

УДК 535.232

ВИНТОВЫЕ ПУЧКИ В ИНФОРМАЦИОННЫХ СИСТЕМАХ С ОТКРЫТЫМИ КАНАЛАМИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

© 2020 г. А. В. Аверченко¹, А. М. Зотов¹, П. В. Короленко^{1,2,*}, Н. Н. Павлов^{1,2}

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова», физический факультет, Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: pvkorolenko@rambler.ru

Поступила в редакцию 29.07.2019 г.

После доработки 30.08.2019 г.

Принята к публикации 27.09.2019 г.

На основе разработанного методического и программного обеспечения рассмотрена эффективность использования световых трубчатых пучков с винтовой структурой волнового фронта в лазерных системах связи. Проанализированы негативные эффекты, возникающие под влиянием разъюстировки пучков и турбулентности среды распространения. Предложен новый способ улучшения характеристик винтовых лазерных полей.

DOI: 10.31857/S0367676520010056

ВВЕДЕНИЕ

Сохраняет актуальность тематика исследований, направленных на совершенствование оптических систем связи, использующих открытые каналы распространения излучения [1]. В последнее время возрос интерес к проблеме передачи информации через атмосферу посредством использования трубчатых пучков с винтовой структурой волнового фронта. В различных публикациях (см., например, обзор [2] и статьи [3–6]) особым образом подчеркивается, что такого рода винтовые пучки обладают повышенной устойчивостью к влиянию атмосферной турбулентности. Несмотря на представленные в литературе сведения о свойствах винтовых пучков, ряд важных вопросов ожидает своего решения. К ним следует отнести оценку эффективности мультиплексирования пучков в условиях разъюстировки оптической системы, поиск возможностей увеличения дальности связи за счет генерации более мощного излучения с винтовой фазовой поверхностью, разработку алгоритмов и программного обеспечения процедуры оптимизации характеристик оптических систем с открытыми каналами распространения излучения со сложным амплитудно-фазовым профилем. Перечисленные вопросы определили цель и постановочную часть данной работы.

ИСПОЛЬЗУЕМАЯ МЕТОДИКА

Чаще всего для описания амплитуды напряженности поля в винтовых пучках используют

выражение, которое в полярной системе координат r, φ, z имеет вид [7]:

$$E_l(r, \varphi) = \sqrt{\frac{2}{\pi(|l|)!}} \left[\frac{r\sqrt{2}}{w_0} \right]^{|l|} \frac{1}{w_0} \exp\left(\frac{-r^2}{w_0^2}\right) e^{il\varphi}. \quad (1)$$

Здесь w_0 – параметр ширины пучка в горловине, когда $z = 0$, l – так называемый топологический заряд винтового поля, определяющий орбитальный фазовый набег ψ согласно формуле $\psi = 2\pi l$. По мере распространения пучка из-за дифракции его ширина будет увеличиваться, а волновой фронт станет сферическим. Такое преобразование пучка описывают следующие выражения:

$$w^2(z) = w_0^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2 \right], \quad (2)$$

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right], \quad (3)$$

где $w(z)$, $R(z)$ – соответственно параметр ширины пучка и радиус кривизны волнового фронта на расстоянии z от горловины, λ – длина волны.

На первом этапе работы кроме проработки методических вопросов было создано необходимое программное обеспечение для определения характеристик винтовых пучков. Необходимость в создании специализированного программного обеспечения обусловлена большим объемом вычислений, требующихся для оценки изменения параметров лазерного излучения со

сложной пространственной структурой под действием случайных факторов. Извлечение статистики флуктуаций световых волн на основе усреднения по многим реализациям требует большого количества времени, что крайне удлиняет процесс получения и анализа данных. В связи с этим было принято решение для ускорения расчетов применить технологию параллельных вычислений. Помимо параллельных вычислений на многоядерном центральном процессоре компьютера в настоящее время существует возможность проведения расчетов на графических процессорах. В данной работе для проведения вычислений была применена технология CUDA, использующая возможности графических процессоров видеокарты персонального компьютера. В состав платформы CUDA, которая служила для быстрой обработки внешних функций в вычислительном пакете MathCAD, входят алгоритмы линейной алгебры, быстрого преобразования Фурье, генераторы случайных чисел и др.

Если необходимо следить за мощностью определенной винтовой моды с индексом l , прошедшей фазовый экран, моделирующей случайно-неоднородную среду, достаточно найти коэффициент связи между возмущенной и невозмущенной модами. Для вычисления в поперечных координатах x, y поля волны \tilde{E}_l после прохождения фазового экрана, вносящего изменения фазы $f(x, y)$, достаточно умножить на множитель $\exp(if(x, y))$ амплитуду E_l падающей на экран волны:

$$\tilde{E}_l(x, y) = E_l(x, y) \exp(if(x, y)). \quad (4)$$

Определяя коэффициент связи по мощности между указанными волнами, можно найти мощность пучка, прошедшего экран

$$I_l = \left| \iint \tilde{E}_l(x, y) * E_l(x, y) dx dy \right|^2. \quad (5)$$

Последний интеграл берется по всему рабочему полю. Если экран случаен, то мощность I_l определяется по ряду его реализаций.

При расчете положения центра тяжести пучка на определенном расстоянии от начальной плоскости целесообразно разложить поле волны, прошедшей экран, по плоским волнам. Плоские волны проходят задаваемое расстояние без изменения модуля амплитуды, однако те из них, которые распространяются под углом θ к оси z , приобретают дополнительный фазовый набег. Если разложить поле на плоские волны, учесть набег фазы для каждой из них, а потом сложить волны в заданной плоскости $z = L$, можно описать дифракционное распространение поля.

Рассмотрим распространение пучка, заданного в начальной плоскости на площадке $a \times a$ с равномерной сеткой $N \times N$ точек. Шаг сетки $d = a/N$ должен заметным образом уступать размеру неод-

нородностей поля D . Если необходимо изучать эволюцию “изолированного” пучка, то величина a должна быть достаточно большой.

При сложении плоских волн на расстоянии L следует учитывать, что каждая из них приобретает свой набег фазы $\varphi_n = -2\pi Ln^2/T$, где n – индекс волны ($n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$), распространяющейся под углом $\theta_n = \lambda n/a$, а T – так называемое расстояние Гальбо $T = 2 \frac{a^2}{\lambda}$. Поэтому каждую комплексную амплитуду волны с индексом n надо домножить на $\exp\left(\frac{-i2\pi Ln^2}{T}\right)$.

Метод разложения по плоским волнам включал следующие последовательные операции: вычисление матрицы сигнала, определение матрицы пространственного спектра с помощью двумерного комплексного преобразования Фурье, умножение спектра сигнала на фильтр, определяющий дополнительные фазовые набег парциальных плоских волн, получение матрицы сигнала на основе обратного преобразования Фурье. Кроме определения распределения поля в разных точках оптической трассы, определялась дисперсия колебаний “центра тяжести” пучка. Так как основные вычисления проводились в среде MathCAD, для определения указанных параметров была написана отдельная пользовательская функция, использующая CUDA в виде подключаемой динамической библиотеки. При проведении конкретных вычислений в качестве начальных параметров задавались длина волны λ , расстояние по оптической трассе L и шаг дискретизации рассматриваемых распределений.

ТРЕБОВАНИЯ К МУЛЬТИПЛЕКСИРОВАНИЮ ВИНТОВЫХ ПУЧКОВ

Поскольку винтовые пучки часто используются в системах связи с мультиплексированием каналов распространения, было исследовано влияние разъюстировки осей пучков на эффективность работы таких систем. Определялись потери мощности пучка при изменении угла прихода θ на приемную апертуру и при параллельном смещении Δx его оси относительно оси системы. Потери можно оценить, определив коэффициент связи между разъюстированным и осевым пучками с соответствующим зарядом l . Для этого можно воспользоваться формулой (5), считая, что величина \tilde{E}_l характеризует поле разъюстированной волны.

На рис. 1 графически представлен эффект уменьшения мощности I волн с разными топологическими зарядами с увеличением степени

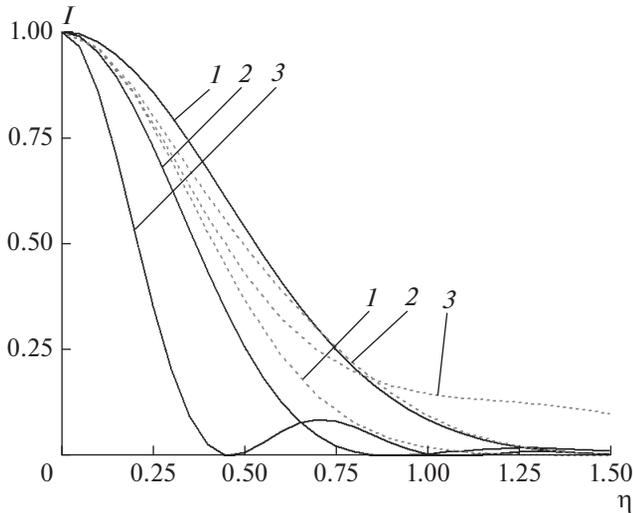


Рис. 1. Влияние параметра разьюстировки η на паде-ние мощности I волн с различным значением l . 1 – $l = 0$; 2 – $l = 1$; 3 – $l = 5$. Непрерывные кривые $\eta = \theta$, где θ – угол прихода пучка, нормирован на угол рас-ходимости θ_0 основной моды. Пунктир $\eta = \frac{\Delta x}{w_0}$, где Δx – смещение пучка.

разьюстировки. Видно, что при угле прихода, со-ставляющем одну десятую от угла θ_0 расходимо-сти основной моды свободного пространства, по-тери при изменении l от 0 до 5 увеличиваются от 5 до 20%. Потери увеличиваются и при смещении пучка. Так, смещение, равное половине радиуса основной моды, может уменьшить регистрируемую мощность I примерно на 50%. При этом увеличение топологического заряда приводит к некоторому увеличению (на 5–10%) теряемой мощности. Ход кривых на рис. 1 указывает на необходимость тща-тельной юстировки винтовых пучков в системах мультиплексирования.

ВЛИЯНИЕ АТМОСФЕРНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

Важным фактором, влияющим на уровень потерь винтового пучка, является воздействие на него турбулентной атмосферы. Моделиро-вание воздействия атмосферных неоднородно-стей на пучок осуществлялось использованием метода фазовых экранов. Характеристики фа-зовых экранов выбирались в соответствии со следующими параметрами атмосферной турбу-лентности $C_n^2 = 10^{-14} - 10^{-16} \text{ см}^{-2/3}$, внутренний масштаб турбулентности $l_0 = 1 \text{ мм}$, внешний масштаб турбулентности $L_0 = 0.4 \text{ м}$. Длина ат-мосферной трассы $L = 100 \text{ м}$. Использовался модифицированный спектр фон Кармана

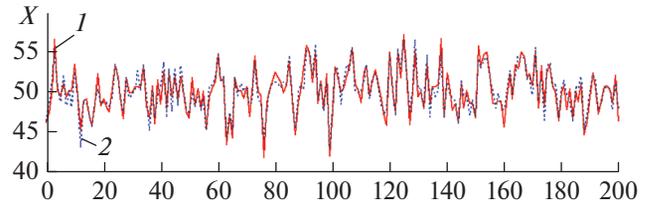


Рис. 2. Поперечные смещения световых пучков (в условных единицах). По оси абсцисс отложено ко-личество значащих точек. 1 (непрерывная кривая) – $l = 3$, 2 (пунктир) – $l = 0$.

флуктуаций показателя преломления $\Phi^{Ka}(\kappa) = 0.033C_n^2(\kappa^2 + \kappa_0^2)^{-11/6} \exp(\kappa^2/\kappa_m^2)$, где $\kappa_0 = 2\pi/L_0$, $\kappa_m = 5.92/l_0$. Параметр w_0 винтовой моды имел значение $w_0 = 10 \text{ мм}$. Длина волны излучения $\lambda = 500 \text{ нм}$.

Смещение фазового экрана в направлении, перпендикулярном оси винтового пучка, вызы-вало в конце трассы случайные смещения его “центра тяжести”. В ходе расчетов эффективные поперечные размеры пучков с разными l считались одинаковыми. Рассчитанные колебания центра тяжести пучков со значениями $l = 0$ и $l = 3$ показаны на рис. 2.

Из графиков видно, что амплитуда смещений у основной моды выше. Это можно объяснить тем, что волновой фронт винтовых мод заметным образом искажают более узкие участки фазового экрана.

Дополнительные расчеты с использованием мод с различными значениями l подтвердили факт более высокой устойчивости винтовых пучков по сравнению с гауссовыми модами тех же попереч-ных размеров.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МНОГОПУЧКОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В литературе нашли отражение попытки ис-пользовать для генерации винтовых пучков много-пучковое излучение. В этом отношении Примеча-тельной является работа [8], в которой рассмотрена возможность формирования винтовых пучков на основе матрицы волоконных лазеров с управляе-мой фазой.

Трубчатый характер винтовых пучков указывает на возможность использования в качестве еще од-ной их альтернативы пространственные конфигу-рации многоходовых мод (М-мод), обеспечиваю-щие более высокий уровень мощности. Такие мо-ды формируются световыми пучками, которые, отражаясь от зеркал устойчивого резонатора вне его оптической оси, замыкают траекторию только после многократных отражений. Тем самым, обра-

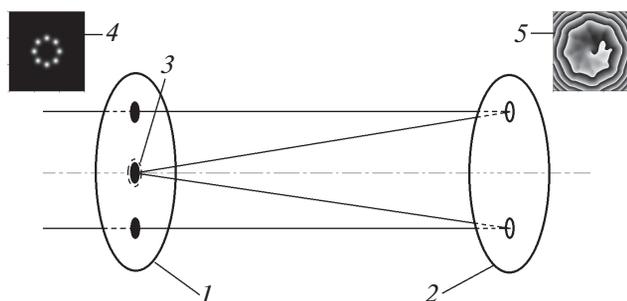


Рис. 3. Траектории и расположение световых пятен суперпозиции плоскостных М-мод в полуконфокальном резонаторе: 1 – плоское зеркало; 2 – сферическое зеркало; 3 – зона с максимальным коэффициентом отражения. 4 – расположение пучков на выходе лазера; 5 – структура волнового фронта в дальней зоне.

зующие пучки М-мод имеют ломаную траекторию [7]. Каждую плоскостную М-моду, возбуждаемую в плоскосферическом резонаторе, принято характеризовать индексом N , который означает число двойных проходов образующего пучка по резонатору. Этот индекс однозначно определяется геометрическими параметрами резонатора:

$$\frac{1}{N} = \pi^{-1} \arccos \sqrt{1 - L/R}, \quad (6)$$

где L – длина резонатора; R радиус кривизны сферического зеркала. На рис. 3 показаны траектории и расположение световых пятен плоскостных М-мод, возбуждаемых в полуконфокальном резонаторе ($N = 4$). Все М-моды частотно вырождены относительно расположения световых пятен на зеркалах. Для получения трубчатых пучков нужно возбудить в резонаторе лазера систему мод с азимутальным изменением их плоскости. Вывод их энергии должен осуществляться посредством пучков, параллельных оси резонатора. Максимальную добротность плоскостных мод по сравнению с другими типами колебаний резонатора, одновременно воспрепятствовав выходу неаксиальных пучков, можно обеспечить, если в центре плоского зеркала выполнить небольшую непрозрачную зону с высоким коэффициентом отражения. Система плоскостных мод сформирует на выходном зеркале систему расположенных по окружности световых пятен (см. вставку 4 на рис. 3). Подбирая радиус непрозрачной зоны, можно добиться синхронизации мод и фазировки световых колебаний в пятнах.

Так как из резонатора выводятся только параллельные пучки, то выходное излучение будет иметь нулевую геометрическую расходимость. На большом расстоянии от выходного плоского зеркала распределение поля будет представлять ин-

тенсивный центральный kern с системой периферийных дифракционных колец (такая же по форме структура будет и в фокальной плоскости собирающей линзы, стоящей перед приемником).

Прикрепляя к центральной непрозрачной зоне пьезоэлектрическую головку, вызывающую ее быстрые продольные колебания с малой амплитудой, можно обеспечить частотную модуляцию излучения за счет изменения длины траектории М-мод. Поскольку смещения центральной зоны не будут превосходить длину волны, эти изменения длины не скажутся заметным образом на общей конфигурации внутрирезонаторного поля. Используя лазеры на М-модах, настроенные на разные частоты, можно существенно повысить объем передаваемой информации. Разведение пучков на приемном устройстве можно осуществить с помощью системы каскадных волоконных интерферометров Маха–Цандера. При достаточно большом радиусе окружности, на которой располагаются световые пятна, можно добиться того, чтобы выходной пучок проходил большую длину оптической трассы, имея значительную приосевую зону с малой интенсивностью. Это обеспечит его высокую стабильность при прохождении через турбулентную атмосферу. На практике следует считаться с тем, что по мере распространения в пространстве его трубчатая конфигурация из-за перекрытия пучков может разрушаться. Расчеты с использованием выражения (2) показывают, что зависимость оптимальной длины трассы z при использовании М-мод от диаметра выходной апертуры D подчиняется закономерностям $z = 2.96 D$ (z и D нормированы на величину конфокального параметра, равного $z_0 = kw_0^2$, k – волновое число, w_0 – минимальный радиус образующего пучка).

Зону с нулевым значением интенсивности на оси можно дополнительно расширить, если противоположные пятна на окружности будут противофазными, образуя при интерференции сингулярное поле. Противофазности можно добиться путем локального снижения коэффициента отражения в центре непрозрачной зоны. Выходное излучение в дальней зоне будет обладать винтовым волновым фронтом. Об этом свидетельствует голограмма, показанная на вставке 5 рис. 3.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применение специализированного программного обеспечения, базирующегося на параллельных вычислениях с использованием технологии CUDA, позволило в ускоренном режиме оценить характеристики винтовых пучков, определяющие возможности их использования в лазерных системах связи. Расчеты показывают, что при оптимизации систем с мультиплексированием винтовых пучков следует учитывать различную степень вли-

яния разъюстировки на пучки, различающиеся величиной топологического заряда. Так, при угле прихода, составляющем одну десятую от угла расходимости основной моды свободного пространства, потери при изменении топологического заряда от 0 до 5 увеличиваются от 5 до 20%. Увеличение топологического заряда влияет на воздействие на пучок неоднородностей среды распространения, заметным образом уменьшая дисперсию смещений его центра тяжести. При этом величина случайных смещений винтового пучка уступает при одних поперечных размерах смещениям гауссовой моды. Рассмотренный в данной статье новый способ получения трубчатых винтовых пучков с использованием мощного многопучкового излучения указывает на дополнительную возможность значительного увеличения длины атмосферных трасс, работающих на такого рода пучках.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского научного фонда (грант № 19-12-00310).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Зотов А.М., Аверченко А.В., Короленко П.В., Павлов Н.Н.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 1. С. 15; *Zotov A.M., Averchenko A.V., Korolenko P.V., Pavlov N.N.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. № 1. P. 15.
2. *Wang X., Nie Z., Liang Y et al.* // Nanophoton. 2018. V. 7. № 9. P. 1533.
3. *Zhu F., Huang S., Shao W. et al.* // Opt. Commun. 2017. V. 396. № 8. P. 50.
4. *Wang J.* // Photon. Res. 2016. V. 4. № 5. P. 814.
5. *Jurado-Navas A., Tatarczak A., Lu X. et al.* // Opt. Expr. 2015. V. 23. № 26. P. 33721.
6. *Aksenov V.P., Pogutsa Ch.E.* // Atm. Ocean. Opt. 2013. V. 26. № 1. P. 13.
7. *Короленко П.В.* Оптика когерентного излучения. М.: Изд-во МГУ, 1998. 165 с.
8. *Аксенов В.П., Дудоров В.В., Колосов В.В.* // Квант. электрон. 2016. Т. 46. № 8. С. 726; *Aksenov V.P., Dudorov V.V., Kolosov V.V.* // Quant. Electron. 2016. V. 46. № 8. P. 726.