

# ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ

ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ



НОВОСИБИРСК

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО  
И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ РСФСР  
НОВОСИБИРСКИЙ ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

# ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ

**СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ**

**Под редакцией А. Г. Козачка**

Вып. 1

НОВОСИБИРСК  
1976

Ответственный за выпуск  
Ю. Н. Солодкин  
Кафедра информационно-измерительной техники

# ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ — НОВЫЙ КЛАСС ИНФОРМАЦИОННО-ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ

Современные научные эксперименты и технологические процессы часто осуществляются в условиях, близких к экстремальным, что предъявляет повышенные требования к метрологическим характеристикам информационно-измерительных систем (ИИС) — точности, порогу чувствительности, быстродействию и др. Все настойчивее проявляется тенденция перехода от измерения пространственно распределенных величин в дискретных точках к получению измерительной информации сразу по всему полю исследуемого объекта. Естественно, что возможности ИИС, основанных на определенных физических явлениях, всегда ограничены. Поэтому идет постоянный поиск новых физических явлений, способствующих созданию более совершенных измерительных устройств.

В последние годы много внимания уделяется голографическим методам исследования, в том числе рассмотрению возможности их использования в измерительной технике. Наиболее успешно в настоящее время используются методы голографической интерферометрии, которые сочетают в себе такие достоинства, как бесконтактное и одновременное получение информации о перемещении всех точек поверхности объекта, низкий порог чувствительности, определяемый долями длины световой волны, возможность исследования диффузно рассеивающих объектов, использование в качестве меры длины световой волны, возможность решения как статических, так и динамических задач. Совокупностью перечисленных качеств не обладает ни один из известных способов исследования.

Голография — это метод регистрации и восстановления световых волн, дифрагировавших на объекте, который освещен когерентным светом. Голограмма регистрирует картину интерференции волны, рассеянной объектом, и опорной волны. При освещении голограммы опорным пучком восстанавливается полное изображение объекта.

Если на голограмму записаны два состояния объекта, то при восстановлении происходит интерференция двух световых волн, соответствующих этим состояниям. В полученной интер-

ферограмме зафиксирована полная информация об изменениях, происшедших с объектом. Голографические методы позволяют выявлять дефекты структуры, определять резонансные частоты и формы колебаний, производить сравнение исследуемых объектов с эталонными, решать другие, так называемые качественные задачи.

Однако в большинстве практических случаев необходимо получение количественной информации об исследуемом объекте или процессе, что требует расшифровки голографических интерферограмм. Так как интерферограмма содержит очень большой объем информации, который должен быть обработан и расшифрован, то необходимо создание голографических измерительных систем с автоматическим вводом и расшифровкой интерферограмм. Голографический интерферометр в таких системах является первичным преобразователем поля измеряемых величин в интерференционную картину.

В общем случае голографическая измерительная система включает в себя оптический квантовый генератор, голографическую установку с набором оптических элементов, устройство ввода оптической информации в ЭВМ, собственно ЭВМ, устройство вывода результатов и представления их в удобном для экспериментатора виде и соответствующее математическое обеспечение.

Голографические измерительные системы только сейчас начинают разрабатываться и использоваться. При создании таких систем возникают следующие основные задачи:

1. Разработка и совершенствование источников излучения, используемых для записи информации.

2. Создание и совершенствование методик получения голографических интерферограмм, обеспечивающих возможность их автоматической обработки.

3. Разработка методов расшифровки голографических интерферограмм и выявление закономерностей, связывающих свойства интерферограмм с исследуемыми физическими явлениями.

4. Разработка устройств ввода оптической информации в ЭВМ, устройств представления полученных результатов и соответствующего математического обеспечения.

5. Исследование метрологических свойств как отдельных звеньев, так и голографических измерительных систем в целом.

Ряду вопросов, связанных с решением перечисленных задач, посвящаются статьи настоящего сборника. В основном, здесь представлены результаты, полученные в лаборатории голографических методов измерений Новосибирского электротехнического института.

Сборник открывает статья, в которой рассматриваются оптические квантовые генераторы (ОКГ), во многом определя-

ющие возможности голографических измерительных систем в целом, и описывается разработанный в НЭТИ универсальный прокачной ионный ОКГ для голографии, который работает на аргоне и криптоне, излучает длины волн практически во всем видимом диапазоне и может легко перестраиваться с одной волны на другую.

Большое внимание в данном сборнике уделяется анализу метрологических характеристик голографических измерительных систем и оценке достоверности получаемой информации. Так как характеристики системы в целом определяются, в основном, соответствующими характеристиками голографического интерферометра, то именно интерферометры рассматриваются в первую очередь. Анализируются схемы интерферометров для получения поля деформаций и напряжений, а также топографических карт диффузных поверхностей.

Полученные результаты лишь в первом приближении позволяют оценить возможности голографических интерферометров. Исследования метрологических характеристик голографических измерительных устройств требуют дальнейшего развития.

Одна из статей сборника посвящена устройству ввода голографических интерферограмм в ЭВМ. В статье описывается разработанное в НЭТИ устройство ввода на основе диссектора. Однако создание вводного устройства, удовлетворяющего всем требованиям голографических измерительных систем, продолжает оставаться очень важной задачей, ждущей своего решения.

Уже сейчас, несмотря на большое число нерешенных проблем, голографические измерительные системы успешно используются, например, при решении задач экспериментальной механики.

В целом, можно заключить, что разработка и анализ голографических измерительных систем — это перспективное направление информационно-измерительной техники, требующее серьезного внимания и дальнейшего развития.

*А. Г. Козачок*

## ИОННЫЕ ГАЗОВЫЕ ЛАЗЕРЫ ДЛЯ ГОЛОГРАФИИ

Возможность применения голографических методов для решения практических задач во многом определяется имеющимися источниками излучения. Это связано с характеристиками исследуемых объектов, со спектральной чувствительностью и разрешающей способностью регистрирующих материалов и с требованиями, обусловленными выбранным методом исследования. В общем случае, лазеры, используемые в голографических исследованиях, должны обладать высокой мощностью, стабильностью, широким набором длин волн, хорошей временной и пространственной когерентностью.

Совокупностью указанных свойств обладают в настоящее время лишь ионные лазеры на инертных газах. Они успешно могут быть использованы в системах оптической обработки информации и голографической памяти, в голографической интерферометрии, при исследовании различных регистрирующих материалов, для получения голограммных оптических элементов, в цветной голографии и пр.

Сочетание высокой мощности и хороших когерентных свойств излучения с широким набором генерируемых частот делает ионные газовые лазеры (ИГЛ) универсальным инструментом оптической голографии.

Цель настоящей работы — рассмотреть рабочие характеристики и особенности конструкции ионных газовых лазеров с голографической точки зрения и проиллюстрировать такой подход на примере разработанного в НЭТИ металлокерамического ионного газового лазера.

### Рабочие характеристики и особенности конструкции ИГЛ

Для получения лазерного излучения в инертных газах приходится создавать сильноточные дуговые разряды. При этом решающим обстоятельством для непрерывной работы лазера является то, могут ли условия разряда (давление газа, плотность разрядного тока, радиус трубки, внешнее магнитное поле) с учетом индивидуальных свойств отдельных переходов

обеспечить инверсию между двумя соответствующими уровнями. Отыскание таких значений параметров теоретическими и экспериментальными методами является предметом многих работ [1—3].

Энергией накачки для ионных лазеров является энергия электронов разрядной плазмы. В получении инверсии участвуют только часть имеющихся электронов, т. к. из-за распределения по скоростям только немногие электроны имеют энергию, большую, чем энергия ионизации газа. В плазме разряда вместе с «быстрыми» образуется также и много «медленных» электронов, энергия которых отдается исключительно стенкам разрядной трубки.

Заметим, что к. п. д. ионных лазеров на инертных газах, определяемый как отношение мощности выходного излучения к подводимой электрической мощности, очень мал. Как правило, он имеет величину порядка  $10^{-4} \div 10^{-3}$ . Это обусловлено, в основном, двумя причинами.

Во-первых, большинство образующихся в разряде ионов достигает стенки разрядной трубки и рекомбинирует с электронами, не успев возбудиться в верхнее состояние. Во-вторых, энергия фотона лазерного излучения мала по сравнению с энергией возбуждения и общей энергией, необходимой для создания пары ион — электрон в разрядной трубке. При названном к. п. д. для работы лазера с выходной мощностью порядка единиц Ватт требуются мощности накачки порядка  $10^4$  Ватт.

Типичными параметрами для ионных лазеров в непрерывном режиме являются давление  $0,1 \div 1$  тор, плотность разрядного тока  $10^2 \div 10^3$  А/см<sup>2</sup>, магнитное поле около 1000 Э и диаметр разрядной трубки  $1 \div 10$  мм. При этих условиях электронная температура в газовом разряде имеет величину от 3 до 4 эв и плотность частиц порядка  $10^{13}$  см<sup>-3</sup>.

При возбуждении постоянным током порогу генерации для резонатора с малыми потерями соответствует плотность тока порядка 50 А/см<sup>2</sup>.

При превышении этого порога мощность излучения лазера при данном давлении рабочего газа начинает быстро возрастать с током примерно пропорционально его шестой степени, затем крутизна этой зависимости несколько уменьшается, но зависимость все же остается сильной ( $W \sim I^4 \div I^2$ ). Зависимость мощности излучения от давления газа характеризуется наличием максимума при определенном оптимальном давлении. При этом оптимальном давлении можно увеличить мощность излучения еще в несколько раз, поместив разрядную трубку в продольное магнитное поле подходящей напряженности.

Осуществление газового разряда с приведенными выше параметрами наталкивается на значительные технические труд-



ности, связанные с созданием достаточно долговечных активных элементов лазеров. В большинстве ионных лазеров, предназначенных для использования в голографии, применяются разрядные трубки малого диаметра (2 ÷ 4 мм). При этом более 80% подводимой энергии рассеивается в разрядной трубке, что соответствует 200 Вт и более на сантиметр длины. В таких тяжелых рабочих условиях трубка быстро разрушается из-за перегрева, несмотря на наличие системы охлаждения. Кроме этого, разрушение трубки происходит под воздействием ионов. Вследствие разных подвижностей ионов и электронов стенки трубки отрицательно заряжены до напряжения 20—30 В. Поэтому ионы ускоряются и падают на стенки трубки со значительными энергиями. Особенно тяжелы условия, если газ двукратно или трёхкратно ионизован, т. к. ионы приобретают соответственно двойную или тройную энергию. Подходящий материал должен, таким образом, кроме хороших термических свойств обладать достаточной стойкостью к ионной бомбардировке. В первых непрерывных ионных лазерах применялись разрядные трубки из кварца. С такими конструкциями возможно достижение мощности более 1 Вт, но на относительно короткий срок (около 100 часов), определяемый разрушением кварца ионной бомбардировкой. Кроме этого, кварцевые трубки из-за низкой теплопроводности имели высокую температуру внутренних стенок, в результате чего происходило сильное жестчение газа.

В современных конструкциях ионных лазеров для голографии разрядные трубки выполняются из графита или окиси бериллия. Такие трубки позволяют получать большие мощности генерации, определяемые стойкостью зеркал резонатора и имеют срок службы более 1000 часов. По своему конструктивному исполнению ионные лазеры могут быть отпаянными и прокачными. При конструировании отпаянных лазеров возникают дополнительные трудности, связанные с эффектом перекачки газа, в результате которого выходная мощность лазеров значительно падает. Изменения в давлении вызваны следующими обстоятельствами:

В газовом разряде положительные ионы перемещаются к катоду. Это вызывает увеличение давления газа на катодном конце трубки.

При своем движении к аноду электроны сталкиваются с атомами газа и передают им часть своей кинетической энергии, увеличивая тем самым давление у анода. Этот эффект превалирует над первым, особенно при высоких плотностях тока.

Высокая температура газа в капилляре (около 2500°C) вызывает движение газа к холодным частям трубки и падение его плотности в разрядном пространстве.

Для выравнивания давлений в различных частях трубки

приходится снабжать ее дополнительным обводным каналом, причем его диаметр должен быть достаточно большим для обеспечения необходимой пропускной способности канала, и вместе с тем он не должен шунтировать разряд.

Еще одна особенность отпаянных ионных лазеров — падение давления газа вследствие жестчения его в разрядных трубках. В этом отношении трубки из бериллиевой керамики также имеют преимущества перед остальными из-за низкой температуры внутренних стенок. На рис. 1 приведены зависимости давления газа от времени для трубок из окиси бериллия и графита. Скорость жестчения газа в бериллиевой трубке мала, что делает во многих случаях практически ненужной систему пополнения газа.

С момента появления ионных газовых лазеров немало усилий было затрачено на разработку сильноточных катодов с большим сроком службы. Катоды ионных лазеров в отличие от катодов электронных приборов и газоразрядных приборов тлеющего разряда должны отвечать ряду дополнительных требований. Это связано с тем, что в процессе переноса тока в дуговом разряде, возбуждаемом в этих лазерах, кроме электронов принимают участие ионы разрядной плазмы. При компенсации ионами отрицательного объемного заряда у катода резко уменьшается внутреннее сопротивление прибора и через него течет значительный ток.

Если эмиссия с катода недостаточна, автоматически возникает повышенное падение напряжения у поверхности катода, при этом он подвергается интенсивной ионной бомбардировке. В результате этой бомбардировки катоды распыляются. Поэтому помимо достаточной долговечности, стабильности параметров, механической прочности и других качеств, отвечающих общим требованиям, катоды ионных лазеров должны обладать особой стойкостью к ионной бомбардировке и иметь высокую плотность тока эмиссии (единицы — десятки  $\text{A}/\text{cm}^2$ ). В случае недостаточной стойкости к ионной бомбардировке распыляющийся материал, осаждаясь внутри трубки, не только ухудшает эмиссию и увеличивает проводимость между электродами, но и поглощает атомы газа, что приводит к изменению давления и состава рабочей среды в лазере.

В табл. 1 представлены характеристики некоторых катодов, применяемых в ионных лазерах.

Еще одной важной особенностью ионных лазеров на тяжелых газах ( $Kr$ ,  $Xe$ ) является неустойчивость плазмы разряда.

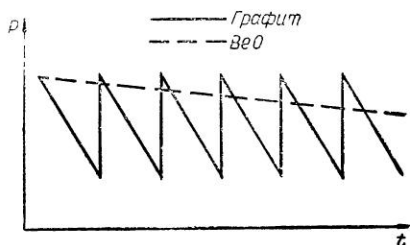


Рис. 1

Таблица 1

Тип катода	T раб.	I А см <sup>2</sup>	Долговечность, час.	U кат, В
Оксидный катод	900	2,5	500	12
Катод из La В <sub>6</sub>	1400	2,5	500	15
Прямокальный импрегнированный катод	1000	5	1000	15
Полый танталовый катод	2500	10	50	35

В результате исследования причин нестабильности [4], в ходе которого менялись такие параметры разряда, как размеры трубки, вид и давление рабочего газа, разрядный ток, напряженность внешнего магнитного поля, обнаружилось, что нестабильность создается под действием пинч-эффекта разрядного пути, и что разрядный ток мог бы стабилизироваться при подходящих условиях.

Пинч-эффект создается при взаимодействии разрядного тока с собственным магнитным полем. Направление сил, создаваемых при таком взаимодействии, таково, что путь разрядного тока сужается.

Величина этой силы (магнитное давление) определяется как  $B^2/8\pi$ , где  $B$  — напряженность магнитного поля, обусловленного разрядным током. Например, при разрядном токе 40 А в трубке диаметром 3 мм достигаемое магнитное давление будет приблизительно 0,1 тор. С другой стороны, давление газа внутри разрядной трубки ионного лазера обычно в диапазоне от 0,3 до 1 тор. Из общего давления газа давление электронов на стенки разрядной трубки составляет приблизительно половину.

Из сказанного легко понять, что существует возможность появления магнитного пинч-эффекта в разрядной трубке. Кроме того, возможность появления нестабильности увеличивается с приложением магнитного поля в направлении продольной оси разрядной трубки. Нестабильность можно предотвратить, правильно выбирая рабочие условия. С целью преодоления нестабильности в разрядной трубке может быть использована также смесь криптона и других, более легких газов, таких как аргон, неон, гелий. В этом случае разрядный ток стабилизируется, если общее давление газов находится в интервале, соответствующем стабильной генерации.

Причем при добавлении неона выходная мощность криптонового лазера может быть увеличена, а порог генерации значительно снижен. Это обусловлено тем, что неоновый метастабильный уровень  $2P^5_3S[3/2]^{\circ}$  отдален от уровня криптона

5р  $P_{5/2}$  только на  $117 \text{ см}^{-1}$ . Следовательно, возможно возбуждение верхнего лазерного уровня криптона столкновением второго рода. Предварительные расчеты показали, что смесь *Ne* и *Kr* в отношении 3:1 увеличивает выходную энергию криптонового лазера на длине волны  $6471 \text{ \AA}$  на 30% [5].

Это увеличение наблюдается несмотря на тот факт, что из-за сильного катафореза неон аккумулируется на анодном конце, а криптон на катодном. При надлежащей конструкции трубки можно получить значительные мощности в красной области спектра.

Ксенонный лазер является наименее изученным и отработанным из всех ионных лазеров. Нестабильность разряда в нем начинает проявляться при еще меньших токах, чем в лазере на криптоне, поскольку ксенон — более тяжелый газ.

Превентивные меры против нестабильности остаются такими же, как в криптоновом лазере, однако применение их не столь эффективно.

### Спектральные характеристики ИГЛ

Рабочими газами ионных лазеров служит неон, аргон, криптон и ксенон. В табл. 2 приведены наиболее мощные линии излучения. При большом превышении над порогом лазер генерирует несколько линий одновременно. Выбор длины волны осуществляется при помощи какого-либо диспергирующего элемента (призмы или дифракционной решетки), помещаемого в резонатор.

Таблица 2

Ион	Длина волны $\text{\AA}$	Ион	Длина волны $\text{\AA}$	Ион	Длина волны $\text{\AA}$
Ar <sup>+</sup>	4545	Kr <sup>+</sup>	4619	Ne <sup>+</sup>	3324
Ar <sup>+</sup>	4579	Kr <sup>+</sup>	4680	Ne <sup>+</sup>	3378
Ar <sup>+</sup>	4658	Kr <sup>+</sup>	4762	Ne <sup>+</sup>	3393
Ar <sup>+</sup>	4727	Kr <sup>+</sup>	4825	Ne <sup>+</sup>	3313
Ar <sup>+</sup>	4765	Kr <sup>+</sup>	5208	Xe <sup>+</sup>	5419
Ar <sup>+</sup>	4880	Kr <sup>+</sup>	5308	Xe <sup>+</sup>	5971
Ar <sup>+</sup>	4965	Kr <sup>+</sup>	5682	Xe <sup>+</sup>	7989
Ar <sup>+</sup>	5017	Kr <sup>+</sup>	6471	Xe <sup>+</sup>	8714
Ar <sup>+</sup>	5145	Kr <sup>++</sup>	3507	Xe <sup>+</sup>	9697
Ar <sup>+</sup>	5287	Kr <sup>++</sup>	3564	Xe <sup>++</sup>	3454
Ar <sup>++</sup>	3511	Kr <sup>++</sup>	4067	Xe <sup>++</sup>	3781
Ar <sup>++</sup>	3638	Kr <sup>++</sup>	4131	Xe <sup>++</sup>	4214

## Одномодовый режим работы

Как уже говорилось, основное требование к применяемым в голографии лазерам заключается в обеспечении высокой степени временной и пространственной когерентности при достаточной выходной мощности. Когерентные свойства лазерного пучка тесно связаны с его модовой структурой. Излучение лазера, генерирующего в любой одной поперечной моде, можно считать пространственно-когерентным. В случае генерации моды наиболее низкого порядка можно получить максимальную равномерность освещения, поэтому желателен именно такой режим работы лазера.

Для ионных лазеров размеры распределения мод низшего порядка ( $TEM_{00q}$ ) определяются в поперечной плоскости радиусом кривизны зеркала и диаметром наименьшей ограничивающей апертуры внутри резонатора, обычно диаметром разрядной трубки. Для данных зеркал моды характеризуются «размером пятна» или диаметром моды  $W$  в любом сечении резонатора. Экспериментально установлено, что газовые лазеры с малыми и средними коэффициентами усиления генерируют на наинизшей моде лишь при диаметрах органичивающей апертуры, равных  $(3,5-4) W$ . При таких диаметрах дифракционные потери моды наинизшего порядка пренебрежимо малы и составляют величины  $e^{-7} \div e^{-8}$  на прохождение, что существенно меньше потерь на зеркалах и окнах Брюстера.

Оценим диаметр капилляра, необходимый для получения генерации на наинизшей моде при следующих параметрах резонатора: расстояние между зеркалами  $L=1$  м, радиусы кривизны зеркал  $R=10$  м и  $R=\infty$  соответственно.

Размеры пятен на зеркалах даются выражениями:

$$W_1 = \sqrt{\frac{\lambda L}{\pi}} \sqrt[4]{\frac{g_2}{g_1} \cdot \frac{1}{1 - g_1 g_2}},$$
$$W_2 = \sqrt{\frac{\lambda L}{\pi}} \sqrt[4]{\frac{g_1}{g_2} \cdot \frac{1}{1 - g_1 g_2}},$$

где  $\lambda$  — длина волны,  $L$  — длина резонатора,

$$g_1 = 1 - \frac{L}{R_1}; \quad g_2 = 1 - \frac{L}{R_2}.$$

Применяя  $\lambda=0,5 \cdot 10^{-6}$  м, получим:  $W_1 \approx 0,8$  мм и  $W_2 \approx 0,7$  мм. Размер пятна на плоском зеркале  $W_2=0,7$  мм является минимальным размером пятна в этом резонаторе. Отсюда получаем диаметр трубки ( $2,5 \div 3$  мм). Такой диаметр трубки оказывается удовлетворительным и с точки зрения получения большой выходной мощности при умеренных величинах разрядного тока.

Заметим, что криптоновый лазер излучает на основной моде и при больших диаметрах капилляра, чем аргоновый. Это объясняется меньшим коэффициентом усиления и большим диаметром основной моды, чем у аргонового лазера.

### Одночастотный режим работы

Временная когерентность излучения полностью определяется числом продольных мод, генерируемых лазером. Без применения специальных методов селекции их число порядка 50. Действительно, расстояние между модами резонатора равно  $\Delta\nu_p = \frac{c}{2L}$ , где  $c$  — скорость света,  $L$  — длина резонатора. Если  $L \approx 1$  м, то  $\Delta\nu \approx 150$  МГц, в то время как ширина доплеровски уширенной линии усиления ионного лазера  $\Delta\nu_g$  составляет  $5 \div 10$  ГГц.

Удобной мерой временной когерентности для голографии является длина когерентности  $L_k = \frac{c}{\Delta\nu_{\text{ген.}}}$ , где  $\Delta\nu_{\text{ген.}}$  — ширина полосы излучаемых частот. Если не производить селекцию мод, то длина когерентности  $L_k \approx 6$  см. Оценим длину когерентности при условии, что существует только одна продольная мода.

Добротность резонаторов ОКГ  $Q$  обычно имеет величину порядка  $10^8$ , при этом полоса излучаемых частот  $\Delta\nu_{\text{ген.}} = \frac{\nu}{Q}$ . В нашем случае имеем  $\nu \approx 5 \cdot 10^{14}$  Гц. Тогда  $\Delta\nu_{\text{ген.}} \sim 5 \cdot 10^6$  Гц, что дает длину когерентности около 100 метров. Увеличение модового состава до 2-х продольных мод снижает ее до величины  $1 \div 2$  метра.

Таким образом видно, что для создания пригодного для голографии ионного лазера с хорошими когерентно-оптическими характеристиками необходима прежде всего селекция продольных типов колебаний, т. е. получение одночастотного режима генерации.

Наиболее эффективными для ионных лазеров являются методы селекции, основанные на использовании двух связанных резонаторов. При этом только для одной моды, общей для обоих резонаторов, усиление превосходит потери.

Схема резонатора Смита приведена на рис. 2. Основной резонатор, образованный зеркалами  $M_1$  и  $M_3$ , имеет большую

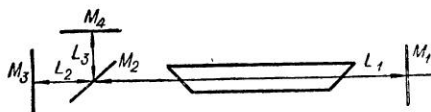


Рис. 2

длину для получения достаточного усиления. Зеркала  $M_3$  и  $M_4$  образуют короткий резонатор. Частотный спектр составного резонатора существенно разрежен. Расстояние между максимумами отражения для него определяется расстоянием  $(L_2 + L_3) : \Delta\nu = c/2 (L_2 + L_3)$ .

Для уверенного выделения одной продольной моды необходимо иметь  $L_2 + L_3 \approx 3$  см. Возможность получения одночастотной генерации аргонового лазера с резонатором такого типа подробно исследовалась в [6, 7]. В результате получен устойчивый одночастотный режим на всех линиях при суммарной выходной мощности около 2 Вт. Эффективность преобразования многомодовой мощности в одномодовую составила 50%.

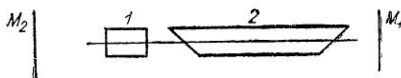


Рис. 3

Второй разновидностью метода связанных резонаторов для получения одночастотной генерации является применение внутрирезонаторного эталона Фабри — Перо (рис. 3). В этом случае он является полосовым фильтром, который вносит дополнительное затухание для всех мод, кроме одной, на которую он настроен.

Селектируемая мода выбирается путем наклона эталона по отношению к направлению распространения излучения. Длина эталона выбирается такой, чтобы расстояние между его соседними модами равнялось ширине линий усиления лазера, то есть не должна превосходить 2—3 см. Частота, которую селектирует эталон, зависит от его длины.

Для того, чтобы при тепловом расширении эталона не происходил перескок генерации с одной моды на другую, необходимо стабилизировать его температуру. Изменение центральной частоты эталона вследствие изменения его размеров определяется формулой

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\Delta l}{l}.$$

Для типичных резонаторов расстояние между соседними модами составляет примерно 100—150 МГц, поэтому длина эталона должна поддерживаться с точностью  $10^{-8}$ — $10^{-10}$ . Это требует стабилизации температуры эталона с точностью  $10^{-2}$  °С. Эксперименты показали, что таким способом можно уверенно выделить одну продольную моду. Как и в случае резонатора Смита коэффициент преобразования многомодовой мощности в одномодовую составляет примерно 50%.

## Стабилизация частоты ионных лазеров

Системы стабилизации лазеров можно разбить на два вида: системы пассивной и активной стабилизации. Первый метод предполагает исключение всех возмущающих факторов. К ним следует отнести изменения внешней температуры, давления, тока разряда, вибрации и ряд других причин. Однако практически избавиться от возмущающих факторов, влияющих на работу ионных лазеров очень трудно, поэтому для создания высокостабильного ионного лазера применяют методы активной стабилизации. Сущность ее заключается в следующем. Частота лазерного излучения сравнивается с эталоном частоты. Схема сравнения выдает постоянное напряжение, пропорциональное отклонению частоты излучения от эталона. Это напряжение поступает на пьезокерамику, на которой укреплено зеркало. Вследствие этого изменяется длина резонатора и частота излучения (рис. 4).

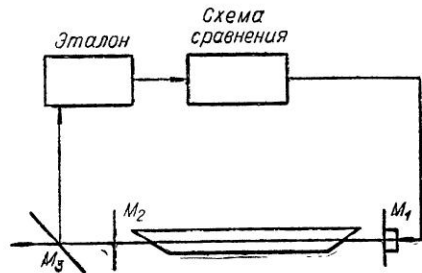


Рис. 4

Конкретное схемное решение системы стабилизации зависит от того, что выбирается в качестве эталона частоты. Первые системы стабилизации использовали в качестве репера частоты линию усиления самого лазера. Как известно, кривая зависимости выходной мощности от частоты обнаруживает достаточно четкий пик и, кроме того, провал. Для получения сигнала ошибки в таких системах используется принудительная модуляция частоты излучения путем смещения одного из зеркал. При этом выходной сигнал оказывается модулированным по мощности. Глубина модуляции определяет величину смещения, а фаза — направление. Однако большая величина доплеровской ширины линий и линии однородного уширения, которая определяет ширину провала в кривой усиления, делают практически непригодным этот метод для стабилизации ионных лазеров. Для этого класса лазеров необходимо применять системы стабилизации с внешними дискриминаторами. Ими могут служить как интерферометрические эталоны частоты, так и дискриминаторы, использующие линию поглощения какого-нибудь газа.

Системы стабилизации с использованием внешних интерферометрических дискриминаторов основаны на использовании внешних пассивных резонаторов. Такие системы легко осуществимы и дают хорошую кратковременную стабильность.



Недостатком их является уход центральной частоты эталонов вследствие изменения температуры, что влечет за собой необходимость температурной стабилизации внешних дискриминаторов с точностью  $0,01^\circ \div 0,001^\circ\text{C}$ .

Системы стабилизации частоты по линии поглощения газов используют резонансный характер зависимости коэффициента поглощения газов от частоты. Возможные разновидности этого метода подробно описаны в литературе [7, 8]. Все системы, использующие в качестве дискриминатора частоты линию поглощения газов имеют хорошую долговременную стабильность (до  $3 \times 10^{-11}$ ) и воспроизводимость. Кратковременная стабильность оказывается хуже ( $\sim 2 \times 10^{-9}$ ).

Перспективными являются комбинированные системы стабилизации, которые содержат как внешний интерферометрический дискриминатор, так и дискриминатор, использующий линию поглощения газов. Такие системы обладают хорошей и долговременной ( $\sim 10^{-9}$ ) и кратковременной ( $\sim 5 \cdot 10^{-10}$ ) стабильностью, а также воспроизводимостью частоты. Однако наличие нескольких линий генерации существенно затрудняет создание стабилизированных ионных лазеров, так как необходимо создавать свой эталон частоты на каждую линию.

Требования к лазерам для голографии менее жесткие. Так, можно существенно снизить требование к воспроизводимости частоты и долговременной стабильности. В то же время кратковременная стабильность должна быть высокой.

Для большинства голографических приложений достаточно иметь длину когерентности 3 м. Этому соответствует долговременная стабильность  $2 \cdot 10^{-7}$  за несколько минут. Такой результат может быть вполне достигнут путем создания жесткой конструкции резонатора и использованием внутрирезонаторного интерферометра Фабри—Перо в качестве селектора продольных мод излучения. Максимальный уход частоты в этом случае ограничивается шириной полосы внутреннего эталона и смещением его центральной частоты. Стабилизация температуры кварцевого эталона с точностью до  $10^{-2}^\circ\text{C}$  соответствует возможному уходу центральной частоты на величину не более 1 МГц. Таким образом, частотная стабильность лазера в основном определяется эффективной шириной полосы эталона и жесткостью резонатора.

Еще одной важной для голографии характеристикой лазерного излучения является стабильность мощности, которая может достигаться либо пассивным, либо активным путем. Учитывая, что удовлетворительной для большинства приложений является стабильность мощности 5% за час работы в установившемся режиме, предпочтение следует отдать стабилизации мощности путем стабилизации тока разряда без использования обратной связи по излучению.

Таким образом, требования, предъявляемые к ионным ла-

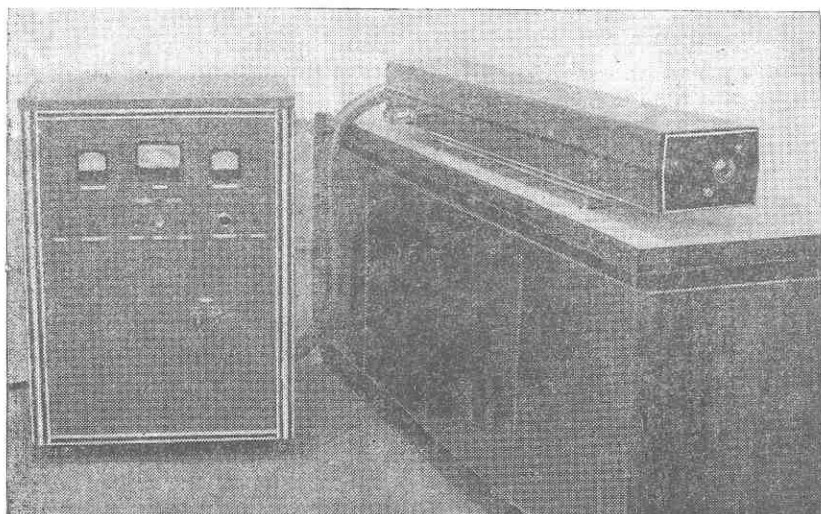


Рис. 5

зерам для голографии, подразделяются на два типа. К первому относятся требования общего характера: надежность, срок службы, мощность и удобство эксплуатации.

Ко второму относятся специфические требования: стабильность частоты, стабильность мощности, линейная поляризация и широкий набор отдельно генерируемых частот.

Попытка удовлетворить этим требованиям (с учетом технологических возможностей института) привела к созданию разборного прокачного, металлокерамического ионного газового лазера для голографии (рис. 5).

Рассмотрим особенности конструкции и рабочие характеристики такого лазера.



Рис. 6

Разрядный канал выполнен из окиси бериллия (рис. 6). Большая теплопроводность в сочетании с изоляционными свойствами и стойкостью к ионной бомбардировке делают ее практически незаменимым материалом разрядного канала

мощного одномодового ИГЛ. Канал имеет переменное сечение, что позволяет в некоторой степени скомпенсировать разницу давлений между анодом и катодом, возникающую вследствие перекачки газа дуговым разрядом. Диаметр канала изменяется от 2,5 до 4 мм, а его длина составляет 800 мм.

Для получения линейно поляризованного излучения выходные окна расположены под углом Брюстера и защищены от загрязнения поперечным тлеющим разрядом. Это позволяет существенно увеличить время между заменами выходных окон.

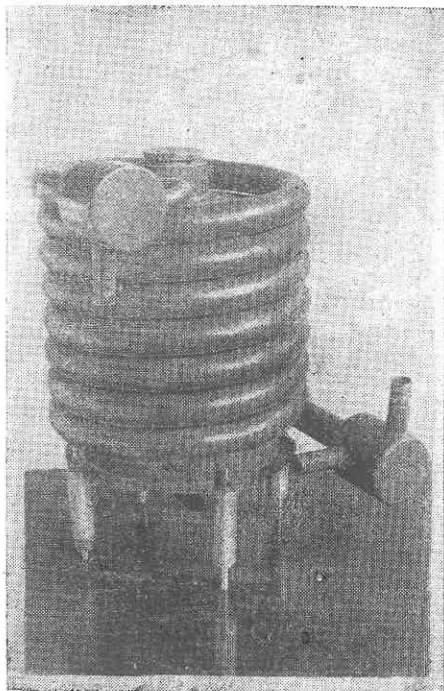


Рис. 7

Для охлаждения активного элемента используется двухконтурная система охлаждения. Во внутреннем контуре циркулирует дистиллированная вода, охлаждаемая в теплообменнике водой из водопровода (рис. 7). Последовательно с теплообменником соединена водоохлаждаемая панель, на которой расположены силовой выпрямитель и блок балластных сопротивлений.

Лазер работает с постоянной прокачкой рабочего газа через разрядный канал. Это имеет ряд преимуществ по сравнению с отпаянной конструкцией. Снимаются проблемы выравнивания давлений и жестчения газа,

появляется возможность подбирать оптимальное давление при работе на разных линиях, менять газовый состав без выключения лазера и работать на смеси газов. Возможность работы на смеси газов позволяет решить проблему устойчивой работы криптонового лазера с высокой выходной мощ-

ностью (2,5 Вт) в линии 6471 Å. Для этого в разрядный канал подается неон, а оптимальное отношение давлений подбирается экспериментально. Прокачка осуществляется малогабаритным, малошумным форвакуумным насосом (рис. 8). Газ поступает из малолитражного металлического баллона, а подача регулируется игольчатым натекателем.

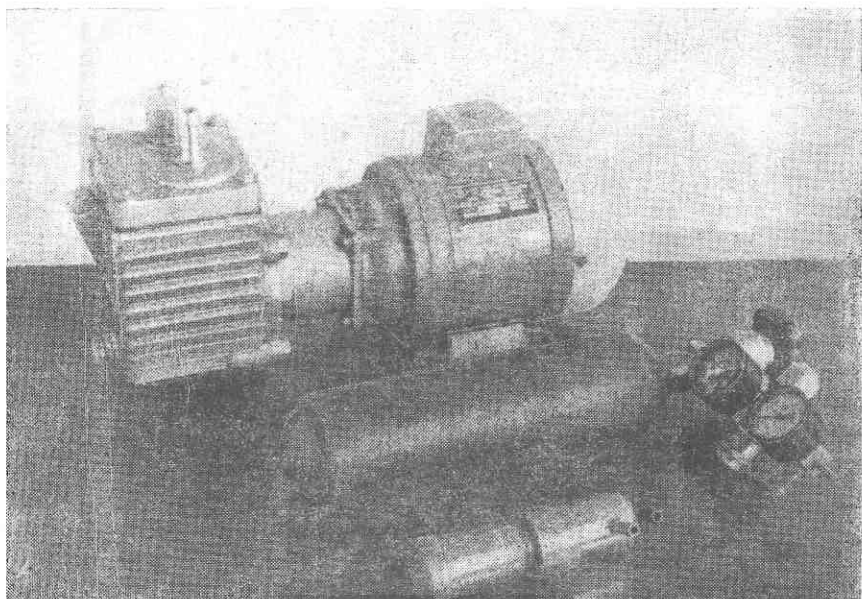


Рис. 8

В лазере применен полый самоподогревный катод из гексаборида лантана. Этот материал обладает хорошими эмиссионными свойствами и не отравляется при развакуумировании. Срок службы составляет примерно 500 часов, а время замены — 30 мин.

Разрядный канал помещен в аксиальное магнитное поле величиной  $600 \div 800$  Гаусс, которое создается компактным водоохлаждаемым соленоидом. Благодаря этому существенно снижается теплоотдача в окружающую среду, что приводит к уменьшению температурных градиентов и улучшает стабильность частоты излучения. Соленоид выполнен в виде нескольких секций, включенных навстречу друг другу, что позволяет избежать потерь мощности на окнах Брюстера, обусловленных кручением поляризации излучения магнитным полем.

Питание лазера осуществляется от шестифазного выпрямителя. Для снижения пульсаций выпрямленного напряжения применяется емкостный фильтр. Для зажигания дугового разряда имеется дополнительный источник  $3 \text{ кВ} \times 200 \text{ мА}$ . Регулировка тока может производиться ступенчато при помощи ряда балластных водоохлаждаемых сопротивлений. Управление лазером и контроль рабочих параметров осуществляется с передней панели блока питания. Потребляемая мощность не более 25 кВА.

Резонатор лазера состоит из двух массивных плит, под-

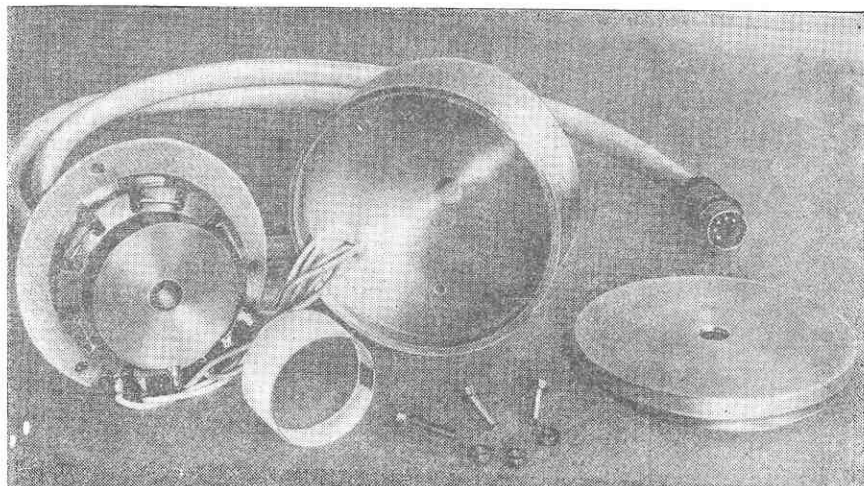


Рис. 9

держиваемых тремя инваровыми стержнями, помещенными в защитные алюминиевые кожухи. В свою очередь стержни состоят из нескольких частей, соединенных между собой специальными термокомпенсирующими фланцами. Такая конструкция позволяет избежать ухода частоты лазерного излучения как из-за изменения температуры окружающей среды, так и из-за неравномерного прогрева самих стержней.

Селекция поперечных типов колебаний осуществляется соответствующим выбором параметров зеркал и разрядного канала, в результате чего лазер генерирует на моде  $TEM_{00q}$ . Для селекции продольных типов колебаний используется разработанный в НЭТИ термостабилизированный эталон Фабри—Перо (рис. 9). Он представляет собой кварцевую пластинку толщиной 20 мм с нанесенными с обеих сторон светоотражающими покрытиями, коэффициент отражения которых составляет  $10 \div 20\%$ .

Эталон помещен в термостат, температура в котором поддерживается с точностью до  $10^{-2}^{\circ}C$ . Это позволяет обеспечить уход частоты излучения не более 300 МГц/час. Коэффициент преобразования многомодовой мощности в одномодовую составляет 50%.

Стабильность мощности выходного излучения составляет примерно 30% за первые полчаса работы лазера и не более 6% после получасового прогрева.

Модуляция выходного лазерного излучения при выключенном емкостном фильтре составляет примерно 40%, а при включенном не более 8%.

Таблица 3

Длина волны	Мощность		Длина волны	Мощность	
	криптон	аргон		криптон	аргон
6471 Å	2500 мВт		4880 Å		4900 мВт
5682 Å	300 мВт		4825 Å	100 мВт	
5309 Å	300 мВт		4765 Å		1300 мВт
5287 Å		100 мВт	4762 Å	150 мВт	
5208 Å	200 мВт		4727 Å		400 мВт
5145 Å		5100 мВт	4658 Å		200 мВт
5017 Å		600 мВт	4579 Å		500 мВт
4965 Å		1000 мВт	4545 Å		150 мВт

В табл. 3 приведены основные линии ИГЛ, используемые в голографии. Разделение линий осуществляется с помощью внутрирезонаторного призмного селектора (рис. 10). На смеси аргон-криптон легко может быть получена генерация белого света. Суммарная мощность излучения лазера на ионах аргона составляет 15 Вт. Следует заметить, что лазерные зеркала, выходные окна, призма и эталон Фабри—Перо устойчиво работают вплоть до выходных мощностей 10÷12 Вт. При дальнейшем повышении мощности происходит выгорание

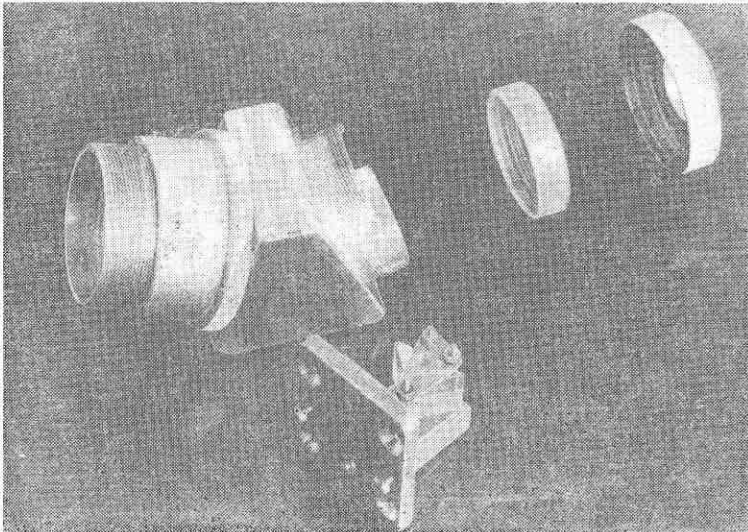


Рис. 10

светоотражающих покрытий. Прочность зеркал соответствует плотности энергии примерно  $1500 \text{ Вт/см}^2$ .

Таким образом, можно заключить, что при наличии универсального ионного газового лазера можно эффективно использовать голографические методы для решения статических задач.

Отметим, что ионный лазер, снабженный внутррезонаторным акустооптическим модулятором, может быть применен для решения большого круга динамических задач.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Лин, Чэнь. Ракетная техника и космонавтика, т. 9, 1971, № 7.
2. Ebert W. Beitrag aus der Plasmaphysik, b. 12, N 5, 1972.
3. Честер. Экспресс — информация. Квантовая радиотехника, 1971, № 41.
4. Yamamoto A. E. Патент США, № 3617933, кл. 331—945, 2, 11, 1969.
5. H. Marantz, R. Rudko and C. Tang IEEE J. Quant. Electron. v. 1, N 5, 1969.
6. Бурмакин В. П. и др. Журнал прикладной спектроскопии, т. 13, 1970, № 2.
7. Бетеров И. М. и др. «Автометрия», 1972, № 5.
8. J. Hohimer, R. Kelly and F. Tittle. Applied Optics, v. 11, N 3, 1972.

## ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ РЕЛЬЕФА ПОВЕРХНОСТЕЙ МЕТОДОМ ДВУХДЛИННОВОЛНОВОЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

Необходимость исследования рельефа поверхности возникает при решении многих технических задач. К таким задачам, в первую очередь, относятся определение рельефа деталей сложной формы и измерение шероховатости поверхностей. Более конкретными примерами являются измерение параметров рельефа лопаток газотурбинных двигателей и исследование микроструктуры разломов деталей при анализе прочности. К уже названным тесно примыкают задачи контроля: сравнение изделий с эталонными, оценка качества их обработки и т. д.

В настоящее время для изучения рельефа поверхностей используются различные приборы и методы. Это профилометры и микроскопы разных типов, приборы, основанные на использовании телевизионной техники и др. Однако повышение требований к разрешающей способности, точности измерений и быстродействию, необходимость проводить измерения в большом количестве точек заставляют искать другие средства и методы исследования. Перспективными в этом отношении являются методы, основанные на голографической интерферометрии.

В данной работе сделан предварительный анализ методов голографической интерферометрии, пригодных для изучения рельефа поверхностей, и проведены измерения параметров рельефа поверхностей лопаток ГТД методом двухдлинновой голографической интерферометрии, включающие получение топограмм и их обработку на ЭВМ.

Общая идея, лежащая в основе голографических методов измерения параметров рельефа поверхностей, давно используется в картографии и заключается в том, что трехмерный рельеф представляется в виде плоского изображения, являющегося топографической картой объекта. Линии на такой карте, называемые линиями равного уровня, это следы пересечения поверхности предмета параллельными плоскостями с постоянным шагом. Голографические методы обладают рядом достоинств. К ним прежде всего следует отнести бесконтактность, возможность получения информации сразу по всей по-



верхности предмета, наличие эталона в виде длины волны и высокую чувствительность.

Возможны три голографических метода получения линий равного уровня на поверхности объекта: метод двух источников, иммерсионный и двухчастотный. Остановимся кратко на суги методов.

Метод двух источников реализуется достаточно просто, голограмма в этом случае экспонируется дважды, причем перед второй экспозицией положение источника, освещающего объект, изменяется [1]. На стадии восстановления в результате интерференции двух световых пучков образуются полосы, являющиеся контурами сечения объекта эквифазными секущими плоскостями, которые параллельны биссекторной плоскости угла  $\alpha$ , образуемого направлениями распространения пучков от первого и второго освещающего объект источников. Расстояние между секущими плоскостями определяется соотношением:

$$\Delta h = \frac{\lambda}{2 \sin \frac{\alpha}{2}}. \quad (1)$$

Изменяя угол  $\alpha$ , можно менять  $\Delta h$  в широких пределах. Например, при  $\alpha \approx 1'$ ,  $\Delta h \approx 2,5$  мм, а при  $\alpha \approx 3,5^\circ$ ,  $\Delta h \approx 10$  мкм. Недостатком метода является необходимость освещения объекта наклонным пучком, что приводит к появлению теней, т. е. к отсутствию информации о соответствующих участках. Кроме того, чем детальнее исследуется форма предмета, тем с меньшей погрешностью необходимо устанавливать угол.

В иммерсионном методе исследуемый предмет помещают в кювету заполненную прозрачной жидкостью или газом с показателем преломления  $n_1$ , и экспонируют голограмму. Затем изменяют показатель преломления до значения  $n_2$ , обычно добавляя для этого в кювету другое вещество, и снова экспонируют голограмму. В результате восстановленное изображение будет покрыто интерференционными полосами, а расстояние между секущими плоскостями определится выражением [2].

$$\Delta h = \frac{\lambda}{n_1 (1 + \cos \gamma_1) - n_2 (1 + \cos \gamma_2)}, \quad (2)$$

здесь  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  — углы преломления света при первой и второй экспозициях. Заполняя кювету различными газами и жидкостями, можно изменять  $\Delta h$ . Так, например, если первую экспозицию сделать в кювете с воздухом, а затем заполнить ее фреоном под давлением 3 атм, то  $\Delta h \approx 100$  мкм. Однако тепловые потоки жидкости или газа в кювете искажают действительную картину интерференционных полос, поэтому результаты в этом случае не являются достоверными.

Суть двухчастотного метода исследования формы поверхности заключается в том, что на одну фотопластинку записывают две голограммы одного и того же объекта, причем одну при использовании длины волны  $\lambda_1$ , а другую  $\lambda_2$ . На стадии восстановления появляются две световые волны, которые интерферируют. В результате интерференции получается картина, представляющая собой топографическую карту поверхности предмета. Соответствующим выбором длин волн можно изменять расстояние между соседними секущими плоскостями от микрон до миллиметров. Это расстояние определяется выражением [1]:

$$\Delta h = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{2 |\lambda_1 - \lambda_2|}. \quad (3)$$

Сопоставляя выражения (1) ÷ (3) для  $\Delta h$ , нетрудно видеть, что с метрологической точки зрения предпочтение следует отдать методу двух частот, так как входящие в (1) и (2) углы и коэффициенты преломления определяются с существенно большей погрешностью, чем длины волн в (3). Кроме того, схема голографирования в методе двух частот существенно проще, чем в других методах. Тем не менее, до сих пор этот метод не получил должного распространения. Основным препятствием на пути реализации метода является практически полное отсутствие многочастотных лазеров для голографии. Известные лабораторные эксперименты проводились на лазерах нескольких типов. Двухчастотный гелий-неоновый лазер позволяет получить топографические карты с шагом 10 мкм [3], но имеет невысокую выходную мощность излучения. С импульсным рубиновым лазером можно работать лишь в диапазоне 10 мм и выше [4]. Большие надежды возлагаются на перестраиваемый по частоте лазер на химических красителях [5]. Однако из-за низкой когерентности и малой мощности они пока не пригодны для решения практических задач. В настоящее время наиболее подходящим для использования в топографии является ионный лазер, позволяющий получать дискретный набор частот. Выбирая различные пары длин волн, можно обеспечить широкий диапазон значений  $\Delta h$ .

Таким образом, для решения разнообразных задач, связанных с исследованием рельефа поверхностей, наиболее пригодным является двухчастотный метод получения линий равного уровня. Методическая погрешность в этом случае, как было отмечено, минимальна и практическая реализация сравнительно проста. В качестве источника излучения в настоящее время целесообразно использовать многочастотный ионный лазер.

Ниже приведены результаты экспериментов по получению топографических интерферограмм и их обработке.

$\lambda_1(\text{Å})$	$\lambda_2(\text{Å})$	$\Delta\lambda(\text{Å})$	$\Delta h(\text{мкм})$	$W(\text{мВт})$
5308,65	5286,90	21,75	64,5	300
5286,90	5208,31	78,59	17,52	200
5208,31	5145,79	62,52	21,43	200
5145,79	4880,03	265,76	4,72	2500
5145,79	4965,07	180,72	7,07	700
5017,16	4965,07	52,09	23,00	400
4965,07	4880,03	85,04	14,25	700
4880,03	4825,17	54,86	21,69	100
4880,03	4764,86	114,83	10,11	500
4825,17	4764,86	60,31	19,06	100
4764,86	4762,43	2,43	467	100
4764,86	4726,86	38,00	29,6	200
4579,35	4545,05	34,30	30,3	100

В экспериментах использовался разработанный нами ионный газовый лазер [6]. Он излучает достаточно широкий набор длин волн, имеет большую мощность и высокую когерентность. В таблице указаны наиболее интересные пары линий, получаемый при этом шаг сечений и излучаемая мощность на соответствующих линиях. Лазер работает на аргоне или криптоне. Перестройка осуществляется оперативно при помощи натекателей.

Как видно из приведенной таблицы, с помощью такого лазера можно получать контуры равных глубин как с малой ( $\Delta h=467$  мкм), так и с большой ( $\Delta h=10$  мкм) чувствительностью. При этом подходящая пара линий может быть выбрана с учетом размеров объекта, характеристик используемого регистрирующего материала и необходимой степени детальности исследования рельефа.

Эксперименты проводились на голографической установке, представляющей собой массивный виброзащищенный стол, на котором укреплены подставки с оптическими элементами. Схема голографирования приведена на рис. 1. Луч лазера делится светоделителем 1 на опорный и объектный. Опорный пучок, пройдя через коллиматор 2 и отразив-

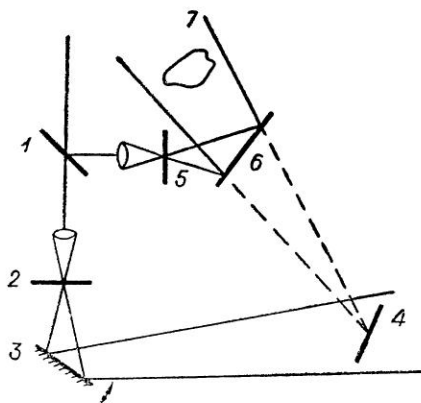


Рис. 1

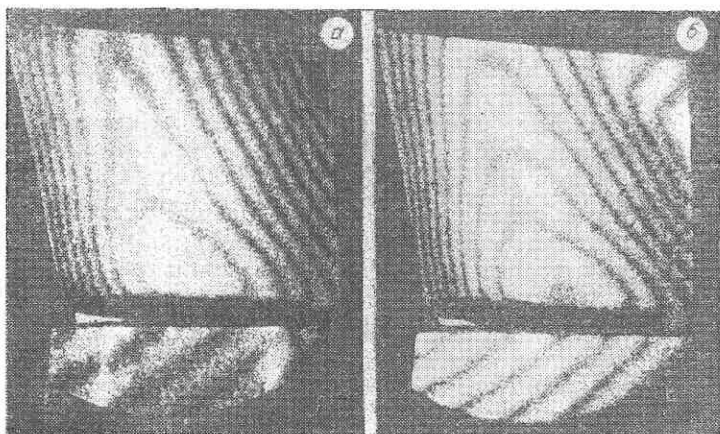


Рис. 2 а, б

шись от зеркала 3, попадает на голограмму 4. Объектный пучок, пройдя коллиматор 5 и отразившись от делителя 6, освещает объект 7, а рассеянная им волна также попадает на голограмму. Первая экспозиция осуществлялась в криптоновой линии  $\lambda_1=4762 \text{ \AA}$ , а вторая в аргоновой линии  $\lambda_2=4765 \text{ \AA}$ . В этом случае  $\Delta h=0.47 \text{ мм}$ . Перестройка лазера достигалась следующим образом. Не изменяя натекания криптона, в лазер подавался аргон. Генерация на криптоне срывалась, а подбором натекания аргона устанавливалась генерация аргоновой линии  $\lambda_2=4765 \text{ \AA}$ . После прекращения подачи аргона лазер снова начинал генерировать криптоновую линию  $\lambda_1=4762 \text{ \AA}$ . Смена длины волны занимала около минуты, а длительность экспозиции составляла  $3 \div 5$  секунд. Голограммы записывались на фотопластинках «8E56» фирмы "Agfa — Gevaert".

Восстанавливаемые с полученных таким образом голограмм изображения представляют собой топографические карты газотурбинных лопаток. На рис. 2а, б приведены топограммы двух однотипных лопаток. Сравнивая изображения, нетрудно заметить, что у лопатки 2б по сравнению с 2а сильно деформирован правый верхний угол и несколько выпрямлена средняя часть. В ряде случаев такой качественный анализ является достаточным и позволяет получить нужный результат. Например, по искривлению линий уровня может быть легко выявлен дефект поверхности, по количеству линий можно судить о кривизне поверхности предмета и т. д.

Однако большинство задач требует количественной расшифровки топографических интерферограмм. Под расшифров-

кой понимается вычисление по интерферограмме расстояния любой точки поверхности от некоторой фиксированной плоскости, что позволяет построить профиль поверхности вдоль любого направления.

Для того, чтобы определить разность высот между двумя точками, необходимо знать число интерференционных полос  $N$  между ними. Тогда  $|z_1 - z_2| = N\Delta h$ . Существенно отметить, что  $N$  может быть как целым, так и дробным числом. Если  $\Delta h$  является шагом по отношению к линиям равного уровня, соединяющим середины темных полос, то между ними могут быть построены другие линии, соединяющие точки одинаковой яркости, которые также являются линиями равного уровня. Таким образом, измерение рельефа может осуществляться с гораздо большей точностью, чем  $\Delta h/2$ . В этом случае нужно отсчитывать градации интерференционных полос. Минимальные градации интенсивности, которые возможно отсчитать, определяют порог чувствительности метода. Они связаны с шумами изображения, имеющими резкоконтрастную зернистую структуру. Определение порога чувствительности, обработка изображения с целью увеличения отношения сигнал/шум являются важными задачами, особенно при исследовании микрорельефов.

В данной работе при анализе топограмм лопаток мы ограничились линиями равного уровня, образованными серединами темных полос. Задача заключалась в выделении середин полос и построении профилей поверхности. Для эффективного решения этой задачи необходимо использование ЭВМ.

Обработка интерферограмм осуществлялась на ЭВМ М-6000, снабженной памятью на магнитном диске. Восстановленное с голограммы действительное изображение фиксировалось на фотопленке и с помощью фототелеграфного аппарата вводилось в ЭВМ. Размер кадра составлял  $36 \times 24$  мм<sup>2</sup>, а число вводимых точек изображения  $\sim 10^4$ . На первой стадии обработки вычислялись координаты середин интерференционных полос. Алгоритм был достаточно простым и включал в себя сглаживание, отсечку по заданному уровню и определение экстремума. На рис. 3 приведена выведенная на фототелеграф после обработки топографическая карта лопатки. Она представляет собой линии равного уровня, прошедшие по серединам темных полос. На второй стадии, используя полученные координаты середин полос и известную цену полосы  $\Delta h \approx 0,47$  мм, ЭВМ строила профили поверхности лопатки вдоль задаваемых направлений. На рис. 4 приведены профили лопаток, выведенные на фототелеграф. Они представляют собой функции  $z=f(x)$  при различных  $y$ , где  $x, y$  — координаты в плоскости лопатки, а  $z$  — нормальная координата. Значения  $z$  для разных точек поверхности могут быть также выведены в виде таблиц.

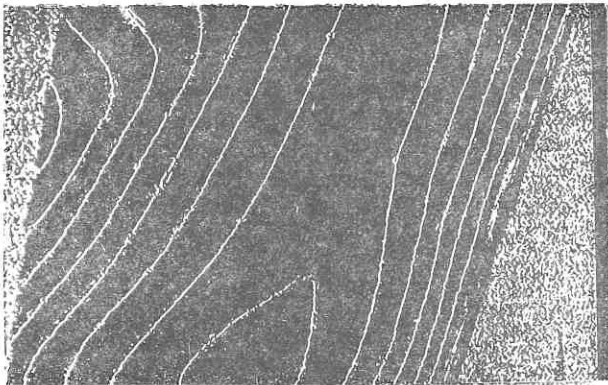


Рис. 3

Имея топограмму исследуемого объекта, можно сравнивать форму его поверхности с некоторой эталонной. Соответствующая топограмма эталонного объекта может быть получена экспериментально или расчетным путем. Решению задачи

сравнения изображений посвящено много работ. Здесь важную роль играют выбор критерия, определяющего степень близости, и способа, реализующего получение результата. В настоящее время задача сравнения изображений, являющихся двумерными пространственными функциями, чаще всего решается на ЭВМ, в которую вводятся сравниваемые функции и затем вычисляется по заданной программе степень близости. Однако наиболее перспективным, особенно в рассматриваемом случае, является применение когерентных оптических корреляторов.

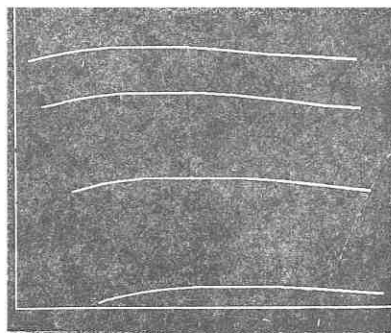


Рис. 4

### Выводы

Для определения параметров рельефа поверхностей целесообразно использовать метод двухдлинноволновой интерферометрии. Наиболее подходящим источником излучения в настоящее время является ионный газовый лазер.

Для обработки топографических интерферограмм необходимо использовать ЭВМ с соответствующими устройствами

ввода и достаточным объемом памяти. Для сравнения исследуемой формы поверхности с эталонной могут быть использованы оптические корреляторы.

Эксперименты по исследованию рельефа поверхности лопаток ГТД, включающие как получение топографических интерферограмм, так и их обработку, показали, что уже сейчас метод двухдлинноволевой интерферометрии может применяться для решения практических задач.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Hildebrand B. P., Haines K. A. *JOSA* v. 57, N 2, 1967.
2. Shiotake N., Tsuruta T., Iton Y., Tsujuchi I., Takeda N., Matsuda K. *Jap. Journ. Appl. Phys.*, 7, 1968.
3. J. S. Zelenka, J. R. Varner. *Appl. Opt.*, v. 7, N 10, 1968.
4. Heflinger L. O. Wuerker R. F. *Appl. Phys. Lett.* 15, 28, 1968.
5. Schmidt W., Vogel A., Preussler D., *Appl. Phys.*, v. 1, N 2, 1973.
6. Васильев А. М., Де С. Т., Логиннов А. В. Проблемы голографии (межвузовский сборник трудов), вып. II, М., 1973.

## О ПОГРЕШНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ РЕЛЬЕФА ПОВЕРХНОСТИ МЕТОДОМ ДВУХДЛИННОВОЛНОВОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

Важным применением голографической интерферометрии является получение топографических карт объектов. Такая интерферограмма позволяет определить высоты точек поверхности над некоторым уровнем, принятым за начало отсчета. Для решения данной задачи целесообразно применять двухдлинноволновую голографическую интерферометрию [1]. При практическом использовании голографического интерферометра для определения рельефа поверхности весьма существенной является оценка метрологических характеристик метода и, прежде всего, точности измерений.

Цель настоящей работы — оценить погрешность измерения высоты, обусловленную шумами голографического изображения, и рассмотреть пути повышения точности измерений, связанные с обработкой топографических интерферограмм.

**Измерения**, осуществляемые по голографическим интерферограммам, являются косвенными. Непосредственно измеряется изменение яркости в интерференционной картине, а затем по известным соотношениям вычисляются высоты, или  $z$ -координаты точек поверхности. Изменение яркости по некоторому направлению определяется известным выражением:

$$I(x) = \frac{I_m}{2} [1 + \cos \varphi(x)], \quad (1)$$

где  $\varphi(x)$  — разность фаз интерферирующих волн в точке  $x$ , а  $I_m$  — максимальное значение яркости.

В случае двухдлинноволновой интерферометрии разность фаз зависит от длин волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  и от соответствующего профиля поверхности  $z(x)$  [2]:

$$\varphi(x) = \frac{2\pi}{\Delta h} z(x), \quad (2)$$

где  $\Delta h = \lambda_1 \lambda_2 / 2(\lambda_1 - \lambda_2)$  — расстояние между секущими плоскостями, соответствующее изменению фазы на  $2\pi$ .

Таким образом, рельеф вызывает фазовую модуляцию яркости приводящую к возникновению интерференционной кар-



тины. Из (1) и (2) следует, что искомая функция  $z(x)$  определяется выражением:

$$z(x) = \frac{\Delta h}{2} \left\{ N + \frac{1}{\pi} \arccos \left[ \left( 2 \frac{I(x)}{I_m} - 1 \right) (-1)^N \right] \right\}, \quad (3)$$

где  $N$  — число темных и светлых интерференционных полос. Второе слагаемое определяет часть полосы. Следовательно, измеряя величину  $I(x)$  и переходя к числу полос, возможно получить из (3) профиль поверхности вдоль координаты  $x$ . Отметим, что  $z$ -координата определяется с точностью до знака.

В случае, когда подсчитывается только целое число полос,

$$|z_1| = \frac{\Delta h}{2} N_1. \quad (4)$$

Если считаются только темные или только светлые полосы, то

$$|z_2| = \Delta h N_2. \quad (5)$$

Оба эти случая наиболее просты и соответствуют топографическим картам поверхности объектов с расстоянием между секущими плоскостями  $\Delta h/2$  или  $\Delta h$ . Обработка интерферограмм при этом сводится к выделению середин интерференционных полос и их подсчету [1].

Относительная погрешность определения  $z$ -координаты аналогична погрешности квантования по уровню и равняется соответственно

$$\delta_{z_1} = \frac{\Delta h}{4|z_1|} \quad \text{и} \quad \delta_{z_2} = \frac{\Delta h}{2|z_2|}.$$

При использовании в качестве источников излучения ионного газового ОКГ или лазера на химических красителях, которые в настоящее время наиболее пригодны для топографии, достаточно просто реализуются значения  $\Delta h \approx 0,5$  мм и выше. Поэтому с допустимой погрешностью (не более 10%) можно определять  $z$ -координату при достаточно больших ее значениях ( $|z| > 1 \div 2$  мм). Получение  $\Delta h < 0,5$  мм связано с существенными трудностями. Дело в том, что при восстановлении с голограммы изображения объектов, соответствующие  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , имеют разные масштабы и смещены друг относительно друга в пространстве. Различие возрастает по мере снижения  $\Delta h$  и приводит к ограничению размеров исследуемых объектов и усложнению установки для получения топографических интерферограмм.

Однако, кроме уменьшения  $\Delta h$ , есть еще один путь снижения погрешности измерения и увеличения чувствительности двухдлинноволнового голографического интерферометра. Этот путь заключается в учете градаций интенсивности в интерференционной картине. В этом случае отсчитываются доли полос,

что без усложнения оптической схемы позволяет существенно улучшить метрологические характеристики интерферометра.

Теоретически, непрерывно измеряя яркость интерференционной картины, можно различать как угодно малые неровности рельефа. Но практически всегда имеет место некоторый порог чувствительности, определяемый шумами голографического изображения. Известно, что изображения диффузных объектов в лазерном свете имеют контрастную зернистую структуру, которая является следствием когерентных свойств излучения. Дисперсия пространственных шумов  $D[\xi]$  и определяет погрешность измерения яркости.

Рассмотрим, как связана погрешность измерения  $z$  — координаты с погрешностью измерения яркости. Связь профиля поверхности  $z(x)$ , изменения яркости  $I(x)$  и функция  $I(z)$  для характерного случая, когда  $z(x)$  — ломаная линия, изображена на рис. 1. Функция  $I(x)$  представляет собой модулированное по фазе гармоническое колебание. В изображенном случае имеем два периода, один из которых равен  $x_1$ , а другой  $x_2 - x_1$ . Функция  $I(x)$ , как следует из сути метода, является гармонической с периодом, равным  $\Delta h$ . Из-за шумов при измерении  $I(x)$  возникает погрешность. Очевидно, что она зависит от значения яркости и максимальна в экстремальных точках  $I=0$  и  $I=I_m$ . Абсолютное значение погрешности в этом случае равно  $\Delta z_{max}$ . Минимальная погрешность  $\Delta z_{min}$  имеет место при  $I=I_m/2$ . Отметим, что значение  $\Delta z$  не зависит от ширины интерференционных полос, т. е. от градиента  $z$ .

Величина  $\Delta z_{min}$  может быть получена из (3) обычным образом:

$$\Delta z_{min} = \frac{\Delta h}{\pi} \cdot \frac{\Delta I}{I_m}. \quad (6)$$

Для определения  $\Delta z_{max}$  необходимо подставить в (3)

$$I = I_m \left(1 - \frac{\Delta I}{I_m}\right).$$

И в том и в другом случае погрешность измерения  $z$  — координаты определяется относительной погрешностью измерения яркости:

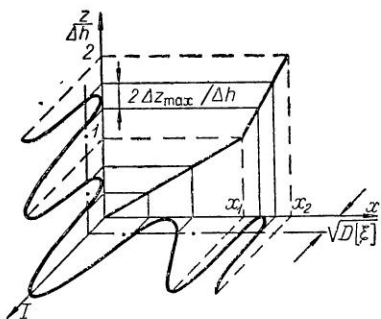


Рис. 1

$$\delta_I = \frac{\Delta I}{I_m} = \frac{V \sqrt{D[\xi]}}{I_m}. \quad (7)$$

Чтобы оценить  $\delta_I$ , необходимо знать характеристики шума в голографическом изображении.

В [3] получено выражение для относительной погрешности измерения яркости в голографическом изображении диффузно-отражающих объектов:

$$\delta_I^2 = \frac{D[\xi]}{I_m^2} = \frac{A^2}{B\lambda^2 l^2} F_1^2(\eta) + F_2^2(\eta), \quad (8)$$

где  $\eta = \frac{\pi A d}{\lambda l}$ ,  $A$  и  $d$  — соответственно линейный размер голограммы и считывающего отверстия,  $l$  — расстояние от объекта до голограммы,  $B$  — средняя плотность рассеивающих центров на поверхности объекта,  $F_1(\eta)$  и  $F_2(\eta)$  — функции, графики которых приведены в [3].

Первая составляющая шумов в (8) связана с флуктуациями плотности рассеивающих центров, а вторая — со случайностью их расположения по глубине объекта. С помощью соотношения (8) и графиков можно найти уровень пространственных шумов в изображении диффузноотражающего объекта при известной геометрии оптической схемы и заданном размере диафрагмы фотоприемника.

Так как для одновременного наблюдения топографических интерференционных полос и поверхности объекта требуется большая глубина резкости, то апертура наблюдения должна быть достаточно малой. Кроме того, в этом случае четко фиксируется направление наблюдения, что также важно при исследовании рельефа. Если  $A=8$  мм,  $l=350$  мм, а  $\lambda=0,5 \cdot 10^{-3}$  мм, что соответствует реальной схеме получения топограмм, то параметр  $\frac{A^2}{\lambda^2 l^2} \approx 10^3$ . Средняя плотность рассеивающих центров на поверхности исследуемых объектов обычно на 1—2 порядка выше. Поэтому влиянием первого слагаемого в (8) можно пренебречь и считать

$$\delta_I^2 \approx F_2^2(\eta). \quad (9)$$

Что касается диафрагмы фотоприемника, то при ее увеличении за счет интегрирования дисперсия шумов уменьшается. В то же время диафрагма должна быть достаточно мала, чтобы не исказить сигнал. Следовательно, при выборе размеров диафрагмы приходится принимать компромиссное решение. Если расстояние между интерференционными полосами порядка 1 мм, можно применять диафрагму  $d=0,1$  мм. Тогда параметр  $\eta \approx 15$  и  $F_2^2(15) \approx 0,04$  в соответствии с графиком, взя-

тым из [3]. Относительная погрешность измерения яркости равняется

$$\delta_I \approx F_2(\eta) \approx 0,2. \quad (10)$$

Подставляя  $\delta_I$  в (3), получим  $\Delta z_{max}$ :

$$\Delta z_{max} = \frac{\Delta h}{2} - \frac{\Delta h}{2\pi} \arccos(2\delta_I - 1) \approx 0,15\Delta h.$$

В приведении к одной полосе имеем относительную погрешность

$$\delta_z = \frac{\Delta z_{max}}{\Delta h} \approx 0,15.$$

Полученная погрешность измерения 15% в некоторых случаях может оказаться допустимой. Однако наиболее часто погрешность, задаваемая техническими условиями, не должна превышать 5%. На рис. 2 приведена зависимость  $\delta_z = f(\delta_I)$ . Из нее следует, что уменьшение погрешности измерения  $z$  — координаты требует существенного увеличения точности измерения яркости. Так, погрешность  $\delta_z \leq 5\%$  обеспечивается при погрешности измерения яркости  $\delta_I \leq 0,025$ . Как показано в [3], при больших значениях  $\eta$  (практически при  $\eta > 20$ )

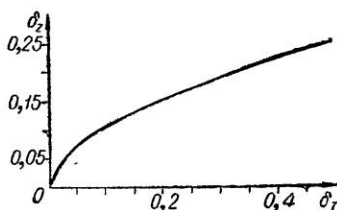


Рис. 2

$$F_2(\eta) \approx \frac{\lambda}{Ad}. \quad (11)$$

Поскольку длина волны задана, а диафрагма фотоприемника выбрана максимальной из приемлемых, варьированию подлежат только  $l$  и  $A$ . Приравнявая выражение (11) к полученному значению  $F_2(\eta) \approx 0,025$ , получаем, что требуемое отношение  $l/A \approx 5$ . Анализ методической погрешности позволяет заключить, что погрешность около 5% обеспечивается лишь при значениях  $A \leq 8$  мм и  $l \leq 350$  мм.

Таким образом, допустимое варьирование  $l$  и  $A$  не может обеспечить требуемой точности измерения  $z$  — координаты. Поэтому необходимо использовать другие возможности, связанные с обработкой интерферограмм на ЭВМ с целью повышения отношения сигнал/шум.

Представим исходный сигнал в виде:

$$I(x) = I_0(x) + I_1(x) + \xi(x), \quad (12)$$

где  $I_0(x)$  — средняя яркость изображения без полос вдоль выбранного профиля;

$I_1(x)$  — искомая модуляция яркости, вносимая интерференционными полосами;

$\xi(x)$  — шум голографического изображения при оптимальном выборе схемы.

Анализ спектров компонент исходного сигнала позволяет сделать вывод, что для увеличения отношения сигнал/шум может быть весьма эффективной частотная фильтрация. Используя полученные в [4] результаты, можно восстановить  $S_n(\nu)$  — суммарный спектр помехи  $I_0(x) + \xi(x)$ . Спектр сигнала  $S_c(\nu)$  обычно значительно уже. Поэтому, используя быстрое преобразование Фурье, выполняемое на ЭВМ, и проводя частотную фильтрацию сигнала, можно существенно увеличить отношение сигнал/шум. Выбор оптимального фильтра представляет собой сложную задачу, которая может быть решена лишь в отдельных случаях. Практически более целесообразно решать ее экспериментально. В данном случае необходимо подбирать полосовой фильтр, верхняя граничная частота которого в поисках оптимального решения варьируется вблизи значения, где спектральные плотности сигнала и шума равны, а нижняя выбирается с учетом требования исключить неравномерность яркости изображения при проведении измерений. Очевидно, что отношение сигнал/шум, получаемое после фильтрации, тем больше, чем уже спектр. Если изменению яркости на топографических картах сложных объектов соответствуют широкополосные спектры, то частотная фильтрация не позволяет получить требуемое отношение сигнал/шум. Дело в том, что вместе с сигналом фильтр пропускает значительную часть помехи. Наличие этой принципиально неустранимой помехи сужает возможности метода частотной фильтрации.

Другая возможность увеличения отношения сигнал/шум заключается в цифровом интегрировании суммы постоянного сигнала и флюктуационной помехи. Известно, что если осредняются результаты  $n$  измерений постоянной величины, причем интервал между точками отсчета превышает интервал корреляции шума, то дисперсия среднего арифметического будет в  $n$  раз меньше дисперсии отдельного измерения. Относительная дисперсия шума голографического изображения составляет  $\delta_I \approx 0,2$ . Чтобы обеспечить погрешность измерения  $z$  координаты  $\delta_z \leq 5\%$ , необходимо, как уже упоминалось, иметь  $\delta_I^* \leq 0,025$ . Отсюда нужное число измерений равняется

$$n = \left( \frac{\delta_I}{\delta_I^*} \right)^2 \approx 60.$$

Для получения  $n$  различных измерений постоянного значения яркости, необходим правильный выбор точек отсчета. Точки отсчета должны лежать на линии равной высоты, и расстояние между ними должно превышать интервал корреляции

шума. Первое условие требует знания топографии поверхности исследуемого объекта, а второе — определения ширины основного максимума корреляционной функции.

Так как топография поверхности заранее не известна, то при строгом рассмотрении реализации метода усреднения невозможна. Однако интервал корреляции достаточно мал, и длина отрезка, на котором лежит нужное число точек отсчета, не превышает нескольких мм. Поэтому при исследовании макрорельефов можно выбрать такое направление, при котором на небольшом расстоянии координата  $z$  практически не изменится.

В [4] экспериментально определена корреляционная функция шума голографического изображения. Интервал корреляции составляет примерно 50 мкм. Таким образом, измерения яркости фотоприемником с диафрагмой 100 мкм независимы при шаге 100 мкм. Для получения 60 отсчетов необходимо иметь отрезок длиной 6 мм. Очевидно, что воспользоваться цифровым интегрированием для получения требуемого увеличения отношения сигнал/шум можно далеко не всегда.

Хорошие результаты дает комбинация методов частотной фильтрации и цифрового интегрирования. Частотная фильтрация исключает влияние спектральных составляющих, лежащих вне спектра сигнала, а совпадающая с ним по спектру помеха ослабляется за счет усреднения.

Для оценки погрешности измерения яркости интерференционной картины до и после обработки с целью повышения отношения сигнал/шум были получены топографические интерферограммы призмы, цилиндра, сферы, а также лопатки ГТД, имеющей более сложный рельеф. Для лопатки приведены результаты экспериментов, показывающие эффективность методов усреднения и частотной фильтрации для выделения полезного сигнала. Эксперименты проводились с действительными изображениями, которые восстанавливались с участка голограммы диаметром 5 мм.

Топографическая интерферограмма лопатки фиксировалась на фотопленку (рис. 3) и с помощью цифрового микроденситометра изменение интенсивности по

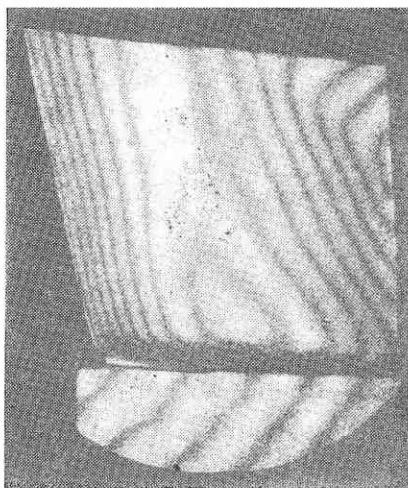


Рис. 3

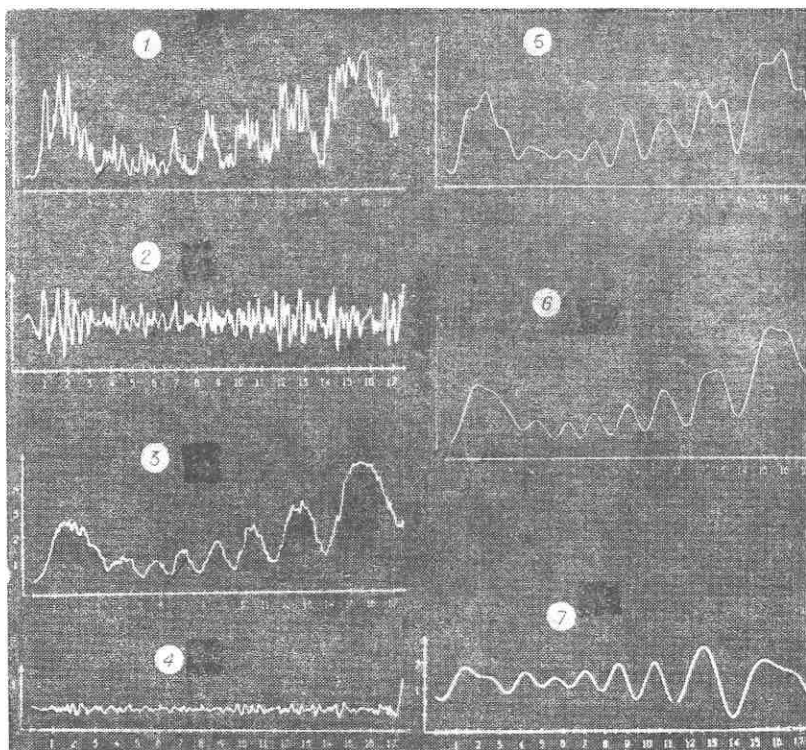


Рис. 4

указанному направлению вводилось в ЭВМ М-6000. Диффрагма фотоприемника составляла 100 мкм. Результаты сканирования выводились на графический дисплей.

На рис. 4—1 приведено полученное изменение интенсивности  $I(x)$ . Из него следует, что на полезный сигнал, являющийся результатом модуляции яркости, наложены как высокочастотный шум, обусловленный мелкозернистой структурой голографического изображения, так и низкочастотная составляющая, определяемая неравномерностью освещающего пучка и диаграммой рассеяния исследуемой поверхности. На рис. 4—2 показана высокочастотная шумовая составляющая  $\xi(x)$ , относительная дисперсия которой в данном случае составляет примерно 0,4. Это хорошо согласуется с (10), если учесть, что линейный размер голограммы в эксперименте 5 мм, а не 8 мм.

Для уменьшения дисперсии шумов были использованы цифровое интегрирование и частотная фильтрация сигнала. На рис. 4—3 показан результат осреднения по 40 реализа-

диям. Цифровое интегрирование осуществлялось на участках, где интерференционные полосы являлись параллельными прямыми. Высокочастотный шум  $\xi(x)$ , оставшийся после усреднения (рис. 4—4), значительно меньше первоначального (рис. 4—2). Дисперсия шума после интегрирования оказалась меньше 0,1, что также хорошо соответствует расчетным данным. Частотная фильтрация с использованием быстрого преобразования Фурье осуществлялась на ЭВМ. На рис. 4—5 показан сигнал на выходе фильтра нижних частот, верхняя граничная частота которого равна 0,6 линий на мм.

Сравнение графиков 4—3 и 4—5 показывает, что при использовании метода частотной фильтрации высокочастотная составляющая в обработанном сигнале менее выражена, хотя низкочастотный шум еще довольно велик. Надо также учитывать, что сужение полосы пропускания фильтра приводит к сильному искажению сигнала в то время, как метод осреднения позволяет уменьшить дисперсию шума, не искажая сигнала. Поэтому наилучший результат получается при одновременном использовании обоих методов. Сначала производится цифровое интегрирование, а затем в спектре осредненного сигнала отбрасываются высокочастотные компоненты. На рис. 4—6 изображен график  $I(x)$ , полученный в результате осреднения по 40 реализациям, а затем восстановленный по первым тридцати гармоникам разложения Фурье. В данном случае шуму практически отсутствуют, и погрешность измерения яркости, обусловленная ими, близка к нулю.

Как было отмечено, кроме мелкозернистого шума, на погрешность измерения существенное влияние оказывает неравномерность яркости исследуемой лопатки, зависящая от неравномерности освещающего пучка, а также рельефа и качества исследуемой поверхности. Эти причины вызывают появление низкочастотных составляющих в спектре сигнала, которые могут быть отфильтрованы. На рис. 4—7 показана функция  $I(x)$ , полученная из графика 4—6 с учетом неравномерности яркости исследуемой лопатки. Можно считать, что функция на рис. 4—7 содержит практически достоверную информацию о рельефе поверхности лопатки ГТД.

В данных рассуждениях не учитывалась погрешность за счет нелинейности экспозиционных характеристик фотографических материалов. Так как изображение вводилось в ЭВМ с помощью микроденситометра, то голографическая интерферограмма регистрировалась на фотопленке. Желательно для уменьшения погрешности измерений исключить из эксперимента фотографирование изображения. Поэтому перспективными для решения рассматриваемых задач являются устройства ввода с использованием диссекторов, позволяющие вводить в ЭВМ распределение яркостей, восстановленное с голограммы.



Проведенные исследования показывают целесообразность использования для снижения уровня шумов топографической интерферограммы методов усреднения и частотной фильтрации. При этом погрешность измерения  $z$ -координаты может быть снижена в несколько раз по сравнению с погрешностью измерения по необработанной интерферограмме.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Де С. Т., Козачок А. Г., Логинов А. В., Солодкин Ю. Н. Измерение параметров рельефа поверхностей методом двухдлинновой голографической интерферометрии. Наст. сборник.
2. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. М., «Мир», 1973.
3. Стромиллов Н. С. Оценка качества голографических изображений диффузноотражающих объектов с учетом разрешающей способности регистрирующей аппаратуры. «Квантовая электроника», 1971, № 5.
4. Солодкин Ю. Н. Голографический интерферометр как измерительный прибор. «Автометрия», 1973, № 5.

МЕТОДЫ РАСШИФРОВКИ  
ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ИНТЕРФЕРОГРАММ

Одна из основных трудностей, возникающих на пути широкого практического использования голографической интерферометрии, связана с обработкой и расшифровкой интерферограмм. Интерферограмма, представляющая собой двумерный сигнал в виде распределения интенсивности световой волны, содержит очень большой объем информации об исследуемом объекте. Эту информацию можно извлечь путем обработки и расшифровки интерферограмм, которые должны осуществляться с помощью ЭВМ. Методы расшифровки и возможность их автоматизации имеют важное значение и зачастую определяют целесообразность использования голографических методов исследования. Естественно, что этим вопросам уделяется большое внимание в многочисленных работах по голографической интерферометрии. Ниже приводится анализ и классификация методов расшифровки интерферограмм диффузно рассеивающих объектов.

Известные методы расшифровки предполагают разбиение исследуемой поверхности на элементарные участки или представление ее в виде совокупности точек.

При первом подходе под элементарным понимается участок поверхности, не испытывающий деформаций. Произвольное смещение такого участка характеризуется вектором смещения его центра и тремя углами Эйлера, описывающими повороты вокруг осей прямоугольной системы координат, связанной с данным участком. Метод расшифровки интерферограмм в этом случае был предложен в работе [1]. Сделав ряд допущений о характере деформаций и виде освещающей объект волны (малость перемещений и вращений, удаленный точечный источник), авторам удалось связать шаг интерференционных полос со смещением и вращением элементарного участка.

Декартова система координат выбирается так, что ось  $Z$  совпадает с направлением наблюдения (рис. 1). Определяя расстояние  $l_x$  и  $l_y$  между интерференционными полосами по направлениям  $x$  и  $y$  и расстояние  $R$  от объекта до места локализации полос, вычисляют составляющие вектора смещения центра элементарного участка по формулам:

$$d_x = \frac{\lambda R}{l_x}; \quad d_y = \frac{\lambda R}{l_y}, \quad (1)$$

где  $\lambda$  — длина волны света.

Для определения третьей составляющей вектора смещения  $d_z$  изменяют направление наблюдения и с помощью матрицы Эйлера, преобразующей компоненты вектора из одной системы координат в другую, получают систему уравнений. Решая эту систему, находят  $d_z$ . Подставляя значение  $d_x$ ,  $d_y$ ,  $d_z$  в три весьма громоздких уравнений, полученных в [1], определяют углы Эйлера. Изложенный метод расшифровки, насколько нам известно, практически не получил распространения. Это объясняется следующими причинами.

Во-первых, возникают трудности определения размеров элементарного участка. При деформациях сложных по форме объектов, когда использование метода голографической интерферометрии наиболее эффективно, размеры элементарных участков очень малы, а число их соответственно велико. Во-вторых, сложно определить с достаточной точностью расстояние до места локализации интерференционных полос. Вследствие этого возникает большая погрешность измерения (в экспериментах авторов [1] до  $\pm 60\%$ ). Расшифровка по данному методу оказывается трудоемкой и физически мало наглядной, а ее автоматизация — практически невозможной.

Интересен, правда, пока больше теоретически, чем практически компенсационный метод расшифровки интерферограмм. Он также предполагает разбиение поверхности объекта на элементарные участки. Идея метода была изложена в [2, 3].

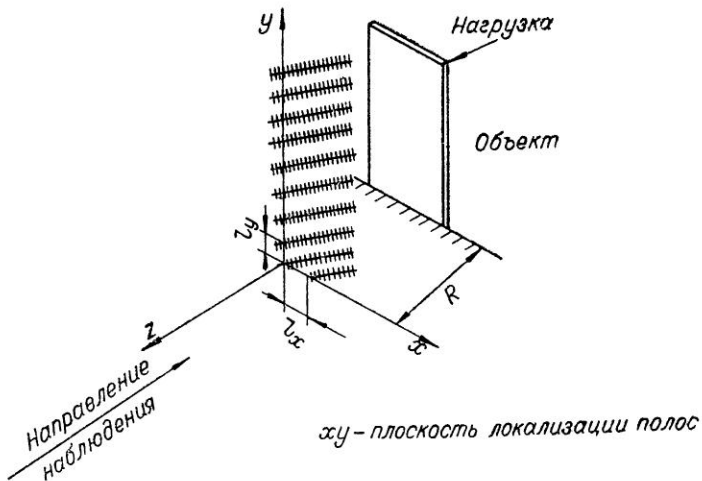


Рис 1

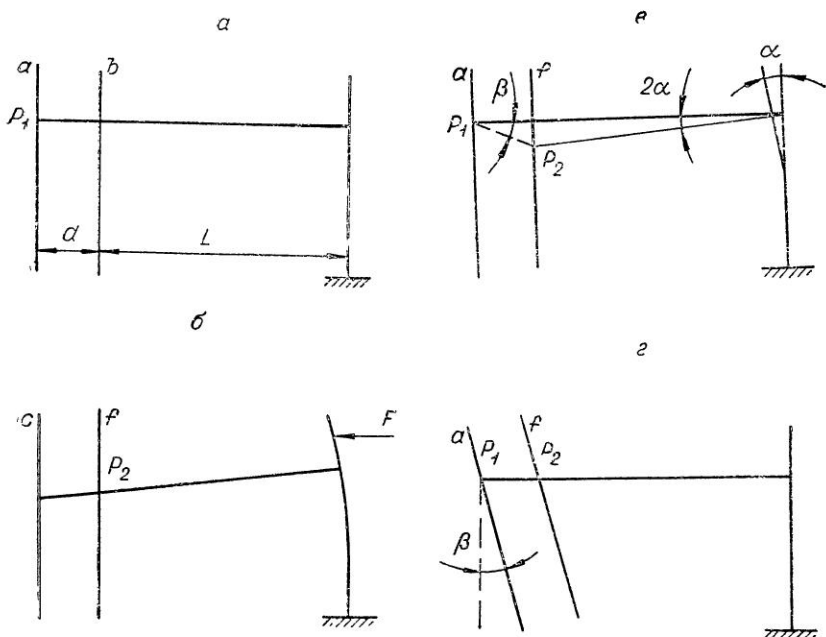


Рис. 2.

Она заключается в том, что световые волны интерферирующие между собой, в отличие от всех других методов, восстанавливаются с разных голограмм, на одной из которых записана волна, рассеянная объектом до деформации, а на другой — после деформации. Изменяя взаимное расположение голограмм, можно добиться исчезновения полос на элементарном участке и определить его перемещение по перемещению голограмм. Если проводить аналогию с компенсационным методом измерения электрических величин, то интерференционная картина в данном случае играет роль нулевого индикатора.

Для реализации метода автором предложена техника получения сэндвич-голограмм. Голографирование производится сразу на две фотопластинки, обращенные друг к другу эмульсионной стороной и образующие сэндвич. Возможность реализации метода показана на примере поворота объекта (рис. 2). Сначала получают сэндвич-голограмму неподвижного объекта (рис. 2а), затем аналогичную сэндвич-голограмму после поворота объекта (рис. 2б). Далее составляют сэндвич из голограмм *a* и *d* (рис. 2в) и наблюдают интерференционную картину. Поворачивая сэндвич на угол  $\beta$ , добиваются исчезновения полос (рис. 2г). Как видно из рис. 2в, получаем соотношение:

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{L}{d} \operatorname{tg} 2\alpha, \quad (2)$$

которое позволяет определить угол поворота.

Измерение поворота методом компенсации производится с высокой точностью и сводится к измерению больших величин  $\beta$ ,  $L$  и  $d$  и вычислению  $\alpha$ . Применение метода возможно для простых смещений или вращений объектов. В случае сложных деформаций, когда число элементарных участков велико и отсутствует априорная информация о смещении каждого участка, использование метода практически нереально.

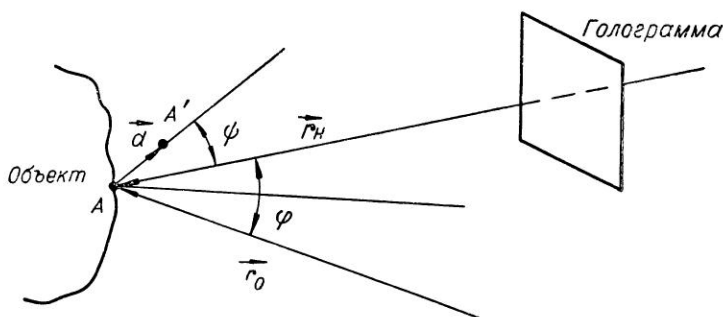


Рис. 3

Гораздо более плодотворным оказался второй подход, когда поверхность исследуемого объекта представляется в виде совокупности точек и расшифровка интерферограммы сводится к нахождению трех компонент вектора смещения каждой из них.

Пусть объект освещается плоской волной, распространяющейся в направлении  $\vec{r}_0$ , а точка поверхности  $A$ , вектор перемещения которой  $\vec{d}$ , наблюдается с направлением  $\vec{r}_n$  (рис. 3). Тогда разность фаз между волнами от идентичных точек  $A$  и  $A'$  составит, как видно из рис. 3,

$$\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{d} (\vec{r}_0 + \vec{r}_n). \quad (3)$$

Яркость точки  $A$  является периодической функцией разности фаз  $\Phi$ , которая может быть выражена через число интерференционных полос  $N$  следующим образом:

$$\Phi = 2\pi N. \quad (4)$$

Одной полосой считается период изменения яркости. Приравнявая (3) и (4), получим:

$$\vec{d} (\vec{r}_0 + \vec{r}_n) = N\lambda. \quad (5)$$

Уравнение (5) является исходным при расшифровке интерферограмм. Оно позволяет определить проекцию вектора перемещения на биссектрису угла между направлениями освещения и наблюдения. Для этого нужно найти число полос  $N$  между заданной неподвижной точкой (полоса нулевого порядка) и исследуемой. Для нахождения всех трех компонент вектора перемещения необходимо получить три линейно независимых уравнения вида (5). Это можно сделать, изменяя или направление наблюдения  $\vec{r}_n$ , или направление освещения  $\vec{r}_o$ , или поворачивая объект, что приводит к изменению обоих направлений.

Наибольшее распространение получил метод, основанный на изменении направления наблюдения. Он был предложен в работе [4]. Нахождение вектора перемещения осуществляется следующим образом. Выбирается первоначальное направление наблюдения  $\vec{r}_{n1}$ , для которого в соответствии с (3) имеем:

$$\Phi_1 = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{d}(\vec{r}_o + \vec{r}_{n1}). \quad (6)$$

Затем определяется число  $N_{1-2}$  периодов изменения яркости исследуемой точки в процессе изменения направления наблюдения с  $\vec{r}_{n1}$  на  $\vec{r}_{n2}$ . В результате получаем:

$$\Phi_2 = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{d}(\vec{r}_o + \vec{r}_{n2}). \quad (7)$$

Интенсивность изображения не зависит от знака разности фаз, поэтому вектор перемещения  $\vec{d}$  также определяется с точностью до знака. Разность  $\Phi_1 - \Phi_2$  дает следующее выражение:

$$\vec{d}(\vec{r}_{n1} - \vec{r}_{n2}) = \pm N_{1-2} \lambda. \quad (8)$$

Изменяя направление наблюдения с  $\vec{r}_{n2}$  на  $\vec{r}_{n3}$  и возвращаясь с  $\vec{r}_{n3}$  на  $\vec{r}_{n1}$ , получаем аналогичным образом два других уравнения системы:

$$\vec{d}(\vec{r}_{n2} - \vec{r}_{n3}) = \pm N_{2-3} \lambda, \quad (8')$$

$$\vec{d}(\vec{r}_{n3} - \vec{r}_{n1}) = \pm N_{3-1} \lambda. \quad (8'')$$

Из системы уравнений (8) следует, что для расшифровки интерферограммы не требуется знание направления освещения. Для того, чтобы уравнения (8) были линейно независимы, точки наблюдения не должны лежать на одной прямой. Кроме того, важно отметить, что из-за неопределенности знака в уравнениях (8) получаются совершенно одинаковые интерфе-

рограммы для восьми различных векторов перемещений, так как каждая из трех проекций вектора перемещения определяется с точностью до знака. Поэтому необходимо иметь дополнительную информацию для однозначного определения вектора.

Таким образом, метод расшифровки, предложенный в [4], позволяет по одной голограмме определить векторы перемещений точек поверхности объекта. Метод нагляден, математическая обработка исходных данных достаточно проста и связана с решением системы из трех линейных алгебраических уравнений. Кроме того, отсутствует необходимость в задании полосы нулевого порядка. Перечисленные достоинства метода позволили ему стать одним из основных методов расшифровки интерферограмм, практически применяемых экспериментаторами [5—11]. Однако при одноголограммном методе расшифровки возможность изменения направления наблюдения ограничена телесным углом, определяемым взаимным расположением голограммы и объекта. Это приводит к тому, что во многих случаях регистрируемое изменение интенсивности при изменении точек наблюдения незначительно, и величины  $N_{1-2}$ ,  $N_{2-3}$ ,  $N_{1-3}$  составляют малые доли интерференционной полосы. Измерение градаций интенсивности либо невозможно из-за шумов голографического изображения, либо производится с недопустимо большой погрешностью. Другим недостатком одноголограммного метода является необходимость малой апертуры наблюдения для выделения одного направления, что приводит к значительной потере интенсивности изображения.

Указанные недостатки во многом устраняются при использовании многоголограммного метода расшифровки интерферограмм. Этот метод был предложен в [12], и развит в [13] и используется практически [8, 14—22]. По своему физическому смыслу он не отличается от одноголограммного метода. Две или три голограммы, которые под разными углами располагаются по отношению к исследуемому объекту, можно представить как составные части одной большой голограммы. Но так как в данном случае нет возможности непрерывно изменять направление наблюдения, то на каждой интерферограмме необходимо иметь начало отсчета — неподвижную точку, через которую проходит полоса нулевого порядка. В результате получаем систему уравнений вида [5]:

$$\begin{cases} \vec{d}(\vec{r}_0 + \vec{r}_{н1}) = N_1\lambda, \\ \vec{d}(\vec{r}_0 + \vec{r}_{н2}) = N_2\lambda, \\ \vec{d}(\vec{r}_0 + \vec{r}_{н3}) = N_3\lambda. \end{cases} \quad (9)$$

Здесь  $N_1$ ,  $N_2$ ,  $N_3$  — число интерференционных полос от по-

лосы нулевого порядка до исследуемой точки на каждой из полученных интерферограмм.

Возможность изменения направления наблюдения теперь не ограничена размерами голограммы, и  $\vec{r}_{н1}$ ,  $\vec{r}_{н2}$ ,  $\vec{r}_{н3}$  существенно отличаются друг от друга. Другим важным достоинством многоголограммного метода является то, что расшифровку можно производить по фотографиям интерференционной картины в отличие от предыдущего метода, когда необходимо иметь голограмму. Это важно, если для ввода изображения в ЭВМ используется фототелеграф.

К недостаткам многоголограммного метода следует отнести необходимость полосы нулевого порядка, сложность оптической схемы записи голограмм. Кроме того, при записи голограмм с разных направлений форма и размеры голографических изображений объекта отличаются друг от друга. Поэтому при определении смещений в заданных точках возникает необходимость идентификации точек на разных интерферограммах.

Большое значение при использовании многоголограммного метода имеет расположение голограмм относительно объекта. При выборе схемы голографирования важно учитывать чувствительность голографического интерферометра. На основании уравнения (5) чувствительность может быть определена следующим образом [23]:

$$S = \frac{N}{|d|} = \frac{2}{\lambda} \cos \frac{\varphi}{2} \cos \psi, \quad (10)$$

где  $\varphi$  — угол между направлениями освещения и наблюдения, а  $\psi$  — угол между вектором перемещения и биссектрисой угла  $\varphi$ . Если  $\psi \approx \pi/2$ , то чувствительность близка к нулю, и даже большие смещения не вызывают появления интерференционных полос. Изменяя угол  $\psi$ , можно подбирать чувствительность, исходя из условий эксперимента. Для этого, конечно, нужно иметь хотя бы общее представление о характере возможных перемещений.

Методы расшифровки, основанные на изменении направления наблюдения, получили наибольшее распространение. Что касается двух других возможных методов изменения направления освещения [24] и поворота объекта [25], то они используются в настоящее время гораздо реже. Тем не менее, в ряде случаев применение этих методов может быть весьма эффективным.

При изменении направления освещения можно получить три голограммы на одной фотопластинке. При этом упрощается идентификация точек, которая при вводе интерферограмм в ЭВМ должна осуществляться автоматически. Однако оптическая схема усложняется, так как надо изменять не только



направление освещения, но и иметь три различных опорных пучка, каждый из которых восстанавливает свою голографическую интерферограмму. Если использовать три фотопластины, то можно обойтись одним опорным пучком.

При повороте объекта все три голограммы также получаются на одной фотопластинке. При этом также требуются три различных опорных пучка, но схема голографирования существенно проще, чем при изменении направления освещения. Кроме того, интерференционная картина примерно в два раза более чувствительна к повороту по сравнению с изменением направлений освещения или наблюдения. Это объясняется тем, что при повороте объекта искомый вектор смещения поворачивается на тот же угол, что и объект. При таком же повороте векторов  $\vec{r}_0$  или  $\vec{r}_n$  направление биссектрисы угла  $\varphi$  изменяется только на половину угла поворота.

В силу указанных достоинств метод поворота объекта является, по нашему мнению, перспективным, особенно при измерении поля вибраций точек поверхности. При измерении статических перемещений использование метода поворота, как и метода изменения направления освещения, связано с трудностями механической регулировки, которая должна выполняться с высокой точностью. Во время первой экспозиции объект или освещающий пучок трижды изменяют свое положение. Затем действует нагрузка, вызывающая деформацию объекта. Во время второй экспозиции объект или освещающий пучок должны последовательно занять те же самые положения, что и до деформации, так чтобы не возникали интерференционные полосы от неточности установки. В случае упругих деформаций, если позволяют условия эксперимента, можно трижды повторять нагрузку.

Вектор смещения при повороте объекта определяется следующей системой уравнений:

$$\begin{cases} d \cdot \cos \beta = A_1, \\ d \cdot \cos \beta \cos \theta \pm d \cos \alpha \sin \theta = A_2, \\ d \cdot \cos \beta \cos \varphi \pm d \cos \gamma \sin \varphi = A_3, \\ \cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \gamma = 1, \end{cases} \quad (11)$$

где  $\cos \alpha$ ,  $\cos \beta$ ,  $\cos \gamma$  — направляющие косинусы;

$\theta$  и  $\varphi$  — углы поворота объекта;

$A_1$ ,  $A_2$ ,  $A_3$  — проекции вектора смещения, определяемые по интерферограммам, полученным при разных положениях объекта.

В случае статических деформаций  $A_i = N_i \lambda$ . Если определяется вектор вибрации, то  $A_i$  находятся по функциям Бесселя нулевого порядка.

Решая (11), получаем довольно простое выражение для определения вектора смещения:

$$d = \sqrt{A_1^2 + \frac{(A_2 - A_1 \cos \theta)^2}{\sin^3 \theta} + \frac{(A_3 - A_1 \cos \varphi)^2}{\sin^2 \varphi}}. \quad (12)$$

Таким образом, методы расшифровки голографических интерферограмм, основанные на представлении диффузной поверхности в виде совокупности точек, позволяют в каждой из них определить вектор перемещения. Сравнение методов расшифровки показывает, что наиболее прост и универсален метод изменения направления наблюдения. Однако в ряде только что указанных случаев эффективно могут быть использованы два других метода — изменение направления освещения и поворот объекта.

Кроме общих методов расшифровки, непосредственно вытекающих из уравнения (5), существует метод, основанный на получении интерференционных полос для каждой пары идентичных точек поверхности в отдельности [26—28]. Известно, что два смещенных точечных источника создают в пространстве интерференционную картину в виде гиперболоидов, которая просто выражается аналитически и позволяет определить расстояние между источниками, или перемещение. Схема устройства для наблюдения интерференционных полос изображена на рис. 4 [28]. Луч лазера 1 расширяется коллиматором 2 и через систему поворотных зеркал 3 попадает на голо-

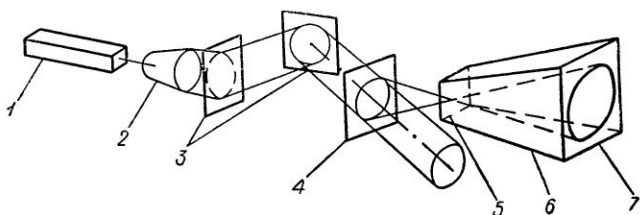


Рис. 4

грамму 4. В плоскости 5, где восстанавливается действительное изображение с голограммы, помещается точечное отверстие, которое выделяет из изображения пару идентичных точек. На матовом экране камеры 6 в плоскости 7 наблюдается интерференция двух сферических волн, рассеянных этими точками. В [28] получены основные соотношения и построены номограммы, позволяющие по виду интерференционных полос, их шагу и наклону определить направление и величину перемещения точек, не прибегая к численным расчетам. К недостаткам метода относятся низкий контраст полос, высокий уровень шумов, малая точность измерения, трудоемкость при исследовании большого числа точек.

Расшифровка голографических интерферограмм существенно упрощается, когда известны некоторые априорные дан-

ные о характере деформаций объекта [29—44]. Например, если известно направление векторов смещения (изгиб пластины, закрепленной с одного конца; прогиб мембраны, закрепленной по краю и т. п.), то вектор  $|\vec{d}|$  можно найти непосредственно по одной фотографии интерференционной картины, измеряя число полос  $N$  между исследуемой точкой и полосой нулевого порядка:

$$|\vec{d}| = \frac{N\lambda}{1 + \cos \varphi}, \quad (13)$$

где обозначения те же самые, что и в выражении (10). Если направления освещения и наблюдения совпадают, то (13) упрощается:

$$|\vec{d}| = \frac{N\lambda}{2}. \quad (14)$$

Такая расшифровка возможна, если направление векторов смещения постоянно для всех исследуемых точек поверхности. Обычно это справедливо для плоских объектов.

Более важным случаем является исследование «тонких» объектов (два геометрических размера объекта существенно больше третьего), имеющих сложную форму поверхности, и меняющееся направление вектора смещения для разных точек. Так как жесткость таких объектов минимальна по направлению нормали в каждой точке, то можно предположить, что по нормали направлена основная составляющая вектора перемещения. Тогда вектор перемещения может быть определен по двум интерферограммам, полученным с одного направления [45]. Одна интерферограмма, как обычно, дает информацию о проекции вектора на биссектрису угла  $\varphi$ , а вторая интерферограмма является топографической картой поверхности объекта и позволяет определить угол  $\alpha$  между нормалью в рассматриваемой точке поверхности и биссектрисой угла  $\varphi$  (рис. 5):

$$\cos \alpha = \frac{1}{[(\Delta a)^2 + (\Delta b)^2]^{1/2}} (r_x \Delta a \cos \gamma + r_y \Delta a \sin \gamma + r_z \Delta b), \quad (15)$$

где  $\Delta a$  — расстояние между соседними сечениями;

$\Delta b$  — расстояние между двумя линиями уровня;

$r_\sigma$ , — единичный вектор в направлении биссектрисы угла;

$\gamma$  — угол между осью и проекцией вектора перемещения на плоскость  $XY$  (рис. 5).

Зная  $\cos \varphi$  и проекцию вектора  $d_\alpha$ , легко найти сам вектор:

$$d = \frac{d_\alpha}{\cos \alpha}. \quad (16)$$

Интересным является случай параллельного смещения

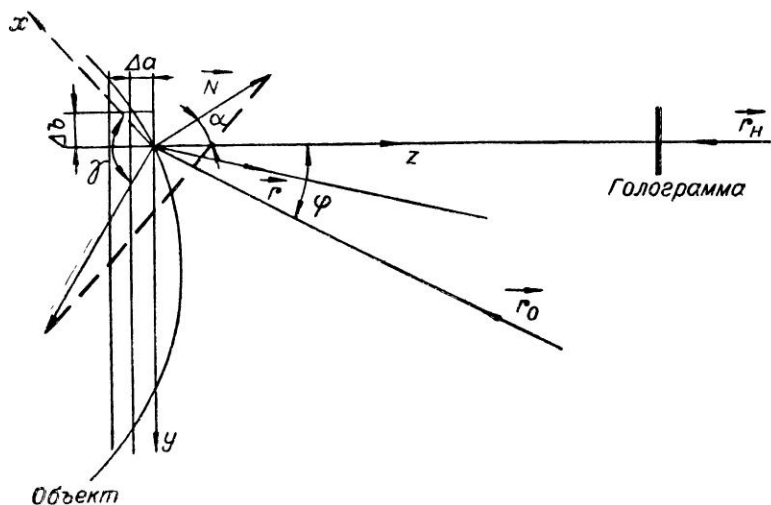


Рис. 5

объекта, когда интерференционные полосы локализируют на бесконечности или в фокальной плоскости линзы (рис. 6). Для этого случая в [46] найдено аналитическое выражение, позволяющее определить вектор смещения объекта:

$$d_x \left( \alpha - \frac{x}{\sqrt{f^2 + x^2 + y^2}} \right) + d_y \left( \beta - \frac{y}{\sqrt{f^2 + x^2 + y^2}} \right) + d_z \left( \gamma - \frac{f}{\sqrt{f^2 + x^2 + y^2}} \right) = N\lambda, \quad (17)$$

где  $d_x, d_y, d_z$  — компоненты вектора;  
 $\alpha, \beta, \gamma$  — направляющие косинусы волнового вектора плоской волны, освещающей объект;  
 $f$  — фокусное расстояние линзы.

Для нахождения компонент вектора  $\vec{d}$  необходимо решать систему трех линейно независимых уравнений вида (17).

В соответствии с рассмотренными методами расшифровки голографических интерферограмм на рис. 7 приведена их классификация. Она исходит из двух

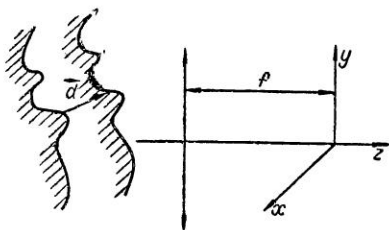


Рис. 6

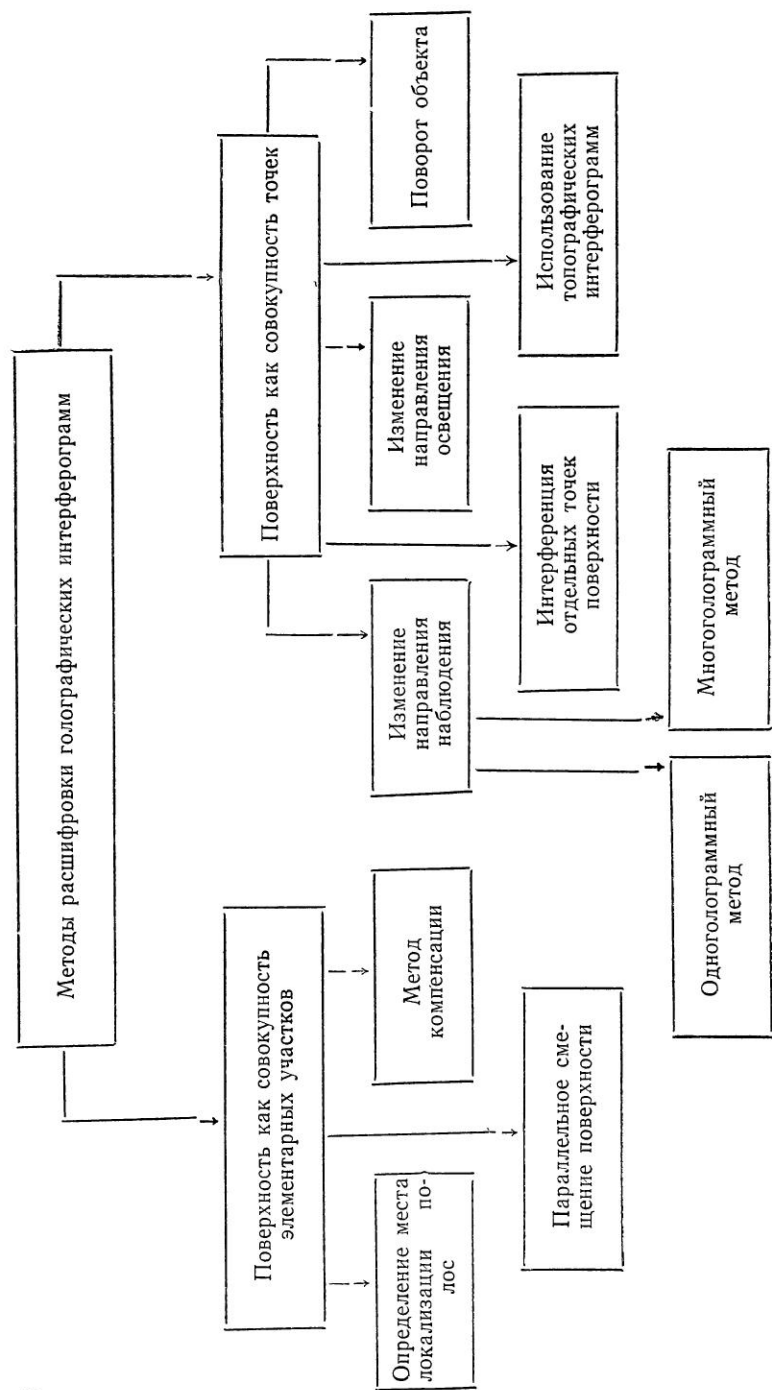


Рис. 7

различных подходов к исследуемой поверхности как совокупности элементарных участков или точек. Далее следуют различные методы получения векторов перемещений, из которых наиболее разработан и распространен в настоящее время метод, основанный на изменении направления наблюдения. Рассмотренные методы расшифровки используются в большом числе работ [1—55].

В начале обзора подчеркивалось, что голографическая интерферограмма содержит очень большой объем информации и важное значение приобретает автоматизация расшифровки. В [46] отмечалось, что эффективность практического использования метода голографической интерферометрии во многом зависит от того, будут ли созданы системы, позволяющие автоматически расшифровывать интерферограммы и представлять результат в виде, удобном для экспериментатора. Такие системы должны содержать специализированные устройства оперативного ввода интерферограмм в ЭВМ и вывода результатов в наглядном виде, а также требуемое математическое обеспечение.

В статьях [22, 56—58], опубликованных в данном сборнике, показано дальнейшее развитие работ по созданию голографических измерительных систем.

Автоматизация одного голограммного метода расшифровки рассматривается в [9]. Схема установки для расшифровки приведена на рис. 8. Лазер 1 освещает исследуемый объект 2, и рассеянная волна регистрируется голограммой 3. Затем фотокамера 4, перемещаясь в пределах угла  $30^\circ$  с шагом  $0,75^\circ$ , фиксирует интерференционные картины с разных направлений наблюдения. Изменения плотности на полученных негативах регистрировались и оцифровывались с помощью системы, содержащей диссектор, процессор, устройство записи на магнитную ленту и дисплей. На ЭВМ «СДС 6600» записанная информация обрабатывалась с целью исключения зернистого шума, дефектов пленки, нелинейности записи.

Далее осуществлялась расшифровка интерферограмм. Авторы приводят результаты по измерению перемещения плоского

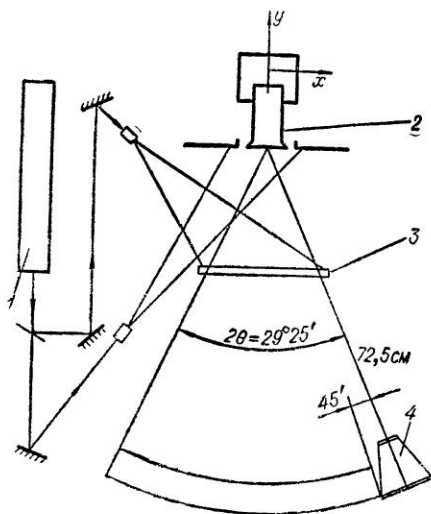


Рис. 8

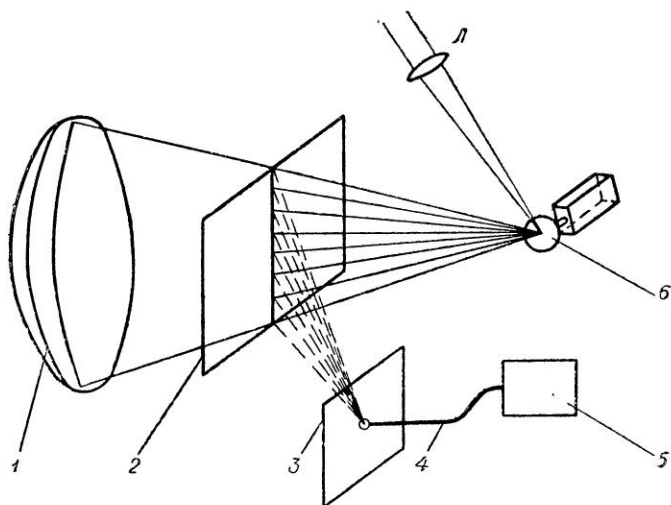


Рис. 9

твердого диска, отмечая, что для применения методики в более сложных случаях необходимы дальнейшие эксперименты.

Оригинальный метод сканирования для автоматического определения вектора перемещения по одной голограмме был предложен в [10]. Принципиальная схема сканирующего устройства поясняется рис. 9. Действительное изображение объекта в плоскости 3 восстанавливается с голограммы 2 сопряженным опорным лучом, создаваемым сферическим зеркалом 1. Луч освещает малый участок голограммы, что соответствует определенному направлению наблюдения. Осциллирующее зеркало 6 перемещает опорный луч по голограмме, а изменение интенсивности, происходящее при этом в исследуемой точке, передается по световоду 4 и фиксируется фотоэлектронным умножителем 5. Для увеличения точности измерения сканирование осуществлялось больше, чем с трех направлений. Системы уравнений решались методом наименьших квадратов на ЭВМ.

Таким образом, существующие методы расшифровки голографических интерферограмм и аппаратура для их реализации позволяют уже сейчас успешно решать многие практические задачи. Дальнейшее развитие голографической интерферометрии и ее применений связано как с разработкой более простых и надежных методов расшифровки, так и с созданием голографических измерительных систем.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Hildebrand B. P., Haines K. A., *Appl. Opt.*, 5, 595 (1966) Surface deformation measurement using the wavefront reconstruction technique.
2. Abramson N., *Appl. Opt.*, 13 (9), 2019 (1974). Sandwich hologram interferometry: a new dimension in holographic comparison.
3. Abramson N., *Appl. Opt.*, 14 (4), 981 (1975). Sandwich hologram interferometry 2; some practical calculations.
4. Александров Е. Б., Бонч-Бруевич А. М., *ЖТФ*, 37, 360. (1967). Исследование поверхностных деформаций тел с помощью голограммной техники.
5. Dhir S. K., Sikora J. P., *Exp. mech.*, 12 (7), 323 (1972). An improved method for obtaining the general displacement field from a holographic interferogram.
6. Hansche Bruce D., Murphy C. G., *Appl. Opt.*, 13 (3), 630 (1974). Holographic interferogram analysis from a single view.
7. King III W., *Appl. Opt.*, 13 (2), 231 (1974). Holographic interferometry technique utilizing two plates and relative fringe orders for measuring micro-displacements.
8. Sciammarella C. A., Chang T. Y., *Exp. mech.*, 14 (6), 217 (1974). Holographic interferometry applied to the solution of a shell problem.
9. Landry M. J., Wise C. M., *Appl. Opt.*, 12 (10), 2320 (1973). Automatic data reduction of certain holographic interferograms.
10. Bellani V., Fossati, Sona A., *Appl. Opt.*, 13 (6), 1337 (1974). Measurement of three-dimensional displacements by scanning a double-exposure hologram.
11. Von H. Kohler, *Optik*, 39 (4), 229 (1974). Untersuchungen zur quantitativen Analyse der holografischen Interferometrie.
12. Ennos A. E., *J. Phys. E.* 1, 731 (1968). Measurement of inplane surface strain by hologram interferometry.
13. Sollid J. E., *Appl. Opt.*, 8 (8), 1587 (1969). Holographic interferometry applied to measurements of small static displacements of diffusely reflecting surfaces.
14. Shibayama K., Uchiyama H., *Appl. Opt.*, 10 (9), 2150 (1971). Measurement of three-dimensional displacement by hologram interferometry.
15. Bijl D., Jones D., *Optica acta* 21 (2), 105 (1974). A new theory for the practical interpretation of holographic interference patterns resulting from static surface displacements.
16. Jones R., *Opt. acta*, 21 (4), 257 (1974). An experimental verification of a new theory for the interpretation of holographic interference patterns resulting static surface displacements.
17. Von K. Grünewald et. al., *Optik*, 37 (1), 102 (1973). Holographische Interferometrie und deren quantitative Auswertung, demonstriert am Beispiel zylindrischer CfK-Rohre.
18. Sciammarella C. A. et. al., *Appl. Opt.*, 12 (8), 1951 (1973). Strain analysis of a disk subjected to diametral compression by means of holographic interferometry.
19. Matsumoto T., et. al., *Appl. Opt.*, 13 (5), 1080 (1974). Measurement of deformation in a cylindrical shell by holographic interferometry.
20. Matsumoto T., Iwata K., Nagata R., *Appl. Opt.*, 12 (5), 961 (1973). Measuring accuracy of three-dimensional displacements in holographic interferometry.
21. Von W. M. Ewers, et. al., *Optik*, 40 (1), 57 (1974). Bestimmung dreidimensionaler Verformungsfelder mit Hilfe der holografischen Interferometrie.



22. Козачок А. Г., Кезерашвили Г. Я., Ракушин Ю. А., Солодкин Ю. Н. Измерение деформаций и напряжений методами голографической интерферометрии. Настоящий сборник.
23. Солодкин Ю. Н. Голографический интерферометр как измерительный прибор. «Автометрия», 1973, № 5.
24. Hung Y. Y., Opt commun. 8 (1), 48 (1973). Two improved methods of surface displacement measurements by holographic interferometry.
25. Применение методов голографической интерферометрии для решения задач экспериментальной механики Де С. Т., Кезерашвили Г. Я., Козачок А. Г. и др. В сб. «Геометрические методы исследования деформаций и напряжений», ч. II (тезисы докладов), Челябинск, 1975.
26. Gates J. M., Opt. Tech., 1, 246 (1969). Holographic measurement of surface distortion in three dimensions.
27. Gates J. M., Applications de l'Holographic, p. 4. 4, Besancon, 1970. Measurement of three dimensional displacements from single hologram.
28. Boone P. M., De Backer L. C., Optik, 37 (1), 61 (1973). Determination of three orthogonal displacement components from one double—exposure hologram.
29. Boone P., Verbiest R., Opt. acta, 16 (5), 555 (1969). Application of hologram interferometry to plate deformation and translation measurements.
30. Abramson N., Optik, 37 (3), 337 (1973). Practical interpretation of holographic interferograms.
31. Gottenberg W. G., Exp. mech., 8 (10), 405 (1968). Some applications of holographic interferometry.
32. Water J. P., Aas H. G., Pap. ASME, GT-84, 2 (1971). Holographic analysis of turbine blades.
33. Hsu T R., Moyer R. G., Exp. mech., 12 (10), 431 (1972). Application of holography in high—temperature displacement measurements.
34. Wilson A. D., Appl. Opt., 10 (4), 908 (1971). In-plane displacement of a stressed membrane with a hole measured by holographic interferometry.
35. Wilson A. D., et. al., Exp. mech., 11 (5), 229 (1971). Holographic and analytic study of a semiclamped rectangular plate supported by struts.
36. Bjelkhagen H., Opt. Tech. N 9, 172 (1973). Simplified interpretation of interference fringes obtained by time—average holography.
37. Boone P. M., Opt. Las. Tech., 2, 94 (1970). Holographic determination of in—plane deformation.
38. Monahan M. A., Bromley K., J. Ac. Soc. Am., 44 (3) (1968). Vibration analysis by holographic interferometry.
39. Wilson A. D., Appl. Opt., 9, 2003 (1970). Holographically observed torsion in a cylindrical shaft.
40. Kawasumi H., Suzuki H., Japan. Soc. Prec. Eng., 5, 47 (1970). Измерение деформаций трубки Бурдона методом голографической интерферометрии.
41. Hirotsuchi K., et al., Bull. J. Soc. Prec. Eng., 8, 19 (1974). Измерение деформаций пластин, соединенных болтами, методом голографической интерферометрии.
42. Hecht N. L., et al., Appl. Opt., 12 (11), 2665 (1973). Quantitative theory for predicting fringe pattern formation in holographic interferometry.
43. Ram Mohan V., Venkateswara R. V., Curr. Sci., 43, 174 (1974). Holographic interferometry; measurement of in—plane deformation.
44. Boone P., Optik 34, 406, (1972). Визуализация функций Эри с помощью голографической интерферометрии.
45. Де С. Т., Козачок А. Г., Логинов А. В., Солодкин Ю. Н. Исследование вибрационных характеристик объектов методом двухдлинноволновой интерферометрии. В сб. «Оптическая голография и ее применение», Л., ЛДНТП, 1974.

46. Васильев А. М., Козачок А. Г. и др. Исследование деформаций и вибраций методом голографической интерферометрии. «Автометрия», 1971, № 1.
47. Archbold E., Burch J. M., Ennos A. E., J. Sci. Instrum. 44, 489 (1967). The application of holography to the comparison of cylinder bodies.
48. Sollid J. E., Opt. commun., 2 (6) (1970). Translation displacement versus deformation displacement in holographic interferometry.
49. Stetson K. A., Optik, 29 (4), 386 (1969). A Rigorous treatment of the fringes of hologram interferometry.
50. Abramson N., Appl. Opt., 11, 1143 (1972). The Holo-diagram. V: a device for practical interpretation fringe patterns in hologram interferometry.
51. Stetson K. J. Opt. Soc. Am., 64 (1), 1 (1974). Fringe interpretation for hologram interferometry of rigid-body motions and homogeneous deformations.
52. Burch J. M., J. St. Anal. 9 (1), 1 (1974). Holographic measurement of displacement and strain. Introduction.
53. Бутусов М. М., Белгородский Б. А. Голографический анализ электромеханических преобразователей. Л., ЛДНТП, 1974.
54. Голография. Методы и аппаратура. Под ред. Гинзбург В. М., Степанова Б. М. М., «Сов. радио», 1974.
55. Листовец В. С., Островский Ю. П., ЖТФ, XIV, № 7, 1345 (1974). Интерференционно-голографические методы анализа вибрации.

## ИЗМЕРЕНИЕ ДЕФОРМАЦИЙ И НАПРЯЖЕНИЙ МЕТОДАМИ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

Информация о механических и прочностных характеристиках объектов в экспериментальной механике обычно черпается из экспериментов по исследованию нагруженного состояния объектов и определению полей деформаций и напряжений. При этом особый интерес вызывают исследования, проводимые с реальным объектом, когда учитывается «индивидуальность» объекта с присущими ему структурой, геометрией, дефектами. Для таких исследований могут быть успешно использованы методы голографической интерферометрии. В работах [1, 2] нами уже отмечались достоинства этих методов и основные проблемы, связанные с их применением. В статье [3] приведена обширная библиография, свидетельствующая об эффективном использовании голографической интерферометрии для решения ряда задач механики. Однако в подавляющем большинстве работ эксперимент завершается определением поля перемещений точек поверхности объекта, так как именно перемещения непосредственно измеряются голографическим интерферометром. Только в некоторых работах, например, в [4] совершается переход от поля перемещений к полю деформаций. В известных работах практически отсутствует оценка метрологических характеристик голографических интерферометров, без которой невозможно сделать вывод о достоверности получаемой информации.

В данной статье описываются результаты экспериментов по определению деформаций и напряжений различных объектов. Схемы голографирования отрабатывались на простых по форме объектах, для которых возможен теоретический расчет деформаций при заданном нагружении. Такими объектами являлись диск и кольцо при диаметральном сжатии.

Особое внимание уделено расшифровке интерферограмм, которая осуществлялась на ЭВМ, и оценке погрешности измерения. Рассмотрены вопросы, связанные с корректностью задачи расшифровки.

В заключение приведены результаты эксперимента по определению деформаций и напряжений несимметрично изогнутой тонкой пластины, для которой имеется лишь приближенное аналитическое решение.

## Расшифровка интерферограмм как некорректная задача

Известно, что вектор смещения  $\vec{d}_{ij}$  некоторой точки  $P(x_{ij}, y_{ij}, z_{ij})$ , заданной в прямоугольной системе координат, связанной с объектом, может быть определен из решения системы уравнений вида:

$$(\vec{r}_0 + \vec{r}_n^{(k)}) \vec{d}_{ij} = N_{ij}^{(k)} \lambda, \quad (1)$$

где  $\vec{r}$  и  $\vec{r}_n^{(k)}$  — соответственно направление освещения и  $k$ -е направление наблюдения,  $N_{ij}^{(k)}$  — число интерференционных полос от нулевой точки до рассматриваемой при наблюдении с направления,  $\vec{r}_n^{(k)}$ ,  $\lambda$  — длина волны.

При практическом использовании уравнений (1) возникает целый ряд трудностей.

Теоретически для определения вектора смещения, заданного компонентами  $u, v, w$  в прямоугольной системе координат, достаточно трех линейно независимых уравнений ( $k=3$ ). Однако при этом погрешность результата вычисления может оказаться очень большой даже при сравнительно точном определении  $\vec{r}_0, \vec{r}_n^{(k)}$  и  $N_{ij}^{(k)}$ . Более того, малые изменения указанных величин могут приводить к настолько большим изменениям результата, что задача становится некорректной. В связи с этим возникает необходимость анализа полученной системы уравнений для оценки устойчивости решения и определения метода решения системы уравнений, позволяющего получить наибольшую точность.

Ниже рассмотрены поставленные вопросы.

Итак, в общем случае решение системы уравнений (1) следует рассматривать как решение некорректной задачи. Некорректность является следствием того, что значительные изменения модуля вектора перемещения могут вызывать малые изменения его проекции на биссектрису угла между направлениями наблюдения и освещения, а следовательно, к малому приращению числа интерференционных полос. Кроме того, возможность изменения направления наблюдения обычно ограничена и не позволяет получить существенного сдвига полос. Поэтому погрешность, с которой определяются экспериментальные данные, формирующие матрицу коэффициентов при неизвестных и правую часть уравнений (1), может привести к тому, что решение системы уравнений становится неустойчивым в том смысле, что «малым» изменениям значений коэффициентов уравнений и свободных членов отвечают «большие» изменения решения.

Запишем систему уравнений (1) в матричном виде:

$$AX = B \quad (k=3). \quad (2)$$

Практически из-за неточности измерения имеем:

$$\tilde{A}\tilde{X} = \tilde{B}, \quad (3)$$

где

$$\tilde{A} = A + \delta, \quad \tilde{B} = B + \eta, \quad (4)$$

а  $\delta$  и  $\eta$  — погрешности задания коэффициентов при неизвестных и правой части.

Оценим погрешность решения:

$$\Delta = \tilde{X} - X, \quad (5)$$

где  $X$  и  $\tilde{X}$  — соответственно точное и приближенное решения. Подставляя (4) и (5) в (3) и учитывая (2), получим, что максимальная погрешность равняется

$$|\Delta|_{max} = \frac{\|A^{-1}\|(|\eta| + |X\delta|)}{1 - \|A^{-1}\||\delta|}. \quad (6)$$

Соотношение (6) оценивает сверху погрешность решения, обусловленную погрешностью задания коэффициентов системы и правой части.

В качестве характеристики системы уравнений (2), определяющей устойчивость решения, рассматривалась величина  $\nu(A)$  — мера обусловленности системы, связывающая относительные погрешности правой части и решения [4]:

$$\frac{|\Delta|}{|X|} = \nu(A) \frac{|\eta|}{|B|} \quad (7)$$

Мера обусловленности системы  $\nu(A) = \|A\| \|A^{-1}\|$  дает информацию о степени «чувствительности» системы к возмущениям  $\eta$  и  $\delta$ . Чем меньше  $\nu(A)$ , тем меньше диапазон допустимых решений системы и выше устойчивость решения рассматриваемой системы уравнений по отношению к неточности задания данных.

Если значение  $\nu \sim 10$ , то при решении системы уравнений (2) достаточно эффективен метод наименьших квадратов. Нам требуется получить наиболее точное решение избыточной системы:

$$\begin{cases} \lambda N_{ij}^{(1)} = a_{11}u + a_{12}v + a_{13}w + \varepsilon_1 \\ \lambda N_{ij}^{(2)} = a_{21}u + a_{22}v + a_{23}w + \varepsilon_2 \\ \dots \\ \lambda N_{ij}^{(k)} = a_{k1}u + a_{k2}v + a_{k3}w + \varepsilon_k \end{cases} \quad (8)$$

где  $a$  — известные коэффициенты,  $\varepsilon$  — погрешность, обусловленная неточностью определения  $\vec{r}_0, \vec{r}_n^{(k)}$  и  $N_{ij}^{(k)}$ .

Наилучшая оценка величин  $u$ ,  $v$ ,  $w$  определяется из условия минимизации выражения [6]:

$$\sum_k \varepsilon_k = \sum_k [\lambda N_{ij}^{(k)} - G^{(k)}(u, v, w)]^2 \quad (9)$$

где

$$G^{(k)}(u, v, w) = a_{k1}u + a_{k2}v + a_{k3}w$$

Компоненты  $u$ ,  $v$ ,  $w$  определяются из решения системы:

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial u} \sum_k [\lambda N_{ij}^{(k)} - G^{(k)}(u, v, w)]^2 = 0 \\ \frac{\partial}{\partial v} \sum_k [\lambda N_{ij}^{(k)} - G^{(k)}(u, v, w)]^2 = 0 \\ \frac{\partial}{\partial w} \sum_k [\lambda N_{ij}^{(k)} - G^{(k)}(u, v, w)]^2 = 0 \end{cases} \quad (10)$$

Геометрически решение методом наименьших квадратов можно интерпретировать, как нахождение такой точки, для которой сумма квадратов расстояний от неё до точек, являющихся решениями различных троек уравнений системы, была бы наименьшей. При значениях  $v \sim 10^2$  для решения системы уравнений необходимо использовать метод регуляризации [7]. Сущность его сводится к отысканию минимума функционала:

$$F^{\alpha}(\tilde{A}, \tilde{B}, X) = \sum_{q=1}^k \left[ \sum_{p=1}^3 a_{qp}x_p - b_q \right]^2 + \alpha \sum_{p=1}^3 X_p^2 \quad (11)$$

отличающегося от выражения (9) лишь вторым слагаемым. Здесь  $\alpha$  — задаваемый положительный параметр, оптимальная величина которого подбирается экспериментально путем сравнения результатов расчетов при различных  $\alpha$ . Введение параметра  $\alpha$  эквивалентно ослаблению составляющих решения системы, ответственных за наибольшие выбросы в шумовом фоне, накладываемом на сигнал, т. е. фильтрации решения.

Изложенный подход к расшифровке голографических интерферограмм использовался при решении практических задач, рассмотренных далее.

### Измерение деформаций и напряжений в диаметрально сжатых диске и кольце

Анализируя смещения, возникающие в диске и кольце при их диаметрально сжатии, можно заключить, что для решения поставленной задачи голографический интерферометр, во-первых, должен быть достаточно чувствителен как к тангенциаль-

ной, так и к нормальной составляющим смещения, во-вторых, должен обеспечивать возможность изменения направления наблюдения так, чтобы при этом заметным образом изменялась интерференционная картина.

Одноголограммный интерферометр не удовлетворяет указанным требованиям. Малый сдвиг полос при изменении направлений наблюдения в пределах голограммы приводит к сильному разбросу результатов даже для одной и той же точки объекта при расшифровке по разным «тройкам» точек наблюдения.

Нами использовался двухголограммный интерферометр, описанный в [4]. На рис. 1 показано взаимное расположение

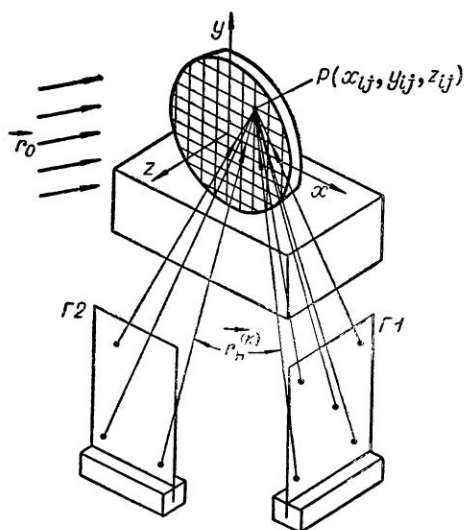


Рис. 1

исследуемого объекта и голограмм, позволяющее с достаточной чувствительностью регистрировать смещения  $u$  и  $v$ , лежащие в плоскости объекта, (голограмма Г1) и нормальную составляющую  $w$  (голограмма Г2).

В эксперименте использовались диск  $\varnothing$  8 см и кольцо с наружным  $\varnothing$  8 см и внутренним  $\varnothing$  4 см, выполненные из оргстекла. ( $E=3,5 \cdot 10^4$  кг/см<sup>2</sup>,  $\mu=0,35$ ).

На поверхность объекта наносилась координатная прямоугольная сетка с шагом 5 мм. В качестве источника использовался лазер ЛГ-38.

На рис. 2 приведены интерферограммы диска и кольца, полученные при диаметральной нагрузке силой  $P=1,5$  кг. Смещения определялись для 56 точек центральной части диска и кольца. При подсчете полос по интерференционным картинам за нулевую точку была принята точка касания объекта с основанием нагружающего устройства. Вследствие малости нагружающего усилия и значительного различия модулей упругости материала объекта и основания практически эта точка остается неподвижной во время нагружения.

Важное значение имеет решение вопроса о необходимом числе уравнений  $K$  в «переопределенной» системе (8). По существу он сводится к нахождению некоторого минимального числа направлений наблюдения, при котором разброс результатов находился бы в пределах допустимой погрешности из-

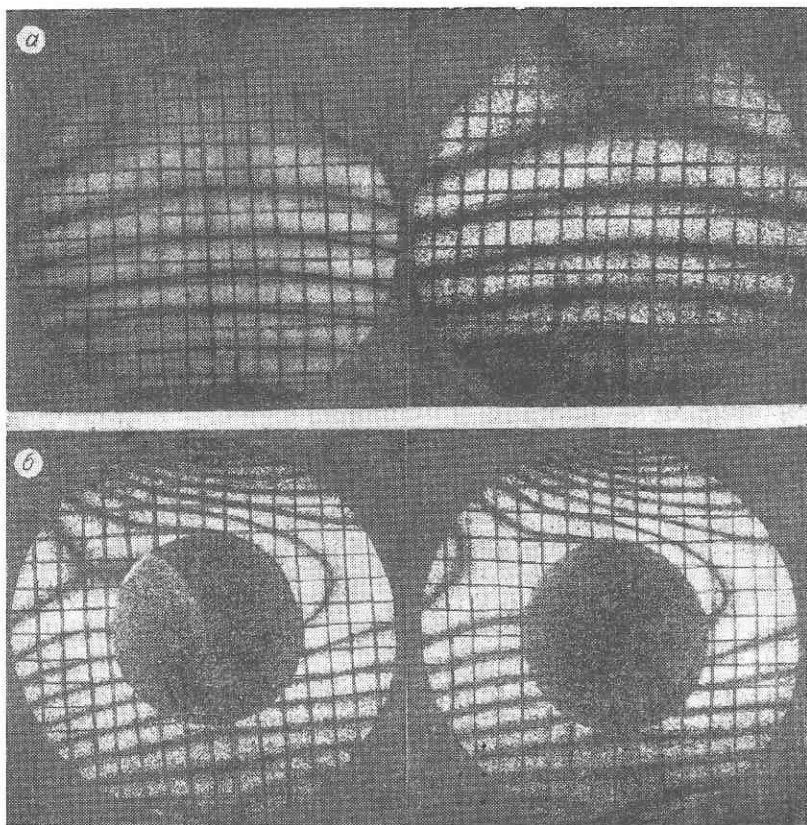


Рис. 2

мерения. Для решения этого вопроса сравнивались результаты решения систем с числом уравнений, изменяющимся от 3 до 9. Расчеты осуществлялись на ЭВМ «Минск-32». На рис. 3 приведен алгоритм вычислительной задачи по определению полей деформаций и напряжений объектов по исходной экспериментальной информации. На рис. 4 представлена зависимость результатов вычисления компонент  $u$ ,  $v$ ,  $w$  от числа уравнения  $k$ . Из них видно, что наиболее зависимы от числа направлений наблюдения компоненты смещений  $u$  и  $v$ , а  $w$  практически не изменяется. Это объясняется тем, что основной вклад в интерференционную картину дает нормальная компонента  $w$ , и для ее определения достаточно иметь  $K=3$ . Компоненты  $u$  и  $v$  имеют меньшие проекции на биссектрису угла между направлениями наблюдения и освещения и потому более чувствительны к погрешностям определения параметров схемы и чисел





↓

Метод регуляризации
Минимизация функционала $F^\alpha = \ AX - B\ ^2 + \alpha \ X\ ^2$

Метод наименьших квадратов
$\frac{\partial}{\partial U} \sum_k [G_k(u, v, w) - C_k]^2 = 0$
$\frac{\partial}{\partial V} \sum_k [G_k(u, v, w) - C_k]^2 = 0$
$\frac{\partial}{\partial W} \sum_k [G_k(u, v, w) - C_k]^2 = 0$

↓

Аппроксимация дискретных значений перемещений непрерывной функцией.

Вычисление деформаций
$\epsilon_x = \frac{\partial u}{\partial x}; \quad \epsilon_y = \frac{\partial v}{\partial y}$

Вычисление напряжений
$\sigma_x = \frac{E}{1 - \mu^2} \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \mu \frac{\partial v}{\partial y} \right)$ $\sigma_y = \frac{E}{1 - \mu^2} \left( \frac{\partial v}{\partial y} + \mu \frac{\partial u}{\partial x} \right)$

Результаты
<ol style="list-style-type: none"> <li>1. Графики перемещений <math>u, v, w</math></li> <li>2. Графики деформаций <math>\epsilon_x; \epsilon_y</math></li> <li>3. Графики напряжений <math>\sigma_x; \sigma_y</math></li> </ol>

Рис. 3

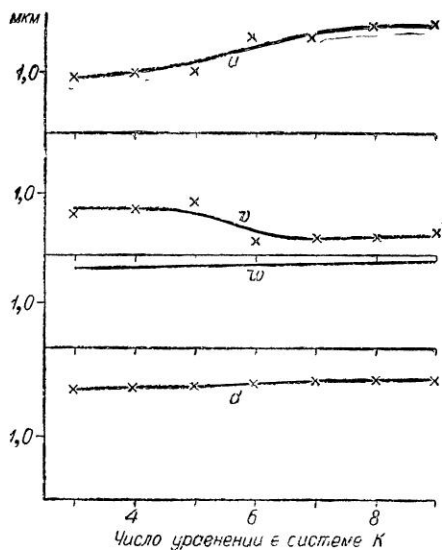


Рис. 4

деляются расчетным путем, то, прежде всего, рассмотрим погрешность измерения смещений.

Основными источниками погрешности измерения смещений являются неточности в определении исходных данных: углов между направлениями освещения и наблюдения  $\vec{r}_0 \vec{r}_n^{(k)} = \varphi_k$  и числа полос  $N_{ij}^{(k)}$ . Как показано в [8], среднеквадратичная погрешность измерения проекции вектора смещения на биссектрису угла  $\varphi_k$  (только эта проекция может быть определена с  $k$ -го направления наблюдения) составляет:

$$\delta d_k = \sqrt{\left(\frac{1}{2} \Delta \varphi_k \operatorname{tg} \frac{\varphi_k}{2}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_{ij}^{(k)}}{N_{ij}^{(k)}}\right)^2} \quad (12)$$

где  $\Delta \varphi_k$  и  $\Delta N_{ij}^{(k)}$  — абсолютные погрешности измерения соответствующих величин.

В нашем эксперименте  $\Delta \varphi_k \approx 0,02$  (или  $1^\circ$ ),  $\varphi_{k \max} = 72^\circ$  и первое слагаемое в выражении (12) составляет  $5 \cdot 10^{-5}$ , что соответствует погрешности 0,7%.

Рассмотрим погрешность определения числа интерференционных полос  $N_{ij}$ . Если значение  $N_{ij}^{(k)}$  достаточно велико, то отсчет обычно ведется с точностью до целого числа полос, при этом  $\Delta N_{ij}^{(k)} = 1$ . При малом значении  $N_{ij}^{(k)}$  для уменьшения погрешности измерения необходим отсчет градации интенсив-

полос. «Малым» изменениям измеряемых величин здесь отвечают «большие» изменения результатов.

Из рис. 4 видно, что, начиная с  $k=6$ , величины компонент вектора смещения  $u$  и  $v$  практически не изменяются при дальнейшем увеличении числа уравнений. Таким образом, «переопределенная» система (1), состоящая из шести уравнений, является достаточной при решении поставленной задачи.

Остановимся на оценке погрешности измерения. Так как голографическим интерферометром непосредственно измеряются смещения точек, а деформации и напряжения опре-

ности для определения дробной части числа полос. В этом случае точность отсчета  $N_{ij}^{(k)}$  зависит от уровня шумов голографического изображения и определяется отношением сигнал/шум [8]. Однако когда расшифровка интерферограмм осуществляется по их фотографиям, что наиболее часто имеет место, то нелинейность записи практически приводит к тому, что фотометрические измерения становятся нецелесообразными. В такой ситуации единственным путем, позволяющим с той или иной степенью достоверности судить о перемещении точек, лежащих между серединами интерференционных полос, является аппроксимация. Нами использовалась линейная аппроксимация, предполагающая, что интенсивность изображения между серединами интерференционных полос изменяется по гармоническому закону. Это предположение, как показывают эксперименты, во многих случаях является весьма близким к истине.

Число полос в случае линейной аппроксимации определяется следующим образом:

$$N_{ij} = n_{ij} + \frac{l_{ij}}{t} \quad (13)$$

где  $n_{ij}$  — целое число полос от нулевой до рассматриваемой точки;

$l_{ij}$  — расстояние от середины последней интерференционной полосы до точки  $(i, j)$ ;

$t$  — шаг полос, между которыми находится рассматриваемая точка.

Из (13) следует, что относительная среднеквадратичная погрешность определения  $N_{ij}$  равняется:

$$\frac{\Delta N_{ij}}{N_{ij}} = \frac{1}{n_{ij} \frac{t}{l_{ij}} + 1} \sqrt{\left(\frac{\Delta l_{ij}}{l_{ij}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta t}{t}\right)^2} \quad (14)$$

где  $\Delta l_{ij}$  и  $\Delta t$  — абсолютные погрешности при измерении соответствующих расстояний. Эта погрешность зависит от значения  $n_{ij}$  и для центральной части диска в данном эксперименте составляет  $\sim 7\%$ .

Суммарная погрешность в соответствии с (12) равняется  $\sim 7\%$ . В результате вычисления компонент вектора смещения имеем для поля точек объекта семейство дискретных функций:

$$\begin{aligned} u(x), v(x), w(x), \\ u(y), v(y), w(y), \end{aligned} \quad (15)$$

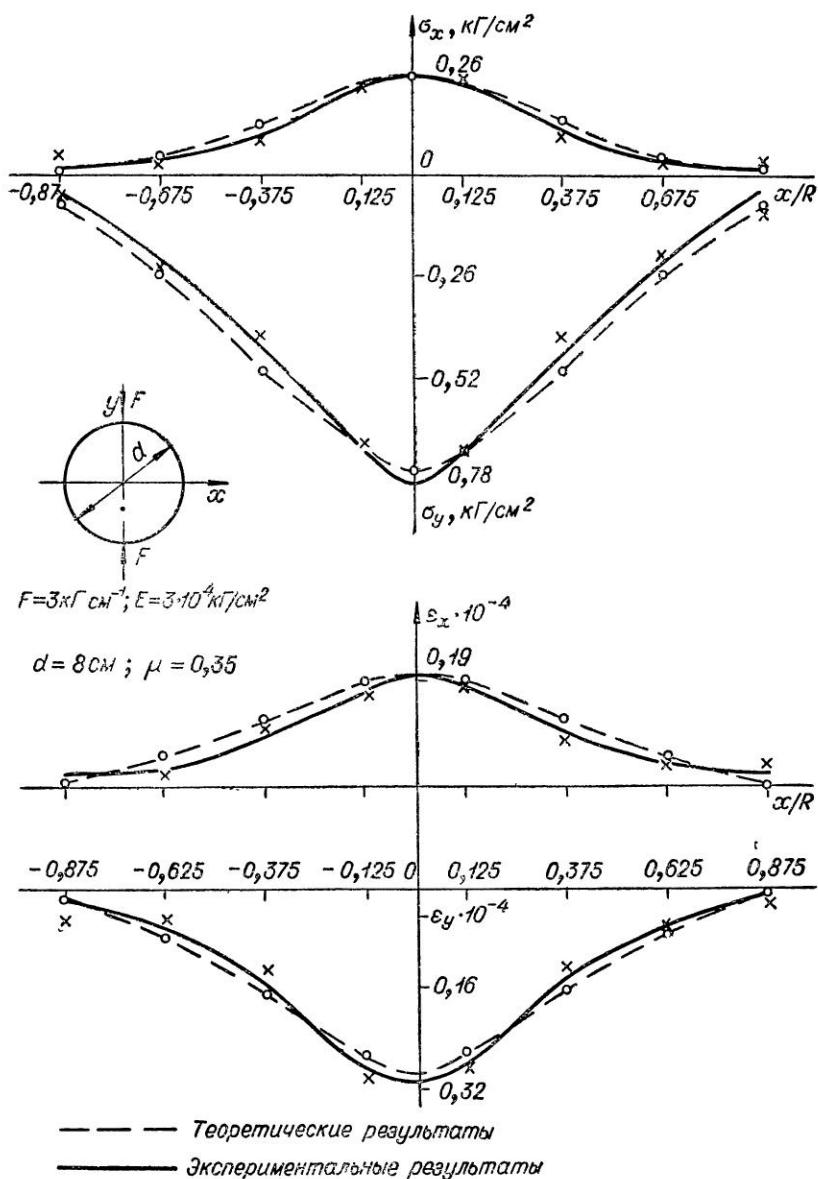


Рис. 5

являющихся исходной информацией для вычисления деформаций:

$$\epsilon_x = \frac{\partial u}{\partial x} \quad \epsilon_y = \frac{\partial v}{\partial y} \quad (16)$$

и напряжений:

$$\begin{aligned}\sigma_x &= \frac{E}{1-\mu^2} \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \mu \frac{\partial v}{\partial y} \right) \\ \sigma_y &= \frac{E}{1-\mu^2} \left( \frac{\partial v}{\partial y} + \mu \frac{\partial u}{\partial x} \right)\end{aligned}\quad (17)$$

Переход к деформациям и напряжениям связан с вычислением первых производных от функций перемещений по координатам. Чтобы такой переход был возможен, необходима аппроксимация дискретного поля перемещений некоторой непрерывной функцией. В простейшем случае это может быть кусочно-линейная аппроксимация.

Очевидно, что погрешность измерения зависит от шага дискретности, с которым определено поле перемещений. Важную роль здесь играет априорная информация о характере деформации объекта.

Вопросы наилучшей аппроксимации при решении задач экспериментальной механики являются очень важными и требуют серьезного исследования. Из общих соображений к аппроксимирующим функциям необходимо предъявить следующие требования: 1) наилучшее приближение на всем интервале задания дискретного поля перемещений; 2) непрерывность, по крайней мере, первой производной; 3) равенство значений обеих функций в точках определения аппроксимируемой функции; 4) минимальная кривизна, что следует из требования минимизации потенциальной энергии, затрачиваемой на деформацию. Перечисленным требованиям удовлетворяет кусочно-полиномиальная аппроксимация сплайн-функциями третьего порядка [9].

Для определения деформаций и напряжений в диске и кольце нами использовалась кусочно-линейная аппроксимация. На рис. 5 приведены графики деформа-

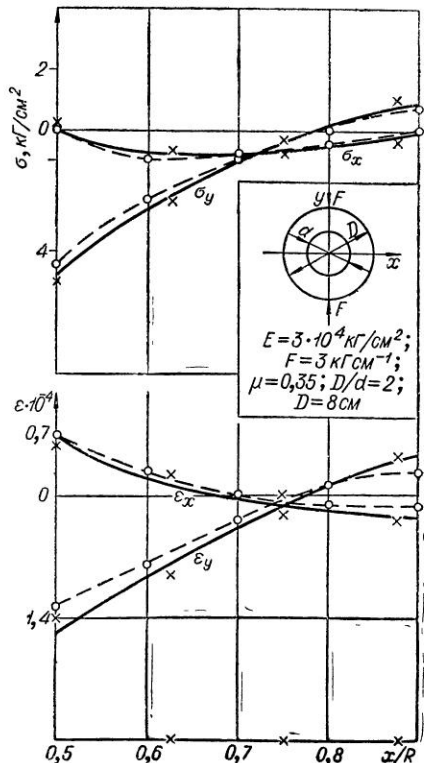


Рис. 6

ций и напряжений для диаметрально сжатого диска. Крестиками отмечены экспериментальные точки, кружочками обозначены результаты теоретического расчета по формулам, приведенным в [10].

На рис. 6 показаны аналогичные результаты для кольца. Теоретический расчет также осуществлялся по соотношениям из [10]. Расхождение между экспериментальными и теоретическими результатами для максимальных значений деформаций и напряжений составило от 2% до 6%. Такое расхождение примерно совпадает с приведенной ранее оценкой погрешности измерения и подтверждает правильность кусочно-линейной аппроксимации в данном случае. Сравнение экспериментальных и теоретических результатов показывает, что голографические методы позволяют определять деформации и напряжения объектов с довольно высокой точностью и могут успешно использоваться при решении задач экспериментальной механики.

### **Определение деформаций и напряжений несимметрично изогнутой пластины**

Для определения деформаций и напряжений несимметрично изогнутой пластины был использован голографический интерферометр с локальным опорным пучком [11].

Особенностью этого интерферометра является то, что опорная сферическая волна образуется путем рассеяния диффузной поверхностью объекта (или поверхностью деталей его крепления) сфокусированного когерентного излучения лазера. При этом, как известно, в плоскости наблюдения регистрируется пятнистая структура.

Формирование сферической опорной волны происходит в значительном пространственном угле, что позволяет при использовании многоголограммного метода записать одновременно до трех интерферограмм. При этом угол между крайними голограммами может достигать  $50^\circ$ — $60^\circ$ , что позволяет получить значительный сдвиг полос в записываемых интерференционных картинах.

Так как формирование опорного пучка происходит в плоскости объекта и жестко с ним связано, то случайное механическое возмущение установки, на которой смонтирована оптическая схема, вызывает примерно равное изменение оптической длины пути как объектного, так и опорного пучка. Поэтому схема с локальным опорным пучком требует значительно меньшей механической стабилизации установки, чем обычная. Это позволяет использовать ее в условиях, близких к производственным. Кроме этого, рассматриваемая схема позволяет разделить смещение объекта как целого и смещения точек вследствие деформации его поверхности.

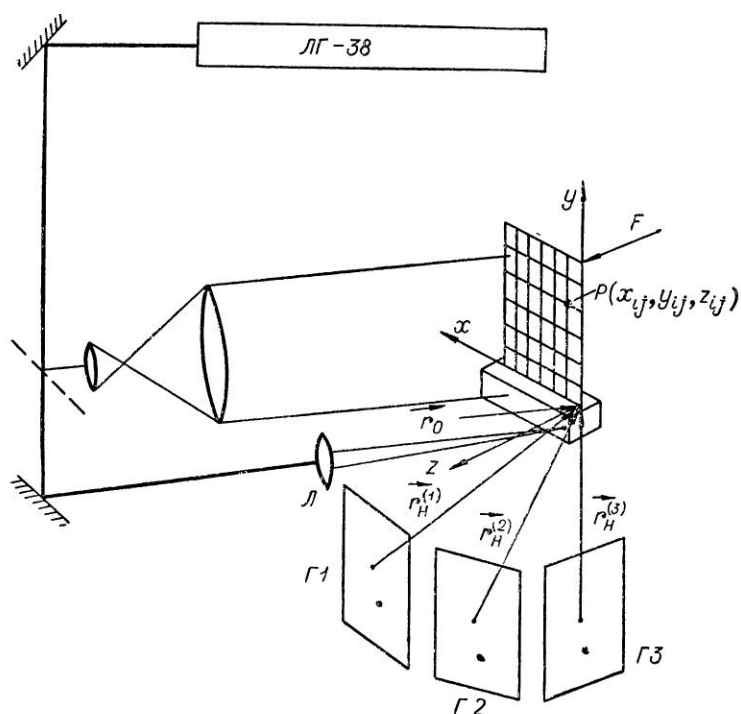


Рис. 7

Отметим, что схема с локальным опорным пучком по существу является безлинзовым вариантом голографии Фурье. Поэтому такие особенности фурье-голограмм, как высокое пространственное разрешение по объекту, снижение требования к разрешающей способности регистрирующего материала за счет уменьшения пространственной частоты интерференционной структуры, присущи также схеме с локальным опорным пучком.

На рис. 7 приведена оптическая схема одновременной записи трех интерферограмм методом двойной экспозиции. Между экспозициями металлическая пластина ( $4 \times 6 \times 0,15$  см,  $E = 0,7 \times 10^6$  кг/см<sup>2</sup>;  $\mu = 0,35$ ) изгибалась, и величина прогиба в точке приложения нагрузки измерялась с помощью микрометрического винта. Для облегчения идентификации точек на интерферограммах на поверхность объекта была нанесена прямоугольная сетка. Смещения определялись для точек объекта, лежащих в узлах этой сетки. После светоделителя 2 часть пучка фокусировалась линзой Л на диффузную поверхность детали крепления объекта. Рассеянная сферическая волна являлась опорной для трех записываемых голограмм.



Угол между центрами крайних голограмм в плоскости  $XOZ$  составлял  $42^\circ$ .

Так как использовались три голограммы, то изменение направления наблюдения приводило к значительному сдвигу полос в интерференционных картинах, полученных с разных голограмм. Поэтому для определения компонент векторов смещений точек пластины оказалось достаточным системы из трех линейно независимых уравнений вида (1).

Выражение (1) можно представить в следующем виде:

$$YD = \lambda N \quad (18)$$

где  $Y$  — угловая матрица, выражаемая через направляющие косинусы:

$$Y = |\vec{r}_0 + \vec{r}_n^{(k)}| = \begin{vmatrix} \cos \alpha_n^{(1)} + \cos \alpha_0; \cos \beta_n^{(1)} + \cos \beta_0; \cos \gamma_n^{(1)} + \cos \gamma_0 \\ \cos \alpha_n^{(2)} + \cos \alpha_0; \cos \beta_n^{(2)} + \cos \beta_0; \cos \gamma_n^{(2)} + \cos \gamma_0 \\ \cos \alpha_n^{(3)} + \cos \alpha_0; \cos \beta_n^{(3)} + \cos \beta_0; \cos \gamma_n^{(3)} + \cos \gamma_0 \end{vmatrix}$$

где

$$D = \begin{vmatrix} u_{ij} \\ v_{ij} \\ w_{ij} \end{vmatrix} \quad \text{— вектор — столбец искоемых компонент смещений для массива точек объекта } (i, j);$$

$$N = \begin{vmatrix} N_{ij}^{(1)} \\ N_{ij}^{(2)} \\ N_{ij}^{(3)} \end{vmatrix} \quad \text{— вектор — столбец чисел интерференционных полос от нулевой точки до точки } (i, j) \text{ на разных интерферограммах.}$$

Матричное уравнение (18) связывает экспериментальные данные (угла, числа полос) с искомыми величинами  $u_{ij}$ ,  $v_{ij}$ ,  $w_{ij}$ . Решая его, вычисляем компоненты вектора смещения для любой рассматриваемой точки поверхности объекта.

Число полос  $N_{ij}^{(k)}$  определялось по интерферограммам, приведенным на рис. 8. Важно отметить, что знание нулевой точки или полосы необходимо только в том случае, если нас интересуют абсолютные значения перемещений точек объекта. Если же надо определить деформации и напряжения, которые выражаются через относительные перемещения точек, то информация содержится в числе интерференционных полос между соответствующими точками объекта. В этом случае результат зависит только от разности чисел интерференционных полос и в качестве отсчетной можно выбирать любую удобную точку объекта.

На рис. 9 приведена пространственная картина изгиба пластины, построенная по результатам вычислений. Так как рассматриваемая задача теоретически решается лишь прибли-

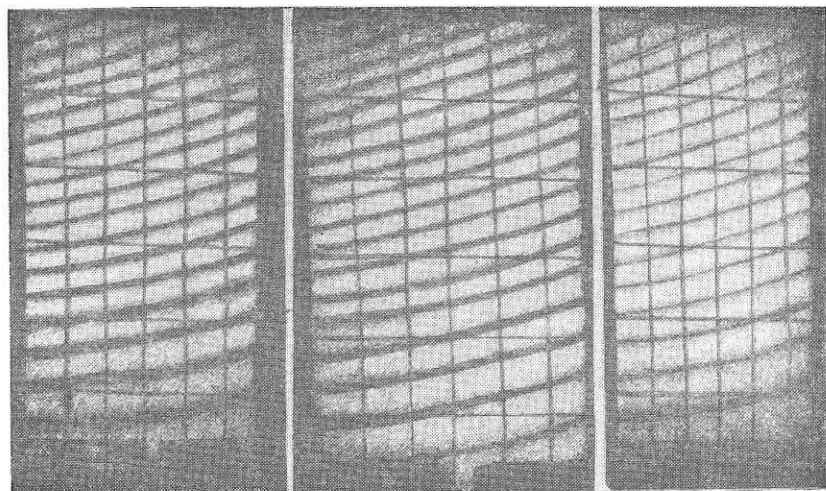
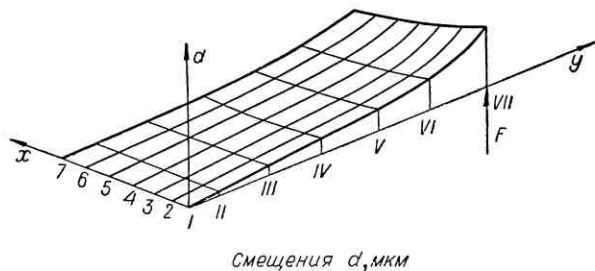


Рис. 8

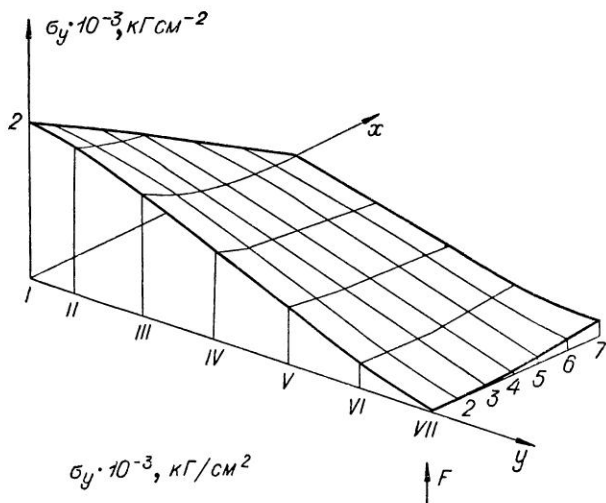
женно и достаточно сложно, сравнение результата измерения, полученного голографическим методом, производилось только для точки приложения нагрузки, перемещение которой измерялось микровинтом. Погрешность измерения составила примерно 5%.

Деформация и напряжения для пластины определялись таким же образом, как для диска и кольца. На рис. 10 приве-



Сеч.	I	II	III	IV	V	VI	VII
1	0	2,16	4,64	5,53	7,24	8,11	9,57
2	0	1,68	3,98	4,86	6,61	7,51	9,04
3	0	1,12	3,34	4,33	6,05	6,90	8,48
4	0	0,85	2,58	3,68	5,35	6,32	7,93
5	0	0	1,55	2,90	4,68	5,77	7,42
6	0	0	0,75	2,46	4,06	5,41	6,89
7	0	0	0,20	2,28	3,38	4,92	6,42

Рис. 9



Сеч.	I	II	III	IV	V	VI	VII
1	2,00	1,80	1,36	0,98	0,58	0,20	0,00
2	2,00	1,60	1,30	0,92	0,55	0,23	0,00
3	1,54	1,62	1,26	0,90	0,59	0,27	0,00
4	1,12	1,73	1,26	0,90	0,60	0,30	0,04
5	0,70	1,36	1,20	0,90	0,60	0,34	0,11
6	0,30	1,16	1,08	0,86	0,63	0,40	0,17
7	0,00	0,73	1,00	0,8	0,62	0,40	0,21

Рис. 10

дена пространственная картина изменения компоненты напряжения  $\sigma_y$ . Эти результаты соответствуют данным работы [12], где изгиб тонкой пластины исследовался методом муара.

### Выводы

Подход к расшифровке голографических интерферограмм как некорректной задачи позволил определить деформации и напряжения исследуемых объектов с достаточно высокой точностью.

Сравнение результатов эксперимента и теоретических расчетов деформаций и напряжений показало, что погрешность измерения составляет  $2 \div 6\%$ .

Для решения систем уравнений, получаемых в процессе расшифровки, в зависимости от меры обусловленности применялся метод наименьших квадратов или метод регуляризации.

При определении деформаций и напряжений по дискретному полю перемещений важными являются вопросы аппроксимации. Нами использовались кусочно-линейная аппроксимация, однако вопросы наилучшей аппроксимации требуют дальнейшего исследования.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Васильев А. М., Гик Л. Д., Козачок А. Г., Некуряшев В. Н., Нестерихин Ю. Е., Солодкин Ю. Н. Исследование деформаций и вибраций методом голографической интерферометрии. «Автометрия», 1971, № 1.
2. Де С. Т., Козачок А. Г., Кезерашвили Г. Я., Логинов А. В., Ракушин Ю. А., Солодкин Ю. Н. Применение методов голографической интерферометрии для решения задач экспериментальной механики. «Геометрические методы исследования деформаций и напряжений». Тезисы докладов, ч. 1, Челябинск, 1975.
3. Ракушин Ю. А., Солодкин Ю. Н. Методы расшифровки голографических интерферограмм. Настоящий сборник.
4. С. А. Sciamarella, J. A. Gilbert. Strain analysis of a disk, subjected to diametral compression by means of holographic interferometry. *Appl. Opt.*, 12 (8), 1951 (1973).
5. Форсайт Дж., Молер К. Численное решение систем линейных алгебраических уравнений. М., «Мир», 1969.
6. Худсон Д. Статистика для физиков. М., «Мир», 1970.
7. Тихонов А. Н. О некорректных задачах линейной алгебры и устойчивом методе их решения. ДАН СССР 163 (3), 591 (1965).
8. Солодкин Ю. Н. Голографический интерферометр как измерительный прибор. «Автометрия» 64, (1973), № 5.
9. Алберг Дж., Нильсон Э., Уолш Дж. Теория сплайнов и ее приложения. М., «Мир», 1972.
10. Тимошенко С. П. О распределении напряжений в круговом кольце, сжатом двумя взаимно противоположными силами. Известия Киевского политехнического института, кн. 1, 23 (1909).
11. Cathey W. A. U. S. Patent N 3. 415. 587 (1968). Local reference beam generation for holography
12. Bradley W. A. Laterally loaded thin flat plates. *Proc. ASCE*, 85 (EM4), 77 (1959).

## ОПТИЧЕСКИЕ СПОСОБЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МАЛЫХ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ И ДЕФОРМАЦИЙ ЭЛЕМЕНТОВ КОНСТРУКЦИЙ

Экспериментальные методы занимают важное место при изучении напряженно-деформированного состояния деталей машин и различных элементов конструкций. Трудности аналитического решения многих практически важных задач методами теорий упругости, вязкоупругости или пластичности обуславливают необходимость развивать наряду с теоретическими экспериментальные методы.

Данная статья посвящена разработке методики количественного исследования полей малых перемещений и упругих деформаций оптическим способами. Преимущества оптических способов по сравнению с методами, использующими механические или электрические тензометры, очевидны: во-первых, измерения перемещений проводятся на удалении от объекта, не соприкаясь с ним, во-вторых, одновременная регистрация информации о перемещениях сразу для всех точек поверхности исследуемой конструкции.

В настоящее время наибольшее распространение получили следующие способы измерения перемещений точек поверхности деформируемого объекта: а) метод сеток [1—2]; б) метод муаровых полос [2—4]; в) интерферометрические методы [5—11].

При применении метода сеток на поверхность исследуемого образца до его деформирования тем или иным способом наносят отметки с заданным шагом. В результате деформирования образца начальное расстояние между отметками изменяется. Измеряя величину этих изменений, можно определить среднюю деформацию на базе измерения. Обработку экспериментальных результатов проводят с помощью измерительных микроскопов. Метод делительных сеток очень трудоемок и находит применение только при изучении неоднородного деформированного состояния образцов при значительных деформациях (более 5%). Частота наносимой сетки не превышает 20 лин/мм.

Муаровые методы в отличие от метода сеток, использующие эффект амплитудной модуляции световой волны, вызванной

амплитудной решеткой — рабочим растром, нанесенным или спроектированным на поверхность исследуемого образца, позволяют расширить диапазон измеряемых деформаций. Однако до последнего времени этим методом не удавалось надежно замерить деформации порядка 0,01% в связи с низкой частотой применяемых растров (порядка 20 ÷ 50 лин/мм), так как получение высокочастотных растров (более 50 лин/мм) и их дальнейшее использование при применении обычных схем проведения эксперимента сопряжено со значительными трудностями.

В начале 1974 года, независимо от работ М. Маршанта и С. М. Бишопа [12], авторами статьи был предложен способ получения высокочастотных линейных растров и муарового эффекта с помощью стоячих световых волн [13]. Суть метода сводится к следующему. Если две плоские электромагнитные волны  $\vec{E}_1$  и  $\vec{E}_2$  направить под углом друг к другу, то в зоне пересечения этих волн может наблюдаться стоячая интерференционная картина. Пусть плоские волны с амплитудами  $\vec{E}_1 = \vec{E}_2 = \vec{E}$  и волновыми нормальными  $n_1$  и  $n_2$  распространяются в плоскости  $XU$  (рис. 1а). В этом случае интерференционная картина представляет собой совокупность плоскостей, перпендикулярных плоскости  $XU$ . Следы этих плоскостей образуют с осью  $X$  угол  $\theta$ , определяемый зависимостью

$$\theta = \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2}. \quad (1)$$

Частота интерференционных полос в направлении оси  $U$  определяется по формуле [14]

$$\nu_y = \frac{\sin \alpha_1 - \sin \alpha_2}{\lambda}. \quad (2)$$

Стоячую интерференционную картину можно использовать не только для получения растров, но и в качестве контрольного раstra. В этом случае зазор между контрольным и рабочим растрами всегда равен нулю, что практически снимает ограничения по применению высокочастотных растров, существующие при работе с ними по обычной методике. Предлагаемая схема получения интерференционного поля позволяет успешно применять дифференциальные методы, ибо, плавно меняя угол  $\theta$ , можно непрерывно изменять частоту интерференционных полос (контрольного раstra) и тем самым с равной точностью исследовать все поле перемещений на поверхности испытуемого образца.

На рис. 1б приведена схема эксперимента (1 — полупрозрачное зеркало 2 — зеркало; 3 — микрообъективы, формирующие сферические волны; 4 — линзы, с помощью которых получают плоские волны  $\vec{E}_1$  и  $\vec{E}_2$ ; 5 — испытуемый образец).

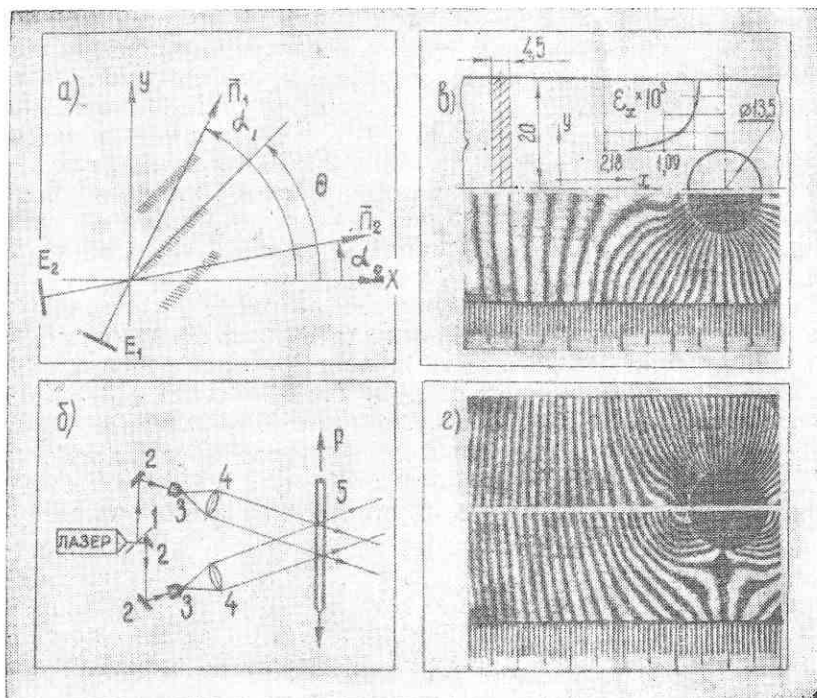


Рис. 1 а, б, в, г

На рис 1в приведена фотография муаровой картины, полученной с помощью стоячих световых волн с частотой 918 лин/мм в растягиваемой полосе с отверстием. Усилие растяжения 23 кг. Геометрические размеры полосы, изготовленной из оргстекла, приведены на верхней части этого же рисунка. Здесь же изображена эпюра деформаций  $\epsilon_x$  по вертикальной оси симметрии образца. Значения деформаций найдены по муаровой картине, помещенной в нижней части рис. 1в.

На рис. 1 г приведены муаровые картины, полученные на том же образце и при той же нагрузке путем увеличения (нижняя часть рисунка) и уменьшения (верхняя часть рисунка) частоты полос стоячей интерференционной картины при смещении одной из линз по направлению, перпендикулярному направлению волновой нормали относительно начального положения. Смещения линзы в ту или другую сторону были равны 0,059 мм.

Используя в качестве контрольного раstra стационарное интерференционное поле, предложенным методом можно исследовать поля перемещений и деформаций не только плоских,

но и объемных, с произвольной конфигурацией поверхности образцов. Применение высокочастотных растров позволяет определять с точностью не ниже 5% деформации порядка  $10^{-5}$ .

Для измерения малых перемещений точек поверхности испытуемых образцов применяются интерферометрические методы. До недавнего времени эти методы предъявляли жесткие требования к чистоте поверхности образцов. Однако с появлением голографии и лазеров эта трудность была преодолена и интерферометрические методы стали более широко применяться в инженерных исследованиях.

В ряде работ изложены методы получения и расшифровки голографических интерферограмм. Но к настоящему времени методика не отработана и связана со значительными техническими трудностями, неисследованы вопросы точности метода.

В данной статье рассмотрены методы расшифровки интерферограмм при решении некоторых практических задач, оценивается точность определения компонент вектора перемещения и указываются пути ее повышения.

Основываясь на гипотезе Е. Б. Александрова и А. М. Бонч-Бруевича о том, что в произвольной точке пространства регулярную интерференцию дают только волны, рассеянные тождественными точками [15], можно получить выражение:

$$\overline{\Delta r} \cdot \overline{\rho_{oi}} = N_{oi} \cdot \lambda, \quad (3)$$

где  $\overline{\Delta r}$  — вектор перемещения;  
 $\overline{\rho_{oi}}$  — вектор суммы ортов  $\overline{\rho_o}$  и  $\overline{\rho_i}$ , определяющих соответственно направления освещения и наблюдения;  
 $N_{oi}$  — порядковый номер интерференционной полосы (рис. 2).

Для определения всех трех компонент вектора перемещения  $\overline{\Delta r}$  —  $u$ ,  $v$ ,  $w$  необходимо составить еще два уравнения, аналогичных уравнению (3), но для новых направлений наблюдения. Однако пользоваться соотношениями типа (3) целесообразно только в тех случаях, когда известен порядок хотя бы одной полосы (иначе, должно быть известно начало отсчета полос).

При наблюдении интерференционной картины по направлению вектора  $\overline{\rho_s}$  разность хода определяется зависимостью

$$\Delta_{os} = \overline{\Delta r} \cdot \overline{\rho_{os}} = N_{os} \cdot \lambda. \quad (4)$$

Вычитая соотношение (4) из (3) видим, что полученная разность хода  $\Delta_{is}$  не зависит от условий освещения объекта:

$$\Delta_{is} = \overline{\Delta r} \overline{\rho_{is}} = N_{is} \cdot \lambda. \quad (5)$$



Здесь  $\bar{\rho}_{is}$  — вектор разности векторов  $\rho_{oi}$  и  $\rho_{os}$  или  $\rho_i$  и  $\rho_s$ . Величины  $N_{oi}$  и  $N_{os}$  определялись с точностью до постоянных, ибо зачастую неизвестно начало отсчета.  $N_{is}$  определяется с точностью до знака.

Из зависимости (5) видно, что приращение порядка полос  $N_{is}$  пропорционально проекции вектора перемещения  $\bar{\Delta r}$  на вектор разности  $\bar{\rho}_{is}$ . Порядок полос  $N_{is}$  будет максимален при совпадении направлений векторов  $\bar{\Delta r}$  и  $\bar{\rho}_{is}$ . Этот эффект должен учитываться при выборе схемы эксперимента.

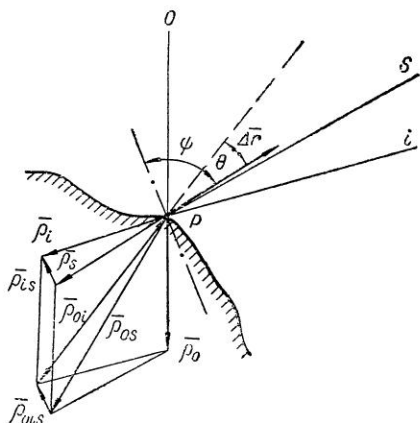


Рис. 2

Анализ точности определения перемещений по формулам (3) и (5) при решении задач плоско-деформированного состояния показывает, что относительные погрешности определения компонент вектора перемещений  $u$ ,  $v$  и  $w$  по методике, использованной Энносом, будут меньше, т. к. в первом случае  $N$  — абсолютный порядок полос (обычно более 10), во втором случае это относительный порядок (обычно не более 5). Далее, первая методика позволяет выбирать углы наблюдения, существенно отличающимися друг от друга, в то время как во второй методике разность этих углов ограничена апертурой голограммы.

Определение компонент  $u$ ,  $v$  и  $w$  по методике Александрова, Бонч-Бруевича можно упростить соответствующей организацией схемы эксперимента. Разложим вектор перемещения  $\bar{\Delta r}$  выбранной точки P (рис. 3а) на две составляющие: нормальную к поверхности исследуемого тела и касательную. Выбирая направления освещения (0) и наблюдения (i) симметричными относительно нормали к поверхности на основании уравнения (3) получим:  $|\bar{W}| = \frac{N_{oi} \cdot \lambda}{|\rho_{oi}|}$  или, учитывая,

$$\text{что } |\rho_{oi}| = 2 \cos \alpha, \text{ найдем } |\bar{W}| = \frac{N_{oi} \cdot \lambda}{2 \cos \alpha}. \quad (6)$$

Относительная погрешность вычисления этой компоненты определится

$$\delta W = \delta p + \frac{\Delta \alpha}{180^\circ} \cdot \operatorname{tg} \alpha, \quad (7)$$

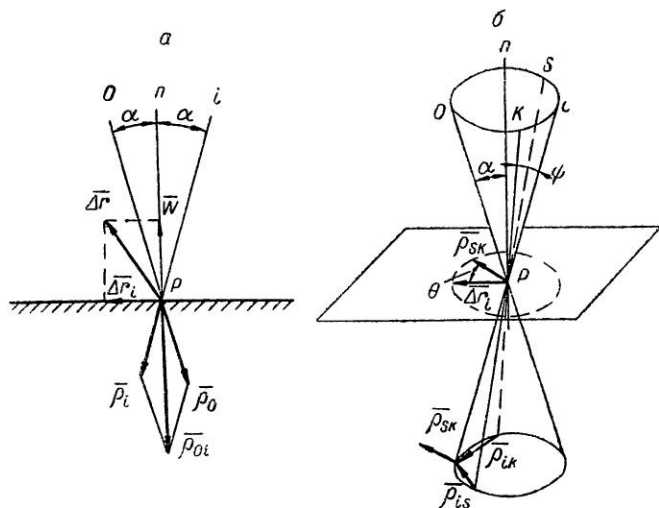


Рис. 3 а, б

где  $\delta_p$  относительная погрешность определения порядка полос.

При стремлении величины угла  $\alpha$  к нулю погрешность не превышает относительной погрешности определения порядков интерференционных полос.

Для того, чтобы определить две другие компоненты вектора перемещения  $\Delta r$  —  $u$  и  $v$ , направления наблюдения должны совпадать с образующими косинуса, полученного вращением направления освещения вокруг нормали к поверхности  $n$  под постоянным углом  $\alpha$ , где  $\alpha$  угол освещения исследуемого объекта (рис. 3б).

Составим два уравнения типа (5) для определения  $u$  и  $v$ ;

$$\begin{aligned} \overline{\Delta r}_\tau \cdot \overline{\rho}_{is} &= N_{is}\lambda, \\ \overline{\Delta r}_\tau \cdot \overline{\rho}_{ik} &= N_{ik} \cdot \lambda, \end{aligned} \quad (8)$$

где  $\overline{\Delta r}_\tau = iu + jv$ . Вектора  $\overline{\rho}_{is}$  и  $\overline{\rho}_{ik}$  лежат в касательной плоскости к объекту, проведенной через точку Р. Последнее обстоятельство позволяет автоматизировать процесс определения величины вектора  $\overline{\Delta r}_\tau$  с точностью до знака.

Сложим уравнение (8). Получим

$$\overline{\Delta r}_\tau (\overline{\rho}_{is} + \overline{\rho}_{ik}) = \overline{\Delta r}_\tau \overline{\rho}_{sk} = N_{sk}\lambda. \quad (9)$$

Если длины векторов  $\overline{\rho}_{is}$  и  $\overline{\rho}_{ik}$  равны, что обеспечивается

схемой эксперимента, то вектор  $\bar{\rho}_{sk}$  проходит через точку Р. Из (9) следует:

$$|\bar{\Delta r}_\tau| = N_{sk}\lambda / (|\bar{\rho}_{sk}| \cdot \cos \theta).$$

Модуль вектора  $\bar{\rho}_{sk}$  всегда можно найти, зная взаимное положение векторов  $\rho_i$ ,  $\rho_s$ ,  $\rho_k$ ,  $N_{sk}$  — приращение порядка интерференционных полос при смене точки наблюдения с  $s$  на  $k$ . Оно достигает максимального значения по модулю при  $\theta=0$  или  $\theta=\pi$  (не надо забывать, что  $N_{sk}$  величина алгебраическая). Используя ФЭУ для счета интерференционных полос, на экране осциллографа можно наблюдать изменение функции  $N_{sk} = f(\theta)$ . Модуль вектора  $\bar{\Delta r}_\tau$  определяется по формуле:

$$|\bar{\Delta r}_\tau| = \frac{N_{sk}\lambda}{|\bar{\rho}_{sk}|}. \quad (10)$$

Относительная погрешность вычисления модуля вектора в соответствии с (10) будет равна:

$$\delta |\bar{\Delta r}_\tau| = \delta_\rho + \delta \bar{\rho}_{sk}.$$

Величина ее зависит от точности определения углов и порядков полос. Так как углы, являющиеся параметрами установки, могут быть определены достаточно точно, то погрешность измерения, в основном, определяется  $\delta_\rho$ .

Все вышеизложенное, касающееся метода голографической интерферометрии, предполагает, что всегда удастся однозначно связать координаты точек на поверхности исследуемой детали и систему интерференционных полос. Однако не всегда удастся одновременно наблюдать через проекционную оптику полосы и поверхность. Интерферограммы, полученные при исследовании перемещений консольной балки, нагруженной на конце консоли сосредоточенной силой, показали, что если вектор перемещений лежит в плоскости, параллельной плоскости голограммы, то на свободном конце консоли не удастся одновременно сфотографировать картину интерференционных полос и образец (полосы локализованы на  $\infty$ ), в то время, как в районе заделки таких затруднений не возникает [18]. Таким образом, характер перемещения точек поверхности исследуемого объекта существенно влияет на область локализации интерференционных полос.

В связи с этим было исследовано влияние величины и направления вектора перемещения на локализацию интерференционных полос в пространстве. В качестве объекта исследования была взята плоская пластина, которую перемещали по заданным направлениям как жесткое целое с точностью.

0,5 мкм. Интерферограммы получали в реальном времени. Картина интерференционных полос снималась фотоаппаратом, оптическая система которого (объектив и насадочные кольца) обеспечивала глубину резко изображаемого пространства порядка одного сантиметра при пятне нерезкости 0,03 мм.

Эксперименты показали, что

- а) перемещения  $\omega$  в меньшей степени влияют на положение области локализации полос, нежели перемещения  $u$  и  $v$ ;
- б) расстояние области локализации полос от исследуемой пластины связано линейной зависимостью с величиной заданных перемещений;
- в) при повороте пластины интерференционные полосы локализируются на ее поверхности.

Именно последнее обстоятельство позволяет достаточно просто с помощью метода безлинзовой голографической интерферометрии определять перемещения точек элементов конструкций, испытывающих изгибные деформации. Для определения прогибов какого-либо элемента конструкции необходимо направления освещения и наблюдения выбирать симметричными относительно нормали к исследуемой поверхности, а величину перемещения определять по формуле (6).

В качестве теста, позволяющего проверить методику расшифровки и точность метода при определении компоненты вектора перемещения  $\omega$ , были выбраны две задачи: определение прогибов консольной балки и определение прогибов круглой мембраны, жестко заделанной по контуру [19].

Для решения первой задачи была взята стальная балка с размером поперечного сечения  $4 \times 22,3$  мм, жестко заделанная одним концом, изгибаемая в направлении наименьшей жесткости. На свободном конце балки с помощью микрометрического винта задавалось перемещение  $f$ , определяемое индикатором часового типа с ценой деления 0,001 мм. С помощью голографической интерферометрии определялись перемещения в сечении  $u_x = \omega$ , находящемся на расстоянии 62 мм от заделки (рис. 4а). На рис. 4а сплошная кривая соответствует теоретическому решению, кружками отмечены экспериментально найденные значения прогиба  $u_x$ . Совпадение результатов хорошее. В правом нижнем углу этого рисунка приведена фотография интерферограммы, соответствующей значению  $f = 62$  мкм.

При решении второй задачи мембрана диаметром 100 мм, изготовленная из оргстекла толщиной 4,5 мм, жестко заделанная по контуру, нагружалась равномерно распределенной нагрузкой, интенсивностью  $q$ . Нагрузка менялась в пределах  $0 \leq q \leq 180$  г/см<sup>2</sup>. На рис. 4б приведен график зависимости порядка полос в центре мембраны от величины нагрузки  $q$ . Теоретическому решению соответствует сплошная кривая, экспериментальному — система точек, обозначенных круж-

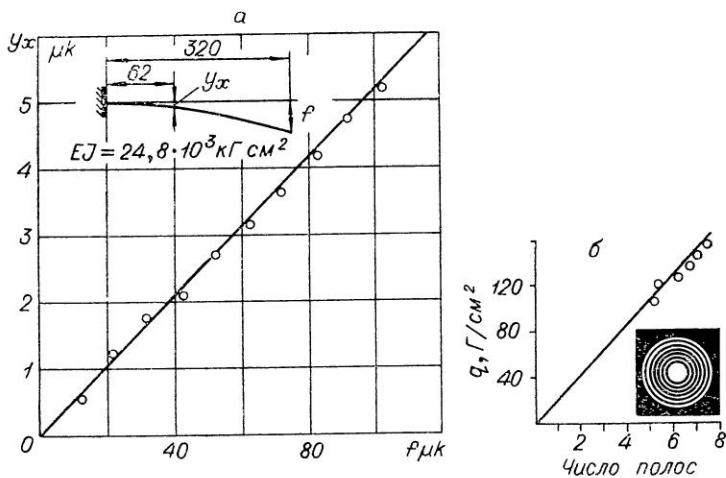


Рис. 4 а, б

ками. На рис. 4б внизу приведена фотография интерферограммы, полученной при  $q=150$  г/см<sup>2</sup>. На рис. 5 приведены фотографии интерферограмм для мембраны, рассмотренной во второй задаче, при жестком смещении мембраны в направлении оси  $X$ . Съемка проводилась в режиме «реальное время». Рис. 5 наглядно иллюстрирует влияние жестких перемещений конструкций на интерференционную картину: по фотографии, помещенной в правом нижнем углу рис. 5, уже трудно судить об изгибных деформациях мембраны. Линейным продольным перемещениям в направлении оси  $X(u)$  соответствует система равноотстоящих параллельных, проведенных через крайние точки полос так, как это показано на рис. 5в. Число таких полос, покрывающих поверхность мембраны, и величина перемещения  $u$  связаны линейной зависимостью (рис. 6).

Расшифровка голографических интерферограмм, полученных с помощью безлинзовой голографии, при решении задач плоскодеформированного состояния исследуемого объекта связана с трудностью совмещения интерференционных полос и поверхности объекта. От этого недостатка в какой-то мере свободны интерферометрические методы, основанные на голографии сфокусированных изображений. В этом случае интерференционные полосы, как утверждает в работе [20], локализируются в плоскости голограммы или вблизи нее. Вся серия экспериментов, описанных выше при рассмотрении безлинзовой голографической интерферометрии, была также проведена с использованием голографической интерферометрии сфокусированных изображений.

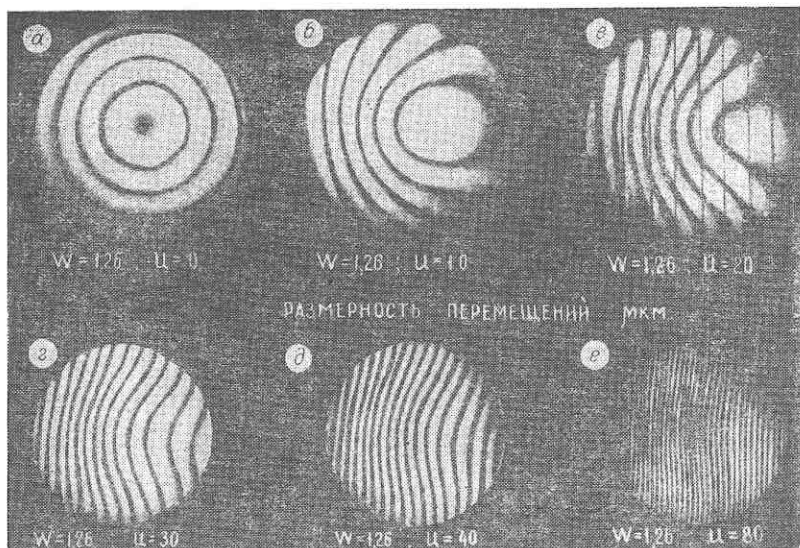


Рис. 5

Результаты экспериментов сводятся к следующему: погрешность определения компоненты  $w$  вектора перемещения  $\Delta r$  не превышает 5%; смещение объекта как жесткого целого в плоскости, параллельной плоскости голограммы, приводит к тому, что область локализации интерференционных полос удаляется на значительное расстояние от поверхности объекта. Таким образом, голографическая интерферометрия сфокусированных изображений не избавляет экспериментатора от забот по совмещению интерференционных полос с поверхностью исследуемого объекта; перемещения исследуемого объекта как жесткого целого будут приводить к искажению поля перемещений, вызванных только деформацией объекта.

Интерференционные полосы всегда локализуются на поверхности испытуемого объекта только при применении интерферометрии пятен.

Линдерц в [16] впервые предложил использовать «спекл»-эффект для определения перемещений. В этом случае для устранения влияния поворотов тела как жесткого целого на интерференционную картину поверхность освещается двумя коллимированными когерентными пучками света, а система пятен записывается на фотопластинку по схеме, изображенной на рис. 7 [17]. Для получения интерферограммы на эту же пластинку снимается система пятен, соответствующая деформированному объекту (метод двойной экспозиции) или же в «реальном времени». Эту систему пятен сопоставляют с

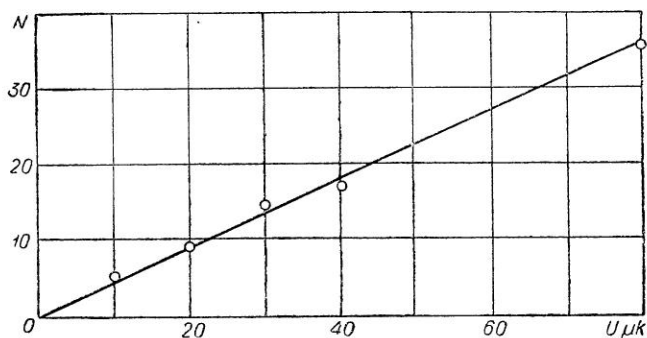


Рис. 6

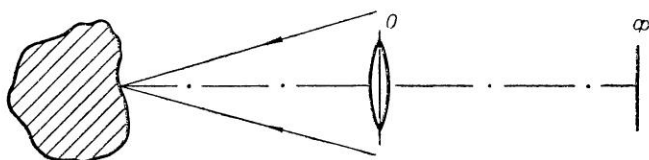


Рис. 7

системой пятен недеформированного объекта. Распределение интенсивности в результирующем изображении зависит от относительного фазового сдвига промежуточных изображений.

Интерферометрией пятен по методу двойной экспозиции нами исследовались линейное и угловое перемещения жесткого тела — плоскости и перемещения, вызванные деформированием образцов: консольной балки, изгибаемой на свободном конце сосредоточенной силой, и пластинки с дыркой, испытываемой на растяжение. Характерный вид системы пятен, рассматриваемых через микроскоп с общим увеличением 336, показан на рис. 8. Схемы восстановления интерференционных картин приведены на рис. 9 (а, б).

На рис. 9а изображена схема восстановления интерференционной картины точечным источником света. Записанные на фотопластинке две системы пятен можно рассматривать как нерегулярную дифракционную решетку, шаг и ориентацию которой в малой области, определяемой поперечным сечением луча лазера, можно считать постоянными. В этом случае угол дифракции  $\alpha$  определяется зависимостью

$$\sin \alpha = \frac{\lambda}{m |\Delta r|}, \quad (11)$$

где  $m$  — масштаб изображения объекта, записанного на фотопластинку  $\Phi$ ,  $|\Delta r|$  — модуль вектора перемещения. Учтены

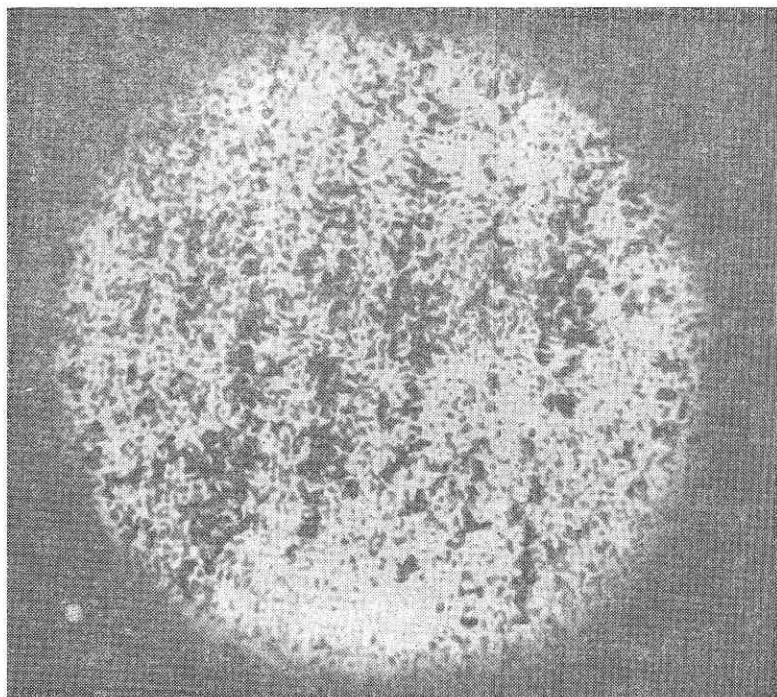


Рис. 8

зая, что расстояние до экрана  $L$  обычно немного больше расстояния между интерференционными полосами, равенство (11) можно переписать в виде:

$$|\overline{\Delta r}| = \frac{\lambda L}{ma}. \quad (12)$$

Так как интерференционные полосы в каждой точке поля направлены перпендикулярно к плоскости, составленной интерферирующими лучами, направление вектора перемещения будет перпендикулярно направлению интерференционных полос (рис. 9а).

Проведенные эксперименты показали, что интерферометрия пятен не чувствительна к перемещениям  $\omega$ , ориентированным по направлению нормали к пластинке  $\Phi$ . Относительная погрешность определения линейных перемещений  $u$  и  $v$ , при отсутствии жестких поворотов плоскости относительно оси  $Z$ , не превышает 5%. С такой же точностью определяются перемещения, связанные только с поворотом плоскости относительно оси  $Z$ . На рис. 10 приведены картины полос, соответствующие следующим величинам перемещений:



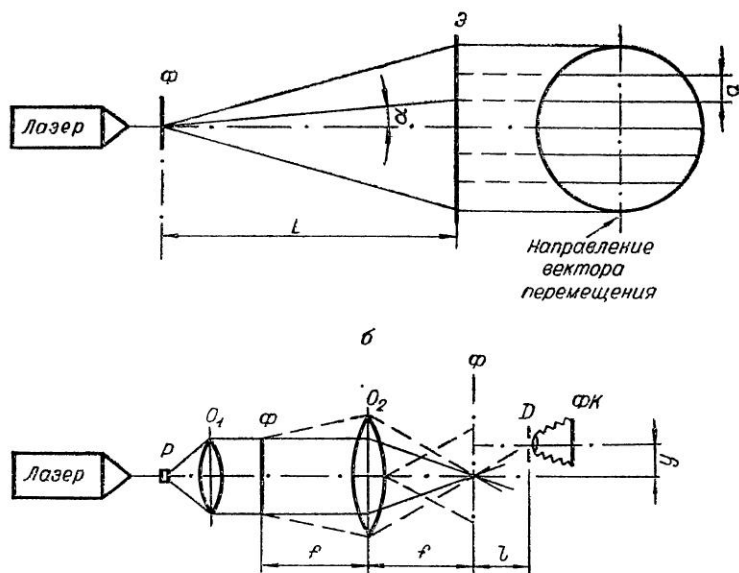


Рис. 9 а, б

$u=60$  мк (рис. 10а);  $v=60$  мк (рис. 10б);  $u=60$  мк,  $v=60$  мк (рис. 10в); на рис. 10 г, д, е приведены интерференционные картины, полученные с трех точек интерферограммы  $[(-x, y)$   $(0, y)$   $(x, y)]$ , записанной при жестком повороте плоскости на угол  $10'$  (начало декартовой системы координат совмещено с осью вращения).

При одновременном линейном смещении плоскости и ее повороте вокруг оси  $Z$  экспериментальным путем определяется только модуль результирующего вектора с относительной погрешностью, не превышающей 5%. Выделить составляющие вектора перемещения, связанные только с линейным или угловым перемещением без дополнительных экспериментов не удается. Если начало декартовой системы координат совместить с центром вращения и ввести обозначения:  $\bar{\Xi}(\Xi, \varphi_s)$  — результирующий вектор;  $\bar{U}(u, \varphi_u)$  — вектор линейного перемещения  $\psi$  — угол поворота плоскости;  $\bar{r}$  — текущий радиус-вектор точки (рис. 11), то можно записать следующее соотношение:

$$\Xi_e^{i\varphi_s} = U_e^{\varphi_u} + \bar{\psi} \bar{r}_1 e^{i\left(\varphi_1 + \frac{\pi}{2}\right)}. \quad (13)$$

При  $\psi=0$

$$\Xi = U = \frac{\lambda L}{ma}; \quad \varphi_s = \varphi_u,$$

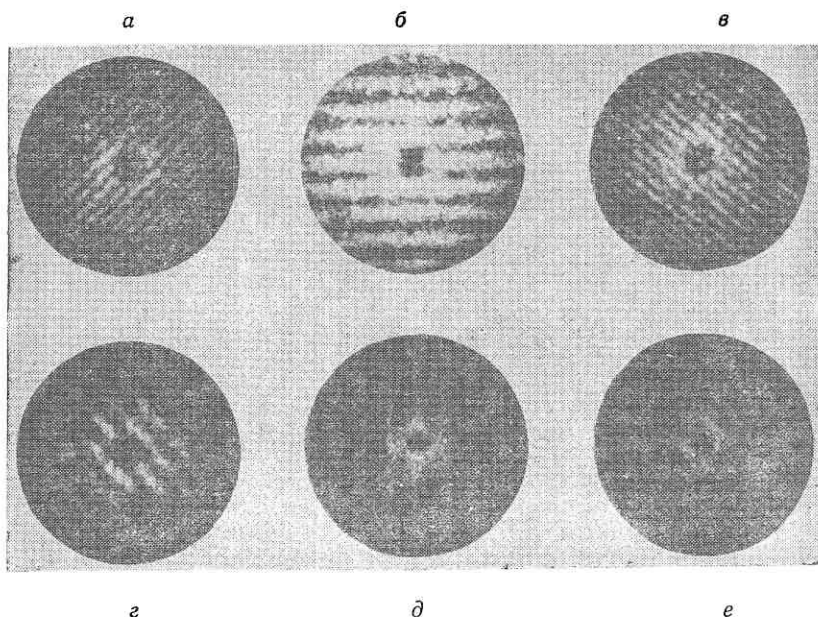


Рис. 10

т. е. модуль вектора перемещения, вызванного только деформацией конструкции, может быть определен по данным одной интерферограммы. Когда  $\psi \neq 0$ , необходимо дополнительно определять координаты центра вращения и угол  $\psi$ . Угол  $\psi$  может быть найден из соотношения:

$$\psi = \frac{\Delta_B e^{i\varphi_{\Delta B}} - \Delta_A e^{i\varphi_{\Delta A}}}{|\Delta_B| e^{i\left(\varphi_{\Delta B} + \frac{\pi}{2}\right)}}. \quad (14)$$

К такому типу задач относится задача исследования полей перемещений точек поверхности консольной балки, нагруженной на свободном конце сосредоточенной силой.

Исследование поля перемещений вблизи концентратора в пластине с дыркой показало, что точность определения деформаций в этом случае низка, что связано с большой величиной постоянной составляющей вектора перемещения, определяемой деформациями нижних сечений пластины, по сравнению с переменной составляющей вектора перемещения, вызванной деформациями исследуемой области образца.

На рис. 9б приведена схема восстановления интерференционной картины коллимированным лучом. В этом случае дифрагированные порядки наблюдают в фокальной плоскости

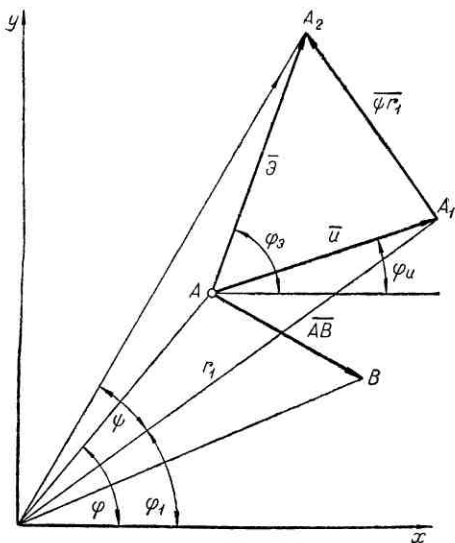


Рис. 11

линзы  $O_2$  (или небольшим удалении от нее) через малую диафрагму на матовом стекле фотокамеры. На рис. 12 приведена фотография картины полос, полученной этим способом при  $l=3$  мм,  $y=8$  мм,  $f=250$  мм. Пластина с дыркой изготовлена из листового оргстекла толщиной 4,5 мм; ширина пластины 40 мм; диаметр отверстия 20 мм. Усилие растяжения пластины 20 кг. Каждая темная полоса на этой фотографии соответствует перемещению

$$u = \frac{\lambda(f+l)}{m\gamma} \quad (15)$$

В рассматриваемом случае  $u=15,5$  мк. Этот способ в отличие от первого (рис. 9а) позволяет получить одновременно информацию о перемещении всех точек поверхности объекта. Для повышения точности определения числа интерференционных полос, а следовательно, и точности построения поверхности перемещения, картину интерференционных полос необходимо фотометрировать.

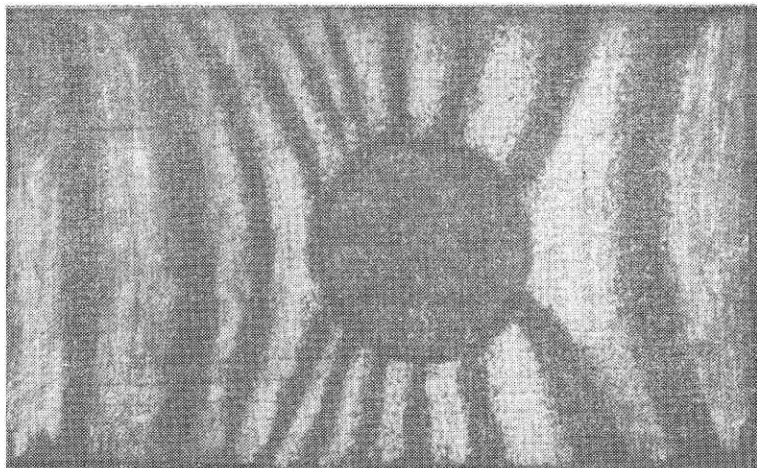


Рис. 12

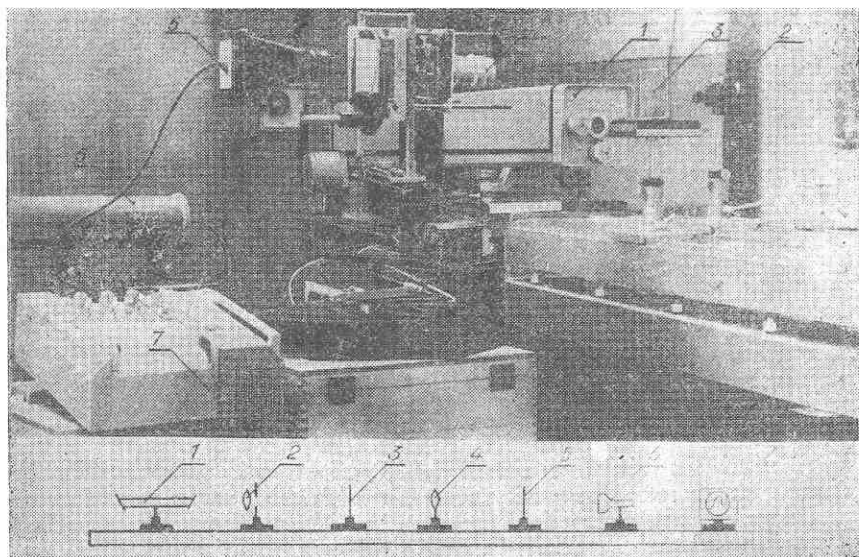


Рис. 13

На рис. 13 приведена фотография модели установки, позволяющей автоматизировать процесс обработки интерферограмм и уменьшить погрешность измерения порядка интерференционных полос. Модель состоит из следующих основных узлов: проекционная оптика с экраном, позволяющая одновременно наблюдать мнимое изображение поверхности предмета и полосы; поворотный столик с нониусной шкалой, необходимый для определения направляющих косинусов; координатный столик с электрическим приводом, используемый для смены угла наблюдения; фотоэлементы со световодом, служащие для преобразования светового сигнала в электрический, самописца, регистрирующего электрический сигнал. Для целей автоматизации процессов обработки интерферограмм можно также использовать промышленную телевизионную установку. В этом случае всю информацию об интерференционном поле можно получить на экране телевизора.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Фридман Я. Б., Зилова Т. К., Демина Н. И. Изучение пластической деформации и разрушения методом накатанных сеток. Оборонгиз, 1962.
2. Шнейдерович Р. М., Левин О. А. Измерение полей пластических деформаций методом муара. М., «Машиностроение», 1972.
3. Теокарис П. Муаровые полосы при исследовании деформаций. М., «Мир», 1972.

4. Дюрелли А., Паркс В. Анализ деформаций с использованием муара. М., «Мир», 1974.
5. Захарьевский А. Н. Интерферометры. М., «Оборонгиз», 1952.
6. Островский Ю. И. Голография. М., «Наука», 1970.
7. Островский Ю. И. Голография и ее применение. Л., «Наука», 1973.
8. Эннос А. Е. Методы оптической голографии и когерентной оптики. В кн. «Методы неразрушающих испытаний», М., «Мир», 1972.
9. Франсон М. Голография. М., «Мир», 1972.
10. Вьено Ж.-Ш., Смигильский П., Руайе А. Оптическая голография (развитие и применение). М., «Мир», 1973.
11. Кольбер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. М., «Мир», 1973.
12. Marchant M., Bishop S. M. An interference technique for the measurement of in-plane displacements of opaque surfaces. *J. Strain Analysis*, 1974, v. 9, p. 36—43.
13. Жилкин В. А., Борыняк Л. А. Получение линейных растров и муарового эффекта с помощью стоячих световых волн. *Изв. вузов, «Строительство и архитектура»*, 1975, № 4.
14. Калитиевский Н. И. Волновая оптика, М., 1971.
15. Александров Е. Б., Бонч-Бруевич А. М. Исследование поверхностных деформаций тел с помощью голографической техники. *ЖТФ*, 1967, т. 37, вкл. 2.
16. Leendertz J. A. Interferometric displacement measurement on scattering surfaces utilizing speckle effect. *J. Phys. E. Sci. Inst.*, 1970, 3, p. 214—218.
17. Hung Y. Y., Hovanessian J. D. Full-field surface-strain and displacement analysis of three-dimensional objects by speckle interferometry. *Exp. Mech.*, 1972, vol. 12, N 10, 454—460.
18. Жилкин В. А., Борыняк Л. А. Подготовка информации для автоматизации процессов измерения перемещений голографическим способом. В сб. «Автоматизированные информационно-измерительные системы в транспортном строительстве». М., «Транспорт», 1974.
19. Жилкин В. А., Борыняк Л. А. Определение перемещений элементов конструкций с помощью голографической интерферометрии. *Изв. вузов, «Строительство и архитектура»*, 1974, № 10, стр. 150—155.
20. Клименко И. С., Скродцкий Г. В. Голография сфокусированных изображений. *УФН*, 1973, т. 109, вып. 2, стр. 269—292.

## УСТРОЙСТВО ВВОДА ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ИНТЕРФЕРОГРАММ В ЭВМ

### Введение

При проведении исследований методами голографической интерферометрии возникает необходимость расшифровки интерферограмм. Проблема расшифровки сводится к определению поля некоторого параметра исследуемого объекта по известному полю яркостей восстановленного голографического изображения этого объекта. Параметром может быть вектор деформации, амплитуда вибро смещения, рельеф. В общем случае поле яркостей и, следовательно, поле параметра могут изменяться во времени. Вследствие большого объема информации, зашумленности голографического изображения, сложности интерференционной картины, обусловленной наличием замкнутых контуров наряду с разрывными линиями, решение задачи расшифровки требует использования ЭВМ. Однако в такой общей постановке даже применение современных ЭВМ не решает проблемы из-за их ограниченного быстродействия.

Тем не менее, в двух важных для приложений случаях применение ЭВМ может позволить автоматизировать процесс расшифровки. Первый случай имеет место как при исследовании деформаций, так и вибраций. Голографическое изображение при этом не изменяется во времени, а статические изображения современные ЭВМ обрабатывать позволяют [1, 2]. Второй случай чаще всего имеет место при исследовании вибрационных характеристик объекта. При этом представляют интерес некоторые отдельные точки объекта и их перемещение во времени. Анализ в отдельных точках динамических изображений современные ЭВМ проводить тоже позволяют. В обоих случаях в ЭВМ необходимо вводить либо целиком полутоновые изображения, либо яркости отдельных точек изображения.

Пока что ЭВМ не комплектуются устройствами ввода полутоновых изображений и пользователи вынуждены создавать их сами.

В данной работе описывается устройство ввода и те соображения, которыми авторы руководствовались при его разработке.

## Требования к устройству ввода

Все основные требования к характеристикам устройства ввода определяются тем, какие изображения должны обрабатываться — статические или динамические. Кроме того, обработка голографических изображений в том и другом случае связана с фотометрией. От того, с какой погрешностью проводятся измерения яркости точек голографического изображения и координат этих точек в итоге зависит и точность конечного результата.

При разработке устройства ввода учитывалось, что динамический диапазон голографического изображения составляет  $10^2 \div 10^4$ . Для сравнения заметим, что у фоторегистрирующих материалов он составляет порядка 10 на линейном участке характеристической кривой эмульсии. Другими словами, применение промежуточных носителей информации в виде фотопленки и т. п. приведет к нелинейным искажениям яркостей точек изображения.

Устройство ввода должно обеспечивать высокое разрешение по координате, поскольку в интерферограммах возможны резкие перепады яркостей. Кроме того, некоторые задачи голографической интерферометрии в принципе требуют очень точного определения координат точек изображения, например, контроль формы исследуемого образца методами голографической интерферометрии. Даже в типичных случаях восстановленное изображение имеет области, в которых пространственная частота интерференционных полос достигает 10—15 линий на миллиметр. Причем для расшифровки интерферограмм необходимо фотометрировать и промежутки между полосами.

Требования к быстродействию устройства ввода различны в зависимости от того, обрабатывается статическое или динамическое изображение.

В случае динамических изображений в машину вводятся коды яркости одного или нескольких элементов изображения, изменяющегося во времени, и время ввода определяет динамические характеристики измерительной системы в целом.

При вводе статического изображения приемлемое время составляет минуты и десятки минут. Это достаточно большое время, но оно все равно значительно меньше времени, необходимого на обработку изображения; время же обработки может составлять несколько часов.

Однако обработку изображений можно производить и, не вводя в память ЭВМ целиком все изображение, а непосредственно в процессе обработки обращаться к необходимым точкам изображения. В таком случае экономится память машины. Функции памяти выполняет само восстановленное изображение. Такой режим обработки имеет смысл при доста-

точно высоком быстродействии устройства ввода. Таким образом, увеличение быстродействия устройства ввода всегда желательно, если, конечно, это не приводит к слишком большому ухудшению других показателей.

Определенные требования предъявляются и к характеристикам фотоприемного элемента. От него не требуется равномерной спектральной чувствительности, но сохраняется требование временной стабильности чувствительности и равномерности чувствительности по координатам.

### Реализация устройства ввода

Блок-схема разработанного устройства ввода голографических интерферограмм в ЭВМ изображена на рис. 1.

При разработке устройства ввода ставилась задача выполнить его универсальным, способным работать со статическими и динамическими изображениями. В качестве преобразователя оптического изображения в электрические сигналы был выбран диссектор — передающая телевизионная трубка мгновенного действия [3]. В отличие от других видов передающих трубок диссекторы обладают линейной световой характеристикой в диапазоне освещенностей от долей люкса до нескольких тысяч люкс и огромным быстродействием. Фронт нарастания импульса, характеризующий временные параметры диссектора, около 10 нс. По спектральной чувствительности материалы фотокатодов диссекторов позволяют работать на всех длинах волн ОКГ, применяемых в голографии. Разрешающая способность диссекторов, выпускаемых отечественной промышленностью, колеблется от 125 до 300 линий (ЛИ-605) на экран. Следовательно, отклоняющая система должна обеспечивать соответствующую точность вывода в координату считывания. При цифровом управлении разверткой необходимо по крайней мере 9 двоичных разрядов, что обеспечит 512 точек считывания по строке. Для устранения гистерезиса при применении магнитных отклоняющих систем необходимо использование особо мягких магнитных материалов либо программного обеспечения выхода в точку считывания всегда с одной стороны. Но последнее в два раза снижает быстродействие устройства.

Использование диссектора позволяет избежать регистрации восстановленного изображения на промежуточные носители и, следовательно, исключить погрешности от нелинейности характеристик фотоматериалов.

В устройстве ввода использован диссектор типа ЛИ-605 с магнитными фокусировкой и отклонением. Цифровое управление магнитной отклоняющей системой осуществляется от ЭВМ через преобразователи код—ток. В принципе построенные такого преобразователя возможно вести двумя путями.



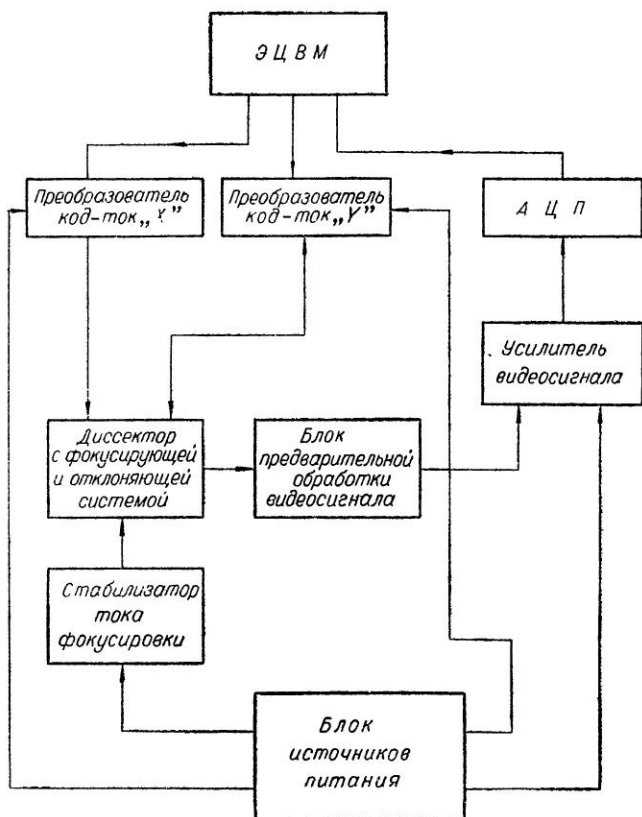


Рис. 1

Либо создавать маломощный цифро-аналоговый преобразователь (ЦАП) с последующим прецизионным умощнителем, либо использовать мощные преобразователи с токовым выходом без усилителя мощности. Как показано в [4], второй вариант имеет более высокую точность, поэтому он и был положен в основу. Разработанный мощный десятиразрядный ЦАП имеет максимальный ток 2048 мА, изменяющийся с дискретностью 2 мА. Использование магнитной фокусировки потребовало создания регулируемого стабилизатора тока для питания магнитной линзы. Выходной ток стабилизатора регулируется в пределах от 80 до 1000 мА. Коэффициент стабилизации не хуже 1000. С выхода диссектора видеосигнал, подвергнутый предварительной обработке (в простейшем случае фильтрации), поступает на видеоусилитель и далее на 11-разрядный двоичный АЦП, стыкующийся с входным каналом связи ЭВМ.

## Методика испытаний и результаты

Важным параметром устройства ввода является отношение сигнал — шум. Это отношение измерялось в частотной полосе от 20 Гц до 1 МГц. Результаты измерения отражены на графике (рис. 2). При вводе голографических интерферограмм типичное значение освещенности составляет 10 люкс, что соответствует отношению сигнал/шум около 10, как это следует из графика. Улучшить это отношение можно за счет снижения быстродействия устройства ввода.

Для измерения другого важного параметра — разрешения используется наличие цифровой развертки. Методика оценки разрешающей способности заключается в следующем. В центре фотокатода проектируется граница перехода из черного в белое, т. е. край белого экрана на темном фоне. При цифровом сканировании, с равными интервалами смены кодов, изображение этой границы наблюдается на экране электроннолучевого осциллографа, подключенного к выходу диссектора. Производя фокусировку оптической схемы, а также изменяя ток фокусирующей магнитной линзы диссектора, добиваются минимального числа квантов перехода от черного к белому. По этому числу определяется разрешающая способность. В разработанном устройстве число квантов, необходимое на полный переход из черного в белое, равно 5 для центра экрана и 7 для краев фотокатода. При этом вся строка считывается за 1024 кванта.

Как уже отмечалось ранее, высокие требования предъявляются к качеству отклоняющей системы. Гистерезис ферромагнитного материала отклоняющей системы определяет погрешность измерения координат. Экспериментально эта погрешность определялась следующим образом. В центр фотокатода проектировался переход от черного к белому. Переход в координату «0,0» (центр фотокатода) осуществлялся сначала с одного края фотокатода, а затем с другого. Несоответствие «правого» и «левого» нулей определяется гистерезисом. Для компенсации этого несоответствия можно либо подать дополнительный ток в отклоняющие катушки, либо переместить границу черное-белое до совмещения нулей. По значению дополнительного тока или по значению перемещения границы определяется погрешность от гистерезиса.

Определенная таким образом погрешность от гистерезиса для разработанного устройства составляет 0,06%. Следует заметить, что, поскольку измерения проводятся в точке с координатами «0,0», результаты измерений не зависят от стабильности ЦАП.

Экспериментальной проверке подвергалась также зависимость  $U_{\text{вых}}/U_0$  от напряжения питания, где  $U_0$  — выходное напряжение при  $U_{\text{пит}} = 2200$  В.

## НЕКОТОРЫЕ ПРОБЛЕМЫ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ОПТИКИ

Синтез голографических оптических элементов (ГОЭ) считается одним из наиболее перспективных направлений голографии, и этому вопросу уделяется большое внимание в теоретических и экспериментальных разработках. Одна из основных причин этого лежит в способности ГОЭ осуществлять значительно более широкий класс преобразований волновых фронтов оптического излучения, чем это может быть достигнуто с помощью традиционной оптики, использующей законы отражения и преломления света [1—3].

В то же время исследования показывают, что на пути синтеза ГОЭ с приемлемыми параметрами стоит ряд трудностей и проблем; обсуждение некоторых из них и является целью настоящей статьи. Хотя непосредственным стимулом наших исследований было исследование ГОЭ применительно к задачам микроэлектроники, обсуждаемые проблемы имеют, очевидно, более общее значение.

Если определить ГОЭ как оптический элемент, осуществляющий заданное преобразование фронта реконструирующей волны за счет дифракции на голографической микроструктуре, то под это понятие можно подвести любую голограмму, в том числе не являющуюся ГОЭ в обычном понимании этого слова. Однако это определение все-таки имеет смысл: во-первых, многие эффекты, управляющие работой ГОЭ, в той или иной форме обычно сказываются и на качестве изображения, восстановленного с любой голограммы. Кроме того, несмотря на очевидную нестрогость этого определения, в нем содержится весьма важное упоминание о том, что анализ работы ГОЭ невозможен без рассмотрения всех эффектов, определяющих формирование фронта восстановленной волны. Такой подход не является общепринятым и, в частности, не используется в исследованиях, основанных на лучевом приближении при анализе ГОЭ (см., напр. [4]).

В то же время нетрудно убедиться, что лучевое приближение, как правило, неприменимо, когда речь заходит о синтезе ГОЭ на реальных регистрирующих средах, в частности, на фотоматериалах. Чаще всего основная, но неизбежная

трудность, возникающая при этом, состоит в необходимости учитывать конкуренцию нескольких механизмов дифракции реконструирующей волны на микроструктуре ГОЭ. В зависимости от типа регистрирующего материала и его экспозиционных и частотных характеристик необходимо учитывать вклад в формирование амплитудных и фазовых характеристик фронта восстановленной волны следующих механизмов дифракции [5—7] (рис. 1):

1. На вариациях амплитудного пропускания  $\tau = \tau_0 + \delta\tau$  (тонкая амплитудная решетка);

2. На вариациях поверхностного рельефа  $d = d_0 + \delta d$  (тонкая фазовая решетка);

3. На объемных вариациях коэффициентов преломления  $n = n_0 + \delta n$  (объемная фазовая решетка).

Для центральной части осевой голографической линзы и дифракционной решетки с низкими пространственными частотами ( $v < 500 \text{ мм}^{-1}$ ) обычно достаточно учитывать только два первых механизма, так как брэгговские эффекты при таких частотах несущественны, если толщина фотоматериала не превышает 10 мкм. При этом можно рассчитывать дифракционную эффективность ГОЭ, исходя из следующих предположений:

1. Изменения амплитудного пропускания слоя единичной толщины и вариация поверхностного рельефа (изменения толщины  $d$  слоя материала) носят гармонический характер

$$\begin{aligned}\tau &= \tau_0 - \delta\tau \cdot \cos 2\pi\nu x, \\ d &= d_0 + \delta d \cdot \cos 2\pi\nu x.\end{aligned}\quad (1)$$

2. Так как в результате фиксирования из фотоэмульсии вымываются непроявленные зерна серебра, и в этих местах происходит усадка эмульсии, то знаки изменения параметров в (1) противоположны.

Амплитуда волны  $A_I$  дифрагированной в первый порядок, может быть получена в этом предположении методом, использованным в [8], что дает:

$$A_I = \frac{\tau_0}{d_0} A_0 [(-i) J_1(\Delta_\Phi) - \Delta_a \cdot J_1'(\Delta_\Phi)], \quad (2)$$

где  $A_0$  — амплитуда реконструирующей волны,  $J_1$  — функция Бесселя первого рода первого порядка,  $\Delta_\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} \delta d (n-1)$ ,  $n$  — коэффициент преломления желатины,  $\Delta_a = \left( \frac{\delta\tau}{\tau_0} + \frac{\delta d}{d_0} \right)$ . Из (2)

видно, что в первый порядок дифракции направлены две волны, амплитуды которых зависят от  $\delta\tau$  и  $\delta d$ , а фазы сдвинуты на  $\pi/2$ . Выражение (2) показывает, что учет реальных процессов дифракции на голограмме чрезвычайно полезен для

расчета передаточных характеристик ГОЭ. Проиллюстрируем это положение на примере осевой голографической линзы (рис. 2). При регистрации этой линзы на фотоматериал действует пространственное распределение интенсивностей с приблизительно постоянной девиацией и нарастающей от центра частотой. Каков же будет отклик фотоматериала? Известно, что с ростом  $\nu$  амплитуда поверхностного рельефа

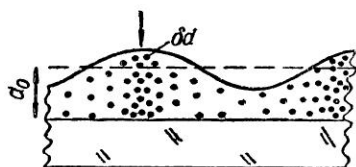


Рис. 1

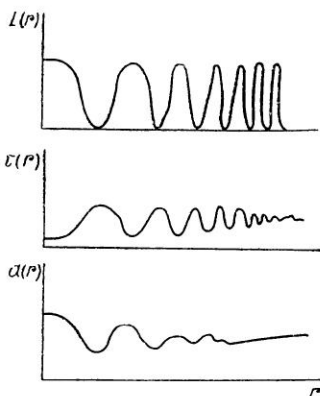


Рис. 2

спадает (рис. 3) за счет конкуренции сил поверхностного натяжения и молекулярного сцепления. Следовательно, при частотах  $\nu \gtrsim \nu_p$  наступает спад амплитуды первой составляющей волны (2). Обычно  $\frac{\delta\tau}{\tau_0} > \frac{\delta d}{d_0}$ , поэтому вторая составляющая остается без изменений вплоть до частоты  $\nu \sim \nu_a$ , определяемой из ЧКХ фотоматериала. Поэтому, по мере перехода от центральной к периферийным областям линзы согласно (2) суммарная дифрагированная волна  $A_I$  меняет не только свою амплитуду, но и фазу. Если характеристика  $\delta d(\nu)$  носит скачкообразный характер, то это изменение фазы приобретает характер скачка, имеющего место при определенном радиусе линзы.

Это явление, очевидно, ухудшает характеристики линзы и влияет на качество создаваемого ею изображения, увеличивая aberrации. Анализируя это явление, мы приходим к необходимости введения некоего единого критерия оценки качества изображения и нахождения связи этого критерия с процессами дифракции в ГОЭ.

Целесообразно в качестве этого критерия выбрать фактор четкости по Штрелю ( $D$ ) — отношение максимума интенсивности в изображении точечного источника, создаваемого голографической линзой к этой же величине в случае ГОЭ, не имеющего aberrаций. Как показано в [9], критерий чет-

кости  $D$  можно связать с амплитудно-частотной  $H(\nu) \sim A_r(\nu)$  и фазово-частотной  $\varphi_r(\nu)$  характеристиками линзы:

$$D = \frac{\left| \int_{-\omega_m}^{\omega_m} \int_{-\gamma_m}^{\gamma_m} H(\omega, \gamma) \exp[-i\varphi(\omega, \gamma)] d\omega d\gamma \right|^2}{\left| \int_{-\omega_m}^{\omega_m} \int_{-\gamma_m}^{\gamma_m} H(\omega, \gamma) d\omega d\gamma \right|^2} \quad (3)$$

( $\omega, \gamma$  — пространственные частоты по осям  $x, y$ ).

В чем целесообразность сделанного выбора фактора  $D$  в качестве критерия качества линзы? Дело в том, что мы при этом отвлекаемся от сложных зависимостей каждой из аберраций от дифракционных свойств линзы и определяем их суммарный эффект в каждой точке изображения. С другой стороны, фактор  $D$ , согласно (3), можно связать с характеристиками  $H(\nu)$ ,  $\varphi(\nu)$ , т. е. зависимостями амплитуды и фазы дифрагированной волны от пространственной частоты, а эти характеристики, во всяком случае качественно, могут быть определены из (2).

Более того, регулируя при синтезе голографической линзы вид фазово-частотной характеристики (например, впечатывая голографическую микроструктуру в центральной и периферийной частях линзы с определенным фазовым сдвигом  $\Delta\varphi$  между ними), можно улучшать характеристики ГОЭ. Расчет на ЭЦВМ показал, каков должен быть  $\Delta\varphi$  и на каком радиусе  $r_\varphi$  необходимо введение скачка фазы  $\Delta\varphi$  для увеличения поля высококачественного изображения ( $D \geq 0,8$ ) почти в два раза по сравнению с простой голографической линзой, т. е. голограммой точки. В этом мы видим один из первых ощутимых результатов реалистического подхода к анализу работы ГОЭ. Крупным успехом в синтезировании ГОЭ с помощью ЭВМ было создание решетки — мультипликатора, создающей 7 порядков дифракций с равной интенсивностью [10]. Серьезность проблемы голографического мультипликатора диктуется нуждами микроэлектроники, а именно — проекционной фотолитографии без применения механического сканирования. Результаты [10] весьма обнадеживающи, однако предложенный авторами путь не единственный в решении этой проблемы. На наш взгляд, достаточно интересным способом синтеза многоканальных мультипликаторов является так называемое последовательное накопление нелинейности. Идея этого способа иллюстрируется на рис. 4 и заключается в следующем. На первом этапе изготовления мультипликатора записывается в режиме нелинейной записи голографическая дифракционная решетка. После обработки и освещения этой решетки в Фурье-плоскости схемы рис. 4,

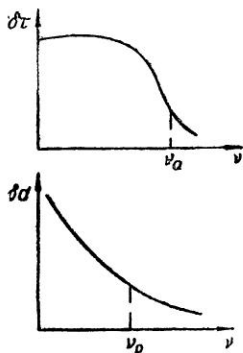


Рис. 3

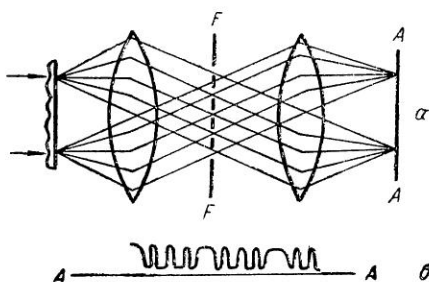


Рис. 4

а реализуется ряд  $(-N, \dots -n, \dots -1, 0, 1, \dots n, \dots N)$  дифракционных максимумов, интенсивности  $I_n$  которых связаны для случая фазовых решеток с девиацией рельефа  $\delta d$  известным соотношением

$$I_n \sim J_n^2 \left\{ \frac{2\pi\delta d(n-2)}{\lambda} \right\}. \quad (4)$$

В выходной плоскости схемы рис 4а, где возникает интерференция  $(2N+1)$  пучков, наблюдается распределение интенсивностей, подчиняющееся сложному аналитическому закону, но являющееся периодическим (рис. 4б). Это распределение варьируется в широких пределах изменением интенсивностей и качества интерферирующих пучков и может быть вновь записано на голограмму в нелинейном режиме записи. В результате экспонирования и обработки с такой голограммы восстанавливается спектр из  $(2M+1)$  дифракционных порядков, интенсивности которых определяются как

$$I_m \sim \sum_{p=m/s} (i)^p J_p \left\{ \frac{2\pi}{\lambda} (n-1) x \int |A_\Sigma|^2 \cos pkx dx, \right. \\ \left. p, s = 1, 2, \dots m. \right. \quad (5)$$

В выражении (5) считается, что девиация  $\delta d$  рельефа пропорциональна засветке голограммы, которая, в свою очередь, связана с действием интерференционного поля  $(2N+1)$  плоских волн с амплитудами  $A_n$ , фазами  $\varphi_n$  и пространственными частотами  $\frac{kn}{2\pi} (A_n)$ :

$$I_\Sigma = |A_\Sigma|^2 = \left| \sum A_n e^{ikn_x + \varphi_n} \right|^2. \quad (6)$$

Таким образом, в подынтегральном выражении (5) показано, что интенсивность  $m$ -го порядка определяется суммой

соответствующих функций Бесселя от Фурье-коэффициентов разложения в ряд четной функции, пропорциональной засветке  $I_{\nu}$ , причем коэффициент  $\kappa$  определяет связь засветки  $I_{\Sigma}$  и глубины рельефа  $\delta d$ .

Условие  $I_m = \text{const}$  ( $m \leq M$ ) и явилось основой для машинного синтеза мультипликатора, выполненного в работе [10]. Но к этому же процессу можно подойти и с другой стороны. Поле представляет собой наложение ряда гармонических девиаций интенсивности с кратными частотами и независимыми, вообще говоря, амплитудами. Каков результат воздействия на фотоматериал одной такой гармоникой? Вследствие нелинейного отклика фотоматериала такое воздействие приведет на стадии восстановления к образованию ряда дифракционных порядков, амплитуды которых зависят от девиации светового поля при засветке. Если же на фотоматериал действует не одна гармоника, а несколько, то мы вправе ожидать эффекта, вытекающего из центральной предельной теоремы — результат независимого воздействия ряда независимых гармонических факторов эквивалентен статистическому воздействию. Однако поскольку все частоты при таком воздействии кратные, то образовавшийся рельеф будет по

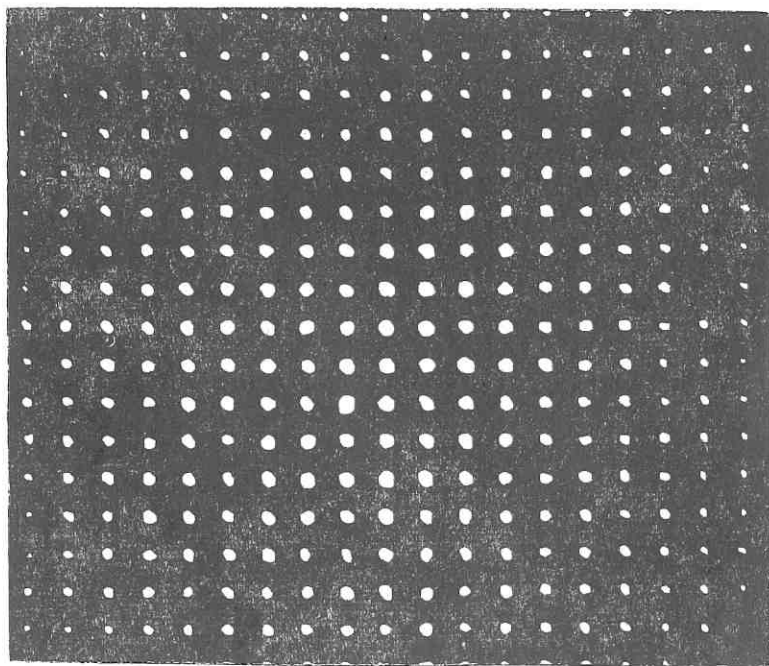


Рис. 5



своему действию эквивалентен матовому рассеивателю, но с дискретными углами рассеивания. Вблизи направления падающего луча индикатрисы матового рассеивателя меняются весьма плавно (см. напр. [1]), поэтому порядки дифракции, близкие к нулевому, будут мало отличаться по интенсивности. Очевидно, что дальнейшее накопление нелинейностей и дальнейшее изучение возможных применений этого эффекта позволят создать многоканальный мультипликатор и удобный рассеиватель с дискретными углами для голографической интерферометрии.

На рис. 5 показано распределение интенсивностей на выходе одного из мультипликаторов, созданного согласно описанному способу.

Проведенное краткое рассмотрение проблем голографической оптики и возможных путей их решения показывает, что для дальнейшего прогресса в этом направлении необходимо тщательное комплексное изучение процессов дифракции на материале голограммы и исследование путей управления этими процессами.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. «Оптическая голография». М., «Мир», 1973.
2. Власов Н. Г., Мосякин Ю. С., Скроцкий Г. В. Кв. электр. 1972, № 7, 14.
3. Мустафин К. С., в сб. «Труды V Всесоюзной школы по голографии». ЛИЯФ, Л, 1973, стр. 443.
4. W. T. Welford. В сб. «Труды V Всесоюзной школы по голографии». ЛИЯФ, Л, 1973, стр 96.
5. Денисюк Ю. Н., Семенов Г. Б. Савостьяненко Н. А. Опт. и спектроскоп. 29, 994, 1970.
6. H. M. Smith. JOSA, 62, 802, 1972.
7. H. Kogelnik. Bell Syst. Techn. J. 48, 2909, 1969.
8. Дж. Гудмен. «Введение в Фурье-оптику». М., «Мир», 1970.
9. Бутусов М. М., Грейсхух Г. И. В сб. «Оптическая голография». 1974, стр. 130.
10. H. Dammann, K. Goertner. Opt. comm. 3, 312, 1971.

## СОДЕРЖАНИЕ

Голографические измерительные системы нового класса ИИС	3
<i>Де С. Т., Логинов А. В., Малеев Н. М., Павликов А. И.</i> Ионные газовые лазеры для голографии	6
<i>Де С. Т., Козачок А. Г., Логинов А. В., Солодкин Ю. Н.</i> Измерение параметров рельефа поверхностей методом двухдлинноволновой голографической интерферометрии	23
<i>Де С. Т., Козачок А. Г., Логинов А. В., Солодкин Ю. Н., Цапенко М. П.</i> О погрешности определения рельефа по- верхности методом двухдлинноволновой интерферометрии	31
<i>Ракушин Ю. А., Солодкин Ю. Н.</i> Методы расшифровки голо- графических интерферограмм	41
<i>Козачок А. Г., Кезерашвили Г. Я., Ракушин Ю. А., Солод- кин Ю. Н.</i> Измерение деформаций и напряжений мето- дами голографической интерферометрии	58
<i>Жилкин В. А., Борыняк Л. А.</i> Оптические способы определе- ния малых перемещений и деформаций элементов кон- струкций	76
<i>Гурьев Л. П., Кунов В. М., Нечаев В. Г.</i> Устройство ввода голографических интерферограмм в ЭВМ	93
<i>Бутусов М. М.</i> Некоторые проблемы голографической оптики	100
Рефераты	107

## ГОЛОГРАФИЧЕСКИЕ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ

Сборник научных трудов

Под редакцией Аркадия Григорьевича Козачка  
Ответственный за выпуск Ю. Н. Солодкин

Редактор Н. Ф. Фабричная  
Художественный редактор В. И. Шумаков  
Технический редактор Т. К. Овчинникова, А. В. Семкова  
Корректор Г. Е. Евтеева

---

Сдано в набор 9 февраля 1976 г. Подписано к печати 20 апреля 1976 г. МН 03175,  
Формат 60×90/16. 7 печ. л., 6 уч.-изд. л. Заказ № 12. Тираж 800 экз. Цена 90 коп.

---

Полиграфкомбинат, Новосибирск, Красный проспект, 22.

УДК 621.317.7 : 778.4.

**Де С. Т., Логинов А. В., Малеев Н. М., Павликов А. И.** Ионные газовые лазеры для голографии. В статье описаны характеристики ионных газовых лазеров, особенности работы отдельных узлов ионного ОКГ и требования, предъявляемые голографией к источникам когерентного излучения. Рассмотрены пути улучшения частотных характеристик ионных ОКГ. Описывается конструкция металлокерамического прокачного ионного лазера, способного работать на аргоне, криптоне и ксеноне, а также их смеси. Лазер имеет широкий набор длин волн, суммарную выходную мощность 15 Вт, большую длину когерентности. Текста 18 стр., илл. 10, библи. назв. 8.

УДК 621.378.9 : 778.4

**Де С. Т., Козачок А. Г., Логинов А. В., Солодкин Ю. Н.** Измерение параметров рельефа поверхностей методом двухдлинноволновой голографической интерферометрии. Проанализированы методы голографической интерферометрии, позволяющие исследовать рельеф поверхности. Приведены экспериментальные результаты по получению голограмм методом двухдлинноволновой интерферометрии и их последующей обработке на ЭВМ для определения параметров рельефа. Текста 9 стр., илл. 4, библи. назв. 6.

УДК 621.378.9 778.4

**Де С. Т., Козачок А. Г., Логинов А. В., Солодкин Ю. Н., Чапенко М. П.** О погрешности определения рельефа поверхности методом двухдлинноволновой интерферометрии. Для увеличения чувствительности голографического интерферометра в работе учитываются градации яркости интерференционных полос. При этом погрешность измерения  $z$  — координат точек поверхности объекта, определяемая шумами голографического изображения, оказывается практически не приемлемой.

Проведенные исследования показывают целесообразность использования для снижения уровня шумов топографической интерферограммы методов усреднения и частотной фильтрации. При этом погрешность измерения  $z$  — координаты может быть снижена в несколько раз по сравнению с погрешностью измерения по необработанной интерферограмме. Текста 12 стр., илл. 4, библи. назв. 4.

УДК 54.346 : 778.4

**Ракушин Ю. А., Солодкин Ю. Н. Методы расшифровки голографических интерферограмм.** Проведен анализ и дана классификация основных методов расшифровки интерферограмм, используемых в голографической интерферометрии. Произведено сравнение их по метрологическим характеристикам. Рассматривается возможность практической реализации методов расшифровки. Текста 14 стр., илл. 9, библи. назв. 55.

УДК 535 : 417 : 778.4

**Козачок А. Г., Кезерашвили Г. Я., Ракушин Ю. А., Солодкин Ю. Н. Измерение деформаций и напряжений методами голографической интерферометрии.** Рассмотрены основные проблемы использования голографической интерферометрии в задачах экспериментальной механики. Показано, что расшифровка интерферограмм является некорректной задачей, для решения которой необходимо применять специальные численные методы. Приводится алгоритм их реализации на ЭВМ. На примере измерения деформаций и напряжений конкретных объектов показана эффективность такого подхода. Рассматриваются вопросы наилучшей аппроксимации при определении деформаций и напряжений. Текста 16 стр., илл. 10, библи. назв. 12.

УДК 535.417 : 778.4 : 777.3.

**Жилкин В. А., Борыняк Л. А. Оптические способы определения малых перемещений и деформаций элементов конструкций.** Рассмотрены методы экспериментального определения полей перемещений с помощью муарового эффекта при использовании высокочастотных растров и интерферометрии, использующей безлинзовую голографию, голографию сфокусированных изображений и эффект пятен. Оценена точность этих методов. Приведены примеры исследований. Текста 16 стр., илл. 13, библи. назв. 20.

УДК 778.4 : 543.46 : 681.4.

**Гурьев Л. П., Кунов В. М., Нечаев В. Г. Устройство ввода голографических интерферограмм в ЭВМ.** Рассматриваются основные требования к устройствам ввода оптической информации в ЭВМ при решении задач голографической интерферометрии. Анализируются пути построения таких устройств. Приводятся описания и результаты исследования конкретного устройства ввода оптической информации с использованием диссектора. Текста 8 стр., илл. 3, библи. назв. 4.

УДК 778.4 : 535.42.

**Бутусов М. М. Некоторые проблемы голографической оптики.** Рассмотрены основные трудности, связанные с созданием голографических оптических элементов. Показано, что необходимо комплексное изучение процессов дифракции на материале голограммы и исследование путей управления этими процессами. Текста 8 стр., илл. 5, библи. назв. 10.

В 1976 г. выходит в свет очередной сборник научных трудов кафедры информационно-измерительной техники НЭТИ «**Контрольно-измерительные системы**» под редакцией д. т. н., профессора М. П. Цапенко.

В сборнике опубликованы работы, посвященные исследованию аппроксимирующих измерительных устройств, их разрешающей способности, а также результаты использования аналогового аппроксимирующего устройства в прочностном эксперименте.

Приводятся новые результаты, связанные с созданием современных мультиплицированных систем и специализированных вычислительных устройств, применяемых в измерительных системах, в частности, для геофизических исследований.

В сборнике помещен также обзор по беспроводным телеэнергетическим измерительным устройствам и системам и работа, посвященная проблемам интерфейса в ИИС.



