



# Волновой фронт: некоторые вопросы его восстановления и формообразования в голографии и дифракционной оптике

А. В. Лукин

АО «НПО «Государственный институт прикладной оптики», [gipo@telebit.ru](mailto:gipo@telebit.ru),  
Казань, Россия

Рассмотрены вопросы формообразования и преобразования волновых фронтов в голографии и в дифракционной оптике. На простейших примерах проиллюстрированы схожесть и различие в физической сущности процессов формирования и распределения интенсивности в кружке рассеяния одиночной дифракционной (голограммной) и классической линзы для непрерывного и моноимпульсного лазерного излучения. Предложено обобщить теоремы Малюса и Леви-Чивита на случай дифракции; дана соответствующая формулировка.

**Ключевые слова:** фронт световой волны, скорость света, длина световой волны, принцип Гюйгенса-Френеля, восстановление волнового фронта, дифракционная оптика, голография, дифрагированный луч, когерентность.

Статья получена: 26.06.2019. Принята к публикации: 01.08.2019.

## Wavefront: Some Issues Related to its Reconstruction and Shaping in Holography and Diffraction Optics

A. V. Lukin

JSC «NPO «State Institute of Applied Optics», [gipo@telebit.ru](mailto:gipo@telebit.ru), Kazan, Russia

In this paper we consider the problems of wavefronts shaping and transformation in holography and in diffraction optics. The simplest examples illustrate the similarity and difference in the physical nature of the processes of formation and intensity distribution of a single diffractive (holographic) lens and a classical lens for continuous and single-pulse laser radiation in a circle of diffusion. It was also proposed to generalize the theorems of Malus and Levi-Civita in cases of diffraction; the appropriate formula is given.

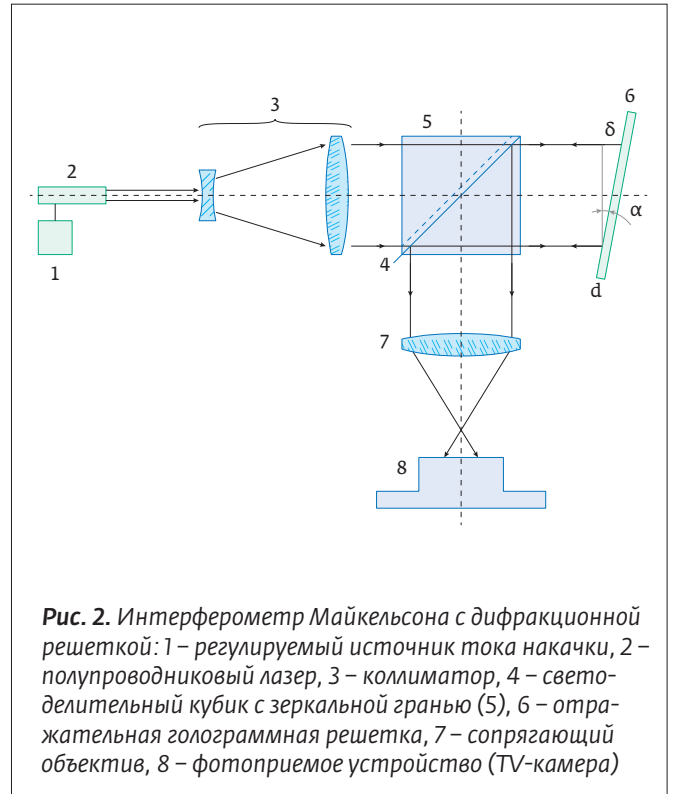
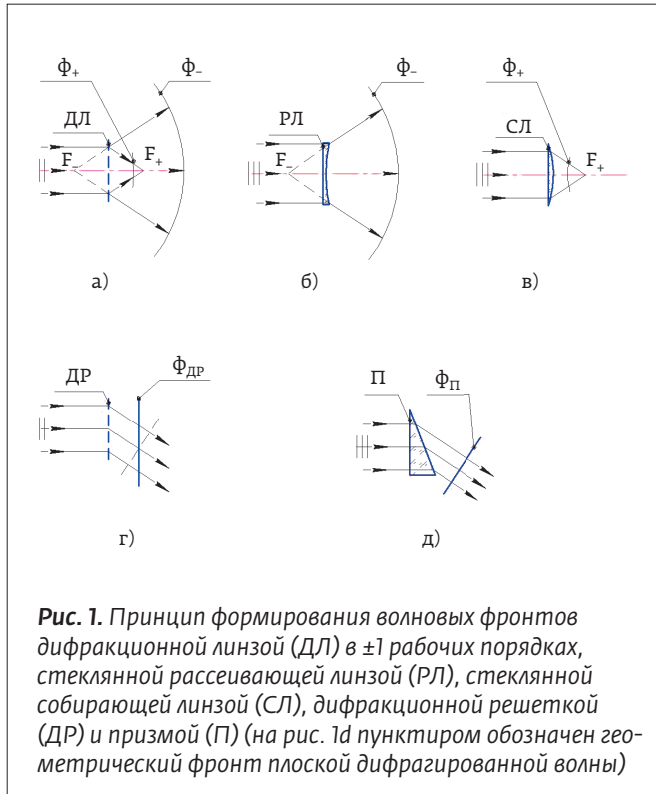
**Keywords:** light wave front, light velocity, lightwave length, Huygens-Fresnel principle, wavefront reconstruction, diffraction optics, holography, diffracted beam, coherence.

Received: 26.06.2019. Accepted: 01.08.2019

### ВВЕДЕНИЕ

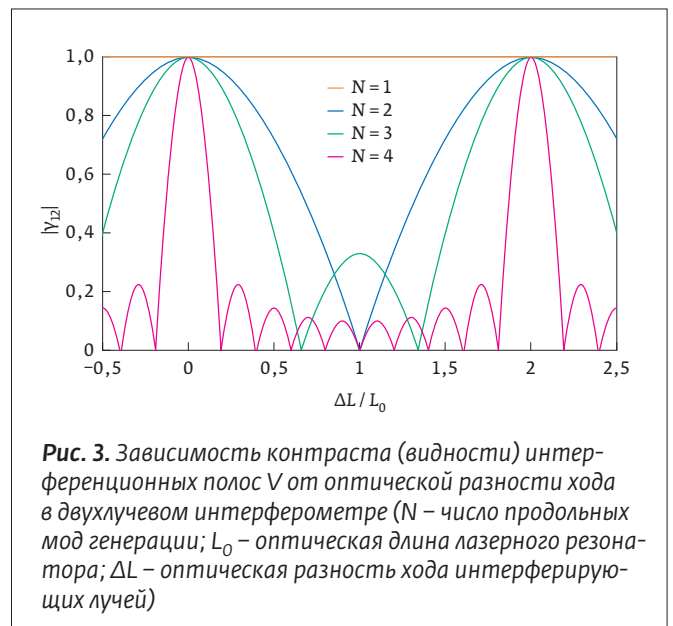
В связи с разработкой новых государственных стандартов по различным областям фундаментальной и прикладной оптики и фотоники предлагается обра-

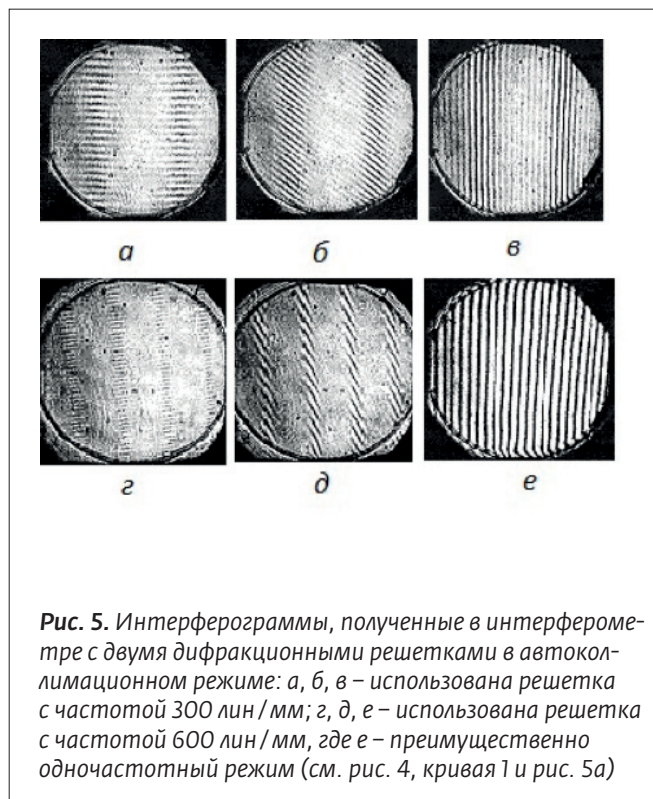
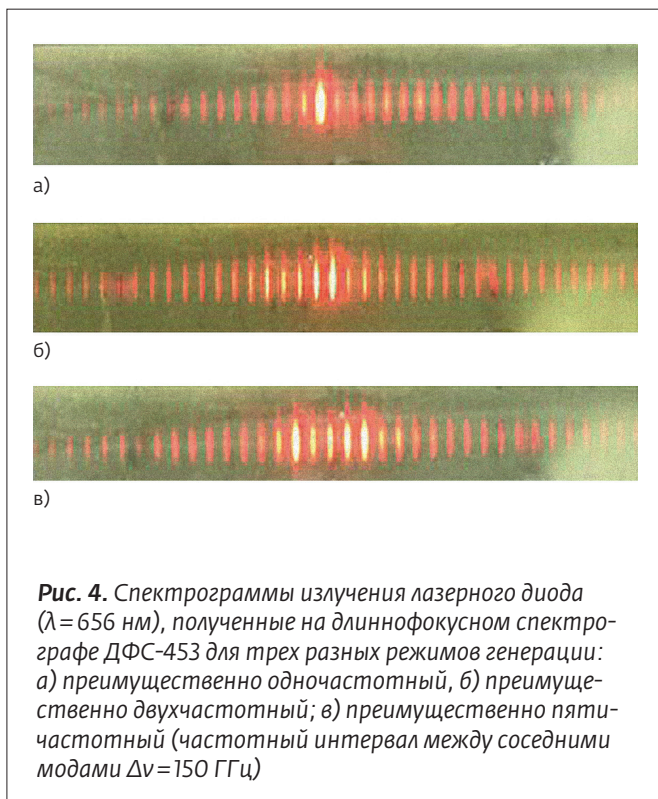
тить внимание научного оптического сообщества на необходимость уточнения некоторых формулировок содержащихся в них терминов, а также сохранения их смысловой адекватности при переводах.



Дифракционная (голограммная) и асферическая технологии обеспечивают формирование и развитие важнейших составляющих элементной базы современного оптико-электронного приборостроения, а их значимость непрерывно возрастает. При этом имеет место полезное и эффективное их взаимодействие и взаимопроникновение. Так, в частности, на основе использования осевых синтезированных голограмм в качестве оптических образцов и нуль-корректоров были найдены кардинальные решения проблем контроля с интерферометрической точностью практически всех видов асферики, а также технологического и аттестационного контроля процессов сборки и юстировки объективов и телескопических систем различного назначения [1]. С другой стороны, применение асферических рабочих поверхностей при изготовлении, например, дифракционных решеток для спектральной аппаратуры космического базирования [2] позволяет существенно улучшить ее аберрационные и массо-габаритные характеристики. Очевидное и в то же время основное и принципиальное отличие дифракционных и голограммных оптических элементов (ДОЭ, ГОЭ) от их классических аналогов состоит в том, что «обычные» линзы и зеркала преобразуют конгруэнции оптических лучей от источника света только за счет преломления и/или отражения, а ДОЭ и ГОЭ – исключи-

тельно за счет дифракции. При этом здесь процессы преломления и отражения хотя и имеют место, но участвуют лишь в осуществлении пространственной фазовой и/или амплитудной модуляции исходной волны, падающей на дифракционную структуру ДОЭ и ГОЭ, и не влияют на угловое распределение конгруэнции дифрагированных лучей.





Следует отметить, что принципиальной физической основой «правомерности» реализации отображающих и преобразующих свойств элементов дифракционной оптики, по нашему мнению, являются теоремы Малюса («нормальная прямолинейная конгруэнция световых лучей остается нормальной после любого числа преломлений и отражений») и Леви-Чивита («две любые нормальные прямолинейные конгруэнции световых лучей можно перевести друг в друга с помощью одного преломления или отражения») [3] с обобщением их на случай дифракции [4].

### КЛАССИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ

Рассмотрим главные отличительные особенности дифрагированных волн. Прежде всего коснемся термина «волновой фронт» [5]. В данном случае его следует понимать только как поверхность, ортогональную к дифрагированным лучам («геометрический» волновой фронт – область нормальной прямолинейной конгруэнции световых лучей [3]). На эти обстоятельства до сих пор в литературе не обращалось сколько-нибудь серьезного внимания, несмотря на то, что практически вся голографическая интерферометрия базируется на признании де-факто справедливости этого положения (см., например, работы [6 и 7]).

Отсюда следует, в частности, что одиночная голограмма в силу нарушения условия изохронности (принципа равного оптического пути [3]) не способна «восстанавливать» фронт световой волны в прямом смысле этого термина. Термин «фронт световой волны» определяется как «геометрическое место точек, до которых в данный момент дошло световое возмущение» [5]. Другими словами, фронт световой волны – это пограничная волновая поверхность, отделяющая возмущенную среду от среды невозмущенной и передвигающаяся со скоростью света. Это различие, несущественное при работе с непрерывными и импульсно-периодическими источниками излучения (с относительно большой длительностью импульсов или с малой длительностью импульсов, но с высокой стабильностью периода их следования), может заметно сказаться на характере распределения интенсивности светового поля. Например, этот эффект возникает в кружке наименьшего рассеяния (в кружке Эри) при использовании ДОЭ или ГОЭ в оптических системах с ультракороткими импульсными источниками света с относительно большим периодом следования [8, 9]. Следует добавить, что неясно, и как адаптировать принцип Гюйгенса-Френеля к построению волнового фронта дифрагированной волны [3].



Однако, практика убедительно свидетельствует, что в подавляющем большинстве случаев нормальная прямолинейная конгруэнция дифрагированных лучей преобразуется совершенно так же, как соответствующие конгруэнции преломленных или отраженных лучей [3, 4, 6]. Именно это обстоятельство и является основополагающим во всех применениях ДОЭ и ГОЭ, осуществляющих определенные виды преобразований световых пучков в различных типах оптико-электронных приборов и устройств.

Рис. 1 иллюстрирует сущность этого различия на примере преобразования фронта плоской монохроматической волны дифракционными (а, г) и классическими (б, в, д) оптическими элементами. Видно, что одиночная дифракционная (голограммная) линза способна формировать лишь расходящийся сферический волновой фронт, а у дифракционной решетки, в отличие от призмы, плоский волновой фронт параллелен самой решетке.

На рис. 2-5 представлен другой пример этих различий. В схеме неравноплечего интерферометра типа Майкельсона в качестве источника излучения использован перестраиваемый полупроводниковый лазер, а в его объектной ветви установлены отражательные дифракционные решетки в режиме автоколлимации (рис. 2). Регулировкой тока накачки можно изменять режим генерации от преимущественно одночастотного до многочастотного [10]. При этом, как известно [3, 4, 11],

контраст интерференционной картины, наблюдаемой в плоскости регистрации (поз.7, рис. 2), должен варьироваться с изменением разности хода интерферирующих волн в соответствии с данными рис. 3.

Видность полос интерференционной картины ( $V$ ) в двухлучевом лазерном интерферометре типа Майкельсона при равенстве интерферирующих пучков ( $J_1=J_2$ ) определяется модулем степени временной когерентности  $|\gamma_{12}(\tau)|$  [10-12].

$$V = \frac{J_{\max} - J_{\min}}{J_{\max} + J_{\min}} = \frac{2\sqrt{J_1 J_2}}{J_1 J_2} |\gamma_{12}(\tau)| = \left| \frac{\sin\left(N \frac{\pi \Delta L}{2nD_R}\right)}{N \sin\left(\frac{\pi \Delta L}{2nD_R}\right)} \right|,$$

где  $J_{\max}$ ,  $J_{\min}$  – максимальное и минимальное значение интенсивности в интерференционной картине,  $N$  – число типов колебаний в излучении лазера,  $D_R$  – геометрическая длина его резонатора,  $n$  – показатель преломления активной среды (в полупроводниковых лазерах  $n \approx 3,4-3,8$ ). При этом оптическая разность хода интерферирующих пучков определяется как  $\Delta L = ct$ , где  $t$  – время запаздывания одного пучка относительно другого,  $c$  – скорость света в вакууме.

На рис. 4 соответственно приведены спектрограммы излучения использованного в данном эксперименте лазерного диода ( $\lambda=656$  нм), полученные с помощью уникального длиннофо-

кусного спектрографа ДФС-453. Интервал частот между соседними линиями генерации составляет ~150 ГГц. На рис. 5 представлены интерферограммы, полученные с использованием дифракционной решетки с частотой 300 лин/мм (а-в) и решетки с частотой 600 лин/мм (г-е), причем интерферограмма рис. 5е получена в преимущественно одночастотном режиме генерации лазера. Видно, что контраст интерференционных полос изменяется соответственно два и четыре раза в пределах световой зоны (диаметр ~ 40 мм). Из этих интерферограмм с учетом показателя преломления активного материала данного лазера ( $n=3,4$ ) можно определить геометрическую длину его резонатора. Она оказалась ~300 мкм [10].

Имеется еще одно существенное отличие. Если дифракционную решетку (поз. 6, рис. 2) перемещать продольно, то интерференционные картины (рис. 5 а-д) перемещаются как единое целое справа налево или наоборот в зависимости от направления движения решетки. Если же в позиции 6 решетку заменить плоским зеркалом и установить его перпендикулярно световому пучку, то его продольное перемещение вызывает периодическое изменение контраста интерференционных полос одновременно по всему световому полю в соответствии с данными рис. 3. Следует также отметить, что вид и изменение контраста интерференционных картин (см. рис. 5) практически не изменяются при увеличении оптической разности хода между плечами интерферометра до нескольких метров (длина оптической скамьи типа ОСК-2), что свидетельствует о довольно высокой монохроматичности продольных мод использованного полупроводникового лазера [11].

## АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ФИЗИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Эта уникальная особенность полупроводниковых лазеров (исключительно малая длина резонатора при высокой монохроматичности излучения) может быть особенно полезна в определенном случае. А именно – для так называемого оконтуривания интерферограмм при голографическом контроле оптических поверхностей с большими отступлениями от заданной формы, например, в процессе сборки и юстировки составных главных зеркал телескопов [13]. На рис. 6 представлены результаты физического моделирования этого технического предложения. В схеме равноплечего внеосевого голографического интерферометра была получена голограмма с несущей пространственной частотой ~1200 мм<sup>-1</sup> (поз.7, рис. 6а). Были

использованы галоидо-серебряные фотопластинки типа ПФГ-01 размером 50×50 мм. В нижний левый угол рабочей ветви интерферометра была введена стеклянная пластинка невысокого оптического качества (поз.8). При этом полупроводниковый лазер (поз.1) использовался в преимущественно двухчастотном режиме генерации. Восстановленное с голограммы изображение, полученное с использованием одномодового гелий-неонового лазера ( $\lambda=632,8$  нм), приведено на рис. 6б. Видно, что в пределах диаметра восстановленного светового пучка имеется четыре ярких прямолинейных полосы, что хорошо коррелирует с данными рис. 5г, д. А излом полос в левом нижнем углу обусловлен упомянутой выше стеклянной пластинкой 8, которая при восстановлении была удалена из интерферометра. Следует отметить, что при практической реализации данного предложения целесообразно использовать голограммы сфокусированного изображения [7].

С учетом вышеизложенных обсуждений предлагаем представить теоремы Малюса и Леви-Чивита в следующем обобщенном виде:

*Любые два волновых фронта могут быть преобразованы один в другой с помощью одного отражения, преломления или дифрагирования, причем в случае дифрагирования преобразованный волновой фронт следует понимать только как геометрический.*

При этом отражающие и преломляющие поверхности, как правило, должны иметь асферическую форму, в том числе – и свободную, что в случае ДОЭ и ГОЭ будет эквивалентно соответствующему пространственному распределению штрихов их дифракционных структур.

К этому здесь, по-видимому, уместно добавить, что впервые предложение обобщить теоремы Малюса и Леви-Чивита на случай дифракции было высказано автором данной статьи. Публичное обсуждение предложения проходило в 2000 году в рамках защиты докторской диссертации, что было отмечено ее оппонентом, академиком Ю. Н. Денисюком, как «существенно новое и принципиальное достижение». В дальнейшем автором были проведены эксперименты по физическому моделированию [4]. Результаты выполнения проектных работ в следующие годы, анализу которых посвящена данная статья, позволили доказать правильность высказанных ранее предположений.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Позволим утверждать, что приведенные выше рассуждения будут полезны тем специалистам, которые заинтересованы в дальнейшем поиске новых

эффектов и уточнении существования возможных пределов в оптике и фотонике. Предложение обобщить теоремы Малюса и Леви-Чивита на случай дифракции полезны для некоторой корректировки терминологии в голографии и дифракционной оптике с учетом самого замечательного, по-прежнему весьма таинственного и до сих пор в полной мере не познанного свойства света – его дуализма.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Белозёров А. Ф., Ларионов Н. П., Лукин А. В., Мельников А. Н. Осевые синтезированные голограммные оптические элементы: история развития, применения. Часть I. Фотоника. 2014; 4 (46): 12–32.
2. Павлычева Н. К. Спектральные приборы с неклассическими дифракционными решетками. Казань: Изд-во КГТУ. 2003.
3. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука. 1970; 856–859.
4. Лукин А. В. Голограммные оптические элементы. Оптический журнал. 2007; 74(1): 80–87.
5. Физическая оптика. Терминология, вып. 79. М.: Наука. 1970; 365–366.
6. Кольтер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. М.: Мир. 1973; 175–189.
7. ГОСТ 24865.1–81. Голография и голографические методы контроля качества. М.: Издательство стандартов. 1982.
8. Caulfield H. J., Hirschfeld T. Propagation of ultrashort pulses through lenses. *Appl. Opt.* 1977; 16(5): 1161–1183.
9. Крюков П. Г. Лазеры ультракоротких импульсов. Квантовая электроника. 2001; 31(2): 95–119.
10. Лукин А. В. К вопросу о когерентных свойствах лазерных источников в интерферометрии и голографии. Оптический журнал. 2012; 79 (3): 91–96.
11. Звелто О. Физика лазеров. М.: Мир. 1979; 211–280.
12. Сотский Б. А., Гончаренко А. М. О связи когерентности излучения с числом мод квантового генератора. Оптика и спектроскопия. 1965; 19 (5): 788–791.
13. Lukin A. V., Melnikov A. N., Skochilov A. F. Laser and holographical testing possibilities for segments location and alignment processes of hyper high-aperture and extremely light optical telescope multiple mirrors. *Proc. SPIE. (Optical Technologies in Telecommunications 2017)*. 2018; V. 10774 (13): 1077413-1 – 1077413-8.

### REFERENCE

1. Belozyorov A. F., Larionov N. P., Lukin A. V., Mel'nikov A. N. Osevyte sintezirovannye gologrammnye opticheskie elementy: istoriya razvitiya, primeneniya. Part I. *Photonics Russia*. 2014; 4 (46): 12–32.
2. Pavlycheva N. K. *Spektral'nye pribory s neklassicheskimi difrakcionnymi reshetkami*. Kazan': Izd-vo KGTU. 2003.
3. Born M., Wolf E. *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*. 7th Edition. NY: University of Rochester. 1980.
4. Lukin A. V. Gologrammnye opticheskie elementy. *Opticheskij zhurnal*. 2007; 74(1): 80–87.
5. *Fizicheskaya optika. Terminologiya is.* 79. М.: Nauka. 1970; 365–366.
6. Kol'ter R., Berkhardt K., Lin L. *Opticheskaya golografiya*. М.: Mir. 1973; 175–189.
7. ГОСТ 24865.1–81. *Golografiya i golograficheskie metody kontrolya kachestva*. М.: Izdatel'stvo standartov. 1982.
8. Caulfield H. J., Hirschfeld T. Propagation of ultrashort pulses through lenses. *Appl. Opt.* 1977; 16(5): 1161–1183.
9. Kryukov P. G. Ultrashort-pulse lasers. *Quantum Electronics*. 2001; 31(2): 95–119.
10. Lukin A. V. K voprosu o kogerentnykh svojstvakh lazernykh istochnikov v interferometrii i golografi. *Opticheskij zhurnal*. 2012; 79 (3): 91–96.
11. Zvelto O. *Fizika lazerov*. М.: Mir. 1979; 211–280.
12. Sotskij B. A., Goncharenko A. M. O svyazi kogerentnosti izlucheniya s chislom mod kvantovogo generatora. *Optika i spektroskopiya*. 1965; 19 (5): 788–791.
13. Lukin A. V., Melnikov A. N., Skochilov A. F. Laser and holographical testing possibilities for segments location and alignment processes of hyper high-aperture and extremely light optical telescope multiple mirrors. *Proc. SPIE. (Optical Technologies in Telecommunications 2017)*. 2018; V. 10774 (13): 1077413-1 – 1077413-8.



## АВЕСТА

ЛАЗЕРЫ И ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

### Фемтосекундные лазерные системы

- Параметрические генераторы 750-4200 нм
- Волоконные лазеры на 780, 1030-1064, 1560 нм
- Лазеры со средней мощностью до 50 Вт
- Оптический синтезатор частоты ("комб-генератор")
- Титан-сапфировые генераторы от 6 до 100 фс
- Системы с пиковой мощностью до 10 ТВт



### Диагностика и компоненты

- Фотоприемники с усилителем, лавинные
- Изоляторы Фарадея 400-1250 нм, до 60 дБ
- Селекторы импульсов на 250-2700 нм до 2 МГц
- Измерители длительности импульсов, SPIDER
- PLL электроника для синхронизации
- ТГц-генераторы до 1 мДж в импульсе



### Спектрометры

- Компактные универсальные модели (190-1100 нм)
- ИК сканирующие спектрометры (500-3450 нм)
- Подключение по USB, собственное ПО



### Оптомеханика

- Полный набор готовых элементов для создания оптических стенов любой сложности



[www.avesta.ru](http://www.avesta.ru)

[fs@avesta.ru](mailto:fs@avesta.ru)

тел.: (495) 967-94-73; ООО "Авеста-Проект",  
ул. Физическая, д. 11, г. Троицк, г. Москва.