границе для длины волны 41 мкм, и более чем вдвое (с 0.019 до 0.041) для 222 мкм. В **моделях 3 и 4** функция распределения радиусов капель аппроксимировалась логнормальным законом [6] с параметрами r_{log} =3.32, σ_{log} =0.63, N=141.28 см⁻³ и r_{log} =2.51, σ_{log} =0.83, N=141.29 см⁻³ соответственно. Коэффициенты ослабления и рассеяния излучения мелкими каплями в подслоях вычислялись согласно формуле (2). Коэффициенты ослабления и рассеяния излучения крупными каплями линейно аппроксимировались, в предположении, что на высоте $5h_{cl}/6$ функция распределения радиусов одинакова для мелких и крупных капель, а на высоте $h_{cl}/6$ параметры логнормального распределения равны r_{log} =4.2, σ_{log} =0.63, N=100 см⁻³ для модели 3, r_{log} =2.56, σ_{log} =0.83, N=141.29



см⁻³ – для модели 4. Водность крупных капель в этом случае имела порядок 0.044 г/м⁻³ для модели 3 и 0.1 г/м⁻³ для модели 4.

В численном эксперименте предполагалось, что источник излучения, совмещенный с приемником, в момент времени t=0 испускает мгновенный импульс линейно поляризованного излучения единичной мощности в круговом конусе направлений Ω_0 с

полуапертурой $\theta_0 = 0.5$ мрад. Требуется определить временные распределения интенсивностей $\vec{F} = (I, Q, U, V)$ для излучения, параметров Стокса, заданных в представлении вектор возвращающегося В приёмник в направлениях Рис. 1 Коэффициенты ослабления ω , таких что $-\omega \in \Omega$, $\theta = 2.78$ мрад. Радиус парами воды(символы) и облачными каплями (линии и символы) для модели источника излучения 5 см, радиус детектора 30 см. При линейной поляризации испускаемого излучения вектор Стокса задается $\vec{F}^{0} = (1,1,0,0)$ в плоскости поляризации. Степень деполяризации эхо-сигнала определяется из соотношения d = (I - Q)/(I + Q). На рис.2А), Б) представлены временные распределения интенсивности параллельно- $I_1 = (I+Q)/2$, кросс-поляризованного $I_2 = (I-Q)/2$ излучения в плоскости поляризации и коэффициента деполяризации d для моделей 1, 2 облачного слоя, а также для модели 1 в отсутствии крупных капель для длин волн 87 и 200 мкм. Для длин волн 118, 142, 151, 200 и 222 мкм коэффициент деполяризации излучения d, поступающего в детектор, менее

одного процента. Это связано с тем, что коэффициент деполяризации однократного рассеяния равен 0 в схеме зондирования с совмещенным приемником и источником, при сильном молекулярном поглощении доля многократного рассеяния мала. Различие в начальный момент времени можно объяснить тем, что в модели 1 коэффициенты ослабления и рассеяния считались постоянными по всей высоте рассеивающего слоя, в модели 2 эти коэффициенты линейно убывали до 0 на высотах от $h_{cl}/6$ до нижней границы. При отсутствии крупных капель в модели рассеивающего слоя градиент ослабления интенсивности излучения значительно ниже, коэффициент деполяризации излучения меньше (для всех длин волн, кроме 41 мкм, менее 1% по всей глубине облачного слоя), чем в случае моделей 1 и 2. Для моделей рассеивающего слоя с логнормальным распределением радиусов капель временные распределение I_1 , I_2 , d для излучения с длиной волны 41 мкм даны на рис.2В).



Рис. 2 Временные распределения интенсивности I_1 , I_2 и коэффициента деполяризации d для моделей I, 2 и в отсутствии крупных капель. A) - длина волны 87 мкм, Б) - длина волны 200 мкм, B) – модели рассеивающего слоя 3, 4, длина волны излучения 41 мкм

Как показали расчеты, для излучения с длинами волн 41 и 87 мкм коэффициент деполяризации увеличивается с проникновением вглубь облака, для длин волн более 100 мкм коэффициенты ослабления парами воды сравнимы и могут быть выше коэффициентов ослабления жидкими каплями, коэффициенты деполяризации в этих случаях не превышают 1 %.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 15-01-00894-а), программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 43 и гос. поддержке ведущих научных школ Российской Федерации (НШ-5111.2014.1).

Литература

1. *Айвазян Г.М.* Распространение миллиметровых и субмиллиметровых волн в облаках. - Л.: Гидрометеоиздат, 1991. 480 с.

2. Yum S. S. and Hudson J.G. Maritime/continental microphysical contrasts in stratus // Tellus. 2002. 54B, pp. 61-73.

3. *Daum P. H., Liu Y., McGraw R. L., Lee Y.-N., Wang J., Senum G., M. Miller M., Hudson J. G.* Microphysical Properties Of Stratus/Stratocumulus Clouds During The 2005 Marine Stratus/Stratocumulus Experiment (MASE).

4. *Miles N.L., Verlinde J., and Clothiaux E.E.* Cloud Droplet Size Distributions in Low-Level Stratiform Clouds. // J. Atmos. Sci. 2000. V. 57, pp.295–311.

5. Облака и облачная атмосфера. Под ред. Мазина И.П., Хргиана А.Х. – Л.: Гидрометеоиздат, 1989. с. 648.

6. *Wang, L., C. C. Li, Z. G. Yao, Z. L. Zhao, Z. G. Han, and Q. Wei* Application of aircraft observations over Beijing in cloud microphysical property retrievals from CloudSat // Adv. Atmos. Sci., 2014, V.31, pp. 926–937.

7. Радиация в облачной атмосфере. // Под ред. Е.М. Фейгельсон. - Л.: Гидрометеоиздат, 1981. 280с.

8. Мазин И.П., Шметер С.М. Облака, строение и физика образоваия. - Л.: Гидрометеоиздат, 1983. 279 с.

9. Wood R. Drizzle in Stratiform Boundary Layer Clouds. Part I: Vertical and Horizontal Structure// Journal Of The Atmospheric Sciences, 2005. V 62, pp. 3011 – 3033.

10. Каблукова Е.Г., Лисенко А.А., Матвиенко Г.Г., Бабченко С.В., Чесноков Е.Н. Перспективы применения терагерцового лазера на свободных электронах в задачах дистанционного зондирования атмосферы. // Оптика атмосферы и океана. 2014. Т. 27. № 08. С.746-751.

11. Wiscombe W. Improved Mie Scattering Algorithms //Appl. Opt., 1980. V.19 No 9, pp. 1505-1509.

12. Марчук Г.И., Михайлов Г.А., Назаралиев М.А., Дарбинян Р.А., Каргин Б.А., Елепов Б.С. Метод Монте-Карло в атмосферной оптике // М.: Наука, 1976.

13. http://www2.sscc.ru/

ПРИМЕНЕНИЕ ЛАЗЕРНОГО ДВУХВОЛНОВОГО МЕТОДА КОЛИЧЕСТВЕННОЙ ОЦЕНКИ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПОГЛОЩЕНИЯ И РАССЕЯНИЯ В АНАЛИЗЕ ПОЛИДИСПЕРСНЫХ СИЛЬНОРАССЕВАЮЩИХ СРЕД

С.И. Пырикова¹, Л.П. Сафонова²

¹ВНИИФТРИ, <u>krionica@yandex.ru</u>, ²МГТУ им. Н.Э.Баумана, <u>lpsafonova@bmstu.ru</u>

S.I. Pyrikova¹, L.P. Safonova²

¹VNIIFTRI, <u>krionica@yandex.ru</u>, ²BMSTU, <u>lpsafonova@bmstu.ru</u>

Ключевые слова: спектрофотометрия, полидисперсные среды, оптические параметры

В работе исследована применимость диффузионного приближения теории переноса излучения и его технической реализации для анализа состава и структуры полидисперсных сред, в которых эффекты рассеяния преобладают над эффектами поглощения. Рассмотрена модельная среда, включающая мелкодисперсную фазу и грубодисперсную фазу в водном растворе. Выделены основные параметры среды, соответствующие применимости диффузионного приближения при определенных значениях длин волн зондирующего излучения. Метод измерения коэффициента поглощения и транспортного коэффициента рассеяния полидисперсной среды базируется на подходе с высокочастотной модуляцией интенсивности зондирующего излучения красного и ближнего инфракрасного диапазонов длин волн. Получено соответствие теоретических, расчетных и экспериментальных данных, что позволяет сделать вывод о перспективности дальнейших исследований в выбранном направлении.

Разработка методов количественной оценки состава и структуры полидисперсных сильнорассеивающих сред представляет практический интерес для различных областей науки и техники, в том числе в оптике атмосферы, в области пищевых технологий и в биомедицинских исследованиях. Широкое применение для решения подобных задач находят оптические методы.

Описание распространения и ослабления излучения в среде, а также возможность решения обратных задач, зависит от свойств и длины волны зондирующего излучения, размера, концентрации и оптических свойств частиц, времени стабильности микроструктуры среды, толщины образца и целого ряда других параметров. Для исследования умеренно концентрированных и разбавленных сред произвольной оптической толщины применима теория переноса излучения и соответствующее интегро-дифференциальное уравнение переноса. При этом среднее расстояние между рассеивателями должно значительно превышать их размеры, длину волны излучения и среднюю длину когерентности излучения в среде. В ряде случаев применимо диффузионное приближение, позволяющее получить аналитическое решение упрощенного дифференциального уравнения. При этом исследуемая среда считается полубесконечной, однородной по своим оптическим свойствам, объемная плотность рассеивающих частиц значительно больше 1%. Кроме того, значения оптических параметров, коэффициента поглощения (µ_a) и транспортного коэффициента рассеяния (µ_s'), должны соответствовать условию доминирования эффектов рассеяния над эффектами поглощения, т.е.

B183

 $\mu_a << \mu_s'$. Величина $1/\mu_s'$ характеризует среднее расстояние, которое фотон должен пройти в среде, чтобы «забыть» о первоначальном направлении распространения; $\mu_s' = \mu_s(1-g)$, где g – фактор анизотропии, определяется как средний косинус угла рассеяния излучения в среде. Диффузионное приближение применимо, когда характерное время изменений числа фотонов в единице объема среды и изменений функции источника намного больше, чем среднее время между столкновениями фотонов с частицами среды. Это условие опреледяет верхний предел частоты модуляции интенсивности зондирующего излучения. Для исследования биологических тканей частота модуляции излучения не должна превышать 1 ГГц [1].

При изотропности источника и выполнении указанных выше условий распространение излучения в среде можно свести к стандартному уравнению диффузии с аналитическим решением. При этом ключевыми параметрами прошедшего через среду или рассеянного в обратном направлении модулированного по интенсивности излучения являются амплитуда модуляции (AC) и фазовый сдвиг ($\Delta\Phi$) между опорным и регистрируемым излучением. По значениям AC и $\Delta\Phi$, регистрируемым для разных расстояний между источником и приемником излучения, можно количественно оценивать μ_a и μ_s ', что позволяет при измерениях на разных длинах волн оценивать концентрации поглотителей в среде и структурные особенности среды, размеры и концентрации рассеивателей [1].

Для проверки применимости диффузионного приближения в анализе полидисперсных сильнорассеивающих сред использовался спектрофотометрический прибор «OxiplexTS» (ISS, Inc., США). Прибор работает на двух длинах волн 692 нм и 834 нм; частота модуляции интенсивности излучения составляет 110МГц. Оптические параметры АС и $\Delta \Phi$ измеряются при разных расстояниях (20 мм, 25 мм, 30 мм и 35 мм) между источниками излучения, приемником, фотоэлектронным умножителем. Проведение лазерными диодами, И количественных измерений требует предварительной калибровки прибора на силиконовых блоках с известными оптическими параметрами μ_a и μ_s ' (производства компании ISS, Inc.). Технические характеристики прибора представлены в [2]; физический принцип действия подробно рассмотрен в [3].

Исследовалась сильнорассеивающая, но слабопоглощающая в красном и ближнем инфракрасном диапазонах длин волн среда с высоким содержанием воды (>80%), наличием мелкодисперсной фазы (с диаметром частиц 20-300 нм и их объемной долей в среде около 10%) и грубодисперсной фазы (с диаметром частиц 0,5-10 мкм и объемной долей 1,6%, 3,8%) [4]. Исследованные образцы отличались объемной концентрацией частиц грубодисперсной фазы. Размеры, морфология и оптические свойства частиц тонкой и грубой фаз в процессе эксперимента оставались неизменными.



Рис.1. Примеры экспериментальных данных а) объемная доля частиц мелкодисперсной фазы составляла 3% для всех образцов, с объемной долей крупных частиц 0%, 1,6% и 3,8%; б) относительное уменьшение µ_s' на длине волны 834 нм по сравнению со значением µ_s' на длине волны 692 нм; область изменений «1» соответствует наличию в среде только частиц мелкодисперсной фазы;

область «2» соответствует наличию также частиц грубой фазы с объемной долей крупных частиц 1,6% или 3,8%

Приведенные на рисунке 1 результаты измерений с помощью «OxiplexTS» соответствуют известным из литературы [1] теоретическим и экспериментальным данным. Транспортный коэффициент рассеяния линейно возрастает (рис. 1а) до максимального значения при определенной объемной плотности (С) частиц грубодисперсной фазы. Моделирование (через сечение рассеяния, при объемной доле рассеивателей, не превышающей 10%) угла наклона $(\Delta \mu_s'/\Delta C)$ линейной характеристики для больших частиц диаметром 3 мкм с объемной концентрацией 10¹⁰ в мл среды дает одинаковое относительное изменение μ_s' (по отношению к абсолютному изменению) при увеличении С от 0% до 1,6% и от 1,6% до 3,8%.

Известно, например, с помощью метода спектра мутности [1], что относительное уменьшение коэффициента рассеяния (мутности среды) с увеличением длины волны зондирующего излучения будет выше для частиц меньшего размера. На рисунке 16 относительное уменьшение μ_s ' для исследуемых образцов только с мелкодисперсной фазой составило 33% и 46%, для образцов с разной концентрацией одинаковых крупных частиц при той же мелкодисперсной фазе изменения находились в пределах 14-17%.

Возможность определения абсолютных значений коэффициента поглощения среды с помощью спектрофотометра, знание компонентного состава и молярных коэффициентов экстинкции отдельных поглотителей позволяет количественно оценивать концентрации поглотителей в единице объема среды.

При нагревании охлажденных образцов на 1-3^оС при комнатной температуре наблюдалось монотонное увеличение измеряемых значений µ_s' для обеих длин волн.

Полученные в процессе предварительных исследований результаты позволяют сделать вывод о перспективности применения модуляционного подхода и диффузионного приближения для анализа состава и структуры полидисперсных сильнорассеивающих и слабопоглощающих сред. Получение количественных оценок параметров структуры полидисперсных сред, определение границ применимости рассматриваемого в работе подхода требуют проведения дополнительных экспериментальных исследований на ряде фантомов полидисперсных сред с известными характеристиками.

Актуальность проблемы исследования оптических свойств полидисперсных модельных сред, их агрегации, морфологии, свойств фотомодификации и термоустойчивости связана с перспективой разработки стандартных калибровочных образцов и создания на их основе автоматизированных высокоточных систем контроля для решения оборонных, биомедицинских, научных и отраслевых задач.

Литература

1. Оптическая биомедицинская диагностика. В 2 т. Т. 1 / Пер. с англ. под ред. В. В. Тучина. - М.: Наука, Физматлит, 2007. 560 с.

2. [Электронный ресурс] Компания ISS, Inc. (США), «OxiplexTS», рекламный проспект. Режим доступа <u>http://www.iss.com/biomedical/instruments/</u> (Дата обращения 28.02.15).

3. Fantini S., Franceschini M.A., and Gratton E. Semi-infinite geometry boundary problem for light migration in highly scattering media: a frequency-domain study in the diffusion approximation. J. Opt. Soc. Am. 1994. B 11, P.2128-2138.

СВЕТОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ СИСТЕМЫ ИЗМЕРЕНИЯ ДАЛЬНОСТИ В ОТКРЫТОЙ АТМОСФЕРЕ ПРИЗЕМНОЙ ТРАССЫ

Ключевые слова: приземная трасса, светоэнергетический расчет, дальность. С.И. Пырикова

ФГУП «ВНИИФТРИ», krionica@yandex.ru,

Выполнен обзор высокоточных лазерных оптико-электронных систем измерения больших длин. Рассмотрены этапы решения основного энергетического соотношения. Представлена методика светоэнергетического расчета приемо-передающей системы измерения дальности. Уделено внимание разработке алгоритмов программ расчета предельно допустимых уровней лазерного излучения в разработке и макетировании систем лазерной дальнометрии. Приведены экспериментальные данные измерения дистанций в приземной трассе открытой атмосферы лазерными оптико-электронными высокоточными системами измерения длин.

Цитируемая литература

 Карасик, В.Е. Локационные лазерные системы видения / В.Е. Карасик, В.М. Орлов. – М.: Изд-во МГТУ им. Баумана, 2013. – 478 с.

2. Рождествин, В.Н. Основы импульсной лазерной локации: Учеб. пособие / под ред.

Рождествина. – Изд. 2-е, перераб. и доп. – М.: Изд-во МГТУ им. Баумана, 2010. – 573 с.

3. Загидуллин Р.Ш., Рождествин, В.Н. Лазерные передающие устройства в системах связи и локации: Учебное пособие. – М.: Изд-во МГТУ им. Баумана, 1983.- 31с.

 Барышников Н.В., Бокшанский В.Б., Карасик В.Е. Приемопередающие устройства лазерных локационных изображающих систем. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2004.-84 с.

ОБРАБОТКА ИЗОБРАЖЕНИЙ ОБЛАЧНЫХ ПОЛЕЙ НА ОСНОВАНИИ СПУТНИКОВЫХ ДАННЫХ

 В. П. Галилейский², А. И. Елизаров^{1,2}, Д. В. Кокарев², А. М. Морозов², Н. Н. Скороход¹
 ¹Национальный исследовательский Томский Государственный университет
 ²Институт оптики атмосферы СО РАН, 634021, Россия, г. Томск, площадь Академика Зуева, 1 E-mail: gvp@iao.ru, alex@iao.ru, kdv_02@iao.ru, moroz@iao.ru, nik.tom92@yandex.ru

Ключевые слова: карты облачности, вектор перемещения, оптический поток, Google Maps.

Рассматривается метод определения направления перемещения облачных полей на основе серии снимков облачности, получаемых из открытых источников.

Развитие современной науки и техники позволяет получать большие объемы данных связанных с пассивным зондированием земли. Именно глобальность получаемой с ИСЗ информации о «режиме» погоды и атмосферных процессах является наиболее важным фактором в метеорологических исследованиях. Особую ценность при этом составляют сведения о состоянии погоды над теми районами, где сеть метеорологических станций и постов исключительно редка или вообще отсутствует. Накопленная информация позволяет оценивать метеорологические параметры и состояние атмосферы. Наибольший объём данных занимают спутниковые снимки облачности. Поскольку облачность является одним из важных факторов, влияющего на климатообразование то существует необходимость в обработке такого типа данных.

Существующие подходы предназначены, прежде всего, для хранения и передачи моментальных снимков облачности и не ориентированы на получение оценки интегральных параметров облачности, таких как скорость и направления перемещения. Знания об интегральных характеристиках облачности в первую очередь могут использоваться для составления краткосрочных прогнозов. Кроме того, такая информация будет полезна в авиационной метеорологии и различных научных исследованиях.

В настоящее время существует возможность получать информацию об облачности, как из специализированных, так и из открытых источников. К специализированным источникам относятся различные транснациональные научно-исследовательские спутники с различными дистанционными зондами для наблюдения за окружающей средой и изменениями климата (рисунок 1). К открытым источникам относится набор картографических приложений для webбраузеров, с агрегацией данных дистанционного зондирования (спутниковые снимки Landsat, SPOT, Quickbird), например таких сервисов как Google Maps, Open Weather Map, Wunderground (рис. 1). Наиболее развитым и доступным является инструментарий API Google карт.

B188

Информация предоставляется в виде спутниковых снимков, с интервалом в 1 час, над участком с задаваемыми координатами. Нами предлагается использование API Google карт для определения текущего состояния облачных полей и «окон прозрачности».



a – EUMETSAT (Satellite Image Infrared: Siberia); б – ЛРОС ИОА СО РАН (TERRA Visual channel NPP); в – сервис Openweathermap; г – сервис Google Maps; д – фрагмент изображения облачного слоя (Google Maps) без подстилающей поверхности.

Рисунок 1 – Изображения облачного покрова получаемые из открытых источников

В работе [1] был описан инструментальный способ определения скорости и направления перемещения облачности, основанный на комплексном использовании возможностей цифровой фотокамеры и лидара. В основу обработки получаемых изображений облачности положен алгоритм вычисления моментов изображения. Основной недостаток такого подхода заключается в том, что невозможно учесть изменчивость формы облаков, например, когда на соседних кадрах визуально наблюдается движение облака, а, за счет изменения его формы, координаты центра масс остаются неизменными. Данную проблему можно решить путем разбиения каждого региона облачного поля на отдельные подрегионы с расчетом параметров для каждой такой области и учетом вклада их в общий результат. Но такая задача является более трудоемкой и требует предварительной обработки исходного изображения облачности. Результат обработки двух снимков облачности представлен на рис. 2.





а – оценка перемещения во всем кадре; б – оценка перемещения отдельного региона. Рис. 2 - Визуализация вектора перемещения облачности на рассчитанного на основании метода моментов

Нами предлагается модифицированный алгоритм расчета перемещения облачных полей без разбиения на регионы, базирующийся на технологии называемой оптический поток (Optical flow). Оптический поток – технология, использующаяся в различных областях компьютерного зрения для определения сдвигов, сегментации, выделения объектов, компрессии видео, т.е. это изображение видимого движения, представляющее собой сдвиг каждой точки между двумя изображениями. По сути, он представляет собой поле скоростей. Существует два варианта расчета оптического потока: плотностной и выборочный. Выборочный поток рассчитывает сдвиг отдельных заданных точек, плотностной поток считает сдвиг всех точек изображения.

Разновидностью плотностного потока, используемого в работе нашего алгоритма, является метод поблочного сравнения. С помощью скользящего сканирующего окна по двум соседним кадрам выполняется их сравнение по каким-то признакам, и в случае максимальной схожести рассчитывается вектор смещения. Для определения меры схожести может использоваться корреляционный подход. К недостаткам которого можно отнести большие временные затраты на вычисление, и необходимость в задании порогового значения для принятия решения о схожести участков изображения. Таких недостатков лишен алгоритм измерения подобия между блоками изображений на основании суммы абсолютных разностей.

В нашей работе расчет направления перемещения облачности в кадре ведется с помощью алгоритма измерения подобия между блоками изображений на основании данного алгоритма. Участок, размер которого выбирается исходя из размеров изображения, предыдущего изображения является шаблоном для поиска на текущем изображении. Позиция на текущем кадре, где сумма абсолютных разностей с шаблоном будет минимальной, и будет считаться максимально похожей на участок предыдущего изображения (рис. 4). Для увеличения скорости обработки изображений, на этапе расчета оптического потока, целесообразно использовать систему параллельных вычислений для локальных сетей [4].





Рисунок 4 - Визуализация векторов перемещения облачности, на основе вычисления плотностного оптического потока

Таким образом, мы можем посчитать начало и конец вектора движения участка облачности, а зная время между кадрами и масштаб изображения с привязкой к земным координатам, можно рассчитать скорость перемещения облаков [2, 3]. Вектора перемещения облачности, получаемые при использовании такого подхода, будут более детально описывать перемещение облачности, и позволят строить более точные прогнозы.

1 Елизаров А.И., Насонов С.В., Самохвалов И.В., Стыкон А.П. Определение скорости и направления перемещения облаков верхнего яруса с использованием лидара и цифровой фотокамеры // Известия ВУЗов. Физика. 2013. Т 56. № 8/3. С. 224-227.

2 Галилейский В.П., Елизаров А.И., Кокарев Д.В., Морозов А.М. Оценка и прогнозирование состояния облачности на основании оперативно доступных космических снимков // Аэрозоли Сибири. XXI Рабочая группа: Тезисы докладов. Томск: Изд. ИОА СО РАН. 2014.

3 Galileiskii V.P., Elizarov A.I., Kokarev D.V., Morozov A.M. Direction and movement angular velocity determining of cloudiness with panoramic images of the sky // Proc. SPIE 9292, 20th International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics, 929212 (November 25, 2014); doi:10.1117/12.2074811.

4 Alexey A. Petrov, Vladimir T. Kalayda. Software platform of unified computing environment for calculations in optic atmosphere investigation // Proc. SPIE 9292, 20th International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics. 929212 (November 25, 2014); doi:10.1117/12.2074721.

ОБНАРУЖЕНИЕ ОБЛАЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ НА ПАНОРАМНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЯХ НЕБА

В. П. Галилейский¹, А. И. Елизаров^{1,2}, Д. В. Кокарев¹, А. М. Морозов¹

¹Институт оптики атмосферы СО РАН, 634021, Россия, г. Томск, площадь Академика Зуева, 1 ²Национальный исследовательский Томский Государственный университет *E-mail: gvp@iao.ru, alex@iao.ru, kdv_*02@*iao.ru, moroz@iao.ru*

Ключевые слова: панорамные изображения, облачность, балл облачности, цветовая модель.

Рассматриваются методы обнаружения облачности и определения степени покрытия неба облаками на основе панорамных изображений небосвода, полученных с помощью сверхширокоугольных объективов типа «Fisheye».

Наличие и состояние облачности существенно влияет на условия видимости, надежность оптической связи, локации и передачи электромагнитной энергии на трассах внутри атмосферы и Земля-Космос. Поэтому понятна важность наблюдений состояния облачности и методов их обработки с целью оценки, как метеорологических характеристик, так и направления и скорости переноса.

В практике наблюдений «всего» небосвода (Allsky система), широко используются однокамерные панорамные устройства со сверширокоугольными объективами типа «рыбий глаз» [1, 2]. В настоящее время в мире существует развитая сеть широкообзорных Allsky станций по наблюдению за облачностью и звездами. Данные станции, в основном, используются для наблюдения, и не предполагается какого либо анализа текущей ситуации и тем более прогнозирования.

При анализе Allsky изображений основной проблемой является адекватное разбиение исходных изображений на два класса – облачность/фон. Наиболее очевидным методом для обнаружения облачности на изображении может являться применение стандартного алгоритма детектора движения, базирующегося на сравнении фонового изображения, не содержащего облачности и изображения с облачностью. Естественно, что основной проблемой при этом будет являться получение «чистого» изображения. Один из вариантов решения заключается в численном моделировании формирования поля яркости атмосферы за счёт рассеяния солнечного излучения в безоблачной атмосфере с учётом как геофизических факторов в применении к Allsky наблюдениям [3], так и аэрозольного состава атмосферы. Естественно, что при использовании такого подхода результат обнаружения облачности будет зависеть от качества моделирования фонового изображения.

Наиболее распространённым решением проблемы разделения изображения на зоны небо/облачность является применение алгоритмов основанных на цветовом составе пикселей

изображения, в которых как правило, используется аддитивная цветовая модель *RGB*. Основная идея метода базируется на той информации, что для чистого неба преобладающим будет являться синий цвет, соответственно, используя пороговые ограничения для отношения интенсивностей в цветовых каналах можно достаточно точно разделить изображение на два условных класса – небо/облачность (Рисунок 1,б).



В

Рисунок 1. Результаты обработки allsky изображений, с использованием двух цветовых моделей. а – исходное изображение; б – результат выделения облачности с использованием RGB модели, облачность 18%; в – результат выделения облачности с использованием HSV модели, облачность 70%; г – неудачный результат выделения облачности с использованием HSV модели.

Естественно, что на результат такого разделения в основном будет влиять тип используемой камеры и преобладающих атмосферных условий. Однако при решении задач связанных с обработкой и анализом изображений считается, что высокая зависимость между цветовыми составляющими, смешение информации о цвете и освещенности делают *RGB* модель далеко не самым лучшим выбором для задач использующих цветовые свойства объекта. Кроме этого большой проблемой является правильный выбор пороговых значений. При уточненном качественном описании цвета используют три его субъективных атрибута: цветовой тон, насыщенность и светлоту. Поэтому, для проведения более качественного обнаружения облачности, нами разработан пороговый классификатор, основанный на использовании *HSV* цветовой модели. Информация о цветовом тоне *H* и насыщенности *S*

позволяет построить надежное разделяющее правило, которое в меньшей мере, по сравнению с *RGB* системой, зависит от устройства получения изображения (Рисунок 1,в).

В ходе проведенных экспериментов, были подобраны наиболее оптимальные пороговые значения, при использовании *HSV* цветовой модели но, тем не менее, возникают ситуации, когда подобранные значения не позволяют качественно выделить облачность на изображении (Рисунок 1, г).

Для построения более качественного разделяющего правила нами предлагается подход, использующий как информацию о цвете, так и статистическую информацию. В данном методе изображение попиксельно сканируется прямоугольным окном, и выполняются следующие вычисления:

- 1. Вычисление среднеквадратического отклонения (СКО) яркости в текущем положении окна;
- 2. Вычисление цветового расстояния;
- 3. Построение двух изображений, содержащих информацию о СКО и цветовом расстоянии и получение нового изображения путем деления соответствующих компонент;
- 4. Квантование и бинаризация полученного изображения.

Вычисление СКО яркости в окне базируется на том предположении, что участки не содержащие облачность имеют однородное распределение интенсивностей а, следовательно, СКО будет иметь значительно меньшее значение, чем на участках с облачностью. Цветовое расстояние вычисляется по разнице средних значений гистограмм двух цветовых каналов. Наиболее оптимально в этом случае выбирать красный и зеленый канал. Результат работы предложенного алгоритма представлены на Рисунке 2.

Для устранения ошибок, связанных с видимыми перспективными искажениями и дисторсией объектива, необходимо производить калибровку панорамных изображений [4]. На основании серии исправленных снимков можно рассчитывать направление и скорость перемещения облачности. Для расчета вектора перемещения нами используется алгоритм для обработки изображений облачных полей на основании спутниковых данных [5].



Рисунок 2. Сравнение результатов работы различных алгоритмов. а – фрагмент allsky изображения содержащего облачность; б – результат обработки предложенным алгоритмом, облачность 47%; в - результат обработки с использованием RGB модели, облачность 20%; г – результат обработки с использованием HSV модели, облачность 25%.

1 Галилейский В.П., Морозов А.М., Ошлаков В.К. Панорамный фотометрический комплекс для контроля прямой и рассеянной солнечной радиации. Региональный мониторинг атмосферы. Ч.2. Новые приборы и методики измерений: Коллективная монография / Под общей редакцией М.В. Кабанова. Томск: изд-во "Спектр" Института Оптики Атмосферы СО РАН, 1997. С. 146-160

2 Галилейский В.П., Морозов А.М. Панорамный фотометрический комплекс. Оптика атмосферы. 1990. Т. 3. N 11. C. 1131-1135.

3 Галилейский В.П., Гришин А.И., Морозов А.М. Численное моделирование углового распределения яркости рассеянного солнечного излучения в земной атмосфере // Оптика атмосферы и океана. 2013. Т. 26, № 11. С. 1005-1007.

4 Galileiskii V.P., Elizarov A.I., Kokarev D.V., Morozov A.M. Direction and movement angular velocity determining of cloudiness with panoramic images of the sky // Proc. SPIE 9292, 20th International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics, 929212 (November 25, 2014); doi:10.1117/12.2074811.

5 Галилейский В.П., Елизаров А.И., Кокарев Д.В., Морозов А.М. Оценка и прогнозирование состояния облачности на основании оперативно доступных космических снимков // Аэрозоли Сибири. XXI Рабочая группа: Тезисы докладов. Томск: Изд. ИОА СО РАН. 2014.

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ ТРАНСФОРМАЦИЯ ЯРКОСТИ НЕБА ПРИ ЗАГОРИЗОНТНОМ ПОЛОЖЕНИИ СОЛНЦА

В. П. Галилейский, А. И. Елизаров, Д. В. Кокарев, А. М. Морозов

Институт оптики атмосферы СО РАН, 634021, Россия, г. Томск, площадь Академика Зуева,1 E-mail: gvp@iao.ru, alex@iao.ru, kdv_02@iao.ru, moroz@iao.ru

Ключевые слова: яркость неба, сумерки, атмосфера, молекулярное рассеяние света

В настоящем сообщении рассматриваются некоторые результаты моделирования углового распределения яркости неба для случая молекулярного рассеяния в земной атмосфере в интересах исследования пространственновременного изменения этого распределения во время гражданских сумерек.

В большинстве известных работ по проблеме моделирования взаимодействия оптического солнечного излучения с атмосферными частицами большое внимание уделяется формированию поля рассеянной в атмосфере радиации при различных положениях Солнца над горизонтом. В работах [1,2] рассмотрены основные механизмы формирования яркости атмосферы за счёт рассеяния солнечного излучения на её частицах уже с учётом геофизических факторов, в том числе и при положении Солнца за горизонтом. На основе этого в ИОА СО РАН был разработан программный комплекс AtModel [3] с помощью которого был выполнено моделирование пространственно- временной изменчивости яркости атмосферы для сумеречного периода. На последующих рисунках справа приведено вычисленные и представленные в виде Allsky изображений угловые распределения яркости атмосферы, а слева – относительные угловые распределения яркости изменение этой яркости для красного (R), зелёного (G) и синего (B) диапазонов видимого участка электромагнитного спектра при различных зенитных углах Солнца. Ниже указанных изображений представлены графические зависимости уровня вычисленных значений яркости и её изменений в солнечном вертикале для трёх указанных участков спектра – R,G,B.

Угловое распределение		Угловое распределение	
временного изменения яркости неба		уровня ярости неба	
Противосолнечная	Солнечная	Противосолнечная	Солнечная
сторона	сторона	сторона	сторона



Рисунок 1. Угловое распределение яркости неба и её временной изменчивости (за интервал времени 5 минут) для молекулярной атмосферы при зенитном угле Солнца 99°.



Рисунок 2. Угловое распределение яркости неба и её временной изменчивости для молекулярной атмосферы при зенитном угле Солнца 96°.



Рисунок 3. Угловое распределение яркости неба и её временной изменчивости для молекулярной атмосферы при зенитном угле Солнца 94,5°.



Рисунок 4. Угловое распределение яркости неба и её временной изменчивости для молекулярной атмосферы при зенитном угле Солнца 91,5°.

Анализ полученных результатов моделирования показывает, что при больших значениях зенитных углов (Рисунок 1) скорость изменения яркости в красном диапазоне спектра наибольшая и она сосредоточена у горизонта в плоскости солнечного вертикала. По мере уменьшения зенитного угла Солнца (Рисунок 2) происходит уменьшение скорости изменения яркости, но при этом, происходит расширение спектрального диапазона изменений яркости (добавляется зелёная и синяя составляющая спектра). Максимальные значения яркости по прежнему сосредоточены в области солнечного вертикала, но угловой диапазон сектора изменений яркости расширен по сравнению с предыдущим рисунком. При дальнейшем уменьшении зенитного угла Солнца (Рисунок 3) происходит дальнейшее уменьшение скорости изменений яркости, но при этом её изменения происходят уже по всему небу и носят более равномерное распределение по спектру, за исключением пригоризонтной зоны, где отмечается доминирование изменений в зелёном диапазоне в плоскости солнечного вертикала в направлении на Солнце и в красном участке спектра – в противосолнечной стороне. При значениях зенитных углов Солнца близких к горизонту (Рисунок 4) отмечается максимальные изменения яркости в красном диапазоне спектра в противосолнечной стороне.

Литература

1. Галилейский В.П., Морозов А.М. Яркость атмосферы наблюдаемая с поверхности планеты. Деп. ВИНИТИ. № 1172-1387, 1987. 10 с.

 Галилейский В.П., Гришин А.И., Морозов А.М. Численное моделирование углового распределения яркости рассеянного солнечного излучения в земной атмосфере.// Оптика атмосферы и океана. 2013. Т. 26, № 11. С. 1005-1007.

3. Галилейский В.П., Зуев К.Г., Морозов А.М. Программа для ЭВМ «AtModel». Государственный реестр программ для ЭВМ, рег. № 2011614925 от 23.06.2011.

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗМЕРЕНИЙ ДАТЧИКА ШЭКА-ГАРТМАНА В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ПАРАМЕТРОВ ЕГО ОПТИЧЕСКОЙ ЧАСТИ

H.B. Голенева^{1,2}, В.В. Лавринов¹, Л.Н. Лавринова¹
¹Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева Сибирского отделения РАН, 634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1
²Томский государственный университет, 634050, г. Томск, просп. Ленина, 36
<u>nadia_alt@mail.ru</u>, <u>lvv@iao.ru</u>, <u>lnl@iao.ru</u>

Ключевые слова: турбулентная атмосфера, датчик волнового фронта Шэка-Гартмана

Датчик волнового фронта гартмановского типа состоит из двух частей: оптической и алгоритмической. Параметры элементов оптической части датчика могут меняться. Представлены результаты анализа корреляционных свойств измерений датчика в зависимости от размера линзового растра. Анализ выполнен на численной модели датчика волнового фронта Шэка-Гартмана.

Датчик волнового фронта является одним из главных элементов фазосопряженой адаптивной оптической системы (AOC), не уступающий по сложности адаптивному зеркалу. Изначально датчик предназначался для астрономических телескопов, в которых необходимо было измерить искажения волнового фронта, вызываемые турбулентностью атмосферы, и устранить дрожание изображений звезд. В ходе развития адаптивной оптики возникли изменения в конструкции датчика. Основными элементами последних разработок датчиков гартмановского типа являются микролинзовый растр и высокоразрешающая видеокамера. Заменой в датчике Шэка–Гартмана (ДВФ ШГ) элементарной линзы растра на внеосевой фрагмент дифракционной линзы с таким же фокусом, но существенно большим диаметром [1].

ДВФ ШГ состоит из линзового растра и видеокамеры, помещенной в фокальную плоскость линзлета. Принципиальная схема датчика представлена на рис. 1.

Рис. 1. Оптико-электронная схема ДВФ ШГ.

работы

Принцип



состоит в следующем. Каждая субапертура фокусирует отдельный парциальный пучок в плоскость видеокамеры. По сигналам, поступающим с видеокамеры, строится оценка смещений

каждого из пучков от оптической оси соответствующей линзы. Это смещение пропорционально среднему наклону волнового фронта в пределах данной субапертуры. Смещение фокального пятна может быть определено как смещение энергетического центра тяжести фокального пятна (центроида).

Важной проблемой в работе АОС является задержка в контуре обратной связи, обусловленная разрывом во времени момента регистрации датчиком искажений волнового фронта и момента коррекции их гибким зеркалом. Уменьшение влияния временной задержки может быть реализовано посредством опережающей адаптивной коррекции, суть которой – в подаче на зеркало управляющих воздействий, вычисленных относительно волнового фронта, измеряемого в данный момент, т.е. волнового фронта, построенного по прогнозируемым измерениям датчика. Данный способ, снижающий влияние запаздывания системы на точность ее работы, предполагает знание скорости ветра на входной апертуре системы. Вычисление поперечных составляющих скорости ветра основано на использовании корреляционных свойств данных, измеренных датчиком, что впервые было продемонстрировано Родье еще в 1973 г. [2].

Вычисление поперечных составляющих скоростей ветра зависит от флуктуаций координат энергетических центров тяжести фокальных пятен (центроидов), измеренных ДВФ ШГ. В данной статье проводится анализ того, как меняется характер флуктуаций координат центроидов и, соответственно, результат реконструкции ВФ, приходящего на входную апертуру системы, в зависимости от размера линзового растра.

По измеренным координатам центроидов с ДВФ ШГ проводится реконструкция ВФ, который используется для контроля управлением гибким зеркалом в АОС. Согласно традиционному подходу к реконструкции волновая функция W(x, y) представляется в виде разложения по полиномам Цернике $Z_i(x, y)$ [3]: $W(x, y) = \sum_{i=1}^{N} c_i Z_i(x, y)$, где c_i – весовые коэффициенты. Подгонка локальных наклонов этого разложения к оценкам, полученным в ДВФ ШГ, реализуется методом наименьших квадратов.

Для оценки эффективности реконструкции волнового фронта от оптической части ДВФ ШГ в среде программирования Visual C++ численно проводился следующий эксперимент: лазерный пучок ($I = 10^5 Bm/m^2$; $a_0 = 0,1 m$; $\lambda = 0,63 m cm)$ распространялся через случайный турбулентный экран, моделируемый спектром фон Кармана [3], затем приходил на линзовый растр из 64 (или 256) микролинз, далее делился на отдельные пучки, которые фокусировались в плоскости приемного устройства. Расчеты проводились на сетке, содержащей 512x512

пикселей. На рис.2 представлены профили фазового распределения ВФ, приходящего на входную апертуру системы, и ВФ, реконструированных датчиками.



Рис. 2. Профили фазовых распределений W(x, y) в λ : кривая 1 - ВФ на входной апертуре системы, $r_0 = 0.05 m$; 2, 3 - реконструированные ВФ датчиками с числом линз 8х8 и 16х16, соответственно.

Из рисунка видно, что в центральной части двумерного фазового распределения профили ВФ, реконструированных датчиками с размерами растра 8х8 и 16х16 достаточно близки. На периферии профили реконструированных фазовых распределений значительно отличаются.

Результаты статистического анализа корреляционных свойств измерений датчиков в зависимости от размера линзового растра представлены на рис. 3 и 4. В обоих датчиках анализировался ВФ размерностью 512х512. Число линз в растре варьировалось: 8х8 и 16х16. Следовательно, менялся размер каждой субапертуры: 64х64 и 32х32, соответственно. Таким образом, в первом датчике имелось меньшее число субапертур с большей размерностью, чем во втором. Размерность растра характеризует то, на сколько локальных участков разбивается измеряемый ВФ. С другой стороны, увеличение размерности линзового растра ведет к уменьшению области фокального пятна в плоскости регистрации. Изменение области фокального пятна в плоскости регистрации. Изменение области фокального пятна в плоскости регистрации. Изменение области (рис.3). Если в волновой функции преобладают аберрации высокого порядка, то реконструкция датчиком с линзовым растром 16х16 лучше, чем датчиком с размером растра 8х8 (рис. 4). Если преобладают аберрации низкого порядка, то датчик с линзовым растром 16х16 реконструирует ВФ хуже, чем датчик с размером растра 8х8.



Рис.3. Изменение четвертого коэффициента (дефокусировки) в разложении ВФ по полиномам Цернике в зависимости от номера случайного турбулентного экрана. Кривая 1 соответствует линзовому растру 8х8; 2 – 16х16.



Рис. 4. Дисперсия между фазовыми распределениями случайного турбулентного экрана на входной апертуре системы и результата его реконструкции в зависимости от номера случайного турбулентного экрана. Кривая 1 соответствует линзовому растру 8х8; 2 – 16х16.

Литература

1. Ботыгина Н.Н., Емалеев О.Н., Корольков В.П. и др. Датчик Шэка–Гартмана на основе растра низкоапертурных внеосевых дифракционных линз // Автометрия. 2009. Т.45. №2. С88–98.

 Vernin J., Roddier F. Experimental determination of two-dimensional spatiotemporal power spectra of stellar light scintillation. Evidence for a multilayer structure of the air turbulence in the upper troposphere // J. Opt. Soc. Am. 1973.
 V.63. P.270 - 273.

3. Воронцов М.А., Шмальгаузен В.И. Принципы адаптивной оптики. // Москва. Наука. 1985. 336.

АНАЛИЗ ИЗМЕРЕНИЙ ДАТЧИКА ВОЛНОВОГО ФРОНТА ШЭКА–ГАРТМАНА В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ИНТЕНСИВНОСТИ ТУРБУЛЕНТНЫХ ИСКАЖЕНИЙ

H.B. Голенева^{1,2}, В.В. Лавринов¹, Л.Н. Лавринова¹
¹Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева Сибирского отделения РАН, 634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1
²Томский государственный университет, 634050, г. Томск, просп. Ленина, 36
nadia_alt@mail.ru, lvv@iao.ru, lnl@iao.ru

Ключевые слова: датчик волнового фронта Шэка-Гартмана, турбулентная атмосфера.

Алгоритм вычисления поперечной составляющей скорости ветра для турбулентной атмосферы опирается на гипотезу «замороженности» турбулентности. В основе алгоритма лежит корреляционный анализ координат энергетических центров тяжести фокальных пятен (центроидов) в плоскости регистрации датчика волнового фронта Шэка–Гартмана. Представлены результаты анализа измерений датчика волнового фронта Шэка – Гартмана в зависимости от интенсивности турбулентных искажений. Исследования проведены на основе численной модели турбулентности Колмогорова в среде программирования Visual C++.

Турбулентная атмосфера представляет собой случайно-неоднородную среду, обладающую большим числом пространственных неоднородностей, которые характеризуются широким диапазоном пространственных масштабов показателя преломления. Флуктуации показателя преломления являются одним из наиболее существенных факторов, оказывающих влияние на работу современных оптических систем в турбулентной атмосфере. Интенсивное применение оптико–электронных систем для передачи информации, узконаправленной транспортировки энергии электромагнитного излучения, формирования изображения в реальных условиях, делают актуальным развитие методов и устройств коррекции, в том числе адаптивных оптических систем, которые представляют собой один из самых радикальных способов устранения вредного влияния атмосферы [1].

Стремительное развитие адаптивной оптики началось в 70–80-е гг. 20 века и было стимулировано в первую очередь такими задачами, для успешного решения которых необходимо устранить возмущения волнового фронта, вызываемые неконтролируемыми случайными воздействиями. Одним из самых первых измеряющих элементов адаптивной оптической системы (АОС) был датчик волнового фронта Шэка–Гартмана (ДВФ ШГ) [2].

Важной проблемой в работе АОС является задержка в контуре обратной связи, обусловленная разрывом во времени момента регистрации датчиком искажений волнового фронта и момента коррекции их гибким зеркалом. Уменьшение влияния временной задержки может быть реализовано посредством опережающей адаптивной коррекции [3], суть которой – в подаче на зеркало управляющих воздействий, вычисленных относительно волнового фронта,

B204

измеряемого в данный момент, т.е. волнового фронта, построенного по прогнозируемым измерениям датчика. Данный способ, снижающий влияние запаздывания системы на точность ее работы, предполагает знание скорости ветра на входной апертуре системы. Вычисление поперечных составляющих скорости ветра основано на использовании корреляционных свойств данных, измеренных датчиком.

В работе [4] описан алгоритм вычисления поперечных составляющих скоростей ветра. Определение скорости ветра прямым образом зависит от положения энергетических центров тяжести фокальных пятен (центроидов), измеренных ДВФ ШГ. В данной статье проводится анализ того, как меняется характер флуктуаций координат центроидов и, соответственно, результат реконструкции ВФ, приходящего на входную апертуру системы, в зависимости от интенсивности турбулентных искажений.

Известно, что время "замороженности" турбулентности τ_0 , т.е. время, в течение которого фазовые соотношения меняются только под действием ветра, связано с радиусом Фрида r_0 и поперечной составляющей скорости ветра v_x выражением: $\tau_0 = 0.31r_0 / v_x$.

За время τ_0 «замороженные» турбулентные неоднородности со скоростью v_x перемещаются на расстояние, равное $0,31r_0$. Параметр r_0 характеризует «сильную» (0,01 *м* – 0,03 *м*), «среднюю» (0,04 *м* – 0,06 *м*) и «слабую» (0,07 *м* – 0,1 *м*) турбулентности, т.е. сильную, среднюю и слабую интенсивности турбулентных искажений [5]. Чтобы оценить, как интенсивность турбулентных искажений влияет на корреляционные свойства измерений ДВФ ШГ проведен ряд численных экспериментов (рис.1).





Лазерный пучок ($I = 10^5 Bm/m^2$; $a_0 = 0,1 m$; $\lambda = 0,63 m m$) проходит через случайный турбулентный экран (2.1), моделируемый спектром фон Кармана [5]. ДВФ ШГ с линзовым растром размером (2.2) фиксирует световое поле на гартманограмме (2.3). По измерениям ДВФ

ШГ (2.4) проводится реконструкция ВФ (2.5). Расчеты проводились на сетке 512х512 пикселей. На рис.1 представлены профили фазового распределения исходных ВФ и реконструированных для различных значений параметра Фрида r₀.



Рис. 2. Профили фазового распределения W(x, y) в λ : 1, 3, 5 – случайный турбулентный экран: 2, 4, 6 – результаты реконструкции в зависимости от интенсивности турбулентных искажений $r_0 = 0,1 M$ (кривые 1,2); $r_0 = 0,05 M$ (кривые 3, 4); $r_0 = 0,01 M$ (кривые 5, 6).



Рис. 3. Дисперсия между фазовыми распределениями случайного турбулентного экрана на входной апертуре системы и результата его реконструкции в зависимости от радиуса Фрида. Кривая 1 соответствует линзовому растру 16х16; 2 – 8х8; 3 - (r₀)^{-5/3}.



Рис.4. Изменение четвертого коэффициента (дефокусировки) в разложении ВФ по полиномам Цернике в зависимости от радиуса Фрида. Кривая 1 соответствует линзовому растру 16х16; 2 – 8х8.

Из рис. З следует, что с ростом радиуса Фрида дисперсия между фазовыми распределениями случайного турбулентного экрана на входной апертуре системы и результата его реконструкции меняется пропорционально формуле Фрида $\sigma^2 = k_s (D/r_0)^{5/3}$, которая характеризует амплитуду колебаний фазы на каждом участке поперечного сечения пучка относительно среднего значения фазы, где D - диаметр входной апертуры; $k_s \approx 1$. Очевидно, что эта зависимость варьируется для различных параметров линзового растра, как и коэффициент дефокусировки в разложении фазы светового поля по полиномам Цернике (рис.4)

Литература:

1. Лукин В.П. Формирование оптических пучков и изображений основе применения систем адаптивной оптики // Успехи физических наук. 2014. Т.184. №16. С.599–640.

2. Ботыгина Н.Н., Емалеев О.Н., Корольков В.П. и др. Датчик Шэка–Гартмана на основе растра низкоапертурных внеосевых дифракционных линз // Автометрия. 2009. Т.45. №2. С88–98.

3. Антошкин Л.В., Лавринов В.В., Лавринова Л.Н., Лукин В.П., Туев М.В. Особенности опережающей коррекции турбулентных искажений по измерениям датчика Шэка-Гартмана // Оптика атмосферы и океана. 2010. 23. № 11. С.1042-1047.

4. Голенева Н.В., Лавринов В.В., Лавринова Л.Н. Определение величины и направления поперечной составляющей скорости ветра на входной апертуре датчика волнового фронта Шэка-Гартмана по его измерениям // Известия высших учебных заведений. Физика. 2013. Т.56. №8/3. С. 217–219

5. Лавринова Л.Н., Лукин В.П. Адаптивная коррекция тепловых и турбулентных искажений лазерного излучения деформируемым зеркалом /Томск: Изд-во ИОА СО РАН, 2008. 152с.

АНАЛИЗ ИЗМЕРЕНИЙ ДАТЧИКА ВОЛНОВОГО ФРОНТА ШЭКА-ГАРТМАНА В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ХАРАКТЕРИСТИКИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ В ЛАЗЕРНОМ ПУЧКЕ

Л.В. Антошкин¹, Н.В. Голенева^{1,2}, В.В. Лавринов¹, Л.Н. Лавринова¹ ¹Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева Сибирского отделения РАН, 634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1 ²Томский государственный университет, 634050, г. Томск, просп. Ленина, 36

lant@iao.ru, nadia_alt@mail.ru, lvv@iao.ru, lnl@iao.ru

Ключевые слова: координаты центроидов, гауссов пучок, распределение интенсивности

АОС, как динамическая система с характерным временем срабатывания, предполагает управление корректирующим зеркалом на основе прогнозирующего алгоритма для приходящего на входную апертуру системы волнового фронта. Прогноз строится на определении закономерностей эволюции параметров турбулентности и скорости ее поперечного ветрового переноса. Алгоритм вычисления поперечных составляющих скорости ветра по измерениям датчика для лазерного излучения, распространяющегося через турбулентную атмосферу, реализован на основе корреляционного анализа координат центроидов в плоскости регистрации. Анализ автокорреляционной функции позволяет определить, на какое расстояние переместились «замороженные» турбулентные искажения в течение определенного времени. Показано, что алгоритм эффективен, если через неоднородную среду распространяется коллимированный лазерный пучок. На основе численного моделирования оценена эффективность алгоритма в зависимости от характеристики распределения интенсивности в пучке.

В оптике коллимированный свет производится коллиматором, состоящим из фокусирующей линзы или параболического зеркала и точечного источника света, размещённого в фокальной плоскости линзы или зеркала. При численных исследованиях полагается, что коллимированный пучок идентичен гауссову, который имеет почти плоскую фазу и амплитуду, меняющуюся в соответствии с функцией Гаусса [1].

Для оценки зависимости корреляционных свойств измерений датчика волнового фронта Шэка–Гартмана (ДВФ Ш–Г) от характеристики распределения интенсивности в пучке воспользуемся связью, которая существует между оптикой гауссовых пучков и геометрической оптикой [2]. Выражение гауссова пучка можно записать в виде: $u(r) = a \exp\left[i\left(p + \frac{\kappa}{2q}r^{m}\right)\right]$, где m = 2; $r^{2} = x^{2} + y^{2}$; p – комплексный фазовый сдвиг при распространении света вдоль оси z; q – комплексный параметр пучка, определяющий гауссово распределение поля по координате r; r – расстояние от оси z; $\kappa = 2\pi/\lambda$ –

волновое число; λ – длина волны. Значения m = 4 и m = 8 задают супергауссово и гипергауссово распределения поля, соответственно. На рис.1 радиус пучка w равен

расстоянию, на котором амплитуда поля убывает в е раз по сравнению с полем на оси. Очевидно, что для супергауссова и гипергауссова пучков на расстоянии w амплитуда поля убывает в e^2 и e^4 раз, соответственно.

Рис.1. Распределение поля по закону Гаусса.

Параметр q определяет кривизну волнового фронта, который вблизи оси является сферическим и связан с радиусом пучка w, характеризующим изменение светового поля в поперечной плоскости, следующим выражением:

 $\frac{1}{q} = i \frac{\lambda}{\pi w^m}$. Гауссов характер



распределений поля будет иметь в любой плоскости, меняться будет лишь ширина этого распределения. В некоторой плоскости, называемой горловиной пучка, гауссов пучок стягивается к минимальному диаметру $2w_0$. В этой плоскости, от которой целесообразно отсчитывать расстояние z, фазовый фронт является плоским и комплексный параметр пучка становится чисто мнимым. На расстоянии z от горловины комплексный параметр пучка имеет вид: $q = \frac{\pi w_0^m}{i\lambda} + z$. Радиус пучка в зависимости от расстояния z вычисляется

по формуле:
$$w(z) = w_0^m \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^m}\right)^2}$$
,
 $R(z) = z \left(1 + \left(\frac{\pi w_0^m}{\lambda z}\right)^2\right).$

радиус кривизны сферической волны:

Преобразование линзой гауссова пучка и сферической волны аналогичны. Радиус кривизны R при прохождении пучком некоторой оптической системы преобразуется по правилу матрицы ABCD: $R_2 = \frac{AR_1 + B}{CR_1 + D}$, где величины A,B,C,D характеризуют конкретную оптическую систему; R_1 , R_2 – радиусы кривизны на входе в систему и выходе из нее. Поскольку преобразование оптическими элементами параметра гауссова пучка q аналогично преобразованию радиуса кривизны волнового фронта R, то можно записать: $q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D}$, что позволяет определить трансформацию гауссова пучка той или

иной оптической системой. Прохождение луча через линзу с фокусным расстоянием f

характеризуется матрицей
$$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix}$$
, т.е. $q_2 = \frac{fq_1}{f - q_1}$.

Чтобы оценить точность определения скорости поперечного ветрового переноса на основе корреляционного анализа флуктуаций координат энергетических центров тяжести фокальных пятен (центроидов), измеряемых ДВФ Ш–Г, необходимо провести анализ влияния характеристики распределения интенсивности в пучке на координаты центроидов.

Сценарий численных экспериментов следующий: световое поле с амплитудой в виде гауссова распределения и плоской фазой делится линзовым растром (с числом субапертур 8×8 размером d, Nlens = 8) на отдельные световые поля, которые фокусируются в плоскости регистрации. На каждой субапертуре размером 64х64 пикселя угол падения отдельного светового поля оценивается по смещениям центроидов, координаты которых вычисляются по формулам [3]:

$$\xi_{k} = \sum_{i=1}^{n_{i}} iI_{i} / \sum_{i=1}^{n_{i}} \sum_{j=1}^{n_{j}} I_{ij} , \ \eta_{k} = \sum_{j=1}^{n_{j}} jI_{j} / \sum_{i=1}^{n_{i}} \sum_{j=1}^{n_{j}} I_{ij} , \ I_{i} = \sum_{j=1}^{n_{j}} I_{ij} , \ I_{j} = \sum_{i=1}^{n_{i}} I_{ij} , \ (1)$$

где I_{ij} – измеренное значение интенсивности сигнала элемента с координатами i, j; i = 1,2,...n_i; j = 1,2,...n_j; n_i,n_j – размерности субапертур (число пикселей); k – номер субапретуры; k = 1,2,..., Nlens × Nlens.

Трансформирование гауссова пучка линзовым растром выражается изменением координаты по оси ξ k – субапертуры: $\xi_k = \frac{f\xi_k^0 D}{f - \xi_k^0 D}$, где ξ_k^0 – координата k – субапертуры относительно поля с амплитудой, заданной константой; D – расстояние от центра линзового растра, совпадающего с вершиной горловины гауссова пучка, до центра k – субапертуры.

В численных экспериментах амплитуда светового поля на входной апертуре адаптивной системы задавалась в виде двумерных нормированных гауссовых распределений: первое – константа; второе – гауссово распределение амплитуды как функции вида: $f(x,y) = \exp(-0,01(x^2 + y^2))$; третье – супергауссово: $f(x,y) = \exp(-0,01(x^2 + y^2)^2)$; четвертое – гипергауссово: $f(x,y) = \exp(-0,01(x^2 + y^2)^4)$.

Рассмотрим матрицу, состоящую из координат центроидов. Размерность матрицы равна числу субапертур в ряду линзового растра с квадратной упаковкой. Элементами данной матрицы являются значения смещений координат центроидов измеряемого

волнового фронта относительно идеального, для которого координаты центроидов равны координатам центров субапертур. На рис. 2 представлены значения координат центроидов, соответствующих узлам расчетной сетки, взятым вдоль диагонали матрицы. Значения нормированы на размер расчетной сетки.

Рис. 2. Смещения координат центроидов для светового поля на входной апертуре датчика, имеющего амплитудное распределение, соответствующее константе (кривая 1), 2 – гауссову пучку, 3 – гипергауссову, 4 – супергауссову.

Принимая смещения координат, обозначенные кривой 1, за эталон, следует отметить, что в центральной части представленных амплитудных



распределений ближе всего к эталону измерения, полученные датчиком для гипергауссова пучка, на периферии – измерения для гауссова пучка. Амплитудное распределение супергауссова пучка дает наибольшее отклонение от эталона и в центральной части распределения амплитуды, и на периферии.

Таким образом, точность корреляционного алгоритма зависит от общего наклона приходящего на входную апертуру системы волнового фронта. Наклон образуется в результате начального смещения координат центроидов (в пределах дифракционного размера фокального пятна). Ошибка, вносимая в измерения координат центроидов за счет влияния характеристики распределения интенсивности в световом поле, должна учитываться при расчете смещений координат центроидов. Использование результатов интегрирования изображений, полученных в течение некоторого временного интервала, в качестве опорного волнового фронта устранит ошибку, возникающую за счет влияния характеристики распределения интенсивности. Однако компенсация данной ошибки приводит также и к равноценному снижению величины максимального измеряемого угла наклона волнового фронта.

Литература

1. Карлов Н.В. Лекции по квантовой электронике / М: Наука, 1988. 322с.

2. Короленко П.В. Оптика когерентного излучения. - М.: Изд-во Московского университета, 1989. 96 с.

3. Антошкин Л.В., Лавринов В.В., Лавринова Л.Н., Лукин В.П. Измерение поперечного ветрового переноса атмосферной турбулентности на основе датчика Шэка-Гартмана // Горный информационно-аналитический журн. 2009. Т.17. №12. С.129-133.

СЛУЧАЙНЫЕ СМЕЩЕНИЯ ФУНДАМЕНТАЛЬНОГО БЕССЕЛЕВА ПУЧКА В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

И.П. Лукин

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск E-mail: lukin ip@iao.ru

Ключевые слова: бесселев пучок, гауссов пучок, атмосферная турбулентность, центр тяжести пучка, дисперсия случайных смещений.

В данной работе теоретически изучаются интегральные моменты случайной интенсивности когерентного фундаментального бессель–гауссова пучка, распространяющегося в турбулентной атмосфере. Показано, что на коротких трассах в области слабых флуктуаций интенсивности дисперсия случайных смещений центра тяжести когерентного фундаментального бессель–гауссова пучка всегда больше аналогичной характеристики когерентного фундаментального гауссова пучка. Проанализировано влияние размера излучающей апертуры на величину дисперсии случайных смещений центра тяжести когерентного фундаментального бессель-гауссова пучка при распространении в турбулентной атмосфере со спектром флуктуаций диэлектрической проницаемости воздуха колмогоровского типа с конечным значением внешнего масштаба атмосферной турбулентности.

Распространение оптических пучков в средах (включая случайно-неоднородные турбулентные среды) может быть описано с использованием аппарата интегральных моментов [1–4]. При аппроксимации распространения оптического излучения в случайно-неоднородной среде марковским случайным процессом в работе [5] было получено выражение для среднего квадрата смещений центра тяжести фундаментального гауссова пучка в турбулентной атмосфере. В статьях [6–9] обсуждались различия в поведении случайных смещений центра тяжести косинус–гауссовых [6], гиперболический косинус–гауссовых [6], фундаментальных бессель–гауссовых (включая модифицированные бесселевы) [7] и лагерр–гауссовых [8, 9] пучков в турбулентной атмосфере по сравнению с фундаментальным гауссовым пучком [5].

В контексте этой проблемы в данной работе, используя параксиальное приближение скалярного волнового уравнения, вычисляются интегральные моменты фундаментальных бессель–гауссовых пучков, распространяющихся в турбулентной атмосфере. Фактически центральным моментом статьи является попытка уяснить роль бездифракционности (инвариантности) оптических пучков [10–12] в явлении случайного смещения центра тяжести лазерных пучков при распространении в случайно-неоднородных (турбулентных) средах.

Фундаментальный бессель–гауссов пучок, распространяющийся в положительном направлении оси x, в начальной плоскости (x = 0) может быть представлен следующим образом [1, 2, 4, 7, 10, 12]:

B212

$$U_{0}(\mathbf{\rho}) = E_{0} \exp\left(-\frac{\rho^{2}}{2a_{0}^{2}} - \frac{ik}{2R_{0}}\rho^{2}\right) J_{0}(\beta\rho), \qquad (1)$$

где E_0 – начальное значение амплитуды оптического пучка на его оптической оси; a_0 – начальный радиус амплитудного фактора оптического пучка; R_0 – радиус кривизны волнового фронта в центре передающей апертуры; $\beta = \sqrt{k^2 - k_x^2}$ – параметр бесселева пучка (компонента волнового вектора **k**, ортогональная оси x); $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число оптического излучения; λ – длина волны оптического излучения в вакууме; k_x – компонента волнового вектора вдоль направления оси x; $\rho = \{y, z\}$ – пространственная координата, поперечная к направлению распространения оптического излучения; $\rho = \sqrt{y^2 + z^2}$ – модуль этой координаты; $J_0(.)$ – функция Бесселя первого рода нулевого порядка.

Для того чтобы характеризовать положение оптического пучка в плоскости, перпендикулярной направлению распространения оптического излучения, посредством координат центра тяжести $\rho_c(x)$ случайного распределения интенсивности $I(x,\rho)=U(x,\rho)U^*(x,\rho)$ поля оптического пучка $U(x,\rho)$ (см. работы [5, 11]) можно использовать следующее выражение:

$$\boldsymbol{\rho}_{c}(x) = \frac{1}{P_{0}} \int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}\boldsymbol{\rho} \boldsymbol{\rho} I(x, \boldsymbol{\rho}), \qquad (2)$$

где

$$P_0 = \int_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{\rho} U(x, \mathbf{\rho}) U^*(x, \mathbf{\rho})$$
(3)

- полный поток оптического излучения пучка.

В определение (2) координат центра тяжести оптического пучка $\rho_c(x)$ входит вспомогательный параметр, а именно, общий поток оптического излучения P_0 (3) фундаментального бессель-гауссова пучка (1). Так как фундаментальный бессель-гауссов пучок (1) распространяется в турбулентной атмосфере, то вследствие малоуглового характера рассеяния на атмосферных неоднородностях [11], общий поток оптического излучения P_0 сохраняет своё начальное значение, равное

$$P_0 = \pi a_0^2 E_0^2 \exp\left(-\frac{\beta^2 a_0^2}{2}\right) I_0\left(\frac{\beta^2 a_0^2}{2}\right),\tag{4}$$

где $I_0(.)$ – модифицированная функция Бесселя нулевого порядка.

Рассмотрим два низших статистических момента случайных координат центра тяжести фундаментального бессель-гауссова оптического пучка $\rho_c(x)$ [5, 11]. Среднее значение координат центра тяжести $\rho_c(x)$ такого пучка (1), распространяющегося вдоль оси x, равно нулю: $\langle \rho_c(x) \rangle = 0$. Дисперсия смещений центра тяжести $\rho_c(x)$ фундаментального бессель-гауссова оптического пучка (1) в приближении заданного поля [5] описывается следующей формулой:

$$\sigma_{\rho \, bgb}^{2}(x) = \left\langle \boldsymbol{\rho}_{c}^{2}(x) \right\rangle - \left\langle \boldsymbol{\rho}_{c}(x) \right\rangle^{2} \cong \frac{4\pi^{4} E_{0}^{4} x^{3}}{3P_{0}^{2}} \int_{0}^{\infty} d\kappa \Phi_{\varepsilon}(\kappa) \kappa^{3} \left[\int_{0}^{\infty} d\rho \rho \exp\left(-\frac{\rho^{2}}{a_{0}^{2}}\right) J_{0}^{2}(\beta \rho) J_{0}(\kappa \rho) \right]^{2}.$$
(5)

В выражении (5) $\Phi_{\varepsilon}(\kappa) = 0,033C_{\varepsilon}^{2}\kappa^{-11/3}$ – спектр флуктуаций диэлектрической проницаемости турбулентной атмосферы [11], где C_{ε}^{2} – структурный параметр флуктуаций диэлектрической проницаемости атмосферной турбулентности. Результаты численных расчётов дисперсии смещений центра тяжести фундаментального бессель-гауссова оптического пучка $\sigma_{\rho bgb}^{2}(x)$ в турбулентной атмосфере по формулам (4) и (5) представлены на рис. 1 для различных значений Ω_{0} ($\Omega_{0} = ka_{0}^{2}/x$ – число Френеля передающей апертуры фундаментального бессель-гауссова пучка). На рисунке приведено отношение дисперсии смещений центра тяжести фундаментального бессель-гауссова оптического пучка $\sigma_{\rho bgb}^{2}(x)$ (5) к аналогичной характеристике фундаментального гауссова пучка при таком же значении Ω_{0} , равной:

$$\sigma_{\rho_{gb}}^{2}(x) \cong \frac{\pi^{2} x^{3}}{3} \int_{0}^{\infty} d\kappa \Phi_{\varepsilon}(\kappa) \kappa^{3} \exp\left(-\frac{a_{0}^{2} \kappa^{2}}{2}\right).$$

$$(x) = \frac{1}{3} \int_{0}^{\infty} \frac{1}{2} \int_{0}^{$$

Рис. 1. Отношение дисперсий смещений центра тяжести фундаментального бессель-гауссова и гауссова пучков при разных значениях числа Френеля передающей апертуры.

Как хорошо видно из рис. 1, для фундаментального бессель-гауссова пучка при $\tilde{\beta} = \sqrt{x/k\beta} \rightarrow 0$ отношение дисперсий смещений центра тяжести пучка равно 1, по мере увеличения $\tilde{\beta}$ оно увеличивается до 1,22, а затем при $\tilde{\beta} \rightarrow \infty$ медленно спадает до 1,18. Отметим также, что положение максимума кривых на рис. 1 от переменной $\tilde{\beta}$ изменяется в зависимости от величины Ω_0 по следующему закону: $\tilde{\beta}_{max} \approx \Omega_0^{-1/2}$.

В работе показано, что дисперсия смещений центра тяжести фундаментального бессельгауссова пучка в турбулентной атмосфере при больших значениях числа Френеля передающей апертуры увеличивается по мере роста параметра бесселева пучка не монотонно. Оказалось, что на коротких трассах дисперсия случайных смещений центра тяжести фундаментального бессель–гауссова пучка всегда больше аналогичной характеристики гауссова пучка.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект 13-02-98016-р сибирь.

- 1. *Andrews D.L.* Structured light and its applications: An introduction to phase-structured beams and nanoscale optical forces. New York: Academic Press, 2008. 341 p.
- **2.** *Киселёв А.П.* Локализованные световые волны: параксиальные и точные решения волнового уравнения (обзор) // Оптика и спектроскопия. 2007. Т. 102. № 4. С. 661–681.
- 3. Абрамочкин Е.Г., Волостников В.Г. Спиральные пучки света // Успехи физических наук. 2004. Т. 174. № 12. С. 1273–1300.
- **4.** Пятницкий Л.Н. Оптический разряд в поле лазерного бесселева пучка // Успехи физических наук. 2010. Т. 180. № 2. С. 165–184.
- **5.** *Кляцкин В.И., Кон А.И.* О смещениях пространственно-ограниченных световых пучков в турбулентной среде в приближении марковского случайного процесса // Известия вузов–Радиофизика. 1972. Т. 15. № 9. С. 1381–1388.
- 6. Çil C.Z., Eyyuboğlu H.T., Baykal Y., Cai Y. Beam wander characteristics of cos and cosh-Gaussian beams // Applied Physics B. 2009. V. 95. N 4. P. 763–771.
- **7.** *Çil C.Z., Eyyuboğlu H.T., Baykal Y., Korotkova O., Cai Y.* Beam wander of *J*₀- and *I*₀-Bessel Gaussian beams propagating in turbulent atmosphere // Applied Physics B. 2010. V. 98. N 1. P. 195–202.
- Аксёнов В.П., Погуца Ч.Е. Влияние оптического вихря на случайные смещения Лагерра-Гауссова лазерного пучка, распространяющегося в турбулентной атмосфере // Оптика атмосферы и океана. 2012. Т. 25. № 7. С. 561–565.
- **9.** *Aksenov V.P., Pogutsa Ch.E.* Increase in laser beam resistance to random inhomogeneities of atmospheric permittivity with an optical vortex included in the beam structure // Applied Optics. 2012. V. 51. N 30. P. 7262–7267.
- Seshadri S.R. Average characteristics of a partially coherent Bessel-Gauss optical beam // J. Opt. Soc. Am. A. 1999.
 V. 16. N 12. P. 2917–2927.
- 11. Andrews L.C., Phillips R.L. Laser beam propagation through random media. 2nd ed. Bellingham, Washington: SPIE Press, 2005. 782 p.
- 12. Лукин И.П. Когерентность бесселева пучка в турбулентной атмосфере // Оптика атмосферы и океана. 2012.
 Т. 25. № 5. С. 393–402.
ПАРАМЕТРЫ КОЛЬЦЕВОЙ ДИСЛОКАЦИИ СТЕПЕНИ КОГЕРЕНТНОСТИ ВИХРЕВЫХ БЕССЕЛЕВЫХ ПУЧКОВ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

И.П. Лукин

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск

E-mail: lukin_ip@iao.ru

Ключевые слова: бесселев пучок, вихревой пучок, оптическое излучение, атмосферная турбулентность, когерентность, кольцевая дислокация.

В данной работе представлены результаты теоретического рассмотрения поведения степени когерентности полностью когерентного вихревого бесселева пучка, распространяющегося в турбулентной атмосфере. Показано, что при низких уровнях флуктуаций, в центральной части двумерного поля степени когерентности вихревых бесселевых пучков формируется кольцевая дислокация, число колец в которой равно величине топологического заряда оптического пучка. Детально изучается структура кольцевой дислокации степени когерентности вихревых бесселевых пучков в турбулентной атмосфере. Для этой цели вводятся две характеристики кольцевой дислокации: её пространственные координаты и ширина кольца. Рассматривается влияние параметров оптического пучка (поперечного волнового числа и топологического заряда) и атмосферной турбулентности на эти характеристики кольцевой дислокации степени когерентности вихревого бесселева пучка.

Одним из важных разделов современной оптики является сингулярная оптика, в которой, в последнее время, всё более широко и всесторонне исследуются вихревые апертуры. Использование таких апертур позволяет формировать или генерировать вихревые оптические пучки [1]. Как известно [1, 2], вихревые пучки обладают конечным значением орбитального углового момента, который они способны переносить при распространении (по крайней мере в однородной среде) на большие расстояния. Кроме того, вихревые оптические пучки могут использоваться при оптическом захвате и вращении микрочастиц, в интерферометрии распознавания выпуклых и вогнутых частей волнового фронта, оптической обработке изображений для выполнения преобразований Ханкеля и Гильберта и в телекоммуникационных системах для уплотнения информационного канала [1, 2].

В данной работе исследуется поведение степени когерентности полностью когерентных вихревых бесселевых пучков, распространяющихся в турбулентной атмосфере. Анализируется влияние оптического вихря на степень пространственной когерентности бесселева пучка в случайно-неоднородной атмосфере, что при определённых условиях проявляется в формировании кольцевой дислокации степени когерентности оптического излучения [3–7]. Детально изучаются особенности кольцевой дислокации степени когерентности вихревых бесселевых оптических пучков в турбулентной атмосфере. Для этой цели вводятся две характеристики кольцевой дислокации: её координаты и ширина. Рассматривается влияние

B216

параметров оптического пучка и атмосферной турбулентности на эти характеристики кольцевой дислокации степени когерентности вихревого бесселева оптического пучка.

Вихревой бесселев пучок, распространяющийся вдоль оси x, в начальной плоскости (x = 0) может быть задан следующим образом [6, 7]:

$$U_0(\mathbf{\rho}) = U_0(\mathbf{\rho}, \mathbf{\varphi}) = E_0 J_m(\beta \mathbf{\rho}) \exp(im\mathbf{\varphi}), \tag{1}$$

где E_0 – начальная амплитуда оптического пучка; $\beta = \sqrt{k^2 - k_x^2}$ – параметр бесселева пучка (компонента волнового вектора **k**, ортогональная оси x); $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число оптического излучения; λ – длина волны оптического излучения в вакууме; k_x – компонента волнового вектора по направлению оси x; $\rho = \{y, z\} = \{\rho, \phi\}$ – поперечная к направлению распространения оптического излучения пространственная координата; $\rho = \sqrt{y^2 + z^2}$, $\phi = \arctan(y/z)$ – модуль и аргумент этой координаты; m – топологический заряд вихревого оптического пучка; $J_m(.)$ – функция Бесселя первого рода m-ого порядка.

Используя определение комплексной степени когерентности $\gamma_2(x, \mathbf{R}, \mathbf{\rho}) = \Gamma_2(x, \mathbf{R}, \mathbf{\rho}) / \sqrt{\Gamma_2(x, \mathbf{R} + \mathbf{\rho}/2, 0)} \Gamma_2(x, \mathbf{R} - \mathbf{\rho}/2, 0)$ и выражение для функции взаимной когерентности второго порядка $\Gamma_2(x, \mathbf{\rho}_1, \mathbf{\rho}_2) = \langle U(x, \mathbf{\rho}_1) U^*(x, \mathbf{\rho}_2) \rangle \cong \langle E(x, \mathbf{\rho}_1) E^*(x, \mathbf{\rho}_2) \rangle$ комплексной амплитуды $E(x, \mathbf{\rho})$ поля $U(x, \mathbf{\rho}) \cong E(x, \mathbf{\rho}) \exp(ikx)$ вихревого бесселева оптического пучка (1), можно получить выражение для модуля комплексной степени когерентности (степени когерентности) $\mu(x, \mathbf{\rho}) = \operatorname{mod}[\gamma_2(x, R = 0, \mathbf{\rho})]$ вихревого бесселева пучка на его оптической оси (R = 0) в турбулентной атмосфере.

Напомним, что исследование степени когерентности $\mu(x,\rho)$ вихревых бесселевых пучков [5–7] продемонстрировало изменение местоположения и геометрических размеров кольцевой дислокации при изменении условий распространения оптического излучения в турбулентной атмосфере. Для того чтобы описать количественно поведение кольцевой дислокации в зависимости от параметров оптического пучка и условий распространения оптического излучения в турбулентной атмосфере, введем две физических характеристики кольцевой дислокации. Первая из них – координаты кольцевой дислокации ρ_{ring} , которые определяются по равенству нулю степени когерентности $\mu(x,\rho)$ вихревого бесселева оптического пучка [3]: $\mu(x,\rho_{ring})=0$. Вторая – ширина кольцевой дислокации d_{ring} , определяющая её радиальную протяжённость: $d_{ring} = \rho_{outside} - \rho_{inside}$. Здесь $\rho_{outside}$ наружный, а ρ_{inside} – внутренний радиусы

кольцевой дислокации, задаваемые соотношениями: $\mu(x, \rho_{outside}) = \text{const}$ и $\mu(x, \rho_{inside}) = \text{const}$. Значение величины const при вычислениях было выбрано равным 0,01.

На рис. 1а представлены значения координаты кольцевой дислокации ρ_{ring} вихревых бесселевых пучков, распространяющихся в турбулентной атмосфере, при m = 1 для различных значений нормированного параметра пучка $\sqrt{x/k\beta}$. Видно, что координата кольцевой дислокации ρ_{ring} существенно зависит от нормированного параметра бесселева пучка $\sqrt{x/k\beta}$ и параметра q, где $q = x/(k\rho_0^2)$ – величина, характеризующая условия распространения оптического излучения на трассе в турбулентной атмосфере [8]. Здесь x – расстояние от источника до приёмника, а ρ_0 – радиус когерентности плоской оптической волны в турбулентной атмосфере [8]. Координата ρ_{ring} в однокольцевой дислокации монотонно отклоняется от оптической оси вихревого бесселева пучка по мере роста параметра q. При малых значениях параметра бесселева пучка $\sqrt{x/k\beta}$ кольцо дислокации быстро расширяется при увеличении параметра q, а при больших значениях $\sqrt{x/k\beta}$ оно остаётся практически постоянным до момента своего исчезновения.



Рис. 1. Координата ρ_{ring} и ширина d_{ring} кольцевой дислокации вихревого бесселева пучка с m = 1 при разных значениях параметра бесселева пучка $\sqrt{x/k\beta}$ (значения указанны на рисунках).

Результаты вычисления ширины кольцевой дислокации d_{ring} представлены на рис. 16 для вихревых бесселевых пучков с m=1 при различных значениях параметра бесселева пучка $\sqrt{x/k\beta}$. Хорошо видно, что при малых значениях $\sqrt{x/k\beta}$ ширина кольцевой дислокации d_{ring} быстро увеличивается с ростом параметра q, а при больших значениях $\sqrt{x/k\beta}$ ширина кольцевой дислокации d_{ring} остаётся примерно постоянной при изменении q в больших пределах. Видно, что с увеличением q ширина кольцевой дислокации d_{ring} монотонно увеличивается от 0 до максимального значения, которое она достигает в момент исчезновения кольцевой дислокации. Исчезает же кольцевая дислокация тогда, когда её размер становится сравнимым с величиной радиуса когерентности бесселева пучка в турбулентной атмосфере. При больших значениях топологического заряда вихревого бесселева пучка (m > 1) картина несколько усложняется. Общий стиль поведения кольцевой дислокации остаётся прежним, однако сначала исчезает внешнее кольцо, затем следующее, и так последовательно до последнего.

Проведены детальные исследования характеристик кольцевой дислокации вихревых бесселевых пучков, распространяющихся в турбулентной атмосфере. Обнаружено, что число колец формируемой кольцевой дислокации равно величине топологического заряда вихревого пучка, а координаты и ширина кольцевой дислокации вихревого бесселева пучка зависят от величины параметра бесселева пучка (поперечной к направлению распространения оптического излучения составляющей волнового вектора) и интенсивности флуктуаций параметров турбулентной атмосферы. Кроме того, ширина кольцевой дислокации вихревого бесселева пучка с топологическим зарядом, равным единице, с увеличением флуктуаций в турбулентной атмосфере быстро растёт при малых значениях параметра бесселева пучка, а при больших значениях этого параметра, наоборот, хорошо сохраняет свою величину при распространении в турбулентной атмосфере. Увеличение топологического заряда вихревых бесселевых пучков приводит к усложнению поведения ширины кольцевой дислокации оптического пучка.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект 13-02-98016-р сибирь.

- 1. Andrews D.L. Structured light and its applications: An introduction to phase-structured beams and nanoscale optical forces. N.Y.: Academic Press, 2008. 341 p.
- 2. Allen L., Barnett S.M., Padgett M.J. Optical angular momentum. Bristol: Institute of Physics, 2003. 300 p.
- **3.** *Maleev I.D., Palacios D.M., Marathay A.S., Swartzlander G.A.* Spatial correlation vortices in partially coherent light: theory // J. Opt. Soc. Am. B. 2004. V. 21. N 11. P. 1895–1900.
- 4. Ding Ch., Pan L., Lu B. Phase singularities and spectral changes of spectrally partially coherent higher-order Bessel-Gauss pulsed beams // J. Opt. Soc. Am. A. 2009. V. 26. N 12. P. 2654–2661.
- 5. Lukin I.P. Coherence of higher modes of Bessel beams in turbulent atmosphere // Proc. SPIE. 2012. V. 8696. 86960A.
- Lukin I.P. Formation of a ring dislocation of a coherence of a vortex optical beam in turbulent atmosphere // Proc. SPIE. 2013. V. 9066. 90660Q.
- Lukin I.P. Ring dislocation of a coherence of vortex Bessel beams in turbulent atmosphere // Proc. SPIE. 2014. V. 9292.
 92921G.
- **8.** *Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И.* Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. Случайные поля. Наука, 1978. 464 с.

КОГЕРЕНТНОСТЬ ВИХРЕВОГО БЕССЕЛЕВА ПУЧКА, ОТРАЖЁННОГО ОТ ШЕРОХОВАТОЙ ПОВЕРХНОСТИ

И.П. Лукин

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск

E-mail: lukin_ip@iao.ru

Ключевые слова: бесселев пучок, вихревой пучок, шероховатая поверхность, когерентность, кольцевая дислокация.

Проведены исследования когерентных свойств вихревых бесселевых пучков, распространяющихся в однородной среде после отражения от шероховатой поверхности. Показано, что при низких уровнях случайной шероховатости отражающей поверхности, степень когерентности вихревого бесселева пучка существенно зависит от величины топологического заряда пучка. В центральной части двумерного поля степени когерентности формируется кольцевая дислокация, число колец в которой равно величине топологического заряда вихревого оптического пучка. При высоких уровнях случайной шероховатости отражающей поверхности, функция взаимной когерентности вихревого бесселева пучка существенно зависит от величине топологического заряда вихревого оптического пучка.

Характеристики вихревых оптических пучков активно изучают как при распространении в однородных [1, 2], так и случайно-неоднородных [3–6] средах. Известно [1, 2], что вихревые пучки могут иметь дислокации и для оптического поля, и для функции взаимной когерентности второго порядка. В данной работе проводятся теоретические исследования когерентных свойств бесселевых оптических пучков, отражённых шероховатой поверхностью в однородной среде. Конкретно, анализируется поведение степени когерентности вихревых бесселевых пучков, отражённых в однородной среде от шероховатой поверхности общего типа, а также проводится сравнение с подобной характеристикой сферической волны. Показано влияние оптического вихря на пространственную когерентность бесселева пучка при отражении от шероховатой поверхности.

Вихревой бесселев пучок, распространяющийся вдоль оси x, в начальной плоскости (x=0) может быть задан следующим образом [3, 6]:

$$U_0(\mathbf{\rho}) = U_0(\mathbf{\rho}, \mathbf{\varphi}) = E_0 J_m(\beta \mathbf{\rho}) \exp(im\mathbf{\varphi}), \tag{1}$$

где E_0 – начальная амплитуда оптического пучка; $\beta = \sqrt{k^2 - k_x^2}$ – параметр бесселева пучка (компонента волнового вектора **k**, ортогональная оси x); $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число оптического излучения; λ – длина волны оптического излучения в вакууме; k_x – компонента волнового вектора по направлению оси x; $\rho = \{y, z\} = \{\rho, \phi\}$ – поперечная к направлению распространения оптического излучения пространственная координата; $\rho = \sqrt{y^2 + z^2}$, $\phi = \arctan(y/z)$ – модуль и аргумент этой координаты; *m* – топологический заряд вихревого оптического пучка; $J_m(.)$ – функция Бесселя первого рода *m* -ого порядка.

Используя принцип Гюйгенса–Френеля [7], можно записать поле вихревого бесселева пучка (1) в однородной среде. После вычисления стандартных интегралов получим следующее выражение, описывающее в параксиальном приближении изменение поля вихревого бесселева пучка при распространении в однородной среде:

$$U(x, \mathbf{\rho}) = U(x, \mathbf{\rho}, \mathbf{\phi}) \cong E_0 \exp\left(ikx - i\frac{x\beta^2}{2k}\right) J_m(\beta \mathbf{\rho}) \exp(im\mathbf{\phi}), \tag{2}$$

где *x* – расстояние от плоскости источника до плоскости, в которой находится текущая точка наблюдения. Таким образом, как видно из выражения (2), для вихревого бесселева оптического пучка [3, 6] на трассе распространения в однородной среде всегда приближённо выполняются условия бездифракционного распространения: $I(x, \rho) = U(x, \rho)U^*(x, \rho) \cong I(x = 0, \rho) = U_0(\rho)U_0^*(\rho)$.

Будем считать, что в плоскости x = L находится отражатель с локальным коэффициентом отражения $V(\rho_1, \rho_2)$, на котором происходит рассеяние поля вихревого бесселева пучка (2). Поскольку реальная поверхность обязательно шероховатая [8–10], то будем рассматривать отражение вихревого бесселева пучка от шероховатой поверхности. В отношении рассеяния волн на поверхности со случайными неровностями впервые нелокальные граничные условия были введены в работе [8]. Для наших целей будем считать, что неровности поверхности статистически изотропны [10], поэтому можно ввести модельную нелокальную функцию отражения от шероховатой поверхности следующего вида:

$$\overline{V(\rho_{1}',\rho_{1}'')}V^{*}(\rho_{2}',\rho_{2}'') = V_{0}(\rho_{1}')V_{0}(\rho_{2}')\delta(\rho_{1}'-\rho_{1}'')\delta(\rho_{2}'-\rho_{2}'')\upsilon_{r}(\rho_{1}''-\rho_{2}''),$$
(3)

$$V_0(\mathbf{p}) = V_0 \exp\left[-\frac{(\mathbf{p} - \mathbf{p}_r)^2}{2a_r^2}\right],\tag{4}$$

$$\upsilon_r(\mathbf{\rho}) = \exp\left(-\frac{\rho^2}{l_r^2}\right),\tag{5}$$

где черта сверху обозначает статистическое усреднение по ансамблю реализаций флуктуаций неровностей поверхности отражателя; V_0 – амплитуда коэффициента отражения; a_r – эффективный радиус отражателя; ρ_r – радиус-вектор, определяющий вынос центра отражателя с оптической оси вихревого бесселева пучка; l_r – пространственный масштаб корреляции случайных неровностей шероховатой поверхности.

Излучение рассеянного шероховатой поверхностью вихревого бесселева пучка (1) принимается после распространения в отрицательном направлении оси x в плоскости x = 0 и соответствующая функция взаимной когерентности второго порядка отражённого излучения имеет следующий вид

$$\Gamma_{2}(x=0,\boldsymbol{\rho}_{1},\boldsymbol{\rho}_{2}) = \frac{k^{4}}{16\pi^{4}L^{4}} \int d\boldsymbol{\rho}_{1}' d\boldsymbol{\rho}_{1}'' d\boldsymbol{\rho}_{1}''' d\boldsymbol{\rho}_{2}'' d\boldsymbol{\rho}_{2}'' d\boldsymbol{\rho}_{2}''' \overline{V(\boldsymbol{\rho}_{1}',\boldsymbol{\rho}_{1}'')} V^{*}(\boldsymbol{\rho}_{2}',\boldsymbol{\rho}_{2}'') \\ \times \exp\left[\frac{ik}{2L}(\boldsymbol{\rho}_{1}-\boldsymbol{\rho}_{1}')^{2} - \frac{ik}{2L}(\boldsymbol{\rho}_{2}-\boldsymbol{\rho}_{2}')^{2} + \frac{ik}{2L}(\boldsymbol{\rho}_{1}''-\boldsymbol{\rho}_{1}''')^{2} - \frac{ik}{2L}(\boldsymbol{\rho}_{2}''-\boldsymbol{\rho}_{2}''')^{2}\right] U_{0}(\boldsymbol{\rho}_{1}''') U_{0}^{*}(\boldsymbol{\rho}_{2}''').$$
(6)

После подстановки формулы (3) в интегральное выражение (6) и вычисления интегралов по переменным **р**₁" и **р**₂" получим следующее соотношение:

$$\Gamma_{2}(x=0,\boldsymbol{\rho}_{1},\boldsymbol{\rho}_{2}) = \frac{k^{4}}{16\pi^{4}L^{4}} \int d\boldsymbol{\rho}_{1}' d\boldsymbol{\rho}_{1}''' d\boldsymbol{\rho}_{2}' d\boldsymbol{\rho}_{2}''' V_{0}(\boldsymbol{\rho}_{1}') V_{0}(\boldsymbol{\rho}_{2}') \upsilon_{r}(\boldsymbol{\rho}_{1}'-\boldsymbol{\rho}_{2}') \times \exp\left[\frac{ik}{2L}(\boldsymbol{\rho}_{1}-\boldsymbol{\rho}_{1}')^{2} - \frac{ik}{2L}(\boldsymbol{\rho}_{2}-\boldsymbol{\rho}_{2}')^{2} + \frac{ik}{2L}(\boldsymbol{\rho}_{1}'-\boldsymbol{\rho}_{1}''')^{2} - \frac{ik}{2L}(\boldsymbol{\rho}_{2}'-\boldsymbol{\rho}_{2}''')^{2}\right] U_{0}(\boldsymbol{\rho}_{1}''') U_{0}^{*}(\boldsymbol{\rho}_{2}''').$$
(7)

Рассмотрим типичные простейшие частные случаи отражения: зеркальное отражение и диффузное отражение (ламбертовский отражатель). Для зеркального отражателя $\upsilon_r(\mathbf{p}) \equiv 1$ и интегральное выражение (7) соответственно упрощается:

$$\Gamma_{2}(x=0,\boldsymbol{\rho}_{1},\boldsymbol{\rho}_{2}) = \frac{k^{4}}{16\pi^{4}L^{4}} \int d\boldsymbol{\rho}_{1}' d\boldsymbol{\rho}_{1}''' d\boldsymbol{\rho}_{2}' d\boldsymbol{\rho}_{2}''' V_{0}(\boldsymbol{\rho}_{1}') V_{0}(\boldsymbol{\rho}_{2}') \\ \times \exp\left[\frac{ik}{2L}(\boldsymbol{\rho}_{1}-\boldsymbol{\rho}_{1}')^{2} - \frac{ik}{2L}(\boldsymbol{\rho}_{2}-\boldsymbol{\rho}_{2}')^{2} + \frac{ik}{2L}(\boldsymbol{\rho}_{1}'-\boldsymbol{\rho}_{1}''')^{2} - \frac{ik}{2L}(\boldsymbol{\rho}_{2}'-\boldsymbol{\rho}_{2}''')^{2}\right] U_{0}(\boldsymbol{\rho}_{1}''') U_{0}^{*}(\boldsymbol{\rho}_{2}''').$$
(8)

Если отражателем является бесконечная плоскость, то $V_0(\mathbf{\rho}) \equiv V_0$, а интегральное выражение (8) после вычисления интегралов по переменным $\mathbf{\rho}'_1$ и $\mathbf{\rho}'_2$ примет ещё более простой вид

$$\Gamma_{2}(x=0,\boldsymbol{\rho}_{1},\boldsymbol{\rho}_{2}) = \frac{V_{0}^{2}k^{2}}{16\pi^{2}L^{2}} \exp\left(\frac{ik}{4L}\boldsymbol{\rho}_{1}^{2} - \frac{ik}{4L}\boldsymbol{\rho}_{2}^{2}\right) \int d\boldsymbol{\rho}_{1}^{\prime\prime\prime} d\boldsymbol{\rho}_{2}^{\prime\prime\prime} \times \exp\left[\frac{ik}{4L}\boldsymbol{\rho}_{1}^{\prime\prime\prime2} - \frac{ik}{2L}\boldsymbol{\rho}_{1}\boldsymbol{\rho}_{1}^{\prime\prime\prime} - \frac{ik}{4L}\boldsymbol{\rho}_{2}^{\prime\prime\prime2} + \frac{ik}{2L}\boldsymbol{\rho}_{2}\boldsymbol{\rho}_{2}^{\prime\prime\prime}\right] U_{0}(\boldsymbol{\rho}_{1}^{\prime\prime\prime}) U_{0}^{*}(\boldsymbol{\rho}_{2}^{\prime\prime\prime}).$$
(9)

После подстановки (1) в выражение (9) и вычисления интегралов по переменным ρ_1''' и ρ_2''' полученная формула с точностью до множителя V_0^2 будет совпадать с соотношением (2):

$$\Gamma_2(x=0,\boldsymbol{\rho}_1,\boldsymbol{\rho}_2) = E_0^2 V_0^2 J_m(\beta \boldsymbol{\rho}_1) J_m(\beta \boldsymbol{\rho}_2).$$
⁽¹⁰⁾

Таким образом, выражение (10) показывает, что вихревой бесселев пучок при отражении от бесконечного плоского зеркала в однородной среде остаётся бездифракционным.

Для того чтобы получить функцию взаимной когерентности второго порядка вихревого бесселева пучка, отражённого ламбертовским отражателем [7], в интегральное выражение (6)

необходимо подставить модельную нелокальную функцию отражения от шероховатой поверхности (3) – (5), заменив выражение (5) для корреляционной функции случайных неровностей шероховатой поверхности на аппроксимационную формулу: $\upsilon_r(\rho) \cong \frac{4\pi}{k^2} \delta(\rho)$. Тогда после вычисления интегралов по переменным ρ_1'' , ρ_2' и ρ_2'' для функции взаимной когерентности второго порядка вихревого бесселева пучка получим следующее соотношение:

$$\Gamma_{2}(x=0,\boldsymbol{\rho}_{1},\boldsymbol{\rho}_{2}) = \frac{V_{0}^{2}k^{2}}{4\pi^{3}L^{4}} \exp\left(\frac{ik}{2L}\boldsymbol{\rho}_{1}^{2} - \frac{ik}{2L}\boldsymbol{\rho}_{2}^{2}\right) \int d\boldsymbol{\rho}_{1}' d\boldsymbol{\rho}_{1}''' d\boldsymbol{\rho}_{2}'''' \exp\left[-\frac{(\boldsymbol{\rho}_{1}'-\boldsymbol{\rho}_{r})^{2}}{a_{r}^{2}}\right] \times \exp\left[\frac{ik}{2L}(\boldsymbol{\rho}_{2}-\boldsymbol{\rho}_{1})\boldsymbol{\rho}_{1}' + \frac{ik}{2L}\boldsymbol{\rho}_{1}'''^{2} - \frac{ik}{L}\boldsymbol{\rho}_{1}'\boldsymbol{\rho}_{1}''' - \frac{ik}{2L}\boldsymbol{\rho}_{2}'''^{2} + \frac{ik}{L}\boldsymbol{\rho}_{1}'\boldsymbol{\rho}_{2}''''\right] U_{0}(\boldsymbol{\rho}_{1}''')U_{0}^{*}(\boldsymbol{\rho}_{2}''').$$
(11)

Интегральное выражение (11) с учётом начальных условий для вихревого бесселева пучка (1) после вычисления интегралов по переменным ρ_1''' и ρ_2''' примет более простой вид

$$\Gamma_{2}(x=0,\boldsymbol{\rho}_{1},\boldsymbol{\rho}_{2}) = \frac{E_{0}^{2}V_{0}^{2}}{\pi L^{2}} \exp\left(\frac{ik}{2L}\boldsymbol{\rho}_{1}^{2} - \frac{ik}{2L}\boldsymbol{\rho}_{2}^{2}\right) \int d\boldsymbol{\rho}_{1}' \exp\left[-\frac{(\boldsymbol{\rho}_{1}'-\boldsymbol{\rho}_{r})}{a_{r}^{2}}\right] \exp\left[\frac{ik}{2L}(\boldsymbol{\rho}_{2}-\boldsymbol{\rho}_{1})\boldsymbol{\rho}_{1}'\right] J_{m}^{2}(\boldsymbol{\beta}\boldsymbol{\rho}_{1}').$$
(12)

Выражение (12) для функции взаимной когерентности второго порядка вихревого бесселева пучка, отражённого ламбертовской поверхностью, по своей структуре совпадает с формулой для такой же характеристики некогерентного источника (теорема Ван-Циттерта–Цернике) [7].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект 13-02-98016-р_сибирь.

- Ding Ch., Pan L., Lu B. Phase singularities and spectral changes of spectrally partially coherent higher-order Bessel-Gauss pulsed beams // J. Opt. Soc. Am. A. 2009. V. 26. N 12. P. 2654–2661.
- Maleev I.D., Palacios D.M., Marathay A.S., Swartzlander G.A. Spatial correlation vortices in partially coherent light: theory // J. Opt. Soc. Am. B. 2004. V. 21. N 11. P. 1895–1900.
- **3.** Zhu K., Zhou G., Li X., Zheng X., Tang H. Propagation of Bessel-Gaussian beams with optical vortices in turbulent atmosphere // Optics Express. 2008. V. 16. N 26. P. 21315–21320.
- 4. Lukin I.P. Coherence of Bessel beams propagating in turbulent atmosphere // Proc. SPIE. 2011. V. 8178. 81780B.
- 5. Лукин И.П. Когерентность бесселева пучка в турбулентной атмосфере // Оптика атмосферы и океана. 2012. Т. 25. № 5. С. 393–402.
- 6. Lukin I.P. Coherence of higher modes of Bessel beams in turbulent atmosphere // Proc. SPIE. 2012. V. 8696. 86960A.
- **7.** *Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И.* Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. Случайные поля. Наука, 1978. 464 с.
- **8.** Басс Ф.Г. Граничные условия для среднего электромагнитного поля на поверхности со случайными неровностями и с флуктуациями импенданса // Известия вузов Радиофизика. 1960. Т. З. № 1. С. 72–78.
- 9. Басс Ф.Г., Фукс И.М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. Наука, 1972. 424 с.
- **10.** Виноградов А.Г., Шмелёв А.Б. Рассеяние волн шероховатой поверхностью в случайно-неоднородной среде // Труды Радиотехнического института. 1974. № 18. С. 74–87.

ВЛИЯНИЕ УГЛОВОГО РАЗМЕРА ИСКАЖЕННОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ НА ТОЧНОСТЬ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТИ ПЕРЕНОСА АТМОСФЕРНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

А.С.Еремина, В.В.Дудоров ИОА СО РАН, Томск, Россия

Ключевые слова: некогерентное изображение, атмосферная турбулентность, ветер.

Исследуется влияние углового размера изображения наблюдаемого объекта (поля зрения приемной оптической системы) на точность определения скорости переноса атмосферных неоднородностей. Показано, что оптимальный угловой размер анализируемого изображения зависит от положения атмосферных неоднородностей между объектом и приемной оптической системой.

При анализе видеоряда некогерентных изображений удаленных объектов через атмосферу можно наблюдать смещение искажений, вызванных турбулентными неоднородностями воздуха, вдоль поперечной составляющей вектора скорости ветра. При этом в зависимости от местоположения слоя турбулентных неоднородностей, характер искажений различен [1]. Чем ближе слой турбулентности находится к наблюдателю, тем характерный масштаб искажений в изображении наблюдаемого объекта больше. Это позволяет выполнять фильтрацию искажений по их характерным размерам с целью определения скорости ветра на разных участках трассы наблюдения [2].

Фильтрация крупномасштабных искажений, вызванных турбулентными неоднородностями (фазовыми экранами) наиболее близко расположенными к наблюдателю, зачастую происходит не полностью. Особенно это проявляется в ситуациях, когда оба рассматриваемых слоя неоднородностей (фазовых экрана) располагаются вблизи объекта. В таком случае требуется модификация алгоритма фильтрации, представленного ранее [2]. Для дополнительной фильтрации крупномасштабных искажений при расчете их смещения в изображении (карте качества изображения) объекта мы предлагаем уменьшить размер анализируемой области до значений порядка характерного размера искажений, которые необходимо отфильтровать. Уменьшение анализируемой области также позволит уменьшить ошибку вычисления скорости ветра на основе анализа смещений случайных турбулентных искажений за счет пространственного усреднения по всей площади наблюдаемого объекта.

В данном случае карта качества анализируемого фрагмента изображения наблюдаемого объекта вычисляется в следующем виде:

$$Q_{\Omega}(\mathbf{r}, a_k) = \nabla_{\mathbf{r}}^2 I_{image}(\mathbf{r}, t) \otimes K_{smooth}(\mathbf{r}, a_k), \mathbf{r} \in \Omega$$
⁽¹⁾

где Ω - анализируемая область, $\mathbf{r} = \{x, y\}$. В настоящей работе размер данной области в пикселях определялся как степень двух (см. рис.1). Это связано с использованием эффективных алгоритмов быстрого преобразования Фурье при моделировании и анализе изображений.



Рис.1. Карта качества и размеры анализируемых фрагментов изображений.

Таким образом, в используемом подходе для фильтрации искажений по их характерным размерам к параметру сглаживания a_k добавляется размер анализируемой области L_{Ω} :

$$\Omega_{n} : \begin{vmatrix} L_{\Omega_{1}} = L_{obj} \\ L_{\Omega_{2}} = L_{obj} / 2 \\ \dots \\ L_{\Omega_{n}} = L_{obj} / 2^{(n-1)} \end{vmatrix}$$
(2)

Основной целью данной работы является анализ влияния размера анализируемой области изображения L_{Ω} на точность определения скорости смещения атмосферных неоднородностей на разных участках трассы наблюдения. При определении смещения искажений характерного размера, определяемого параметром a_k [2], в данном случае коэффициент корреляции вычисляется для каждого фрагмента изображения Ω :

$$R_{\Omega}(\mathbf{r}, a_k) = Q_{\Omega}(\mathbf{r}, a_k, t) \otimes Q_{\Omega}(-\mathbf{r}, a_k, t + \Box t)$$
(3)

и далее производится усреднение по всем возможным фрагментам Ω одного размера:

$$R(x, y; a_k) = \langle R_{\Omega}(x, y; a_k) \rangle_{\Omega}$$
(4)

На рис. 2 представлены сечения взаимной корреляционной функции в плоскостях ОХ и OY. При моделировании изображения объекта [3,4] в данном случае использовались два турбулентных экрана, расположенных на дистанциях $L_{t1} = 0.2L_s$ и $L_{t2} = 0.5L_s$, первый экран смещался вдоль координаты у, второй - вдоль x, отношение диаметра приемной апертуры к радиусу Фрида $D/r_0 = 2.2$. Видно, что при разных размерах анализируемого фрагмента изображения точность определения смещения фазовых экранов различна. Так в некоторых случаях удается полностью избавиться от остаточных искажений, вносимых первым фазовым экраном, и при этом достаточно точно вычислить смещение второго. При этом стоит отметить, что для определения скорости смещения турбулентных неоднородностей наиболее близко расположенных к наблюдателю (первого фазового экрана) наименьшая ошибка практически во всех случаях соответствует наибольшему размеру анализируемой области $L_{\Omega} = L_{obj}$.



Рис.2. Сечения функции взаимной корреляции R(x,y). Два фазовых экрана $L_{t1} = 0.2L_s$ и $L_{t2} = 0.5L_s$,

На рис. 3 представлены аналогичные сечения взаимной корреляционной функции при смещении двух турбулентных экранов, расположенных на дистанциях $L_{t1} = 0.2L_s$ и $L_{t2} = 0.8L_s$. Здесь также видно, что более высокая точность определения первого фазового экрана соответствует наибольшему размеру анализируемой области. Однако при определении скорости смещения второго экрана минимальную ошибку обеспечивает минимальный размер анализируемой области $L_{\Omega} = 16$ ріх. Видно, что аргумент максимума функции корреляции по координате *x*, вдоль которой происходит смещение второго экрана вдоль координаты *y*, вдоль которой движется только первый экран, при больших значениях $L_{\Omega} \ge 32$ ріх наблюдаются не нулевые значения arg max[*R*(**r**)].

Таким образом, предложенная в данной работе модификация метода определения скорости смещения турбулентных неоднородностей атмосферы, основанная на введении дополнительного параметра - размера анализируемой области изображения L_{Ω} , позволяет осуществить дополнительную фильтрацию крупномасштабных неоднородностей, а также выполнить пространственное усреднение функции корреляции, что характеризуется

B226

повышением точности метода. Данный подход может быть применим для определения скорости смещения более двух слоев турбулентных неоднородностей с целью построения профиля поперечной составляющей скорости ветра.



Рис.3. Сечения функции взаимной корреляции R(x,y). Два фазовых экрана $L_{t1} = 0.2L_s$ и $L_{t2} = 0.8L_s$,

Литература

1. Dudorov V.V., Eremina A.S. Determination of atmospheric turbulent inhomogeneity wind drift from sequence of incoherent images // Proceedings of SPIE. 2014. V.9292. doi: 10.1117/12.2075640

2. Еремина А.С., Дудоров В.В. Фильтрация искажений оптических изображений для определения скорости смещения турбулентных неоднородностей атмосферы на различных участках трассы наблюдения // Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы: Сборник докладов XXI Международного симпозиума. Томск: Изд-во ИОА СО РАН, 2015. С. В.

3. Lachinova S.L., Vorontsov M.A., Dudorov V.V., Kolosov V.V., and Valley M.T. Anisoplanatic imaging through atmospheric turbulence: Brightness function approach // Proceedings of SPIE. 2007. V.6708. 67080E

4. Дудоров В.В., Колосов В.В. Коррекция некогерентных изображений объектов в условиях анизопланатизма турбулентности по опорному источнику излучения различной длины волны. // Оптика атмосферы и океана. 2010. Т. 23. № 05. С. 392-397.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРЕЗ УДАРНУЮ ВОЛНУ, ОБРАЗУЮЩУЮСЯ ПРИ СВЕРХЗВУКОВОМ ОБТЕКАНИИ ТУРЕЛИ

А.А. Сухарев

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, 634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1. E-mail: sukharev@iao.ru

На основе численного моделирования с использованием компьютерного продукта CFD (Computational Fluid Dynamics) строится оптическая модель ударной волны, образующейся при обтекании турели сверхзвуковым потоком воздуха. Проводится ее сравнение с оптической моделью ударной волны, образующейся при сверхзвуковом обтекании конусообразного тела. Представлены результаты численного моделирования распространения лазерного пучка через ударную волну, образующуюся при обдуве модели турели сверхзвуковым потоком воздуха в различных направлениях.

Известно, что лазерное излучение, распространяющееся через сверхзвуковые потоки (СП), под влиянием аэрооптических эффектов, испытывает искажения гораздо более сильные, чем в случае распространения излучения в невозмущенной сверхзвуковыми скоростями среде. однако, необходимо не только изучать аэрооптические эффекты [1-3], но и понять особенности искажения лазерного излучения, возникающие при сверхзвуковом обтекании тел произвольной формы [4, 5].

В данном докладе построена оптическая модель сверхзвукового воздушного потока, обтекающего турель, которая расположена на фюзеляже летательного аппарата (ЛА). Представлены результаты расчета средней плотности и структурной характеристики показателя преломления воздуха в сверхзвуковом течении.

Формулировка задачи и исходные соотношения

Предположим, что движущийся со сверхзвуковой скоростью летательный аппарат находится на высоте *H* над поверхностью Земли и источник лазерного излучения находится в турели расположенной на фюзеляже ЛА. Будем считать, что формируется ударная волна, соответствующая обтеканию сверхзвуковым потоком турели.



Рис. 1. Модель турели сверхзвукового летательного аппарата и геометрия распространения лазерного пучка от модели.

Решение задачи о распространении лазерного излучения для геометрии, показанной на рис. 1, осуществлялось численно на основе параболического уравнения для комплексной амплитуды поля распространяющейся волны $U(z, \mathbf{r})$ [6] $2ik \frac{\partial U(z, \mathbf{r})}{\partial z} + \Delta U(z, \mathbf{r}) + k^2 n(z, \mathbf{r}) U(z, \mathbf{r}) = 0$. Для численного решения уравнения в области

ударной волны использовался метод расщепления по физическим факторам [7].

В зоне воздействия ударной волны моделирование фазовых экранов осуществлялось в соответствии с пространственным распределением среднего значения показателя преломления и структурной характеристики для случая распространения пучка в направлении перпендикулярном вершине турели. Полученное в результате такого моделирования распределение комплексного поля лазерного излучения на границе ударной волны принималось за начальное распределение при моделировании дальнейшего распространения в однородной среде.

Расчет параметров фазовых экранов

Для определения параметров моделируемых фазовых экранов с использованием программы Fluid Dynamics рассчитывались распределения средних значений термодинамических параметров СП: вектора средней скорости **u** и средней плотности воздуха ρ_0 для случая обтекания СП турели на высоте *H* и скорости 2M (2 Maxa).

Значения среднего показателя преломления определялись по формуле [8] $\overline{n} = \rho_0 \cdot \left(2.227 \cdot 10^{-4} \left(1 + 7.53 \cdot 10^{-3} \cdot \lambda^{-2}\right)\right)$, где ρ_0 – средняя плотность. Моделирование регулярных фазовых экранов осуществлялось по формуле $\Psi_r = \Delta z \cdot k \cdot \overline{n}$, где $\Delta z = R_0 / (N_{scr} - 1)$ – толщина фазового экрана, R_0 – протяженность участка трассы от поверхности модели до границы области, возмущенной ударной волной, которая определялась по изменению плотности воздуха относительно невозмущенных значений более, чем на 1%, N_{scr} – количество фазовых экранов.

Затем рассчитанные значения **u** и ρ_0 совместно с параметрами *K*-омега SST (Shear-Stress Transport) модели турбулентности, используемой в Fluid Dynamics, подставлялись в уравнение для дисперсии флуктуаций плотности $\overline{\rho'}^2$ [9]. Согласно [9] решение этого уравнения позволяет найти структурную характеристику показателя преломления воздуха по формуле $C_n^2 = 1.91G^2 \frac{\overline{\rho'}^2}{\rho^2} L_0^{-2/3}$.

Образующаяся при обтекании модели ударная волна проявляет себя резким возрастанием средней плотности и структурной характеристики (Рис. 2). Значения C_n^2 на несколько порядков превосходят величины, характерные для атмосферы на исследуемой высоте.





Моделирование случайных фазовых экранов осуществлялось в соответствии с колмогоровским спектром флуктуаций показателя преломления $\Phi_{\Psi}(q_x, q_y) = 0.009693 \cdot k^2 \cdot \Delta z \cdot C_n^2 (q_x^2 + q_y^2)^{-11/6}$. Значения структурной характеристики показателя преломления на каждом случайном фазовом экране задавались с использованием найденных значений C_n^2 для ударной волны, формируемой ЛА на исследуемой высоте.

Заключение

Построена оптическая модель ударной волны, возникающей при сверхзвуковом обтекании турели, расположенной на фюзеляже ЛА. Представлены результаты расчетов средних характеристик сверхзвукового потока и турбулентных параметров. За турелью наблюдается

значительная неравномерность потока и более сложный характер течения в отличие от ударной волны, формируемой конусообразным телом.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта РФФИ №15-08-06549.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Frumker E., Pade O. Generic method for aero-optic evaluations // Appl. Opt. 2004. V. 43. N. 16. pp. 3224-3228.
- Gao Q., Yi S.H., Jiang Z.F., He L., Zhao Y.X. Hierarchical structure of the optical path length of the supersonic turbulent boundary layer // Opt. Express. 20. 2012. pp. 16494-16503.
- 3. Pade O. Propagation through Shear Layers. Proceedings SPIE. 2006. V. 6364, p. 63640E.
- 4. Банах В.А., Сухарев А.А., Фалиц А.В. Проявление аэрооптических эффектов в турбулентной атмосфере при сверхзвуковом движении конусообразного тела. // Оптика атмосферы и океана. 2014. Т. 27. № 08. С. 679-688.
- V. A. Banakh, A. A. Sukharev, and A. V. Falits Optical beam distortions induced by a shock wave. // Applied Optics, Vol. 54, Issue 8, pp. 2023-2031 (2015)
- 6. Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В. Оптика турбулентной атмосферы. Современные проблемы атмосферной оптики. Т.5. Ленинград: Гидрометеоиздат, 1988. 270 с.
- 7. Банах В.А., Смалихо И.Н., Фалиц А.В. Эффективность метода субгармоник в задачах компьютерного моделирования распространения лазерных пучков в турбулентной атмосфере // Оптика атмосферы и океана. 2011. Т. 24. № 10. С. 848-851.
- Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976, 280 с.
- 9. Банах В.А., Маракасов Д.А., Сухарев А.А. Восстановление структурной характеристики показателя преломления и средней плотности воздуха в ударной волне, возникающей при сверхзвуковом обтекании препятствий, из оптических измерений // Оптика и спектроскопия. 2011. Т. 111. № 6. С.1032-1037.

ФЛУКТУАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ФОКУСИРОВАННЫХ ЛАГЕРРА-ГАУССОВЫХ ПУЧКОВ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

В. А. Банах, А. В. Фалиц

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН 634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1

E-mail: banakh@iao.ru; falits@iao.ru

Ключевые слова: Лагерра-Гаусса пучок, турбулентная атмосфера, флуктуации интенсивности.

На основе численного моделирования распространения когерентного излучения в турбулентной атмосфере исследуется влияние значение топологического заряда оптического поля на уровень флуктуации интенсивности когерентного излучения фокусированного Лагерра-Гауссова пучка. Показано, что поведение распределения флуктуаций интенсивности в поперечной направлению распространения плоскости с ростом силы оптической турбулентности зависит от профиля средней интенсивности Лагерра-Гауссова пучка.

Одной из характеристик распространяющегося в среде электромагнитного поля является наличие орбитального углового момента, который определяет вращение энергий излучения вокруг оси распространения [1]. Поля с орбитальным угловым моментом соответствующие разным значение топологического заряда обладают свойством ортогональности. Это позволяет одновременно передавать информацию с помощью электромагнитного излучения одной частоты по нескольким каналам связи, каждый из которых соответствует определенному значению топологического заряда. В работах [2-4] представлены экспериментальные макеты двусторонней многоканальной беспроводной линий связи для радио и оптического диапазона длин волн, в которых реализована передача мультиплексированного сигнала с помощью суперпозиции электромагнитного излучения обладающих различным значением топологического заряда. Передача и прием мультиплексированного сигнала осуществляется с помощью одной пары приемопередающего устройства линии связи, при этом моды излучения, соответствующие различным значениям топологического заряда, распространяются коаксиально. Такой способ передачи информации позволяет изменять количество используемых мод электромагнитного излучения для передачи информации без изменение архитектуры приемно-передающего устройства линии связи.

Основное ограничение, накладываемое на использование оптической многоканальной линии связи в атмосфере, является наличие оптической турбулентности, которая вызывает нарушение пространственной когерентности распространяющегося излучения, что приводит к увеличения флуктуаций принимаемого сигнала, и, как следствие этого, уменьшению качества связи. Для того чтобы эффективно использовать линию связи важно знать как будут изменяться характеристики распространяющихся оптических пучков для различных условий в турбулентной среде.

Для того чтобы исследовать уровень флуктуаций Лагерра-Гауссова пучка рассматривалось численное моделирование распространения фокусированных лаггерра-гауссовых мод $LG_{0,2}$ и $LG_{0,20}$, с длиной волны $\lambda = 1.55$ мкм на трассе длиной L = 12 км, сформированных таким образом, что окружность в которую попадает ≈ 98 % мощности начального распределения пучка имеет одинаковый радиус A = 54,4 см. Полагаем что параметр A задает размер приемопередающей апертуры линии связи. Моделирование осуществляюсь на основе алгоритмов, представленных в [5–7].

На рис. 1 и рис. 2 представлены средняя интенсивность $\langle I(\rho) \rangle / \langle I_{max} \rangle$ и среднеквадратическое отклонение флуктуаций интенсивности $\sigma_I(\rho) = \sqrt{\langle I^2(\rho) \rangle / \langle I(\rho) \rangle^2 - 1}$ Лагерра-Гауссовых пучков $LG_{0,2}$ и $LG_{0,20}$ в поперечной направлению распространения плоскости рассчитанные с помощью численного моделирования, при различных значениях параметра $\beta_0 = \sqrt{1.23 C_n^2 k^{7/6} L^{11/6}}$, характеризующий силу оптической турбулентности.

Поведение дисперсии флуктуации интенсивности $\sigma_I^2(\rho)$ в поперечном сечении Лагерра-Гауссовых пучков будет зависеть изменение формы распределения средней интенсивности $\langle I(\rho) \rangle$. Для режима слабых флуктуаций интенсивности, при выполнении условия $\beta_0^2 \ll 1$, минимальное значение дисперсии флуктуации интенсивности в поперечной направлению распространения плоскости пучка Лагерра-Гаусса будет определяться положением максимума средней интенсивности $\langle I_{max} \rangle$. С ростом значения параметра β_0 будет происходить увеличение уровня интенсивности на оси пучка и, в конечном счете, средняя интенсивность приобретет форму близкую к гауссовой кривой, при этом положение минимального значения дисперсии флуктуации интенсивности $\sigma_I^2(\rho)$ в поперечном сечении пучка при больших значениях $\beta_0^2 >>1$ будет на оси пучка.

Из графиков на рисунках следует, что для того чтобы уменьшить вероятность ошибки при регистрации мультиплексированного сигнала для режима слабых флуктуаций интенсивности, когда выполняется условия $\beta_0^2 \ll 1$, необходимо осуществлять пространственную фильтрацию принимаемого излучения, выбирая размер маски, которая пропускает излучения таким образом, чтобы на детектор попадало излучение с минимальным значением дисперсии флуктуации интенсивности.



Рис. 1. Средняя интенсивность (а) и среднеквадратическое отклонение флуктуации интенсивности (б) пучка $LG_{0,2}$: 1 – $\beta_0 = 0,31$; 2 – $\beta_0 = 0,53$; 3 – $\beta_0 = 1,57$; 4 – $\beta_0 = 3,11$.



(б) пучка $LG_{0,20}$: 1 – $\beta_0 = 0,31$; 2 – $\beta_0 = 0,53$; 3 – $\beta_0 = 1,57$; 4 – $\beta_0 = 3,11$.

При распространении излучения для условий сильной оптической турбулентности, когда параметр $\beta_0^2 >> 1$, кольцевое распределение средней интенсивности Лагерра-Гауссовых пучков исчезает вследствие турбулентного уширения, а дисперсия флуктуации интенсивности в поперечном сечении пучка становится минимальным на оси и равномерно растет по мере спадания средней интенсивности.

Из рисунков видно, что для Лагерра-Гауссовых пучков с большим значением топологического заряда кольцевое распределение средней интенсивности сохраняется при больших значениях параметра β_0^2 , что объясняется тем, что максимальное значение интенсивности пучка $LG_{0,20}$ в поперечной плоскости на расстоянии L = F в отсутствие флуктуаций показателя преломления среды расположено на большем расстоянии от оси чем для пучка $LG_{0,2}$ (рис. 2), а уширение среднего профиля интенсивности относительно этого максимума в турбулентной среде определяется силой оптической турбулентности и не зависит от значения топологического заряда пучка [7]. При этом уровень флуктуаций интенсивности $\sigma_r(\rho)$ (рис. 4 δ и рис. 5 δ) при $\beta_0^2 >> 1$ пучков $LG_{0,2}$ и $LG_{0,20}$ в поперечной плоскости при значениях ρ где средняя интенсивность $< I(\rho) > = < I_{max} >$ примерно одинаков. Это означает, что вследствие нарушения пространственной когерентности распространяющегося в турбулентной среде излучения характеристика излучения определяется только силой оптической турбулентности и не зависит от вида начального распределения комплексного поля излучения, при этом передача информации без использования адаптивных систем коррекции оптической волны становится невозможной.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект №13-02-98016-р сибирь.

Литература

1. Allen L., Beijersbergen M. W., Spreeuw R. J. C., Woerdman J. P. Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes // Phys. Rev. 1992. A 45, P. 8185–8190.

 Wang J., Yang J.-Y., Fazal I. M., Ahmed N., Yan Y., Huang H., Ren Y., Yue Y., Dolinar S., Tur M., Willner A. E. Terabit free-space data transmission employing orbital angular momentum multiplexing // Nature Photonics. 2012. V. 6, P. 488–496.

3. Yan Y., Xie G., Lavery M. P.J., Huang H., Ahmed N., Bao C., Ren Y., Cao Y., Li L., Zhao Z., Molisch A. F., Tur M., Padgett M. J., Willner A. E. High-capacity millimetre-wave communications with orbital angular momentum multiplexing// Nature Communications. 2014. V. 5, Article number: 4876.

4. Ren Y., Xie G., Huang H., Ahmed N., Yan Y., Li L., Bao C., Lavery M. P. J., Tur M., Neifeld M. A., Boyd R. W., Shapiro J. H., Willner A. E. Adaptive-optics-based simultaneous pre- and post-turbulence compensation of multiple orbital-angular-momentum beams in a bidirectional free-space optical link // Optica. 2014. V. 1. № 6 P. 376–382.

 Банах В.А., Смалихо И.Н., Фалиц А.В. Эффективность метода субгармоник в задачах компьютерного моделирования распространения лазерных пучков в турбулентной атмосфере // Оптика атмосферы и океана.
 2011. Т. 24, № 10. С. 848–851.

6. Банах В. А., Фалиц А. В. Численное моделирование распространения лазерных пучков, формируемых многоэлементными апертурами, в турбулентной атмосфере при тепловом самовоздействии // Оптика атмосферы и океана. 2013. Т. 26, № 05. С. 371-380.

7. Банах В.А., Фалиц А.В. Уширение лагеррова пучка в турбулентной атмосфере // Оптика и спектроскопия. 2014. Т.117. №6. С.969-975.

КОМПЕНСАЦИЯ АТМОСФЕРНЫХ ИСКАЖЕНИЙ МНОГОКАНАЛЬНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ АЛГОРИТМА ФАЗОВОГО СОПРЯЖЕНИЯ

<u>Ф.Ю. Канев</u>, В.П. Лукин, Н.А. Макенова, О.Л. Антипов

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия

В докладе представлены результаты моделирования распространения многоканального лазерного излучения в условиях свободной дифракции и в турбулентной атмосфере. Показано, что в неискажающей среде многоканальная система позволяет получить более высокую (на 20–50%) концентрацию лазерного излучения на объекте фокусировки по сравнению с гауссовским пучком. Зависимость плотности мощности от расстояния, пройденного пучком, имеет выраженный максимум, высота которого зависит от числа каналов и от плотности заполнения оптическими волокнами излучающей апертуры. Также показано, что искажающее влияние атмосферы уменьшается с ростом числа каналов. Дополнительное уменьшение искажений возможно получить при введении адаптивной коррекции. При этом для систем с числом каналов от 8 до 81 на мишени наблюдается двукратное увеличение концентрации излучения, а при увеличении числа каналов (до 201) характеристики поля, полученные в результате коррекции, не зависят турбулентных вариаций показателя преломления.

ДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СКАЛЯРНЫХ ВИХРЕВЫХ ПУЧКОВ *LG*_{0l} В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

В.А. Сенников, П.А.Коняев, В.П.Лукин

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, 634021, г. Томск.

wsen@iao.ru, petrkonyaev@gmail.com, lukin@iao.ru

Ключевые слова: компьютерное моделирование, оптические вихри, атмосферная турбулентность. Аннотация. Проведено компьютерное моделирование распространения вихревых пучков *LG*₀₁ в случайнонеоднородной среде с применением динамического алгоритма эволюции среды во времени.

Проблема распространения световых пучков, переносящих оптические вихри, привлекает в последнее время особое внимание [1-10]. Такие пучки могут быть созданы при помощи как статических оптических элементов (таких как спиральные фазовые пластинки и синтезированные на компьютере дифракционные решетки с "вилочками"), так и динамических (пространственные модуляторы света) [1]. В последнее время активно исследуются новые способы генерирования таких пучков и предлагаются новые способы регистрации их топологического заряда.

Световые пучки с оптическими вихрями обладают орбитальным угловым моментом (OAM) [2-5]. Активно ведутся работы по их использованию в системах оптической связи [2-6]. Распространение световых вихревых пучков в условиях оптической турбулентности исследовалось теоретически и в вычислительном эксперименте [5-10]. Было показано, что влияние даже слабой атмосферной турбулентности затрудняет работу оптических систем связи на основе OAM [3].

В настоящей работе проводится компьютерное моделирование распространения вихревых пучков в случайно-неоднородной среде со степенным спектром, характерным для атмосферной турбулентности. Задача решается с применением динамического алгоритма эволюции среды во времени, основанной на модели авторегрессии – скользящего среднего [12]. Это позволяет проводить оценку не только традиционных для метода статистических испытаний характеристик пучков, но также изучать поведение временных спектров флуктуаций интенсивности и фазы.

1. Вихревые пучки LG_{0,1} и их свойства

Скалярный когерентный вихревой пучок $LG_{0,l}$ с топологическим зарядом l зададим в цилиндрической системе координат (r, θ, z) формулой для комплексной функции скалярного поля:

$$U_{l}(r,\theta,z) = \frac{A}{w(z)} \left(\frac{r\sqrt{2}}{w(z)}\right)^{|l|} \exp\left[\frac{-r^{2}}{w^{2}(z)}\right] \times \exp\left[i\frac{kr^{2}}{2R(z)}\right] \exp(il\theta) \exp[i\varphi(z)],$$
(1)

где $A = \sqrt{2/(\pi |l|!)}$ — нормирующий множитель; $w(z) = w_0 \sqrt{1 + z^2/z_R^2}$ — полуширина пучка; $\varphi(z) = \arctan(z/z_R) - \varphi$ аза Гуи; $z_R = \pi w_0^2 / \lambda$ — дифракционное расстояние пучка (дальность Рэлея); *R*(*z*) – радиус кривизны волнового фронта пучка. Интенсивность вихревого пучка *LG*_{0,1} имеет вид:

$$I_l(r,\theta,z) = \left(\frac{A}{w(z)}\right)^2 \left(\frac{r\sqrt{2}}{w(z)}\right)^{2|l|} \exp\left[\frac{-2r^2}{w^2(z)}\right].$$
(2)

Пучки (1) представляют собой лагерр-гауссовы моды $LG_{p,l}$ с радиальным индексом p = 0. Все лагерр-гауссовы моды $LG_{0,l}$ в условиях свободного распространения сохраняют свою форму с точностью до масштабирования [13]. Эффективный радиус $LG_{0,l}$ -пучка r_{ef} зависит от величины заряда вихря |l| и оказывается пропорциональным величине $\sqrt{(|l|+1)}$, тогда как радиус кольца максимума интенсивности r_d пропорционален величине $\sqrt{|l|}$:

$$r_{ef}(z) = \sqrt{2\int r^2 I(r) dS / \int r^2 I(r) dS} = w(z) \sqrt{(|l| + 1)/2}, \ r_d = w(z) \sqrt{|l|/2}$$
(3)

Удобно рассматривать угол расходимости пучка $\alpha_l(z) = \operatorname{arctg}(\frac{dr_{ef}(z)}{dz}) = \operatorname{arctg}(\sqrt{\frac{||l|+1}{2}} \frac{w_0^2}{z_R^2} \frac{z}{w(z)})$. В параксиальном приближении он стремится к пределу $\alpha_l(z) = \sqrt{\frac{||l|+1}{2}} \frac{2}{kw_0}$. В работе [14] показано, что в случае вихревых пучков, получаемых с помощью дифракционных решеток с вилочкой, величина угла расходимости пучка $\alpha_l(z)$ увеличивается с ростом величины заряда вихря |l|.

Рассмотрим коллимированный вихревой пучок (1) в плоскости источника z=0 в виде

$$U_{l}(r,\theta,z=0) = \frac{A}{w_{0}} \left(\frac{r\sqrt{2}}{w_{0}}\right)^{|l|} \exp\left[\frac{-r^{2}}{w_{0}^{2}}\right] \exp[il\theta]$$
(4)

Распределение его интенсивности не зависит от полярного угла θ

$$I_{l}(r,\theta,z=0) = \frac{A^{2}}{w_{0}^{2}} \left(\frac{r\sqrt{2}}{w_{0}}\right)^{2|l|} \exp\left[\frac{-2r^{2}}{w_{0}^{2}}\right]$$
(5)

и имеет вид кольца с эффективным радиусом $r_{ef,l}(z=0) = a_0 \sqrt{(|l|+1)}$, где $a_0 = w_0 / \sqrt{2}$.

Так как формула (4) для вихревого пучка с нулевым зарядом l=0 согласуется с формулой для гауссова пучка $U_0(r) = 1/\sqrt{\pi} e^{-r^2/2}$, то мы будем для удобства рассматривать гауссов пучок как вихревой пучок с нулевым зарядом |l| = 0.

Обратим внимание на то, что в плоскости z=0 при |l| > 0 вихревой пучок (4)

$$U_{l}(r,\theta,z=0) = \frac{A}{\sqrt{2}a_{0}} \left(\frac{r}{a_{0}}\right)^{|l|} \exp\left[\frac{-r^{2}}{2a_{0}^{2}}\right] \exp[il\theta] \sim (x+iy)^{|l|} \exp\left[\frac{-r^{2}}{2a_{0}^{2}}\right]$$
содержит точку нуля интенсивно-

сти на оси пучка, совпадающую с точкой фазовой сингулярности. Волновой фронт вихревого пучка имеет вид геликоидальной (винтовой) поверхности. Наличие этого оптического вихря с

зарядом с |1|>0 на оси пучка препятствует дифракционному замыванию центрального провала интенсивности вихревого пучка по сравнению с кольцевыми пучками, не имеющими такого вихревого сомножителя, и сохранению их формы [13].

2. Вычислительный эксперимент

Для сравнения поведения гауссовых и вихревых пучков с разной величиной заряда |l| при распространении в случайно-неоднородной среде, необходимо сделать одинаковыми величины их эффективных радиусов в плоскости z=0 ($r_{ef,l}(z=0) = r_{ef,0}$). Это достигается подстановкой $w_0(l) = r_{ef,0}\sqrt{2}/\sqrt{(|l|+1)}$ для полуширин пучков в формуле (4). Тогда для вихревых пучков, имеющих одинаковые эффективные радиусы $r_{ef,0}$ в плоскости z=0, формула (4) принимает вид:

$$U_{l}(\tilde{r},\theta,z=0) = \frac{1}{r_{ef,0}} \sqrt{\frac{|l|+1}{\pi |l|!}} \left(\tilde{r}\sqrt{(|l|+1)}\right)^{|l|} \exp\left[\frac{-\tilde{r}^{2}(|l|+1)}{2}\right] \exp[il\theta] , \qquad (6)$$

где $\tilde{r} = (r/r_{ef,0})$ и $r_{ef,0} = a_0$ - эффективный радиус гауссова пучка.

Заметим, что после этого для каждого из вихревых пучков $U_l(r,\theta)$ изменяется величина эффективного радиуса его гауссовой несущей согласно формуле:

$$a_0(l) = r_{ef}(z=0) / \sqrt{(|l|+1)} .$$
⁽⁷⁾

Путем численного решения скалярного параболического волнового уравнения исследовалось распространение вихревых пучков LG_{0l} , как колимированных, так и фокусированных. На рис.1 представлен интерфейс программы моделирования. В нижнем ряду показаны изображения фазы (слева) и интенсивности (справа) исходного фокусированного вихревого пучка с зарядом l=3. В верхнем ряду изображены: распределение случайной фазы (слева), интенсивности мгновенной реализации пучка (в центре) и его средней интенсивности за время экспозиции (справа), в логарифмическом масштабе. На изображении распределения мгновенной интенсивности видно расщепление исходного вихря 3-го порядка на три близко расположенных единичных вихря того же знака. По мере распространения вихревого пучка LG_{0L} , средняя интенсивность, имеющая вид кольца с провалом в центре, постепенно заполняется.

В качестве текущих значений вычислялись в реальном времени: координаты центра тяжести мгновенного распределения интенсивности, мгновенные эффективные размеры пучка, значения максимальной интенсивности и энергии в дифракционном пятне. Изучалась зависимость эффективных радиусов распределений интенсивности вихревых пучков, усредненных за время экспозиции, от величины заряда вихря.



Рис.1 Интерфейс программы, моделирующей распространение вихревого пучка.

- 1. Dennis M.R., O'Holleran K. and Padgett M.J. Singular optics: optical vortices and polarization singularities // Prog. Opt. 2009. V. 53. P. 293–363.
- 2. Gibson G., Courtial J., Padgett M., Vasnetsov M., Pas'ko V., Barnett S., Franke-Arnold S. Free-space information transfer using light beams carrying orbital angular momentum // Opt. Express. 2004. V.12. N 22. P. 5448–56.
- 3. *Paterson C*. Atmospheric turbulence and Orbital Angular Momentum of single photon for optical communication // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 94. N 15. 153901.
- 4. Аксенов В.П., Погуца Ч.Е., Флуктуации орбитального углового момента лазерного пучка, несущего оптический вихрь, в турбулентной атмосфере // Квант. Электроника. 2008. Т. 38. № 4. С. 343–348.
- 5. Gbur G. The evolution of vortex beams in atmospheric turbulence // Proc SPIE. 2008. V. 6878. 687804.
- 6. Wang T., Pu J., Chen Z. Beam-spreading and topological charge of vortex beams propagating in a turbulent atmosphere // Opt. Commun. 2009. V. 282. N 7. P. 1255–1259.
- 7. Коняев П.А., Лукин В.П., Сенников В.А. О влиянии флуктуаций фазы на распространение вихревых пучков // Оптика атмосф. и океана. 2006. Т. 19. № 12. С. 1029–1032.
- 8. Lukin V.P., Konyaev P.A., Sennikov V.A. Beam spreading of vortex beams propagating in turbulent atmosphere // Appl. Opt. 2012. V. 51. N 1. C84-C87.
- 9. Sennikov V.A., Konyaev P.A., Lukin V.P. Propagation of coherent scalar vortex beams LGOL through a randomly inhomogeneous medium // Proc SPIE. 2014. V. 9292. 2075664.
- 10. Аксенов В.П., Погуца Ч.Е. Влияние оптического вихря на случайные смещения Лагерра–Гауссова лазерного пучка, распространяющегося в турбулентной атмосфере // Оптика атмосферы и океана. 2012. Т. 25. № 07. С. 561–565.
- 11. Лукин В.П., Канев Ф.Ю., Коняев П.А., Фортес Б.В. Численная модель адаптивной оптической системы. Ч. 1–3. Распространение лазерных пучков в атмосфере // Оптика атмосф. и океана. 1995. Т. 8. № 3. С. 409–434.
- 12. Коняев П.А. Алгоритм моделирования динамической турбулентности в задачах атмосферной и адаптивной оптики // Оптика атмосферы и океана. 2012. Т. 25. № 11. С. 948-951
- 13. Ramee S., Simon R., Effect of holes and vortices on beam quality // J. Opt. Soc. Am. A. 2000. V. 17. N 1. P. 84-94.
- 14. *Padgett M.J., Miatto F.M., Lavery M.P.J., Zeilinger A., Boyd R.W.* Divergence of an orbital-angular-momentum-carrying beam upon propagation // New J. Phys. 2015. V.17. N 2. 023011.

V.A.Sennikov, P.A.Konyaev, V.P.Lukin. Computer simulation of scalar vortex beams LG01

in dynamically moving random inhomogeneous media.

Computer simulation of vortex beams LG_{0l} propagation in random inhomogeneous media using

the dynamic time-dependent algorithm of evolution is presented.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ПЛАЗМЫ ВОЗДУХА

А.А. Ильин, С.С. Голик, К.А. Шмирко

Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Дальневосточный федеральный

университет

triplecks@mail.com, golik_s@mail.ru, shmirko.konstantin@gmail.com

Ключевые слова: фемтосекундная плазма, филамент, эмиссионный спектр, азот, кислород. Аннотация. Цифровые снимки фемтосекундной плазмы, индуцируемой остросфокусированным лазерным излучением Ti:Sapphire лазера в воздухе, показали новые светящиеся структуры, возникающие из-за аберрации линзы. Энергия, поглощенная фемтосекундной лазерной плазмой, нелинейно возрастает с увеличением энергии лазерного излучения. Пороговая мощность образования плазмы при фокусировке линзой с фокусным расстояния 5

см равна 5,2 ГВт. В эмиссионных спектрах плазмы зарегистрированы линии N I, O I, первой положительной, первой отрицательной и второй положительной систем азота. Атомарные линии формируются с задержкой 50-80 пс относительно лазерного импульса и наблюдаются до 150 нс.

Плазма, генерируемая фемтосекундными лазерными импульсами в атмосфере, является объектом интенсивных исследований на протяжении нескольких десятилетий. В основном данные исследования связаны с самофокусировкой лазерного луча и генерацией филаментов. Для лазерного излучения, мощность которого значительно превышает порог самофокусировки в воздухе (несколько ГВт для $\lambda = 800$ nm), возникает множество филаментов по причине неоднородности распределения интенсивности в поперечном сечении лазерного луча. Филаментации лазерного излучения широко применяется в дистанционном зондировании атмосферы, дистанционном спектральном анализе, при управлении электрическими разрядами. Важной характеристикой плазмы в данных приложениях является поглощение лазерного излучения. Большая часть исследований по данной теме проведена для импульсов наносекундной длительности. Для фемтосекундной плазмы известно небольшое число работ, посвященное поглощению лазерного излучения фемтосекундной плазмой.

Исследование спектрального состава и временных характеристик излучения эмиссионных линий фемтосекундной плазмы в воздухе позволяет определить реакции ответственные за накачку возбужденных состояний молекул, провести оценку электронной плотности, температуры и наличия ЛТР в плазме. Отметим, что важными характеристиками излучения плазмы филаментов является время жизни молекулярных и атомарных линий и время появления атомарных линий. Полосы N_2^+ и N_2 имеют линии в широком спектральном диапазоне и могут накладываться на линии атомов. В большей части работ, в которых исследованы спектральные характеристики плазмы филаментов, использовались анализаторы

спектра с временным разрешением ~4-20 нс. Практически отсутствуют работы, в которых спектральная динамика исследовалась с субнаносекундным разрешением.

В представленной работе мы исследуем характеристики поглощения падающей энергии излучения Ti:Sapphire лазера и определяем минимальную мощность излучения для формирования плазмы в воздухе. На снимках лазерной плазмы мы зарегистрировали новые светящиеся структуры ненаблюдавшиеся ранее, которые могут быть связаны с аберрациями линзы. Во второй части статьи мы описываем спектрально-временные характеристики излучения фемтосекундной лазерной плазмы с временным разрешением 100 пс, определяем время жизни и время формирования молекулярных и атомарных линий.

В первой серии экспериментов мы исследовали характеристики поглощения лазерного излучения фемтосекундной лазерной плазмой. В эксперименте использовалось лазерное излучение Ti:Sapphire лазерного комплекса (Spectra-Physics). Параметры лазерного излучения: длина волны $\lambda = 800$ nm, ширина спектра излучения по полувысоте – 35 нм, длительность импульса после фокусирующей линзы – 48 фс, максимальная энергия в импульсе – 1.1 мДж, частота посылки импульсов – 100 Гц, диаметр лазерного луча на линзе – 10.6 мм, фокусное расстояние линзы – 5 см. Для регулировки падающей энергии использовался ослабляющий светофильтр NDC-100C-2M (Thorlabs) с изменяющейся оптической плотностью. Излучение лазера после делителя пучка и светофильтра направлялось на фокусирующую линзу. Лазерное излучение, прошедшее через лазерную искру, собиралось линзой и направлялось на измеритель мощности/энергии лазерного излучения (детектор XLP12-1S-H2 и монитор Solo 2 Gentec), аналогичный измеритель энергии служил для измерения падающей энергии. Длительность лазерного излучены засерного излучения в эксперименте использовался ослабляющий светофильтра направлялось на фокусирующую линзу. Лазерное излучение, прошедшее через лазерную искру, собиралось линзой и направлялось на измеритель мощности/энергии лазерного излучения (детектор XLP12-1S-H2 и монитор Solo 2 Gentec), аналогичный измеритель энергии служил для измерения падающей энергии. Длительность лазерного импульса измерялась автокоррелятором PSCOUT PL-SP-LF (2) (SpectraPhysics).

На рис. 1 представлена зависимость поглощенной энергии лазерного излучения E_{abs} от падающей E_{inc} . Энергия E_{abs} , рассчитывалась из соотношения $E_{abs} = E_{inc} - E_{trans}$, где значение падающей энергии E_{inc} и прошедшей энергии E_{trans} определялись с помощью измерителей мощности/энергии и соответственно. Как видно, зависимость носит нелинейный характер $E_{abs} \propto E_{inc}{}^{K}$, где K = 1.57. Критическая энергия, при которой в области фокусировки наблюдается лазерная искра, $E_{crit} = 0.25$ мДж, что при длительности импульса 48 фс соответствует критической мощности $P_{crit} = 5.2$ ГВт.

При исследовании спектральных характеристик излучения лазерной плазмы использовались спектрограф SpectraPro 2500i (Princeton Instruments) и ICCD камера PicoStar HR (LaVision, GmBH) с изменяемым временем экспозиции сигнала от 100 до 200 пс. В эксперименте использовались следующие параметры лазерного излучения: энергия – 0.9 мДж, длительность лазерного импульса 48 фс, частота посылки лазерных импульсов - 1 кГц.

B242



Рис. 1. Зависимость поглощенной энергии от падающей.

Предварительный анализ спектра излучения плазмы показал, что наиболее интенсивные линии соответствуют второй положительной 2⁺ системе N₂($C^3\Pi_u - B^3\Pi_g$) 337 нм, первой отрицательной 1⁻ N₂⁺($B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+$) 391.2 нм и атомарным триплетам N I 746 и O I 777 нм. Поэтому для исследования динамики интенсивности излучения были выбраны спектральные диапазоны, в которых наблюдаются эти линии. При исследовании динамики интенсивности излучения молекул использовалось время регистрации спектра 100 пс, а шаг задержки регистрации спектра составлял величину 5 пс. Атомарные линии регистрировались с временем экспозиции 200 пс и с шагом задержки регистрации 1 нс.



Рис. 2. Время-разрешенные спектры излучения 2⁺ и 1⁻ систем азота. Цифры 1-3 обозначают колебательные числа верхнего v' = 1 и нижнего уровня v'' = 3.



Рис. 3. Время-разрешенные спектры излучения триплетов азота и кислорода.

Время-разрешенные спектры излучения 1⁻ и 2⁺ систем азота представлены на рис. 2. Для 2^+ системы наиболее интенсивные линии наблюдаются для v' = 0,1, наиболее интенсивная линия – 0-0 337 нм. В спектральном диапазоне рис. 2 1⁻ система представлена одной самой интенсивной линией 0-0 391.2 нм. На рис. 3 представлены время-разрешенные спектры излучения триплетов азота и кислорода. В начальные моменты развития плазмы линии сильно уширены. Триплет N I разрешается при t > 10 нс (t – время задержки регистрации спектра относительно лазерного импульса), триплет O I остается неразрешенным. Отметим, что молекулярные линии наблюдаются до t > 1 нс, а атомарные – до 150 нс. При этом атомарные линии формируются с задержки 50-80 пс относительно лазерного импульса, для молекулярных линий такой задержки не наблюдается.

Данные исследования выполнены при поддержке гранта РНФ (соглашение № 14-50-00034) с использованием оборудования ЦКП ЛаМИ ИАПУ ДВО РАН.

СИСТЕМА МОНИТОРИНГА МОРСКИХ АКВАТОРИЙ.

А.Н. Павлов¹, О.Г. Константинов², К.А. Шмирко¹, А.А. Бобриков³

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт автоматики и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева Дальневосточного отделения Российской академии наук

³Федеральное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Морской государственный университет имени адмирала Г.И. Невельского»

anpavlov@iacp.dvo.ru, kshmirko@dvo.ru

Ключевые слова: мониторинг прибрежных акваторий, слики, поверхностные пленки.

Аннотация: В работе приводится описание созданной системы мониторинга морских акваторий, рассматриваются ее возможности по идентификации и отслеживанию поверхностных пленок, в том числе и масляных. Приводятся наблюдаемые контрасты между сликовой областью и чистой морской поверхностью. Результаты натурных экспериментов нахдятся в хорошем соответствии с численными расчетами отражения яркости неба от взволнованной морской поверхности. Обсуждаются перпективы использования разработанной системы для контроля морских акваторий.

Повышенный интерес к изучению динамических процессов в акваториях континентального шельфа продиктован необходимостью решения задач рационального природопользования ресурсами шельфовых вод и заботой об экологическом состоянии прибрежных водоемов. Температурно-халийная структура шельфовых вод, фронтальные зоны, приливы и апвеллинги, прибрежные течения и циркуляционные процессы обеспечивают эффективный механизм очищения и вентиляции морских вод, столь необходимый для функционирования и сохранения Тесная уникальных морских экосистем прибрежной 30ны. взаимосвязь И взаимообусловленность разнородных, на первый взгляд, динамических процессов, их зависимость от топографии морского дна в сочетании с высокой пространственной и временной изменчивостью исследуемых объектов – далеко не полный перечень факторов, осложняющих изучение этих процессов только традиционными океанологическими методами. Использование дистанционных методов наблюдения позволяет значительно расширить информационную емкость судовых и буйковых измерений на всех стадиях исследования. На начальной стадии исследований, как правило, возникает необходимость определить где и в какое время наиболее

B245

часто происходят те или иные океанические процессы. С этой задачей успешно справляются системы видеонаблюдения и радиолокации наземного и спутникового базирования, обеспечивающие обзор исследуемых акваторий в режиме мониторинга. При проведении in situ измерений и их интерпретации системы дистанционных наблюдений полезны как для вывода научных судов к исследуемому объекту, так и для оценки горизонтальных масштабов и динамических характеристик изучаемых процессов на границе раздела сред океан – атмосфера.

Вне зависимости от освещения и метеорологических условий радиолокационные методы спутникового зондирования с использованием радиолокаторов с синтезированной апертурой (SAR) позволяют с хорошим пространственным разрешением получать статические изображения процессов, используя способность этих процессов создавать так называемые «слики» на морской поверхности – области с подавленным мелкомасштабным морским волнением. образующие яркостные И цветовые сигнатуры этих процессов на видеоизображениях и радиолокационных снимках. На радиолокационных снимках РСА яркость морской поверхности возрастает с увеличением ее изображения шероховатости в коротковолновом диапазоне ветровых волн.Напротив, в оптическом диапазоне частот при наблюдении морской поверхности под малыми углами к горизонту изображение сликов приобретает более светлый оттенок по отношению к невозмущенной морской поверхности. В прибрежных районах яркостной контраст сликовой сигнатуры дополнительно усиливается, а иногда и целиком определяется природными органическими пленками поверхностно активных веществ (ПАВ), образующимися в процессе жизнедеятельности морской биоты и эффективно подавляющими мелкомасштабное волнение за счет изменения коэффициента поверхностного натяжения. Обладая высокой подвижностью пленки ПАВ вовлекаются поверхностными течениями, скапливаются в областях их конвергенции и «очерчивают» их местоположение, образуя характерную для динамического процесса сигнатуру.

фотограмметрической обработки Современные технологии видеоснимков морской поверхности позволяют с учетом технических характеристик видеосистемы И ee позиционирования в пространстве выполнять перенос изображения на горизонтальную поверхность с привязкой каждого пикселя изображения к географической системе координат. Теоретические основы метода фотограмметрии для картирования наблюдаемых на морской поверхности объектов подробно изложены в [1-2]. Менее известный по сравнению с методом SAR, но более дешевый и эффективный в прибрежных областях морских акваторий, метод видеонаблюдений использовался в исследованиях тонкой структуры поверхностных течений и

B246

уточнения математической модели циркуляции вод в портовых водах Портленда [5], количественной оценке ледяного покрова русла рек [3], изучении динамических характеристик внутренних волн, вихревых структур [1,4,6] и органических пленок различной природы [7,4,8). Одна из систем видеонаблюдения морской поверхности была разработана в Тихоокеанском Океанологическом институте ДВО РАН [4,9] и использовалась для исследования многочисленных океанических процессов в бухте Витязь залива Петра великого.

Примеры ее использования приведены на рис.1. Для расширения азимутального угла обзора видеокамера установлена на оси шагового двигателя, обеспечивающего дискретное по углам вращение видеокамеры и формирование панорамного изображения прилегающей морской акватории в секторе углов 120 градусов за временной интервал порядка 20 секунд. Дискретное позиционирование камеры позволяет упростить и автоматизировать процедуру формирования панорамного изображения морской поверхности. Применение же метода фотограмметрии [1,2] к время упорядоченной последовательности панорамных изображений позволяет наблюдать распространение и трансформацию внутренних волн и топографических вихрей (рисунок 1а), проследить процесс взаимодействия внутренних волн с вихревыми структурами (рисунок 1б), оценить поле скоростей поверхностных течений в теле океанического вихря (рисунок 1в)



(a)





(б) **(B)** Рисунок 1 : Восстановленые карты морской акватории с помощью разработанного видеокомплекса

Часть работ, связанных с экспериментальными исследованиями морских акваторий с помощью системы мониторинга, выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ (соглашение №14-50-00034)

Литература

- 1. Rich Pawlowicz. Quantitative Visualization of Geophysical Flows Using Low-Cost Oblique Digital Time-Lapse Imaging// 2003, IEEE journal of oceanic engineering, vol. 28, no. 4
- 2. Holland K.T., Holman, R.A., Lippmann, T.C., Stanley, J., Plant, J., 1997. Practical Use of Video Imagery in Nearshore Oceanographic Field Studies. IEEE Journal of Oceanic Engineering, 22(1), 81 – 92

- 3. Bourgault, D., 2008. Shore-based Photogrammetry of St. Lawrence River Ice. Canadian Journal of Civil Engineering, 35, 80 86.
- 4. О.Г. Константинов, А.Н. Павлов. Комплексный контроль состояния морских акваторий оптическими методами. Часть 2. Регистрация загрязнений на морской поверхности.// Оптика атмосферы и океана 2012, т.25, № 10,с. 902 908
- 5. Nicholas R. Record, Jonathan D. Whitefield, Andrew J. Pershing, Giles Kingsley, Kathi Higgins. Shore-based Photogrammetry of Surface Oceanography for Oil Spill Mitigation// 2010,Seascape Modeling Lab Report, University of Mane School of Marine Sciences (www.seascpemodeling.org)
- 6. О. Г. Константинов, А. Н. Павлов. Комплексный контроль состояния морских акваторий оптическими методами. Часть 3. Регистрация динамических процессов по сликам на морской поверхности. // 2013,т.26, №1, с. 35-46
- 7. Ю.Н. Кульчин, О.А. Букин, О.Г. Константинов, С.С. Вознесенский, А.Н. Павлов, Е.Л. Гамаюнов, А.Ю. Майор, С.Ю. Столярчук, А.А. Коротенко, А.Ю. Попик, Комплексный контроль состояния морских акваторий оптическими методами. Часть 1. Концепция построения многоуровневых измерительных систем для экологического мониторинга прибрежных акваторий"// Оптика атмосферы и океана, 2012, т.25, № 7,с. 633 637
- 8. Aleksandr E. Korinenko, Vladimir V. Malinovsky. Field study of filmspreading on a sea surface//2014, OCEANOLOGIA, Vol. 56, N 3, pp. 461–475
- 9. О.Г. Константинов, А.Н. Павлов. Видеосистема контроля состояния морской поверхности// Приборы и техника эксперимента, 2012, №6, с.121-123

ВЕКТОРНАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ РАСЧЕТА ОТРАЖЕННОГО ВЗВОЛНОВАННОЙ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ ДИФФУЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ.

К.А. Шмирко¹, А.А. Бобриков², А.Н. Павлов¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт автоматики и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук

²Федеральное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Морской государственный университет имени адмирала Г.И. Невельского»

anpavlov@iacp.dvo.ru, kshmirko@dvo.ru

Ключевые слова: статистика уклонов, восходящее излучение моря, вектор Стокса, степень поляризации. Слики. *Аннотация:* В работе приводится описание векторной модели расчета отраженной диффузной радиации взволнованной морской поверхностью. Подробно описывается вывод основных формул.

Вклад атмосферы составляет более чем 90% всей регистрируемой спутником радиации [1]. В связи с этим точность атмосферной коррекции имеет решающее значение при решении задачи выделения восходящего излучения моря, а также связанных и ней проблем восстановления концентрации различных пигментов морской воды (концентрация хлорофилла-а, растворенного органического вещества и др.) Процедура исключения из измеренной спутником яркости вклада атмосферы называется атмосферной коррекцией. Эта процедура усложняется ошибками, связанными с переносом изучения в системе атмосфера—океан, которые обусловлены вариациями оптических характеристик, геометрией эксперимента, различной шероховатостью морской поверхности, а также ненулевым коэффициентом яркости моря.

Процедура атмосферной коррекции неразрывно связана с проблемой разделения излучения на составляющие. Регистрируемая спутником яркость можно записать следующим образом [2].

$$L_{sensor} = L_{atm} + TL_{sky} + TL_{whitecap} + TL_{glint} + TL_{water}$$
(1)

L_{atm} – яркость, обусловленная рассеянием на молекулах и аэрозоле; L_{sky} – вклад, обусловленный яркостью неба; L_{whitecap} – вклад «белых барашков»; L_{glint} – вклад солнечных бликов; L_{water} – вклад излучения моря; Т – функция атмосферного пропускания.

Стоит отметить, что разделить яркость по источникам согласно уравнению (1) можно лишь в том случае, если попавшие на детектор фотоны можно разделить. Это достигается

при использовании модели для каждого процесса, вовлеченного в перенос фотона, или используя спектральные особенности вовлеченных процессов. Например, вода хорошо поглощает в ближней ИК области, следовательно вклад в восходящего излучения от воды на этих длинах волн можно считать нулевым. Тем не менее это не так в случае мелких водоемов или замутненных вод. По следующим причинам достаточно сложно разделить солнечный блик, блеск неба, вклад «белых барашков» и рассеянное аэрозолем излучение:

- эти процессы имеют лишь слабую спектральную зависимость, поэтому не обладают отличительными спектральными характеристиками
- атмосферное пропускание, Т, зависит от характеристик аэрозольного рассеяния, поэтому яркостные члены TL_{glint}, TL_{sky} и TL_{whitecap} неявно включают аэрозольное рассеяние. Невозможно рассчитать Т без знаний о микрофизических свойствах аэрозолей вдоль траектории движения фотонов, в то же время свойства аэрозолей сильно меняются на сравнительно небольших пространственных и временных масштабах [3-7]

Если измерения проводятся с противосолнечной стороны, то вкладом слагаемого TL_{sky} можно пренебречь, поскольку основной вклад в отраженное излучение будет обусловлен зеркальным отражением. В случае измерения с солнечной стороны, вклад зеркального отражения падает, и отраженное морской поверхностью излучение преимущественно определяется диффузной радиацией.

Авторы [8-9] показали, что для более точного определения вклада неба в восходящую радиацию необходимо правильно задать распределение яркости по небосводу, так же как и свойства поверхности моря, ее шероховатость, а неправильное задание параметров волнения может привести к ошибке определения вклада отраженной яркости неба до 20%.

Для моделирования оптических изображений сликов необходимо задать следующие характеристики:

- определить распределение яркости и степень поляризации по небосводу (например [10-12]);
- определить ориентацию падающего вектора Стокса.
- определить степени поляризации в зависимости от облачности;
- определить спектральную зависимость коэффициентов преломления морской воды;
- определить спектральную зависимость коэффициента яркости моря;
- определить статистику уклонов морской поверхности.

Зная эти характеристики, расчет отраженной радиации находится в соответствии со следующим алгоритмом:

- 1. Начало
- 2. Загружаем настройки параметров расчета из конфигурационного файла
- 3. Цикл по всем вариативным параметрам
- 4. Вычисляем величину восходящего излучения из-под морской поверхности
- 5. Вычисляем характеристики измеренной датчиком радиации
- Формируем вектор Стокса с учетом восходящего излучения из-под морской поверхности
- 7. Вычисляем поляризационные компоненты отраженного излучения
- 8. Конец цикла
- 9. Конец программы

Расчет отраженного вектора Стокса находится в соответствии со следующим выражением (2), где G - нормировочная функция, связанная с вероятностью ориентации площадки, касательной к поверхность волны, Rot(φ) - Матрица поворота вектора Стокса на угол φ , R(θ) - матрица отражения вектора Стокса, θ - угол между направлением падения и нормалью к морской поверхности, S_{inp} - падающий вектор Стокса, ρ_l ; и ρ_{\perp} - коэффициенты отражения Френеля.

$$S_{refl} = G \operatorname{Rot}(\varphi_2) R(\theta) \operatorname{Rot}(\varphi_1) S_{inp}$$
⁽²⁾

$$Rot(\varphi) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\varphi) & \sin(\varphi) & 0 \\ 0 & -\sin(\varphi) & \cos(\varphi) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$
(3)
$$R(\theta) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \rho_{1}^{2} + \rho_{\perp}^{2} & \rho_{1}^{2} - \rho_{\perp}^{2} & 0 & 0 \\ \rho_{1}^{2} - \rho_{\perp}^{2} & \rho_{1}^{2} + \rho_{\perp}^{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -2\rho_{1}\rho_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -2\rho_{1}\rho_{\perp} \end{pmatrix}$$
(4)

Часть работ, связанная с разработкой и написанием программы для численной модели расчета отраженной взволнованной морской поверхностью диффузной солнечной радиации, выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ (соглашение №14-50-00034).
Литература

- Wang Menghua. Validation Study of the SeaWiFS Oxygen A-Band Absorption Correction: Comparing the Retrieved Cloud Optical Thicknesses from SeaWiFS Measurements // Applied Optics.— 1999.— Vol. 38
- Kay S., Hedley J.D., Lavender S. Sun Glint Correction of High and Low Spatial Resolution Images of Aquatic Scenes: a Review of Methods for Visible and Near-Infrared Wavelengths // Remote Sens.— 2009.— Vol. 1.— P. 697–730.
- Павлов А. Н., Столярчук С. Ю., Шмирко К. А., Букин О. А. Лидарные исследования изменчивости вертикального распредеделения озона под воздействием процессов стратосферно-тропосферного обмена в Дальневосточном регионе. // Оптика атмосферы и океана.— 2012.— Vol. 25, no. 9.— Р. 788–795.
- Павлов А. Н., Шмирко К. А., Столярчук С. Ю. Характеристики структуры и динамики ППС в переходной зоне "материк-океан". Часть II. Летний период // Оптика атмосферы и океана.— 2012.— Vol. 25, no. 11.— Р. 968–975.
- Букин О. А., Кульчин Ю. Н., Павлов А. Н. et al. Характеристики структуры и динамики ППС в переходной зоне «материк–океан». Часть І. Зимний период // Оптика атмосферы и океана.— 2012.— Vol. 25, no. 8.— Р. 694–701.
- Шмирко К.А., Павлов А.Н., Столярчук С.Ю. et al. Вариации микрофизических параметров аэрозоля приземного слоя атмосферы в переходной зоне материк-океан // Оптика атмосферы и океана.— 2013.— Vol. 26, no. 8.— P. 619–627.
- 7. Андреев С. Ю., Афонин С. В., Бедарева С. А. et al. Исследование радиационных характеристик аэрозоля в азиатской части России / Ed. by С. М. Сакерин.— Томск: Издательство ИОА СО РАН, 2012.
- 8. Bukata Robert P., Jerome John H., Kondratyev Alexander S., Pozdnyakov Dimitry V. Optical Properties and Remote Sensing of Inland and Coastal Waters 1995,... CRC Press, 1995.
- 9. Cox C., Munk W. Some problems in optical oceanography. // J. Marine Res., 1955. Vol. 14. P. 63–78.
- 10. Harrison A.W., Coombes C.A. Angular distribution of clear sky short wavelength radiance //Solar Energy.— 1988.— Vol. 40.
- 11. Brunger Alfred P., Hooper Frank C. Anisotropic sky radiance model based on narrow field of view measurements of shortwave radiance // Solar Energy.— 1993.— Vol. 51, no. 1.— P. 53–64.
- 12. Grant R. H., Heisler G. M., Gao W. Ultraviolet sky radiance distributions of translucent overcast skies // Theoretical and Applied Climatology.— 1997.— Vol. 58.

ПРОГРАММНЫЙ ИМИТАТОР АТМОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

П.А. Коняев

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия

На основе алгоритма моделирования динамической случайно-неоднородной среды и метода расщепления (преобразования Фурье) для скалярного волнового уравнения, предложена простая модель имитатора атмосферной турбулентности. Путём изменения параметров имитатора, таких как время эволюции, скорость движения, спектр и масштабы турбулентности, возможна реализация различных режимов воздействия среды на волновой фронт излучения. Программная реализация работы имитатора отличается простотой и эффективностью благодаря применению параллельных алгоритмов из библиотек MKL и IPP Intel ® Parallel Studio.

ДИСПЕРСИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ В СИСТЕМЕ МЕТАЛЛ-НАНОКОМПОЗИТ

Н.С. Панамарев¹, В.А. Донченко^{1,2}, Ал.А. Землянов^{1,2}, И.В. Самохвалов¹, А.Н. Панамарёва³ ¹Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, Россия ²Сибирский физико-технический институт, Томский государственный университет, г. Томск, Россия

³Институт социально-гуманитарных технологий Национального исследовательского политехнического университета г. Томск, Россия

n.panamarev@mail.ru, don@spti.tsu.ru, zeml16@mil.ru, lidar@mail.tsu.ru, mir-annie@ya.ru

Ключевые слова: поверхностный плазмон-поляритон, дисперсионное соотношение.

Аннотация: Представлены результаты численного моделирования дисперсионных свойств поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела «композитная среда на основе наночастиц Al, Ag, Ni, Cu и подложка из тех-же металлов» в видимом диапазоне длин волн. Показано, что дисперсионные свойства поверхностных плазмон-поляритонов в указанных структурах можно менять в широких пределах путем изменения концентрации наночастиц.

Введение

Поверхностные плазмон-поляритоны (ППП), возникающие на границе раздела диэлектрической проводящей сред представляют значительный интерес И как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения. Этот интерес обусловлен свойствами и методами управления поверхностными плазмон-поляритонами, что объясняется возможностью создания на базе плазмонных структур новых оптических устройств и сенсоров, обладающих высокой чувствительностью и компактными размерами. Также значительный практический интерес представляет управление светом на наномасштабах, для чего перспективным оказывается использование ППП вследствие их высокой локализации, и, как следствие, большой интенсивности, приводящей к усилению ряда оптических, в том числе нелинейных, эффектов.

Цель данной работы состоит в теоретическом исследовании закономерностей распространения поверхностных плазмон-поляритонов в слоистых структурах, содержащих среды с управляемыми оптическими характеристиками. Для достижения поставленной цели путем численного моделирования исследовалась дисперсия поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела металл-нанокомпозит. При этом, в качестве модельных сред использовались как металлы (Ag, Cu), обладающие плазмонным резонансом в исследуемом

диапазоне длин волн, так и металлы (Al, Ni), частота плазмонного резонанса которых не попадает в исследуемый диапазон.

Численное моделирование

Наиболее важными характеристиками ППП являются их толщина (области локализации ППП) и амплитуда электромагнитного поля в обеих средах, а также длина пробега вдоль границы раздела сред (характерная длина затухания, определяемая мнимой частью волнового вектора Im(k)). Для вычисления этих величин нужно знать зависимость диэлектрической проницаемости каждой среды от длины волны.

На рисунке 1 показаны спектральные зависимости действительной и мнимой частей диэлектрической функции гетерогенных сред на основе исследуемых металлов и диэлектрической матрицы (показатель преломления n = 1,53) при факторе заполнения f = 0,2. Расчеты выполнены в приближении модели эффективной среды в соответствии с методикой [1].



Рисунок 1 – Дисперсионные зависимости действительной (*a*) и мнимой частей (*b*) диэлектрической функции композитов «диэлектрик-металлические наночастицы» от длины волны при факторе заполнения f = 0,2 [2].

Численное моделирование проводилось на языке MATLAB для гетерогенных сред на основе диэлектрической матрицы и наночастиц Al, Ni, Ag, Cu в видимом и ближнем ИК диапазонах при изменении коэффициента заполнения от 0,02 до 0,6. Анализировалось влияние материала и объемного содержания дисперсной фазы на спектральные свойства волнового вектора и области локализации ППП. При выполнении расчетов спектральные зависимости

диэлектрической функции исследуемых в работе объемных материалов Ag, Ni, Al, Cu в видимом диапазоне длин волн взяты из [3, 4].

Дисперсионное соотношение для ППП имеет вид [5]

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}},\tag{1}$$

где k – волновой вектор ППП, λ – длина волны в свободном пространстве, ε_1 и ε_2 – диэлектрические функции нанокомпозита и металла.



Рисунок 2 – Дисперсионные зависимости действительной (*a*) и (*b*) мнимой частей волнового вектора ППП в системе «металл-нанокомпозит». Нижний график на рисунке (*a*) показывает дисперсионную зависимость волнового вектора ППП в системе «металл-диэлектрик».



Рисунок 3. – Дисперсионные зависимости области локализации ППП в композите (*a*) «металлдиэлектрик» и в металле (*b*).

Как следует из приведенных выше рисунков, характер изменения комплексного волнового вектора для металлов (Ag, Cu) имеет четко выраженный максимум в области плазмонного резонанса. С увеличением длины волны, т.е. в ближней ИК области дисперсионные свойства ППП на исследуемых структурах отличаются незначительно. Наибольшей длиной пробега, которая определяется мнимой частью волнового вектора обладают ППП на основе алюминия и серебра вне зоны плазмонного резонанса. Также необходимо отметить, что область локализации ППП в алюминии минимальна по сравнению с другими металлами. Это может быть использовано при разработке волноведущих структур на основе ППП с целью уменьшения диссипации энергии.

Выводы и заключение

Представлены результаты численного моделирования дисперсионных зависимостей поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела сред «металл-нанокомпозит» в видимом диапазоне длин волн. В качестве материалов взяты металлы (Ag, Cu) частота плазмонного резонанса которых попадает в исследуемый диапазон, а также металлы (Al, Ni), частота плазмонного резонанса которых не попадает в исследуемый диапазон.

Показано, что дисперсионные свойства ППП на основе исследуемых структур можно менять в широких пределах путем изменения концентрации наночастиц. Результаты данной работы могут быть полезны в плане формирования дисперсных структур с заданными оптическими свойствами

Литература

- 1. *Ораевский А.Н., Проценко И.Е.* Оптические свойства гетерогенных сред // Квантовая электроника. 2001. Т. 31, № 3. С. 252-246.
- 2. Панамарёв Н.С. Взаимодействие низкоэнергетического лазерного излучения с гетерогенными средами на основе растворов органических красителей и металлических наноструктур // Дис. канд. физ.-мат. наук: 01.04.05, 01.04.21. Томск. 2012. 127 с.
- 3. *Johnson* P.B., *Christy* R.W. Optical Constants of the Noble Metals // Phys. Rev. B., 1972. V. 6, № 12. P. 4370 4379.
- Ordal M.A., Long L.L., Bell R.J., Bell S.E., Bell R.R., Alexander R.W., Jr., and C. Ward. Optical properties of the metals Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, and W in the infrared and far infrared // Applied Optics. – 1983. – V. 22. – P. 1099-1119.
- 5. *Либенсон М. Н.* Поверхностные электромагнитные волны оптического диапазона // Соросовский образовательный журнал. 1996. Т. 10. С. 92-98.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках «Программы повышения конкурентно способности ТГУ»

СРЕДНЯЯ ДЛИНА СВОБОДНОГО ПРОБЕГА ФОТОНА В СИСТЕМЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОЧАСТИЦ

H.С. Панамарев¹, Ал.А. Землянов^{1,2}, И.В. Самохвалов¹, А.Н. Панамарёва³
¹Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, Россия
²Сибирский физико-технический институт, Томский государственный университет, г. Томск, Россия

³Институт социально-гуманитарных технологий Национального исследовательского политехнического университета г. Томск, Россия

n.panamarev@mail.ru, zeml16@mil.ru, lidar@mail.tsu.ru, mir-annie@ya.ru

Ключевые слова: фотон, андерсоновская локализация, длина свободного пробега.

Аннотация. В работе, путем численного моделирования, выполнена сравнительная оценка длины свободного пробега фотона в системе металлических наночастиц и диэлектрической матрицы. В качестве материала наночастиц использовались металлы (Ag, Cu), у которых частота плазмонного резонанса попадает в исследуемый диапазон, так и металлы (Al, Ni), у которых частота плазмонного резонанса далека от исследуемого диапазона. Показано, что для исследуемых металлов критерию Иоффе-Регеля для фотонов видимого диапазона длин волн наиболее удовлетворяют среды на основе наночастиц Al.

Введение

Современное состояние оптоэлектроники требует поиска лазерных материалов с излучением в различных спектральных диапазонах. Плотный массив наноразмерных рассеивателей, помещенных в лазерно-активную среду, может давать случайную лазерную генерацию, когда при рассеянии света в массиве случайным образом формируются замкнутые траектории света (андерсоновская локализация). Многократное рассеяние в хаотических активных средах локализует излучение в среде. В этом смысле такая локализация заменяет действие резонатора, что при наличии усиления приводит к преобладающему вынужденному излучению активных центров и формированию спектра, подобного лазерному. Такие системы получили наименование хаотических лазеров (*random laser*) [1].

При достаточно большом числе случайных рассеивателей оправдан подход, в рамках которого рассматривается перенос энергии в рассеивающей среде. В этой модели пренебрегают интерференцией рассеянных волн. При этом учитывается тот факт, что плоская волна, падающая на среду, при прохождении расстояния, сравнимого с длиной свободного пробега, становится практически полностью рассеянной. Тогда плотность энергии рассеянных волн подчиняется диффузионному уравнению. Условием применимости диффузионного приближения является выполнение неравенства $l > \lambda$. С увеличением числа рассеивателей $l < \lambda$

происходит замедление диффузии; в этом случае можно говорить о слабой локализации света. Наконец, когда $l \approx \lambda$, диффузия света останавливается, свет рассеивается назад. В этом случае говорят об андерсоновской локализации света. Рассеяние света – это статистический процесс, в котором как амплитуда, так и фаза падающей волны подвержены случайным изменениям. Для ансамбля рассеивателей важную роль играет такой параметр, как средняя длина свободного пробега l – среднее расстояние, которое фотон проходит между последовательными актами рассеяния [2, 3].

Численное моделирование

Численное моделирование проводилось на языке MATLAB для гетерогенных сред на основе диэлектрической матрицы (n = 1,53) и наночастиц Al, Ni, Ag, Cu в видимом и ближнем ИК-диапазонах при изменении коэффициента заполнения f от 0,02 до 0,6. Анализировалось влияние материала и объемного содержания дисперсной фазы на спектральные свойства длины свободного пробега фотона.

Для рэлеевского рассеяния на сферах радиуса *a*, фактор заполнения для которых равен *f*, длина свободного пробега определяется [4]

$$l = \frac{9}{16 fa^3} \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^4 \frac{1}{\left|\varepsilon_2 - \varepsilon_1\right|^2}$$

Дисперсионные зависимости диэлектрической функции Ag, Ni, Al, Cu от длины волны зондирующего излучения показаны на рисунке 1 [5, 6].



Рисунок 1 – Дисперсионные зависимости действительной (*a*) и мнимой (*b*) части диэлектрической функции Ag, Ni, Al, Cu от длины волны зондирующего излучения (сплайнинтерполяция по [5, 6]).

Влияние материала, линейных размеров и концентрации наночастиц на длину свободного пробега фотона в рассеивающей лазерно-активной среде от длины волны излучения показано на рисунке 2.



Рисунок 2 – Зависимость длины свободного пробега фотона от длины волны излучения (*a*) и от фактора заполнения (*b*).

Для данных, приведенных на рисунке 2, среднее расстояние между наночастицами $\approx a \cdot (4/f)^{1/3} \approx 1500$ nm, что соответствует концентрации наночастиц $N \approx 3 \cdot 10^8$ cm⁻³.

В том случае, когда рассеяние фотонов на каждом из рассеивателей происходит независимо друг от друга, т.е. когда концентрация рассеивателей *с* достаточно низка, средняя длина свободного пробега будет связана с их концентрацией и с сечением рассеяния σ соотношением [3] $l = (c\sigma)^{-1}$.

На рисунке 3 приведены зависимости длины свободного пробега фотона в системе агрегатов наночастиц серебра и алюминия при разных значениях их фактора заполнения. Концентрация агрегатов $c = 10^{12}$ см⁻³, средний размер – 300 нм. Среднее расстояние между центрами агрегатов ≈ 1000 нм. Предполагается, что агрегаты распределены в диэлектрической матрице равномерно.

Из рисунков 2 и 3 видно, что длина свободного пробега фотона в системе равномерно распределенных наночастиц-мономеров существенно зависит от материала наночастиц в пределах исследуемого диапазона. В системе агрегированных наночастиц длина свободного пробега фотона практически не зависит от материала наночастиц.



Рисунок 3 – Зависимость длины свободного пробега фотона от длины волны излучения для агрегатов серебра (*a*) и алюминия (*b*) при разных значениях фактора заполнения *f*.

Заключение

Таким образом, в результате сравнительного анализа путем численного моделирования длины свободного пробега фотона в композитных средах на основе наночастиц Ag, Cu, Al, Ni и диэлектрической матрицы показано, что критерию Иоффе-Регеля для фотонов видимого диапазона длин волн наиболее удовлетворяют среды на основе наночастиц Al.

Литература

1. *Блинов Л.М.* Рассеяние и усиление света в слое нематического жидкого кристалла // Письма в ЖЭТФ. – 2008. – Т. 88, № 3. – С. 189-193.

2. *Ящук В.П., Тихонов Е.А., Пригодюк О.А.* Влияние вынужденного комбинационного рассеяния на формирование спектра хаотической генерации органических красителей // Письма в ЖЭТФ. – 2010. – Т. 91, № 4. – С. 186-189.

3. *Максименко В.В.* Локализация света в дисперсных системах: Дис. ... док. физ.-мат. наук. Научноисследовательский физико-химический институт им. Л.Я. Карпова. 2014. 245 с.

4. Головань Л.А., Тимошенко В.Ю., Кашкаров П.К. Оптические свойства нанокомпозитов на основе пористых систем // Успехи физических наук. – 2007. – Т. 177, № 6. – Стр. 619-638.

5. *Johnson* P.B., *Christy* R.W. Optical Constants of the Noble Metals // Phys. Rev. B., - 1972. - V. 6, № 12. - P. 4370 - 4379.

6. *Ordal* M.A., *Long* L.L., *Bell* R.J., *Bell* S.E., *Bell* R.R., *Alexander* R.W., Jr., and C. *Ward*. Optical properties of the metals Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, and W in the infrared and far infrared // Applied Optics. – 1983. – V. 22. – P. 1099-1119.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках «Программы повышения конкурентно способности ТГУ»

НЕЙРОСЕТЕВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ КЛАССИФИКАЦИИ ОБЪЕКТОВ

А.М. Кориков, А.В. Тунгусова

Томский политехнический университет; Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники

E-mail: korikov@asu.tusur.ru; a.v.tungusova@gmail.com

Ключевые слова: нейронные сети, классификация объектов, текстурные признаки, спутниковые снимки. Аннотация. Анализируются классы задач, для которых существует объективная необходимость применения нейросетевых технологий. Среди этих задач важное место занимают задачи распознавания объектов и, в частности, задачи классификации объектов (многомерных данных) на основе информации о текстурных признаках. Подобные задачи возникают в аэрокосмическом и сейсмическом мониторинге, материаловедении, медицине и т.д. Рассмотрены различные подходы к описанию текстуры. Разработана нейросетевая технология для решения практической задачи классификации изображений облачности на спутниковых снимках, полученных со спектрорадиометра MODIS. Создана программная система, реализующая вероятностную модель нейронной сети (BHC) и обеспечивающая классификацию основных типов и подтипов облачности. Экспериментально определены оптимальные архитектура и параметры BHC для классификации изображений.

Спектр задач, решаемых на основе нейросетевых технологий (НСТ), постоянно расширяется. Некоторое время считалось, что НСТ эффективны при решении трудноформализуемых и неформализуемых задач (НФ-задач), для которых необходимо включение в алгоритм их решения процесса обучения на результатах реального эксперимента [1]. Решение НФ-задач осложняется различными видами НЕ-факторов знаний [2]: неопределенность, нечеткость, неточность, недоопределенность и неполнота знаний эксперта о свойствах проблемной области. К подобным задачам относятся и многие задачи распознавания образов. В последние годы к ним добавились задачи обработки сигналов и изображений, распараллеливание которых повышает эффективность, например, скорость их решения. Эти задачи не требуют обучения на результатах реального эксперимента, но они хорошо представимы в нейросетевом логическом базисе [1].

На всех этапах развития НСТ постоянно возникал вопрос: «Для каких классов задач существует объективная необходимость применения НСТ: представления и решения задач в нейросетевом логическом базисе?» [1]. Эти задачи условно делятся на две группы: адекватные НСТ и использующие НСТ из-за большой размерности и необходимости резкого сокращения времени решения. В [1] утверждается, что НСТ более эффективны при решении любых задач, так как нейросетевой алгоритм решения любой задачи на логическом уровне более параллелен, чем любая его реализация существующими средствами вычислительной техники.

Общий подход к задачам автоматической классификация объектов изложен в [3]. Согласно этому подходу эмпирические данные представляются в виде матрицы данных Z, строки которой соответствуют различным наблюдаемым объектам, а столбцы – параметрам (классификационным признакам), описывающим состояние каждого объекта. Если параметры имеют различный физический смысл, то осуществляется преобразование матрицы данных Z в стандартизованную матрицу данных X. Формулы преобразования Z в X

приведены в [3]. Матрице данных ставится в соответствие корреляционная матрица *R*, элементами которой являются выборочные коэффициенты корреляции *r_{ij}*, пропорциональные скалярному произведению двух векторов-столбцов матрицы данных: скалярное произведение *i*-го вектора-столбца и *j*-го вектора-столбца. Коэффициент корреляции является удобным показателем «близости» или «связи» между параметрами. На этой основе разработаны многие структурные методы обработки эмпирических данных, в том числе методы автоматической классификация объектов, образов и изображений [3].

Среди изображений представляют интерес «... «текстурные» изображения, в которых сушественная информация передается скоростью перепада зачерненности. С помошью таких изображений, как правило, передаются не столько очертания каких-либо объектов, сколько особенности их поверхности. Перепад зачерненности несет информацию об объемных характеристиках представленных на изображении объектов» [3, с. 389]. Данная цитата приведена в силу её особой значимости для рассматриваемых нами задач. В [3] вводятся важные для анализа изображений понятия: шкала зачерненности, вариация зачерненности, текстура, текстурные признаки, текстурные фрагменты изображения и др. Задачи обработки изображений, для которых возможно определение текстурных признаков, возникают во многих областях науки, техники и практики: аэрокосмическом и сейсмическом мониторинге, материаловедении, медицине и т.д. Для подобных задач может оказаться полезным понятие матрицы текстурных признаков Т, строки которой соответствуют различным наблюдаемым изображениям, а столбцы – текстурным признакам, описывающим каждый класс (тип) изображения. Векторы – строки этой матрицы характеризуют множество наблюдаемых классов (типов) изображениий. В пространстве текстурных признаков два таких вектора характеризуют близость наблюдаемых изображений друг к другу по своим свойствам. Для матрицы текстурных признаков Т, как математического объекта, справедливы теоретические основы, разработанные в [3] для матриц данных Z и X.

Общая методика решения физических задач в нейросетевом логическом базисе содержит физическую, математическую и нейросетевую постановки задач [1]. Рассмотрим эти постановки задач на примере актуальной научно-практической задачи классификации изображений облачности на спутниковых снимках.

В физической постановке задачи по данным спутниковой съемки требуется осуществить типологию (классификацию) облачности. Возникает вопрос: «Как решать эту задачу?» Возможна экспертная оценка, пример которой содержится в [4]. Результаты экспертизы подвержены влиянию НЕ-факторов, о которых шла речь выше. Возможна также автоматическая классификация облачности, но для этого необходимо осуществить формализацию задачи и создать экспертную систему на основе НСТ.

Для математической постановки задачи классификации облачности на спутниковых снимках прежде всего необходима формализация данных спутниковой съемки. В [4] отмечается, что известны спектральный и текстурный способы описания данных спутниковой съемки облачности и отдается предпочтение текстурному способу. Воспользуемся этой рекомендацией. Будем считать, что данные спутниковой съемки могут быть представлены в виде матрицы текстурных признаков (МТП). Строки МТП соответствуют различным наблюдаемым типам облачности, а столбцы – текстурным признакам, описывающим каждый тип облачности. Для общности постановки задачи обозначим число типов облачности через N (N = 27 согласно [5] либо N = 14 согласно [4]), а число текстурных признаков – через n (n = 15 для одного углового направления и n = 60 для четырех угловых направлений согласно [4]). Тогда МТП имеет вид:

 $T = ||t_{ij}||$, i = 1, 2, ..., N; j = 1, 2, ..., n.

В МТП элемент *t_{ii}* указывает значение, которое принимает *j*-й текстурный признак на *i*м типе облачности. Вектором t^{j} будем обозначать *j*-й столбец МТП, он имеет смысл набора *j*-го текстурного признака на всех N типах облачности. Аналогично, вектором t_i будем обозначать і-ю строку МТП, он указывает, какие значения приняли все *n* текстурных признаков на *i*-м типе облачности. Итак, вектор t^{j} является *N*-мерным вектором, а вектор t_{i} - п-мерным. Векторы – строки МТП характеризуют множество наблюдаемых типов облачности. Геометрически два таких вектора в пространстве текстурных признаков тем ближе, чем меньше различаются наборы текстурных признаков для двух, соответствующих векторам, типов облачности. Если совокупность текстурных ЭТИМ признаков. представленных в МТП, достаточно полно описывает каждый тип облачности, то чем ближе в пространстве текстурных признаков расположены два вектора, тем ближе друг к другу (менее различимы между собой) соответствующие им типы облачности по другим своим свойствам, а не только тем, которые отражены в МТП. Следовательно, если множество всех векторов – типов облачности удается разделить на геометрически изолированные подмножества близких между собой векторов, то тем самым определяются классы типов облачности, обладающих близкими внутренними свойствами, которыми другие типы облачности если и обладают, то в существенно меньшей степени. Таким образом, задача автоматической классификации облачности может трактоваться как геометрическая задача о выделении в пространстве текстурных признаков «плотных» скоплений точек, а для её решения необходимо задание правила отнесения любой облачности к тому или иному классу (типу, подтипу или их сочетанию). Т.е. математическая постановка задачи классификации

облачности на спутниковых снимках сводится к задаче обучения машины распознаванию образов [9, с.238]. Естественной основой их решения является НСТ.

В общем виде нейросетевая (НС) постановка задачи содержит не менее 14 этапов синтеза НС алгоритмов решения различных математических задач [1, с.431 – 437]. Кратко изложим основные этапы реализации НСТ.

Структура НС определяется особенностями задачи и её сложностью. Известны НС с фиксированной и переменной структурой [1]. Для решения многих задач автоматической классификация объектов следует отдать предпочтение НС с переменной структурой – вероятностной модели НС (ВНС). ВНС имеет ряд преимуществ по сравнению с другими типами НС: обучение НС происходит в процессе формирования её структуры; выходной сигнал НС имеет вероятностный смысл, что облегчает его интерпретацию; простая программная реализация. Общая структура используемой нами ВНС представлена в [6].

В [7] проведена оценка размерности пространства архитектур НС и сделан вывод о том, что «проклятие размерности» не позволит реализовать прямой перебор архитектур НС. Единственный способ построения НС состоит в применении некоторой эвристики перебора моделей НС. При этом возможны два подхода к выбору архитектуры НС: конструктивный и эволюционный. Оба подхода имеют и достоинства, и недостатки. Конструктивные алгоритмы осуществляют выбор архитектуры НС, незначительно отличающуюся от оптимальной, за небольшое время работы, поэтому выбор конструктивного подхода к построению НС (ВНС) для многих задач является вполне логичным. В заключение отметим, что программная система, реализующая ВНС, апробирована на задачах обработки спутниковых снимков, содержащих информацию о типах облачности, о подстилающей поверхности Земли, о приземном слое атмосферы и его загрязнении и др. При обработке снимков неизбежно возникают различные задачи классификации изображений, при решения которых применение НСТ обеспечивает требуемый результат.

Литература

- 1. Галушкин А.И. Нейронные сети: основы теории. М.: Горячая линия Телеком, 2010. 496 с.
- 2. Рыбина Г.В. Основы построения интеллектуальных систем: учеб. пособие. М.: Финансы и статистика; ИНФРА-М, 2010. 432 с.
- 3. Браверман Э.М., Мучник И.Б. Структурные методы обработки эмпирических данных. М.: Наука. Физматлит, 1983. – 464 с.
- Астафуров В.Г., Рассказчикова Т.М., Скороходов А.В. Интерпретация данных дистанционного зондирования облаков из космоса в видимой области спектра // Изв. Вузов. Физика. – 2012. – Т.55. – №3. – С.77-83.
- 5. Облака и облачная атмосфера: справочник. Л.: Гидрометеоиздат, 1989. 647 с.
- Евсюткин Т.В., Тунгусова А.В. Применение вероятностной нейронной сети для классификации облачности по спутниковым данным // Современные техника и технологии: сборник трудов XIX Международной научно-практической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых. В 3-х т. Т. 2. Томск, 15-19 апреля 2013 г. – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2013 – С. 371-372.
- 7. Аксенов С.В., Новосельцев В.Б. Организация и использование нейронных сетей (методы и технологии). Томск: Изд-во НТЛ, 2006. 128 с.

ХАРАКТЕРИСТИКА ВИХРЕВЫХ ПУЧКОВ, СИНТЕЗИРОВАННЫХ НА ОСНОВЕ МАТРИЦЫ ВОЛОКОННЫХ ЛАЗЕРОВ

В.П. Аксенов, В.В.Дудоров, В.В.Колосов ИОА СО РАН, Томск, Россия avp@iao.ru, dvv@iao.ru, kvv@iao.ru

Ключевые слова: формирование вихревых лазерных пучков, матрица волоконных лазеров.

Предложен способ формирования вихревых оптических пучков с изменяемым орбитальным угловым моментом на основе матрицы волоконных лазеров. Метод основан на управлении фазой излучения отдельных субапертур матрицы. Определены требования к параметрам устройства для генерации вихревого пучка (количество и размер субапертур, их взаиморасположение). Поскольку для функционирования современных оптических линий связи требуется определенная модовая чистота, определены спектральные свойства синтезированного пучка, представленного как суперпозиция различных LG мод.

Благодаря тому, что световой пучок, содержащий оптический вихрь, обладает орбитальным угловым моментом (ОУМ) (в пересчете на один фотон равный целому числу констант Планка) [1], пучки такого типа вызывают значительный интерес[2,3]. Привлекают внимание не только их фундаментальные свойства, но и многочисленные применения в различных научных и технических областях, таких как манипулирование микроскопическими объектами [4-5], микроскопия [6], физика плазмы [7], оптическая связь [8]. Генерации вихревых пучков стала одним из разделов нового направления оптической науки - сингулярной оптики [2]. Наиболее распространенные способы создания оптических вихрей связаны с пропусканием лазерного пучка через спиральные фазовые пластинки[9] или с применением пространственных световых модуляторов (SLM) [10]. Конкретная спиральная фазовая пластинка функционирует только на единственной длине волны и не допускает перестройки топологического заряда вихря. Устройства на основе SLM могут обеспечивать произвольное распределение фазы, однако SLM высокого разрешения дороги, генерируют желаемое распределение фазы в отраженном свете, что не позволяет сделать экспериментальную установку компактной. Кроме того, жидкокристаллические SLM чувствительны к поляризации света, что снижает их эффективность и создаёт проблемы при работе со слабыми сигналами. Другие методы генерации вихревых пучков используют компьютерно-генерируемые голограммы или специальные (Dammann) дифракционные решетки. Однако они, в свою очередь, оказываются малоэффективными при генерации пучков с определенными топологическими зарядами.

Развитие современных технологий оптической связи с мультиплексированием на основе орбитального углового момента требует создания быстродействующих устройств генерации вихревых пучков с перестраиваемым ОУМ. Упомянутые выше методы генерации на основе SLM недостаточно быстры и, как правило, малоэффективны при конверсии одного типа пучка в

другой. Они способны переключать ОУМ пучка с частотой не более 1 kHz. Поэтому является актуальной задача разработки новых высокоскоростных способов и устройств генерации вихревых лазерных пучков, к тому же компактных и относительно недорогих [11, 12]. При этом в ряде задач они должны функционировать в условиях высокой интенсивности.

В настоящей работе предлагается способ формирования вихревых оптических пучков с изменяемым орбитальным угловым моментом на основе матрицы волоконных лазеров. Метод основан на управлении фазой излучения отдельных субапертур матрицы. Основным преимуществом данного подхода является возможность быстрого (с частотой более 10⁹ Гц) сдвига фазы на субапертурах, обеспечивающего изменение ОУМ.

Для формирования поля аналогичного полю Лагерр-Гауссова пучка с радиусом а

$$E(r,\theta,z=0) = \left(\sqrt{2}\frac{r}{a}\right)^{l} L_{m}^{l}\left(\frac{2r^{2}}{a^{2}}\right) \exp\left(-\frac{r^{2}}{a^{2}}\right) \exp[il\theta]$$
(1)

где $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ и $\theta = arc \tan(y/x)$ полярные координаты, l – значение топологического заряда, поле синтезированного вихревого пучка представим в виде суммы полей на N_a субапертурах матрицы волоконных лазеров:

$$E(x, y, z = 0) = \sum_{sub=1}^{N_a} E_{sub}(x, y, z = 0)$$
(2)

$$E_{sub}(x, y, z = 0) = A_{sub}(x - x_c^{sub}, y - y_c^{sub}) \exp[il\theta_c^{sub}]$$
(3)

$$A_{sub}(x, y) = \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{a_{sub}^2}\right), \quad \Theta_c^{sub} = arc \tan\left(\frac{y_c^{sub}}{x_c^{sub}}\right)$$
(4)

 x_c^{sub} и y_c^{sub} - координаты центра, a_{sub} – радиус субапертуры.

Распределение амплитуды и фазы поля такого пучка для l = 1 представлены на рис.1. Видно, что количество субапертур, составляющих синтезированный вихревой пучок, определяет радиус отдельной субапертуры. Кроме этого, при таком способе формирования

вихревого пучка очевидно, что субапертур количество также определяет максимальное значение топологического заряда. Ha рис.2 представлено распределение амплитуды синтезированного И фазы поля вихревого пучка с топологическим зарядом *l* = 3 в начальной плоскости и



Рис. 1. Амплитуда (верхний ряд) и фаза (нижний) Лагерр-Гауссова и синтезированного вихревого пучка при разном количестве субапертур N_a . l = 1

после распространения на дистанцию, равную половине дифракционной длины, соответствующей непрерывному Лагерр-Гауссову пучку.

Видно, что амплитуда и фаза поля пучков, синтезированных из 18 или 36 субапертур, при распространении ведут себя аналогично Лагерр-Гауссову пучку. Однако при распространении пучка, синтезированного из 6 субапертур, не наблюдается вихревой составляющей. Это можно объяснить тем, что в данном случае выполнено условие необходимости не наличия по крайней мере трех источников излучения для создания поля с ненулевым орбитальным угловым моментом. В данном случае формирования для пучка с топологическим зарядом *l* = 3 необходимо минимум 9 субапертур.

Анализ влияния общего числа субапертур синтезированного пучка при гексагональной упаковке на максимум топологического заряда показал, что l_{max} определяется числом субапертур во внешнем кольце и не зависит от числа внутренних колец (см. рис.3).



Рис. 2. Амплитуда (а,б) и фаза (в,г) Лагерр-Гауссова и синтезированного вихревого пучка в начальной плоскости (а,в) и на дистанции $z = 0.5ka^2$. l = 3.



Рис. 3. Сопоставление числа субапертур и максимума топологического заряда.

В приложениях, связанных с распространение вихревых пучков в атмосфере, важным вопросом формирования пучков на основе матрицы волоконных лазеров является их характеристика при распространении через турбулентные неоднородности.



Рис.4. Распределение средней интенсивности и среднеквадратичного отклонения. l=3, $D/r_0=4$, $z=0.1ka^2$

На рис.4. представлены результаты расчета интенсивности излучения синтезированных вихревых пучков в сравнении с классическим непрерывным Лагерр-Гауссовым пучком. Видно, что распределение средней интенсивности синтезированных пучков и непрерывного Лагерр-Гауссова пучка практически совпадает. При этом дисперсия флуктуаций интенсивности уменьшается с увеличением количества субапертур, из которых формируется вихревой пучок, приближаясь к значениям, соответствующим Лагерр-Гауссову пучку.

Таким образом, можно заключить, что предложенный подход позволяет формировать вихревые пучки с управляемым ОУМ. При этом распространение таких пучков в турбулентной атмосфере аналогично распространению хорошо изученных непрерывных вихревых пучков.

- 1. *Allen L., Beijersbergen M. W., Spreeuw R., J. C., and Woerdman J. P.* Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre–Gaussian laser modes// Phys. Rev. A 1992. V.45. P. 8185–8189.
- Soskin M. S. and Vasnetsov M. V. Singular Optics (Progress in Optics vol. 42) E Wolf ed. Amsterdam: Elsevier, 2001. P.219–276.
- 3. *Yao A. M. and Padgett M. J.* Orbital angular momentum: origins, behavior and applications// Adv. Opt. Photon. 2011,V.3. P. 161-204.
- 4. Grier D. G. A revolution in optical manipulation // Nature . 2003, V. 424. P. 810-816 .
- 5. *Picon A., Benseny A., Mompart J., Vazquez de Aldana J. R., Plaja L., Calvo G. F. and Roso L.* Transferring orbital and spin angular momenta of light to atoms // New J. Phys. 2010. V.12. P. 083053.
- Watanabe T., Iketaki Y., Omatsu T., Yamamoto K., Sakai M. and Fujii M. Two-point-separation in superresolution fluorescence microscope based on up-conversion fluorescence depletion technique// Opt. Express. 2003. V.11. P.3271-3276.
- 7. *Hamazaki J., Morita R., Chujo K., Kobayashi Y., Tanda S. and Omatsu T.* Optical-vortex laser ablation //Optics Express 2010. V. 18 P. 2144-2151.
- Wang J., Yang J.-Y., Fazal I. M., Ahmed N., Yan Y., Huang H., Ren Y., Yue Y., Dolinar S., Tur M. and Willner A. E. Terabit free-space data transmission employing orbital angular momentum multiplexing // Nature Photonics. 2012. V.6. P.488-496.
- Starikov F.A., Aksenov V.P., Kanev F.Yu., Izmailov I.V., Kochemasov G.G., Kulikov S.M., Manachinsky A.N., Maslov N.V., Ogorodnikov A.V., Sukharev S.A. Wavefront reconstruction of an optical vortex by a Hartmann-Shack sensor // Optics Letters. 2007. T. 32 № 16. P. 2291-2294.
- 10. Moreno I., Davis J. A., Melvin B., Pascoguin L., Mitry M. J., and Cottrell D. M. Vortex sensing diffraction gratings// Opt. Lett. 2009. V. 34, P. 2927-2929.
- Cai X., Wang J., Strain M. J., Johnson-Morris B., Zhu. J., Sorel M., O'Brien J.L., Thompson M. G., and Yu S. Integrated Compact Optical Vortex Beam Emitters// Science. 2012. V. 338. P. 363-366.
- Strain M.J., Cai X., Wang J., Zhu J., Phillips D.B., Chen L., Lopez-Garcia M., O'Brien .L., Thompson M.G., Sorel M., Yu S., and Lopez Garcia M. Fast electrical switching of orbital angular momentum modes using ultra-compact integrated vortex emitters//Nature Communications. 2014. V. 5. P. 4856.

ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЙ ЛИДАРНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ ПО ИЗУЧЕНИЮ УСИЛЕНИЯ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

И.А. Разенков, В.А. Банах

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, lidaroff@iao.ru

Ключевые слова: лидар, атмосферная турбулентность, усиление обратного рассеяния

С помощью специального лидара, предназначенного для регистрации усиления обратного рассеяния, на горизонтальной трассе длиной 2 км были организованы продолжительные непрерывные измерения. Рядом с лидаром располагались акустическая метеостанция для регистрации вертикального турбулентного потока тепла и телеобъектив для регистрации лазерного пятна на препятствии (экране). Полученные результаты показали, что коэффициент усиления обратного рассеяния имеет выраженный суточный ход. Причём, усиление полностью отсутствовало утром и вечером при нейтральной стратификации в приземном слое атмосферы. В ночное и в дневное время наблюдалось существенное повышение коэффициента усиления обратного рассеяния.

Постановка задачи

Для проверки работоспособности лидара, предназначенного для регистрации усиления обратного рассеяния[1-3], был организован эксперимент, показанный на рис. 1. Лидар работал по горизонтальной трассе. На удалении около 2 км пучок упирался в твердое препятствие. Рядом с лидаром располагался телескоп Максутова с фокусным расстоянием 1 м. В фокусе телескопа помещалась ПЗС матрица от стандартной вэб-камеры. На крыше здания, где работал лидар, на мачте была установлена акустическая метеостанция [4,5]. На рис. 1 также показаны осевой эхосигнал, внеосевой эхосигнал и пятно от лазера на стене. Лидар располагался в здании Института Оптики Атмосферы. Трасса зондирования (прямая линия) проходила над городом.

Лидар работал в режиме счёта фотонов, время накопления составляло 10 мин. Процедуры получения данных и калибровка системы описаны в [3]. Волоконный лазер работал с частотой 50 КГц. За каждый цикл измерений лазер делал 30 млн. выстрелов. Для улучшения статистики производилось усреднение данных по дальности в интервале 50 м. Статистическая погрешность на конце трассы зондирования была менее 1%. Эхосигнал внеосевого канала до дистанции примерно 500 м полностью отсутствовал. Надежными следует считать данные с 0.9 км до 2 км.



(a)

(б)

Рис. 1. Схема эксперимента (а) и место (б) проведения эксперимента в г. Томске.

Коэффициент относительного усиления обратного рассеяния определялся из отношения сигналов осевого и внеосевого приёмных каналов. Аппаратура позволяла определять коэффициент усиления с погрешностью ±5%, даже когда изменения коэффициента обратного рассеяния вдоль трассы зондирования составляли 100-200%.

Экспериментальные данные

С конца августа 2014 г. лидар непрерывно работал в Томске. На рис. 2 пример двухдневной записи коэффициента усиления на конце трассы зондирования N(2km) при ясной погоде в конце сентября 2014 г. Хорошо виден суточный ход коэффициента усиления. Два раза в сутки N в пределах 10%-погрешности принимал значение равное единице. Это происходило утром в 8 часов и вечером в 17 часов. Из рис. 2(б) следует, что примерно в это же самое время турбулентный поток тепла Q пересекал нулевую линию. На третьем графике (в) показаны нормированные значения фона BG, который определялся как подставка лидарного эхосигнала. Появление второго «вечернего» максимума на кривой BG обусловлено тем, что трасса зондирования была направлена на северо-запад.

Турбулентные потоки тепла днем и ночью имели разные знаки (направление) и по абсолютной величине отличались друг от друга примерно в 6 раз. При этом коэффициент усиления днем и ночью повышался примерно до одного и того же значения, равного 1.4. На рис. 2 видно, что разброс значений в дневное время был больше, чем ночью.

На рис. 3 показан другой пример данных, полученных в течении 4-х дней с 1 по 4 октября 2014 г. Ясным днем было только 2 октября. Видно два четких максимума в поведении

коэффициента усиления N, подобных данным на рис. 2. 3-го октября было отмечено появление слабой облачности и, соответственно, коэффициент усиления N и турбулентный поток Q уже были меньше. 1 и 4 октября была облачность и поток тепла Q и коэффициент усиления N были еще меньше. Заметим, что не следует ожидать 100%-й корреляции данных лидара с данными акустической метеостанции, которая производила измерения в точке, где расположен лидар.



Рис. 2. Типичное поведение (а) относительного коэффициента усиления обратного рассеяния *N* при ясной погоде. (б) турбулентный поток тепла *Q* и (в) величина фона *BG*. Данные записаны 26 и 27 сентября 2014 г.

На рис. З также показана корреляционная зависимость между коэффициентом усиления N и турбулентным потоком тепла Q для данных на рис. 3(а,б). Видно резкое возрастание коэффициента усиления N при нарастании устойчивой стратификации для Q < 0 (ночное время). При увеличении потока тепла для Q > 0 (дневное время) наблюдается медленное возрастание N.





Рис. 3. Ряды наблюдений коэффициента усиления N (а), турбулентного потока тепла Q (б) и фона BG (в). Корреляционный график между фактором N и потоком тепла Q (г). Интерполяция показана сплошной линией. Данные получены с 1 по 4 октября 2014 г.

Можно предположить, что в дневное время радиус когерентности пучка становится меньше зоны Френеля и, соответственно, меньше размера приёмной апертуры приёмника [2]. В

результате при росте интенсивности турбулентности сильнее сказывается усредняющее действие приёмной апертуры, которое понижает получаемую оценку коэффициента усиления.

Был создан и протестирован двухканальный микроимпульсный лидар, который позволяет детектировать факт наличия усиления обратного рассеяния в турбулентной атмосфере. Можно уверенно сказать, что суточный ход полученных рядов лидарных данных согласуется с данными метео наблюдений и не противоречит законам физики приземного слоя атмосферы. Следует отметить, что при устойчивой температурной стратификации ночью и при неустойчивой стратификации днем относительный коэффициент усиления обратного рассеяния может принимать довольно большие и примерно одинаковые значения. Можно утверждать, что получаемый из отношения эхо-сигналов коэффициент усиления зависит от состояния атмосферы и отражает каким-то образом это состояние. Очевидно, что коэффициент усиления зависит и от параметров приёмо-передатчика, таких как размер зондирующего пучка и размер приёмных апертур. Для правильной интерпретации получаемой информации об относительном коэффициенте усиления обратного рассеяния требуется создать теорию УОР-лидара, которая бы позволила однозначно интерпретировать экспериментальные данные и получать оценки состояния атмосференой турбулентности.

Авторы благодарят Одинцова С.Л. и Гладких В.А. за предоставленные данные акустической метеостанции. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 14-17-00386).

Литература:

1. Кравцов Ю.А., Саичев А.И. Эффекты двукратного прохождения волн в случайнонеоднородных средах // Успехи физических наук. Июль 1982. Т. 137. Вып. 3, С. 501-527.

2. Банах В.А., Миронов В.Л. Локационное распространение лазерного излучения в турбулентной атмосфере. Новосибирск: Наука. 1986. 173 с.

3. Разенков И.А., Банах В.А., Надеев А.И. Аэрозольный лидар для изучения усиления обратного рассеяния. // XXI Междунар. симпоз. «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы»: настоящий сборник трудов. Томск, 2015.

4. Гладких В.А., Макиенко А.Э. Цифровая ультразвуковая метеостанция // Приборы. 2009. № 7 (109). С. 21–25.

5. Гладких В. А., Мамышев В. П, Одинцов С. Л. Экспериментальные оценки структурной характеристики показателя преломления оптических волн в приземном слое атмосферы // Оптика атмосферы и океана. 2015. Т.28. №4. С. 309-318.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ И ОПТИЧЕСКОЙ НЕСТАБИЛЬНОСТИ В УСЛОВИЯХ УСТОЙЧИВОЙ ТЕРМИЧЕСКОЙ СТРАТИФИКАЦИИ АТМОСФЕРЫ

П.Г. Ковадло, А.Ю. Шиховцев

Институт солнечно-земной физики

kovadlo2006@rambler.ru, artempochta2009@rambler.ru

Аннотация. В работе обсуждаются результаты экспериментальных исследований структуры турбулентности, проведенных в приземном слое атмосферы в условиях устойчивой стратификации. Показано, что при числах Ричардсона, превышающих критическое значение, атмосферная турбулентность не подавляется полностью, что противоречит классическим представлениям теории турбулентности. При устойчивой стратификации, в условиях больших вертикальных градиентов температуры и при малых скоростях ветра, атмосферная турбулентность имеет перемежающуюся структуру и на отдельных участках трассы может достигать высокой интенсивности.

Ключевые слова: атмосферная турбулентность, устойчивая стратификация атмосферы.

Атмосферная турбулентность и оптическая нестабильность в условиях сильно устойчивой стратификации

Со времен Ричардсона считалось, что в стационарных однородных потоках, в условиях сильно устойчивой стратификации, когда градиентное число Ричардсона превышает некоторое его критическое значение Ri_c , турбулентность не может поддерживаться сдвиговой неустойчивостью (за счет сдвига скорости). По-другому говоря, полагалось, что при сверхкритических значениях числа Ричардсона (обычно значение $Ri_c = 0,25$) режим течения является ламинарным.

Однако, данные наблюдений, теоретические и лабораторные исследования, а также последние результаты, полученные при моделировании методом больших вихрей (LES) и при прямом численном моделировании (DNS) [1,2,3,4] показывают, что турбулентность поддерживается энергией сдвига скорости течения практически при любом значении числа Ричардсона Ri, в том числе и при сильно устойчивой стратификации, до $Ri \sim 100$ [12]. Эти исследования подтверждают, что в энергетическом смысле нет определенного критического значения числа Ричардсона, устанавливающего границу перехода из турбулентного состояния в ламинарный режим течения. В теории турбулентности, предложенной в работе Зилитинкевича [4] описывается принципиально два разных режима атмосферных течений. При Ri <<1 устанавливается режим развитой («сильной») турбулентности, а при Ri > 1 течение не переходит в ламинарный режим, а является слабо турбулизированным. В этой теории уравнение баланса кинетической энергии турбулентности дополняется уравнениями баланса потенциальной энергии турбулентности, а также баланса турбулентного потока тепла. Учет потенциальной энергии турбулентности приводит к тому, что в уравнении

суммарной энергии турбулентности поток плавучести «выпадает». А при рассмотрении уравнения баланса турбулентного потока тепла появляется слагаемое, ответственное за дополнительный положительный поток тепла, который противодействует основному отрицательному потоку тепла, возникающему в условиях устойчивой атмосферы. При таком подходе турбулентность не вырождается при усилении устойчивой стратификации до Ri ~ 100. Турбулентное перемешивание воздуха, а также неоднородности показателя преломления (плотности) воздуха существенно влияют на амплитуду И фазу Именно распространяющихся В атмосфере световых волн. набор трубленных неоднородностей показателя преломления воздуха вдоль луча зрения определяет величину оптической нестабильности земной атмосферы. При условии, что пульсации давления малы, дисперсия пульсаций показателя преломления воздуха σ_n^2 определяется дисперсией пульсаций температуры воздуха σ_T^2 : $\sigma_n^2 = \sigma_T^2 (AP/\overline{T}^2)^2$, где A –эмпирический размерный коэффициент, P – атмосферное давление, \overline{T} – средняя температура воздуха. Применительно к наблюдениям, интегральным показателем оптической нестабильности атмосферы являются турбулентные пульсаций углов прихода света в плоскости апертуры телескопа.

Описание эксперимента по наблюдению пульсаций углов прихода света в устойчивой стратификации. Результаты.

В условиях сильной атмосферной устойчивости (*Ri* > 0,25) были проведены экспериментальные исследования пульсаций углов прихода света на площадке Саянской солнечной обсерватории (ССО). Наблюдения осуществлялись на горизонтальной ровной трассе в приземном слое атмосферы на высоте 2 м с помощью двухканального телескопа и фотоэлектрического регистратора дрожания изображения звезд (ФЭРДИЗ-2). Фокусное расстояние и диаметр приемной апертуры каждого канала телескопа соответственно равны 2 м и 150 мм. На расстоянии 1 км от двухканального телескопа с регистратором дрожания изображения на жестком штативе устанавливалась диафрагмированная до 1 мм лампа накаливания, как схематически показано в нижней части рисунка рис. 1. Точность измерения пульсаций углов прихода света составляла 0,2 угловой секунды. Одновременно с оптическими наблюдениями проводились контрольные микрометеорологические измерения на мачте высотой 27 м, установленной в 20 м от телескопа. При этом датчики скорости ветра и температуры располагались на 7 уровнях над подстилающей поверхностью (0,5 м, 1 м, 2 м, 4 м, 8 м, 16 м, 25 м). Точность отсчета измерений средней температуры составляла 0,1 ⁰C, средней скорости ветра – 0,1 м/с, пульсаций температуры – 0,05 ⁰С и пульсаций скорости ветра – 0,1 м/с. Степень устойчивости атмосферы оценивалась вертикальным градиентом

температуры и числом Ричардсона. При этом вертикальный градиент температуры в слое 1 – 4 м изменялся от 3,3 до 22,7 °/100 м, а в слое 1 – 16 м от 0,8 до 13,3 °/100 м, число Ричардсона достигало величины 3.

При анализе наблюдений, выполненных в ночное время при ясной и маловетреной погоде, в условиях длительно существующей сильной устойчивой стратификации приземного слоя атмосферы были выявлены несколько сценариев появления «турбулентных пакетов»: значительного увеличения пульсаций углов прихода света. Пример такого сценария показан в виде фрагмента реализации в верхней части рис. 1, по оси ординат показаны пульсации углов прихода света, по оси абсцисс – временной масштаб реализации. Согласно классическим представлениям теории турбулентности при такой устойчивости большие отрицательные силы плавучести должны были бы полностью подавить турбулентность. Вместе с тем, как показывает анализ рис. 1, в условиях сильной устойчивости атмосферные течения имеют турбулентный режим. Фоновые значения пульсаций углов прихода света при Ri > 0,25 составляют около 0,5 угловой секунды. В отдельные моменты времени пульсации углов прихода на оптической трассе могут увеличиваться в несколько раз от фоновых значений, амплитуда пульсаций углов прихода света в таких «турбулентных пакетах» в зависимости от пространственной базы измерений может достигать 10 угловых секунд и более.



Рис.1. Фрагмент реализации «турбулентного пакета» углов прихода света в условиях сильной устойчивости на высоте 2 м

Заметим, что при регистрации «турбулентных пакетов наблюдаемые на метеорологической мачте пульсации температуры и скорости ветра были малой величины (несколько десятых ^о и м/с соответственно). В этой связи, вероятно, что увеличение пульсаций углов прихода света связано с формированием локальных турбулентных неоднородностей показателя преломления вдоль оптической трассы распространения светового луча.

Актуальным вопросом современной астрономии является связь между оптической нестабильностью и скоростью ветра. Наблюдения пульсаций показателя преломления при ясном небе в месте расположения ССО в условиях близких к безразличной стратификации приземного слоя атмосферы (-0,1<Ri<0,1), а также на площадке Большого солнечного вакуумного телескопа в условиях сильно устойчивой стратификации (Ri >0,25) показали следующее. В условиях близких к безразличной стратификации, когда -0,1<Ri<0,1, интенсивность пульсаций показателя преломления возрастает с увеличением скорости ветра.

При инверсии температуры (в сильно устойчиво стратифицированной атмосфере) с уменьшением скорости ветра, вертикальный градиент температуры увеличивается, в таких условиях турбулентность затухает. Тем не менее, в таких условиях в приземном слое атмосферы возникает перемежающаяся турбулентность, которая характеризуется относительно короткими периодами турбулентного состояния («турбулентные пакеты») и длинными периодами относительно слабых фоновых пульсаций. Эти «турбулентные пакеты» имеют небольшие масштабы и высококонтрастную по показателю преломления внутреннюю мелкомасштабную структуру, обусловленную большим вертикальным градиент температуры. При увеличении скорости ветра и турбулентности вертикальный градиент температуры уменьшается, в результате чего «турбулентные пакеты» перемешиваются, амплитуда пульсаций углов света уменьшается.

Список литературы

1.Esau I. Large-eddy simulations of geophysical turbulent flows with applications to planetary boundary layer research // Proceedings of 5th conference on computational mechanics "MekIT'09".Trondheim, 26 - 27 May, 2009. Tapir Academic Press., 2009. P. 7 - 37.

2.Kondo J., Kanechika O., Yasuda N. Heat and momentum transfers under strong stability in the atmospheric surface layer // J. Atmos. Sci. 1978. V.35. P.1012 – 1021.

3.Stretch D.D., Rottman J.W., Nomura K.K., Venayagamoorthy S.K.Transient mixing events in stably stratified turbulence / D.D. Stretch, // 14th Australasian fluid mechanics conference. Adelaide, Australia, 10 – 14 December, 2001. P. 625 – 628.

4.Zilitinkevich S.S., Elperin T., Kleeorin N., Rogachevskii I., Esau I. A hierarchy of energy- and flux-budget (EFB) turbulence closure models for stably-stratified geophysical flows [Электронный ресурс] // Boundary-Layer Meteorol. 2012.

ФОТОСИНТЕТИЧЕСКИ АКТИВНАЯ РАДИАЦИЯ, ПАДАЮЩАЯ НА ПОВЕРХНОСТЬ ЧЕРНОГО МОРЯ, ПО СПУТНИКОВЫМ ДАННЫМ

В.В. Суслин^{*,1}, Т.Я. Чурилова^{**,1}, О.В. Кривенко^{**,2}, С.Н. Королев^{*,2}, А.А Кучерявый^{*,3} ^{*,1}Морской гидрофизический институт, Севастополь, РФ, <u>slava.suslin@gmail.com</u> ^{*,2}Морской гидрофизический институт, Севастополь, РФ, <u>korolev_sn@mail.ru</u> ^{*,3}Морской гидрофизический институт, Севастополь, РФ, <u>al.kucheryaviy@gmail.com</u> ^{**,1} Институт биологии южных морей, Севастополь, РФ, <u>tanya.churilova@gmail.com</u> ^{**,2} Институт биологии южных морей, Севастополь, РФ, olkrivenko@gmail.com

Аннотация

Результатом работы являются суточные значения фотосинтетически активной радиации (ФАР), падающей на поверхность Чёрного моря, которые рассчитаны для конкретного дня в году и процента покрытия облачностью в течение дня. Основу использованного массива данных составляет стандартный спутниковый продукт, полученный серией цветовых сканеров OCTS, SeaWiFS, MODIS-Aqua/Terra, который был обработан специальным образом. Метод обработки основан на предположении, что временная динамика ФАР эквивалентна изменчивости ФАР по пространству - акватории Черного моря. Полученные данные о ФАР могут быть использованы в разноплановых морских исследованиях, где требуется информация о фотосинтетически активной радиации, падающей на поверхность Чёрного моря.

Ключевые слова: фотосинтетически активная радиация, Чёрное море

Фотосинтетически активная радиация (далее ФАР) от 400 до 700 нм, используется растительными клетками в процессе фотосинтеза [1,2]. Поглощение ФАР фитопланктоном оказывает влияние на термодинамические свойства верхнего слоя моря [3]. Получить данные по ФАР для Чёрного моря можно прямыми измерениями и в результате моделирования. К последнему можно отнести результаты региональных метеорологических моделей, например [4], или результаты обработки спутниковых измерений восходящей яркости [5]. Как показало сравнение с результатами прямых измерений [6], точность восстановления суточного значения ФАР этих типов модельных расчётов является низкой (ошибки до 200%).. Главная причина низкой точности — это некорректная оценка облачности региональной метеорологической моделью, и «замораживание» альбедо подстилающей поверхности системы океан-атмосфера, полученного при пролёте раз в сутки (около местного полдня), при интегрировании по времени в течение дня для получения спутникового продукта [7]. С другой стороны, в экспедиционных условиях (особенно на корабле) проводить измерения ФАР непрерывно в течение дня не всегда

представляется возможным. С целью обеспечения морских исследований корректными данным суточных величин ФАР была предпринята эта работа. Результатом работы является таблица суточных значений ФАР для конкретного дня в году и разного процента покрытия неба облачностью в течение дня.

За основу был взят стандартный спутниковый продукт, суточное значение ФАР, цветовых сканеров ОСТЅ (1996-1997), SeaWiFS (1997-2000), MODIS-Terra (2000-2002) и MODIS-Aqua (2002-2014) [8]. В скобах указан период времени, за который были использованы данные соответствующего прибора. Использование группы приборов позволило включить в работу непрерывный массив данных за 18 лет. Отметим, что для всех указанных выше приборов ФАР рассчитывался по одной и той же модели [7]. Метод основан на предположении, что временная динамика ФАР (т.е. среднесуточное значение ФАР, зависящее от с изменения облачности в течение дня), эквивалентна пространственной изменчивости ФАР (средней величине ФАР по пространству, т.е. по акватории Черного моря, над которой пролетал спутник). Предварительно данные, полученные с каждого витка сканера были распределены в виде регулярной сетки с шагом по широте 0.025 град и с шагом по долготе 0.035 град. Одновременно для каждого витка рассчитывался процент покрытия моря облачностью. Для этого использовалась маска облачности, которая также входит в набор стандартных спутниковых продуктов. Рассматривались только такие витки, для которых доля заполнения всех узлов сетки Чёрного моря превышала 20%. Таким образом, анализ на каждом витке давал на выходе следующую информацию: среднее значение ФАР, процент покрытия облачностью и текущий день в году. Группируя эту информацию за 18 лет, мы получили итоговый результат, который представлен в Таблице. В каждой ячейке Таблицы, соответствующей десятидневным интервалам дней в году и проценту покрытия облачностью, приведены пять чисел: среднее значение суточной величины ФАР, среднеквадратичное отклонение ФАР, минимальное и максимальное значения ФАР и количество витков. Заметим, что последнее число можно рассматривать как вероятность соответствующего уровня облачности для данного интервала дней в году, если её разделить на сумму всех реализаций из этой строки. Величины среднеквадратичного отклонения, минимального и максимального значения ФАР позволяют оценить уровень возможной ошибки при использовании среднего значения ФАР. Из-за ограниченности объема настоящей работы в Таблице приведена только первая декада каждого месяца. Полный вариант Таблицы доступен на сайте [9]. Полученные данные о суточных величинах ФАР могут быть использованы в разноплановых морских исследованиях, где требуется информация по фотосинтетически активной радиации, падающей на поверхности поверхность Чёрного моря.

Работа была выполнена при поддержке гранта РФФИ 14-45-01516 р_юг_а. Авторы

благодарят группу NASA/GSFC/OBPG за предварительную обработку и предоставление спутниковых данных.

Литература

- 1. Финенко З.З., Суслин В.В., Чурилова Т.Я. Региональная модель для расчёта первичной продукции Черного моря с использованием данных спутникового сканера цвета SeaWiFS // Морской экологический журнал. 2009. № 1. С. 81-106. (ISSN 1684-1557).
- Churilova T., Suslin V. Parameterization of light absorption by all in-water optically active components in the Black Sea: Impact for underwater irradiance and primary production modeling //Coastal to Global Operational Oceanography: Achievements and Challenges : Proceedings of the fifth international conference on EuroGOOS (20 - 22 May 2008, Exeter, UK). – Sweden ; Germany, 2010. - P. 199 – 205. – (EuroGOOS Publication; no. 28
- Кубряков А.И., Суслин В.В., Чурилова Т.Я., Коротаев Г.К. Влияние оптических свойств воды на динамику вод верхних слоёв Чёрного моря в период с 1985 до 2001 гг. // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа. Севастополь: ЭКОСИ-Гидрофизика, 2012. Вып. 26. Т. 2. С. 224-255. (ISSN 1726-9903).
- 4. Шокуров М.В. Численное моделирование атмосферной циркуляции над Чёрным морем // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа. Севастополь: ЭКОСИ-Гидрофизика, 2011. Вып. 25. Т. 2. С. 91-117.
- 5. Web site: <u>http://oceancolor.gsfc.nasa.gov/cms/homepage</u>, дата последнего обращения 3.03.2015 г.
- 6. *Суслин В.В., Шокуров М.В., Чурилова Т.Я., Корчемкина Е.Н., Пряхина С.Ф.* Фотосинтетически активная радиация в г. Севастополь: измерения и численные расчёты // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа. Севастополь: ЭКОСИ-Гидрофизика, 2014. Вып. 28. С. 345-355.
- Frouin R., Franz B.A., Werdell P.J. The SeaWiFS PAR product, In: S.B. Hooker and E.R. Firestone /Eds., Algorithm Updates for the Fourth SeaWiFS Data Reprocessing, NASA Tech. Memo. 2003–206892. 2002. V. 22. NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Maryland. P. 46-50.
- 8. Web site: <u>http://oceancolor.gsfc.nasa.gov/cms/atbd/par/doc/html/index.html</u>, дата последнего обращения 3.03.2015 г.
- 9. Web site: <u>http://blackseacolor.com/PAR/Full.Table.PAR.pdf</u>, дата последнего обращения 3.03.2015 г.

Таблица. Статистические характеристики суточной величины ФАР над Чёрным морем в зависимости от покрытия облачностью и текущего дня в году на основе спутниковых измерений за период 1996-2014 гг.

Месяц	Текущий день в году	Процент покрытия облачностью				
		0-20	20-40	40-60	60-80	80-100
январь	1-10	16.0/0.4/15.7/16.3/2*	14.2/0.2/14.0/14.3/2	13.2/1.1/10.8/15.0/22	11.4/1.6/7.7/15.0/43	7.6/2.5/2.9/14.4/192
февраль	32-41	21.1/2.6/19.3/23.0/2	21.4/1.4/19.1/23.8/14	18.5/1.5/15.8/21.2/21	16.6/2.0/12.6/22.6/43	11.7/3.6/3.2/22.1/182
март	60-69	31.0/1.1/29.6/33.2/10	30.6/2.1/27.3/34.6/14	28.5/2.0/23.9/32.3/35	25.0/3.1/19.0/31.4/53	18.0/5.9/6.0/30.0/162
апрель	91-100	43.7/1.6/41.6/46.8/16	43.1/2.0/38.5/45.9/28	39.9/3.1/31.8/43.9/36	36.3/4.4/28.9/43.8/57	27.4/7.6/10.3/44.6/142
май	121-130	54.1/1.3/50.1/55.6/28	52.2/1.6/47.7/56.1/43	48.4/3.1/41.8/55.2/52	46.1/4.5/31.7/55/61	35.7/7.7/18.6/53.7/94
июнь	152-161	60.1/0.6/57.6/60.9/46	57.7/1.8/53.1/60.2/43	54.8/3.3/43.8/59.5/70	49.9/4.7/35.4/57.9/51	43.6/9.0/20.0/56.6/62
ИЮЛЬ	182-191	60.1/0.5/58.8/60.9/62	58.0/1.8/53.4/60.7/90	55.4/3.4/45.7/61.0/65	48.4/6.4/34.5/57.1/22	42.2/10.7/15.9/58.0/19
август	213-222	54.6/0.9/52.3/56.4/50	52.9/2.0/48.0/55.4/64	51.5/3.0/44.4/55.9/54	48.9/4.3/36.9/55.2/42	45.3/5.4/32.7/54.9/32
сентябрь	244-253	45.0/0.8/43.5/46.1/23	43.6/2.2/35.8/46.8/57	41.2/2.6/34.4/46.3/62	38.2/4.1/28.2/45.5/68	33.0/6.5/18.6/44.3/52
октябрь	274-283	33.8/1.0/32.3/35.9/15	32.6/1.6/29.2/35.5/39	31.1/2.0/26/34.7/54	27.7/3.3/17.9/35.3/73	23.0/6.0/7.5/33.5/98
ноябрь	305-314	21.5/1.0/19.9/23.3/13	21.4/1.2/19.3/22.9/21	20.2/1.9/15.0/24.6/51	16.9/2.5/9.0/21.6/56	13.0/4.0/3.3/21.9/148
декабрь	335-344	16.1//16.1/16.1/1	15.4/1.3/13.2/16.8/6	14.3/1.3/11.7/16.7/17	12.0/1.7/7.8/15.1/48	7.9/2.7/2.5/15.6/192

* среднее/стандартное отклонение/минимум/максимум/количество реализаций (витков), первые четыре числа имеют размерность эйнштейн м⁻² сут⁻¹, последнее - безразмерное.

ОБРАЗОВАНИЕ СТРУКТУРНЫХ РАЗРУШЕНИЙ ВО ФТОРИДАХ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

<u>Л. И. Брюквина¹</u>, С. В. Липко²

¹Институт лазерной физики СО РАН (Иркутский филиал), ул. Лермонтова 130А, Иркутск, 664033, Россия

baikal@ilph.irk.ru

²Институт геохимии им. А. П. Виноградова СО РАН, ул. Фаворского 1А, Иркутск, 664033, Рос-

сия

slipko@yandex.ru

Ключевые слова: фемтосекундный лазерный импульс, электронная плазма, кристалл, структурный дефект. Аннотация

Высокая интенсивность фемтосекундного лазерного луча в кристаллах LiF и NaF приводит к формированию электронной плазмы с плотностью близкой к критической. В такой плазме, сконцентрированной в области самофокусировки и геометрического фокуса, электроны поглощают энергию света и передают ее кристаллу. В результате происходят повышение температуры, плавление и сдвиги материала, генерация ударной волны, расколов и трещин.

В настоящее время облучение прозрачных кристаллических сред фемтосекундными лазерными импульсами имеет большой научный интерес и применение в области создания различных микро- и нано-структур, таких как предметы сувенирной продукции, оптические носители информации, оптические волноводы, дифракционные решетки и др. [1-3].

Различные локализованные структурные изменения могут быть вызваны в кристаллическом образце фокусировкой фемтосекундного лазера. Среди них: (1) образование центров окраски и изменение валентного состояния ионов, таких как ионы редкоземельных и переходных металлов, (2) изменение показателя преломления из-за локального уплотнения и генерации атомных дефектов, (3) образование микропустот, обусловленное локализацией переплавления и распространением ударной волны и (4) образование микрорасколов, обусловленное деструктивным разрушением или другими явлениями.

Высокая лазерная интенсивность в фокальном объеме вызывает нелинейное поглощение лазерной энергии кристаллом через многофотонную ионизацию, ионизацию туннелирования и лавинную ионизацию. Вследствие этих процессов в зоне проводимости кристалла увеличивается плотность нелинейно возбужденных электронов. Электроны зоны проводимости образуют плазму, которая влияет на структурные изменения в кристалле. Фемтосекундными лазерными импульсами с энергией 0,5 мДж, длительностью 30 фс, частотой повторения 1 кГц были наведены каналы с центрами окраски в кристаллах LiF и NaF. Время облучения LiF было 60 с., время облучения NaF было 5 с. Глубина фокусировки излучения в кристалл линзой с f=30 см была: в LiF – 3 мм, в NaF – 5 мм от входной поверхности.

Критическая мощность самофокусировки определяется как $P_{cr}=3.77\lambda^2/8\pi n_0 n_2$, где λ – длина волны лазерного излучения, n_0 – показатель преломления LiF (~1.39), n_2 – нелинейный показатель преломления второго порядка (~0.67*10⁻²⁰ м²/Вт). В нашем случае она равна ~ 10 МВт. При условиях, изложенных выше, пиковая мощность в импульсе ~1,7*10⁴ МВт. Значит, в нашем эксперименте P/P_{cr}~1000 раз. При таких параметрах происходила множественная филаментация (МФ), т.е. распад лазерного луча в кристалле на множество светящихся нитей (филаментов). МФ начиналась сразу в приповерхностном слое, где находились геометрический фокус и фокус самофокусировки (рис.1. а, б). На рис. 1 изображены разрушения в приповерхностном слое в области фокуса.



Рис. 1. а – поперечное изображение (80*80 μ^2) люминесценции центров окраски в филаментах, полученное с помощью конфокального микроскопа МТ-200 ($\lambda_{возб}$.=640 нм); б – фото канала длиной 1 см, шириной 200 мкм, наведенного фемтосекундными лазерными импульсами в NaF (темное пятно справа – область самофокусировки, совпадающая с геометрическим фокусом); в – фото поперечного сечения канала в NaF (геометрический фокус на поверхности кристалла); г-ж – атомно-силовые снимки разрушений в фокальной области, произведенных фемтосекундными лазерными импульсами в кристалле LiF

Рис. 1в демонстрирует поперечное сечение фемтосекундного канала в NaF с расколами преимущественно в <110> и <100> направлениях от фотовозбужденной области, рис. 1 г, д демонстрирует области расплавления. Плавление прозрачного материала связано с высокой интенсивностью света в приповерхностной области (темное пятно рис. 1б), которая является областью самофокусировки и начала множественной филаментации фемтосекундного лазерного излучения. На рис.2 представлены разрушения, производимые в области фокуса фемтосекундного лазерного излучения.



Рис.2. Схематическое изображение распространения модифицирующих кристаллическую решетку фторида лития волн в приповерхностной области (области само-фокусировки и геометрического фокуса), вызванных фемтосекундными лазерными импульсами.

Световая интенсивность лазерного луча в нашем эксперименте больше 10¹⁴ Вт/см², что приводит к образованию электронной плазмы с плотностью, близкой к критической. В такой плазме электроны поглощают световую энергию и передают ее кристаллу. В результате происходит повышение температуры, расплавление и смещение материала, развитие генерации волны давления, разломы, трещины, химическое реструктурирование.

В направлении <100> происходит раскол по плоскостям спайности, в направлении <110> могут формироваться дислокации [4], по местам которых происходит раскол. Также вследствие генерации волны давления в направлении от фото-возбужденной области происходит образование трещин. Трещины могут быть круговыми вокруг области фотовозбуждения (рис. 1е) и радиальными (рис.1 ж). Материал кристалла может выталкиваться из трещин (рис. 1 ж).

Области расплавления (рис. 1 г) соответствует по размеру диаметрам филаментов, изображенных на рис.1 а. Области расплавления находятся в области самофокусировки, совпадающей с областью геометрического фокуса. На рис. 1 д видно, что в области расплавления наблюдается решетка из полос расплавления, подобных горным хребтам (они выделены белыми двусторонними стрелками). Между полосами расстояние около 800 нм. Объяснить явление появления этой решетки можно следующим образом. Генерируемая фемтосекундным излучением плазма поглощает лазерную энергию путем одно-фотонного поглощения. Световые волны, распространяющиеся в плазме, вызывают движение электронов, возбуждая плазменную волну электронной плотности (ленгмюровскую волну). Волны ленгмюровская и входящая световая имеют приблизительно равные частоты $\omega_{\rm ph} \approx \omega_{\rm p}$ и могут взаимодействовать друг с другом, если ленгмюровская волна распространяется в плоскости световой поляризации. Авторы работы [5] считают, что интерференция электронной и входящей световой волн порождает в области фокуса нанорешетки из периодических структурных изменений в стекле. Условия фс облучения в нашем эксперименте были такими, что световая волна была плоско-поляризованной с вектором E электрического поля, перпендикулярным волновому вектору k световой волны. Следовательно, вектор световой поляризации лежал в плоскости кристалла, в которой наблюдается нанорешетка. Наблюдающееся явление образования нано-решетки можно интерпретировать как интерференцию между входящим световым полем и электрическим полем электронной плазменной волны в кристалле, в результате чего происходит периодическая модуляция концентрации электронной плазмы и постоянные структурные изменения в кристалле.

Список литературы

1. Bryukvina. L. I., Pestryakov E. V., Kirpichnikov A. V., Martynovich E. F. Formation of color centers and light scattering structures by femtosecond laser pulses in sodium fluoride // Optics Communications. 2014. V. 330. P. 56–60.

Bryukvina L. I., Lipko S. V., Kuznetsov A. V., Martynovich E. F. Structural Changes Accompanying Color Center Formation in Lithium Fluoride Exposed to Femtosecond Laser Pulses // Inorganic Materials. 2014. V. 50. No. 6. P. 625–630.
Брюквина Л.И., Кузнецов А.В., Мартынович Е.Ф. Оптический носитель информации // патент РФ на полезную модель №136225, 27.12.2013.

4. Sakakura. M., Tochio T., Eida M., Shimotsuma Y. et. al. Observation of laser-induced stress waves and mechanism of structural changes inside rock-salt crystals Optics Express. 2011. V. 19. No 18. P. 17780-17789.

5. Shimotsuma Y., Sakakura M., Shimizu M., Miura K., Kazansky P.G., Hirao K. Tree-dimensional nanomodification with ultrafast pulse laser // Proc. of SPIE. 2008. V. 6985. P. 698503- 1/698503-12.

О ВРЕМЕННОЙ АВТОКОРРЕЛЯЦИОНОЙ ФУНКЦИИ ФЛУКТУАЦИЙ РАССЕЯННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СФОКУСИРОВАННОГО ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА (0.63 МКМ) В ПРИЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЕ В ДОЖДЕ И МОРОСИ.

Н.А. Вострецов, А.Ф. Жуков

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, 634021, г. Томск, пл. Академика Зуева В.Е. 1, тел. (3822) 491-111, доп. 11-59.

E-mail: vna@iao.ru

Ключевые слова: временная автокорреляционная функция, время корреляции, фокусированный пучок, рассеянное излучение, дождь, морось

Аннотация

Проведены измерения временной автокорреляционной функции флуктуаций рассеянного излучения сфокусированного лазерного пучка (0.63 мкм) в приземной атмосфере в дожде и мороси на трассе длиной 130 м.

Установлено, что время корреляции флуктуаций рассеянного излучения сфокусированного лазерного пучка в дожде и мороси уменьшается с ростом перпендикулярной составляющей к трассе скорости ветра при близких атмосферных условиях, при близких значениях оптической толщи и размера частиц атмосферных осадков.

Эта работа является продолжением наших предыдущих исследований [1], временной автокорреляционной функции флуктуаций рассеянного излучения фокусированного лазерного пучка (0.63 мкм) в приземной атмосфере в снегопадах. В [1], установлено, что в близких (сходных) атмосферных условиях время корреляции уменьшается с ростом перпендикулярной составляющей к трассе скорости ветра (V_{\perp}) и уменьшением максимального размера снежинок ($I_{\text{макс}}$).

В этой работе приведены результаты анализа измерений проведенных в дождях и мороси. Проведено исследование поведения временной автокорреляционной функции в зависимости от скорости ветра и её перпендикулярной составляющей к трассе скорости ветра.

Схема и методика измерений подробно описаны в [1]. Измерения временной автокорреляционной функции (ВАКФ) проведены, на трассе длиной 130 м, в рассеянном излучении фокусированного лазерного пучка. В качестве источника использовались - гелионеоновые лазеры ЛГ-38 и ЛГН- 215. Длина волны излучения $\lambda = 0.6328$ мкм. Диаметр пучка в плоскости приема был не более 3мм. Диаметр приемной диафрагмы D _{пр} = 0.1 мм. Угол поля зрения фотоприемника 2.7 × 10⁻² рад. Расстояние от центра пучка, на котором устанавливался фотоприемник равно 15 или 10 мм. Прием излучения проводился в фокальной плоскости лазерного пучка. Вначале фотоприемник размещался на оптической оси, а затем смещался на 15 или 10 мм параллельно в сторону от оптической оси пучка. Сигнал с фотоприёмника (ФЭУ-38) одновременно подавался на дисперсиометр, частотный анализатор спектра FSP-80, анализатор импульсов АИ-1024 и коррелятор Х6-4. По измерениям на корреляторе Х6-4 рассчитывалась временная автокорреляционная функция (ВАКФ). Коррелятор обеспечивает измерение ВАКФ входных сигналов со значениями напряжения от 40 мВ до 10В, в полосе частот от 0 до 250 кГц. Коррелятор одновременно измеряет сто значений ВАКФ. Шаг задержки времени брался таким, чтобы значения ВАКФ, в пределах её первых 100 значений достигали 0.05 b _{max}, где b _{max} максимальное значение ВАКФ. По значениям ВАКФ рассчитывалась нормированная временная автокорреляционная функция НВАКФ. Обозначим ёё как $b = b(\delta t)$, где δt – временной сдвиг. Нормировка (деление) проводилась на ее значение при нулевом шаге задержки. Относительная погрешность измерения дискретных значений ВАКФ, усреднённая по всем ёё значениям, не превышала 5%. Максимальное значение НВАКФ равно единице. По значениям b(δt) определялось время корреляции. Для каждой НВАКФ рассчитывалось время корреляции t к (временной сдвиг бt), когда эта функция имеет значения 0.5, 0.367, 0.1, 0.05 и равное нулю. Обозначим их, как t 0.5; t 0.3; t 0.1; t 0.05 и t 0.

Проведено 14 серий измерений, когда выпадал дождь или морось. Скорость ветра изменялась от 0 до 10 м/с, её перпендикулярная составляющая к трассе скорости ветра от 0 до 5.4 м/с. Оптическая толща (τ) от 0.02 до 0.3. Время корреляции на уровне 0.5 ($t_{0.5}$) изменялось от 0.1 до 2.1 мс, на $t_{0.367}$ –от 0.15 до 2,8 мс, на $t_{0.1}$ – от 0.21 до 5.3 мс, на $t_{0.05}$ – от 0.23 до 8 мс и на t_0 – от 0.27 до 9.5 мс. Проанализировано 100 НВАКФ.



Рис.1 Нормированная временная автокорреляционная функция в дожде.1. –V $_{\perp}$ = 5.2 м/ с; $\sigma_{3}^{2} = 0.055$; $\tau = 0.11$; 2 - V $_{\perp} = 1.25$ м/ с; $\sigma_{3}^{2} = 0.1$; $\tau = 0.1$
В результате проведенного анализа НВАКФ установлено, что b (δt) вначале быстро спадает во времени, а затем медленно приближается к нулю, как и в снегопадах. Это видно из приведённых рисунков. Установлено, что время корреляции t_{κ} уменьшается с ростом перпендикулярной составляющей скорости ветра (V_{\perp}) в дожде и мороси (Рис.1,2). На рис.1 и 2 показана зависимость НВАКФ от V_{\perp} при близких атмосферных условиях (при близких дисперсии (σ_{3}^{2}), оптической толщи (τ)). В мороси время корреляции больше, чем в дожде (Рис.3). На рис.3 показана НВАКФ при близких атмосферных условиях (при близких дисперсии (σ_{3}^{2}), оптической толщи (τ) и V_{\perp}).



Рис.2 Нормированная автокорреляционная функция в мороси. 1. $V_{\perp} = 3.9 \text{ M/ c}; \sigma_{9}{}^{2} = 0.19; \tau = 0.02; 2 \quad V_{\perp} = 2.88 \text{ M/ c}; \sigma_{9}{}^{2} = 0.21; \tau = 0.02;$ 3 $V_{\perp} = 1.9 \text{ M/ c}; \sigma_{9}{}^{2} = 0.19; \tau = 0.02.$



Рис.3 Нормированная временная автокорреляционная функция. $1 - V_{\perp} = 1.77 \text{ м/ c}; \sigma_{2}^{2} = 0.09; \tau = 0.09 - дождь; 2 - V_{\perp} = 1.88 \text{ м/ c}; \sigma_{2}^{2} = 0.1; \tau = 0.08 - морось$

Выводы:

В результате проведенного анализа экспериментальных результатов установлено, что в зависимости от условий эксперимента время корреляции изменяется в широких пределах. В близких (сходных) атмосферных условиях (близких оптических толщах и размерах частиц атмосферных осадков) время корреляции уменьшается с возрастанием перпендикулярной составляющей к измерительной трассе скорости ветра, как в дожде (Рис.1), так и в мороси (Рис.2). В мороси время корреляции больше, чем в дожде (Рис.3).

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (Соглашение № 14.604.21.0100 - уникальный идентификатор RFMTFI60414X0100).

Литература.

1. Вострецов Н.А., Жуков А.Ф. Флуктуации интенсивности рассеянного излучения фокусированного лазерного пучка в приземном слое атмосферы. Ч.1. снегопад. // Оптика атмосферы и океана. 1999. т.12. №8. С. 689-693.

Аналитические решения для макроскопических характеристик светового поля фемтосекундного лазерного излучения в случае реализации оптической турбулентности в режиме острой фокусировки в воздухе

<u>А.Д. Булыгин</u>, А.А. Землянов

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева Сибирского отделения Российской академии наук (ИОА СО РАН), Россия, г.Томск, Пл.Академика Зуева, 1, 30, 634050

Аннотация

Для терраватных и широких пучков фемтосекундного лазерного излучения в случае острой фокусировки реализуется режим множественной филаментации в области геометрической фокусировки, при этом острая фокусировка является определяющей, по сравнению с эффектом Керра в формировании больших плотностей энергии возле этого фокуса. Совокупность этих условий позволяет в рамках метода малых возмущений решить уравнения для дифракционых лучей, являющихся характеристиками уравнений для макроскопического светового поля.

Ключевые слова: лазерное излучение, фемтосекундный импульс, самофокусировка, множественная филаментация, дифракционные лучи.

ПОЛУЭМПИРИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ СТРУКТУРЫ ОБЛАСТИ ФИЛАМЕНТАЦИИ В СТЕКЛЕ И ВОДЕ

Д.В. Апексимов¹, <u>А.Д. Булыгин¹</u>, А.А. Землянов¹, А.М. Кабанов¹, О.И. Кучинская², О.В. Минина¹, А.В. Петров¹

¹Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, 634055, пл. Академика Зуева 1, Россия, <u>арехітоv@iao.ru, zaa@iao.ru, kam@iao.ru, ppaw@sibmail.com</u>, b.a.d.@iao.ru ²Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, 634050, пр. Ленина 36, Россия, <u>olesyatsu14@mail.ru</u>

Аннотация

На основании численно уставленной закономерности зависимости длины филамента от начального радиуса возмущения светового поля из которого он развился, и общей теории неустойчивости Беспалова-Таланова, предложена полуэмпирическая модель формирования структуры области филаментации в стекле и в воде, обнаруженная в эксперименте.

Ключевые слова: лазерное излучение, фемтосекундный импульс, самофокусировка, множественная филаментация, стекло, вода

Численное исследование влияния эффектов вынужденного рассеяние Мандельштама — Бриллюэна на распространение лазерного излучения в атмосфере с учётом эффектов турбулентного уширения и тепловой дефокусировки

А.Д. Булыгин, А.А. Землянов

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева Сибирского отделения Российской академии наук (ИОА СО РАН), Россия, г.Томск, Пл.Академика Зуева, 1, 30, 634050

Аннотация

Численно исследована система уравнений для светового поля и поля акустической волны описывающая эффекты рассеяние Мандельштама — Бриллюэна (ВРМБ) вперёд в атмосфере с учётом эффектов турбулентного уширения и тепловой дефокусировки в малоуголовом приближении.

Кластеризация филаментов в воздухе Булыгин А.Д., Землянов А.А.

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Предложен подход к описанию эффекта кластеризации в воздухе. Данный эффект может быть описан как кластеризация примеси в сжимаемых потоках. На основе диффузионных уравнений для плотности числа филаментов, предложенных авторами ранее для описания множественной филаментации в воздухе, проведены оценки размеров кластеров филаментов от величины средней интенсивности и когерентности излучения.

Статистическое описание множественной филаментции в воздухе представляет большой интерес, как с фундаментальной, так и с прикладной точки зрения [1]. На данный момент основным инструментом теоретического исследования процесса самофокусировки и филаментации является исследование нелинейного уравнения Шредингера, на основе его численного решения [1-3]. В рамках существующих численных возможностей можно статистически описать множественную филаментацию в воздухе лишь с помощью суперкомпьютеров [4], однако даже в этом случае имеет место существенные ограничение на возможность непосредственного моделирования экспериментальных результатов[4]. При этом попытки количественного осмысления полученных численных результатов можно обнаружить лишь в недавних работах [5,7]. Другой подход заключается в использовании стационарных моделей с включением феноменологических параметров [5-7]

В предыдущих своих работах [8,9] нами был предложен подход к описанию множественной филаментции как к диффузионной системе с распадом и рождением [10] на фоне среднего поля интенсивности и полем когерентности (плотности дифракционной расходимости [9]).

При таком подходе логично предложить описание кластеризации филаментов как кластеризации примеси в случайных потоках [11]. В данной работе, используя этот подход к описанию кластеризации филаментов проведём оценки размеров кластерных образований от величины средней интенсивности.

Как было показано в [1] в дивергентных полях реализуется картина кластеризации аналогичная той, которая реализуется при множественной филаментации рис. 1.

B293





a) Картина распределение филаментов в режиме множественной филаментации в воздухе [4]. b) Картина моделирования диффузии системы частиц в дивергентном поле случайных скоростей [12]

Для того чтобы оценить масштабы кластерных образований, выпишем уравнение для плотности числа филаментов предложенное в [9] в приближении плоского среднего поля:

$$k_0 \frac{\partial}{\partial z} n_f = D \nabla_{\perp}^2 n_f - \Gamma n_f + C(\overline{I}) n_f^{3/2} - B n_f^2 + F_{out}(z)$$
(1)

Здесь коэффициент диффузии D имеет простую связь с плотностью дифракционной расходимости $D \approx \overline{\theta}^2(z, \mathbf{R}_\perp)/2$ и обусловлен случайной составляющей поля "скоростей" $D\delta(z-z') = \langle \delta \tilde{s}(z) \delta \tilde{s}(z') \rangle/2$, которое формируется кольцами образующихся при распаде филаментов; Γ -«скорость» распада филаментов, т.е. величина обратная длине филаментов, оставляющий для воздуха примерно 4-6 м ; $C(\overline{I}) = C_0 + C_1 \overline{I}$ - коэффициент отвечающий за размножение филаментов [8] за счёт интерференции колец от филаментов, в том числе и за счёт интерференции с фоновым полем [8] (коэффициент $C_1\overline{I}$); и наконец коэффициент B обеспечивающий существование конечных решений (1) для любых \overline{I} и соответствующий эффектам насыщения [4]; неоднородное слагаемое $F_{out}(z)$ - отвечает за внешние механизмы возбуждения системы, такие как: начальные условия и турбулентность среды.

Далее рассмотрим малое возмущение вида $\delta n_f = a e^{\lambda z - i k r}$ возле равновесного состояния n_f^{st} в отсутствии внешних источников филаментции. Соответственно получим следующие характеристическое уравнение:

$$k_0 \lambda = -Dk^2 - \Gamma + 3/2 C(\overline{I}) \sqrt{n_f^{st}(\overline{I})} - 2Bn_f^{st}(\overline{I})$$
⁽²⁾

Откуда несложно указать критический масштабы кластеризации $L_{cl}=2\pi/k_{cl}$:

$$L_{cl}(\overline{I}, D) = h(\overline{I}) \sqrt{\frac{D}{\Gamma k_0}}$$
(3)

Где введена безразмерная функция:

$$h(\overline{I}) = \sqrt{\frac{8\pi k_0}{3C(\overline{I})\sqrt{n_f^{st}(\overline{I})}/\Gamma - 4Bn_f^{st}(\overline{I})/\Gamma - 2}}$$
(4)

График данной функции представлен на рис. 2



Рис. 2 Зависимость безразмерной функции h определяющей масштаб кластеризации от макроскопического параметра интенсивности.

Учитывая, что приращение диффузии накапливается благодаря распаду фламентов $D \propto \int_{0}^{z} n_{f} dz'$ [9], можно предсказать, что формирования кластерной структуры множественной филаментции начинается с формирования ближнего порядка, а это проявляется в формировании нитеобразной структуры филаментов в поперечном

профиле. По ходу распространения лазерного излучения в воздухе увеличивается D и формируется структуры дальнего порядка, что проявляется в формировании типичной ячеистой структуры, в которые собираются нити филаментов. Можно сказать, что структура кластеров филаментов является эволюционной величиной (здесь мы расходимся в представлениях изложенных в работе [7]) и по структуре этого порядка можно судить о предыстории множественно филаментации.

Таким образом, на основе диффузионных уравнений для плотности числа филаментов, предложенных авторами ранее для множественной филаментации в воздухе дано описание формирования масштабных свойств кластерной структуры возникающей при множественной филаментации.

Литература

- 1. *J.Kasparian, J.-P.Wolf* Physics and applications of atmospheric nonlinear optics and filamentation// Optics Express, 2008, V. 16, № 1. P.466–493
- 2. *R.W. Boyd, S.G. Lukishova, Y.R. Shen* Self-focusing: Past and Present // *Topics in Applied Physics. Vol. 114., New York: Springer., 2009., p. 605.*
- S. Mauger, Guillaume Colin de Verdiere, L. Berge, S. Skupin GPU accelerated fully space and time resolved numerical simulations of self-focusing laser beams in SBS-active media// Journal of Computational Physics 235 (2013) 606–625
- Henin S., Petit Y., Kasparian J., Wolf J.-P., Jochmann A., Kraft S.D., Bock S., Schramm U., Sauerbrey R., Nakaema W.M., Stelmaszczyk K., Rohwetter P., Woste L., Soulez C.-L., Mauger S., Berge L., Skupin S. Saturation of the filament density of ultrashort intense laser impulse in air // Appl. Phys. B. 2010. doi: 10.1007/s00340-010-3941-x.
- Pavel M. Lushnikov, Natalia Vladimirova Non-Gaussian statistics of multiple filamentation// Opt. Lett., 35, 1965 (2010)
- 6. *A.D. Bulygin* The density number of filaments in the state of the weak and optical turbulence(2012) // arXiv:1208.3916
- <u>Wahb Ettoumi</u>, <u>Jérôme Kasparian</u>, <u>Jean-Pierre Wolf</u> Laser Filamentation as a New Phase Transition Universality Class(2015)// <u>arXiv:1501.01132</u>
- 8. Zemlyanov A.A., Bulygin A.D. *Peculiarities of development of light field perturbations in Kerr medium with nonlinear absorption.* // Atmospheric and oceanic optics. 2012. V. 25. No. 10. P. 852-856 [in Russian].
- 9. *A.D. Bulygin* The kinetic equation for filament density, formed during propagation of femtosecond laser radiation, in the approximation of self-consistent field (2014)// arXiv:1306.5329v3
- 10. *Mikhailov A S, Uporov I V* "Critical phenomena in media with breeding, decay, and diffusion" *Sov. Phys. Usp.* **27** 695–714 (1984)
- 11. *Klyatskin V. I.* "Clustering and diffusion of particles and passive tracer density in random hydrodynamic flows" *Phys. Usp.* **46** 667–688 (2003)
- 12. *Saichev A I, Woyczynski W A*, in **Stochastic** Models in Geosystems (The IMA Volumes in Mathematics and Its Applications, Vol. 85, Eds **S** A Molchanov, W A Woyczynski, New York

СРАВНЕНИЕ ПРЯМОЙ МОДЕЛИ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ В БЛИЖНЕМ ИК ДИАПАЗОНЕ С ДАННЫМИ СПУТНИКОВ ОСО-2 И GOSAT.

И.В. Задворных, К.Г. Грибанов

Уральский федеральный университет, Екатеринбург

i.zadvornykh@wsibiso.ru, kgribanov@remotesensing.ru

Перенос излучения, ближний ИК, многократное рассеяние, GOSAT, OCO-2.

Программное обеспечение FIRE-ARMS модифицировано посредством встраивания в него кода векторной модели переноса излучения VLIDORT. Выполнено моделирование спектров ближнего ИК диапазона уходящего в космос излучения на верхней границе атмосферы с учетом многократного рассеяния в безоблачной атмосфере. Проведено сравнение модельных спектров со спектрами, измеренными спектрометром TANSO-FTS, установленном на спутнике GOSAT, и OCO-2 в безоблачной атмосфере. Расхождение модельных спектров и измеренных спутниковыми спектрометрами составляет до 8 и 15 % для спутников OCO-2 и GOSAT соответственно. В качестве модельной атмосферы использованы данные ретроспективного анализа NCEP/NCAR.

Концентрация основных парниковых газов, таких как углекислый газ (CO₂) и метан (CH₄), в атмосфере Земли существенно увеличилась за последние 150 лет [1]. Предполагается, что основной причиной этого роста является деятельность человека. В связи с этим, для мониторинга концентрации парниковых газов, а также локализации их основных источников, проводят спутниковые измерения, которые в настоящий момент являются наиболее эффективными.

Для мониторинга за ростом концентрации углекислого в июле 2014 года был запущен американский спутник OCO-2 (Orbiting Carbon Observatory-2), который вошел в орбитальную группировку спутников A-Train [2]. На OCO-2 расположены 3 спектрометра высокого разрешения, которые одновременно измеряют спектры уходящего излучения в 3 коротких диапазонах ближнего ИК: 2.06, 1.6, 0.76 мкм.

Еще одним аппаратом для измерения концентрации парниковых газов является японский спутник GOSAT (Greenhouse gases Observing SATellite) [3], запущенный в 2009 году. GOSAT несет на борту фурье-спектрометр TANSO-FTS (Thermal And Near-infrared Sensor Observation), предназначенный для одновременного измерения уходящих спектров в тепловом и ближнем ИК диапазонах.

Восстановление вертикальных профилей концентрации парниковых газов осуществляется, как правило, решением линеаризованной модели обратной задачи [4], заключающейся в нахождении вектора восстанавливаемых параметров по измеренному спектру уходящего излучения. В свою очередь, решение обратной задачи требует нахождение весовых функции [5], которые определены как высотные зависимости производных спектра по

B297

восстанавливаемым параметрам. Спектры теплового ИК диапазона чувствительны к концентрации газов в средней атмосфере, т. к. на высотах ниже 2 км наблюдается сильное влияние теплового излучения с поверхности. Восстановление же концентрации у поверхности возможно только в ближнем ИК диапазоне [6].

Однако моделирование спектров в этом диапазоне осложнено необходимостью учитывать многократное рассеяние света в атмосфере, а также поляризационные эффекты. Для решения векторного уравнения переноса с учетом многократного рассеяния, был использован программный продукт VLIDORT [7], основанный на методе дискретных ординат [8]. Процедура VLIDORT была встроена в ПО FIRE-ARMS [9], предназначенное для работы в тепловом ИК диапазоне. Таким образом новая модель переноса излучения объединяет оба диапазона.

В качестве входных параметров VLIDORT рассчитываются оптическая толщина и альбедо однократного рассеяния на заданной сетке атмосферных уровней. Для расчета коэффициентов поглощения газовых компонент при расчете оптической толщины использованы параметры из спектроскопической базы данных HITRAN-2012 [10], а коэффициенты рассеяния были вычислены, используя численный алгоритм расчета сечения Рэлеевского рассеяния [11].

Модельный спектр был получен с учетом геометрии зондирования TANSO-FTS и OCO-2 при безоблачной атмосфере без учета аэрозольной составляющей. Для сравнения с модельного спектра с измеренным, вектор Стокса уходящего излучения должен быть преобразован согласно поляризационной модели каждого спектрометра. OCO-2 измеряет только одну поляризационную компоненту, поэтому для него преобразование выглядит следующим образом:

$$I_{\parallel} = m_1 I + m_2 Q + m_3 U, \tag{1}$$

где m_1 , m_2 , m_3 – поляризационные коэффициенты, а *I*, *Q*, *U* – компоненты вычисленного вектора Стокса.

Для TANSO-FTS была использована поляризационная модель, предложенная в [12]. Затем, после преобразований, производят свертку модельный спектра с аппаратной функцией спектрометра.

Сравнение проводилось со спектрами, измеренными над территорией Западной Сибири в безоблачной атмосфере (рис. 1а, б). Модельная атмосфера дополнена вертикальными профилями температуры и влажности взятыми из данных ретроспективного анализа NCEP/NCAR [13]. Благодаря высокому спектральному разрешению (λ/δλ > 20000) и высокому соотношению сигнал/шум спектрометров ОСО-2 расхождение модельного и измеренного спектров меньше, чем для GOSAT. Малое расхождение спектров делает возможным дальнейшее использование модели для решения обратной задачи по восстановлению вертикальных профилей парниковых газов в атмосфере с более широким высотным интервалом чувствительности, а также использование ОСО-2 в качестве приоритетного аппарата.



Рис. 1 – Модельный и измеренный спектры в диапазоне 6230 – 6270 см⁻¹ и 6230 – 6280 см⁻¹: спектр измеренный (а) TANSO-FTS/GOSAT 28.06.2013 г.; (б) ОСО-2 27.03.2105 г.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 15-01-05984А.

Литература:

1. Solomon, S., Qin, D., Manning, M., Chen, Z., Marquis, M., Averyt, K. B., Tignor, M., Miller, H. L IPCC: Climate Change 2007: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change, UK: Cambridge University Press, 2007.

2. Orbiting Carbon Observatory-2 Launch. Press Kit, 2014. - 37 p.

3. Kuze, A., Suto, H., Nakajima, M., and Hamazaki, T.: Thermal and near infrared sensor for carbon observation Fouriertransform spectrometer on the Greenhouse Gases Observing Satellite for greenhouse gases monitoring, Appl. Opt. 2009. V. 48. № 35. P. 6716–6733.

4. Rogers C.D. Inverse methods for atmospheric sounding. Theory and practice. World Scientific, 2000. – 206 p.

5. Rogers C.D. Characterization and Error Analysis of Profiles Retrieved From Remote Sounding Measurements // J. of Geophys. Res. 1990. V. 95. № D5. P. 5587-5597.

6. Christi M. J., Stephens G. L. Retrieving profiles of atmospheric CO 2 in clear sky and in the presence of thin cloud using spectroscopy from the near and thermal infrared: A preliminary

case study // J. of Geophys. Res. 2004. V. 109. № D04316.

7. Spurr, R. J. VLIDORT: a linearized pseudo-spherical vector discrete ordinate radiative transfer code for forward model and retrieval studies in multilayer multiple scattering media // J. Quant. Spectrosc. Rad. Tran. 2006. V. 102. № 2. P. 316–342.

8. Chandrasekhar S. Radiative Transfer. Dover, 1960. – 393 p.

9. Gribanov K.G., Zakharov V.I., Tashkun S.A., Tyuterev VI.G. A New Software Tool for Radiative Transfer Calculations and its application to IMG/ADEOS data // J. Quant. Spectrosc. Rad. Tran. 2001. V. 68. № 4. P. 435-451.

10. Rothman L.S., Gordon I.E., Babikov Y., Barbe A., Benner D. Chris, Bernath P.F., Birk M., Bizzocchi L., Boudon V., Brown L.R., Campargue A., Chance K., Cohen E.A., Coudert L.H., Devi V.M., Drouin B.J., Faytl A., Flaud J.-M., Gamache R.R., Harrison J.J., Hartmann J.-M., Hill C., Hodges J.T., Jacquemart D., Jolly A., Lamouroux J., Le Roy R.J., Li G., Long D.A., Lyulin O.M., Mackie C.J., Massie S.T., Mikhailenko S., Müller H.S.P. , Naumenko O.V., Nikitin A.V., Orphal J., Perevalov V., Perrin A., Polovtseva E.R., Richard C., Smith M.A.H., Starikova E., Sung K., Tashkun S., Tennyson J., Toon G.C., Tyuterev VI.G., Wagner G. The HITRAN2012 molecular spectroscopic database // J. Quant. Spectrosc. Rad. Tran. 2013. V. 130. P. 4–50.

11. Tomasi C., Vitale V., Petkov B., Lupi A., Cacciari A. Improved algorithm for calculations of

Rayleigh-scattering optical depth in standard atmospheres // Appl. Opt. 2005. V. 44. №. 16. P. 3320–3341.

12. O'Brien D. M., Polonsky I., O'Dell C., Kuze A., Kikuchi N., Yoshida Y., Natraj V. Testing the Polarization Model for TANSO-FTS on GOSAT Against Clear-Sky Observations of Sun Glint Over the Ocean // IEEE Trans. on Geosc. and Rem. Sens. 2013. V. 51. №. 12. P. 5199–5209.

13. Kalnay et al., The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project, Bull. Amer. Meteor. Soc., 77, 437-470, 1996.

КОГЕРЕНТНОСТЬ ЗВУКОВЫХ ВОЛН НА КОРОТКИХ ПРИЗЕМНЫХ ТРАССАХ

Мамышев В. П., Одинцов С. Л.

Обсуждаются результаты анализа когерентности звуковых волн на коротких трассах в приземном слое атмосферы. Нарушение когерентности рассматривается с точки зрения вариаций разности фаз в разнесённых в пространстве пунктах наблюдения. Исследована статистика разности фаз при многоканальном приёме сигналов и её связь со статистикой поля ветра. Метеорологические условия на трассе распространения звука контролировались ультразвуковыми анемометрами-термометрами.

В статье обсуждаются результаты анализа экспериментальных данных по распространению звуковых волн в приземном слое атмосферы на короткой (74 м) трассе. Цель работы заключалась в исследовании когерентности сигналов в зависимости от условий распространения, в основном – от поля ветра. Регистрация сигналов проводилась одновременно шестью датчиками (частота оцифровки сигналов в каждом канале составляла 50 кГц). Разнос датчиков (микрофонов) в горизонтальной плоскости составлял от 1 до 6 м. Микрофоны попарно располагались на высотах 0,2 и 1,3 м над подстилающей поверхностью. Эксперименты проводились на территории обсерватории ИОА СО РАН «БЭК» над относительно ровной поверхностью с невысокой травой в июне 2014 г. Для метеорологического сопровождения использовались две ультразвуковые метеостанции (УЗМ) «Метео-2» [1], размещённые вблизи трассы звука на высотах 2,3 и 2,4 м (одна УЗМ на удалении примерно 6 м от базы датчиков, вторая – примерно на середине трассы). Они позволяли измерять как средние значения компонентов вектора ветра и температуры воздуха, так и характеристики турбулентности.

Представленные ниже материалы в основном касаются статистики разности фаз звуковых волн для разнесённых в пространстве точек регистрации сигналов. Степень устойчивости разности фаз определяет и степень когерентности регистрируемых сигналов. Анализ непосредственно разности фаз был обусловлен, в том числе, необходимостью исследования влияния эффектов фединга (имеющих место даже на коротких трассах) на «скачки» фазы регистрируемых сигналов.

Экспериментальный материал, который здесь обсуждается, получен для непрерывных звуковых сигналов с частотой 500 Гц. Для обработки экспериментальных данных было подготовлено специальное программное обеспечение, позволявшее проводить цифровую фильтрацию в заданной полосе частот, вычислять огибающую в этой полосе, проводить различные вычислительные операции, как по отдельному измерительному каналу, так и для заданной пары каналов.

Для определения разности фаз в представляемых результатах использовалась процедура «гетеродинирования», заключающаяся в анализе произведения узкополосных сигналов с

B301

несущей частотой *f*, регистрируемых в двух измерительных каналах. Предположим, что сигнал в канале с номером *i* можно представить в виде (звуковое давление, Па)

$$p_{i}(t) = A_{i}(t) \sin[2\pi f t + \varphi_{i}(t)] + S_{i}(t), \qquad (1)$$

где $A_i(t)$ - медленно изменяющаяся со временем t амплитуда (огибающая) сигнала, $\varphi_i(t)$ - медленно изменяющаяся со временем фаза сигнала (радианы), $S_i(t)$ – случайный шум в полосе приёма. Отсчет времени t (секунды) ведется от начала выборки. При t = 0 имеем $\varphi_i(t=0) = \varphi_{i0}$ – начальная фаза сигнала (радианы).

Определяем огибающую сигнала и получаем нормированную функцию

$$Z_{i}(t) = p_{i}(t) / A_{i}(t) = \sin[2\pi f t + \varphi_{i}(t)] + s_{i}(t), \qquad (2)$$

где $s_i(t) = S_i(t) / A_i(t)$ – нормированный на огибающую шум. Нам известна из измерений левая часть этого соотношения $Z_i(t)$. Составим произведение нормированных сигналов, полученных в двух разнесённых точках (каналах) *i* и *j*. Запишем это произведение в форме:

$$B_{ij}(t) = Z_i(t)Z_j(t) = \{ \sin[2\pi f t + \varphi_i(t)] + s_i(t) \} \cdot \{ \sin[2\pi f t + \varphi_j(t)] + s_j(t) \} =$$

$$= \sin[2\pi f t + \varphi_i(t)] \cdot \sin[2\pi f t + \varphi_j(t)] + Q(t)$$
(3)

В последней строке данного соотношения введено обозначение

$$Q(t) = s_i(t) \sin[2\pi f t + \varphi_i(t)] + s_i(t) \sin[2\pi f t + \varphi_i(t)] + s_i(t) s_i(t).$$
(4)

Воспользуемся преобразованием произведения двух синусов и перепишем «итоговую» строку формулы (3) в виде

$$B_{ij}(t) = \frac{1}{2} \{ \cos[\varphi_i(t) - \varphi_j(t)] - \cos[4\pi f t + \varphi_i(t) + \varphi_j(t)] \} + Q(t) .$$
(5)

Первый косинус в фигурных скобках – «медленная» функция времени, поскольку мы предполагаем «медленность» изменения фазы в каждом измерительном канале. Второй косинус – «быстрая» функция из-за присутствия в аргументе составляющей $4\pi f t$. Функция Q(t) также является «быстрой», поскольку её формируют синусы с «быстрым» аргументом $2\pi f t$ и случайные шумовые составляющие. Введём обозначения $\Delta \varphi_{ij}(t) = \varphi_i(t) - \varphi_j(t)$, $F_{ij}(t) = -\cos[4\pi f t + \varphi_i(t) + \varphi_j(t)]$ и перепишем (5) в форме

$$D_{ij}(t) = 2B_{ij}(t) = \cos[\Delta\varphi_{ij}(t)] + F_{ij}(t) + 2Q(t).$$
(6)

Функции $F_{nm}^{ij}(t)$ и Q(t) в этом соотношении являются «быстрыми». Разделение правой части соотношения (6) на «медленную» и «быструю» составляющие позволяет применить к функции $D_{ij}(t)$ цифровой фильтр низких частот (ФНЧ), обеспечивающий гарантированное удаление из функции $D_{ij}(t)$ «быстрых» составляющих. После применения ФНЧ в итоговом сигнале останется только «медленная» составляющая, т. е.

$$\widetilde{D}_{ii}(t) \approx \cos[\Delta \varphi_{ii}(t)] + N(t), \tag{7}$$

где «волна» над D_{ij} обозначает применение к ней ФНЧ. Функция N(t) – низкочастотная составляющая шума, «просочившаяся» через ФНЧ. Величина N(t) должна быть очень маленькой, поскольку в процессе измерений проводится аналоговая полосовая фильтрация в приёмниках сигналов (удаляются низкие и очень высокие частоты), а затем применяется ещё и полосовая цифровая фильтрация (для получения сигнала (1)). Если пренебречь шумом, то

$$\operatorname{Arc} \cos \widetilde{D}_{ii}(t) \approx 2k \,\pi \pm \Delta \varphi_{ii}(t) \,, \tag{8}$$

где k – любое целое число (положительное, отрицательное или нуль). Таким образом, зная из измерений величину $\tilde{D}_{ij}(t)$, можно получить искомую разность фаз $\Delta \varphi_{ij}(t)$ сигналов в каналах i и j на частоте f, если корректно определить значение k и знак перед $\Delta \varphi_{ij}(t)$ в формуле (8) («продолжить» фазу за пределы «главного» значения арккосинуса $0 \div \pi$). В последующих результатах применяется условие, что в начальный момент оценки разности фаз значение k = 0. При необходимости «продолжения» фазы использовался алгоритм, основанный на анализе производных $\Delta \varphi_{ij}(t)$ в точках, где эта функция принимает значения 0 или π .

Разность фаз $\Delta \varphi_{ij}(t)$ можно представить в виде суммы детерминированной составляющей $\Delta \psi_{ij}$, определяемой разностью хода звуковых лучей от источника до приёмников (влияние «геометрии» трассы распространения звука и детерминированных составляющих полей ветра), и случайной составляющей $\Delta \phi_{ij}(t)$, связанной, в основном, с влиянием мелкомасштабной турбулентности и квази–детерминированных структур локального (менее длины трассы звука) масштаба в поле ветра. Влияние пространственно-временных вариаций температуры воздуха по трассе звука мы здесь не учитываем в связи с их слабым воздействием на звуковое поле на коротких трассах.

Напомним, что для измерений использовалось 6 микрофонов, расположенных парами. Расстояние по вертикали между микрофонами в паре составляло примерно 1,1 м. Нижние микрофоны располагались над поверхностью на высоте примерно 0,2 м. Введём для них нумерацию 1, 3 и 5. Для верхних микрофонов (высота размещения 1,3 м) введём нумерацию 2, 4 и 6. Таким образом, имеем «вертикальные» пары микрофонов «1/2», «3/4» и «5/6». Здесь же укажем, что расстояние между парами «1/2» и «3/4» составляло 1 м, между парами «3/4» и «5/6» – 5 м, а между парами «1/2» и «5/6» – 6 м.

Рассмотрим некоторые результаты, полученные при восстановлении разности фаз. Для несущей частоты сигнала 500 Гц величина $\Delta \varphi_{ij}(t)$ изменялась, как правило, в пределах $0 \div \pi \Leftrightarrow 0 \div 180^{\circ}$. В качестве примера на рис. 1а показаны результаты определения $\Delta \varphi_{ij}(t)$ для одного из 10-минутных сеансов измерений. Показаны все вертикальные пары (разные типы линий) и два примера разности фаз в горизонтальной плоскости на верхнем уровне (символы): при малом расстоянии между микрофонами (пара «2/4» – 1 м) и большом (пара «4/6» – 5 м). Примеры подобраны так, чтобы разности фаз не выходили за границы «главного» значения. Поскольку расстояние между микрофонами в вертикальных парах не велико, а несущая частота сигнала относительно низкая, то разность фаз в этих парах при текущих метеорологических условиях изменяется достаточно слабо. Это же можно сказать и о близко расположенных микрофонах в «горизонтальной» паре «2/4». Более существенно разность фаз варьирует при относительно большом разносе приёмных микрофонов (пара «4/6»). Но и в этом случае вариации $\Delta \varphi_{46}(t)$ находятся в пределах $0 \div \pi \Leftrightarrow 0 \div 180^{\circ}$.

Метеорологические условия (скорость и направление ветра на высоте 2,3 м вблизи базы микрофонов) во время проведения данного сеанса измерений показаны на рис. 16. Как скорость ветра, так и его направление имели достаточно большие вариации.

Приведённый на рис. 1 пример является типичным по величинам $\Delta \varphi_{ij}(t)$ для измерений на данной частоте. Естественно, что вариации $\Delta \varphi_{ij}$ зависят от величины дисперсий скорости ветра и его направления.

Поскольку разность фаз содержит в себе некоторую «стационарную» составляющую (связанную с «геометрией» трассы и средним потоком ветра), то для сопоставления оценок $\Delta \varphi_{ij}(t)$ по разным парам измерительных каналов удобнее использовать подходящую нормировку. С этой целью для каждой выборки $\Delta \varphi_{ij}(t)$ было определено её медианное значение $\overline{\Delta \varphi_{ij}}$. Затем значение медианы вычиталось из исходной выборки (центрирование

B304

выборок). Итоговые выборки $\Delta \tilde{\varphi}_{ij}(t) = \Delta \varphi_{ij}(t) - \overline{\Delta \varphi_{ij}}$ подвергались статистическому анализу и сравнению с текущими метеорологическими условиями.



Рисунок 1 – (а) Примеры разности фаз на частоте 500 Гц. Индексы пар указаны на графике. (б) Скорость и направление ветра на трассе в период проведения эксперимента (по измерениям вблизи базы приёмных микрофонов).

Статистический анализ заключался в оценке распределения значений $\Delta \tilde{\varphi}_{ij}$ для разных пар измерительных каналов. Всего было обработано 10 выборок длительностью по 10 минут каждая (суммарная длительность 60 минут). В итоге установлено, что в подавляющем

большинстве выборок и парах каналов наблюдается распределение $\Delta \phi_{ij}$, близкое к нормальному закону. Естественно, что для пар каналов с небольшим разнесением точек регистрации сигналов (порядка 1 м) распределения имеют достаточно «гладкую» форму и большой эксцесс («обострённость» формы распределения). Для пар каналов с базой 5 или 6 м диапазон вариаций $\Delta \phi_{ij}$ был заметно выше. На рис. 2 приведены типичные примеры эмпирических распределений $\Delta \phi_{ij}$ для нескольких пар каналов (в виде частоты повторяемости тех или иных значений $\Delta \phi_{ij}$; шаг расчёта гистограмм 0,02 рад). Отметим, что существенных различий распределений $\Delta \phi_{ij}$ при измерениях вблизи подстилающей поверхности (0,2 м) и на высоте 1,3 м нет.



Рисунок 2 – Частота попадания центрированных разностей фаз в заданные интервалы для нескольких пар измерительных каналов. Дата проведения измерений и обозначения пар приведены на рисунке.

Однако в некоторых выборках вариации разности фаз носили асимметричный характер. В качестве примера на рис. З показан временной ход $\Delta \tilde{\varphi}_{ij}$ и соответствующие эмпирические гистограммы для нескольких пар измерительных каналов в одном из эпизодов.

Следует отметить, что стремление распределений центрированной разности фаз $\Delta \tilde{\varphi}_{ij}$ к нормальному закону отличается от стремления огибающих этих сигналов к экстремальному закону распределения вероятностей [2].



Рисунок 3 – (а) Центрированные выборки разностей фаз. (б) Частота попадания центрированных разностей фаз в заданные интервалы. Дата проведения измерений и обозначения пар приведены на рисунке.

О степени когерентности сигналов в разнесённых точках измерений (в разных парах измерительных каналов) на каком-либо интервале времени можно судить по величине $\Delta \phi_{ij}$. При полной когерентности сигналов на этом интервале должно быть $\Delta \phi_{ij} = 0$. Слабое нарушение когерентности будет соответствовать небольшим вариациям значений $|\Delta \phi_{ij}|$, (например, в пределах $|\Delta \phi_{ij}| < 0,1$ рад). Если же на этом интервале времени присутствуют большие значения $|\Delta \phi_{ij}|$ и при этом они изменяются случайным образом, то можно сделать вывод об отсутствии когерентности сигналов в исследуемой паре измерительных каналов. Численно оценка когерентности может характеризоваться величиной дисперсии (или среднеквадратического отклонения) $\Delta \phi_{ij}$.

Рассмотрим связь среднеквадратического отклонения (СКО) σ_{φ} центрированных разностей фаз $\Delta \phi_{ij}$ с СКО скорости ветра σ_V на совпадающих интервалах времени. Оценки σ_{φ} и σ_V были проведены по интервалам времени 30 секунд. Напомним, что компоненты вектора ветра измерялись в двух точках – вблизи приёмной базы и примерно на середине трассы. Сразу же отметим, что взаимосвязь σ_{φ} и σ_V выше для случая измерений σ_V вблизи приёмной базы. На рис. 4 показаны графики $\sigma_{\varphi}(\sigma_V)$ по всей совокупности измерений.



Рисунок 4 – Связь среднеквадратических отклонений центрированных разностей фаз и скорости ветра. (а) Близко расположенные микрофоны. (б) Разнесённые микрофоны. Обозначения пар, их ориентация и расстояния в парах указаны на графиках. Использовались СКО скорости ветра вблизи приёмной базы.

Понятно, что увеличение расстояния между микрофонами приводит к ухудшению когерентности сигналов (к увеличению σ_{φ}). И чем выше уровень турбулентности атмосферы, тем когерентность меньше. Однако следует обратить внимание на то, что большие значения σ_{φ} могут иметь место и при не очень больших значениях σ_V . Это видно на рис. 4б в области $0,4 \le \sigma_V \le 0,6$ м/с для нескольких пар микрофонов. Причина, по нашему мнению, заключается в эффектах влияния локальных структур в поле ветра, уже не относящихся к «чистой» турбулентности, но ещё не принадлежащих к крупномасштабным (более длины трассы) изменениям скорости и направления среднего потока. Однако исследование данного эффекта требует проведения дополнительного анализа, не входившего в круг наших задач по статистике разности фаз.

Работа выполнена при финансовой поддержке Программой ОФН РАН «Фундаментальные основы акустической диагностики искусственных и природных сред» (проект 3.10.1) с использованием оборудования ЦКП ИОА СО РАН «Атмосфера».

1. Гладких В. А., Макиенко А. Э. Цифровая ультразвуковая метеостанция // Приборы. 2009. № 7 (109). С. 21–25.

2. *Мамышев В. П., Одинцов С. Л., Астафуров В. Г., Пастухова С. П.* Статистика огибающих тональных звуковых сигналов в приземном слое атмосферы // Оптика атмосферы и океана. Т.27. №3. 2014. С.266-269.

ВЛИЯНИЕ РЕГУЛЯРНОЙ РЕФРАКЦИИ НА СТАТИСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА УРОВНЯ АМПЛИТУДЫ ВОЛНЫ В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

Л.И. Приходько,¹ А.Г. Вологдин,¹ И.А.Широков²

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, ²Факультет вычислительной математики и кибернетики Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

l.prikhodko@mail.ru, vologdin@phys.msu.ru, ishirokov@cs.msu.su

Ключевые слова: случайные неоднородности, рефракция, статистика уровня амплитуды.

Аннотация. Рассмотрены флуктуации уровня амплитуды волны распространяющейся в случайно-неоднородной среде с регулярной рефракцией. Для двух моделей ионосферного слоя получены аналитические выражения для дисперсий и функций корреляции уровня амплитуды в слое. Результаты численно проанализированы для различных условий ионосферного зондирования.

При решении прямых и обратных задач теории распространения волн в случайнонеоднородных средах необходимо находить различные характеристики случайной волны и проводить анализ их статистических свойств. Наибольшую трудность представляет нахождение статистических характеристик волн в средах с регулярной рефракцией и особенно при наличии полного внутреннего отражения. Примером таких сред являются неоднородные ионосферные слои при радиозондировании. При этом особый интерес представляют волновые процессы, общая теория которых описывается условиями приближения геометрической оптики. В этом методе предполагается, что комплексная амплитуда поля в каждой точке приближенно имеет структуру плоской волны, фаза и амплитуда которой описываются уравнением эйконала и уравнением переноса. В данной работе исследуем статистические свойства флуктуаций амплитуды волны, распространяющейся в случайно-неоднородной среде с регулярной рефракцией.

Как известно [1], уравнение переноса для скалярного поля имеет вид

$$2\nabla A\nabla \varphi + A\Delta \varphi = 0$$

здесь A – амплитуда волны, φ – эйконал, который представляет собой фазовый путь волны. Как принято в методе геометрической оптики, вместо амплитуды A введем уровень амплитуды (или просто уровень) $\chi = \ln A/A_0$, здесь A_0 – амплитуда "невозмущенной" волны, то есть амплитуда волны при отсутствии флуктуаций в среде. Из уравнения переноса следует, что уровень χ подчиняется уравнению

$$2\nabla\varphi\nabla\chi + \Delta\varphi = 0.$$

Пусть диэлектрическая проницаемость неоднородного плоскослоистого слоя имеет вид $\varepsilon(\vec{r}) = \overline{\varepsilon}(z) + \varepsilon_1(\vec{r})$, где $\overline{\varepsilon}(z)$ и $\varepsilon_1(\vec{r})$ – регулярная и случайная составляющие, причем случайная составляющая мала по сравнению с регулярной, то есть для стандарта флуктуаций диэлектрической проницаемости σ_{ε} выполняется соотношение $\sigma_{\varepsilon} \square \overline{\varepsilon}$. Представим φ , χ в виде рядов по малому параметру ε_1 и ограничимся первым приближением теории возмущений

$$\varphi = \varphi_0 + \varphi_1, \chi = \chi_0 + \chi_1,$$

где φ_0 , χ_0 – невозмущенные значения эйконала и уровня. Тогда для флуктуационной компоненты уровня χ_1 можно получить уравнение [1]

$$2\nabla\varphi_0\nabla\chi_1 + 2\nabla\chi_0\nabla\varphi_1 + \Delta\varphi_1 = 0.$$
⁽¹⁾

При этом в (1) учтено, что невозмущенное значение уровня есть решение уравнения

$$2\nabla \varphi_0 \nabla \chi_0 + \Delta \varphi_0 = 0.$$

Решение (1) можно представить в виде

$$\chi_1 = -1/2 \int_{\Sigma} (2\nabla \chi_0 \nabla \varphi_1 + \Delta \varphi_1) \overline{\varepsilon}^{-1/2} d\sigma.$$

Интегрирование здесь ведется вдоль невозмущенной траектории луча Σ ($d\sigma$ – элемент длины луча). Таким образом, если известна траектория невозмущенного луча, то уравнение переноса может быть проинтегрировано вдоль нее. Влияние регулярной рефракции на статистические свойства амплитуды плоской волны, рассмотрим для двух моделей ионосферного слоя: линейной и параболической. Для модели линейного слоя, применимой при зондировании на частотах вдали от максимально применимой частоты, $\overline{\varepsilon}(z) = 1 - z/z_1$, где z_1 – размер регулярного градиента; для параболической модели, более пригодной при описании зондирования частотах. близких на к максимально применимой, $\overline{\varepsilon}(z) = 1 - (2/p_0^2)(z/z_m) + (1/p_0^2)(z/z_m)^2, 0 \le z \le 2z_m$, где z_m -высота максимума электронной концентрации N_m (полутолщина слоя), $p_0 = f/f_{\kappa p}$. Введем прямоугольную систему координат с осью z, направленной перпендикулярно слоям. Если плоскость распространения луча (*x0z*), а угол падения θ_0 , то после введения переменной $t = \pm \sqrt{\overline{\varepsilon}(z) - \sin^2 \theta_0} / \cos \theta_0$, $t \in [-1; +1]$ [2], уравнения траектории луча можно записать в параметрической форме (здесь верхний знак соответствует восходящей ветви траектории, нижний – нисходящей). Тогда для траекторий лучей в линейном и параболическом слоях можно найти, соответственно

$$x(t) = \Delta(1+t) + x_{\hat{a}\hat{o}}, z(t) = z_m(1-t^2)$$

$$\tag{2}$$

$$x(t) = x_{\hat{a}\tilde{o}} + z_m t g \, \mathcal{G}_0 \Box p \Box \ln\left(\sqrt{1 - p^2 \left(1 - t^2\right)} / 1 - p\right), \quad z(t) = z_m \left(1 - \sqrt{1 - p^2 \left(1 - t^2\right)}\right), \tag{3}$$

здесь $x_{a\bar{o}}$ – точка входа луча в среду (при z = 0), $p = p_0 \cos \theta_0 = f/f_{Mny}$. Заметим, что для линейного слоя $z_m = z_0 \cos^2 \theta_0$, $x_0 = \Delta = z_0 \sin 2\theta_0$ (точка поворота луча). Используя эти соотношения, для флуктуаций уровня амплитуды в линейном слое можно записать

$$\chi_1 = -z_1 \cos \theta_0 \int_{-1}^{-t_T} (2\nabla \chi_0 \nabla \varphi_1 + \Delta \varphi_1) dt$$

для восходящей траектории луча, здесь *t_T* – текущее значение параметра *t*. Аналогично, можно найти выражение для флуктуаций уровня амплитуды в параболическом слое.

Используя далее решение уравнения для χ_0 в приближении геометрической оптики и решение для флуктуаций эйконала φ_1 в первом порядке теории возмущений, можно получить аналитические выражения для флуктуаций уровня амплитуды волны в линейном и параболическом ионосферном слое. Здесь приведем выражения для пространственных автокорреляционных функций флуктуаций уровня амплитуды по осям x, y на высоте z, определяемой параметром t_T . Предполагая пространственную статистическую однородность случайного поля диэлектрической проницаемости ε_1 , для линейного слоя ионосферы имеем [2]

$$B_{\chi}(\rho,\eta,z) = \sigma_{\varepsilon}^{2} \frac{z_{1}^{2}}{4} \int_{-1}^{-t_{T}} dt_{1} \int_{-1}^{-t_{T}} \left(\frac{1}{t_{T}} - \frac{1}{t_{2}}\right) \left(\frac{1}{t_{T}} - \frac{1}{t_{1}}\right) \frac{\partial^{2} R_{\varepsilon} \left[x(t_{2}) - x(t_{1}), y_{2} - y_{1}, z_{2}(t_{2}) - z_{1}(t_{1})\right]}{\partial z_{1} \partial z_{2}} dt_{2} + \sigma_{\varepsilon}^{2} z_{1}^{4} \cos^{4} \vartheta_{0} \int_{-1}^{-t_{T}} \int_{-1}^{-t_{T}} (t_{T} - t_{1})(t_{T} - t_{2}) \Delta^{(1)} \Delta^{(2)} R_{\varepsilon} \left[x_{2}(t_{2}) - x_{1}(t_{1}); y_{2} - y_{1}; z_{2}(t_{2}) - z_{1}(t_{1})\right] dt_{1} dt_{2} , \qquad (4)$$

здесь σ_{ε}^2 и R_{ε} – дисперсия и коэффициент автокорреляции флуктуаций диэлектрической проницаемости, Δ – оператор Лапласа по переменным *x*,*y*,*z*, где ρ , η - расстояние между точками входа по осям *x*, *y*, соответственно. Если функция автокорреляции случайного поля ε_1 имеет вид гауссоиды с характерным масштабом *a*, а неоднородности изотропны, и дисперсия σ_{ε}^2 не зависит от высоты, то для функции автокорреляции уровня амплитуды B_{χ} в параболическом слое можно получить

$$B_{\chi}(\rho,\eta,z) = \frac{1}{8}Mt_{T}^{-2}(z_{m}/a)^{-2}\int_{-1}^{-t_{T}}\frac{t_{T}-t_{1}}{t_{1}} \times \frac{dt_{1}}{\sqrt{1-p^{2}(1-t_{1}^{2})}}\int_{-1}^{-t_{T}}\frac{t_{T}-t_{2}}{t_{2}} \times \left[1-2\left(\frac{z_{m}}{a}\right)^{2}f_{2}^{2}\right] \times \frac{\exp\left(-\frac{r^{2}}{a^{2}}\right)dt_{2}}{\sqrt{1-p^{2}(1-t_{2}^{2})}} + \frac{1}{4}p^{4}M\int_{-1}^{-t_{T}}\ln\frac{pt_{T}+\sqrt{1-p^{2}(1-t_{T}^{2})}}{pt_{1}+\sqrt{1-p^{2}(1-t_{1}^{2})}} \times \frac{dt_{1}}{\sqrt{1-p^{2}(1-t_{1}^{2})}} \times \frac{dt_{1}}{\sqrt{1-p^{2}(1-t_{1}$$

$$\times \int_{-1}^{-t_{T}} \ln \frac{pt_{T} + \sqrt{1 - p^{2}(1 - t_{T}^{2})}}{pt_{2} + \sqrt{1 - p^{2}(1 - t_{2}^{2})}} \left[15 - 20\frac{r^{2}}{a^{2}} + 4\left(\frac{r^{2}}{a^{2}}\right)^{2} \right] \times \frac{\exp\left(-\frac{r^{2}}{a^{2}}\right) dt_{2}}{\sqrt{1 - p^{2}(1 - t_{2}^{2})}},$$
(5)
здесь $r^{2}/a^{2} = \left(\frac{\rho}{a} + \frac{z_{m}}{a}f_{1}\right)^{2} + \frac{\eta^{2}}{a^{2}} + \left(\frac{z_{m}}{a}f_{2}\right)^{2};$

$$M = \left(\frac{z_{m}}{a}\right)^{4} \times \langle N_{1}^{2} \rangle / N_{m}^{2},$$

$$f_{1} = ptg\theta_{0} \ln \left[\left(\sqrt{1 - p^{2}(1 - t_{2}^{2})}\right) \left(\sqrt{1 - p^{2}(1 - t_{1}^{2})}\right)^{-1} \right],$$

$$f_{2} = \sqrt{1 - p^{2}(1 - t_{1}^{2})} - \sqrt{1 - p^{2}(1 - t_{2}^{2})}.$$

Полученные аналитические выражения позволяют численно проанализировать статистические свойства уровня амплитуды волны как внутри слоя, так и на выходе из него для различных условий ионосферного зондирования. На рисунке (1) представлены зависимости дисперсий уровня для разных частот зондирования (параметра p) от высоты z (параметра t) для восходящей ветви траектории луча в параболическом слое ионосферы, $z_m = 100$ км, a = 5 км; угол падения $\mathcal{G}_0 = 45^0$.



Рис. 1. Зависимость относительных дисперсий уровня амплитуды от высоты в слое: $z_0 = 100$ км; a = 5 км; $\mathcal{G}_0 = 45^0$. Для кривых 1-3 p = 0.7; 0.8; 0.95



Рис. 2. Коэффициенты автокорреляции уровня амплитуды по оси *х* вблизи $t = -t_{min}$. Для кривых 1-3 p = 0.7; 0.8; 0.95

На рис. (2) изображены коэффициенты автокорреляции флуктуаций уровня амплитуды плоской волны вблизи области отражения в параболическом слое, когда точки наблюдения разнесены по оси *x*. При увеличении *p* радиус корреляции возрастает. Анализ показал, что при рассеянии на изотропных неоднородностях регулярная рефракция среды вызывает анизотропию флуктуаций амплитуды.

^{1.} *Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И.* Введение в статистическую радиофизику. Часть 2. Случайные поля. Москва: Наука, 1978. 272 с. 2

АДАПТИВНАЯ НЕЙРОННАЯ СЕТЬ

Протасов К.К. Институт оптики атмосферы им В.Е. Зуева СО РАН 634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1

Ключевые слова: адаптивная нейронная сеть, ядро с использованием непараметрической функции плотности. Аннотация: Для повышения быстродействия обучения нейронной сети (рис. 1), естественно пожертвовать универсальностью нейронной сети путем адаптации ядра сети к классу определенных задач. Рассматривается пример такой адаптации для широкого класса задач распознавания образов.

Исследования по искусственным нейронным сетям (далее – нейронные сети) связаны с тем, что способ обработки информации человеческим мозгом в корне отличается от методов, применяемых обычными цифровыми компьютерами. Мозг представляет собой чрезвычайно сложный, нелинейный, параллельный компьютер (системы обработки информации). Он обладает способностью организовывать свои структурные компоненты, называемые нейронами (neuron), так, чтобы они могли выполнять конкретные задачи (такие как распознавания образов, обработку сигналов органов чувств, моторные функции) во много раз быстрее, чем могут позволить самые быстродействующие современные компьютеры. Примером такой задачи обработки информации может служить обычное зрение (human vision). В функции зрительной системы входит создание представления окружающего мира в таком виде, который обеспечивает возможность взаимодействия (interact) с этим миром. Более точно, мозг последовательно выполняет ряд задач распознавания (например, распознавание знакомого лица в незнакомом окружении). На это у него уходит около 100-200 миллисекунд, в то время как выполнение аналогичных задач даже меньшей сложности на компьютере может занять несколько дней.

Другим примером может служить локатор (sonar) летучей мыши, представляющий собой систему активной эхо-локации. Кроме предоставления информации до нужного объекта (например, мошки) этот локатор представляет информацию об относительной скорости объекта, о его размерах и размерах его отдельных элементов, а так же об азимуте и высоте движения. Для выделения этой информации из получаемого сигнала крохотный мозг летучей мыши проводит сложные нейронные вычисления. Эхо-локация летучей мыши по своим характеристикам качества и быстродействия превосходит самые сложные приборы, созданные инженерами.

B313

Что же позволяет мозгу человека или летучей мыши добиться таких результатов? При рождении мозг имеет совершенную структуру, позволяющую строить собственные правила на основании того, что мы называем «опытом». Опыт накапливается с течением времени, и особенно масштабные изменения происходят в первые два года жизни человека.

Понятие развития нейронов связано с понятием пластичности (plasticity) мозга способности настройки нервной системы в соответствии с окружающими условиями. Именно пластичность играет самую важную роль в работе нейронов в качестве единиц обработки информации в человеческом мозге. Аналогично, в искусственных нейронных сетях работа проводится с искусственными нейронами. В общем случае нейронная сеть (neural network) представляет собой машину, моделирующую способ обработки мозгом конкретной задачи. Эта сеть обычно реализуется с помощью электронных компонентов или моделируются программой, выполняемой цифровом Для чтобы на компьютере. того добиться высокой производительности, нейронные сети используют множество взаимосвязей межли элементарными ячейками вычислений - нейронами. Таким образом, можно дать следующее определение нейронных сетей, выступающих в роди адаптивной машины.

Нейронная сеть – это громадный распределенный параллельный процессор, состоящий из элементарных единиц обработки информации, накапливающих экспериментальные знания и предоставляющих их для последующей обработки. Нейронная сеть сходна с мозгом с двух точек зрения.



Обратная связь

Рис. 1. Пример сети с рецепторными полями и совместным использованием весов. Все четыре скрытых нейрона для реализации синаптических связей совместно используют одно и то же множество весов.

Достоинства нейросети:

- 1. Простота и универсальность
- 2. Недостатки: для реальных задач необходимо оптимизировать нелинейный критерий качества по сотням параметров.
- 3. Как выход (преодоление этих недостатков) необходимо создать нейросеть с адаптивной ядерной функцией (адаптированный подкласс) ядерной функции.

*x*₁...*x*_{*N*} - выборка материала обучения.

 Для преодоления недостатков нейронной сети заключающихся в продолжительности обучения следует подобрать ядерную функцию причастную к конкретному классу задач.
 В данной работе приводится пример ядерной функции для широкого класса задач по распознаванию образов.

В качестве оценки функции плотности возьмем непараметрическую оценку этой функции с гауссовым ядром, которая имеет следующий вид:

$$f(x) = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^{N} \frac{1}{const} \exp\left\{-\frac{1}{2\sigma^2} (x_j - \mu)^T G(x_j - \mu)\right\},$$
где μ - мат ожидание, G – ковариационная

матрица.

f(*x*) - ядро нейросети в виде непараметрической оценки плотности.

Непараметрические нейросети отличаются выбором ядерных функций, например, для класса задач распознавания образов в виде непараметрической оценки функции плотности [5]. Гауссова функция плотности:

$$f(x,\theta) = Const \cdot \exp\left\{-\frac{1}{2} \frac{(x-\mu)^T}{0 < \theta < 1} G \frac{(x-\mu)}{\theta}\right\}, \quad (x-\mu)^T, \theta - \text{управляющий параметр}$$

$$\mu = \frac{1}{N} \sum_{j} x_{j}, \qquad G = \sum_{j=1}^{M} (x_{j} - \mu)^{T} (x_{j} - \mu)$$

Стандартный критерий качества нейронной сети формируется следующим образом:

берутся значения (мнения учителя - у), далее подбираем такие параметры нейросети, чтобы они совпадали наилучшим образом. Это – этап обучения сети.

 $\mathbf{x}_1,...,\mathbf{x}_N$, N – объем выборки

*y*₁,..., *y*_N - оценка наблюдений «учителем»

 $z_1,...,z_N$ - (мнение) – значение выдаваемое сетью: $z_j = F_{\theta}(\mathbf{x}_j)$

Критерий качества $J(\theta) = \sum_{j=1}^{N} \left[F_{\theta}(\mathbf{x}_{j}) - y_{j} \right]^{2} = \min_{\{\theta\}} J$

Для подстройки результатов работы нейросети необходимо использовать поисковый алгоритм Ципкина [3].

А) Оценивание градиента ΔJ поисковыми направлениями

Б) Оценивание градиента с использованием вейвлетов

В) оценивание градиента дифференцированием Ј

$$z[n] = z[n-1] \pm \gamma \Delta J[n-1]$$
$$\Delta J(\theta) = \frac{J(\theta + \Delta) - J(\theta - \Delta)}{2\Delta} - \text{ оценка градиента}$$

Литература

- 1. Шапиро Е.И. Непараметрические оценки плотности вероятности в задачах обработки результатов наблюдений (обзор). //Зарубежная радиоэлектроника, 1976, № 2, с. 3-36.
- 2. Епанечников В.А. Непараметрическая оценка многомерной плотности вероятности. //Теория вероятностей и её применение, 1969, Т. 14, Вып. 1, с. 156-161.
- 3. Цыпкин Я.З. Основы теории обучающихся систем. М.: Наука, 1970. 252 с.
- Серых А.П. Построение оценок плотностей распределения вероятностей для синтеза алгоритмов распознавания образов и их применения. //Диссертация на соискание уч. степени к.т.н. - Томск, 1972. - 129 л.
- Протасов К.К., Протасов К.Т. Гибридные нейронные сети для тематического анализа космических снимков поверхности земли. //Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы: Материалы XVI Международного симпозиума. Томск: Изд-во ИОА СО РАН, 2009. – 750с. с. 327-331.

ОЦЕНИВАНИЕ СКЛОНОВ ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПО СПУТНИКОВЫМ СНИМКАМ

Протасов К. К.

Институт оптики атмосферы им В.Е. Зуева СО РАН 634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1

Ключевые слова: Распределение экстремумов Гумбеля, градиент, фасеточная модель Харалика-Ватсона. Аннотация: Одной из важных задач аэрокосмического мониторинга является оценка склонов земной поверхности в оперативном режиме по данным наблюдений из космоса. Эта информация необходима как для коррекции топографических карт, так и для оценки трасс нефтегазопроводов и других похожих задач. В связи с этим нами разработана технология оценивания склонов земной поверхности по данным космосъемки на основе статистических методов.

Для оценки склонов возможны несколько подходов, один из них – оценивание наклонов с помощью вектора-направления плоскости, который определяет этот наклон.

Рассмотрим задачу поиска градиентных перепадов яркостей и подход к оцениванию таких перепадов. С этой целью введем понятие окрестности анализируемой точки изображения [1]. Будем полагать, что подлежащие анализу изображение оцифровано, так что цифровое представление имеет вид двумерной матрицы чисел $\{z^{ji}\}$, где z^{ji} - оцифрованное значение яркости для точки (пиксела) с координатами (i, j) плоскости наблюдаемого изображения формата $M \times N$. Совокупность элементов $\{z^{ji}\}$ локального участка изображения с координатами (i, j) принадлежащими квадрату $(2l+1) \times (2l+1)$ пикселей будем называть фрагментом с центральным элементом (i = 0, j = 0) и введенной на нем локальной системой координат $-l \le i \le +l, -l \le j \le +l$, где l параметр размера окна. Для описания поведения значений яркостей $\{z^{ji}\}$ в пределах фрагмента $(2l+1) \times (2l+1)$ воспользуемся фасеточной моделью Харалика-Ватсона, введенной в работе [1], при этом локальные характеристики изображения описываются отрезками плоскости - фасетами. Уравнение этой плоскости относительно декартовых координат имеет вид

$$Ax + By + Cz + D = 0, \qquad (1)$$

при D = 0 - плоскость проходит через начало координат. Коэффициенты A, B, C равны проекции вектора $\mathbf{A} = \{A, B, C\}$, перпендикулярного плоскости (1) на оси Ox, Oy, Oz. A -

нормированный вектор плоскости. В дальнейшим мы будем пользоваться следующим вариантом уравнения (1)

$$\gamma' z + \alpha' x + \beta' y + D = 0. \tag{2}$$

Уравнение плоскости в направляющих косинусах

$$\gamma' z + \alpha' x + \beta' y + D = 0, \qquad (3)$$

где
$$\cos \theta_{x} = \frac{-3\sum_{i} i\sum_{j} z_{ji}}{\sqrt{(\gamma')^{2} + (\alpha')^{2} + (\beta')^{2}}}, \quad \cos \theta_{y} = \frac{-3\sum_{j} j\sum_{i} z_{ji}}{\sqrt{(\gamma')^{2} + (\alpha')^{2} + (\beta')^{2}}},$$

$$\cos \theta_{z} = \frac{I \cdot (I+1)(2I+1)^{2}}{\sqrt{(\gamma')^{2} + (\alpha')^{2} + (\beta')^{2}}}, \quad p = \frac{I \cdot (I+1)}{\sqrt{(\gamma')^{2} + (\alpha')^{2} + (\beta')^{2}}}.$$

Фасеточную модель фрагмента будем использовать для решения задачи выделения градиентных участков изображения. Величину градиента изображения в некоторой точке (x_0, y_0) будем оценивать пространственной производной, определяемой как отношение площади *ds* наклонной плоскости, проведенной через совокупность радиояркостей ансамбля точек, образующих окрестность (x_0, y_0) на квадрате $(2I+1) \times (2I+1)$ к площади основания этого фрагмента *d* Δ . Для уравнения плоскости в направляющих косинусах (4) имеем следующую оценку градиента

$$\frac{ds}{d\Delta} = \frac{1}{\left|\cos\theta_{z}\right|} = \left[\left(\frac{3\sum_{i}i\sum_{j}z^{ji}}{I\cdot(I+1)(2I+1)^{2}} \right)^{2} + \left(\frac{3\sum_{j}j\sum_{i}z^{ji}}{I\cdot(I+1)(2I+1)^{2}} \right)^{2} + 1 \right]^{\frac{1}{2}},$$
(4)

где суммирование производится от -l до +l. Полученное оценочное значение градиента соотнесем центральной точке фрагмента с локальными координатами пиксела i = 0, j = 0. Если теперь аналогичным образом "продифференцировать" каждый из фрагментов всего анализируемого изображения, соотнося центральным элементам "скользящего" окна $(2l+1) \times (2l+1)$ пиксела значения соответствующих градиентов, то от исходного изображения радиояркостей мы перейдем к изображениям градиентов $\{w_{ji}\}$. Введенное определение градиента обладает фильтрующими свойствами, хотя и приводит к дополнительному

сглаживанию оцениваемых величин. Степень наклона плоскости можно охарактеризовать косинусом угла или углом с вектором OZ.

Решающее правило выделения экстремальных градиентов

Так как нас интересуют не все градиенты, а только максимальные, то для построения байесова решающего правила обнаружения и выделения экстремальных значений градиентов на полученном градиентном изображении необходимо прежде всего восстановить вероятностные модели ситуации A_1 - градиент и A_0 - не градиент, и оценить их априорные вероятности. Для этого необходимо декомпозировать полученную гистограмму распределения градиентов на два распределения, одно из которых – распределение экстремумов градиентов, а второе – распределение остальных не экстремальных градиентов, то есть, надо идентифицировать составляющие следующей модели

$$g(x) = P \cdot f_0(x) + Q \cdot f_1(x),$$
 (5)

где $f_1(x)$ - распределение экстремумов градиентов, $f_0(x)$ - распределение не экстремальных градиентов, P, Q – априорные вероятности ситуации A_0 и A_1 соответственно, причем P + Q = 1. Возникает задача оптимизации квадратичного критерия качества идентификации смеси следующего вида

$$J(\mathbf{\theta}) = \frac{1}{m} \sum_{j=1}^{m} \left\{ \tilde{f}(x_j) - Pf_0(x_j) - Qf_1(x_j) \right\}^2,$$
(6)

где $\tilde{f}(x_j)$ - гистограмма распределения градиентов изображения, а **θ** - вектор неизвестных параметров, состоящий из компоненты *P* и параметров функций плотности $f_0(x)$ и $f_1(x)$, принадлежащих параметрическим семействам функций. Известно, что плотность распределения максимумов *n* независимых случайных величин в асимптотике растущего числа наблюдений $n \to \infty$ I типа (распределение максимальных значений Гумбеля [4]) имеет следующий вид

$$f_{1}(x) = f(x, \mu, \sigma) = \frac{1}{\sigma} \exp\left[-\frac{1}{\sigma}(x-\mu) - e^{\frac{(x-\mu)}{\sigma}}\right],$$

$$-\infty < x < +\infty, \quad -\infty < x < +\infty, \quad \sigma > 0,$$
(7)

где μ - параметр (мода) центра распределения, σ - масштаб распределения, причем, оценочные мат ожидание $\hat{\mu}$ и дисперсия $\hat{\sigma}$ связаны с μ и σ следующим образом: $\hat{\mu} = \mu + 0,577 \cdot \sigma$, $\hat{\sigma} = 1,283\sigma$. В качестве $f_0(x)$ нами было выбрано распределение Джонсона S_B , с параметрами ε (нижняя граница x), λ (размах выборки), а η, γ -параметры формы. Учитывая, что часть параметров можно оценить по выборочным данным, фактически вектор неизвестных параметров имел лишь три компоненты и $\boldsymbol{\theta} = (P, \eta, \gamma)^T$, где τ -знак транспонирования. Задача оптимизации критерия (6) решалась с привлечением адаптивных методов поиска экстремума. После того, как смесь идентифицирована, построим байесово решающее правило проверки двух гипотез: H_1 - градиент и H_0 - не градиент. Это решающее правило выявляет на изображении все участки видеоданных, связанных с наличием границ резких, но размытых перепадов яркостей

$$u = \arg \max_{\{0,1\}} \left\{ P \cdot f_0(x), Q \cdot f_1(x) \right\},$$
(8)

где *и* - принимаемое решение или номер принимаемой гипотезы, $u \in \{0,1\}$.

ЛИТЕРАТУРА

- Фукунага К. Введение в статистическую теорию распознавания образов. Пер. с англ. М.: НАУКА. 1979 368 с.
- 2. Ту Дж., Гонсалес Р. Принципы распознавания образов. Пер. с англ. Под ред. Журавлева Ю.И. М.: МИР. 1978. 412 с.
- 3. Хан Г., Шапиро С. Статистические модели в инженерных задачах. Пер. с англ. М.: МИР, 1969. 396 с.
- 4. Гонсалес Р., Вудс Р. Цифровая обработка изображений М.: Техносфера, 2005. 1072 с.

Параметрическая оценка плотности для задач распознавания образов Протасов К.Т., Протасов К.К.

Институт оптики атмосферы им В.Е. Зуева СО РАН

634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1

Ключевые слова: Преобразования Джонсона, нормализующие преобразования.

Аннотация: Для построения оптимальных алгоритмов распознавания образов необходимы знания условных функций плотности вероятностей. Для восстановления этих распределений в последнее время широко используются непараметрические оценки по обучающим выборкам, которые, к сожалению могут быть большого объема. В связи с этим, предпочтительными являются параметрические функции плотности. В этой статье разработана теория восстановления параметрических распределений с использованием нормализующих преобразований.

Поскольку нормальные наблюдения сравнительно просто использовать, часто бывает полезным преобразовать данные в приближенно нормальные, идея нормализации заключается в следующем. В принципе любая непрерывная случайная переменная поддается нормализации с помощью преобразования интеграла вероятности: если функция распределения X в точке x обозначить через F(x), то преобразованная переменная U = F(X) будет иметь равномерное распределение в области (0,1). Если обозначить функцию распределения стандартной нормальной переменной в точке y через $\Phi(y)$, то случайная переменная $\Phi(Y)$ будет равномерно распределена в области (0,1). Таким образом, преобразование X в Y, заданное соотношением

$$\Phi(Y) = F(X)$$
 или $Y = \Phi^{-1}[F(X)],$

будет преобразовывать X в стандартную нормальную переменную. Величина $y = \Phi^{-1}(z)$ или (чтобы избежать отрицательных значений) $y = 5 + \Phi^{-1}(z)$ называется **пробитом** z.

В общем виде идею использования преобразований для конструирования параметрических функций плотности можно пояснить следующим образом. Необходимо построить, определенное с точностью до параметров, преобразование

$$\mathbf{y} = \boldsymbol{\varphi}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\theta}), \tag{1}$$

где **θ** - вектор параметров, **θ** $\in \mathbb{R}^k$, который переводит случайную векторную величину **X** $\in \mathbb{R}^n$ с функцией распределения $F(\mathbf{x})$ и функцией плотности $f(\mathbf{x})$ в случайную векторную величину **Y** $\in \mathbb{R}^m$ с функцией распределения $G(\mathbf{y})$ и функцией плотности $g(\mathbf{y})$, причем $G(\cdot)$ и $g(\cdot)$ предполагаются известными. После чего неизвестная функция плотности случайного вектора **X** находится стандартным образом

$$f(\mathbf{x}) = g(\mathbf{y}(\mathbf{x})) \cdot \left| \frac{D\mathbf{y}(\mathbf{x})}{D\mathbf{x}} \right|,\tag{2}$$

где $(D\mathbf{y}(\cdot)/D\mathbf{x})$ - якобиан преобразования (1) и для простоты предполагается n = m.

Один из известных в литературе вариантов преобразования (1) *п*-мерного случайного вектора $\mathbf{X} = (X^1, ..., X^n)^T$ в $\mathbf{Y} \in \mathbb{R}^n$ определим непрерывными условными функциями распределения $\{F_i(x^i | x^1, ..., x^{i-1})\}$ следующим образом

$$\begin{cases} z^{1} = F_{1}(x^{1}), \\ z^{2} = F_{2}(x^{2} | x^{1}), \\ \cdots \\ z^{n} = F_{n}(x^{n} | x^{1}, ..., x^{n-1}), \end{cases}$$
(3)

(на этапе анализа оставляем без внимания тот факт, что значение $F_i(\cdot)$, i=1,...,n позволяет непосредственно решить задачу восстановления распределения). Преобразование (3) переводит случайный вектор **X** в вектор **Z** с независимыми равномерно распределенными на квадрате [0,1],...,[0,1] координатами.

На втором этапе зададим строго возрастающие функции распределений $G_i(y^i)$, такие, что

$$G_i(y^i) = Z^i, \ i = 1, ..., n,$$
 (4)

где Z^{*i*} - вспомогательные случайные величины, определяемые в (3). В этом случае функция плотности случайного вектора **Y** будет иметь вид

$$g(\mathbf{y}) = \prod_{i=1}^{n} \left[G_i(y^i) \right]'_{y^i},\tag{5}$$

где $\left[G_{i}(y^{i})\right]'_{y^{i}}$ - функция плотности *i*-й компоненты вектора **Y**. В этом случае преобразование (1), обеспечивающее переход от **X** $\in \mathbb{R}^{n}$ к **Y** $\in \mathbb{R}^{n}$ примет вид

$$y^{i} = G_{i}^{-1}(F_{i}(x^{i} | x^{1}, ..., x^{i-1})), \quad i = 1, ..., n.$$
 (6)

В практических ситуациях набор условных функций $\{F_i(\cdot)\}$ из (3) неизвестен, а трудность их восстановления того же порядка, что и $F(\mathbf{x})$. В связи с этим, преобразование (1) удобно задать не в виде (6), последнее лишь подтверждает, что такое преобразование существует, а в виде параметрической векторной функции $\phi(\mathbf{x}, \theta)$, $\theta \in \mathbb{R}^k$. Параметры преобразующей функции, а вместе с тем и параметризованной функции плотности (2), можно определить одним из стандартных методов оценивания. В целях упрощения далее будем полагать, что каждая из компонент вектора **Y** зависит лишь от одномерных функций $F_i(x^i)$ из (3), а именно

$$y^{i} = G_{i}^{-1}(F_{i}(x^{i})),$$
(7)

где
$$G_i(y^i) = \int_{-\infty}^{y^i} g_i(z^i) dz^i$$
, $i = 1, ..., n$

Для определенности и без потери общности функции $G_i(y^i)$, i=1,...,n будем полагать одномерными гауссовыми распределениями. Чтобы как-то скомпенсировать несовершенство преобразования (7), совместное распределение компонент вектора **Y** в этом случае будем считать многомерным гауссовым распределением с матрицей корреляции Σ и вектором средних **µ**, то есть

$$g(\mathbf{y}) = \frac{\left|\boldsymbol{\Sigma}\right|^{-\frac{1}{2}}}{\left(2\pi\right)^{n/2}} \cdot \exp\left\{-\frac{1}{2}\left(\mathbf{y}-\boldsymbol{\mu}\right)^{T}\boldsymbol{\Sigma}^{-1}\left(\mathbf{y}-\boldsymbol{\mu}\right)\right\},\tag{8}$$

тогда как в случае использования преобразования (6) мы должны были бы считать компоненты вектора **Y** некоррелированными.

Это в какой-то мере позволяет учесть взаимосвязь компонент вектора **Y**, а значит, и **X**. Следует заметить, что одномерные распределения компонент вектора могут быть нормальными и в том случае, когда совместное распределение отлично от нормального. Якобиан искомого преобразования для одной компоненты вектора будет иметь следующий вид
$$\left|\frac{\partial G^{-1}(F(x))}{\partial x}\right| = \left|\frac{\partial G^{-1}(F(x))}{\partial F(x)}\right| \frac{\partial F(x)}{\partial x} = \left|\frac{\partial G^{-1}(F(x))}{\partial F(x)}\right| f(x) = \left|\frac{\partial G^{-1}(z)}{\partial z}\right| f(x)$$

Искомая функция плотности исходного вектора X с учетом (8), (7) и (2) запишется следующим образом

$$f(\mathbf{x}) = \frac{\left|\Sigma\right|^{-1/2}}{\left(2\pi\right)^{n/2}} \cdot \exp\left\{-\frac{1}{2}\left(\mathbf{G}^{-1}(\mathbf{F}(\mathbf{x})) - \boldsymbol{\mu}\right)^{T} \Sigma^{-1} \times \left(\mathbf{G}^{-1}(\mathbf{F}(\mathbf{x})) - \boldsymbol{\mu}\right)\right\} \cdot \prod_{i=1}^{n} \left\{\frac{\partial G_{i}^{-1}(z^{i})}{\partial z^{i}}\right|_{z^{i} = F_{i}\left(x^{i}\right)} \times f_{i}\left(x^{i}\right)\right\}, \quad (9)$$

где введены следующие обозначения

$$\mathbf{G}^{-1}(\mathbf{F}(\mathbf{x})) = \left\{ G_1^{-1}(F_1(x^1)), \dots, G_n^{-1}(F_n(x^n)) \right\}^T, \qquad f_i(x^i) = \frac{\partial F_i(x^i)}{\partial x^i}, \qquad i = 1, \dots, n.$$

Таким образом, для окончательного определения многомерной функции плотности $f(\mathbf{x})$ (9) необходимы знания одномерных вероятностных характеристик $F_i(x^i)$, $f_i(x^i)$, i=1,...,n, которые, как правило, неизвестны. На практике для восстановления вероятностных характеристик одномерных наблюдений широко применяется достаточно универсальная система кривых Пирсона.

Литература

1.Репин В.Г., Тартаковский Г.П. Статистический синтез при априорной неопределенности и адаптации информационных систем. М.: Сов. радио. 1977. 432 с.

2.Форсайт Дж., Малькольм Б., Моулер К. Машинные методы математических выячислений. Пер. С англ. Х.Д. Икрамова, М.: МИР, 1980. 280 с.

- 3.Ramberg J.S., Schmeiser B.W. // Communication of the Acm. 1972. V. 15. № 11. p. 987-990.
- 4.Кендалл М., Стьюарт Т. Теория распределений. М.: Наука. 1966. 588 с.

5.Хан Г., Шапиро С. Статистические модели в инженерных задачах. М.: Мир. 1968. 395 с.

6.Серых А.П., Протасов К.Т., Боркун Ф.Я. Известия вузов. Нефть и газ. 1972. № 1. С. 3-9.

7. Пугачев В.С. Теория вероятностей и математическая статистика. М.: Наука. 1979. 496 с

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ НАЧАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛЯ ОСЕСИММЕТРИЧНОГО ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА НА ИЗМЕНЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОГО РАДИУСА В АТМОСФЕРЕ МЕТОДОМ ЛИНИЙ ТОКА СРЕДНЕГО ВЕКТОРА УМОВА-ПОЙНТИНГА

Д.С. Рычков, Д.А. Маракасов

ИОА СО РАН, г. Томск

dsr@iao.ru, mda@iao.ru

Ключевые слова: лазерный пучок, интенсивность, турбулентность, эффективный радиус, линии тока В работе представлены результаты исследования влияния начального распределения поля лазерного пучка на изменение его эффективного радиуса при распространении в турбулентной атмосфере. Исследования проведены с помощью метода линий тока среднего вектора Умова-Пойнтинга для осесимметричных световых пучков. Изучена зависимость эффективного радиуса пучка в приемной плоскости от формы начального распределения интенсивности и наличия фазовой дислокации в начальном поле. Показано, что возможно подобрать такие значения параметров кольцевых и вихревых пучков, что величина их эффективного радиуса в плоскости приема будет меньше, чем для гауссова пучка с тем же значением начального эффективного радиуса, при распространении лазерного излучения в турбулентной атмосфере.

Задача транспортировки энергии лазерным пучком в случайно неоднородной атмосфере является одной из важных проблем атмосферной оптики [1,2]. Изучено влияние турбулентности, теплового самовоздействия и других явлений на энергетическое качество гауссова пучка [1,2]. Множество научных работ в последние десятилетие было посвящено исследованию распространения в турбулентной атмосфере лазерных пучков сложной формы [3-7] (и список лит. в этих работах), интерес к которым вызван тем, что статистические характеристики таких пучков могут быть более устойчивы к воздействию атмосферы, в первую очередь к турбулентному, чем в гауссовом пучке [3-6]. Таким образом, кроме фокусировки, можно подобрать такое распределение начального поля, что при распространении в атмосфере лазерного пучка с определенным образом заданным распределением начального поля его энергетические характеристики толя, вызванные турбулентными неоднородностями.

Энергетическое качество пучка можно характеризовать различными параметрами, такими как M^2 -фактор [7], «эффективный» радиус, определенный по различным уровням спадания интенсивности или по доле мощности, попадающей в круг некоторого радиуса [8]. В данной работе рассмотрены варианты с эффективным радиусом, определенным по доле мощности осесимметричного лазерного пучка.

Для поля $U(x, \rho)$ светового пучка в любой точке трассы в атмосфере полная мощность определяется интегралом

$$P_0 = \int d\mathbf{\rho} I(x, \mathbf{\rho}), \ I(x, \mathbf{\rho}) = \left| U(x, \mathbf{\rho}) \right|^2.$$
(1)

В случае осесимметричного пучка эффективный радиус можно найти из соотношения

$$P_{eff}(a_{eff})/P_0 = \int_{S(a_{eff})} d\mathbf{\rho} I(x,\mathbf{\rho}) / \int d\mathbf{\rho} I(x,\mathbf{\rho}) = \int_0^{a_{eff}} d\mathbf{\rho} \rho I(x,\mathbf{\rho}) / \int_0^\infty d\mathbf{\rho} \rho I(x,\mathbf{\rho}) = \eta, \qquad (2)$$

где η – доля мощности пучка внутри круга некоторого радиуса a_{eff} . Соответственно, по заданному значению a_{eff} вычисляются значения a_0 для каждого из перечисленных выше типов начального распределения. В докладе проводится сравнение пучков разных типов, которые в плоскости источника имеют одну и ту же долю мощности η в круге радиуса a_{eff} . Для исследований выбраны начальные распределения поля в виде гауссова пучка, вихревого Лагерр-Гауссова пучка [5,9],

$$U_{LG}(\mathbf{\rho}) = A\beta^{|m|+1}(0)(\mathbf{\rho} \cdot \mathbf{e}_0)^{|m|} e^{-\rho^2 \beta(0)/2}, \qquad (3)$$

кольцевого Лагерр-Гауссова пучка [9]

$$U_{Ring}(\mathbf{\rho}) = U_{LG}(\mathbf{\rho}) / e^{im\phi(\mathbf{\rho})} = A\beta^{|m|+1}(0)\rho^{|m|} e^{-\rho^2\beta(0)/2}, \qquad (4)$$

и «дырчатого» пучка (DHB) [7]

$$U_{DHB}(\mathbf{\rho}) = \left(1 - \exp\left[-\chi \rho^2 / 2\right]\right)^N - \left(1 - \exp\left[-\omega \rho^2 / 2\right]\right)^N = \sum_{j=1}^N (-1)^j \binom{N}{j} \left[e^{-j\chi \rho^2 / 2} - e^{-j\omega \rho^2 / 2}\right], \quad (5)$$

m – топологический заряд, $\rho = y\mathbf{e}_y + z\mathbf{e}_z$ – вектор координат в поперечной направлению распространения плоскости, A – амплитудный множитель, $\rho \cdot \mathbf{e}_0 = \rho \exp(i\varphi(\rho))$, $\varphi(\rho)$ – циркулярная фаза ($\varphi(\rho) = Arg(y+iz)$), $\beta(0) = a_0^{-2} + ik/F$, $\mathbf{e}_0 = \mathbf{e}_y + i \operatorname{sign}(m)\mathbf{e}_z$ – комплексный вектор в поперечной плоскости, a_0, F – радиус и фокусное расстояние пучка в начальной плоскости, $\omega = a_0^{-2}, \quad \chi = (pa_0)^{-2}, \quad 0 < p^{-1} < 1, \quad {N \choose j} = N!/(j!(N-j)!)$ – биномиальный коэффициент. В формуле (5) параметр *N* считается «аналогом» топологического заряда.

Интенсивность гауссова, вихревого и кольцевого Лагерр-Гауссоввых пучков в начальной плоскости может быть записана единообразно, что позволяет получить общую для этих пучков формулу соотношения параметра a_0 гауссоиды (в формулах (3-4)) и эффективного радиуса a_{eff} (формула (2)):

$$1 - \Gamma(|m| + 1, s^2) / m! = \eta, \ s = a_{eff} / a_0,$$
(6)

где $\Gamma(b,c)$ – верхняя неполная гамма-функция. Для «дырчатого» пучка (5) соотношение между этими параметрами отличается, но также легко может быть вычислено:

$$\sum_{j=ll=1}^{N} \sum_{j=ll=1}^{N} (-1)^{j+l} \binom{N}{j} \binom{N}{l} (p^2 e^{-\frac{j(s)}{p}^2} (\frac{\exp(-0.5l(s/p)^2)}{j+l} - \frac{e(-0.5ls^2)}{j+lp^2}) - e^{-\frac{j}{2}s^2} (\frac{\exp(-0.5l(s/p)^2)}{jp^2+l} - \frac{e(-0.5ls^2)}{j+l})) = \sum_{j=ll=1}^{N} \sum_{j=l=1}^{N} (-1)^{j+l} \binom{N}{j} \binom{N}{l} (1-\eta) ((1+p^2)/(j+l) - p^2 ((jp^2+l)^{-1} + (j+lp^2)^{-1}))$$
(7)

В турбулентной атмосфере «средние» дифракционные лучи [10], которые мы отождествили с линиями тока усредненного вектора Умова-Пойнтинга **П**, можно представить через функцию взаимной когерентности,

$$\Gamma_{2}(x,\boldsymbol{\rho}_{c},\boldsymbol{\rho}_{d}) = \left\langle U(x,\boldsymbol{\rho}_{c}+\boldsymbol{\rho}_{d}/2)U^{*}(x,\boldsymbol{\rho}_{c}-\boldsymbol{\rho}_{d}/2)\right\rangle, \quad \frac{\partial\boldsymbol{\rho}}{\partial x} = \frac{\left\langle \boldsymbol{\Pi}_{\perp}\right\rangle}{\left\langle \boldsymbol{\Pi}_{\parallel}\right\rangle} = \frac{-i\nabla_{\boldsymbol{\rho}_{d}}\Gamma_{2}(x,\boldsymbol{\rho}_{c},\boldsymbol{\rho}_{d})\Big|_{\boldsymbol{\rho}_{d}=0}}{k\left\langle I(x,\boldsymbol{\rho})\right\rangle}, \quad (8)$$

что позволяет использовать их не только для восстановления фазового фронта (фазы) поля, но и для анализа распределения потоков энергии в лазерном пучке [10,11]. Поскольку линии тока вектора **П** не могут пересекаться, то луч, построенный из точки начальной плоскости, удаленной от оси пучка на расстояние a_{eff} , представляет собой зависимость этого радиуса от расстояния, параметров атмосферы и лазерного пучка, $a_{eff} \equiv a_{eff}(x;\beta_0^2,a_0,...)$.

Для расчета эффективного радиуса $a_{eff}(x;\beta_0^2,a_0,m)$ использована разработанная ранее программа [12]. Основа программы состоит в следующем. Функция когерентности второго порядка $\Gamma_2(x;\rho_c,\rho_d)$ определяется из решения [1,2] параболического уравнения для в плоскости *x* для лазерного пучка, распространяющегося в турбулентной атмосфере. Ввиду того, что спектры функций когерентности пучка в случайно неоднородной среде и в свободном пространстве пропорциональны [13]:

$$\widetilde{\Gamma}_{2}(x;\boldsymbol{\kappa},\boldsymbol{\rho}_{d}) = \widetilde{\Gamma}_{2}^{0}(x;\boldsymbol{\kappa},\boldsymbol{\rho}_{d})e^{-H(\boldsymbol{\rho}_{d},\lambda x \boldsymbol{\kappa}+\boldsymbol{\rho}_{d})}, \\ \begin{cases} \widetilde{\Gamma}_{2} \\ \widetilde{\Gamma}_{2}^{0} \end{cases} (x;\boldsymbol{\kappa},\boldsymbol{\rho}_{d}) = \int d\boldsymbol{\rho}_{c} \begin{cases} \Gamma_{2} \\ \Gamma_{2}^{0} \end{cases} (x;\boldsymbol{\rho}_{c},\boldsymbol{\rho}_{d})e^{2\pi i \boldsymbol{\kappa} \boldsymbol{\rho}_{c}} \end{cases}$$
(9)
$$H(\boldsymbol{\rho}_{d},\boldsymbol{\rho}_{d}') = 2\pi k^{2} x_{0}^{1} d\xi \int d\boldsymbol{\kappa} [1 - \exp\{i\boldsymbol{\kappa}(\xi\boldsymbol{\rho}_{d} + (1 - \xi)\boldsymbol{\rho}_{d}')\}] \Phi_{n}(\xi x,\boldsymbol{\kappa}),$$

 $\Gamma_{2}^{0}(x; \mathbf{\rho}_{c}, \mathbf{\rho}_{d})$ – функция когерентности невозмущенного пучка, $\Phi_{n}(x, \mathbf{q})$ – спектр флуктуаций показателя преломления, вектора перпендикулярны оптической оси [1,2], λ – длина волны, $k = 2\pi/\lambda$, искомая компонента $\langle \mathbf{\Pi}_{\perp} \rangle$ находится через градиент $\tilde{\Gamma}_{2}(x; \mathbf{\rho}_{c}, \mathbf{\rho}_{d})$ по разностной переменной [11] ($\tilde{I}_{0}(x, \mathbf{\kappa}) = \tilde{\Gamma}_{2}^{0}(x, \mathbf{\kappa}, 0)$ – спектр интенсивности невозмущенного пучка):

$$\left\langle \mathbf{\Pi}_{\perp}(x,\boldsymbol{\rho}_{c})\right\rangle = -i\left[d\mathbf{\kappa}\,\mathrm{e}^{-2\pi i\boldsymbol{\kappa}\boldsymbol{\rho}_{c}-H(0,\lambda x\boldsymbol{\kappa})}\left[\nabla_{\boldsymbol{\rho}_{d}}\widetilde{\Gamma}_{2}^{0}(x,\boldsymbol{\kappa},\boldsymbol{\rho}_{d})-\widetilde{I}_{0}(x,\boldsymbol{\kappa})\nabla_{\boldsymbol{\rho}_{d}}H(\boldsymbol{\rho}_{d},\boldsymbol{\rho}_{d}+\lambda x\boldsymbol{\kappa})\right]\right|_{\boldsymbol{\rho}_{d}=0}.$$
 (10)



Рис. 1. Изменение эффективного радиуса ($a_{eff} = 0.06 \ m, \eta = 0.9$) вдоль трассы в атмосфере $C_n^2 = 5 \cdot 10^{-14} \ m^{-2.3}$ для (1) – гауссова пучка, (2, 4) – вихревого Лагерр-Гауссова пучка с m = 5 и 10, (3,5) – кольцевого Лагерр-Гауссова пучка (m = 5, 10), и «дырчатого пучка» DHB с N = 5 и 10, отмеченного крупными точками. (А) длина трассы 2.4 км, (Б) – участок длиной 3 км, прилегающий к приемнику, для пучков, распространяющихся в атмосфере на трассе 10 км.

Результаты расчетов позволяют сделать следующие выводы: (1) в условиях слабых флуктуаций интенсивности, когда дифракционное уширение лазерного пучка доминирует, эффективные размеры гауссова пучка меньше, чем для кольцевых и вихревых пучков с зарядом m > 1; (2) при усилении флуктуаций интенсивности кольцевые пучки с высоким зарядом становятся более эффективными, причем кольцевые Лагерр-Гауссовы пучки в этом смысле «лучше», чем вихревые Лагерр-Гауссовы, которые за счет оптического вихря сохраняют кольцеобразную форму на больших расстояниях при тех же атмосферных условиях на трассе.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (Соглашение № 14.604.21.0100 - уникальный идентификатор RFMTFI60414X0100).

- 1. *Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И.* Введение в статистическую радиофизику. Ч.2. Случайные поля. М.: Наука, 1978. 464 с.
- 2. В.П. Аксенов, В.А. Банах, В.В. Валуев и др. Мощные лазерные пучки в случайно-неоднородной атмосфере. Ред.: В.А.Банах. Новосибирск : Изд-во СО РАН, 1998. 340 с.
- 3. Eyyuboglu H.T. // JOSA A. 2005. V.22. P. 1527-1535.
- 4. Zhu K., Zhou G., Li X., Zheng X., Tang H. // Opt. Express. 2008. V.16. N.26. p. 21315-21320.
- 5. Lukin V.P., Konyaev P.A., Sennikov V.A. // Applied Optics. 2012. V. 51. I. 10. P. C84-C87.
- 6. Y. Cai, X. Lu, and Q. Lin, Hollow Gaussian beams and their propagation properties // Opt. Lett. 2003. V.28. pp.1084-1086.
- Banakh V.A., D. A. Marakasov, D. S. Rytchkov, Y. K. Baykal and H. T. Eyyuboğlu, // Proc. SPIE. 2011. V.7924. 792406; doi:10.1117/12.876486.
- 8. L. C. Andrews and R. L. Phillips, Laser Beam Propagation Through Random Media, 2nd ed. (SPIE Press, 2005).
- 9. *V.P. Aksenov, C.E. Pogutsa*, Increase in laser beam resistance to random inhomogeneities of atmospheric permittivity with an optical vortex included in the beam structure // Appl. Opt. 2012. V.51. N.30. pp. 7262-7267.
- 10. Миронов В.Л. Распространение лазерного пучка в турбулентной атмосфере. Новосибирск: Наука. 1981. 246 С.
- 11. *Рычков Д.С., Маракасов Д.А.*, Метод построения линий тока вектора среднего потока энергии вихревого пучка в турбулентной атмосфере // Изв. ВУЗов. Физика. 2010. т.53. №9/3. С. 104-106.
- 12. *Рычков Д.С., Маракасов Д.А.* Программа построения среднего волнового фронта лазерного пучка на горизонтальных трассах в турбулентной атмосфере «WFT_Eval» // Свидетельство о государственной регистрации программ для ЭВМ №2012618254 от 12.09.2012. Правообладатель: ИОА СО РАН (RU).
- 13. *Маракасов Д.А., Рычков Д.С.,* Метод расчета функции взаимной когерентности оптической волны в турбулентной атмосфере // Оптика атм. и океана. 2010. т.23. № 9. С.761-767.

СУТОЧНЫЕ И ГОДОВЫЕ ВАРИАЦИИ ВРЕМЕНИ ЗАДЕРЖЕК ИМПУЛЬСНЫХ СИГНАЛОВ НА ПРОТЯЖЕННЫХ ТРАССАХ В. П. Галилейский¹, В.Т. Сарычев²

1. Институт оптики атмосферы СО РАН, 634021, Россия, г. Томск, площадь Академика Зуева, 1

2 Национальный исследовательский Томский Государственный университет

E-mail: gvp@iao.ru, vsarychev@mail.tsu.ru

Ключевые слова: скорость света, преобразования Лоренца, синхронизация времени.

Предложен эксперимент по определению скорости движения солнечной системы относительно выделенной инерциальной системы отсчета. На основе параллельных преобразований Лоренца показано, что на трассе протяженностью ~30 км время задержки импульсов будет иметь суточные и годовые вариации, значения амплитуд которых будет составлять ~ 0,2 *мкс*

Принцип относительности постулирует, что в любых инерциальных системах отсчета (ИСО) скорость света изотропна. В работе используется менее жесткое утверждение – существует одна инерциальная система, в которой скорость света не зависит от направления, и наша Земля вместе с Солнцем движутся относительно этой системы. Отрицательный результат опыта Майкельсона Лоренц объяснял сокращением размеров тел в направлении их движения относительно эфира [1]. Релятивисты утверждают - это сокращение в теории Лоренца относится к разряду ad hoc. На самом деле это сокращение является логическим следствием аккуратного использования преобразований Лоренца.

Пуанкаре, дополнив преобразования Лоренца вращениями координатных осей, наделил их групповыми свойствами [2]. В качестве альтернативы последовательным преобразованиям Лоренца, являющихся группой, в работе [3] предлагаются параллельные преобразования, не обладающие групповыми свойствами.

Лорентц рекомендовал «... измерять расстояния и промежутки времени при помощи масштабов и часов, имеющих относительно эфира неподвижное положение». Он предлагал «мыслить частички материи как местные изменения в состоянии эфира». Для Лоренца существовала лишь одна система координат, в которой скорость света постоянна, не зависимо от направления распространения. Именно это постоянство и определяет масштабы, относительно неподвижного эфира. Предлагаемый ниже эксперимент полностью основан на рекомендации Лоренца.

Численное моделирование предлагаемого эксперимента проводится на основе *параллельных преобразований*. Принципиальное отличие параллельных преобразований Лоренца от последовательных в том, что в них не используется поворот координатных осей

B329

систем, кроме того, аргументами матриц преобразования являются абсолютные, а не относительные скорости ИСО.

Пусть V_{\Box} - скорость солнечной системы относительно эфира, а W_A - скорость движения точки A, расположенной на поверхности Земли, относительно солнечной системы. Согласно параллельным преобразованиям компоненты 4-вектора абсолютной скорости V_A этой точки представляется выражениями

$$V_{A,0} = V_{e,0}W_{A,0} + V_e \Psi_A, V_A = \Psi_A + V_e \frac{V_{A,0} + W_{A,0}}{1 + V_{e,0}}.$$
 (1)

Электромагнитный импульс, излученный из точки B в момент времени t_B , будет принят в точке A с задержкой Δ , определяемой согласно выражению

$$\mathbf{D}_{AB}^{2} = (\mathbf{r}_{A}(t_{A}) - \mathbf{r}_{B}(t_{B}))^{2} / c^{2}; t_{A} = t_{B} + \mathbf{D}_{AB}.$$
(2)

Решение этого уравнения имеет вид

$$\mathbf{D}_{AB} = V_{A,0} \mathbf{D}_{0} \mathbf{\mathbf{\mathbf{\mathbf{\beta}}}}^{\mathbf{\mathbf{\mathbf{\beta}}}} + \frac{\mathbf{V}_{A} \mathbf{\mathbf{\mathbf{4}}}}{\sqrt{1 + (\mathbf{V}_{A} \mathbf{\mathbf{4}})^{2}}} \mathbf{\mathbf{\mathbf{\mathbf{\beta}}}}^{\mathbf{\mathbf{\mathbf{\beta}}}}.$$
(3)

Здесь использовались следующие обозначения: $\mathbf{L} = \mathbf{r}_A(t_B) - \mathbf{r}_B(t_B); \mathbf{D}_0 = |\mathbf{L} \wedge |/c, \mathbf{n} = \mathbf{L}/|\mathbf{L}|.$ Вращение Земли приводит к вариации времени задержки Δ_{AB} . Измеряя эти вариации, можно оценить направление и величину скорости солнечной системы относительно эфира.

Поскольку
$$\mathbf{D}_{BA} = V_{A,0} \mathbf{D}_{0} \mathbf{A}^{*}_{B} - \frac{\mathbf{V}_{A} \mathbf{H}}{\sqrt{1 + (\mathbf{V}_{A} \mathbf{H})^{2}}} \mathbf{A}^{*}_{B}$$
, то $\mathbf{D}_{AB} + \mathbf{D}_{BA} = 2V_{A,0} \mathbf{D}_{0}$. (4)

T.e., суммарная задержка времени распространения импульса в прямом и обратном направлении между пунктами *A* и *B* будет постоянной.

Вектор абсолютной скорости движения Солнца V₀ может быть задан выражением V₀ = V₀ n₀, где компоненты единичного вектора n₀ определяются следующим образом: n₀ = ($\cos \delta \cos \alpha$, $\cos \delta \sin \alpha$, $\sin \delta$). Согласно [4], направление движения солнечной системы относительно реликтового излучения в экваториальной системе определяется углами; склонение $\delta \cong -7^{\circ}$ и прямое восхождение $\alpha_0 = 167,99^{\circ}$. Скорость движения точки *A* представляется двумя круговыми движениями, периоды которых равны звездным суткам *T*^{*} и звездному году *T*_{\oplus}. Каждому из этих движений соответствуют следующие единичные векторы:

$$\mathbf{n}_{A} = (\cos \omega t, \sin \omega t, 0), \mathbf{n}_{\oplus} = (\cos \Omega t, \cos \gamma \sin \Omega t, \sin \gamma \sin \Omega t), \quad \omega = \frac{2\pi}{T^{*}}, \quad \Omega = \frac{2\pi}{T_{\oplus}}$$

Здесь ү=23,45°.

Релятивистская теория требует процедуру синхронизации часов, при которой выполняется равенство $\Delta_{AB} = \Delta_{BA}$. Но можно не подстраивать эксперимент под принцип относительности, и вообще отказаться от процедуры синхронизации часов. Вместо этой процедуры просто провести грамотную поверку двух атомных часов в одном месте при одинаковых условиях, в результате которой будут оценены их случайные и систематические ошибки. Излучать импульсы из пункта *B* через равные интервалы *T* (по времени часов *t_B*). Вариации интервалов приема импульсов в пункте *A* вычислять согласно показаниям часов *t_A* по формуле

$$\mathbf{d}_{i} = t_{A,i} - t_{A,1} - (i - 1)T.$$
(5)

Согласно решениям прямой задачи время задержки импульсов, посылаемых из пункта *B* в пункт *A*, испытывает суточные и годовые вариации. Причем, среднее за год значение угла α_{max} , определяющее направление вектора **n** из пункта *B* в пункт *A* при максимальных задержках, с точностью 0,01° совпадает со значением угла α_{\Box} . Среднему размаху $\langle \delta^* \rangle = 0,246$ соответствует значение проекции скорости **V**_{\Box} 368 км/с. Изменение этого значения в *K* раз приводит к аналогичному изменению значению $\langle \delta^* \rangle$.



На рисунке 1 приведены результаты вычислений согласно выражению (5) вариаций времени задержки. Левый рисунок представляет суточные вариации. Времени суток соответствует значение угла α , изменяющееся от 0 до 360°. Положение максимума значения вариации δ здесь указывает направление движения солнечной системы. Однако точность определения этого направления невысокая ~ 5°. В результате орбитального движения Земли положение максимума вариации α_{max} и амплитуда δ^* меняются. Эти изменения отражены на среднем и правом рисунках. Здесь абсциссой выступает угол α , который определяет положение Земли на орбите (отсчитывается от точки весеннего равноденствия). Расчеты показывают, как можно найти направление движение солнечной системы относительно ИСО S_0 и оценить значение скорости этого движения.

Заключение

Только эксперимент может ответить на вопрос, выполняется или нарушается равенство $\Delta_{AB} = \Delta_{BA}$. Положительный результат эксперимент по обнаружению разности времени распространения электромагнитного импульса между двумя пунктами будет означать, что преобразования Лоренца не являются следствием принципа относительности. Более того, эти преобразования требуют существования выделенной системы отсчета S_0 .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Лоренц Г.А., Теория электронов и её применение к явлениям света и теплового излучения. М.: изд-во технико- теоретической литературы. 1956.
- 2. Пуанкаре А., Избранные труды в 3-х томах. Т. 3, Наука, Москва (1974).
- 3. Сарычев В.Т., Изв. Вузов. Физика, №9/2, (2008), С.116.
- 4. Смут III, Дж. //УФН. –2007. Т.177. —№ 12. С.1294.

МЕТОД И РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ И ПРОВЕДЕНИЯ ТЕПЛОВЫХ АБЕРРАЦИЙ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ОТКРЫТОМ ЛУЧЕПРОВОДЕ.

С.В. Дикарев, С.И. Крысанов, Я.И. Малашко, Д.А. Прохоров, А.А. Симонов.

Ключевые слова: открытый лучепровод, лазерное излучение, аберрации.

Введение

При распространении мощных лазерных пучков на приземных трассах имеет место их самовоздействие вследствие поглощения в атмосфере с последующим тепловыделением и искажением волнового фронта [1, 2, 3]. Существует несколько способов уменьшения поглощения – укорочение наземной трассы распространения [3], выбор климатических состояний атмосферы с пониженной влажностью [4], селекция линий излучения многоспектральных лазеров для уменьшения поглощения [2]. Однако для мощных лазеров не всегда удаётся полностью избавиться от существенных тепловых искажений в атмосфере, и даже на коротких трассах.

Так, непрерывный характер излучения в мощных лазерных системах, распространяющихся в лучепроводах не могут распространятся с закрытыми торцами. Причиной тому – поглощение мощного лазерного излучения в оптических окнах и ухудшение в следствии этого его оптического качества.

Одним из способов снижения потерь в атмосфере лучепровода является замена поглощающего газа на непоглощающий. Так, например, широкополосное излучение СОлазера, содержащее более 30 линий излучения в наземных условиях может иметь поглощения до 0,5% на каждый метр оптического пути.

Методический подход, экспериментальная установка.

Для исследования возможностей канализации излучения CO-лазера внутри лазерной системы нами созданы лучепроводы длиной 3 и 13 метров, рис.1.



Рис. 1. Схема экспериментальной установки для измерения волнового фронта имитационного лазерного пучка.

1 – лазер ГН-5; 2 – линзовый телескоп, объектив: d=130 мм, F=1580 мм, окуляр: d=10 мм, F=10 мм; 3 – нихромовая спираль L_s=70 см, Ø56 мм, Ø_n=1.65 мм; 4 – кожух L=1 м, Ø300, с диафрагмами Ø130; 5 – МИФ 100; 6 – компьютер, оборудованный АЦП, и с программным обеспечением Shah 250-1000; 7 – источник питания с регулятором напряжения, 8 – термопара хромель-капель.

Для упрощения проведения экспериментов тепловыделение лазерного излучения имитировалось нагретой электрической спиралью. Излучение имитационных He-Ne лазеров на λ =0,63 и 5,4 мкм коллимировались перед прохождением лучепровода. На выходе из лучепровода излучение регистрировалось с помощью многозонного измерителя волнового фронта МИФ 100. Программное обеспечение МИФ 100 позволяет запомнить исходный волновой фронт и вычесть его из изменяющегося волнового фронта с частотой 20 Гц с последующим разложением в ряд полиномов Цернике. При малых значения длин

L лучепровода (метры) и даже при очень больших коэффициентах поглощения отдельных линий (единицы км⁻¹) ослабление мощности P_i из i-ой линии можно представить в виде разложения в ряд:

$$P_i exp(-L\beta_i) \approx P_i(1-\beta_i L)$$

здесь P_i пропорционально общей мощности P. Линейный характер поглощения (1) позволяет рассчитать усреднённый коэффициент поглощения лазерного излучения β_y по всем линиям, так что мощность на выходе лучепровода может быть представлена в виде:

$$P(L) = P(1 - \beta_v L)$$

(2)

(1)

Таким образом, задавая в эксперименте погонную поглощённую мощность мы получаем величину аберрации, соответствующую целому спектру значений Р и β_y . Очевидно, что большие значения тепловыделений не представляют для нас интереса.

Осуществление описанного эксперимента освободило нас на первом этапе от необходимости создания сложной математической модели [5].

Результаты экспериментальных исследований.

Установлено, что аберрации по горизонтали имеют значительно больший размер. На рис. 2 приведены исходные распределения интенсивности при подаче тепловыделения 0,8 Вт/м.

Начальный момент времени t=0c	Нагрев воздуха t=200с	Воздух в ст. состоянии t=500с
PSF of aberrated beam, centroid (0"; -0.57754") 0.5 0.4 0.3 0.2 0.1 0.1 0.2 -0.1 -0.2 -0.3 -0.4 -0.5	PSF of aberrated beam, centroid (-1.7326"; -0.57754") 0.5 0.4 0.3 0.2 0.1 -0.1 -0.2 -0.3 -0.4 -0.5 -0.4 -0.5	PSF of aberrated beam, centroid (-2.3102"; 0.577 0.5 0.4 0.3 0.2 0.1 0.1 -0.1 -0.2 -0.3 -0.4 -0.5 0.4 -0.5 0.5 0.5 0.5 0.5 0.5 0.5 0.5
-и.5 и и.5 x [mrad] Форма фокального пятна	×[mrad] Форма фокального пятна	×[mrad] Форма фокального пятна
· ·		

Рис. 2 Вид аберрационного пятна до тепловыделения и в течении тепловыделения без продува.

Положим, что допустимый уровень аберраций составляет величину 50 мкрад. Отсюда следует что при тепловыделении 0,8 Вт/м аберрации велики и составляют 250х50 мкрад² на длине лучепровода 3 м. Отсюда следует, что тепловые аберрации необходимо подавить в 5 раз. Нами осуществлено продувание канала распространения сухим азотом, который позволял осуществить вынос тепла из лучепровода. Установлено, что при правильной начальной подаче в размере 3-5 объёмов газа и постоянном наддуве в лучепроводе осуществляется не только вынос тепла, при этом влажность воздуха снижается в 50-100 раз (рис. 3), а аберрации при этом удерживаются в допустимых пределах.



Рис. 3 Динамика изменения влажности при продуве газа. Начало продувки 5 с, окончание продувки 125 с. Комбинированный режим продувки с расходом 15 г/с в течении 60 с, затем 4г/с – 60 с.

Заключение.

- 1. Предложен метод исследования тепловых аберраций мощного лазерного пучка при канализации его через открытый лучепровод. Тепловыделение, характерное для поглощения пучка имитировалось нагретой электрической спиралью. Регистрация аберраций проводилась измерителем волнового фронта.
- 2. Показано, что канализация мощных лазерных пучков в открытых лучепроводах приводит к аберрациям, имеющим форму, вытянутую по горизонтали, что связано с краевыми эффектами теплообмена на торцах лучепровода.
- 3. Показано, что замещение воздуха при непрерывном тепловыделении позволяет снизить величину аберраций в 50-100 раз.
- 4. Вдув газа не содержащего паров воды (газобаллонный азот) позволяет снизить относительную влажность атмосферы лучепровода при комнатной температуре до 0,5%, то есть снизить поглощение СО-излучения до 100 раз.
- Таким образом нами показана возможность канализации мощных лазерных пучков в открытых лучепроводах со степенью подавления теплового самовоздействия до 10³ раз

Литература

1. Валуев В.В., Духин М.Н., Коняев Ю.А., Малашко Я.И., Морозов В.В., Цвык Р.Ш. Влияние атмосферы на распределение плотности энергии и расходимости излучения CO₂-лазера с широкой апертурой // Оптика атмосферы и океана – 2000. – 13 - №5.

2. Morozov V.V., Snitko O.A., Gurashvily V.A., Malashko Ya.L., Valuev V.V., Vaselenok A.A. Experimental Results on Selection of CO Laser Emission Lines Absorbed by the Atmosphere // Proceedings of the International Conference on Laser's 97. – STS Press MeLEAN, VA. – 1999. – p.319.

3. Малашко Я.И., Наумова М.Б. Системы формирования мощных лазерных пучков // М., Радиотехника, 2013.

4. Аксенов В.П., Банах В.А., Валуев В.В., Зуев В.Е., Морозов В.В., Смалихо И.Н., Цвык Р.Ш. Мощные лазерные пучки в случайно-неоднородной атмосфере // Новосибирск: Издательство СО РАН. – 1998.

5. Носов В.В., Лукин В.П., Носов Е.В., Торгаев А.В. Моделирование когерентных структур (топологических солитонов) в закрытых помещениях путем численно решения уравнений гидродинамики.// Оптика атмосферы и океана т. 28, № 2, 2015.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ, ПОСТРОЕННОЙ НА ОСНОВЕ МАТРИЦЫ ВОЛОКОННЫХ ЛАЗЕРОВ В РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМАХ КОГЕРЕНТНОГО СЛОЖЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ СУБАПЕРТУР НА АТМОСФЕРНЫХ ТРАССАХ

Г.А. Филимонов^{1,2}, М.А. Воронцов^{2,3}, С.Л. Лачинова³ Институт оптики атмосферы имени В.Е. Зуева СО РАН Дейтонский университет, Дейтон, США

Optonicus, CIIIA

fga@iao.ru, mvorontsov1@udayton.edu, svetlana@optonicus.com

Ключевые слова: турбулентная атмосфера, синтезированные пучки, волоконный лазер, когерентное сложение **Аннотация**.

Фазовый шум, возникающий в мультиканальном усилителе оптической системы, построенной на основе матрицы волоконных лазеров, может радикально влиять на эффективность передачи энергии, как в вакууме, так и на атмосферных трассах. Предложенная ранее методика фазирования ближнего поля устраняет этот шум и дает возможность управлять фазовыми сдвигами, а также наклонами фазового фронта излучения, выходящего из субапертур системы. В настоящей работе средствами численного моделирования оценивается эффективность применения данной методики, а также программного управления фазовым фронтом в задаче передачи энергии на различных атмосферных трассах.

Мультиканальные оптические системы, построенные на основе матрицы волоконных лазеров, благодаря своей компактности и модульности, являются перспективной альтернативой традиционным одноканальным системам на основе монолитных телескопов. Тем не менее, в настоящее время они не могут полностью заменить традиционные системы, так как когерентное сложение излучения от субапертур на удаленном объекте выполняется только при помощи дополнительного оборудования, обеспечивающего обратную связь [1]. Чтобы фокусировать излучение без использования обратной связи, требуется устранение шума многоканального усилителя оптической системы [2,3,4], что позволит обеспечить фазирование излучения субапертур. Также необходимо контролировать наклоны фазовых фронтов субапертур для того, чтобы обеспечить перекрывание их пятен излучения на удаленном объекте. В случае сфазированных (когерентных) систем помимо управления наклонами возникает дополнительная возможность управления фазовыми сдвигами волновых фронтов на выходах субапертур. Это позволяет сформировать объединенный волновой фронт, наиболее близкий по форме к параболическому (фокусированному) фронту. Однако, до сих пор не выяснено, насколько в количественном отношении данные возможности улучшают передачу энергии на удаленный объект. Стоит ли усложнять систему и делать ее более громоздкой и дорогой ради этого улучшения?

B337

В настоящей работе рассматривается мультиканальная лазерная система на основе матрицы волоконных лазеров, позволяющая фазировать излучение, проходящее через различные оптические каналы, а также управлять фазовыми сдвигами и наклонами волновых фронтов на выходе различных субапертур. Рассматривается две геометрических конфигурации системы, построенные на основе кластера производства компании Optonicus, содержащие 7 и 49 субапертур [Рис. 1 (b)]. Эти конфигурации имеют одинаковый диаметр субапертур d=37 мм, расстояние между субапертурами l=37 мм, и диаметр гауссового пучка $d_0=0.89d$.



Рис 1. (а) – Принципиальная схема когерентной мультиканальной оптической системы на основе матрицы волоконных лазеров с возможностями фазирования каналов и программного управления фазовыми сдвигами и наклонами субапертур. (b) – Геометрические конфигурации систем на основе кластера производства компании Optonicus, имеющего 7 субапертур. *D* – общий диаметр апертуры системы, *d* – диаметр субапертуры.

Распространение излучения исследуется на горизонтальных атмосферных трассах длиной L от 1 до 10 км в различных турбулентных условиях. В качестве показателя эффективности системы используется энергия в плоскости объекта внутри круга радиуса Эйри $r_{Airy} = 1.22(\lambda/D)L$,

где $\lambda = 1.064$ мкм – длина волны, D – общий диаметр апертуры системы.

Рассматривается четыре режима программного управления фазой излучения:

- A. *No control* (NFPL OFF, Pistons OFF, Tilts OFF). Отсутствие фазировки и управления сдвигами (некогерентное сложение), отсутствие управления наклонами;
- B. *Incoherent beam combining* (NFPL OFF, Pistons OFF, Tilts ON). Некогерентное сложение, управление наклонами;
- C. *Stair-mode approximation of the parabolic phase* (NFPL ON, Pistons ON, Tilts OFF). Фазировка, управление сдвигами, отсутствие управления наклонами;
- D. Optimal approximation or full control (NFPL ON, Pistons ON, Tilts ON). Фазировка, управление сдвигами и наклонами.

Также будем рассматривать случай «идеальной фокусировки», чтобы оценивать в сравнении с ним практически реализуемые режимы, описанные выше:

Е. "*Ideal*" focusing. Фаза системы заменяется идеальным параболическим фронтом (распределение амплитуды остается без изменений).

Распространение излучения в турбулентной атмосфере моделируется на основе параболического уравнения [5]:

$$2ik\frac{\partial A(\mathbf{r},z,t)}{\partial z} = \nabla_{\perp}^{2} A(\mathbf{r},z,t) + 2k^{2}n_{1}(\mathbf{r},z,t)A(\mathbf{r},z,t), \qquad (1)$$

где $\nabla_{\perp}^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ - оператор Лапласа в плоскости, перпендикулярной оптической оси *z*, $n_1(\mathbf{r}, z, t)$ флуктуации показателя преломления относительно его невозмущенного значения n_0 , $k = k_0 n_0$, $k_0 = 2\pi/\lambda$, - волновое число.

Граничные условия задаются в виде

$$E(\mathbf{r}, z=0, t) = e^{i\omega_0 t} A(\mathbf{r}, z=0, t) = e^{i\omega_0 t} A_0 \sum_{j=1}^{N_{\text{subb}}} \mathbf{e}_j(t) M(\mathbf{\rho}_j) \exp\left(-\mathbf{\rho}_j^2 / a_0^2\right) \exp\left[ik\varphi(\mathbf{r}, \mathbf{r}_j)\right].$$
(2)

где *t* - время, ω_0 - несущая частота, векторы $\mathbf{e}_j(t)$ описывают поляризацию, A_0 - коэффициент передачи энергии телескопом, $\varphi(\mathbf{r},\mathbf{r}_j) = u_j^{\text{tilt}}(\mathbf{r}) + u_j^p(\mathbf{r}_j)$ - фазовые компоненты поля, содержащие компоненты наклона $u_j^{\text{tilt}}(\mathbf{r})$ и сдвига, a_0 - радиус субпучка, субапертура описывается функцией $M(\mathbf{\rho}_j) = M(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j), \ j = 1,...,N_{\text{sub}}$, заданной на пространстве субапертуры Ω_j так, что $M(\mathbf{\rho}_j) = 1$ внутри Ω_j и равна нулю за ее пределами.

Для обеспечения быстроты расчетов данное уравнение решается численно методом расщепления по физическим факторам [6] с использованием параллельных алгоритмов [7,8].

Результаты расчетов эффективности системы на трассах в вакууме для конфигураций 7 и 49 субапертур представлены на Рис. 2.





Из Рис. 2 (а) видно, что для системы с семью субапертурами в режиме A эффективность возрастает с ростом дистанции в связи с ростом радиуса Эйри $r_{Airy} = 1.22(\lambda/D)L$, а также вследствие дифракционного уширения и перекрывания пятен излучения отдельных субапертур. Управление наклонами (режим B) улучшает эффективность на коротких дистанциях, так как в этом режиме обеспечивается перекрывание пятен излучения. На длинных трассах управление наклонами становится некритичным. Фазировка системы и управление сдвигами с отключенным управлением наклонами (режим *C*) существенно улучшает эффективность передачи энергии, особенно на длинных дистанциях, где эффективность системы близка к максимально возможной. Управление наклонами (режим *D*) позволяет достичь эффективности системы, близкой к «идеальной фокусировке» на всем диапазоне дистанций.

Для системы, состоящей из 49 субапертур [Рис 2(б)] результаты выглядят похожими, но есть и отличия. Во-первых, режимы A и B становятся гораздо менее эффективными по отношению к «идеальной фокусировке», так как для большего общего диаметра системы Dрадиус Эйри становится меньше. Во-вторых, фазировка системы становится более важной, так как в режиме C мы получаем большой прирост эффективности по отношению к A и B. В режиме D эффективность системы так же приближается к максимально возможной. Можно отметить, что управление фазовыми сдвигами и наклонами становится все более важным с ростом числа субапертур системы.

Исследования на атмосферных трассах показали, что на коротких дистанциях (до 3 км) турбулентность не влияет на эффективность системы, и основные выводы остаются такими же, как для вакуума. Для более длинных дистанций (от 7 км) в условиях слабых турбулентных флуктуаций роль управления сдвигами (режим C) возрастает по отношению к управлению наклонами (режимы B и D). В условиях сильных турбулентных флуктуаций ни один из режимов не приводит к существенному росту эффективности передачи энергии.

- [1] Vorontsov, M. A., Weyrauch, T., Lachinova, S.L., Ryan, T., Deck, A., Gatz, M., Paramonov, V. and Carhart, G., [Coherent Laser Beam Combining], A. Brignon, ed. (Wiley-VCH, Weinheim), 167–191 (2013).
- [2] Vorontsov, M. A. and Lachinova, S. L., "Laser beam projection with adaptive array of fiber collimators. I. Basic considerations for analysis," J. Opt. Soc. Am. A 25, 1949-1959 (2008).
- [3] Vorontsov, M. A., Lachinova, S.L., Beresnev, L. A. and Weyrauch, T., "Obscuration-free pupilplane phase locking of a coherent array of fiber collimators," J. Opt. Soc. Am. A 27, A106-A121 (2010).
- [4] Beresnev, L. A., Vorontsov, M. A., Weyrauch, T., Carhart, G. W., Lachinova, S. L. and Liu, J. "Experimental study of phase locking of fiber collimators using internal beam-tail interference," Proceedings of SPIE 7914, 79142Z (2011).
- [5] *Кравцов Ю.А., Рытов С.М., Татарский В.И.* Введение в статистическую радиофизику. — Ч. 2. Случайные поля. — М.: Наука, 1978. — 464 с.
- [6] *Fleck, J. A., Morris, J. R. and Feit, M. D.*, "Time dependent propagation of high energy laser beam through the atmosphere," Appl. Phys. Lett. 11, 329–335 (1977).
- [7] Коняев П.А., Тартаковский Е.А., Филимонов Г.А., "Численное моделирование распространения оптических волн с использованием технологий параллельного программирования," Оптика атмосферы и океана V. 24 № 5, 359–365 (2011).
- [8] http://optonicus.com/technology/numerical_analysis.html