

И. С. КЛИМЕНКО

---

ГОЛОГРАФИЯ  
СФОКУСИРОВАННЫХ  
ИЗОБРАЖЕНИЙ  
И СПЕКЛ-  
ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ



МОСКВА "НАУКА"

ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ

ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1985

Клименко И.С. Голография структурных изображений и спекл-интерферометрии. — М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1985—224 стр.

Настоящая книга представляет собой введение в голографию сфокусированных изображений и спекл-интерферометрию.

В ней последовательно рассматриваются методы получения голограмм, восстанавливающих изображения, а не волновые фронты, как обычные голограммы. Эти методы базируются на голографической регистрации интерференционного поля в плоскости изображения объекта и состоят в проведении восстановления монохроматическим излучением, использовании протяженного опорного источника, регистрации в многомодовом лазерном излучении с диффузным рассеянием опорной волны.

Регистрация сфокусированных изображений с опорным пучком и без него позволяет реализовать два метода интерференционных измерений — соответственно голографическую интерферометрию сфокусированных изображений и спекл-интерферометрию. В основе спекл-интерферометрии лежит регистрация сфокусированных изображений предметов в диффузно рассеянном когерентном излучении, т.е. получение изображений, модулированных спекл-структурой.

Спекл-интерферометрия, развивающаяся во многом под влиянием голографической интерферометрии, в последнее время начинает оказывать на нее ответное влияние. В частности, в книге показывается, что использование в голографии и голографической интерферометрии приемов пространственной фильтрации, характерных для практики спекл-интерферометрии, открывает новые возможности обработки изображений и интерпретации голографических интерферограмм.

Для научных работников и инженеров, занимающихся голографией и ее приложениями, специалистов смежных областей, заинтересованных в использовании когерентно-оптических и голографических методов, а также аспирантов и студентов старших курсов соответствующих специальностей.

Библиогр. 209. Ил. 118.

Рецензент

доктор физико-математических наук Б.Я. Зельдович

©Издательство "Наука".  
Главная редакция  
физико-математической  
литературы, 1985

К 1704050000 — 063 110-85  
053 (02)-85

Предисловие . . . . .	5
Введение . . . . .	7
§ 1. Общие положения . . . . .	7
§ 2. Развитие методов голографии сфокусированных изображений и спекл-интерферометрии . . . . .	9
<b>Глава 1. Голографическая регистрация сфокусированных изображений и их восстановление излучением различного спектрального состава. . . . .</b>	<b>13</b>
§ 1.1. Регистрация голограмм в плоскости изображения и его восстановление полихроматическим излучением . . . . .	13
§ 1.2. Голограммы сфокусированных изображений трехмерных объектов . . . . .	20
§ 1.3. Свойства голограмм сфокусированных изображений . . . . .	23
§ 1.4. Нелинейная регистрация голограмм сфокусированных изображений . . . . .	26
<b>Глава 2. Голограммы сфокусированных изображений, получаемые с использованием опорных волн произвольной формы . . . . .</b>	<b>31</b>
§ 2.1. Голографическая регистрация и восстановление при использовании опорной волны от протяженного источника . . . . .	31
§ 2.2. Глубина сцены, восстанавливаемая голограммами сфокусированных изображений с протяженным опорным источником . . . . .	35
§ 2.3. Свойства голограмм сфокусированных изображений, получаемых с диффузно рассеянной опорной волной . . . . .	37
§ 2.4. Использование в качестве опорной волны части рассеянного объектом излучения . . . . .	39
<b>Глава 3. Регистрация голограмм сфокусированных изображений в многомодовом излучении лазера . . . . .</b>	<b>45</b>
§ 3.1. Голографическая регистрация в многомодовом излучении с диффузным рассеянием опорной волны . . . . .	45
§ 3.2. Получение голограмм сфокусированных изображений в многомодовом излучении лазера . . . . .	50
§ 3.3. Дифракционная эффективность голограмм сфокусированных изображений, получаемых в многомодовом излучении . . . . .	53
<b>Глава 4. Голографическая интерферометрия сфокусированных изображений . . . . .</b>	<b>57</b>
§ 4.1. Голографическая интерферометрия сфокусированных изображений методом двух экспозиций . . . . .	57
§ 4.2. Регистрация и восстановление двукратно экспонированных голограмм сфокусированных изображений . . . . .	59
§ 4.3. Голографические интерферограммы, восстанавливаемые в белом свете . . . . .	62
§ 4.4. Голографическая интерферометрия сфокусированных изображений в реальном времени . . . . .	64
§ 4.5. Голографическая интерферометрия увеличенных сфокусированных изображений в реальном времени . . . . .	67
§ 4.6. Голографические интерферограммы сфокусированных изображений с локальным опорным пучком . . . . .	70

Глава 5. Спекл-структуры, регистрируемые в плоскости сфокусированного изображения . . . . .	72
§ 5.1. Формирование изображений в нулевом максимуме дифрактив голограмм сфокусированных изображений . . . . .	72
§ 5.2. Природа квазисеовых изображений, восстанавливаемых сфокусированными голограммами . . . . .	74
§ 5.3. Получение внеосевых спеклограмм . . . . .	77
§ 5.4. Изображающие свойства спеклограмм . . . . .	82
§ 5.5. Регистрация спеклограмм при смещении объекта во время экспозиции . . . . .	94
§ 5.6. Получение спеклограмм в многомодовом лазерном излучении . . . . .	97
Глава 6. Интерференционные измерения на основе регистрации спекл-структур . . . . .	103
§ 6.1. Основные свойства спекл-структур . . . . .	103
§ 6.2. Особенности интерференции спекл-полей . . . . .	108
§ 6.3. Принцип получения спекл-интерферограмм . . . . .	113
§ 6.4. Получение спекл-интерферограмм при неоднородном смещении объекта . . . . .	116
§ 6.5. Спекл-интерферограммы, соответствующие продольным смещениям объекта . . . . .	120
§ 6.6. Выделение информации об однородных и неоднородных смещениях путем пространственной фильтрации . . . . .	123
§ 6.7. Вычитание изображений при пространственной фильтрации в спекл-интерферометрии . . . . .	131
Глава 7. Интерференционные измерения на стыке голографии и спекл-интерферометрии . . . . .	135
§ 7.1. Локализация голографических интерферограмм при пространственной фильтрации восстановленного поля . . . . .	135
§ 7.2. Пространственная фильтрация поля, восстановленного двукратно экспонированной голограммой . . . . .	140
§ 7.3. Пространственная фильтрация восстановленного поля на конечном расстоянии от голограммы . . . . .	152
§ 7.4. Пространственная фильтрация голографических и спекл-интерферограмм при регистрации поля в фурье-плоскости . . . . .	159
§ 7.5. Чувствительность методов голографической и спекл-интерферометрии при регистрации в фурье-плоскости . . . . .	167
§ 7.6. Голографическое вычитание изображений на основе регистрации в фурье-плоскости и пространственной фильтрации узким пучком . . . . .	171
§ 7.7. Выявление изменений микрорельефа поверхности путем голографического вычитания . . . . .	181
Глава 8. Проявление тонкой структуры спеклов при когерентной суперпозиции идентичных спекл-полей . . . . .	188
§ 8.1. Смещение спекл-структуры в плоскости голографического изображения при вращении объекта . . . . .	188
§ 8.2. Закономерности локализации интерферограмм и распределения видности интерференционных полос . . . . .	193
§ 8.3. Роль формы входного зрачка изображающей системы . . . . .	196
§ 8.4. Спекл-интерферограммы вращательного сдвига . . . . .	203
§ 8.5. Чувствительность методов голографической и спекл-интерферометрии к вращательному сдвигу спекл-полей . . . . .	205
§ 8.6. Локализация спекл-интерферограмм вращательного сдвига . . . . .	207
Заключение . . . . .	215
Список литературы . . . . .	218

Голография получила широкое распространение как метод регистрации и восстановления, а также обращения волнового фронта, рассеиваемого произвольным предметом. В голографии естественным образом реализуется уникальная возможность создания оптических копий предметов — формирования их трехмерных изображений. Эта возможность, активно используемая в разнообразных приложениях голографии, связана, однако, с необходимостью выполнения комплекса серьезных требований к условиям получения голограмм и восстановления волновых фронтов. Речь идет о когерентности источников излучения, механической стабильности элементов, режиме регистрации и т.д. Поэтому естественным является поиск новых разновидностей голографии, а также родственных методов, позволяющих обеспечить реализацию процессов регистрации и воспроизведения оптической информации в необычных для традиционной голографии условиях.

Известно, что свойства голографических изображений и, как следствие, возможности их практического использования определяются особенностью схемы регистрации волнового фронта. Хорошо изучены голографические схемы Д. Габора, Ю.Н. Денисюка, Э. Лейта, схема фурье-голографии, с каждой из которых связаны крупные направления исследований и приложений. Поэтому указанный поиск целесообразно связывать с выбором нетрадиционной схемы регистрации голограмм. Такой схемой оказалась голографическая регистрация сфокусированных изображений.

Однако не только выбором такой схемы регистрации может быть обусловлено создание практически легко реализуемых методов голографии. Необходимо принципиальное изменение самого механизма регистрации и воспроизведения информации голограммой, а именно целенаправленное ограничение ее изображающих свойств, что позволит ослабить традиционные требования к условиям голографической регистрации и восстановления.

Таким образом, речь может идти о разработке голографических методов восстановления изображений, а не волновых фронтов, т.е. о развитии "голографии изображений".

Возможны различные приемы получения голограмм, восстанавливающих изображения, существенно ограниченные по глубине, причем они могут использоваться как на этапе регистрации светового поля в плоскости сфокусированного изображения, так и на этапе восстановления. Сущность этих приемов состоит в значительном расширении спектра пространственных или временных частот излучения, а именно в использовании полихроматического восстанавливающего источника, протяженного опорного источника, регистрации голограммы в многомодовом лазерном излучении с относительно широким спектром. Возможно также своеобразное вырождение опорной волны — регистрация в диффузно рассеянном когерентном излу-

чении сфокусированного изображения без специально формируемой опорной волны. Получаемая при этом спекл-структура обладает любопытной особенностью: при ее регистрации теряется (усредняется) фазовая информация, связанная с глубиной объекта, но сохраняется и воспроизводится, наряду с интенсивностью (изображением), фазовая информация, позволяющая воспроизводить пространственный спектр объекта.

Именно это свойство спекл-структур определяет возможность реализации получивших широкое распространение методов спекл-интерферометрии.

Поэтому можно говорить о физической общности между голографической и спекл-интерферометрией, имея, однако, в виду, что в первом методе наряду с формированием интерферограммы воспроизводится комплексная амплитуда света, а во втором — только интенсивность в плоскости регистрации.

Отталкиваясь от общности двух этих методов когерентно-оптических измерений, нетрудно прийти к возможности использования в голографической интерферометрии приемов, характерных для спекл-интерферометрии, а именно методов пространственной фильтрации с целью расшифровки интерференционных картин.

Успешное перенесение этих приемов из спекл-интерферометрии в голографическую служит еще одним подтверждением упомянутой общности и позволяет с единых позиций подходить к анализу физического механизма голографии и оптики спеклов.

Следует заметить, что по вопросу о связи голографии и оптики спеклов пока не существует единого мнения. Ряд авторов склонен считать, что спекл-интерферометрия имеет крайне мало общего с голографией и обладает совершенно другими метрологическими возможностями.

Как показывают недавние исследования, многие эффекты в голографической интерферометрии, связанные с изменением видности интерференционных полос, определяются взаимным положением идентичных элементов спекл-картин (спеклов), их размерами и структурой, связанными с параметрами наблюдательной системы. Это означает, что роль спеклов в голографической интерферометрии гораздо важнее, чем это следует из сложившихся представлений.

Круг приложений голографии сфокусированных изображений и особенно спекл-интерферометрии стремительно расширяется, число публикаций по этим вопросам неуклонно возрастает. В то же время эти публикации рассредоточены по большому количеству главным образом периодических изданий и отражают различие подходов ряда исследователей к интерпретации и обобщению получаемых результатов. Автор пытается здесь изложить весь круг вопросов с единых позиций.

Книга адресована в первую очередь специалистам, интересующимся физическим механизмом голографии сфокусированных изображений и спекл-интерферометрии, применяющим методы голографии и оптики спеклов для решения технических задач и заинтересованным в том, чтобы эти методы устойчиво работали в практических условиях.

Автор глубоко признателен своим коллегам, в особенности Г.В. Скроцкому, Е.Г. Матинян и В.П. Рябухо, которые своим творческим участием в выполнении и обсуждении результатов совместных работ, обобщенных в настоящей книге, способствовали ее появлению.

## § 1. Общие положения

Развитие голографических методов регистрации и восстановления волнового фронта, основные принципы которых были изложены в пионерских работах Д.Габора, Ю.Н. Денисюка, Э. Лейта и Ю. Упатниекса, составило одно из важных достижений современной оптики.

К настоящему времени методы голографии легли в основу новых направлений исследования, представляющих значительный научный и прикладной интерес. Универсальность принципа голографической регистрации, основанного на общности явлений интерференции и дифракции для волновых процессов различной физической природы и различной частоты, открыла ранее недоступные возможности наблюдения этих процессов, связанные с реализацией голографии в рентгеновском, инфракрасном, радиоволновом диапазонах спектра электромагнитных колебаний, на ультразвуковых волнах, квазичастицах различной природы, а также на дебройлевских волнах частиц.

Наибольшее распространение пока что получили методы голографии, основанные на использовании оптического излучения видимого диапазона. Это связано не только с удобством визуального наблюдения голографических изображений, но и с наличием подходящих регистрирующих материалов, а, главное, с появлением принципиально новых источников излучения — лазеров.

Внедрение лазеров в практику физического эксперимента существенным образом способствовало интенсивному развитию голографии. Это представляется вполне естественным, поскольку именно при реализации процесса голографической регистрации волнового фронта в наиболее полной мере используется такое уникальное свойство лазерного излучения, как высокая степень пространственной и временной когерентности. Успешному построению теории голографических процессов способствовали применение, с одной стороны, хорошо развитого аппарата дифракционной теории формирования изображений и, с другой, — достижения статистической оптики и теории частичной когерентности.

Голография возникла первоначально как метод регистрации волнового фронта с записью амплитуды и фазы световой волны в виде интерференционной картины. Характерная ее особенность, которая в литературе неизменно подчеркивалась, заключалась в том, что для формирования изображений не было необходимости применять линзы. Поэтому с понятием "голография" связывалось представление о безлинзовой фотографии или безлинзовом методе регистрации изображений.

Голография сфокусированных изображений — разновидность метода восстановления волнового фронта, предусматривающая регистрацию корреляционного поля в области наложения когерентной опорной волны на изображение предмета, сформированное обычной оптической системой.

Основное достоинство голографии, связанное с полной регистрацией амплитудно-фазового распределения в рассеянной предметом волне, естественно, сохраняется при голографической регистрации сфокусированных изображений, и, кроме того, полученные подобным методом голограммы приобретают ряд новых интересных свойств.

Действительно, свойства голографических изображений и, как следствие, возможные области их практического использования в значительной степени определяются особенностями схемы регистрации голограммы, в первую очередь, взаимным расположением источника излучения, объекта и плоскости регистрации.

В частности, первая схема голографии [1–3], позволившая реализовать фундаментальную идею Габора, предусматривала расположение источника, объекта и голограммы на одной линии при условии регистрации голограммы в зоне френелевской дифракции. Эта схема, позволившая продемонстрировать принципиальную возможность восстановления волнового фронта, не получила, однако, распространения в связи с низкой степенью когерентности существовавших в тот период (1947–1951 гг.) источников излучения. Кроме того, соосное распространение объектного и опорного пучков приводило к неустраняемым взаимным искажениям восстановленных изображений. При использовании лазера эти искажения, как было показано в дальнейшем [11], сохраняются, но, в связи с возможностью увеличения расстояния от объекта до голограммы благодаря высокой направленности лазерного пучка, взаимное "зашумливание" сопряженных изображений может быть существенно ослаблено. Это определило успешное применение голограмм Габора в ряде современных практических задач.

Широко известный метод голографии с наклонным опорным пучком [4–7], разработанный Э. Лейтом и Ю. Упатником, впервые примененными в качестве источника излучения лазер, также основан на регистрации в присутствии когерентного фона светового поля от предмета в зоне дифракции Френеля, однако источник излучения смещен с линии объект — голограмма так, что объектный и опорный пучки сходятся под некоторым углом. Этот метод, позволяющий получать высококачественные объемные изображения трехмерных объектов, получил большое распространение в практике экспериментальных исследований.

В схеме голографии Ю.Н. Денисюка [8–10] источник излучения, объект и голограмма так же, как и в методе Д.Габора, располагаются на одной линии. Однако размещение объекта не между источником и голограммой, а в ближней зоне за голограммой привело к появлению нового качества, а именно позволило воспроизвести при освещении голограммы полихроматическим излучением не только пространственную структуру предметной волны, но и ее спектральный состав.

Новые возможности открылись с появлением метода голографии Фурье, развитие которого во многом связано с работами Дж. Строука и его сотрудников [12–13]. Голограммы Фурье, получаемые путем регистрации (в присутствии наклонного опорного пучка) спектра пространственных

частот объекта, нашли значительное распространение в качестве комплексных фильтров для оптической обработки информации [14–16]. Обычно фурье-голограмма регистрируется в фокальной плоскости положительной линзы, и в этом заключается ее существенное отличие от упомянутых выше типов голограмм, которые реализуют безлинзовый принцип получения трехмерных изображений. Тем не менее практически во всех работах по голографии, выполненных до 1966 года, фокусирующие оптические элементы использовались в сугубо второстепенной роли: для коллимации, расширения, формирования световых пучков. В ряде работ, например [17–19], положительные линзы использовались при реализации принципа голографической микроскопии для образования сферических световых волн, а в [20] было показано, что создаваемое линзой пространственное изображение может служить объектом при получении френелевской голограммы.

Лишь позднее фокусирующая оптика стала использоваться в голографии по своему прямому назначению — для формирования резкого, неразмытого изображения предмета.

## § 2. Развитие методов голографии сфокусированных изображений и спекл-интерферометрии

Впервые сообщение о применении линзовой оптики для голографической регистрации сфокусированного изображения содержалось в работе Л. Таннера [21], посвященной интерферометрическому исследованию фазовых объектов.

Вслед за [21] практически одновременно появились сообщения [22, 25–26, 28] об осуществлении голографической регистрации сфокусированных изображений диффузно отражающих предметов с использованием обычного внеосевого пучка, а также работа [23], в которой при регистрации голограммы сфокусированного изображения сферической опорной пучок подавался соосно с предметной волной. По существу в работе Л. Роузена [24] рассмотрен случай, когда в роли объекта выступает его оптическое изображение, создаваемое линзой. Основное внимание в этой работе было уделено рассмотрению возможности фокусировки изображения объекта перед фотопластинкой и за ней, а также пересечения изображения трехмерной сцены плоскостью голограммы с последующим восстановлением в монохроматическом излучении лазера. Интересна описанная в [24] ситуация, когда при восстановлении часть сцены наблюдается в виде действительного псевдоскопического, а другая часть — в виде мнимого ортоскопического изображения. Принципиальной особенностью работ [26, 28] является использование на этапе восстановления источников белого света. Однако их результаты выглядят совершенно различными, что до определенного времени не находило удовлетворительного объяснения. Действительно, в статье У. Кока, Л. Роузена и Дж. Строука [26] отмечался факт реконструкции черно-белого изображения, наблюдаемого в осевом направлении при освещении голограммы сфокусированного изображения с внеосевым опорным пучком точечным источником белого света. В то же время последующие исследования подтверждали результат работы Дж. Брандта и А. Риджлера [28], заключающийся в восстановлении такими голограммами спектрально окрашенных изображений в направлении первых максимумов

дифракции, а также в направлении максимумов более высоких порядков в случае нелинейной регистрации.

Позднее о наблюдении осевого черно-белого изображения сообщалось Дж. Брандтом в его обстоятельной статье [30], а также в работе [31], хотя основное внимание в этих работах уделялось изучению спектрально окрашенных внеосевых изображений. Однако и в [30, 31] не удалось выяснить физическую природу осевых изображений, и лишь позднее кажущееся противоречие было объяснено в работе [32]. В ней было показано, что при формировании голограммы сфокусированного изображения диффузно рассеивающего объекта, независимо от наличия наклонного опорного пучка, на фотопластинке регистрируется микроструктура (спекл-структура), восстанавливающая при освещении произвольным источником плоское позитивное изображение вблизи оси освещающего пучка.

Некоторые вопросы, связанные с возможностью восстановления внеосевых голографических изображений в белом свете, рассматривались также в работах [33–35, 45], результаты которых показали хорошее согласие с данными [28].

Общим для рассмотренных случаев регистрации голограмм сфокусированных изображений является использование опорных волн от точечного источника — плоских или сферических. Однако для таких голограмм возможно применение более широкого класса опорных волн. В работе [25] Л. Роузен сообщил об осуществлении восстановления изображений с помощью сфокусированных голограмм, зарегистрированных с использованием протяженного опорного источника. Оказалось, что для таких голограмм отпадает необходимость в компенсации протяженности источника путем точного воспроизведения геометрии схемы регистрации [36–37] или использования других приемов [38]. Поэтому в качестве восстанавливающего пучка может быть использовано излучение протяженного монохроматического источника. Эта возможность была продемонстрирована путем регистрации голограмм сфокусированных изображений диффузно отражающих объектов с помощью опорного пучка, рассеянного диффузором, и последующего восстановления изображений лазерным пучком при произвольной конфигурации схемы.

Этот результат, а также данные работы [27] хорошо согласуются с выводами работы [39], посвященной исследованию голограмм с полным внутренним отражением, регистрируемых вблизи объекта. В [39] показано, что вариации толщины эмульсии и другие дефекты голограммы, вызывающие рассеяние опорного и восстанавливающего пучков, не сказываются на качестве изображений.

Интересную возможность проведения обоих этапов голографического процесса в белом свете продемонстрировали в работе [48] О. Брингдал и А. Ломан, которые осуществили сочетание схемы регистрации голограмм сфокусированных изображений с ахроматической схемой голографирования [49–50], допускающей запись голограмм в полихроматическом излучении. В соответствии с [48] сфокусированное изображение объекта создавалось в пучке первого порядка, сформированном дифракционной решеткой, а пучок нулевого порядка использовался в качестве опорного. Изображение дифракционной решетки, возникающее в плоскости изображения фокусирующей системы при полихроматическом освещении, было

промодулировано функцией пропускания объекта, а это и есть голограмма сфокусированного изображения, допускающая восстановление в белом свете.

Работы, относящиеся к области исследования путей практического использования голографии сфокусированных изображений, начали появляться с 1970 года, когда были уже достаточно полно изучены физические основы метода. Определенное количество этих работ (см. [40, 51–53]) было посвящено вопросам улучшения качества изображения в микроскопии. В частности, использование голографии сфокусированных изображений, как показано в [53, 57], позволяет устранять спекл-шум в восстановленном изображении путем некогерентного восстановления полихроматическим излучением. При таком восстановлении область когерентности становится меньше размеров предельно разрешаемого пятна в изображении, и в каждом таком пятне уже не происходит когерентного сложения света, порождающего спекл-эффект.

Значительный практический интерес представляет разработанный в [54–55] и развитый в [58–60] способ увеличения разрешающей способности (так называемое "сверхразрешение"), основанный на независимом наложении совокупности голограмм сфокусированных изображений на одном кадре регистрирующей среды [43].

Кроме того, регистрация голограммы в плоскости изображения дает возможность при необходимости производить сокращение регистрируемого спектра пространственных частот без сопровождающего обычно такую операцию ограничения поля зрения [56]. Наконец, путем использования голограмм сфокусированных изображений автоматически реализуется метод компенсации аберраций оптической системы [42]. Речь идет об освещении голограммы волной, сопряженной опорной, и наблюдении реконструированной волны через оптическую систему, формировавшую на этапе регистрации объектный пучок \*).

Для ряда приложений представляет интерес то обстоятельство, что запись взаимно наложенных сфокусированных голограмм открывает оригинальную возможность воспроизведения в белом свете многоцветных изображений [44, 82–84]. Эта возможность обеспечивается путем регистрации сфокусированных голограмм в трех основных цветах на разных пространственных несущих. При восстановлении полихроматическим излучением определенному направлению наблюдения соответствует изображение в натуральных цветах.

Новые прикладные возможности связаны с разработкой методов голографической интерферометрии сфокусированных изображений [61–71].

Развитие когерентной оптики и голографии, в частности, голографии сфокусированных изображений, естественным образом привело к возникновению нового направления исследований и приложений, получившего название "оптика спеклов". Основу оптики спеклов составляет *спекл-интерферометрия* — совокупность методов интерференционных измерений, базирующихся на двухэкспозиционной регистрации спекл-структур (картин лазерной пятнистости) в плоскости изображения оптической системы.

\*) Следует отметить, что этот метод может быть реализован и на основе использования других голографических схем.

## ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ РЕГИСТРАЦИЯ СФОКУСИРОВАННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ И ИХ ВОССТАНОВЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЕМ РАЗЛИЧНОГО СПЕКТРАЛЬНОГО СОСТАВА

Всплеск интереса к спекл-интерферометрии связан с появлением в 1970–72 годах работ Э. Арчболда, Дж. Берча и А. Энноса [78, 80–81], а также Дж. Линдертца [79]. В этих работах были предложены принципы получения спекл-интерферограмм и продемонстрированы возможности метода при измерении деформаций и смещений, изучении структуры поверхности. В основе получения спекл-интерферограмм лежит двухэкспозиционная регистрация сфокусированных изображений предметов в диффузно рассеянном когерентном излучении. Такая регистрация приводит к пространственной модуляции получаемых изображений спекл-структурой, являющейся результатом взаимной интерференции пространственных составляющих диффузно рассеянного поля.

В свою очередь изображения, модулированные спекл-структурами, способны воспроизводить пространственный спектр объекта в его исходном и смещенном состояниях, что и позволяет получать спекл-интерферограммы, отражающие величину и характер изменений, которые претерпел объект. Характерным для спекл-интерферометрии приемом стало оптическое фурие-преобразование восстановленного поля, часто сопровождаемое операцией пространственной фильтрации в фурие-плоскости.

Методы спекл-интерферометрии нашли широкое применение при решении различных метрологических задач [75]. Важными этапами развития спекл-интерферометрии и оптики спеклов в целом стали работы А. Лабеяри [85–86] по применению оптики спеклов в астрономии, М. Франсона с сотрудниками [162–163], разивших оригинальные методы обработки информации на основе регистрации спекл-структур, Г. Тициани [165–166], показавшего новые возможности, связанные с регистрацией спекл-структур в фурие-плоскости, и другие.

Значительный вклад в развитие спекл-интерферометрии внесли известные своими работами в области голографии К. Стетсон [87–88, 172], А. Ломан [160, 182], Дж. Гудмен [152], Н. Г. Власов [89, 155, 186].

Интересно, что исследования в области голографии сфокусированных изображений и спекл-интерферометрии какое-то время складывались и развивались независимо. Однако со временем стало ясно, что между этими направлениями имеется довольно тесная связь. Действительно, в голографии сфокусированных изображений особую роль играет дифрагированный пучок нулевого порядка – в нем как раз и воспроизводится пространственный спектр объекта при рассеянии освещающего пучка на структуре спеклов, зарегистрированной в плоскости изображения независимо от высокочастотной голографической несущей, обусловленной наличием опорного пучка.

Во многом благодаря этой связи в настоящее время наметилось взаимное проникновение голографии и оптики спеклов, голографической и спекл-интерферометрии, обеспечивающее расширение возможностей когерентно-оптических измерений и углубление наших знаний о природе эффектов, приводящих к образованию интерферограмм и изменению их характеристик в зависимости от реальных условий. Эта тенденция, в частности, нашла отражение в материале настоящей книги.

### § 1.1. Регистрация голограмм в плоскости изображения и его восстановление полихроматическим излучением

Физические предпосылки, определившие возможность получения голограмм сфокусированных изображений, способных к восстановлению в белом свете, приводят к необходимости точного совмещения плоскости изображения с плоскостью голограммы для того, чтобы восстановленное изображение было абсолютно неразмытым.

Проанализируем процессы регистрации голограмм сфокусированных изображений и формирования восстановленных полей для этого случая, т.е. предполагая, что объект – двумерный и его изображение сформировано в плоскости регистрации голограммы.

Пусть такой объект (транспарант), расположенный в произвольной плоскости  $(x_0, y_0)$  и характеризующийся комплексной функцией амплитудного пропускания  $T(x_0, y_0)$ , освещается плоской монохроматической волной с единичной амплитудой, распространяющейся вдоль оси  $z$ , а изображающая система (тонкая линза) формирует в некоторой плоскости  $(xy)$  изображение этого объекта (рис. 1).

Как известно (см., например, [74]), в приближении малых углов распределение амплитуд в плоскости изображения может быть представлено в виде

$$U(x, y) = -\frac{D_1}{D_2} \exp \left[ -\frac{i\pi}{\lambda_0 f} (x^2 + y^2) \right] T \left( -\frac{D_1}{D_2} x, -\frac{D_1}{D_2} y \right), \quad (1.1)$$

где  $\lambda_0$  – длина волны излучения;  $D_1$  и  $D_2$  – расстояния от плоскости транспаранта до линзы и от линзы до плоскости изображения соответственно;  $f$  – фокусное расстояние линзы, с которым  $D_1$  и  $D_2$  связаны известным соотношением, а отношение  $D_2/D_1$  определяет увеличение.

Как следует из (1.1), в плоскости  $(xy)$  формируется перевернутое и увеличенное (увеличение может быть и меньше единицы) изображение транспаранта с фазовым множителем сферической волны (экспоненциальный множитель). Если положить для простоты  $D_1 = D_2 = 2f$  и пренебречь ориентацией изображения, то

$$U(x, y) = \exp \left[ -\frac{i\pi}{\lambda_0 f} (x^2 + y^2) \right] T(x, y). \quad (1.2)$$

Обычно наблюдаемое изображение регистрируется как распределение интенсивностей  $I = UU^*$  так, что фазовый множитель, определяющий кривизну волнового фронта, выпадает. Однако, если в плоскость  $(xy)$  направить когерентную опорную волну и произвести регистрацию голограммы, этот фазовый множитель оказывается существенным. Пусть опорная волна,

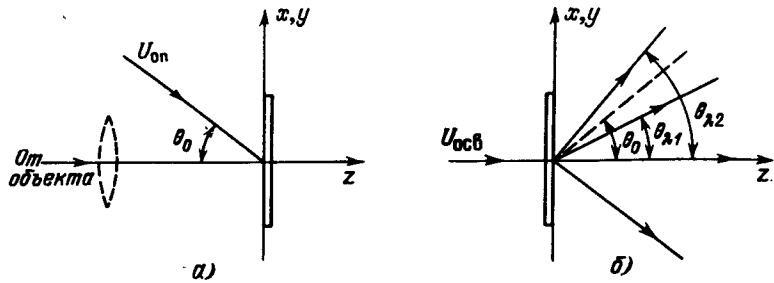


Рис. 1. Ход лучей при регистрации (а) голограммы сфокусированного изображения и ее освещении плоской волной (б).

падающая в плоскость голограммы сфокусированного изображения ( $x, y$ ) под углом  $\theta_0$  к оси  $z$  (ее ось находится в плоскости  $(xz)$ ), — плоская, т.е.

$$U_{0n}(x, \theta_0) = r_0 \exp[-i(2\pi/\lambda_0)x \sin \theta_0] = r_0 \exp(-i2\pi\xi_0 x), \quad (1.3)$$

где  $r_0$  — постоянная амплитуда, а  $\xi_0 = \sin \theta_0/\lambda_0$  — пространственная частота падающей волны в направлении оси  $x$ .

Тогда распределение интенсивности в плоскости голограммы сфокусированного изображения

$$I(x, y) = \{|T(x, y)|^2 + r_0^2\} + r_0 T(x, y) \exp\{-i(\pi/\lambda_0)[(x^2 + y^2)/f - 2x \sin \theta_0]\} + r_0 T^*(x, y) \exp\{i(\pi/\lambda_0)[(x^2 + y^2)/f - 2x \sin \theta_0]\}. \quad (1.4)$$

Будем, как обычно, полагать, что в ходе экспонирования и обработки голограммы выполнены условия, при которых ее амплитудное пропускание пропорционально  $I(x, y)$ . Тогда амплитудное пропускание, которое логично записать через геометрическую характеристику регистрируемой голограммы — пространственную частоту (величину, обратную периоду), будет иметь вид

$$\tau(x, y) = \{|T(x, y)|^2 + r_0^2\} + r_0 T(x, y) \exp\{-i2\pi[(\xi - \xi_0)x + \eta y]\} + r_0 T^*(x, y) \exp\{i2\pi[(\xi - \xi_0)x + \eta y]\}, \quad (1.5)$$

где  $\xi_0 = \sin \theta_0/\lambda_0$  — теперь постоянная составляющая пространственной частоты голограммы вдоль оси  $x$ ;  $\xi = x/2\lambda_0 f$  и  $\eta = y/2\lambda_0 f$  — зависящие от координат (переменные) пространственные частоты вдоль осей  $x$  и  $y$ . Основной интерес представляет, конечно, пространственная частота по  $x$ , поскольку она определяет период ( $d_0 = 1/\xi$ ) регистрируемой голограммы. Пространственная частота вдоль оси  $y$  весьма мала, так как регистрируется внеосевая голограмма, и поскольку размеры голограммы невелики, на ней оказывается зафиксированной картина почти прямых интерференционных полос.

Если теперь голограмма, зарегистрировавшая поле сфокусированного изображения на пространственной частоте  $(\xi - \xi_0)$ , освещается копией опорной волны, то в плоскости  $(xy)$  на выходе голограммы возникает поле

$$U_B(x, y) = r_0 \{|T(x, y)|^2 + r_0^2\} \exp[-i(2\pi/\lambda_0)x \sin \theta_0] + r_0^2 T(x, y) \exp[-i(\pi/\lambda_0 f)(x^2 + y^2)] + r_0^2 T^*(x, y) \exp[i(\pi/\lambda_0 f)(x^2 + y^2)] \exp[i(2\pi/\lambda_0)x 2 \sin \theta_0]. \quad (1.6)$$

Из (1.6) следует, что симметрично относительно пучка нулевого порядка (первое слагаемое) распространяются две волны, каждая из которых формирует в плоскости голограммы распределение амплитуд, пропорциональное функции пропускания объекта. При этом второе слагаемое содержит фазовый множитель расходящейся сферической волны, т.е. волна, соответствующая мнимому изображению, характеризуется таким распределением фазы, которое может быть приписано наличию в плоскости голограммы рассеивающей линзы с фокусным расстоянием, равным  $-f$ , что эквивалентно наличию на расстоянии  $2f$  за голограммой собирающей линзы с фокусным расстоянием, равным  $f$ . Фазовый множитель в третьем слагаемом описывает сходящуюся сферическую волну, т.е. волна, соответствующая действительному изображению, имеет фазовое распределение, соответствующее наличию собирающей линзы перед голограммой.

Экспериментально формирование в реконструируемых пучках распределения фаз, описываемого этими фазовыми множителями, проявляется в ограничении поля зрения в волне, соответствующей мнимому изображению, на что впервые мы обратили внимание в [35], а также, независимо заметил Дж. Брандт [30]. Наблюдаемое различие в величине поля зрения можно объяснить реконструкцией мнимого и действительного изображений линзы, использованной для формирования изображения объекта на этапе регистрации, соответственно за голограммой и перед ней. Ясно, что угловые размеры этих изображений линзы для наблюдателя существенно неодинаковы, а они, естественно, и определяют поле зрения.

Рассмотрим случай, когда восстановление ведется не копией опорной волны (см. выше), а плоским пучком того же направления, но с произвольной длиной волны  $\lambda \neq \lambda_0$ . Очевидно, что амплитудно-фазовое распределение на выходе голограммы сфокусированного изображения в этом случае имеет вид

$$U'_B(x, y) = c_0 \{|T(x, y)|^2 + r_0^2\} \exp[i(2\pi/\lambda)x \sin \theta_0] + c_0 r_0 T(x, y) \exp[-i(\pi/\lambda f)\mu(x^2 + y^2)] \exp[-i(2\pi/\lambda)x(1 - \mu) \sin \theta_0] + c_0 r_0 T^*(x, y) \exp[i(\pi/\lambda f)\mu(x^2 + y^2)] \exp[-i(2\pi/\lambda)(1 + \mu) \sin \theta_0], \quad (1.7)$$

где  $\mu = \lambda/\lambda_0$ .

Таким образом, оба восстановленных изображения вновь локализованы в плоскости голограммы, но наблюдаются уже под другими углами к оси освещающего пучка (на других пространственных частотах). Изменение пространственной частоты освещающего пучка определяет соотношением  $\mu$  длин волн излучения, используемого при реконструкции и регистрации соответственно. Изменение фазового множителя сферической волны при переходе от  $\lambda_0$  к  $\lambda$  приводит к изменению радиуса кривизны волны — в экспоненциальном множителе вместо  $f$  появляется  $f_\lambda = f/\mu$ .

Из (1.7) ясно, что с изменением длины волны восстанавливающего излучения меняется угол, под которым дифрагирует каждая из пары реконструируемых волн, и каждому значению длины волны соответствует вполне определенный угол (пространственная частота) восстановления с сохранением плоскости локализации и размера восстановленного изображения. Это обстоятельство существенным образом отличает голограммы сфокусированных изображений от других типов голограмм, и в первую очередь



позволяет проводить реконструкцию полихроматическими, а также протяженными источниками.

Прежде чем переходить к анализу процесса такой реконструкции, представим для удобства записи пропускание голограммы с помощью постоянной величины, являющейся пространственной частотой интерференционной картины. Можно показать, что в случае, когда изображение объекта формируется двумя линзами, осуществляющими последовательно две операции фурье-преобразования, объектная волна не содержит фазового множителя сферической волны. Действительно, если плоская волна освещает объект с пропусканием  $T(x_0, y_0)$  и дифрагированная этим объектом волна проходит последовательно через две соосные собирательные линзы, причем задняя фокальная плоскость одной и передняя фокальная плоскость второй совпадают (телескопическая система), то распределение комплексных амплитуд в задней фокальной плоскости второй линзы имеет вид

$$U(x_I, y_I) = (F_1^2 F_2^2 / \lambda^4) \exp[-(i\pi/\lambda) F_2 (x_I^2 + y_I^2)] \times \\ \times \iiint_{P_0} T(x_0, y_0) \exp[-(i\pi/\lambda) F_1 (x_0^2 + y_0^2)] \times \\ \times \exp[-(i\pi/\lambda) (F_1 + F_2) (x_F^2 + y_F^2)] \times \\ \times I_1(x_{L1}, y_{L1}) I_2(x_{L2}, y_{L2}) dx_0 dy_0 dx_F dy_F, \quad (1.8)$$

где использованы обозначения

$$I_1(x_{L1}, y_{L1}) = \iint_{P_1} \exp[-(i\pi/\lambda) F_1 (x_{L1}^2 + y_{L1}^2)] \times \\ \times \exp\{i(2\pi/\lambda) F_1 [x_{L1}(x_0 + x_F) + y_{L1}(y_0 + y_F)]\} dx_{L1} dy_{L1}, \\ I_2(x_{L2}, y_{L2}) = \iint_{P_2} \exp[-(i\pi/\lambda) F_2 (x_{L2}^2 + y_{L2}^2)] \times \\ \times \exp\{i(2\pi/\lambda) F_2 [x_{L2}(x_F + x_I) + y_{L2}(y_F + y_I)]\} dx_{L2} dy_{L2}.$$

Здесь индексы  $O, L1, L2, I, F$  относятся соответственно к плоскостям объекта, первой и второй линз, изображения и совмещенной фокальной плоскости двух линз; интегрирование ведется по этим плоскостям. Кроме того, в (1.8) использованы обозначения  $F_1 = 1/f_1, F_2 = 1/f_2$ .

После ряда преобразований, которые здесь приводить не будем, (1.8) с точностью до знака сводится к выражению

$$U(x_I, y_I) = \frac{f_1}{f_2} \iint_{P_1} T(x_0, y_0) \delta\left(x_0 + \frac{f_1}{f_2} x_I, y_0 + \frac{f_1}{f_2} y_I\right) dx_0 dy_0. \quad (1.9)$$

Используя так называемое фильтрующее свойство дельта-функции, получаем

$$U(x_I, y_I) = \frac{f_1}{f_2} T\left(-\frac{f_1}{f_2} x_I, -\frac{f_1}{f_2} y_I\right). \quad (1.10)$$

Полагая  $f_1 = f_2$  и считая ориентацию изображения несущественной, получаем для распределения комплексных амплитуд объектного пучка в плоскости сфокусированной голограммы выражение, не содержащее фазового множителя сферической волны. Следовательно, пропускание голо-

граммы (см. формулу (1.5)) может быть записано в виде

$$r(x, y) = \{|T(x, y)|^2 + r_0^2\} + r_0 T(x, y) \exp(i2\pi\xi_0 x) + \\ + r_0 T^*(x, y) \exp(-i2\pi\xi_0 x). \quad (1.11)$$

Рассмотрим теперь процесс дифракции на голограмме с таким пропусканием пучка полихроматического излучения, который для простоты представим в виде конечного набора плоских монохроматических составляющих, распространяющихся по одному направлению, под углом  $\theta_0$  к оси  $z$ . Заметим, что, несмотря на совпадение направлений распространения, эти составляющие имеют разные пространственные частоты  $\xi_n = \sin \theta_0 / \lambda_n$ , т.е.

$$U_{\text{осв}}(x, t) = \sum_n A_n \exp[-i(k_n x \sin \theta_0 - \omega_n t)] = \\ = \sum_n A_n \exp[-i(2\pi\xi_n x - \omega_n t)]. \quad (1.12)$$

Здесь  $A_n$  — амплитуда,  $k_n = 2\pi/\lambda_n = \omega_n/c$  — волновое число, а  $\xi_n = \sin \theta_0 / \lambda_n$  — пространственная частота  $n$ -й спектральной компоненты. При записи суммы (1.12) имеется в виду, что спектральные составляющие пучка взаимно некогерентны, и суммарная интенсивность пучка складывается из суммы интенсивностей всех компонент.

В результате дифракции такого полихроматического пучка на сфокусированной голограмме с пространственной частотой  $\xi_0 = \sin \theta_0 / \lambda_0$  в одном из первых максимумов дифракции возникает спектрально разложенная вследствие дисперсии волна

$$U_{\text{в}}(x, t) = r_0 \sum_n T(x, y) A_n \exp\{-i[2\pi(\xi_n - \xi_0)x - \omega_n t]\}, \quad (1.13)$$

т.е. каждая спектральная составляющая в результате дифракции распространяется в строго определенном направлении или, иными словами, после дифракции на голограмме различие пространственных частот спектральных составляющих выражается в их угловом распределении. Каждая составляющая порождает монохроматическую волну

$$r_0 A(k) T(x, y) \exp(-ikx \sin \theta_k),$$

где  $\theta_k = \arcsin 2\pi(\xi_n - \xi_0)/k$ .

Поскольку  $r_0$  и  $A(k)$  не зависят от координат, можно говорить о возможности наблюдения восстановленного изображения объекта соответствующего цвета под углом  $\theta_k$ , а весь набор таких восстановленных одноцветных изображений занимает некоторый интервал углов (или область пространственных частот), определяемый границами видимой области спектра.

Если различие пространственных частот составляющих монохроматического освещающего пучка обусловлено наличием набора направлений освещения, т.е. освещающий источник является существенно протяженным, то восстанавливающую волну удобно записать в виде

$$U_{\text{осв}}(x, y) = \sum_m P_m(x, y) \exp[-i2\pi(\xi_m x + \eta_m y)], \quad (1.14)$$

где  $\xi_m = \sin \theta'_m / \lambda$ ,  $\eta_m = \sin \theta''_m / \lambda$  — пространственные частоты по осям  $x$  и  $y$ , а  $P_m(x, y)$  — амплитудное распределение  $m$ -й пространственной составляющей. В результате в одном из первых максимумов дифракции

появляется набор пространственных составляющих с постоянным сдвигом по пространственной частоте, несущих изображение исходного объекта

$$U_{\text{в}}(x, y) = r_0 \sum_m T(x, y) P_m(x, y) \exp \{-i2\pi[(\xi_m - \xi_0)x + \eta_m y]\}. \quad (1.15)$$

Если  $P_m(x, y)$  хотя бы в макроскопическом смысле является постоянной, то можно говорить о восстановлении изображения объекта в некотором интервале пространственных частот, причем угловые размеры восстановленного поля совпадают с угловыми размерами реконструирующего протраженного источника.

Возможность восстановления полихроматическими либо протяженными источниками, как мы видим, обусловлена локализацией изображений в плоскости сфокусированной голограммы; с нею также связано постоянство размера изображения независимо от длины волны излучения. Поэтому, в отличие от голограмм других типов, например, френелевских, расширение спектра пространственных частот восстановленной волны как за счет увеличения размеров освещающего источника, так и за счет расширения спектра временных частот не приводит к размытию восстановленных изображений.

Развивая эти положения, нетрудно показать, что голограммы сфокусированных изображений допускают также восстановление протяженным полихроматическим источником. Действительно, если голограмма освещается волной от такого источника, которую зададим в виде

$$U_{\text{осв}}^{(k, \theta)} = \sum_{n, m} P_m(x, y) A_{nm}(k) \exp \{-i[k_n(x \sin \theta'_m + y \sin \theta''_m) - \omega_n t]\}, \quad (1.16)$$

то поле восстановленной волны в одном из максимумов дифракции описывается выражением

$$U_{\text{в}}^{(k, \theta)} = r_0 \sum_{n, m} T(x, y) P_m(x, y) A_{nm}(k) \times \exp \{-i2\pi[(\xi_{nm} - \xi_0)x + \eta_{nm}y]\} \exp(i\omega_n t), \quad (1.17)$$

где  $\xi_{nm} = \sin \theta'_m / \lambda_n$ ,  $\eta_{nm} = \sin \theta''_m / \lambda_n$ .

Как и выше, полагаем, что  $P_m$  — постоянная, а  $A_{nm}(k)$  не является функцией пространственных координат. Следовательно, восстановленное изображение, характеризуемое пространственным распределением амплитуд, пропорциональным  $T(x, y)$ , наблюдается в широкой области пространственных частот  $\xi_{nm}$ , сдвинутой на величину  $\xi_0$  (пространственная несущая голограммы). Здесь следует заметить, что расширение пространственного спектра, обусловленное дисперсией, имеет место только в направлении оси  $x$ . Кроме того, в пространственном спектре происходит взаимное наложение (совпадение направлений распространения) составляющих с различными временными частотами (длинами волн). Условие такого наложения записывается как

$$\sin \theta'_m / \lambda'_n = \sin \theta''_m / \lambda''_n.$$

В некоторых экспериментах [35] голограммы сфокусированных изображений в соответствии с анализом (1.8)–(1.13) регистрировались с помощью афокальной оптической системы из двух одинаковых линз, осуществляющих два последовательных фурье-преобразования (рис. 2).

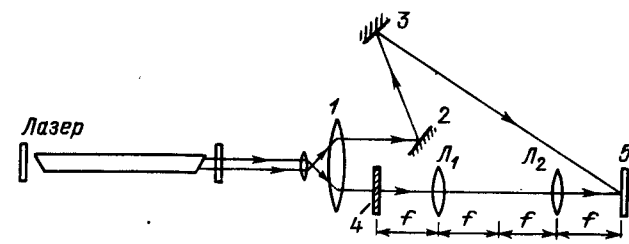


Рис. 2. Получение голограммы сфокусированного изображения диапозитива: 1 — коллиматор, 2, 3 — зеркала, 4 — объект, 5 — голограмма,  $L_1, L_2$  — линзы,  $f$  — фокусное расстояние линз.

В качестве объектов использовались квазиплоские диапозитивы с контрастным черно-белым и полутоновым изображениями. Условия наблюдения изображений, восстанавливаемых полученными голограммами сфокусированных изображений в белом свете протяженного источника, полностью аналогичны описанному в [29] условиям наблюдения интерферограмм, формируемых двукратно экспонированными френелевскими голограммами фазовых объектов. В плоскости сфокусированной голограммы симметрично относительно оси освещающего пучка локализуется пара изображений с ярко выраженной спектральной окраской. При изменении угла наблюдения в направлении, перпендикулярном направлению пространственной несущей, окраска изображений изменяется в пределах границ видимого спектра, в то время как сами они остаются неподвижными. На рис. 3 приведены фотоснимки восстановленных изображений диапозитивов в случае, когда в качестве восстанавливающего источника белого света использовалась горящая свеча.

Подача сфокусированного изображения объекта в плоскость голографической регистрации с помощью афокальной системы приводит к тому, что изображения, восстановленные в симметричных максимумах дифракции, характеризуются одинаковым полем зрения так же, как и в случае двукратно экспонированных голограмм фазовых объектов. Спектральная окраска пары симметричных восстановленных изображений в обоих случаях распределена симметрично относительно оси освещающего пучка.

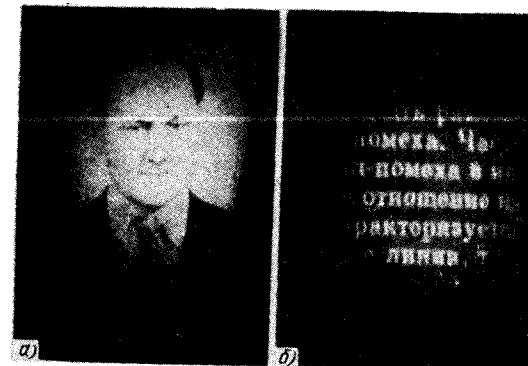


Рис. 3. Снимки восстановленных в белом свете изображений квазиплоских диапозитивов.

Мы уже отмечали, что возможности восстановления голограммой сфокусированного изображения в белом свете, а также излучением от протяженного источника обусловлены локализацией изображения в плоскости голограммы. Ясно, что это может иметь место лишь для плоского объекта, поскольку сечение восстанавливаемой волны, не совпадающее с плоскостью голограммы, содержит изображение, размытое вследствие дисперсии и протяженности источника. Следовательно, строго говоря, неразмытое изображение предмета, обладающего сколько-нибудь заметным рельефом (глубиной), восстановить в белом свете протяженного источника нельзя: элементы изображения объекта, находящегося вне плоскости голограммы, неизбежно оказываются размытыми. Это размытие, естественно, тем значительнее, чем больше удаление от голограммы.

Однако благодаря особенностям нашего органа зрения — глаза — в белом свете, в том числе от протяженных источников, можно наблюдать резкие изображения объектов, обладающих заметной глубиной.

### § 1.2. Голограммы сфокусированных изображений трехмерных объектов

Анализ процессов регистрации голограмм сфокусированных изображений и восстановления изображений в полихроматическом излучении проводился выше для случая двумерного объекта, причем предполагалось, что при регистрации плоскость изображения совпадает с плоскостью голограммы. Однако эксперименты показали, что в белом свете могут быть реконструированы также качественные изображения объектов, обладающих заметной глубиной.

Голограммы сфокусированных изображений диффузно отражающих трехмерных объектов регистрировались в основном с использованием одной положительной линзы (рис. 4). Сфокусированное изображение предмета формировалось как с единичным увеличением, так и с увеличением больше (меньше) единицы.

В случае, когда реконструкция голограмм сфокусированных изображений трехмерных объектов производится с помощью пучка монохроматического излучения, допустимая глубина сцены, как и в обычных схемах голографии, ограничивается длиной когерентности излучения, используемого при голографировании. Действительно, основная особенность голографии, связанная с возможностью сохранения информации о фазах рассеянных предметом волн, проявляется также и в случае, ког-

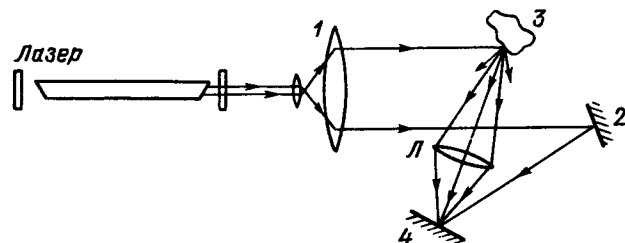
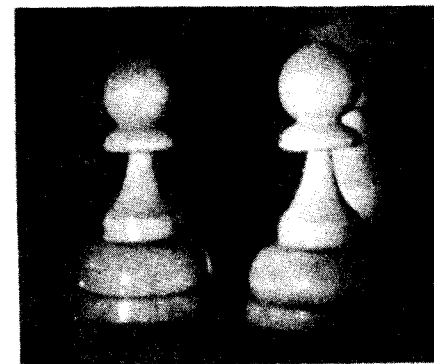


Рис. 4. Регистрация голограмм сфокусированных изображений трехмерных объектов: 1 — коллиматор, 2 — зеркало, 3 — объект, 4 — голограмма, Л — линза.

Рис. 5. Изображение диффузно отражающей сцены, восстановленное сфокусированной голограммой в белом свете.



да голографическая регистрация производится в плоскости сфокусированного изображения. Мнимое изображение трехмерной сцены при восстановлении монохроматическим пучком наблюдается как бы сквозь линзу, мнимое изображение которой восстанавливается за голограммой, ограничивая, как отмечалось выше, поле зрения. Действительное изображение сцены наблюдается вместе с действительным изображением линзы, воспроизводимым со стороны наблюдателя.

При восстановлении в белом свете элементы трехмерной сцены так же, как и в случае плоских объектов (транспарантов), спектрально окрашены, однако эта окраска существенно неоднородна, особенно в случае, когда поверхность объектов имеет заметный рельеф. Такая неоднородность обусловлена сочетанием диффузного рассеяния с зеркальным отражением света подобными поверхностями.

На рис. 5 в качестве примера приведена фотография восстановленного в белом свете изображения диффузно отражающей трехмерной сцены.

Расстояние между фигурами равнялось 1,5 см, расстояние наблюдения составляло 50 см, угол наблюдения соответствовал желто-зеленой области видимого спектра. Как видно из снимка, обе фигуры наблюдаются резкими (неразмытыми).

Определим условия, при которых восстановленное в белом свете изображение трехмерного объекта будет целиком наблюдаться резким. Прием максимальный допустимый размер кружка рассеяния для глаза  $\delta = 0,1$  мм. Для получения реконструированного изображения с размытием не более  $\delta$  необходимо, чтобы монохроматические изображения, восстановленные спектральными составляющими, соответствующими границам видимого спектра ( $\lambda_1 = 0,4$  мкм,  $\lambda_2 = 0,7$  мкм), были смещены относительно друг друга не более чем на  $\delta$ . Для простоты будем считать источник белого света точечным.

Пусть при регистрации на фотопластинку сфокусирован задний план трехмерной сцены. При восстановлении он будет наблюдаться абсолютно резким. Изображение точек переднего плана будет размыто на величину

$$\delta = \frac{1}{\lambda_0} (\lambda_2 - \lambda_1) h \sin \theta_0, \quad (1.18)$$

где  $h$  — глубина голографируемого объекта (сцены),  $\lambda_0$  — длина волны излучения, используемого при голографировании.

Отсюда восстанавливаемая без размывания глубина сцены

$$h = \lambda_0 \delta / \Delta \lambda \sin \theta_0. \quad (1.19)$$

Определим в приближении малых углов минимальное значение  $\theta_0$  из условия

$$\operatorname{tg} \theta_0 \approx \theta_0 \approx (D + \beta l) / 2(\beta + 1) f, \quad (1.20)$$

где  $f$  — фокусное расстояние линзы,  $D$  — диаметр линзы,  $l$  — ширина сцены,  $\beta = l'/l$  — линейное увеличение.

Кружку рассеяния  $\delta$  в обычной фотографии, как известно [88], соответствует глубина резкости в плоскости изображения

$$h_\Phi \approx (\beta + 1) \delta f / D. \quad (1.21)$$

Следовательно,

$$h/h_\Phi = 2\lambda_0 D / \Delta\lambda (D + \beta l). \quad (1.22)$$

Для случая, когда  $\lambda_0 = 0,63$  мкм,  $h/h_\Phi \approx D / (D + \beta l)$ . Отсюда очевидно, что  $h > h_\Phi$ , если  $\beta l < 3D$ .

Таким образом, в большинстве случаев глубина сцены, восстанавливаемая без размывания в белом свете, превышает глубину, обеспечиваемую при фотографировании той же оптикой. Например, если при единичном увеличении  $D = l = 5$  см, то  $h = 2h_\Phi$ .

Следует, однако, заметить, что на практике может быть обеспечена существенно большая глубина качественного наблюдения, что связано с ограниченностью апертуры наблюдательных систем и самого глаза. Действительно, рассмотрим вновь формулу (1.19). Очевидно, что при сокращении ширины спектра восстанавливающего излучения наблюдаемая без размытия глубина сцены возрастает.

Нетрудно показать, что эффективная ширина спектра определяется расстоянием наблюдения  $R_n$  и апертурой наблюдательной системы  $D_n$  (рис. 6). В частности, в работе [28] был проведен соответствующий расчет и показано, что эффективная глубина сцены, наблюдаемая без размывания  $h_{эфф}$ , в предположении, что дисперсия голограммы постоянна для всех углов, определяется только геометрическими параметрами наблюдательной системы, т.е.

$$h_{эфф} = R_n \delta / D_n.$$

Оценки, проведенные в [28–30], в том числе с учетом минимального углового разрешения глаза, показали, что  $h_{эфф}$  при расстояниях наблюдения  $\sim 1$  м может достигать 5 см. В работе [89], где оценка глубины сцены проводилась на основе анализа проекционного построения изображения наблюдательной системой, получены несколько меньшие значения  $h_{эфф}$ . Однако можно считать (и это подтверждается многочисленными экспериментами), что  $h_{эфф}$  имеет порядок единиц санти-

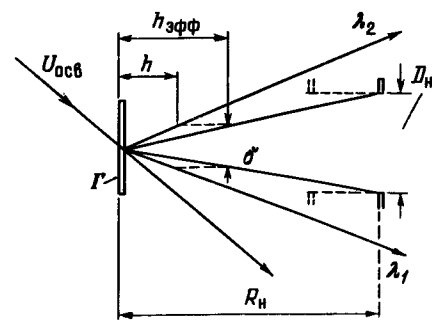


Рис. 6. Схема наблюдения восстановленного изображения системой с ограниченной апертурой.

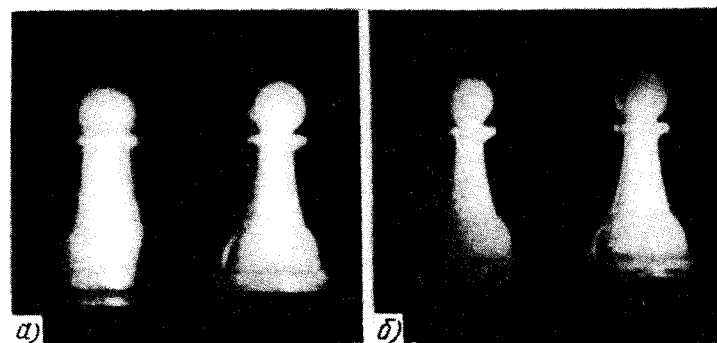


Рис. 7. Восстановленные в белом свете изображения при наблюдении под углами, соответствующими желто-зеленой (а) и красной (б) областям дифракционного спектра.

метров, тем более что различные части трехмерной сцены при регистрации могут фокусироваться по обе стороны голограммы.

Следует, однако, обратить внимание на то обстоятельство, что значение  $h_{эфф}$  зависит от выбора направления наблюдения в телесном угле, содержащем спектрально разложенный восстановленный пучок. Наблюдение в направлении, соответствующем крайним областям видимого спектра, приводит к увеличению  $h_{эфф}$  в связи с ограниченностью спектральной чувствительности глаза [90]. Следовательно, при рассмотривании изображения, восстановленного в белом свете, по направлению, соответствующему красной или сине-фиолетовой области видимого спектра, без размывания воспроизводится сцена с большей глубиной.

Глубина сцены (расстояние между фигурками) на рис. 7 составляла 3,5 см, на фотопластинку фокусировалась передняя фигурка (на рис. 7 — справа), угол падения опорного пучка равнялся примерно  $30^\circ$ ; расстояние наблюдения в обоих случаях составляло 40 см. На рисунке видно, что во втором случае (рис. 7, б) задняя фигурка выглядит совершенно резкой, в то время как для наблюдения под углом, соответствующим центральной области видимого спектра, характерно существенное размывание ее изображения (рис. 7, а). В этом направлении (при сохранении расстояния наблюдения) качественно восстановленное изображение наблюдалось только при уменьшении расстояния между фигурами до 1,5 см, и такое же значение  $h_{эфф}$  дает расчет.

### § 1.3. Свойства голограмм сфокусированных изображений

Особенности сфокусированных голограмм во многом связаны с локализацией восстановленных изображений вблизи плоскости фотопластинки, а также с тем обстоятельством, что объектный пучок формируется с помощью фокусирующей системы.

Как хорошо известно [91], при повороте френелевской голограммы на  $180^\circ$  вокруг вертикальной оси наблюдаемое изображение сцены переворачивается, в то время как при повороте (также на  $180^\circ$ ) вокруг горизонтальной оси ориентация наблюдаемого изображения остается первоначальной. Это свойство связано со сменой наблюдаемого изображения —

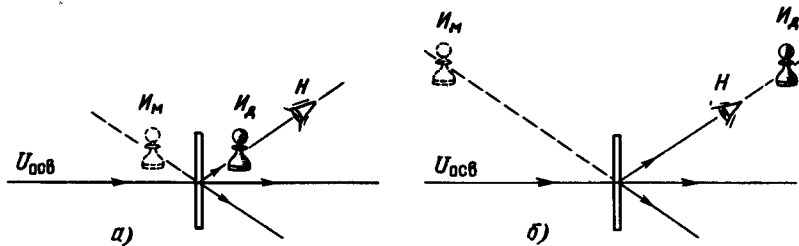


Рис. 8. Наблюдение сопряженных изображений, восстанавливаемых сфокусированной голограммой (а) и голограммой Френеля (б).

при повороте голограммы для наблюдателя происходит замена мнимого изображения действительным, правда, последнее при этом наблюдается расфокусированным. "Переворот" изображения имеет место также, если направление наблюдения изменяется путем перемещения наблюдателя в зону, соответствующую симметричному дифракционному максимуму (при неизменном положении голограммы). Ясно также, что при повороте вокруг горизонтальной оси одновременно со сменой изображений происходит компенсация их "переворота".

Изображения, восстанавливаемые голограммами сфокусированных изображений, в отличие от этого как бы "привязаны" к ее поверхности и при произвольном вращении голограммы поворачиваются вместе с ней [90]. Это отличие объясняется тем, что в случае сфокусированной голограммы наблюдатель всегда находится за плоскостью (областью) фокусировки изображения, в то время как в случае френелевской голограммы он обычно оказывается между плоскостью голограммы и зоной фокусировки действительного изображения (рис. 8), чем и обусловлено наблюдение последнего в перевернутом виде.

Нетрудно, в частности, убедиться, что и в случае френелевской голограммы изображение сцены поворачивается вместе с фотопластинкой, если наблюдатель занимает позицию за плоскостью фокусировки действительного изображения.

Продолжая аналогию с френелевскими голограммами, рассмотрим условия наблюдения изображений, восстанавливаемых сфокусированными голограммами, в зависимости от типа объекта и характера его освещения при голографировании. Если голограмма сфокусированного изображения получена в зеркально отраженном излучении или в проходящем свете без диффузного рассеяния, то при восстановлении с помощью квазиточечного квазимонохроматического источника наблюдатель, как и в случае френелевской голограммы, видит лишь весьма малый участок изображения. При освещении квазиточечным источником белого света наблюдатель видит уже спектрально окрашенную полосу. С увеличением размеров источника увеличивается и наблюдаемый участок изображения.

В случае, когда голограмма сфокусированного изображения получена в диффузно рассеянном (при прохождении или отражении) излучении, уменьшение размеров восстанавливающего источника приводит только к ослаблению общей яркости спектрально окрашенного изображения, которое при любых размерах источника наблюдается целиком. Аналогич-

ные свойства, но при освещении монохроматическим источником (лазером), проявляют, как известно [5-6], изображения, восстанавливаемые голограммами френелевского типа.

При реконструкции протяженным источником белого света спектрально окрашенное изображение зеркально отражающего или пропускающего объекта характеризуется высокой чистотой цветов — излучению с определенной длиной волны соответствует вполне определенный угол дифракции. Поэтому введение в освещающий или дифрагированный пучок цветного фильтра приводит к исчезновению части изображения.

В то же время сфокусированные голограммы, зарегистрированные в диффузном излучении, восстанавливают изображения, в которых цвета спектра существенно перемешаны. Это обусловлено тем, что излучение, характеризующееся определенной длиной волны, дифрагирует в широком интервале углов, поскольку голограмма содержит набор пространственных несущих. Применение фильтра в этом случае обеспечивает одноцветность всего восстановленного изображения при уменьшении его общей яркости.

Интересно отметить, что в случае, когда сфокусированная голограмма регистрируется без диффузного рассеяния объектного пучка, наблюдение восстановленного изображения при освещении такой голограммы излучением лазера существенно затруднено вследствие точечных размеров источника. Наблюдение всего изображения в этом случае можно обеспечить путем проекции его на экран, для чего изображение должно быть действительным. Соответствующие условия были созданы путем проведения двух последовательных фурье-преобразований светового поля, возникающего в плоскости голограммы, с последующей фильтрацией одного из пучков первого порядка дифракции в фурье-плоскости. При помещении сфокусированной голограммы в переднюю фокальную плоскость линзы с фокусным расстоянием  $f$  распределение амплитуд в ее задней фокальной плоскости, как известно (см., например, [92]), описывается выражением

$$U_f(\xi, \eta) = \iint_{-\infty}^{\infty} U_B(x, y) \exp[-i2\pi(\xi x + \eta y)] dx dy, \quad (1.23)$$

где  $\xi = x_f/\lambda f$  и  $\eta = y_f/\lambda f$  — пространственные частоты, а  $x_f$  и  $y_f$  — координаты в задней фокальной плоскости линзы. Подставляя в (1.23) значение  $U_B(x, y)$  из несколько видоизмененной формулы (1.6), имеем

$$U_f(\xi, \eta) = \iint_{-\infty}^{\infty} \{|T(x, y)|^2 + 1\} \exp\{-i(2\pi/\lambda f)[x(x_f + f\theta_0) + yy_f]\} dx dy + \iint_{-\infty}^{\infty} T(x, y) \exp[-i(2\pi/\lambda f)(xx_f + yy_f)] dx dy + \iint_{-\infty}^{\infty} T^*(x, y) \exp\{-i(2\pi/\lambda f)[x(x_f + 2f\theta_0) + yy_f]\} dx dy. \quad (1.24)$$

В фокальной плоскости (фурье-плоскости) три дифрагированных пучка пространственно сдвинуты друг относительно друга, и появляется возможность отфильтровать один из этих пучков, например, с помощью непрозрачного экрана с отверстием. Если при этом вторая линза с таким

же фокусным расстоянием  $f$  устанавливается таким образом, что ее передняя фокальная плоскость совпадает с плоскостью  $(x_f, y_f)$ , то в ее задней фокальной плоскости формируется распределение амплитуд, пропорциональное амплитудному пропусканию объекта, т.е.

$$U'_B(x, y) = F^{-1} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} T(x, y) \exp[-i(2\pi/\lambda f)(xx_f + yy_f)] dx dy \right\} = T(x, y), \quad (1.25)$$

где символ  $F^{-1}$  означает операцию обратного преобразования Фурье. Необходимость проведения такого оптического преобразования поля, формируемого в плоскости голограммы, отпадает в случае, когда на этапе регистрации производится диффузная подсветка объекта.

Поле зрения в дифрагируемых сфокусированной голограммой световых пучках зависит от выбора направления наблюдения при освещении голограммы волной, являющейся копией опорной. В направлении на объект, что соответствует наблюдению мнимого изображения, поле зрения, как уже отмечалось, заметно ограничивается восстановленным мнимым изображением линзы (точнее, ее апертуры). Наоборот, в симметричном направлении, соответствующем действительному изображению, восстановление действительного изображения линзы со стороны наблюдателя обеспечивает наблюдение изображения без ограничения поля зрения, даже если апертура линзы несколько меньше размеров объекта [46–47].

Следует отметить, что использование оптических элементов на этапе регистрации голограммы сфокусированного изображения обеспечивает более высокую энергетическую эффективность процесса записи, чем в случае голограмм френелевского типа, поскольку в плоскость фотопластики попадает все излучение, захватываемое апертурой линзы. Это позволяет сократить время экспозиции в первую очередь в случае голографирования объектов, рассеивающих излучение в большом телесном угле. Кроме того, повышение плотности освещенности в плоскости сфокусированной голограммы можно обеспечить путем уменьшения изображения при регистрации, что также недоступно другим методам голографии.

#### § 1.4. Нелинейная регистрация голограмм сфокусированных изображений

Обычно при анализе процессов получения голограмм предполагается, что пропускание голограммы и экспозиция связаны линейно. Для того чтобы эта связь обеспечивалась на практике, приходится уменьшать видимость интерференционной картины с тем, чтобы пределы изменения экспозиции не выходили за границы линейного участка характеристической кривой. С этой целью интенсивность опорного пучка выбирается в несколько раз больше (обычно 4 ÷ 5) интенсивности предметного пучка [93–94]. Известно, однако, что уменьшение видности интерференционных полос ограничивает дифракционную эффективность, максимальное значение которой достигается при равенстве интенсивностей интерферирующих пучков. Таким образом, при получении голограмм известных типов имеет место хорошо известный компромисс между увеличением дифракционной эффективности и уменьшением нелинейных эффектов, приводящих к появлению шумов.

В этой связи значительный интерес представляет получение голограмм, сочетающих высокую дифракционную эффективность с минимальными нелинейными шумами. Оказывается, что в случае регистрации голограмм сфокусированных изображений оптимальные для восстановления условия обеспечиваются как раз при равенстве интенсивностей объектного и опорного пучков. При этом яркость восстановленных изображений оказывается максимальной, а заметных нелинейных искажений не возникает. Впервые эта особенность сфокусированных голограмм была отмечена нами в работе [35] и позднее — в работе Дж. Брандта [30]. Следует заметить, что в отдельных случаях — при весьма больших перепадах яркости на объекте — голограмма сфокусированного изображения может не передавать весь динамический диапазон яркостей (в этом проявится нелинейность регистрации), однако наличие опорного пучка практически полностью компенсирует возможную неоднородность освещенности в сфокусированном изображении. Действительно, глубина модуляции в интерференционной картине практически всегда существенно превосходит макроскопические перепады интенсивности в поле суперпозиции опорного пучка с неоднородным объектным пучком.

Рассмотрим нелинейную регистрацию сфокусированных голограмм в наиболее общем случае диффузно рассеивающего объекта с небольшими, почти зеркально отражающими участками [95–96]. Обычно в результате нелинейной голографической регистрации такого объекта (мы будем проводить сравнение сфокусированных голограмм с наиболее распространенными френелевскими голограммами) в восстановленном поле появляются три нежелательные "добавки" [97–100]. Это — изображения (причем искаженные из-за изменения кривизны волновых фронтов) в высших максимумах дифракции, диффузно рассеянный фон вокруг изображений (так называемый интермодуляционный шум) и, наконец, ложные изображения в промежутках между соседними дифракционными максимумами. Последние два вида искажений являются наиболее существенными, они обусловлены перекрестной интерференцией (модуляцией) различных пространственных составляющих объектной волны, приводящей к появлению на голограмме дополнительных пространственных несущих. Можно ожидать, что в случае регистрации голограмм сфокусированных изображений, для которых характерна локализованная регистрация информации, эффекты перекрестной модуляции окажутся в значительной степени ослабленными.

Эксперименты по нелинейной регистрации голограмм сфокусированных изображений и контрольных френелевских голограмм проводились в одинаковых условиях: интенсивности интерферирующих пучков в среднем выравнялись; экспозиция подбиралась таким образом, чтобы уровень пропускания обработанных неотбеленных голограмм составлял  $\sim 0,3$ . Угол падения опорного пучка составлял  $30^\circ$ . Расстояние между объектом и фотопластинкой равнялось 40 см; при получении сфокусированных голограмм использовалась линза с фокусным расстоянием, равным 10 см.

Для мнимого изображения, реконструируемого голограммой Френеля (рис. 9, а), характерно присутствие интенсивного интермодуляционного шума и ложного изображения между нулевым и первым максимумами дифракции, в то время как голограмма сфокусированного

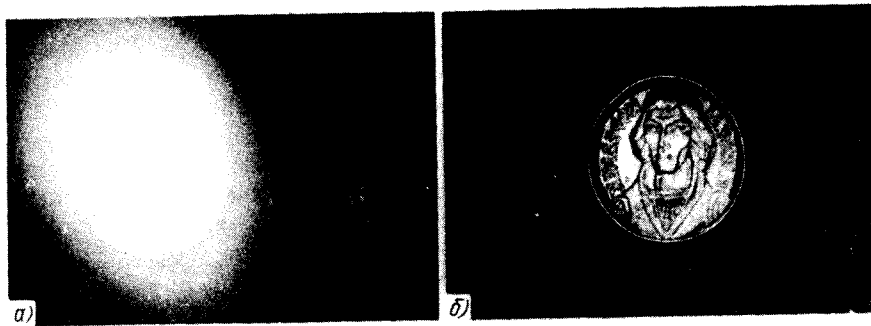


Рис. 9. Изображения, восстановленные нелинейно зарегистрированными голограммами Френеля (а) и сфокусированного изображения (б).

изображения формирует изображение (рис. 9, б), свободное от этих искажений.

Отсутствие искажений, обусловленных нелинейностью процесса регистрации, объясняется локализованной формой записи информации сфокусированными голограммами: каждая точка (малая область) объекта, в том числе диффузно рассеивающего, отображается на такой голограмме также в виде достаточно малой области, размеры которой определяются разрешением фокусирующей системы и удалением плоскости точной фокусировки этой точки от плоскости голографирования. В результате перекрестная модуляция в регистрируемом световом поле ограничивается размерами этой малой области, и интермодуляционный шумовой фон практически не возникает. По этой же причине не появляются и ложные изображения: "яркие" участки объекта, играющие обычно роль источников дополнительных (локальных) опорных пучков, в случае сфокусированной голограммы локализованы в плоскости регистрации в виде малых областей и не интерferируют с остальной частью светового поля.

Такова качественная картина восстановления изображений нелинейно зарегистрированными голограммами сфокусированных изображений. Оценим количественно влияние степени нелинейности процесса регистрации на уровень нелинейных шумов для разных голограмм. Представляется целесообразным в качестве наиболее информативного показателя уровня нелинейных шумов выбрать интенсивность (плотность) диффузного интермодуляционного шума. Действительно, наличие изображений в высших максимумах дифракции можно не принимать во внимание, поскольку в принципе каждое из этих изображений может наблюдаться независимо в связи с ограничением поля зрения сфокусированной голограммы апертурой линзы (см. выше). Появление ложных изображений или их частей носит, в общем-то, случайный характер и зависит от наличия или отсутствия на объекте "ярких" участков — источников дополнительных опорных волн, причем интенсивность этих изображений зависит от отражательной способности таких участков. В то же время интермодуляционный шум возникает при нелинейной регистрации любого диффузно рассеивающего объекта, причем для конкретного объекта его интенсивность может служить мерой влияния неоптимальной относительной интенсивности или неоптимальной экспозиции на качество восстановленного изображения.

На рис. 10 приведено сравнение зависимости интенсивности интермодуляционного шума (в дальнейшем будем называть его нелинейным шумом) от параметров, определяющих степень нелинейной регистрации, для сфокусированных голограмм и голограмм Френеля [96]. В качестве объекта использовался диффузный рассеиватель. При этом предполагалось, что шум, обусловленный зернистостью фотослоя, для обеих голограмм одинаков, поскольку они зарегистрированы на фотопластинках одного типа (Микрат-ВРЛ) при одинаковой средней плотности (амплитудном пропускании) и одинаковой пространственной частоте опорного пучка. Расстояние от объекта до фотопластинки для голограмм обоих типов составляло 40 см.

Значения плотности нелинейного шума получены по результатам фотометрической оценки оптической плотности фотоснимков восстановленных изображений (в одном и том же участке), зарегистрированных в виде диапозитивов при примерно одинаковой яркости и проявленных до плотности  $\sim 0,3$ . Из рис. 10 следует, что для голограммы сфокусированного изображения уровень плотности шума практически постоянен и совпадает с минимальной плотностью фона френелевской голограммы при оптимальном соотношении интенсивностей интерферирующих пучков. При неоптимальном соотношении интенсивностей уровень нелинейного шума, создаваемого голограммой Френеля, резко возрастает.

Далее сравним (рис. 11) зависимость плотности нелинейного шума от длительности экспозиции голограмм при постоянном соотношении интенсивностей объектного и опорного пучков, равном 1:3, и при проявлении голограмм до одинаковой плотности  $\sim 0,3$ . Естественно, время проявления для разных времен экспозиции различно.

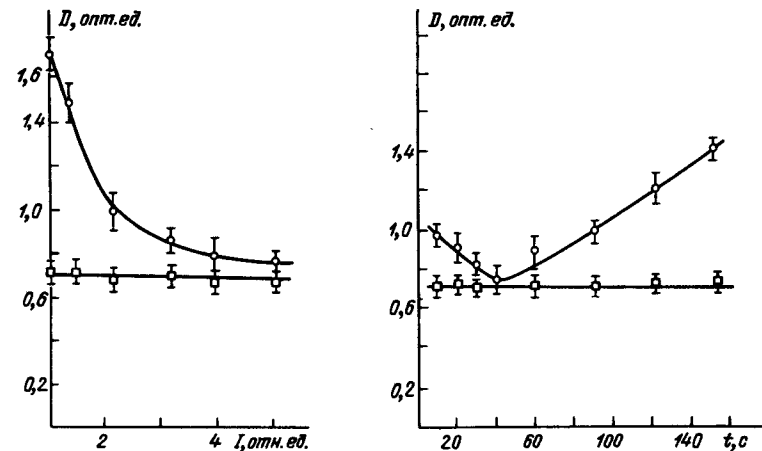
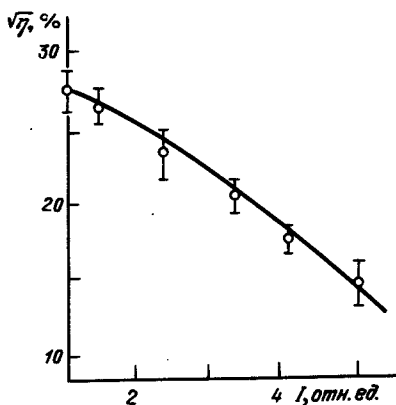


Рис. 10. Зависимость плотности интермодуляционного нелинейного шума (диффузного фона) в восстановленных изображениях от относительной интенсивности объектного пучка;  $\circ$  — для случая френелевской и  $\square$  — для сфокусированной голограммы. Измерения проведены с тремя комплектами голограмм.

Рис. 11. Зависимость плотности нелинейного шума от длительности экспозиции:  $\circ$  — голограмм Френеля и  $\square$  — голограмм сфокусированных изображений. Измерения проведены с тремя комплектами голограмм.

## ГОЛОГРАММЫ СФОКУСИРОВАННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ, ПОЛУЧАЕМЫЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ОПОРНЫХ ВОЛН ПРОИЗВОЛЬНОЙ ФОРМЫ

Рис. 12. Зависимость дифракционной эффективности отбеленной интерференционной решетки от относительной интенсивности пучков.



Из рис. 11 следует, что голограмма сфокусированного изображения обеспечивает минимальный уровень фона независимо от длительности экспозиции фотопластины, в то время как в случае регистрации голограмм по френелевской схеме такой уровень фона имеет место лишь при оптимальной длительности экспозиции. Следовательно, сфокусированная голограмма может регистрироваться при относительно больших экспозициях, обеспечивающих весьма короткое время проявления. Что же касается голограмм Френеля, то при их получении необходимо строго контролировать режим экспозиции и обработки фотопластины во избежание появления значительных нелинейных шумов.

Оценим, какой выигрыш в дифракционной эффективности обеспечивает регистрация голограмм сфокусированных изображений по сравнению с френелевскими при одинаково низком уровне нелинейных шумов (рис. 12).

Анализ этого графика показывает, что при равенстве интенсивностей интерферирующих пучков, являющемся оптимальным для голограммы сфокусированного изображения, ее дифракционная эффективность в  $1,6 \div 2$  раза выше, чем у голограммы Френеля в случае обычно устанавливаемого соотношения интенсивностей  $1:4 \div 1:5$ .

Таким образом, для объектов с глубиной порядка сантиметра регистрация голограмм сфокусированных изображений позволяет за счет повышения относительной интенсивности объектного пучка обеспечить существенное увеличение дифракционной эффективности без появления характерных для нелинейной регистрации шумов.

Следует особо отметить, что только в случае голограмм сфокусированных изображений в высших максимумах дифракции формируются такие же изображения и в том же масштабе, как и в первом максимуме, в то время как у френелевских голограмм в высших максимумах восстанавливаются автокорреляции и автосвертки изображений с сокращением масштаба тем большим, чем больше расстояние от объекта до голограммы [101]. Это обстоятельство делает сфокусированные голограммы полезными при получении изображений в высших максимумах дифракции, в частности, для повышения чувствительности голографической интерферометрии.

### § 2.1. Голографическая регистрация и восстановление при использовании опорной волны от протяженного источника

Принцип голографии, сформулированный в наиболее общем виде, предполагает, что источником опорной волны может быть предмет совершенно произвольной формы. Использование протяженной опорной волны, приводя к образованию сложной интерференционной картины, требует точного воспроизведения исходной конфигурации и на этапе восстановления. Иными словами, в этом случае реконструкция возможна только при использовании волны, являющейся точной копией опорной [37, 102]. Даже незначительный сдвиг (порядка периода интерференционной картины) протяженного источника (см., например, [73 – 74]) приводит практически к полной потере изображения. В фурье-голографии компенсация протяженности опорного источника [36] также осуществляется путем использования при восстановлении либо самого источника, либо его части. При этом допустимы только параллельные сдвиги восстанавливающего источника в пределах входной апертуры. Поэтому в практике голографического эксперимента используют опорные волны простой формы — плоские или сферические, за исключением специальных случаев, когда стоит задача предельно затруднить процесс восстановления.

В то же время в голографии сфокусированных изображений требования к форме используемых волн в связи с локализацией изображения вблизи плоскости голограммы оказываются существенно более простыми. Выше было показано, что при восстановлении протяженным источником сфокусированные голограммы формируют совокупность волн, характеризующихся различными значениями пространственных частот (направлений распространения), каждая из которых несет реконструированное изображение. Можно показать, что использование протяженного источника для создания опорной волны на этапе регистрации сфокусированной голограммы приводит в конечном итоге к дополнительному расширению спектра пространственных частот при восстановлении. Следует ожидать, что процесс реконструкции с точки зрения наблюдателя, способного регистрировать лишь ограниченный спектр пространственных частот, и в этом случае останется независимым от геометрических параметров схемы восстановления.

В работе [24] было установлено, что голограммы сфокусированных изображений, полученные с использованием протяженного опорного источника, допускают восстановление протяженным монохроматическим источником. Позднее было показано [27], что этим свойством в определенной степени обладают голограммы, получаемые без фокусирующей оптики, но вблизи объекта (такие голограммы можно условно называть "квазифрене-



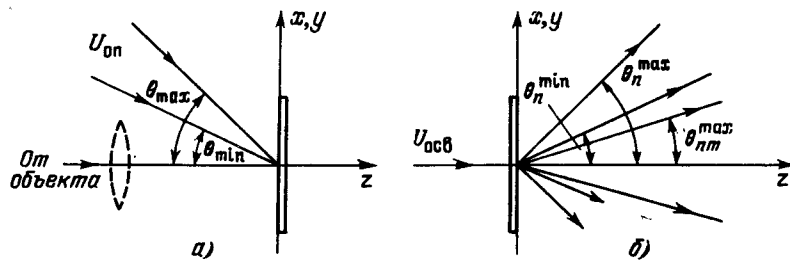


Рис. 13. Ход лучей при регистрации голограммы сфокусированного изображения с протяженным опорным источником (а) и при восстановлении изображения плоской монохроматической волной (б).

левскими"). В работах [41, 103] продемонстрирован и детально изучен наиболее общий случай использования протяженной опорной волны, включающий восстановление не только протяженным, но и полихроматическим источником. Более того, как будет показано в следующей главе, и на этапе регистрации сфокусированной голограммы излучение может характеризоваться достаточно широким спектром временных частот, а также обладать весьма низкой степенью пространственной когерентности.

Итак, рассмотрим наиболее общий случай регистрации голограммы сфокусированного изображения с протяженным когерентным опорным источником и последующего восстановления полихроматическим источником света с произвольной пространственной структурой [41]. Будем считать, что опорная волна, создаваемая протяженным источником, представляет собой совокупность множества плоских волн, поступающих в плоскость голографирования (рис. 13, а) в некотором интервале углов от  $\theta_{\min}$  до  $\theta_{\max}$ . Пользуясь для упрощения записи одномерной моделью и опуская случайную фазовую добавку вида  $\exp i\varphi_n$ , запишем выражение для опорной волны

$$U_{\text{оп}}(x) = \sum_n r_n \exp(-i2\pi\xi_n x), \quad (2.1)$$

где  $\xi_n = \sin \theta_n / \lambda_0$  — пространственная частота  $n$ -й составляющей.

Если предположить, что амплитуды всех элементарных волн одинаковы, то

$$U_{\text{оп}}(x) = \sum_n r_0 \exp(-i2\pi\xi_n x). \quad (2.2)$$

В плоскости голографирования осуществляется регистрация стационарного поля суперпозиции протяженной опорной волны с распределением амплитуд  $T(x)$ , которое соответствует пространственной структуре объекта (амплитудное пропускание или отражение). Как обычно, считаем, что после фотохимической обработки амплитудное пропускание голограммы сфокусированного изображения  $\tau(x)$  пропорционально зарегистрированной ею интенсивности и с точностью до постоянного множителя описывается выражением

$$\tau(x) = \{ |T(x)|^2 + Nr_0^2 \} + \sum_{n=1}^N r_0 T(x) \exp(i2\pi\xi_n x) +$$

$$+ \sum_{n=1}^N -r_0 T^*(x) \exp(-i2\pi\xi_n x) + \sum_{n=1}^N \sum_{\substack{m=1 \\ n \neq m}}^N r_0^2 \exp. [-i2\pi(\xi_n - \xi_m)x] + \sum_{n=1}^N \sum_{\substack{m=1 \\ n \neq m}}^N r_0^2 \exp [i2\pi(\xi_n - \xi_m)x]. \quad (2.3)$$

Примем во внимание, что в плоскости голограммы объектный пучок интерферирует с каждой из пространственных составляющих опорной волны и, кроме того, каждая из этих составляющих интерферирует со всеми остальными. Можно поэтому считать, что на фотопластинке регистрируется соответствующая совокупность интерференционных решеток, периоды которых определяются углами интерференции:

$$\tau(x) = \{ |T(x)|^2 + Nr_0^2 \} + r_0 \sum_n T(x) \exp(i \cdot 2\pi x / d_n) + r_0 \sum_n T^*(x) \exp(-i \cdot 2\pi x / d_n) + r_0^2 \sum_{n,m \neq n} \sum \exp(-i \cdot 2\pi x / d_{nm}) + r_0^2 \sum_{n,m \neq n} \sum \exp(i \cdot 2\pi x / d_{nm}). \quad (2.4)$$

Здесь  $d_n = 1/\xi_n$ ,  $d_{nm} = 1/(\xi_n - \xi_m)$  — периоды элементарных интерференционных решеток (пространственных несущих), регистрируемых голограммой.

Пусть реконструкция производится с помощью плоского монохроматического пучка излучения с произвольной длиной волны  $\lambda'$  и единичной амплитудой. Тогда на выходе голограммы возникает световое поле, описываемое выражением

$$U_B(x) = \{ |T(x)|^2 + Nr_0^2 \} + r_0 \sum_n T(x) \exp [i(2\pi/\lambda')(\lambda'/d_n)x] + r_0 \sum_n T^*(x) \exp [-i(2\pi/\lambda')(\lambda'/d_n)x] + r_0^2 \sum_{n,m \neq n} \sum \exp [-i(2\pi/\lambda')(\lambda'/d_{nm})x] + r_0 \sum_{n,m \neq n} \sum \exp [i(2\pi/\lambda')(\lambda'/d_{nm})x]. \quad (2.5)$$

Принимая во внимание тот факт, что на элементарных решетках с периодами  $d_n$  и  $d_{nm}$  световой пучок с длиной волны  $\lambda'$  дифрагирует соответственно на углы  $\theta'_n$  и  $\theta'_{nm}$ , получим для распределения амплитуд в сечении реконструированного поля плоскостью сфокусированной голограммы

$$U_B(x) = \{ |T(x)|^2 + Nr_0^2 \} + r_0 \sum_n T(x) \exp [i(2\pi/\lambda')x \sin \theta'_n] + r_0 \sum_n T^*(x) \exp [-i(2\pi/\lambda')x \sin \theta_n] + r_0^2 \sum_{n,m \neq n} \sum \exp [-i(2\pi/\lambda')x \sin \theta'_{nm}] + r_0^2 \sum_{n,m \neq n} \sum \exp [i(2\pi/\lambda')x \sin \theta'_{nm}]. \quad (2.6)$$

Здесь  $\sin \theta'_n = \lambda'/d_n$ ,  $\sin \theta'_{nm} = \lambda'/d_{nm}$ .

Таким образом, наряду с осевой волной (описываемой первым слагаемым), в плоскости голограммы сфокусированного изображения возникает пара симметричных изображений (второе и третье слагаемые), наблюдае-

мых в интервале углов от  $\pm \theta_n^{\min}$  до  $\pm \theta_n^{\max}$ . Кроме того, возникает квази-однородный диффузный фон, создаваемый совокупностью световых пучков (четвертое и пятое слагаемые), дифрагированных по обе стороны от оси освещающего пучка в интервале промежуточных углов от  $-\theta_{nm}^{\max}$  до  $+\theta_{nm}^{\max}$  (см. рис. 13, б).

Пусть теперь восстановление производится плоским пучком полихроматического излучения, который запишем в виде

$$U = \sum_{l=1}^L a_0 \exp(-ik_l z), \quad (2.7)$$

предположив, что амплитуды всех монохроматических составляющих одинаковы и равны  $a_0$ , а суммарная интенсивность, в силу некогерентности такого пучка, складывается из суммы интенсивностей каждой составляющей. Тогда световое поле на выходе сфокусированной голограммы можно представить с помощью выражения

$$\begin{aligned} U_B^{(L)}(x) = & a_0 \{ |T(x)|^2 + Nr_0^2 \} + a_0 r_0 \sum_{n=1}^N \sum_{l=1}^L T(x) \exp(ik_l x \sin \theta_{nl}) + \\ & + a_0 r_0 \sum_{n=1}^N \sum_{l=1}^L T^*(x) \exp(-ik_l x \sin \theta_{nl}) + \\ & + a_0 r_0^2 \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^N \sum_{l=1}^L \exp(-ik_l x \sin \theta_{nml}) + \\ & + a_0 r_0^2 \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^N \sum_{l=1}^L \exp(ik_l x \sin \theta_{nml}). \end{aligned} \quad (2.8)$$

Отсюда следует, что при восстановлении полихроматическим излучением интервал углов, в котором наблюдается внеосевое изображение, расширяется за счет дисперсии в направлении, перпендикулярном основному направлению пространственных несущих голограммы. Кроме того, как легко видеть, происходит перемешивание (совпадение пространственных частот) различных монохроматических составляющих, претерпевших дифракцию на решетках с различными периодами. Действительно, элементарные изображения, восстановленные спектральными компонентами с длинами волн  $\lambda'_l$  и  $\lambda''_l$  при дифракции соответственно на элементарных голограммах с периодами  $d''_n$  и  $d'_n$ , наблюдаются под одним и тем же углом при условии, что  $\lambda'_l d''_n = \lambda''_l d'_n$ . Световое поле, создаваемое диффузно рассеянным фоном, при этом также занимает больший телесный угол, и в нем проявляется незначительная дисперсия. Следует подчеркнуть, что для этого пучка расширение интервала углов (полосы пространственных частот) происходит равномерно по всем направлениям (в отличие от внеосевых пучков), что обусловлено отсутствием преимущественного направления пространственных несущих в микроструктуре, обусловленной перекрестной интерференцией в опорном пучке.

Наконец, в случае восстановления волной от полихроматического протяженного источника, которую, полагая, что все спектральные и простран-

ственные компоненты взаимно некогерентны и имеют одинаковые амплитуды, запишем в виде

$$U_{\text{осв}} = c_0 \sum_{r=1}^R \sum_{l=1}^L \exp(-ik_l x \sin \theta_r) = c_0 \sum_{r=1}^R \sum_{l=1}^L \exp(-i2\pi \xi_{rl} x), \quad (2.9)$$

в выражении для восстановленной волны внеосевым изображениям соответствуют слагаемые вида

$$U_{B1}^{\Sigma}(x) = c_0 r_0 \sum_r \sum_l \sum_n T(x) \exp[-ik_l x (\sin \theta_r - \sin \theta_{nl})] \quad (2.10)$$

и

$$U_{B2}^{\Sigma}(x) = c_0 r_0 \sum_r \sum_l \sum_n T^*(x) \exp[ik_l x (\sin \theta_r - \sin \theta_{nl})].$$

Отсюда следует, что интервал пространственных углов, в котором наблюдаются внеосевые восстановленные изображения, дополнительно расширяется за счет дисперсии большого числа пространственных составляющих, поскольку под одним и тем же углом дифрагируют волны, для которых

$$\lambda'_l / d''_n = \lambda''_l / d'_n = \lambda'_l / d''_n + \sin \theta_r, \quad (2.11)$$

и наблюдаемое в направлении первого максимума дифракции световое поле представляет собой результат взаимного наложения различных спектральных и пространственных составляющих реконструированной волны.

Легко показать, что и диффузно рассеянное световое поле, распространяющееся вблизи оси освещающего пучка, при этом расширяется (появляются дополнительные углы  $\theta_{rlnm}$ ), и степень его диффузности увеличивается в связи с дифракцией множества пространственных составляющих освещающей волны на наборе пространственных несущих голограммы.

Таким образом, проведенный анализ показывает, что возможность наблюдения неразмытого реконструированного изображения двумерного объекта в случае, когда результирующее световое поле представляет собой совокупность множества элементарных изображений, формируемых пучками различных направлений и различных длин волн, является прямым следствием локализации всех этих изображений в плоскости голограммы сфокусированного изображения. Если голографируемый объект является трехмерным, то участки восстановленного изображения, лежащие вне плоскости голограммы, наблюдаются размытыми вследствие протяженности опорного источника и дисперсии. Однако до определенных пределов это размытие для точки не превышает допустимого кружка рассеяния, что позволяет распространить рассмотренную для двумерных объектов возможность восстановления без размывания на объекты с определенной глубиной.

## § 2.2. Глубина сцены, восстанавливаемая голограммами сфокусированных изображений с протяженным опорным источником

В случае, когда при голографировании используется опорная волна от протяженного опорного источника, воспроизводимая без видимого размывания (размывания) глубина сцены оказывается ограниченной даже при восстановлении монохроматическим излучением. Действительно, в этом

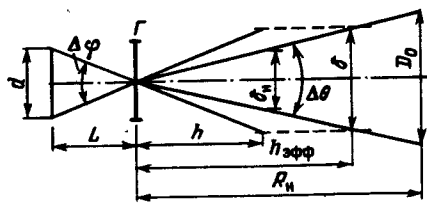


Рис. 14. Размазывание точки восстановленного изображения вследствие протяженности опорного источника.

случае размывание точки восстановленного изображения, находящейся вне плоскости сфокусированной голограммы, определяется угловыми размерами опорного источника. При этом, в отличие от размывания за счет дисперсии, размазывание точки одинаково по всем направлениям. Следует, однако, принимать во внимание, что наблюдаемое размазывание точки изображения зависит от величины угла, стягиваемого апертурой наблюдательной системы (глаза) (рис. 14).

В зависимости от соотношения угловых размеров опорного источника и апертуры наблюдательной системы при выбранном расстоянии наблюдения угловое размазывание  $\Delta\varphi$  точки восстановленного изображения может быть больше или меньше апертурного угла  $\Delta\theta$ . В случае, когда  $\Delta\varphi < \Delta\theta$ , наблюдаемое угловое размазывание  $\delta_n$  точки на глубине  $h$  от плоскости голограммы определяется только угловыми размерами источника:

$$\delta_n = dh/L, \quad (2.12)$$

где  $d$  — диаметр опорного источника,  $L$  — расстояние от опорного источника до голограммы.

В случае, когда  $\Delta\varphi > \Delta\theta$ , наблюдаемое размазывание ограничивается апертурой наблюдательной системы и, следовательно, уже не зависит от угловых размеров опорного источника,  $\delta_n$  для выбранного расстояния наблюдения  $R_n$  является величиной постоянной:

$$\delta_n' = D_0 h/R_n, \quad (2.13)$$

где  $D_0$  — размер апертуры наблюдательной системы, а  $R_n$  — расстояние наблюдения.

Отсюда качественное наблюдение восстановленного изображения сцены с глубиной  $h_{эфф}$  обеспечивается при условии, что видимое размазывание не превышает размеров допустимого кружка рассеяния для глаза

$$h_{эфф} = \delta R_n/D_0. \quad (2.14)$$

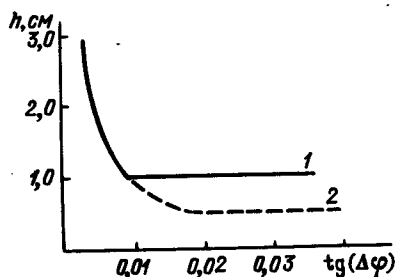


Рис. 15. Зависимость воспроизводимой без размазывания глубины сцены от углового размера опорного источника: 1 — для  $R_n = 40$  см; 2 — для  $R_n = 20$  см.

Для глаза  $\delta = 0,01$  см,  $D_0 = 0,4$  см, следовательно,  $h_{эфф} = 0,025 R_n$ , и с расстояния в 40 см наблюдаемая без размазывания глубина сцены достигает 1 см.

Как видно из рис. 15, для каждого  $R_n$  кривая состоит из двух участков, один из которых соответствует случаю  $\Delta\varphi < \Delta\theta$  и является общим для обеих кривых, а второй (прямолинейный) — случаю  $\Delta\varphi > \Delta\theta$ .

Эксперименты по регистрации голограмм сфокусированных изображений при различных размерах протяженного опорного источника [90] проводились по схеме с рассеянием квазиплоского пучка с помощью диффузора. Размер опорного источника варьировался путем изменения расстояния от диффузора до плоскости голограммы и изменения диаметра квазиплоского пучка перед диффузором. Голограммы регистрировались на различных расстояниях от плоскости резкого изображения, и расстояние, на котором размазывание начинало превышать допустимый кружок рассеяния, оценивалось путем сопоставления фотоснимков, полученных при фиксированных расстояниях до плоскости голограммы, а также визуально. Экспериментальные результаты показали хорошее согласие с данными графика, приведенного на рис. 15.

Следует отметить, что при восстановлении белым светом имеет место дополнительное размазывание (обусловленное дисперсией) в направлении, перпендикулярном направлению пространственной несущей голограммы сфокусированного изображения. Это приводит к некоторому сокращению наблюдаемой резко глубины сцены. Степень такого дополнительного размазывания определяется факторами, рассмотренными в гл. 1 (угол падения опорного пучка, расстояние наблюдения восстановленного изображения, апертура наблюдательной системы, выбор направления наблюдения в пределах реконструированного пучка).

### § 2.3. Свойства голограмм сфокусированных изображений, получаемых с диффузно рассеянной опорной волной

На практике при использовании лазера, являющегося квазиточечным источником излучения, протяженный источник может быть создан путем пропускания лазерного пучка сквозь диффузно рассеивающую среду, либо отражения его от предмета с диффузно рассеивающей поверхностью.

В экспериментах [41] (рис. 16) протяженный источник формировался путем пропускания лазерного пучка сквозь диффузный рассеиватель (матовое стекло) и отражения от шероховатой металлической пластинки. Объектами для получения голограмм служили прозрачные и диффузно отражающие объекты. Сфокусированные изображения формировались в основном с увеличением в пределах от 1/2 до 2.

Восстановление проводилось путем освещения голограмм источниками света различной геометрической структуры и различного спектрального состава. Восстановленные изображения наблюдались визуально и регистрировались фотографически. Результаты экспериментов показали, что голограммы сфокусированных изображений, полученные с протяженными опорными источниками, сохраняют свойство качественной реконструкции, не критичной к взаимному положению голограммы и освещающего

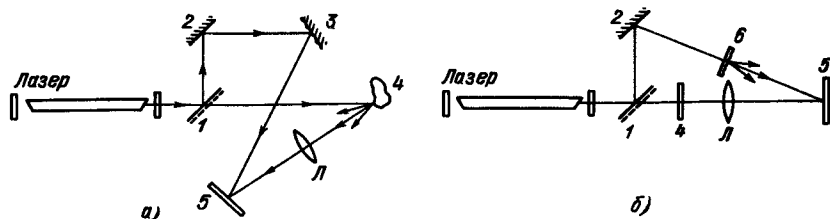


Рис. 16. Регистрация голограмм сфокусированных изображений с использованием протяженного опорного источника в отраженном (а) и проходящем (б) излучении: 1 – светоделиватель, 2, 3 – зеркала, 4 – объект, 5 – голограмма, 6 – диффузный рассеиватель, Л – линза.

источника, независимо от пространственной структуры восстанавливающего пучка и его спектрального состава.

При освещении такой голограммы плоским монохроматическим пучком (например, лазерным) внеосевое восстановленное изображение соответствующего цвета наблюдается в достаточно широком телесном угле, определяемом рассеивающими свойствами используемого диффузора. Это означает, что в соответствии с проведенным выше анализом формируется совокупность световых пучков, несущих одинаковые изображения и характеризующихся различными значениями пространственных частот.

Использование источника полихроматического излучения – точечного или протяженного – приводит к восстановлению спектрально окрашенного изображения, наблюдаемого в более широком интервале углов по направлению дисперсии голограммы. Для восстановленных изображений характерно весьма значительное перемешивание спектральных цветов. Это перемешивание, однако, проявляется в меньшей степени в случае, когда объектный пучок имеет незначительную диффузную составляющую, например, при голографировании транспарантов. В направлении нулевого максимума дифракции наблюдается диффузно рассеянное поле

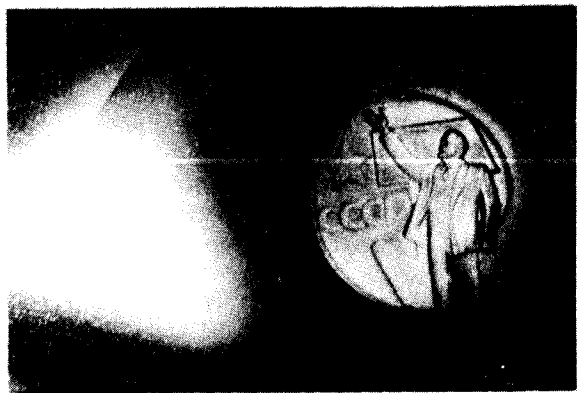


Рис. 17. Восстановленное изображение барельефа, формируемое сфокусированной голограммой, и сечение пучка нулевого порядка (слева).

с весьма незначительной дисперсией, как это и следует из проведенного выше анализа.

На рис. 17 приведен фотоснимок восстановленного в белом свете изображения диффузно отражающего объекта, которое формируется в плоскости голограммы сфокусированного изображения, полученной с диффузно рассеянным с помощью матового стекла опорным пучком.

Легко видеть, что в направлении нулевого максимума дифракции возникает диффузно рассеянное поле, определяемое пространственной структурой используемого протяженного источника (в нашем случае – матового стекла, освещенного лазерным пучком).

Таким образом, основная особенность голограмм сфокусированных изображений, приводящая к формированию восстановленных изображений в плоскости голограммы или вблизи нее, обеспечивает вполне приемлемое для наблюдателя качество этих изображений даже в случае, когда результирующее световое поле представляет собой совокупность большого количества одинаковых изображений, которые несут пучки различных направлений и цветов (длин волн). Применение протяженного опорного источника приводит только к увеличению количества таких пучков и к совпадению направлений распространения части из них.

Успешное использование опорного источника произвольной пространственной структуры при голографировании сфокусированных изображений приводит нас к возможности применения в качестве опорного пучка части излучения, рассеянного голографируемым объектом.

#### § 2.4. Использование в качестве опорной волны части рассеянного объектом излучения

Формирование опорной волны из светового поля, рассеянного голографируемым объектом, представляет интерес в связи с возможностью компенсации нежелательных фазовых искажений объектной волны, приводящих к смазыванию регистрируемой голограммы.

Регистрация голограмм Френеля с использованием опорной волны, отраженной от голографируемого объекта, проводилась в работах [104–110]. В этих работах опорный пучок создавался путем выделения из рассеянного объектом поля излучения одной сферической волны. Такое схемное решение обусловлено необходимостью применения в традиционной голографии опорных пучков простой формы.

При голографической регистрации сфокусированных изображений, допускающей практическую возможность использования диффузно рассеянного опорного пучка, опорную волну можно создать, отделяя часть рассеянного объектом излучения без какой-либо пространственной фильтрации или других вынужденных ограничений [103].

Рассеянное объектом излучение лазера с помощью светоделивателя (который располагался как перед линзой, так и за ней) разбивалось на два пучка, один из которых формировал с помощью линзы резкое изображение в плоскости фотопластинки, а второй отражался от зеркала и направлялся на фотопластинку под углом  $\sim 30^\circ$  к ней так, что в плоскости фотопластинки этот пучок создавал квазиоднородное распределение интенсивности излучения по полю. При расположении светоделивателя за линзой

однородность опорного пучка обеспечивалась соответствующим подбором длины оптического пути.

В случае значительного рассеяния излучения объектом, а также при больших расстояниях от объекта до плоскости регистрации голограммы, в опорном пучке использовалось сферическое (вогнутое) зеркало, либо "уплотнение" пучка производилось с помощью длиннофокусной линзы. Оптимальное для голографии сфокусированных изображений соотношение интенсивностей интерферирующих пучков обеспечивалось подбором характеристик пропускания светоделителя в зависимости от отражательной способности объекта и длин оптических путей в объектном и опорном пучках. В случае, когда отраженное объектом излучение содержало значительную зеркальную составляющую, освещение объекта, во избежание появления бликов, производилось через диффузный рассеиватель.

Голограммы сфокусированных изображений, зарегистрированные в соответствии со схемой рис. 18, формировали качественные внеосевые восстановленные изображения как при освещении точечным источником монохроматического излучения (лазером), так и протяженным источником монохроматического излучения (лампой накаливания с матовым баллоном) при произвольном взаимном положении голограммы и источника излучения. Свойства реконструированных изображений и условия их наблюдения аналогичны описанным выше свойствам, характерным для случая использования независимого протяженного источника опорной волны — цветовое насыщение спектральной окраски незначительно, хотя изменение цветов с переменной угла наблюдения имеет место, изображение наблюдается в достаточно широком интервале углов. В осевом направлении также наблюдается диффузно рассеянное поле.

Воспроизводимая без размазывания глубина сцены соответствует приведенной выше оценке и при значительных угловых размерах опорного источника определяется апертурой наблюдательной системы (при визуальном наблюдении — глаза).

Ход лучей в схеме рис. 18 в определенной степени аналогичен ходу лучей в установке Колфилда [104], использующей линзу с точечной диафрагмой для выделения сферической опорной волны из рассеянного объектом волнового поля. Однако регистрация голограмм сфокусированных изображений позволяет со значительно большей эффективностью использовать отраженное излучение для создания опорной волны без применения приспособлений для пространственной фильтрации. Следует так-

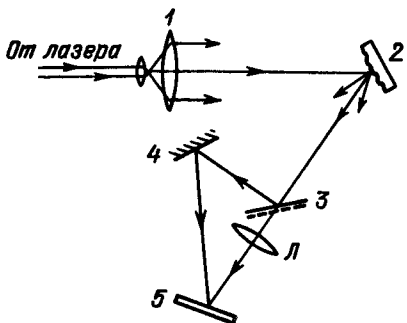


Рис. 18. Регистрация сфокусированной голограммы с опорной волной от объекта: 1 — коллиimator, 2 — объект, 3 — светоделиитель, 4 — зеркало, 5 — голограмма, Л — линза.

же отметить, что интенсивность опорной волны в нашем случае должна быть равна средней интенсивности сфокусированного изображения, а для френелевской голограммы необходимо обеспечить интенсивность опорной волны в несколько раз большую, чем интенсивность объектной волны.

Голограммы сфокусированных изображений, полученные с использованием части рассеянного объектом излучения в качестве опорного пучка, обладают важным и интересным свойством — малые изменения положения объекта или его участков во время экспозиции, либо в промежутке между последовательными экспозициями не приводят к смазыванию голограммы и практически не сказываются на виде восстановленных изображений.

Продолжая аналогию со схемой голографирования с локальным опорным пучком [105, 107], сравним это свойство описываемых голограмм с результатами работы [111], в которой проводилась голографическая регистрация объектов, случайно изменяющих свое положение в пространстве с малой амплитудой смещения. В этой работе использовался так называемый локальный опорный пучок, полученный путем отражения части падающего на объект излучения с помощью небольшого зеркала, закрепленного на объекте. Подобное исследование проводилось также в работе [107]. Источником опорной волны в [107] служило сформированное линзой и выделенное диафрагмой сильно уменьшенное изображение голографируемого объекта.

В обоих рассмотренных случаях использование схемы голографии Френеля приводит к необходимости пространственной фильтрации рассеянного поля для выделения сферической или квазисферической волны. Однако при этом приходится мириться с существенными потерями света в опорном пучке. В схеме регистрации голограмм сфокусированных изображений с опорной волной, рассеянной поверхностью голографируемого объекта, также обеспечивается компенсация разности фаз объектной и опорной волн, возникающей при смещении объекта, позволяющая сохранить высокий контраст пространственной несущей в случае малых смещений объекта. При этом, однако, нет необходимости осуществлять какую-либо пространственную фильтрацию рассеянной объектом волны; достаточно лишь произвести разделение рассеянной предметом волны с помощью полупрозрачного зеркала (амплитудное деление).

В экспериментах был зарегистрирован набор двукратно экспонированных голограмм сфокусированных изображений диффузно отражающей металлической пластинки, которая в промежутке между экспозициями смещалась и изгибалась в пределах от 5 до 150 мкм с интервалом в  $5 \div 10$  мкм. При восстановлении (как лазерным, так и белым светом) в первом максимуме дифракции формировалось изображение пластинки, но голографической интерферограммы, которая характеризовала бы картину распределения смещений (деформаций), не наблюдалось. Контрольная регистрация двукратно экспонированной сфокусированной голограммы, проведенная одновременно с помощью независимого диффузно рассеянного опорного пучка, приводила к восстановлению соответствующих интерферограмм. В качестве примера на рис. 19 приведены фотоснимки восстановленных изображений, полученных при освещении белым светом основной и контрольной голограмм.

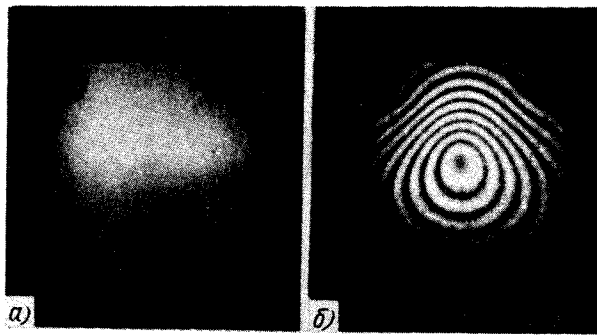


Рис. 19. Изображения, восстановленные дважды экспонированными сфокусированными голограммами, полученными с опорным пучком, рассеянным объектом (а), и с независимым диффузно рассеянным опорным пучком (б).

Приведенный на рис. 19 пример соответствует изгибу пластинки при смещении в ее центре, равном  $5,0 \pm 0,5$  мкм.

Поскольку для описанного метода характерна весьма малая чувствительность процесса регистрации голограмм к воздействию вибраций, голографирование может проводиться без соблюдения традиционных требований к механической стабильности установки. Действительно, сфокусированные голограммы хорошего качества были получены при компоновке элементов установки на обычном лабораторном столе; естественно, голограммы с независимым опорным пучком в этих условиях полностью смазывались. Измерения показали, что схема регистрации голограмм сфокусированных изображений с опорным пучком, рассеянным объектом, не чувствительна к различного рода смещениям вплоть до величины порядка 100 мкм. При деформациях (смещениях), превышающих 100 мкм, размазывание восстановленного изображения начинает наблюдаться визуально, поскольку для каждой точки оно становится больше допустимого кружка рассеяния. Это означает, что при использовании описанного метода достаточным оказывается выполнение требований по стабильности, характерных для фотографической регистрации. Иными словами, в процессе экспозиции объект может смещаться, в том числе вследствие вибраций, на величину не более 0,1 мм, в то время как в обычных схемах голографии допускаются смещения не более чем на 0,1 мкм.

Следует подчеркнуть, что для получения достаточно интенсивного опорного пучка, в отличие от [111], нет необходимости устанавливать на объекте локальный отражатель, тем более что это не всегда может быть осуществлено.

Проанализируем эти особенности голограмм сфокусированных изображений, получаемых с использованием в качестве опорной волны части рассеянного объектом излучения. Будем считать, что в соответствии с экспериментом, результаты которого приведены на рис. 19, в процессе экспозиции объект смещается один раз. Опорная волна представляет собой диффузно рассеянное поле во френелевской зоне, следовательно, ее можно считать в макроскопическом смысле однородной (постоянной функцией координат плоскости регистрации). Запишем

опорную волну в виде

$$U_{\text{оп}}(x, y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} A(\xi, \eta) \exp[i2\pi(x\xi + y\eta + lz)] d\xi d\eta, \quad (2.15)$$

$$\text{где } A(\xi, \eta) = -\frac{1}{\lambda^2} \int_{-\infty}^{\infty} T(x_0, y_0) \exp[-i2\pi(x_0\xi + y_0\eta)] dx_0 dy_0 -$$

пространственный (угловой) спектр диффузно рассеивающего объекта;  $l = [1 - (\xi^2 + \eta^2)]^{1/2}$ , причем полагаем  $(\xi^2 + \eta^2) \ll 1$ , т.е. не рассматриваем поверхностные волны. Предметная волна представляет собой, как обычно, сформированное оптической системой изображение объекта, характеризующее амплитудным распределением  $T(x_0, y_0)$  и некоторой пространственной частотой, определяемой углом ее падения на плоскость регистрации:

$$U_{\text{пр}}(x, y) = T(x, y) \exp(i2\pi\xi_{\text{пр}}x). \quad (2.16)$$

Запишем выражение для пропускаемого сфокусированной голограммы, соответствующего одному из восстановленных изображений:

$$\tau(x, y) = U_{\text{пр}} U_{\text{оп}}^* = T(x, y) \exp(i2\pi\xi_{\text{пр}}x) \int_{-\infty}^{\infty} A_0 \times \\ \times \exp[-i2\pi(\xi x + \eta y + lz)] d\xi. \quad (2.17)$$

Выражение записано в предположении, что все составляющие пространственного спектра характеризуются постоянной амплитудой  $A_0$ .

При сдвигах объекта вдоль оси  $z$  или его поворотах вокруг осей  $x$  и  $y$  изменяется фаза объектной и опорной волн, однако очевидно, что разность фаз, определяющая аргумент косинуса в выражении для переменной составляющей интерференционного поля, остается постоянной. Следовательно, интерференционная картина в плоскости  $(xy)$  остается неподвижной, а смещаются только элементы изображения объекта (из-за однородного при сдвиге и неоднородного при повороте изменения его масштаба). При сдвиге объекта в собственной плоскости интерференционная картина также остается неподвижной, поскольку в плоскости голограммы встречаются и интерферируют соответствующие лучи.

Пусть, например, объект сдвинулся во время экспозиции на величину  $u$ , тогда голограмма зарегистрирует смещенную картину на той же пространственной частоте. Очевидно, что выражение для пропускаемого сдвинутой голограммы мы получим, интегрируя (2.17) по смещению  $u$ :

$$\tau_{\text{сд}}(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} T(x - u, y) \exp(ik \xi_{\text{пр}}x) \times \\ \times \left[ \int_{-\infty}^{\infty} A_0 \exp[-i2\pi(\xi x + \eta y + lz)] d\xi d\eta \right] du. \quad (2.18)$$

Запишем функцию пропускаемого голограммы сдвинутого объекта в виде свертки произвольно сдвинутой функции  $\tau$  и прямоугольной функции шириной  $\Delta u$ :

$$\tau_{\text{сд}}(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \tau(x, y) \text{rect}\left(\frac{x - u}{\Delta u}\right) du = \tau(x, y) \oplus \text{rect}\left(\frac{x}{\Delta u}\right). \quad (2.19)$$

Поскольку волна, восстановленная голограммой неподвижного объекта, имеет вид

$$U_{\text{в}}(x, y) = cT(x, y) \int_{-\infty}^{\infty} \exp\{-i2\pi[(\xi + \xi_{\text{пр}})x + \eta y + lz]\} d\xi d\eta,$$

то при неизменной фазе голограмма сдвигаемого объекта реконструирует волну

$$U_{\text{в.сд}}(x, y) = cT(x, y) \otimes \text{rect}\left(\frac{x}{\Delta u}\right) \times \int_{-\infty}^{\infty} \exp\{-i2\pi[(\xi + \xi_{\text{пр}})x + \eta y + lz]\} d\xi d\eta, \quad (2.20)$$

т.е. воспроизводится изображение предмета, в котором каждая точка оказывается размытой на величину  $\Delta u$ .

Этот вывод подтверждается результатами эксперимента: в восстановленном изображении при смещении более 0,1 мм наблюдается слабое размытие деталей.

Таким образом, голографическая регистрация сфокусированных изображений с использованием в качестве опорного пучка части рассеянного объектом излучения расширяет возможности методов голографии с локальной опорной волной, поскольку обеспечивает простоту восстановления, минимальные потери света при формировании опорного и объектного пучков, а также осуществляется при выполнении весьма простых требований к механической стабильности элементов.

Особенности голографической регистрации сфокусированных изображений с использованием в качестве опорной волны части рассеянного объектом излучения позволяют, в принципе, создать компактное устройство для голографирования (голографическую камеру), позволяющее использовать лазер только на этапе регистрации, причем используемый лазер может генерировать излучение в многомодовом режиме и характеризоваться малой длиной когерентности.

### § 3.1. Голографическая регистрация в многомодовом излучении с диффузным рассеянием опорной волны

Во всех практических схемах голографии в качестве источника излучения используются лазеры, генерирующие в режиме с одной поперечной модой. Обычно подбираются условия, при которых генерируется мода наиболее низкого порядка — ТЕМ<sub>00</sub>. В этом случае пространственную когерентность излучения можно считать абсолютной. Специально для задач голографии разрабатываются также одночастотные лазеры, излучение которых содержит одну продольную моду и, следовательно, характеризуется весьма высокой степенью временной когерентности. Необходимость выбора такого режима генерации, приводящего к значительному ограничению мощности излучения, обусловлена тем обстоятельством, что при использовании наиболее выгодного энергетически многомодового режима степень когерентности излучения (в первую очередь пространственная) оказывается недостаточной для регистрации качественных голограмм. Восстановленным изображениям в этом случае присущи серьезные искажения, связанные с пространственной структурой многомодового лазерного пучка [113–114].

Известен метод голографирования в многомодовом излучении [115], основанный на точном совмещении пространственной структуры опорного и объектного пучков в плоскости голограммы. Однако возможность практического применения такого метода существенно лимитируется в связи с ограниченностью класса объектов, доступных для голографирования, и сложностью настройки. Кроме того, этот метод не позволяет полностью устранить шумовую пространственную модуляцию изображений, связанную с характерной неоднородностью поля многомодового лазерного пучка.

Между тем возможность голографирования в многомодовом излучении представляет существенный практический интерес, особенно в тех случаях, когда геометрические параметры объектов и самой схемы требуют использования излучения с максимально достижимой мощностью. Обычно неоднородность поля многомодового излучения в объектном пучке без труда устраняется при его диффузном рассеянии. Однако такое же рассеяние опорного пучка обычно оказывается невозможным, поскольку оно эквивалентно использованию протяженного опорного источника со всеми вытекающими отсюда последствиями.

Тем не менее, как показано в работах [116–117], на основе схемы голографии сфокусированных изображений при использовании лазеров, работающих в режиме с произвольным числом продольных и поперечных мод,

могут быть обеспечены условия регистрации голограмм, формирующих при восстановлении изображения, свободные от обычных искажений. Исходная предпосылка состоит в том, что для голограммы сфокусированного изображения, допускающей, как было показано выше, использование протяженного опорного источника, достаточно обеспечить квазиоднородное распределение излучения, соответствующего различным модам, по всему сечению опорного и объектного пучков. Заметим, что диффузно рассеянный опорный пучок может быть в принципе использован в любой схеме голографирования, однако необходимость абсолютно точного сохранения исходной конфигурации схемы на этапе реконструкции приводит на практике к чрезвычайно серьезным экспериментальным трудностям. Только в рассматриваемом случае голографирования сфокусированных изображений процесс восстановления оказывается не критичным к взаимному положению голограммы и реконструирующего источника, а также не зависит от пространственной структуры последнего. Позднее развитый в [116–117] метод голографирования в многомодовом излучении был использован в работе [118] для получения голографических интерферограмм фазовых объектов.

Рассмотрим процесс голографической регистрации сфокусированного изображения плоского полупрозрачного объекта (транспаранта) в случае, когда осуществляются диффузная подсветка объекта и диффузное рассеяние опорного пучка (рис. 20).

Запишем амплитудно-фазовое распределение в некотором сечении многомодового излучения лазера в виде, использованном Ю.Н. Денисюком с сотрудниками в работах [114, 119]:

$$U_0(x, z, t) = \int_0^{\infty} \sum_{m, n} P_m(x) S_{mn}(k) \exp[-i(kz - \omega t)] dk, \quad (3.1)$$

где  $P_m(x)$  — амплитудно-фазовое распределение в  $m$ -й поперечной моде,  $S_{mn}(k)$  — амплитудно-фазовое распределение по спектру,  $k = 2\pi/\lambda = \omega/c$  — волновое число.

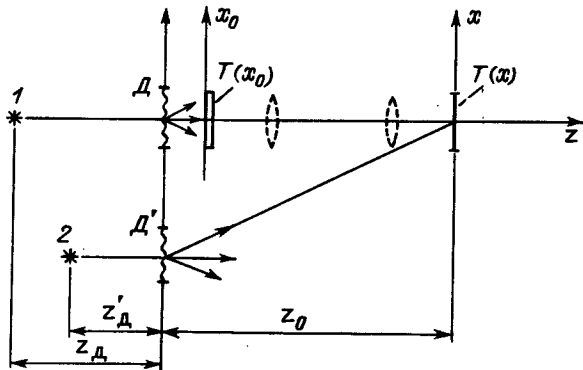


Рис. 20. Схема регистрации сфокусированной голограммы с диффузной подсветкой и диффузным рассеянием опорной волны: 1, 2 — источники излучения, D, D' — диффузные рассеиватели.

Распределение света в пучке, прошедшем сквозь диффузный рассеиватель (будем использовать его как опорный пучок), представим в виде

$$U_{оп}(x, t) = c_1 \int_0^{\infty} \exp[-i(kz_D - \omega t)] \exp[ik(z_0 + x^2/2z_0)] \times \sum_{m, n} S_{mn}(k) \left\{ \int_{S_D} P_m(\xi) \exp[ik\Delta(\xi)] \exp(-ikx\xi/z_0) d\xi \right\} dk. \quad (3.2)$$

Здесь  $\xi$  — координата в плоскости диффузного рассеивателя,  $x$  — координата в плоскости регистрации голограммы,  $z_0$  — расстояние по оси  $z$  между плоскостью диффузного рассеивателя и плоскостью голографирования,  $z_D$  — расстояние от источника излучения до диффузного рассеивателя,  $\Delta(\xi)$  — случайное изменение фаз, вносимое в пучок диффузным рассеивателем.

Рассеянное диффузором световое поле записано в приближении малых углов ( $z \ll \xi$ ) с помощью преобразования Фурье. После прохождения светового пучка (3.1) последовательно через диффузный рассеиватель и объект, характеризуемый функцией амплитудного пропускания  $T(x_0)$ , в плоскости объекта возникает распределение амплитуд

$$U_{об}(x_0, t) = c_2 \int_0^{\infty} T(x_0) \exp[-i(k'z'_D - \omega't)] \exp[ik'(z'_0 + x^2/2z'_0)] \times \sum_{m', n'} S_{m'n'}(k') \left\{ \int_{S'_D} P_{m'}(\xi_0) \exp[ik'\Delta'(\xi_0)] \exp(-ik'x_0\xi_0/z'_0) d\xi_0 \right\} dk'. \quad (3.3)$$

Пусть это распределение (например, путем двух последовательных преобразований Фурье с помощью афокальной линзовой системы) переносится в плоскость регистрации  $x$ ; при этом для упрощения записи будем считать, что  $z_0 = z'_0$  и плоскость  $\xi$  совпадает с плоскостью  $\xi_0$ , тогда

$$U_{об}(x, t) = c_2 \int_0^{\infty} T(x) \exp[-i(k'z' - \omega't)] \exp[ik'(z_0 + x^2/2z_0)] \times \sum_{m', n'} S_{m'n'}(k') \left\{ \int_{S'_D} P_{m'}(\xi') \exp[ik'\Delta'(\xi')] \exp(-ik'x\xi'/z_0) d\xi' \right\} dk'. \quad (3.4)$$

Запишем интенсивность, регистрируемую голограммой сфокусированного изображения, в виде

$$I_p(x) = \int_{-\infty}^{\infty} |U_{об} + U_{оп}|^2 dt. \quad (3.5)$$

Будем рассматривать только тот член амплитудной передаточной функции голограммы (совпадающей с  $I_p(x)$  с точностью до постоянного множителя), который соответствует волне, ответственной за мнимое изображение.

$$\tau(x) = c_3 \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} T(x) \exp(-ik\eta) \exp(ik'\eta') \times \left[ \int_{S_D} P_m^*(\xi) \exp(-ik\Delta) \exp(ikx\xi/z_0) d\xi \times \int_{S'_D} P_{m'}(\xi') \exp(ik'\Delta') \exp(-ik'x\xi'/z_0) d\xi' \right] \times \sum_{m, n} \sum_{m', n'} S_{mn}^*(k) S_{m'n'}(k') dk dk' \exp[-i(\omega - \omega')t] dt. \quad (3.6)$$



Здесь  $\eta = z_0 + x^2/2z_0 - z_d$  и  $\eta' = z_0 + x'^2/2z_0 - z_d'$  обозначают длины оптических путей интерферирующих пучков.

Упростим (3.6), пользуясь выражением для дельта-функции:

$$\begin{aligned} \tau(x) = c_4 \int_0^{\infty} T(x) \exp[-ik(\eta - \eta')] & \left[ \int_{S_d} P_m^*(\xi) \exp(-ik\Delta) \exp(ikx\xi/z_0) d\xi \times \right. \\ & \left. \times \int_{S_d'} P_m(\xi') \exp(ik\Delta') \exp(ikx\xi'/z_0) d\xi' \right] \sum_{m,n} \sum_{m',n'} S_{mn}^*(k) S_{m'n'}(k) dk. \end{aligned} \quad (3.7)$$

Так же, как в [119], примем во внимание, что для большинства лазеров спектры различных мод не перекрываются; учтем также то обстоятельство, что для лазеров  $k_0 - k \ll k_0$  (где  $k_0$  — среднее значение волнового числа излучения, используемого при голографировании), а вносимые диффузором изменения фазы малы, т.е.  $\Delta(\xi) \ll \lambda$ ,  $\Delta'(\xi') \ll \lambda$ . Тогда множители  $\exp(-ik_0\Delta)$  и  $\exp(ik_0\Delta')$  могут быть вынесены за знак интеграла по  $k$  и

$$\begin{aligned} \tau(x) = c_5 \exp[ik_0(\Delta - \Delta')] \int_0^{\infty} T(x) \exp[-ik(\eta - \eta')] & \sum_{m,n} |S_{mn}(k)|^2 \times \\ & \times \left[ \int_{S_d} P_m^*(\xi) \exp(ikx\xi/z_0) d\xi \int_{S_d'} P_m(\xi') \exp(-ikx\xi'/z_0) d\xi' \right] dk. \end{aligned} \quad (3.8)$$

Как известно [120], функция

$$\Gamma(\eta - \eta') = \int_0^{\infty} \exp[-ik(\eta - \eta')] \sum_{m,n} |S_{mn}(k)|^2 dk$$

пропорциональна функции временной когерентности источника и не зависит от  $x$ . Поэтому, заменяя интегрирование по площади диффузных рассеивателей интегрированием по бесконечным пределам, можно представить (3.8) в виде

$$\begin{aligned} \tau(x) = c_6 \Gamma(\eta - \eta') T(x) \sum_m \left[ \int_{-\infty}^{\infty} P_m^*(\xi) \exp(ikx\xi/z_0) d\xi \times \right. \\ & \left. \times \int_{-\infty}^{\infty} P_m(\xi') \exp(-ikx\xi'/z_0) d\xi' \right]. \end{aligned} \quad (3.9)$$

Выражение в квадратных скобках представляет собой произведение двух фурье-образов пространственного распределения излучения в  $m$ -й моде. Пользуясь символической записью фурье-преобразования, перепишем формулу (3.9):

$$\tau(x) = c_6 \Gamma(\eta - \eta') T(x) \sum_m \{ F^{-1}[P_m^*(\xi)] F[P_m(\xi')] \}. \quad (3.10)$$

Нетрудно показать, что

$$\tau(x) = c_6 \Gamma(\eta - \eta') T(x) \sum_m F[P_m \star P_m^*], \quad (3.11)$$

где  $P_m \star P_m^* = \int_{-\infty}^{\infty} P_m(\xi) P_m^*(\xi - \xi_0) d\xi$  — функция автокорреляции.

Фурье-образ функции автокорреляции диффузного рассеивателя представляет собой квазиоднородное пространственное распределение, т.е.

$$\tau(x) = c_7 \Gamma(\eta - \eta') T(x), \quad (3.12)$$

и поскольку функция временной когерентности  $\Gamma(\eta - \eta')$  не зависит от  $x$ , а значит, не приводит к пространственной модуляции светового поля,

восстановленное изображение характеризуется распределением амплитуд, пропорциональным амплитудному пропусканию объекта:

$$U_B(x) = \text{const } T(x). \quad (3.13)$$

К аналогичному результату приводит априорное предположение [121] о том, что при прохождении через диффузный рассеиватель структура поперечных мод становится однородной, т.е.  $P_m(x) = \text{const}$ . В этом случае выражение для объектной волны можно представить в виде

$$U'_{об}(x) = c'_1 \int_0^{\infty} \sum_{m,n} T(x) S_{mn}(k) \exp[-i(kz - \omega t)] dk, \quad (3.14)$$

полагая, что фокусирующая система осуществляет неискаженный перенос изображения в плоскость голограммы. В свою очередь поле опорного пучка в этой плоскости голографирования запишется в виде

$$U'_{оп}(x) = c'_2 \int_0^{\infty} \sum_r \sum_{m',n'} S_{m'n'}(k') \exp[ik'\Delta(x)] \exp[-i(k'x \sin \theta_r - \omega't)] dk. \quad (3.15)$$

Здесь предполагается, что при прохождении излучения сквозь диффузный рассеиватель распределение амплитуд в плоскости голограмм усредняется по всем направлениям, соответствующим совокупности опорных углов  $\theta_r$ , которая определяется индикатрисой рассеяния диффузора. Через  $\Delta(x)$  обозначена разность хода, дополнительная к разности хода, обусловленной наклоном оси опорной волны, и включающая случайные изменения фазы, вносимые структурой диффузора.

Вновь воспользуемся формулой (3.5) для записи регистрируемой сфокусированной голограммой интенсивности и будем рассматривать только второе слагаемое, соответствующее мнимому изображению:

$$\begin{aligned} I'_p(x) = c'_3 \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \sum_r \sum_{m,n} \sum_{m',n'} T(x) S_{mn}(k) S_{m'n'}^*(k') \times \right. \\ & \left. \times \exp[-ik'\Delta(x)] \exp(ik'x \sin \theta_r) dk dk' \right\} \exp[i(\omega - \omega')t] dt. \end{aligned} \quad (3.16)$$

Упрощая (3.16), получаем

$$\begin{aligned} I'_p(x) = c'_4 \int_0^{\infty} \sum_r \sum_{m,n} \sum_{m',n'} S_{mn}(k) S_{m'n'}^*(k) T(x) \times \\ & \times \exp[-ik\Delta(x)] \exp(ikx \sin \theta_r) dk. \end{aligned} \quad (3.17)$$

Примем во внимание, что различные поперечные моды при суперпозиции образуют независимые интерференционные картины, тогда:

$$\tau_p(x) = c'_4 \int_0^{\infty} \sum_{m,n} |S_{mn}(k)|^2 \sum_r T(x) \exp(i2\pi\xi_r x) \exp[-ik\Delta(x)] dk. \quad (3.18)$$

Учитывая, что функцию временной когерентности

$$\Gamma(\Delta) = \int_0^{\infty} \sum_{m,n} |S_{mn}(k)|^2 \exp(-ik\Delta) dk$$

можно считать не зависящей от  $x$  в силу того, что  $\Delta(x) \ll \lambda$ , имеем

$$\tau_p(x) = c'_5 \sum_r T(x) \exp(i2\pi\xi_r x). \quad (3.19)$$

Волна, восстановленная с помощью плоского квазиоднохроматического пучка, образует в плоскости  $x$  распределение амплитуд

$$U_{\text{в}}(x) = c' \sum_r T(x) \exp(ik_0 x \sin \theta'_r). \quad (3.20)$$

Здесь учтено, что для дифракционного максимума первого порядка  $\sin \theta'_r = \lambda_0 \xi_r$ .

Таким образом, диффузное рассеяние опорного пучка, обеспечивающее квазиоднородное распределение излучения всех поперечных мод в плоскости голографирования, позволяет зарегистрировать соответствующий набор пространственных несущих без разрывов и других искажений, обусловленных взаимной некогерентностью различных мод. Вследствие этого восстановленное изображение оказывается свободным от типичных для случая голографирования в многомодовом излучении помех. Наблюдаемое в достаточно широком интервале углов и локализованное в плоскости голограммы восстановленное изображение представляет собой результат суперпозиции множества элементарных изображений, создаваемых дифрагированными световыми волнами различных направлений. При использовании протяженных и полихроматических восстанавливающих источников согласно (2.10) интервал углов, в котором наблюдается сфокусированное изображение, увеличивается, в том числе вследствие дисперсии. Иными словами, наблюдаемая картина есть результат некогерентной суперпозиции всей совокупности спектральных и пространственных составляющих восстанавливающего пучка.

### § 3.2. Получение голограмм сфокусированных изображений в многомодовом излучении лазера

Квазиоднородное распределение излучения, соответствующего различным модам, по всему сечению опорного и объектного пучков в экспериментах обеспечивалось путем диффузного рассеяния этих пучков. В частности, использовались схемы регистрации с опорным пучком, представляющим собой часть отраженного объектом излучения, и с независимым опорным пучком, рассеянным диффузором (рис. 21, *а* и *б*). Использовался гелий-

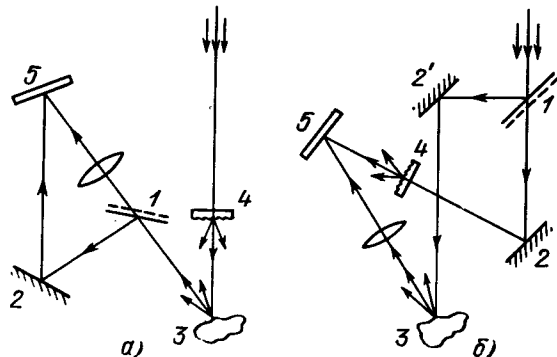


Рис. 21. Получение голограмм сфокусированных изображений с опорным пучком, рассеянным объектом (*а*), и с независимым диффузно рассеянным опорным пучком (*б*). 1 — светоделитель, 2, 2' — зеркала, 3 — объект, 4 — диффузор, 5 — голограмма.

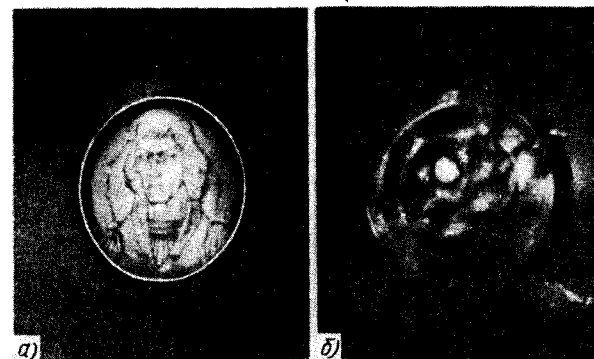


Рис. 22. Фотоснимки восстановленных в белом свете изображений, формируемых голограммами сфокусированных изображений с диффузно рассеянной (*а*) и нерасфокусированных (*б*) опорной волной (случай многомодового излучения).

неоновый лазер, работавший в режиме с большим количеством поперечных мод, который обеспечивался путем раскрытия внутрирезонаторной диафрагмы и соответствующей подстройки резонатора. В качестве объекта был выбран квазиплоский барельеф, на котором удобно было проследить характер сложной пространственной структуры лазерного пучка, обусловленной генерацией набора поперечных мод.

Геометрические параметры экспериментальной установки подбирались таким образом, чтобы на объект попадало достаточно большое число поперечных мод. Сфокусированные голограммы регистрировались с единым увеличением и после фотохимической обработки отбеливались. Производилась также контрольная регистрация голограмм с нерассеянным опорным пучком (в схеме рис. 21, *б* удален диффузор). Восстановление изображений проводилось в излучении того же лазера и в белом свете лампы накаливания. В случае, когда голограммы сфокусированных изображений регистрировались в многомодовом излучении без диффузного рассеяния опорного пучка, наблюдались искажения восстановленных изображений, имеющие вид темных пятен (разрывов), количество и густота которых зависела от числа генерируемых поперечных мод. Однако в отличие от случая регистрации в тех же условиях голограмм Френеля, изменение позиции наблюдателя (смещение точки наблюдения) при реконструкции практически не приводит к изменению конфигурации разрывов в восстановленном изображении — картина "привязана" к плоскости голограммы сфокусированного изображения.

Фотоснимки реконструированных изображений объекта, соответствующие случаям использования при регистрации диффузно рассеянного (*а*) и пространственно неоднородного (*б*) опорных пучков, приведены на рис. 22. Нетрудно убедиться, что диффузное рассеяние опорной волны позволяет практически полностью устранить искажения, характерные для голографической регистрации в многомодовом излучении лазера, и получить восстановленные изображения вполне приемлемого качества.

Характерно, что в случае, когда при диффузном рассеянии опорного пучка не производится диффузной подсветки объекта, модовая структура

излучения проявляется в восстановленном изображении в незначительной степени, что обусловлено рассеянием света рельефной поверхностью самого объекта. При регистрации сфокусированной голограммы участкам резкого изображения с меньшей интенсивностью соответствуют области интерференционной картины с меньшей видностью, но разрывов (участков с нулевой видностью), в этой структуре в связи с квазиоднородностью поля опорной волны, не появляется. Это обстоятельство оказывается полезным при получении в многомодовом излучении голографических интерферограмм сфокусированных изображений (см. ниже), поскольку в случае диффузной подсветки объекта их контраст заметно уменьшается.

Получение голограммы сфокусированного изображения с использованием протяженного опорного источника, как показано выше, эквивалентно регистрации совокупности пространственных несущих, частоты которых определяются направлениями падения соответствующих элементарных составляющих опорной волны. Применение в этом случае многомодового излучения приводит лишь к некоторому увеличению количества таких "парциальных" несущих. Это обстоятельство удобно пояснить на примере использования излучения, содержащего две поперечные моды (рис. 23).

В случае, когда опорный пучок не подвергается диффузному рассеянию, суперпозиция излучения каждой поперечной моды с полем, рассеянным объектом, имеет место в двух различных ограниченных областях этого поля. Поскольку спектры мод не перекрываются, излучение каждой моды "выбирает" из общего поля только совпадающую с ней по спектру компоненту и интерферирует с ней, а та часть рассеянного поля, которая относится к другой моде, образует в области этой интерференционной картины однородный фон. Таким образом, в плоскости регистрации возникают две неперекрывающиеся интерференционные картины (решетки) с несколько отличающимися периодами пространственных несущих. При восстановлении эти две области формируют изображения различных участков объекта, между которыми образуется разрыв, соответствующий геометрически промежутку между модами в соответствующем сечении опорного пучка, не занятому интерференционными полосами. Этот разрыв, имеющий вид темной полосы, сильно искажает реконструированное изображение.

В случае же, когда опорный пучок рассеивается диффузором, излучение, соответствующее каждой моде, оказывается практически однородно рас-

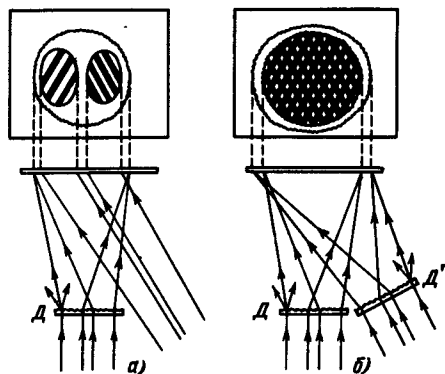


Рис. 23. Схема процесса регистрации сфокусированных голограмм в случае генерации двух мод: при использовании нерассеянной (а) и рассеянной (б) опорных волн (б). Вверху — соответствующие сечения светового поля в плоскости регистрации.

пределенным по всему сечению пучка. В результате по всему сечению суперпозиционного поля плоскостью голограммы регистрируются две совокупности интерференционных решеток с различными пространственными частотами, на которые наложен однородный фон. При регистрации свет, дифрагируя на каждой интерференционной решетке, формирует два практически совмещенных набора восстановленных изображений, наблюдаемых в некотором интервале телесных углов и воспринимаемых как единая неискаженная картина.

Отбеливание голограмм сфокусированных изображений [122], полученных в рассматриваемых условиях, позволяет устранить однородный шумовой фон и тем самым повысить дифракционную эффективность.

Диффузное рассеяние опорной волны оказывается эффективным при голографировании с помощью импульсных лазеров, для которых создание одномодового режима является весьма сложной задачей и приводит к значительным энергетическим потерям. Например, подавление поперечных мод с помощью диафрагмы снижает мощность генерируемого излучения в  $10 \div 50$  раз.

Эксперименты по регистрации сфокусированных голограмм с диффузно рассеянным опорным пучком, проведенные с импульсным рубиновым лазером, работавшим в многомодовом режиме без модуляции добротности и с полностью открытой диафрагмой, подтвердили предположение о возможности достижения значительного энергетического выигрыша и, следовательно, существенного упрощения установки. Голограммы Френеля диффузно отражающего объекта, полученные в излучении этого лазера, формировали восстановленные изображения с существенными искажениями, а использование схемы регистрации сфокусированных голограмм с протяженной опорной волной позволило получить реконструированные изображения практически без искажений.

### § 3.3. Дифракционная эффективность голограмм сфокусированных изображений, получаемых в многомодовом излучении

Увеличение общего количества генерируемых лазером мод (продольных и поперечных), как известно, приводит к уменьшению степени его когерентности. Поэтому видность (контраст) интерференционной картины с увеличением количества неаксиальных мод падает и, как следствие, уменьшается дифракционная эффективность регистрируемой голограммы. Следовательно, обеспечиваемая диффузным рассеянием опорного пучка однородность восстановленных изображений сочетается с более низкой, чем в случае одномодового излучения, дифракционной эффективностью. Представляет интерес установление закономерности изменения дифракционной эффективности голограмм сфокусированных изображений, получаемых при диффузном рассеянии опорной волны, с ростом количества генерируемых мод.

Экспериментальное исследование зависимости дифракционной эффективности сфокусированных голограмм от размера помещенной в лазерный резонатор диафрагмы, регулирующей модовый состав излучения при регистрации, проводилось в [117] с использованием He-Ne лазера. Измере-

ние дифракционной эффективности осуществлялось с помощью неколлимированного пучка того же лазера, работавшего в одномодовом режиме. Измерения проводились с тремя комплектами голограмм сфокусированных изображений, полученных для одного и того же диффузно отражающего объекта при различных относительных размерах диафрагмы лазерного резонатора. Пространственная частота интерференционной структуры для этих голограмм составляла примерно 1000 линий/мм. С увеличением расходимости излучения (по мере открывания диафрагмы) конфигурация схемы регистрации изменялась таким образом, чтобы сечения освещающего пучка в плоскости объекта и опорного пучка в плоскости голографирования оставались примерно постоянными. При смене голограмм в процессе измерения их положение юстировалось таким образом, чтобы узкий лазерный пучок попадал каждый раз на участок фотопластины, соответствующий одной и той же области объекта.

Для выбранного диффузно отражающего объекта дифракционная эффективность сфокусированных голограмм, зарегистрированных в излучении с одной поперечной модой (такой режим имел место при относительном диаметре диафрагмы, равном 0,2), составляла 4,5%. С увеличением относительного диаметра диафрагмы до 0,3 дифракционная эффективность падала до 1,7%, затем, вплоть до полного открывания диафрагмы, плавно уменьшалась до 0,6% (рис. 24).

Такой ход экспериментальной кривой может быть объяснен на основе известных данных об уменьшении когерентности лазерного излучения с ростом количества генерируемых мод. Действительно, измеряемая дифракционная эффективность голограммы, как известно, линейно связана с контрастом зарегистрированной ею интерференционной картины или с видимостью наблюдаемых интерференционных полос, которая определяется известной формулой

$$V = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min}). \quad (3.21)$$

Видность полос зависит, как известно, от трех факторов: степени когерентности интерферирующих пучков  $|\gamma_{12}(\tau)|$ , угла между направлениями поляризации этих пучков  $R$ , отношения их интенсивностей  $\Omega$ .

В нашем эксперименте излучение, соответствующее различным поперечным модам, равномерно распределено по пространству, и с помощью оптической системы формирования изображения из него выделен относительно узкий пучок. Эта ситуация эквивалентна наличию одной поперечной моды с богатым набором продольных. Поэтому стабильная интерференционная картина существует во всей зоне суперпозиции опорной и объектной волн в силу выполнения условия пространственной когерентности – любые произвольно выбранные области этих пучков взаимно скоррелированы. На основании такого предположения и записано выражение (3.14) для амплитуды объектной волны диффузно рассеянного многомодового излучения. Следовательно, вместо степени когерентности  $|\gamma_{12}(\tau)|$  в этом случае можно рассматривать степень временной когерентности  $|\mu_{\tau}(\tau)|$  и воспользоваться приведенным, например, в [74] выражением для видности интерференционных полос:

$$V = 2 |\mu_{\tau}(\tau)| \sqrt{R} \cos \Omega / (R + 1). \quad (3.22)$$

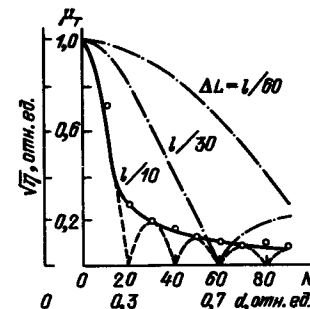
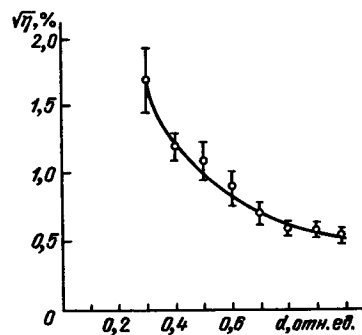


Рис. 24. Зависимость дифракционной эффективности голограммы сфокусированного изображения от размера диафрагмы лазерного резонатора, регулирующей количество генерируемых мод.

Рис. 25. Графики зависимости степени временной когерентности от количества генерируемых мод (сплошные линии – теория) и относительной эффективности от размеров диафрагмы лазерного резонатора (точки – эксперимент).

При голографической регистрации сфокусированных изображений среднее отношение интенсивностей предметной и опорной волн выбирается равным единице. Для малых областей сфокусированных голограмм, на которых дифрагировал при измерении дифракционной эффективности узкий лазерный пучок, условие  $R = 1$  выполняется с хорошей точностью. Условие  $\cos \Omega = 1$  для линейно поляризованного лазерного излучения также легко выполнимо. Следовательно, приведенная на рис. 24 зависимость дифракционной эффективности от размеров диафрагмы лазерного резонатора, регулирующей модовый состав излучения, получена для случая, когда видность интерференционных полос определяется только степенью временной когерентности этого излучения, т.е.  $V = |\mu_{\tau}(\tau)|$ .

Для лазера, генерирующего  $N$  продольных мод (\*), степень временной когерентности, как известно [74], определяется выражением

$$|\mu_{\tau}(\tau)| = \left| \frac{\sin(N\pi c\tau/2l)}{N \sin(\pi c\tau/2l)} \right|, \quad (3.23)$$

где  $l$  – длина лазерного резонатора,  $c$  – скорость света.

Очевидно, что  $\Delta L = c\tau$  есть оптическая разность хода интерферирующих волн. Нетрудно построить на основании формулы (3.23) график зависимости степени временной когерентности от количества генерируемых мод для различных значений разности хода  $\Delta L$  [123]. Длину резонатора при этом полагаем постоянной. Такой график, построенный для случая  $\Delta L = 0,1l$ , приведен на рис. 25.

Степень временной когерентности (см. пунктирную кривую) представляет собой периодическую функцию  $N$  с единственным главным максимумом (равным единице), который соответствует случаю генерации одной моды. Для реального лазера, однако, степень временной когерентности

\* ) Речь идет об эквидистантных модах одинаковой интенсивности.

с ростом количества мод уменьшается монотонно, т.е. функцию  $|\mu_T| = f(N)$  следует представить с помощью огибающей построенной периодической функции. Это объясняется тем, что разности хода различных пар интерферирующих лучей при получении голограммы неодинаковы, а малые отклонения величины  $\Delta L$  от значения, взятого в качестве параметра, приводят к сдвигам максимумов в построенной кривой, т.е. к их осреднению в виде огибающей.

С этой огибающей (сплошная кривая) с достаточно высокой точностью совпадают экспериментальные точки (см. рис. 24) графика зависимости нормированной к единице дифракционной эффективности от относительного размера диафрагмы лазерного резонатора, определяющей количество генерируемых мод. За единицу принято максимальное значение дифракционной эффективности, достигаемое в случае плоской амплитудной голограммы и равное, как известно, 6,25%. Масштабы двух совмещенных графиков подобраны на основе данных относительно предельного количества мод, генерируемых гелий-неоновыми лазерами.

Таким образом, полученная экспериментально зависимость изменения дифракционной эффективности сфокусированных голограмм, регистрируемых с диффузным рассеянием объектного и опорного пучков, от количества генерируемых мод хорошо согласуется с данными об уменьшении видности (контраста) интерференционных полос вследствие уменьшения степени когерентности. На основе измерения дифракционной эффективности таких голограмм, как легко убедиться, можно получать информацию о значении функции временной когерентности, а также об общем количестве мод (продольных и поперечных) в излучении лазера.

## ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ СФОКУСИРОВАННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

### § 4.1. Голографическая интерферометрия сфокусированных изображений методом двух экспозиций

Распространение принципа голографии сфокусированных изображений на голографическую интерферометрию [138–143] открывает некоторые новые возможности как при реализации метода двукратной (многократной) экспозиции, так и при получении интерферограмм в реальном времени. Эти возможности реализуются на практике при изучении объектов в проходящем и в отраженном излучении и не зависят от характера рассеяния света этими объектами.

Методика голографической интерферометрии на основе двукратной экспозиции отличается существенной простотой и поэтому часто используется при исследовании диффузно отражающих объектов сложной формы. Известно, что при получении голографических интерферограмм таких объектов интерференционные полосы локализуются строго на поверхности объекта лишь в случае "чистого" поворота последнего вокруг оси, проходящей через его поверхность [141]. Однако в подавляющем большинстве практических случаев локализация полос имеет место в непосредственной (с точки зрения наблюдателя) близости от поверхности объекта; исключение составляет лишь случай параллельного переноса предмета, когда плоскость локализации оказывается практически в бесконечности.

В этой связи оказывается полезным рассмотренное выше (см. гл. 1) свойство голограмм сфокусированных изображений обеспечивать относительно большую глубину фокусировки предмета при восстановлении в белом свете. Действительно, использование двукратно экспонированных голограмм сфокусированных изображений позволяет воспроизводить в белом свете изображения интерферограмм, характеризующих произвольные деформации предметов с глубиной рельефа исследуемой поверхности порядка нескольких сантиметров.

Для получения двукратно экспонированных голограмм сфокусированных изображений использовалась короткофокусная ( $f = 10$ ) положительная линза (рис. 26) или телескопическая (афокальная) система из двух линз; возможно также применение френелевской оптики. В различных вариантах схемы голографирования использовались плоский, сферический и диффузно рассеянный опорные пучки; в последнем случае глубина восстановления в белом свете, естественно сокращалась.

Двукратно экспонированные голограммы сфокусированных изображений фазовых объектов регистрировались в проходящем излучении с использованием матового рассеивателя в объектном пучке. В случае, когда отражающие объекты создавали заметное "бликование", проводилась их диф-

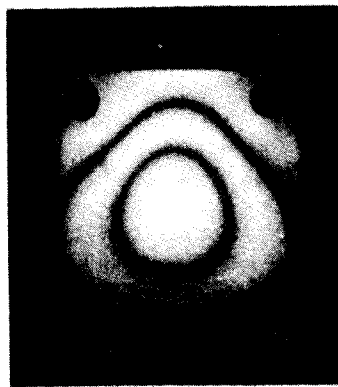
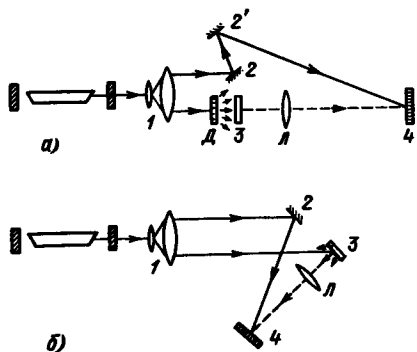


Рис. 26. Получение двукратно экспонированных сфокусированных голограмм в проходящем (а) и отражном (б) излучении: 1 – коллиматор, 2, 2' – зеркала, 3 – объект, 4 – голограмма, Д – диффузор, Л – линза.

Рис. 27. Изображение восстановленной в белом свете интерферограммы деформированной пластины.

фузная подсветка через матовое стекло. Плоскость голографирования в обоих случаях совмещалась с плоскостью резкого изображения объекта в его начальном состоянии [61]. Хороший контраст интерференционных полос, восстанавливаемых в белом свете, обеспечивался при одинаковой средней интенсивности в сечениях объектного и опорного пучков плоскостью голографирования. Использование диффузно рассеянного опорного пучка практически не приводило к падению контраста интерферограммы в случае, когда глубина рельефа исследуемой поверхности объекта не превышала 2 см.

Следует подчеркнуть, что в случае, когда смещение объекта между экспозициями носит характер, обуславливающий локализацию интерференционных полос на больших расстояниях от объекта, качественное восстановление в белом свете может быть достигнуто путем введения в схему голографирования соответствующей расфокусировки. На эту возможность впервые было указано в работе [61], и в дальнейшем она использовалась в [64].

Наблюдаемая в белом свете интерферограмма деформированной пластины (рис. 27) представляет собой систему ахроматических интерференционных полос, причем при изменении угла наблюдения происходит сдвиг спектральной окраски в пределах видимой области спектра. В случае, когда в рассеянном объектом излучении присутствует интенсивная диффузная составляющая, цвета спектра оказываются существенно перемешанными, и изменение угла наблюдения приводит к незначительным изменениям окраски изображения. При произвольном изменении направления наблюдения интерференционные полосы, в отличие от случая голограммы Френеля, перемещаются весьма незначительно; картина практически "привязана" к плоскости голограммы и соответствует наблюдению объекта с одного направления, совпадающего с оптической осью фокусирующей системы

(аналог зеркального отражения). Определенное смещение интерференционных полос имеет место в случае, когда объект характеризуется значительной глубиной или плоскость голографирования находится вне плоскости резкого изображения.

#### § 4.2. Регистрация и восстановление двукратно экспонированных голограмм сфокусированных изображений

Как отмечалось выше, локализация интерферограммы точно на поверхности объекта происходит в случае его поворота вокруг оси, проходящей через эту поверхность. Рассмотрим соотношения, описывающие образование голографических интерферограмм для этого смещения [62].

Пусть плоский отражающий объект поворачивается в промежутке между двумя экспозициями на малый угол  $\varphi/2$  (рис. 28). Двукратно экспонированная сфокусированная голограмма, регистрируемая в плоскости (xy), фиксирует стационарное интерференционное поле, возникающее как результат когерентного наложения плоского опорного пучка на изображение объекта, сформированное в этой плоскости с единичным увеличением при двух последовательных положениях объекта. Пусть  $T(x, y)$  – функция амплитудного отражения квазиплоского объекта.

Примем следующие обозначения:  $\theta_0$  – угол между осью z и направлением опорного пучка;  $k_0 = 2\pi/\lambda$ , где  $\lambda$  – длина волны используемого монохроматического излучения.

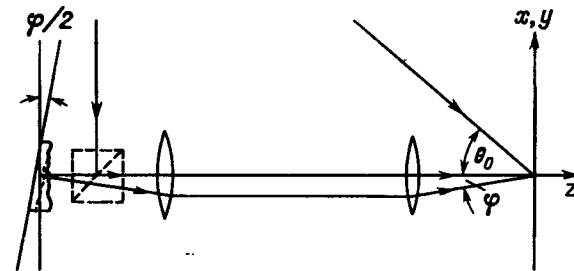


Рис. 28. Ход лучей при регистрации двукратно экспонированной сфокусированной голограммы в случае поворота объекта.

Амплитудное пропускание обработанной двукратно экспонированной сфокусированной голограммы (для случая линейной регистрации) запишем с точностью до постоянного множителя в виде

$$\begin{aligned} \tau(x, y) = & |T(x, y) + \exp(-ik_0 x \sin \theta_0)|^2 + |T(x, y) \exp(-ik_0 x \sin \varphi) + \\ & + \exp(-ik_0 x \sin \theta_0)|^2 = 2\{|T(x, y)|^2 + 1\} + T(x, y) \exp(ik_0 x \sin \theta_0) + \\ & + T^*(x, y) \exp(-ik_0 x \sin \theta_0) + T(x, y) \exp[ik_0 x (\sin \theta_0 + \sin \varphi)] + \\ & + T^*(x, y) \exp[-ik_0 x (\sin \theta_0 + \sin \varphi)]. \end{aligned} \quad (4.1)$$

Отметим, что в пределах точности расчета возможна замена  $\sin \varphi \rightarrow \varphi$ . Легко показать, что зарегистрированная голограмма представляет собой результат наложения двух интерференционных решеток, промодулированных функцией амплитудного отражения объекта и отличающихся

друг от друга периодом, т.е.

$$\begin{aligned} \tau(x, y) = & \tau_0(x, y) + T(x, y)\exp(i2\pi x/d_0) + T^*(x, y)\exp(-i2\pi x/d_0) + \\ & + T(x, y)\exp(i2\pi x/d_1) + T^*(x, y)\exp(-i2\pi x/d_1). \end{aligned} \quad (4.2)$$

Здесь  $d_0 = 2\pi/k_0 \sin \theta_0$  и  $d_1 = 2\pi/k_0 (\sin \theta_0 + \sin \varphi)$  — периоды решеток, образующихся в результате интерференции плоского опорного пучка соответственно с начальным и повернутым изображениями объекта,  $\tau_0(x, y)$  — часть пропускания, дающая вклад в осевую волну.

Пусть полученная голограмма освещается нормально плоским монохроматическим пучком с единичной амплитудой той же длины волны. Тогда поле дифракции в плоскости голограммы описывается выражением

$$\begin{aligned} U_B(x, y) = & \tau_0(x, y) + T(x, y)\{\exp[ik_0(2\pi/k_0 d_0)x] + \exp[ik_0(2\pi/k_0 d_1)x]\} + \\ & + T^*(x, y)\{\exp[-ik_0(2\pi/k_0 d_0)x] + \exp[-ik_0(2\pi/k_0 d_1)x]\}. \end{aligned} \quad (4.3)$$

Учитывая, что для первых максимумов дифракции  $\sin \theta_0 = 2\pi/k_0 d_0$  и  $(\sin \theta_0 + \sin \varphi) = 2\pi/k_0 d_1$ , перепишем (4.3) в виде

$$\begin{aligned} U_B(x, y) = & \tau_0(x, y) + T(x, y)[1 + \exp(ik_0 x \sin \varphi)] \exp(ik_0 x \sin \theta_0) + \\ & + T^*(x, y)[1 + \exp(-ik_0 x \sin \varphi)] \exp(-ik_0 x \sin \theta_0). \end{aligned} \quad (4.4)$$

Второе и третье слагаемые (4.4) описывают две симметрично дифрагированные волны. Рассмотрим, например, второе слагаемое, соответствующее мнимому изображению:

$$U_M(x, y) = T(x, y)[1 + \exp(i2\pi x/D)] \exp(ik_0 x \sin \theta_0), \quad (4.5)$$

где  $D = 2\pi/k_0 \sin \varphi$ .

Из выражения (4.5) следует, что в плоскости двукратно экспонированной голограммы сфокусированного изображения под углом  $\theta_0$  к ней наблюдается изображение объекта с наложенной на него периодической картиной параллельных полос, причем период этой картины  $D$  определяется величиной угла поворота объекта в промежутке между экспозициями. Наблюдаемое в плоскости голограммы распределение интенсивности, соответствующее этому изображению, имеет вид

$$I_M(x, y) = |T(x, y)|^2 \cos^2(\pi x/D). \quad (4.6)$$

Пусть теперь голограмма освещается нормально плоским пучком монохроматического излучения с произвольной длиной волны  $\lambda \neq \lambda_0$ . Поле дифракции в плоскости  $(x, y)$  описывается в этом случае выражением

$$\begin{aligned} U'_B(x, y) = & \tau_0(x, y) + T(x, y)\{\exp[ik(2\pi x/kd_0)] + \exp[ik(2\pi x/kd_1)]\} + \\ & + T^*(x, y)\{\exp[-ik(2\pi x/kd_0)] + \exp[-ik(2\pi x/kd_1)]\}. \end{aligned} \quad (4.7)$$

Учитывая направление дифракции излучения с длиной волны  $\lambda$  на решетках с периодами  $d_0$  и  $d_1$ , получаем

$$\begin{aligned} U'_B(x, y) = & \tau_0(x, y) + T(x, y)\{\exp(ikx \sin \theta_k) + \exp(ikx \sin \theta'_k)\} + \\ & + T^*(x, y)\{\exp(-ikx \sin \theta_k) + \exp(-ikx \sin \theta'_k)\}. \end{aligned} \quad (4.8)$$

Здесь  $\theta_k$  показывает, что угол дифракции каждой пары пучков отличен от  $\theta_0$  и определяется длиной волны излучения восстанавливающего пучка. Поскольку для первых максимумов дифракции справедливы равенства  $\sin \theta_k = 2\pi/kd_0 = (k_0/k)\sin \theta_0$  и  $\sin \theta'_k = 2\pi/kd_1 = (k_0/k)(\sin \theta_0 + \sin \varphi)$ ,

выражению для восстановленной волны, соответствующей мнимому изображению, можно придать вид

$$U'_M(x, y) = \{T(x, y)[1 + \exp(i2\pi x/D)]\} \exp(ikx \sin \theta_k). \quad (4.9)$$

Таким образом, при произвольном выборе длины волны восстанавливающего излучения масштаб реконструированного изображения и плоскость его локализации остаются, как и в рассмотренном выше случае однократно экспонированных сфокусированных голограмм, неизменными, и кроме того, неизменным остается период интерференционной картины полос, связанной с поворотом объекта. Последнее принципиальное обстоятельство обусловлено тем, что синусы углов дифракции изменяются пропорционально изменению длины волны излучения, т.е. выполняется условие получения ахроматической системы интерференционных полос.

Действительно, пусть голограмма освещается нормально плоским полихроматическим пучком, который запишем, имея в виду взаимную некогерентность всех его спектральных составляющих и полагая их амплитуды единичными, в виде

$$U_L = \sum_{l=1}^L \exp(-ik_l z). \quad (4.10)$$

В этом случае поле дифракции в плоскости голограммы описывается выражением

$$\begin{aligned} U_B(x, y) = & \tau_0 \sum_l \exp(-ik_l z) + \sum_l T(x, y)[1 + \exp(i2\pi x/D)] \times \\ & \times \exp[ik_l(z + x \sin \theta_l)] + \sum_l T^*(x, y)[1 + \exp(-i2\pi x/D)] \exp[-ik_l(z + x \sin \theta_l)]. \end{aligned} \quad (4.11)$$

Из (4.11) следует, что каждая синусоидальная составляющая освещающего пучка порождает, независимо от других, монохроматическую волну вида

$$U_k(x, y) = T(x, y)[1 + \exp(i2\pi x/D)] \exp(ikx \sin \theta_k), \quad (4.12)$$

которая формирует в плоскости голограммы изображение, характеризующее распределением интенсивности

$$I_k(x, y) = |T(x, y)|^2 \cos^2(\pi x/D). \quad (4.13)$$

Суммарная интенсивность поля в первом максимуме дифракции представляет собой непрерывную совокупность монохроматических изображений объекта с ахроматической интерферограммой, каждое из которых наблюдается под определенным углом  $\theta_k$ .

В направлении нулевого максимума дифракции наблюдается распределение, близкое к негативному изображению объекта, причем в силу соосности волн интерференции не происходит. Следует, однако, отметить,

что в случае диффузного когерентного освещения объекта голограмма регистрирует относительно низкочастотную пространственную структуру, которая будет подробно рассмотрена в гл. 5. При выполнении определенных условий наблюдения такая структура, являющаяся сфокусированной спеклограммой, формирует спекл-интерферограмму.

#### § 4.3. Голографические интерферограммы, восстанавливаемые в белом свете

Голографические интерферограммы, реконструируемые двукратно экспонированными сфокусированными голограммами, локализируются вблизи плоскости голограммы. Одним из следствий такой локализации интерферограмм является рассмотренная выше (см. гл. 1) особенность восстановления, заключающаяся в том, что при наблюдении последовательно с двух симметричных направлений, соответствующих первым максимумам дифракции, не происходит характерного для френелевских голограмм переворачивания [91] изображения. Условия наблюдения в белом свете спектрально окрашенных изображений интерферограмм в значительной степени аналогичны описанным выше особенностям наблюдения интерферограмм фазовых объектов, восстанавливаемых в белом же свете двукратно экспонированными голограммами Френеля [29].

Контраст интерферограмм, реконструируемых в белом свете и в монохроматическом излучении, визуально представляется одинаковым. Это подтвердилось и при проведении сравнительного анализа путем фотометрирования соответствующих снимков. Был получен набор двукратно экспонированных голограмм сфокусированных изображений для случая поворота плоской металлической пластинки. Изображения интерферограмм, восстановленные при освещении полученных голограмм излучением лазера и протяженным источником белого света, регистрировались на черно-белую пленку таким образом, чтобы плотность почернения снимков была одинаковой при коэффициенте контрастности  $\sim 2$  (что соответствует использованию линейного участка характеристики фотозмульсии). Примерно одинаковая интенсивность регистрируемых изображений обеспечивалось путем ослабления более яркого лазерного излучения с помощью нейтральных фильтров, хотя абсолютное равенство интенсивностей, конечно, не достигалось.

Следует также отметить, что в связи с регистрацией спектрально окрашенного изображения (выбирался угол, соответствующий желто-зеленой окраске) вносилась дополнительная неточность, обусловленная неоднородной спектральной чувствительностью использовавшейся фотопленки. Тем не менее полученные снимки после соответствующего отбора позволили провести путем фотометрирования достаточно объективное сравнение контраста восстановленных интерферограмм (рис. 29). Фотометрирование полученных диапозитивов производилось с помощью микрофотометра.

Визуально фотоснимки интерферограмм, полученных в монохроматическом излучении лазера и полихроматическом (белом) свете, выглядят практически неотличимыми. Результаты фотометрирования показывают весьма незначительное падение контраста при переходе от лазерного ос-

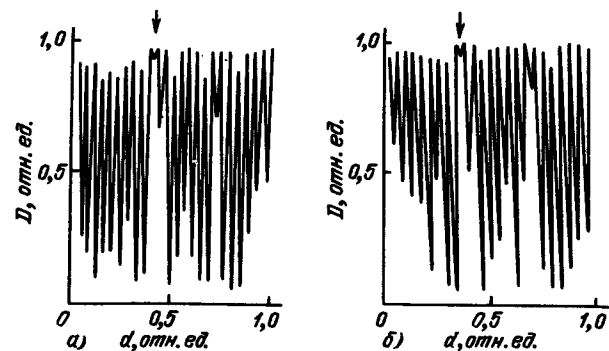


Рис. 29. Микрофотограммы восстановленных в излучении лазера (а) и в белом свете (б) изображений интерферограмм. Стрелкой отмечен участок, соответствующий прохождению луча через вертикальную риску на тест-объекте.

вещения к освещению белым светом, что свидетельствует о вполне удовлетворительном качестве ахроматических интерферограмм, восстанавливаемых в белом свете.

Исследование двукратно экспонированных голограмм сфокусированных изображений, регистрирующих другие виды деформаций объекта, показало, что лишь в тех случаях, когда смещение объекта близко к параллельному переносу, восстановленная картина интерференционных полос наблюдается в белом свете сильно расфокусированной. В этом случае увеличение глубины фокусировки может быть достигнуто за счет увеличения расстояния от точки наблюдения до объекта и уменьшения апертуры наблюдательной системы. Возможно также ввести априорную расфокусировку в систему регистрации. Наконец, можно перейти к восстановлению излучением лазера. Однако в подавляющем большинстве случаев смещения и деформации объекта интерференционные полосы локализируются в зоне качественного наблюдения изображения самого объекта.

При регистрации двукратно экспонированных голограмм сфокусированных изображений в многомодовом излучении лазера с диффузным

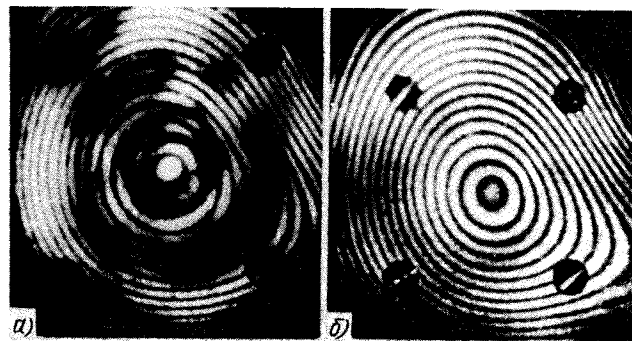


Рис. 30. Голографические интерферограммы, восстановленные сфокусированными голограммами, полученными в излучении с одинаковым числом мод при использовании нерассеянного (а) и диффузно рассеянного (б) опорных пучков.



рассеянием опорной волны [42] контраст восстанавливаемых в белом свете интерферограмм в значительной степени зависит от вида освещения голографируемого объекта. При характерной для такой схемы регистрации диффузной подсветке объекта контраст интерференционных полос оказывается весьма низким. Однако в случае, когда при диффузном рассеянии опорного пучка диффузной подсветки объекта не производится, модовая структура излучения проявляется в восстановленном изображении в весьма незначительной степени при относительно высоком контрасте интерферограммы (рис. 30).

Это обстоятельство позволяет использовать схему голографирования без диффузной подсветки для реализации голографической интерферометрии методом двукратной экспозиции в многомодовом излучении с последующим восстановлением в белом свете.

Принципы интерпретации интерферограмм, получаемых с помощью двукратно экспонированных голограмм сфокусированных изображений, в основном остаются такими же, как для интерферограмм, формируемых френелевскими голограммами в излучении лазера [141, 143].

#### § 4.4. Голографическая интерферометрия сфокусированных изображений в реальном времени

Описанный выше метод голографической интерферометрии, основанный на использовании двукратно экспонированных голограмм сфокусированных изображений [62], позволяет получать интерферограммы, характеризующие изменение формы произвольных объектов, с помощью источников света произвольного спектрального состава и пространственной структуры.

Однако методу двойной экспозиции свойственно существенное ограничение, заключающееся в невозможности осуществления непрерывного контроля изменения состояния объекта исследования. Как известно [144], такая возможность реализуется при осуществлении интерференционного сравнения световой волны, рассеянной объектом, с волной, восстановленной голограммой, что составляет существо метода голографической интерферометрии в реальном времени.

Интересна разновидность этого метода [145], основанная на использовании голограмм сфокусированных изображений (рис. 31). Применялась обычная установка для получения голограмм сфокусированных изображений с единичным увеличением, в которой на этапе восстановления сохранялась исходная конфигурация.

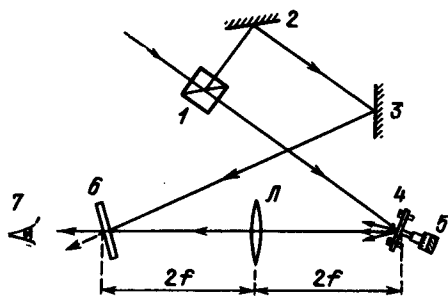


Рис. 31. Получение интерферограмм сфокусированных изображений в реальном времени: 1 – светоделитель, 2, 3 – зеркала, 4 – объект, 5 – микрометрический винт, 6 – голограмма, 7 – наблюдатель, Л – линза.

В качестве объекта, как и раньше, использовалась диффузно отражающая пластинка, закрепленная по углам и снабженная микрометрическим винтом. Регистрирующая фотопластинка помещалась в специальную кассету, позволяющую производить фотохимическую обработку на месте экспозиции. После однократной экспозиции и обработки сфокусированная голограмма освещалась одновременно объектной и опорной волнами, а объекту сообщалась переменная деформация.

Наблюдаемая при этом в направлении на объект последовательность интерференционных картин во многом аналогична динамической интерферограмме, получаемой при таких же деформациях с помощью френелевской голограммы; однако в условиях их наблюдения имеют место существенные различия. Действительно, в рассматриваемой схеме осуществляется интерференционное сравнение восстановленного (голографического) изображения не с объектом, а с его оптическим изображением, формируемым фокусирующей системой. Поэтому интерферограмма оказывается локализованной вблизи плоскости фотопластинки.

Поскольку наблюдение ведется в направлении первого максимума дифракции, соответствующего мнимому изображению, поле зрения в соответствии с [30, 35] оказывается ограниченным апертурой восстанавливаемого изображения линзы (рис. 32).

При регистрации голограммы использовалась положительная линза с небольшой (~4 см) апертурой, поэтому на снимках наблюдаемые области интерферограмм ограничены этой апертурой. Следует, однако, принимать во внимание тот факт, что при смещении точки наблюдения в поле зрения попадают периферийные участки объекта и соответствующие области интерферограмм.

Хороший контраст интерференционных полос обеспечивался при соотношении интенсивностей объектного и опорного пучков в интервале  $1 : 4 \div \div 1 : 7$ .

Интересно отметить, что в связи с локализацией интерферограмм в плоскости голограммы (а не объекта) описываемый метод обеспечивает лучшее разрешение интерференционных полос, чем при использовании френелевских голограмм. Это обусловлено тем, что расстояние наблюдения может быть сделано весьма малым, и следовательно, угловое расстояние между соседними полосами увеличено (рис. 33), в то время как при использовании френелевской схемы минимальное расстояние наблюдения всегда больше расстояния объект – голограмма.

Действительно, пусть  $z_H$  – расстояние по оси  $z$  от точки наблюдения до плоскости голограммы, а  $z_T$  – от объекта до голограммы,  $d$  – расстояние между соседними полосами (период интерферограммы). Для наблюдателя угловое расстояние между полосами, формируемыми френелевской голограммой в плоскости объекта ( $x'y'$ ), составляет  $\Delta\theta' = d/(z_H + z_T)$ , а между полосами, формируемыми сфокусированной голограммой в ее плоскости ( $xy$ ),  $-\Delta\theta = d/z_H$ . Отношение этих угловых расстояний

$$\kappa = \Delta\theta / \Delta\theta' = 1 + z_T/z_H. \quad (4.14)$$

Если, например,  $z_T = 50$  см, а  $z_H = 5$  см, то  $\kappa = 11$ , т.е. использование сфокусированной голограммы дает выигрыш в разрешении более чем на порядок.

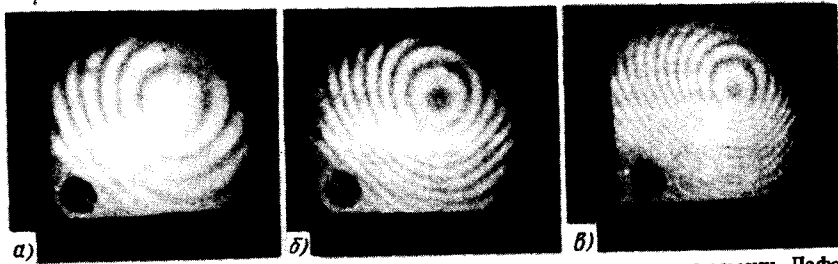


Рис. 32. Голографические интерферограммы, полученные в реальном времени. Деформация в центре пластинки 3 мкм (а), 6 мкм (б) и 9 мкм (в).

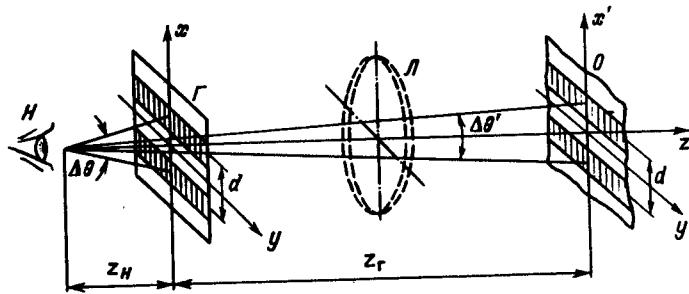


Рис. 33. Наблюдение интерферограмм, локализованных в плоскости объекта и сфокусированной голограммы: *H* – наблюдатель, *Г* – голограмма сфокусированного изображения, *Л* – линза, *О* – объект.

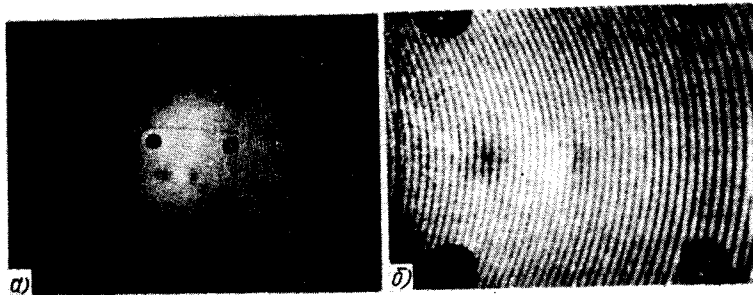


Рис. 34. Голографические интерферограммы для случая одинаковой деформации объекта, полученные с помощью голограммы Френеля (а) и сфокусированной голограммы (б) путем фотографирования с фиксированной позиции.

Например, на рис. 34 максимальное смещение незакрепленного края пластинки составляло  $20 \pm 0,5$  мкм, расстояние объект – голограмма в случаях а и б равнялось 40 см, а расстояние от плоскости фотографирования до голограммы – 20 см. При этом, как легко убедиться,  $\kappa = 3$ .

Естественно, что во втором случае разрешение существенно лучше. Рассмотренная возможность может быть использована при контроле мето-

дами голографической интерферометрии значительных (порядка 50 мкм и больших) изменений формы исследуемых объектов, особенно в тех случаях, когда голограмма регистрируется на значительном расстоянии от объекта.

#### § 4.5. Голографическая интерферометрия увеличенных сфокусированных изображений в реальном времени

Рассмотрение методов голографической интерферометрии сфокусированных изображений с единичным увеличением показывает, что их чувствительность при контроле изменения формы объектов совпадает с чувствительностью, обеспечиваемой при использовании френелевских голограмм. Чувствительность голографической интерферометрии определяется соответствием количества интерференционных полос изменению длины оптического пути на трассе объект – голограмма и на практике при значительных изменениях длины оптического пути (более 100 мкм) оказывается чрезмерно высокой, наблюдатель бывает не в состоянии разрешить соседние интерференционные полосы. Поэтому в ряде случаев возникает задача уменьшения чувствительности интерферометрического контроля изменения формы объектов.

В работе [146] рассмотрена возможность решения этой задачи путем изменения показателя преломления иммерсии, в которую помещается исследуемый объект. Еще одна возможность регулировки чувствительности была реализована за счет специальной обработки фотослоя [147].

Представляется также целесообразным регулировать чувствительность интерферометрии, подбирая определенное оптическое увеличение на этапе регистрации сфокусированных голограмм, предназначенных для получения интерферограмм, в том числе в реальном времени [63]. В случае получения голографических интерферограмм в реальном времени по френелевской схеме реализуется интерференционное сравнение восстановленной волны с волной, рассеиваемой реальным предметом, поэтому изменение масштаба голографического изображения недопустимо. Если же "эталонная" волна формируется голограммой сфокусированного изображения, то оказывается возможным производить сравнение увеличенного голографического изображения с изображением, увеличенным во столько же раз с помощью лизовой оптики. При этом число интерференционных полос на единице площади в апертуре фокусирующей системы уменьшается в зависимости от кратности увеличения.

Действительно, пусть телескопическая оптическая система (рис. 35) формирует в плоскости (*x**y*) увеличенное в  $\mu$  раз изображение объекта, характеризуемого функцией амплитудного отражения  $T(x, y)$ , а плоский опорный пучок с единичной амплитудой подается в эту плоскость под углом  $\theta_0$ . Пропускание зарегистрированной при этом голограммы запишем в виде

$$\begin{aligned} \tau(x, y) = \{ |T(x/\mu, y/\mu)|^2 + 1 \} + T(x/\mu, y/\mu) \exp(i2\pi x/d_0) + \\ + T^*(x/\mu, y/\mu) \exp(i2\pi x/d_0), \end{aligned} \quad (4.15)$$

где  $d_0 = 2\pi/k_0 \sin \theta_0$ .

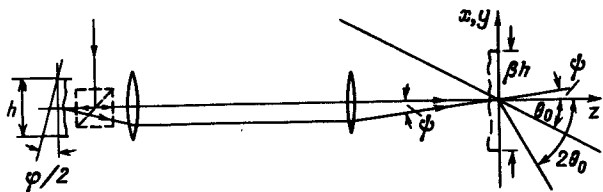


Рис. 35. Ход лучей при регистрации увеличенных сфокусированных голограмм и последующем наблюдении интерферограмм (случай поворота объекта).

Пусть теперь сфокусированная голограмма, занимающая первоначальное положение в плоскости  $(xy)$ , освещается опорным пучком, а объект поворачивается на малый угол  $\varphi/2$ . Легко показать, что ось светового поля оказывается повернутой на угол  $\psi = \varphi/\mu$ . При этом в плоскости голограммы возникает распределение амплитуд, описываемое выражением

$$U_H(x, y) = \tau(x, y) \exp(-ik_0 x \sin \theta_0) + T(x/\mu, y/\mu) \exp(ik_0 x \psi), \quad (4.16)$$

которое можно переписать в виде

$$U_H(x, y) = \{|T(x/\mu, y/\mu)|^2 + 1\} \exp(-ik_0 x \sin \theta_0) + T^*(x/\mu, y/\mu) \exp(-ik_0 x 2 \sin \theta_0) + T(x/\mu, y/\mu) + T(x/\mu, y/\mu) \exp(ik_0 x \psi). \quad (4.17)$$

Световое поле, наблюдаемое по направлению оси  $z$ , есть результат суперпозиции двух волн, описываемых третьим и четвертым слагаемыми (4.17). Эти волны взаимно когерентны, т.е.

$$U'_H(x, y) = T(x/\mu, y/\mu) [1 + \exp(ik_0 x \psi)]. \quad (4.18)$$

В результате интерференции двух взаимно когерентных волн, расходящихся под углом  $\psi = \varphi/\mu$ , образуется периодическая картина полос, локализованная в плоскости  $(x, y)$  и наложенная на увеличенное изображение объекта:

$$I_H(x, y) = |T(x/\mu, y/\mu)|^2 \cos^2(\pi x/D_\mu). \quad (4.19)$$

Здесь  $D_\mu = \mu 2\pi/k_0\varphi$  — период интерференционной картины. Легко убедиться, что период интерферограммы пропорционален коэффициенту увеличения  $\mu$ , и, следовательно, при интерференционном сравнении увеличенных изображений объекта расстояние между соседними полосами оказывается в  $\mu$  раз больше, чем в случае единичного увеличения. Это дает возможность наблюдать с хорошим разрешением интерферограмму, характеризующую такую деформацию объекта, которая обычно не позволяет разрешать интерференционные полосы.

Эксперименты проводились с уже упоминавшейся металлической пластинкой, снабженной микрометрическим винтом. Для формирования сфокусированных изображений объекта использовалась линза с фокусным расстоянием, равным 10 см. Коэффициент увеличения  $\mu$  варьировался (путем перемещения линзы) от 1 до 4, поэтому расстояние объект — голограмма для каждого случая было различным. Угол подачи опорного пучка во всех случаях составлял  $30 \pm 2^\circ$ . С целью сохранения взаимного положения эле-

ментов установки на этапе реконструкции сфокусированные голограммы недеформированного объекта обрабатывались "на месте". Деформирующее усилие прикладывалось к центральной части пластинки, смещение в точке приложения усилия варьировалось в пределах от 5 до 80 мкм; точность установки винта составляла  $\pm 0,5$  мкм.

Голографические интерферограммы (картины "живых" полос) наблюдались в плоскости голограммы визуально и фотографировались. Интерферограмма возникает в зоне суперпозиции действительного оптического изображения с реконструированным сфокусированной голограммой прямым (мнимым) изображением, а поле зрения в последнем, как указывалось выше, ограничивается апертурой восстановленного мнимого изображения линзы. Поэтому в случае, когда апертура линзы имеет размеры одного порядка с размерами объекта, она захватывает лишь часть увеличенной интерферограммы. Всю интерферограмму можно пронаблюдать только путем последовательного просмотра с изменением точки наблюдения. С ростом увеличения, когда линза удаляется от плоскости голограммы, наблюдаемая апертура сокращается. Следует, однако, принимать во внимание возможность использования других методов увеличения оптического изображения.

В качестве примера на рис. 36 приведены фотоснимки интерферограмм сфокусированных изображений для одной и той же деформации пластинки ( $20 \pm 0,5$  мкм) при различных значениях коэффициента увеличения на этапе регистрации.

Использование голограмм увеличенных сфокусированных изображений позволяет увеличить период наблюдаемых "живых" полос при одновременном увеличении изображения объекта или его наблюдаемой части. В случае получения интерферограммы с увеличением по методу двойной экспозиции удобнее вести наблюдение по направлению, соответствующему действительному голографическому изображению: вся интерферограмма может наблюдаться целиком.

Рассмотренная возможность уменьшения чувствительности может быть полезной в случае контроля значительных деформаций. Например, при смещении центра пластинки-объекта на 80 мкм картина интерференционных полос, полученная с помощью френелевской голограммы (при расстоянии объект — голограмма, равном 40 см), практически не разрешалась, в то время как использование сфокусированной голограммы, полученной при  $\mu = 3$ , позволило без труда разрешать интерференционные полосы.

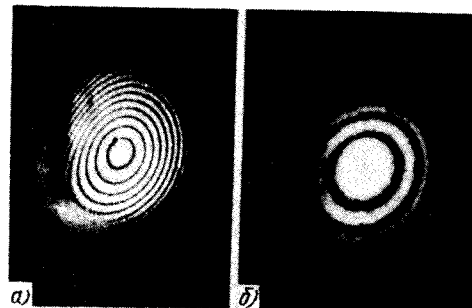


Рис. 36. Голографические интерферограммы, соответствующие одинаковой деформации объекта, полученные при единичном увеличении (а) и увеличении  $3\times$  (б).

Голографическая интерферометрия сфокусированных изображений может быть использована и при измерениях с увеличением чувствительности на основе использования высших максимумов дифракции [148]. Действительно, как подчеркивалось выше (см. гл. 1), только в случае голограмм сфокусированных изображений в высших максимумах дифракции формируются изображения, такие же, как и в первом максимуме, и локализованные в той же плоскости, в то время как в случае френелевских и других голограмм в высших максимумах формируются распределения света, являющиеся автокорреляциями и автосвертками изображений [101].

#### § 4.6. Голографические интерферограммы сфокусированных изображений с локальным опорным пучком

Ограничением рассмотренных методов голографической интерферометрии сфокусированных изображений, так же как и других методов интерферометрии, является необходимость обеспечения механической стабильности объекта и элементов установки в связи с чрезвычайно высокой чувствительностью к вибрации.

Выше было показано, что при голографической регистрации сфокусированных изображений использование в качестве опорной волны части рассеянного объектом излучения [103] позволяет регистрировать качественные голограммы при требованиях к механической стабильности, характерных для фотографической регистрации (допустимо смещение  $\sim 0,1$  мм). Однако эта возможность не может быть использована при получении голографических интерферограмм, характеризующих смещение объекта, поскольку изменение фазы, возникающее в объектной волне, компенсируется появлением такого же фазового сдвига в опорном пучке.

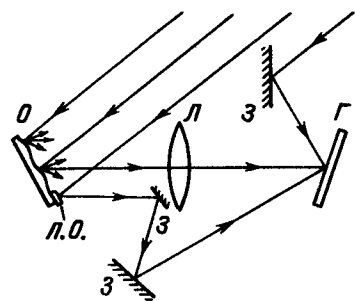
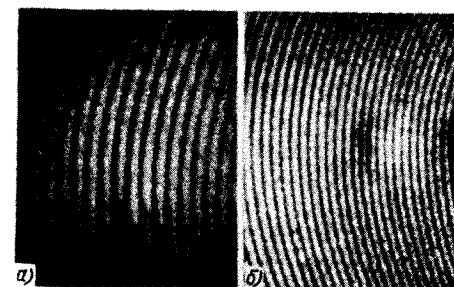


Рис. 37. Регистрация двукратно экспонированных голограмм сфокусированных изображений с локальным опорным пучком: *O* — объект, *Л.О.* — локальный отражатель, *Л* — линза, *З* — зеркало, *Г* — голограмма.

Исключить эту компенсацию (полностью или частично) оказывается возможно только при использовании опорной волны [149], создаваемой малой областью исследуемого объекта или локальным отражателем, закрепленным на объекте (рис. 37). При этом имеет место полная компенсация вибраций и параллельного переноса объекта, а его деформация регистрируется двукратно экспонированной голограммой сфокусированного изображения и воспроизводится в виде интерферограммы.

Объектами исследования являлись металлическая пластинка с микрометрическим винтом и электронная микросхема, претерпевавшая тепловую деформацию при включении в цепь питания. Наряду с локальной опорной волной создавался независимый квазиплоский опорный пучок, что позво-

ляло получать "контрольную" интерферограмму по обычной схеме. Эксперименты, сопровождавшиеся получением контрольных интерферограмм, проводились на массивной плите, в то время как голограммы только с локальным опорным источником регистрировались на малогабаритном лабораторном столе.



Проведенные эксперименты показали, что голографические интерферограммы, получаемые при использовании локального опорного источника, качественно отражают характер претерпеваемой объектом деформации. Однако количество полос на такой интерферограмме обычно меньше, чем на контрольной, что свидетельствует о частичной компенсации разности фаз, приводящей к уменьшению чувствительности интерферометрического контроля. На рис. 38 приведены фотоснимки голографических интерферограмм, полученных при использовании локального опорного пучка от плоского зеркала и контрольного квазиплоского пучка.

Очевиден одинаковый характер интерференционных полос при снижении чувствительности примерно вдвое. Степень уменьшения чувствительности зависит от выбора места прикрепления опорного зеркала, характера смещения этой области при деформации объекта, наконец, определяется формой этого зеркала. В частности, при использовании в качестве источника локальной опорной волны сферического зеркала "локальная" и контрольная интерферограммы практически совпадают.

По-видимому, в ряде практических случаев желательно иметь дополнительную информацию о характере деформации объекта с тем, чтобы учитывать ее при интерпретации интерферограммы, полученной с использованием локального опорного пучка. В то же время возможность уменьшения чувствительности интерферометрического контроля (конечно, при наличии данных о степени этого уменьшения) может быть полезной при значительных деформациях объекта. Наибольший интерес, однако, представляет схема, в которой для формирования локальной опорной волны используется сферический отражатель.

Голографическая интерферометрия сфокусированных изображений может быть использована при измерениях с увеличением чувствительности на основе использования высших максимумов дифракции [148]. Действительно, как подчеркивалось выше (см. гл. 1), только в случае голограмм сфокусированных изображений в высших максимумах дифракции формируются изображения, такие же, как и в первом максимуме, и локализованные в той же плоскости, в то время как в случае френелевских и других голограмм в высших максимумах формируются распределения света, являющиеся автокорреляциями и автосвертками изображений [101].

#### § 4.6. Голографические интерферограммы сфокусированных изображений с локальным опорным пучком

Ограничением рассмотренных методов голографической интерферометрии сфокусированных изображений, так же как и других методов интерферометрии, является необходимость обеспечения механической стабильности объекта и элементов установки в связи с чрезвычайно высокой чувствительностью к вибрации.

Выше было показано, что при голографической регистрации сфокусированных изображений использование в качестве опорной волны части рассеянного объектом излучения [103] позволяет регистрировать качественные голограммы при требованиях к механической стабильности, характерных для фотографической регистрации (допустимо смещение  $\sim 0,1$  мм). Однако эта возможность не может быть использована при получении голографических интерферограмм, характеризующих смещение объекта, поскольку изменение фазы, возникающее в объектной волне, компенсируется появлением такого же фазового сдвига в опорном пучке.

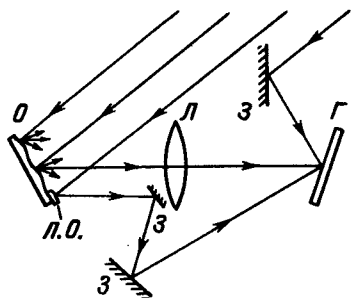
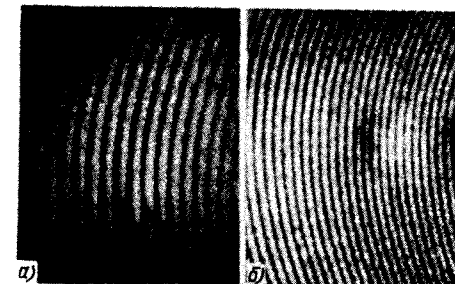


Рис. 37. Регистрация двукратно экспонированных голограмм сфокусированных изображений с локальным опорным пучком: *О* – объект, *Л.О.* – локальный отражатель, *Л* – линза, *З* – зеркало, *Г* – голограмма.

Исключить эту компенсацию (полностью или частично) оказывается возможно только при использовании опорной волны [149], создаваемой малой областью исследуемого объекта или локальным отражателем, закрепленным на объекте (рис. 37). При этом имеет место полная компенсация вибраций и параллельного переноса объекта, а его деформация регистрируется двукратно экспонированной голограммой сфокусированного изображения и воспроизводится в виде интерферограммы.

Объектами исследования являлись металлическая пластинка с микрометрическим винтом и электронная микросхема, претерпевавшая тепловую деформацию при включении в цепь питания. Наряду с локальной опорной волной создавался независимый квазиплоский опорный пучок, что позво-

Рис. 38. Голографические интерферограммы деформируемой пластины, полученные с локальным (*а*) и контрольным (*б*) опорными пучками.



ляло получать "контрольную" интерферограмму по обычной схеме. Эксперименты, сопровождавшиеся получением контрольных интерферограмм, проводились на массивной плите, в то время как голограммы только с локальным опорным источником регистрировались на малогабаритном лабораторном столе.

Проведенные эксперименты показали, что голографические интерферограммы, получаемые при использовании локального опорного источника, качественно отражают характер претерпеваемой объектом деформации. Однако количество полос на такой интерферограмме обычно меньше, чем на контрольной, что свидетельствует о частичной компенсации разности фаз, приводящей к уменьшению чувствительности интерферометрического контроля. На рис. 38 приведены фотоснимки голографических интерферограмм, полученных при использовании локального опорного пучка от плоского зеркала и контрольного квазиплоского пучка.

Очевиден одинаковый характер интерференционных полос при снижении чувствительности примерно вдвое. Степень уменьшения чувствительности зависит от выбора места прикрепления опорного зеркала, характера смещения этой области при деформации объекта, наконец, определяется формой этого зеркала. В частности, при использовании в качестве источника локальной опорной волны сферического зеркала "локальная" и контрольная интерферограммы практически совпадают.

По-видимому, в ряде практических случаев желательно иметь дополнительную информацию о характере деформации объекта с тем, чтобы учитывать ее при интерпретации интерферограммы, полученной с использованием локального опорного пучка. В то же время возможность уменьшения чувствительности интерферометрического контроля (конечно, при наличии данных о степени этого уменьшения) может быть полезной при значительных деформациях объекта. Наибольший интерес, однако, представляет схема, в которой для формирования локальной опорной волны используется сферический отражатель.

## СПЕКЛ-СТРУКТУРЫ, РЕГИСТРИРУЕМЫЕ В ПЛОСКОСТИ СФОКУСИРОВАННОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ

### § 5.1. Формирование изображений в нулевом максимуме дифракции голограмм сфокусированных изображений

В традиционной голографии, основанной на регистрации рассеянного объектом светового поля в присутствии внеосевой опорной волны, принято считать, что в нулевом максимуме (порядке) дифракции голограммы не содержится полезной информации. В наиболее распространенном случае регистрации френелевских голограмм диффузно рассеивающих объектов в нулевом максимуме дифракции, как известно (см., например, [74]), воспроизводится квазигомогенный диффузно рассеянный фон. Этот фон является вследствие дифракции освещающего пучка на интермодуляционной интерференционной структуре голограммы, представляющей собой результат интермодуляционного взаимодействия (перекрестной интерференции) пространственных составляющих объектной волны.

В появлении диффузно рассеянного фона проявляется спекл-эффект (эффект лазерной пятнистости), который долгое время считался исключительно источником шумов. Поэтому значительное число работ (см. [124–126]) было посвящено проблеме устранения спекл-шума в голографии и когерентной оптике.

Однако регистрируемая наряду с высокочастотной структурой внеосевой голограммы относительно низкочастотная спекл-структура ("продукт" перекрестной интерференции в диффузно рассеянной предметной волне) при определенных условиях обладает способностью к восстановлению изображения. Действительно, об этом свидетельствует известный эксперимент [76–77] по образованию так называемого фантомного изображения. Он состоял в регистрации диффузно рассеянного составным объектом поля в виде спекл-структуры и освещении полученного снимка, помещенного точно в исходное положение, волной, рассеянной частью этого объекта. Следовательно, диффузное поле, регистрируемое в зоне френелевской дифракции, содержит амплитудно-фазовую информацию, необходимую для воспроизведения изображения предмета, но поскольку опорный фазовый фронт имеет случайный (хотя и постоянный) характер, полноценное восстановление возможно только в случае сохранения в реконструирующей волне этого фронта.

Дальнейшие исследования показали, что в случае получения голограмм сфокусированных изображений диффузно рассеивающих объектов спекл-структуры, регистрируемые в плоскости изображения, обладают интересными изображающими свойствами при произвольном положении фотопластины относительно произвольно выбранного освещающего источника.

При визуальном анализе светового поля в нулевом максимуме (порядке) дифракции голограмм сфокусированных изображений диффузно рассеивающих объектов, т.е. вблизи оси освещающего пучка (который может быть как монохроматическим, так и полихроматическим), легко наблюдать позитивные изображения этих объектов, напоминающие голографические, но не обладающие характерной для голографических изображений глубиной. Впервые об этом свойстве голограмм сфокусированных изображений сообщалось независимо в работах [30, 31].

Следует отметить, что яркость квазиосевых изображений зависит от степени диффузного рассеяния света в объектной волне, она заметно уменьшается, когда при регистрации в объектном пучке присутствует заметная регулярная (зеркальная) составляющая. В случае, если объектная волна представляет собой пучок со слабо выраженным диффузным рассеянием, то квазиосевое изображение не возникает. Следовательно, диффузное рассеяние света объектом является необходимым условием формирования таких изображений.

Для наблюдения таких "квазиосевых" изображений необходимо выбрать направление, составляющее с осью освещающего пучка небольшой угол, поскольку в осевом направлении наблюдению мешают интенсивная засветка от восстанавливающего источника, а также структура фотографического негатива. При этом в поле рассеянного света нет возможности выделить какое-то ярко выраженное преимущественное направление наблюдения или пару сопряженных волн — изображение наблюдается при произвольном положении глаза наблюдателя относительно оси в пределах некоторого максимального угла дифракции, определяемого геометрией регистрации (апертурой линзы и расстоянием от нее до фотопластины).

Интересно, что, в отличие от изображений, формируемых сфокусированными голограммами в дифракционных максимумах первого порядка, квазиосевые изображения, формируемые в полихроматическом излучении, имеют практически черно-белую окраску (дисперсия отсутствует). Однако при использовании на этапе регистрации сфокусированной голограммы линзы с относительно большой апертурой угол, в пределах которого наблюдается квазиосевое изображение, увеличивается, и при наблюдении под сравнительно большими углами к оси освещающего пучка появляется заметная спектральная окраска изображения. Это свидетельствует о дифракционном характере образования (восстановления) такого изображения и, следовательно, о наличии относительно низкочастотной пространственной структуры (спекл-структуры), ответственной за образование только этого изображения. Отсюда нетрудно сделать вывод о том, что для получения квазиосевых изображений нет необходимости в наличии специально формируемого внеосевого опорного пучка и изображающая спекл-структура может быть получена путем фотографической регистрации сфокусированного изображения в диффузно рассеянном когерентном излучении. Это предположение было подтверждено экспериментами [32, 72].

В качестве примера на рис. 39 приведен снимок квазиосевого изображения сцены из трех диффузно отражающих фигурок, полученный при освещении белым светом фотоснимка этой сцены, зарегистрированного при

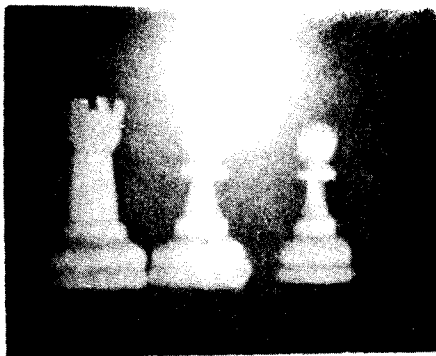


Рис. 39. Изображение диффузно рассеивающей сцены, восстановленное в белом свете в нулевом порядке дифракций голограммой сфокусированного изображения.

ее когерентном освещении (излучением лазера) в случае однократной экспозиции на высокоразрешающей фотопластинке. Внешне такой снимок выглядит как негативное фотографическое изображение предмета (сцены), однако наличие модулирующей это изображение спекл-структуры\*) придает ему ряд свойств сфокусированной голограммы.

Прежде всего следует подчеркнуть, что после отбеливания фотопластинки, когда на ней не остается и следов изображения в обычном смысле слова (почернения в соответствии с распределением интенсивности), сохранившаяся фазовая структура формирует такое же изображение, причем, как следует ожидать, с повышенной яркостью. Следовательно, аналогично случаю получения фазовых голограмм, амплитудная информация о структуре изображения сохраняется посредством амплитудной модуляции спекл-структуры, которая при отбеливании преобразуется в соответствующую модуляцию толщины (рельефа) эмульсии. Отсюда следует и позитивный характер таких изображений, в то время как для обычных изображений однократная экспозиция приводит к получению негатива.

### § 5.2. Природа квазисосевых изображений, восстанавливаемых сфокусированными голограммами

Своеобразие квазисосевых изображений, формируемых сфокусированными голограммами независимо от наличия внеосевого опорного пучка, свидетельствует о существенных особенностях механизма их образования. В частности, в уже упоминавшейся работе Брандта [30] подчеркивалось, что процессы формирования таких изображений не могут быть объяснены с точки зрения обычного механизма голографии, однако никакой гипотезы относительно природы этого эффекта не было предложено.

К объяснению природы этих процессов [32] можно подойти, используя анализ физического механизма голографической регистрации сфокусированных изображений с диффузно рассеянной опорной волной (см. гл. 2). Действительно, как уже отмечалось, диффузное рассеяние регистрируемого излучения является необходимым условием дальнейшего получения квазисосевых восстановленных изображений, причем наилучшие условия

\*) В книге [75] такие снимки называются "изображениями, модулированными спеклами".

их наблюдения достигаются тогда, когда в рассеянном излучении отсутствует регулярная составляющая.

Для восстановления голограмм сфокусированных изображений с протяженной (диффузно рассеянной) опорной волной характерным является появление вблизи оси освещающего пучка диффузно рассеянного поля (см. рис. 17), являющегося результатом дифракции регулярного освещающего пучка на картине перекрестной интерференции пространственных составляющих опорной волны (см. формулы (2.3) – (2.6)). Иными словами, интермодуляционное взаимодействие в опорном поле приводит к регистрации спекл-структуры, порождающей при восстановлении квазисосевого диффузного фон. Отметим, что в случае, когда объект является диффузно рассеивающим, наряду с этой спекл-структурой образуется еще одна спекл-структура, являющаяся результатом такой интерференции, когда диффузно рассеянное излучение от малой области объекта собирается (локализуется) в малой области плоскости изображения. Такое взаимодействие, в отличие от интермодуляционного, можно назвать "автомодуляционным".

Очевидно, что в общем случае регистрируемая голограммой сфокусированного изображения структура есть результат когерентного сложения двух спекл-структур – интермодуляционной и автомодуляционной. Ясно также, что в этом случае квазисосевое изображение, порождаемое автомодуляционной спекл-структурой, в значительной мере подавляется однородным диффузным фоном, и его наблюдение затруднено.

В случае, когда опорный пучок отсутствует, спекл-структура в плоскости изображения формируется только в результате автомодуляционного взаимодействия пространственных составляющих диффузно рассеянного объектом поля. В дальнейшем эту структуру, обеспечивающую формирование квазисосевых изображений, будем называть *спеклограммой*\*).

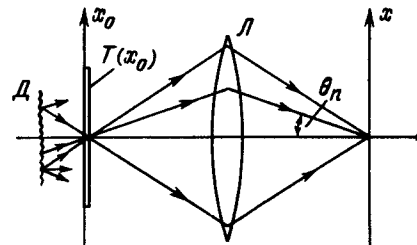


Рис. 40. Ход лучей при регистрации спеклограммы:  $D$  – диффузор,  $L$  – линза.

Рассмотрим с этих позиций элементарную теорию процесса фотографической регистрации изображения с высоким разрешением в диффузно рассеянном когерентном излучении. Пусть сфокусированное изображение плоского объекта (транспаранта), характеризуемого функцией амплитудного пропускания  $T(x_0)$ , формируется линзой в плоскости  $x$  с единичным увеличением (рис. 40). Диффузную подсветку объекта сведем к его освещению

\*) Следует отметить, что в литературе этот термин появился в последнее время, и, надо полагать, он придет на смену получившему распространение, но не совсем удачному термину "спекл-фотография".

шению набором плоских волн, распространяющихся в некотором интервале углов (см. [32]), т.е.

$$I_p(x) = \left| \sum_{n=1}^N T(x) \exp(-ikx \sin \theta_n) \right|^2 = N |T(x)|^2 + \sum_{n=1}^N \sum_{\substack{m=1 \\ n \neq m}}^N T(x) T^*(x) \exp[-ikx(\sin \theta_n - \sin \theta_m)] + \text{к.с.}, \quad (5.1)$$

где к.с. означает комплексное сопряжение.

Запишем (5.1) с учетом того обстоятельства, что при суперпозиции каждой пары волн возникает периодическая структура в виде

$$I_p(x) = N |T(x)|^2 + \sum_n \sum_{m \neq n} |T(x)|^2 \exp(-i2\pi/d_{nm}x) + \text{к.с.} \quad (5.2)$$

Здесь  $d_{nm} = 2\pi/k(\sin \theta_n - \sin \theta_m) = 1/\xi_{nm}$  — период элементарной интерференционной картины, соответствующей когерентному наложению двух элементарных изображений;  $\xi_{nm}$  — пространственная частота соответствующей несущей.

Первое слагаемое в [52] описывает негативное фотографическое изображение объекта, а второе и третье — спекл-структуру, возникающую в результате интерференции всех элементарных пространственных составляющих диффузно рассеянной волны. Таким образом, в рассматриваемом случае имеет место взаимная модуляция элементарных сфокусированных изображений, причем, в силу таухронизма линзы, эти изображения полностью совпадают. Поэтому, как следует из формулы (5.2), каждая из "парциальных" несущих  $\xi_{nm} = 1/d_{nm}$  промодулирована квадратом модуля амплитуды объектной волны с сохранением фазовой информации об относительной пространственной частоте интерферирующих составляющих.

При освещении полученной спеклограммы (считаем, что ее пропускание  $\tau_p(x)$  с точностью до постоянного множителя совпадает с зарегистрированной интенсивностью) плоской монохроматической волной с единичной амплитудой получаем на выходе распределение амплитуд, описываемое выражением

$$U_b(x) = N |T(x)|^2 + \sum_n \sum_{m \neq n} |T(x)|^2 \exp(-ikx \sin \theta_{nm}) + \text{к.с.}, \quad (5.3)$$

где  $\sin \theta_{nm} = 2\pi/kd_{nm}$  соответствует дифракция освещающего пучка на одной из парциальных пространственных несущих  $\xi_{nm}$ . Из формулы (5.3) следует, что амплитуда в восстановленном поле пропорциональна интенсивности объектной волны. Нетрудно также показать, что угол, в котором спеклограмма восстанавливает изображение, вдвое больше апертурного угла фокусирующей системы.

Пусть восстановление производится плоским полихроматическим пучком произвольного направления, который, полагая единичными амплитуды всех взаимно некогерентных спектральных составляющих, запишем в виде

$$U_0^{(L)}(x) = \sum_{l=1}^L \exp(-i2\pi\xi_l x). \quad (5.4)$$

Здесь  $\xi_l = \sin \theta/\lambda_l$  — пространственная частота. Тогда на выходе спеклограммы возникает поле, которое с учетом зависимости угла дифракции от соотношения длины волны света  $\lambda_l = 2\pi/k_l$  и периода решетки  $d_{nm} = 1/\xi_{nm}$  можно записать в виде

$$U_b^{(L)}(x) = LN |T(x)|^2 + \sum_l \sum_n \sum_{m \neq n} |T(x)|^2 \exp(-ik_l x \sin \theta_{nm}) + \text{к.с.} \quad (5.5)$$

Это означает, что освещающая волна в результате дифракции на совокупности пространственных несущих разлагается на набор монохроматических составляющих вида  $|T(x)|^2 \exp(-ik_l x \sin \theta_{nm})$ , распространяющихся во всем интервале углов  $\theta_{nm}$ . Масштаб изображений, формируемых различными монохроматическими компонентами, одинаков, а направления дифракции части из них совпадают в связи с наличием квазинепрерывного набора низкочастотных пространственных несущих. Поэтому восстановленные изображения наблюдаются практически без спектральной окраски, тем более, что в силу относительной малости углов, стягиваемых апертурой фокусирующей системы, дисперсия оказывается незначительной. Только в случае наблюдения под максимальными углами появляется красная окраска, поскольку излучение с более короткими длинами волн на эти углы не дифрагирует.

Угол, в пределах которого наблюдается восстановленное изображение, дополнительно расширяется за счет дисперсии более длинноволновых спектральных составляющих на несущих с максимальными пространственными частотами, причем, в отличие от случая сфокусированных голограмм с внеосевой диффузно рассеянной волной [41], рассмотренного в гл. 2, расширение поля происходит по всем направлениям.

### § 5.3. Получение внеосевых спеклограмм

Восстановление спеклограммой изображения вблизи оси освещающего пучка в определенной степени затрудняет его наблюдение в связи с наличием интенсивного фона от освещающего источника. Поэтому значительный интерес представляет получение спеклограмм, способных формировать изображения во внеосевом направлении, подобно обычным голограммам с наклонным опорным пучком.

Такие спеклограммы получают при подавлении (блокировке) определенного интервала низких пространственных частот диффузно рассеянной объектной волны, захватываемой апертурой фиксирующей системы\*). Схема на рис. 41 в определенной степени сходна со схемой [131] введения пространственной несущей в спекл-интерферометрии — методе интерференционных измерений, основанном на регистрации двукратно экспонированных спеклограмм.

При блокировке центральной части линзы, например, с помощью прямоугольного экрана, длина которого превышает диаметр линзы, спеклограмма регистрируется в виде результата интерференции двух рассеянных волн, каждая из которых несет изображение объекта. В этом случае выражение

\* В литературе [75] используется также термин "ориентированная спекл-структура".



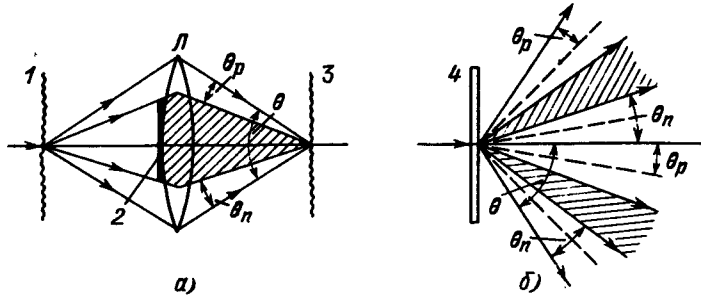


Рис. 41. Регистрации спеклограммы с блокировкой низких пространственных частот (а) и восстановления внеосевых изображений (б): 1 – объект, 2 – экран, 3 – изображение, 4 – спеклограмма, Л – линза.

для регистрируемой интенсивности можно записать в виде

$$\begin{aligned}
 I_{\text{вн}}(x) &= \left| \sum_{n=1}^N T(x) \exp(-ikx \sin \theta_n) + \sum_{p=1}^P T(x) \exp(ikx \sin \theta_p) \right|^2 = \\
 &= (N+P) |T(x)|^2 + \sum_{n=1}^N \sum_{m=1, m \neq n}^N |T(x)|^2 \exp[-i2\pi(\xi_n - \xi_m)x] + (\text{к.с.})_1 + \\
 &+ \sum_{p=1}^P \sum_{q=1, q \neq p}^P |T(x)|^2 \exp[-i2\pi(\xi_p - \xi_q)x] + (\text{к.с.})_2 + \\
 &+ \sum_{n=1}^N \sum_{p=1}^P |T(x)|^2 \exp[-i2\pi(\xi_n + \xi_p)x] + (\text{к.с.})_3, \quad (5.5)
 \end{aligned}$$

где  $\xi_j = k \sin \theta_j / 2\pi$  – пространственная частота.

Таким образом, на спеклограмме в результате когерентного сложения двух диффузно рассеянных волн регистрируются два набора разностных низкочастотных пространственных несущих, возникновение которых обусловлено взаимной интерференцией пространственных составляющих в "верхнем" и "нижнем" диффузно рассеянных пучках, и один набор суммарных (высокочастотных) пространственных несущих, являющийся результатом перекрестной интерференции двух диффузно рассеянных пучков:

$$\begin{aligned}
 T_{\text{вн}}(x) &= (N+P) |T(x)|^2 + \sum_{n, m \neq n} |T(x)|^2 \exp(-i2\pi x/d_{nm}) + (\text{к.с.})_1 + \\
 &+ \sum_{p, q \neq p} |T(x)|^2 \exp(-i2\pi x/d_{pq}) + (\text{к.с.})_2 + \sum_n |T(x)|^2 \exp(-i2\pi x/D_{np}) + \\
 &+ (\text{к.с.})_3. \quad (5.6)
 \end{aligned}$$

Здесь

$$d_{nm} = 2\pi/k(\sin \theta_n - \sin \theta_m), \quad D_{np} = 2\pi/k(\sin \theta_n + \sin \theta_p) \quad (5.7)$$

– периоды соответствующих элементарных интерференционных картин, каждая из которых промодулирована квадратом модуля амплитудного пропускания объекта.

При восстановлении плоской монохроматической волны на выходе спеклограммы возникает световое поле

$$\begin{aligned}
 U_{\text{вн}}(x) &= (N+P) |T(x)|^2 + \sum_n \sum_{m \neq n} |T(x)|^2 \exp(-ikx \sin \theta_{nm}) + (\text{к.с.})_1 + \\
 &+ \sum_{p, q \neq p} |T(x)|^2 \exp(-ikx \sin \theta_{pq}) + (\text{к.с.})_2 + \\
 &+ \sum_n \sum_p |T(x)|^2 \exp(-ikx \sin \theta_{np}) + (\text{к.с.})_3. \quad (5.8)
 \end{aligned}$$

Первое слагаемое (5.8) соответствует осевой волне, несущей обычное негативное (фотографическое) изображение, четыре следующих – квазиосевой волне, воспроизводящей позитивное изображение на низких пространственных частотах, а два последних – паре внеосевых волн, формирующих такое же изображение на высоких частотах.

Квазиосевая (низкочастотная) волна формируется двумя парами пучков, причем пучки, описываемые вторым и пятым слагаемыми (5.8), распространяются по одну сторону от оптической оси, накладываясь при этом друг на друга, а пучки, описываемые третьим и четвертым слагаемыми, – по другую сторону от оси, также накладываясь друг на друга. В случае осесимметричной блокировки низких пространственных частот на этапе регистрации эти квазиосевые пучки попарно полностью совмещаются.

Величина пространственного (углового) промежутка между квазиосевой волной и внеосевыми (высокочастотными) волнами определяется шириной полосы частот, подавляемых при регистрации. Этот промежуток оказывается тем большим, чем больше минимальное значение меньшего из углов  $\theta_n$  и  $\theta_p$  (рис. 41), которое соответствует наименьшей пространственной частоте, дающей вклад в регистрацию безопорной сфокусированной голограммы.

Несложный расчет (рис. 42) показывает, что для появления на этапе восстановления пространственного промежутка между квазиосевой и внеосевой волнами необходимо, чтобы при регистрации угловой размер экрана был больше углового размера более широкого из двух диффузно рассеянных пучков. В случае осесимметричного расположения экрана его угловой размер должен превышать третью часть угловой апертуры фокусирующей системы\*).

Рассмотрим теперь процесс восстановления изображений в полихроматическом излучении (белом свете). Освещающую волну вновь представим в виде

$$U_{\text{осв}} = \sum_{l=1}^L \exp(-i2\pi \xi_l x).$$

Поле на выходе спеклограммы в этом случае имеет вид

$$\begin{aligned}
 U_{\text{в}}'(x) L(NP) |T(x)|^2 &= \sum_l \sum_n \sum_{m \neq n} |T(x)|^2 \exp(-ik_l x \sin \theta_{nm}) + (\text{к.с.})_1 + \\
 &+ \sum_l \sum_p \sum_{q \neq p} |T(x)|^2 \exp(-ik_l x \sin \theta_{pq}) + (\text{к.с.})_2 + \\
 &+ \sum_l \sum_n \sum_p |T(x)|^2 \exp(-ik_l x \sin \theta_{np}) + (\text{к.с.})_3. \quad (5.9)
 \end{aligned}$$

\*) Это соответствует соотношению, характерному для обычной голографии, при условии линейной регистрации.

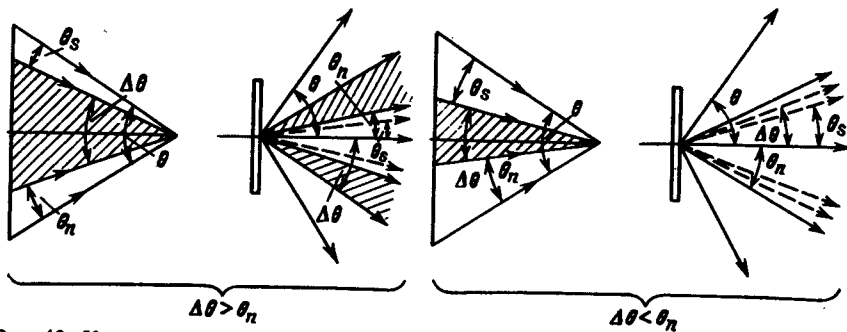


Рис. 42. К расчету угловых величин световых пучков, возникающих при дифракции монохроматического излучения на внеосевой спеклограмме.

Из (5.9) следует, что при восстановлении в полихроматическом излучении расширяются интервалы углов, в которых наблюдаются и квазиосевое, и внеосевое изображения (угловой промежуток между соответствующими волнами при этом, естественно, сокращается). В силу того, что угол  $\theta_{npl}$  существенно больше углов  $\theta_{nm1}$  и  $\theta_{pq1}$ , во внеосевых пучках, описываемых шестым и седьмым слагаемыми в (5.9), дисперсия увеличивается, вследствие чего проявляется заметная спектральная окраска.

Наконец, при восстановлении протяженным полихроматическим источником, комплексную амплитуду которого запишем в виде

$$U_{осв}^{(\Sigma)} = \sum_{r=1}^R \sum_{l=1}^L \exp(-ik_l x \sin \theta_r) = \sum_{r,l} \exp(-i2\pi \xi_{r,l} x), \quad (5.10)$$

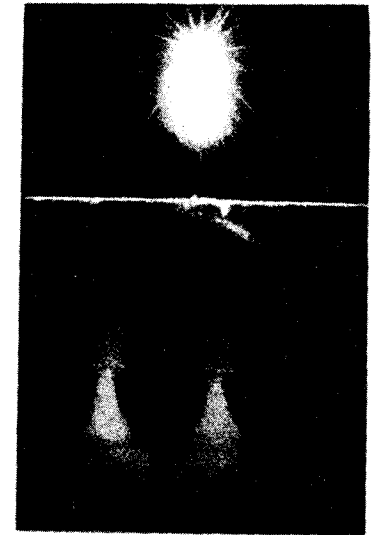
выражение для восстановленного поля имеет вид

$$U_{в}^{(\Sigma)}(x) = C |T(x)|^2 + \sum_{n,m,r,l} |T(x)|^2 \exp[-ik_l x (\sin \theta_r - \sin \theta_{nm1})] + \\ + (\text{к.с.})_1 + \sum_{p,q,r,l} |T(x)|^2 \exp[-ik_l x (\sin \theta_r - \sin \theta_{pq1})] + (\text{к.с.})_2 + \\ + \sum_{n,p,r,l} |T(x)|^2 \exp[-ik_l x (\sin \theta_r - \sin \theta_{npl})] + (\text{к.с.})_3. \quad (5.11)$$

Это означает, что телесный угол, в котором наблюдаются восстановленные изображения, дополнительно увеличивается вследствие дисперсии набора пространственных составляющих освещающего пучка на совокупности пространственных несущих спеклограммы. Аналогично рассмотренному в гл. 2 случаю регистрации обычных сфокусированных голограмм с протяженным опорным источником, в восстановленном поле имеет место взаимное наложение (перемешивание) спектральных и пространственных компонент освещающей волны.

Такая спеклограмма была получена в соответствии со схемой рис. 41, с использованием осесимметричного прямоугольного экрана, ширина которого была равна радиусу линзы, использовавшейся при регистрации. В этом случае возникает пара дифрагированных пучков, симметричных относительно осевого пучка. Наблюдаемая при этом интенсивная спектральная окраска является следствием регистрации ограниченного интервала пространственных несущих. Интересно, что в условиях пере- или недозэкспо-

Рис. 43. Восстановленное в когерентном свете внеосевое изображение диффузно отражающей сцены.



нирования фотопластины (нелинейная регистрация) удается зафиксировать появление спектрально окрашенных изображений во втором максимуме дифракции.

Следует отметить, что микроструктура восстанавливаемых изображений зависит от степени когерентности восстанавливающего пучка — при восстановлении лазерным излучением в изображении наблюдается ярко выраженная спекл-структура (рис. 43), которой при восстановлении белым светом практически не наблюдается.

С увеличением размеров блокирующего низкие частоты экрана, что соответствует уменьшению эффективной апертуры и, следовательно, связано с необходимостью увеличения времени экспонирования, плотность световой энергии в реконструированном поле остается практически постоянной. Об этом свидетельствуют результаты измерения дифракционной эффективности [132] спеклограмм (рис. 44). Такой, на первый взгляд, неожиданный результат связан с тем обстоятельством, что контраст регистрируемой совокупности пространственных несущих (спекл-структуры) не зависит от размеров апертуры фокусирующей системы. Это обусловлено тем, что степень пространственной когерентности излучения, формирующего сфокусированную спеклограмму, остается постоянной и близкой к единице, независимо от размеров диффузно рассеивающего объекта и апертуры изображающей системы.

Данные, приведенные на рис. 44, получены по результатам измерения дифракционной эффективности трех комплектов спеклограмм, полученных при различных размерах осесимметричного экрана, ограничивающего апертуру линзы. Подчеркнем, что само по себе измерение дифракционной эффективности спеклограмм стало возможным благодаря формированию внеосевых изображений.

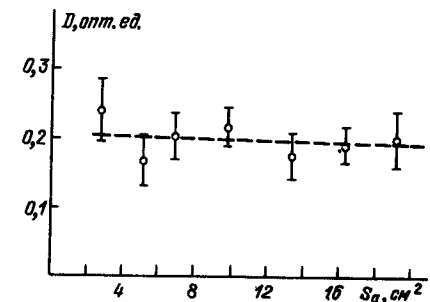


Рис. 44. Зависимость дифракционной эффективности внеосевых спеклограмм от размеров апертуры, используемой при регистрации.

### § 5.4. Изображающие свойства спеклограмм

Как было показано выше, спеклограммы формируют восстановленное изображение в собственной плоскости. Обычно наблюдать это изображение можно, помещая наблюдательную систему (глаз) под небольшим углом к оси освещающего пучка, что позволяет наблюдателю "отстроиться" от интенсивной засветки прямым изображением освещающего источника.

Представляет, однако, интерес возможность формирования (локализации) восстановленного изображения в определенной области пространства. При воспроизведении и отображении информации со спеклограммы следует учитывать необходимость отделения полезного сигнала (изображения) от шумовых составляющих ее пространственного спектра — засветки от освещающего источника и негативного изображения, регистрируемого на фотопластинке. Такое отделение можно обеспечить, получая внеосевые спеклограммы (см. выше), что связано с усложнением схемы регистрации и уменьшением яркости регистрируемого поля, что приводит к необходимости увеличения времени экспонирования.

Рассмотрим другую возможность отделения полезного сигнала от шума — на этапе восстановления — посредством пространственной фильтрации спектра спеклограммы. Такая фильтрация представляет самостоятельный интерес, в связи с возможностью переноса (переотображения) восстановленного изображения из плоскости спеклограммы в некоторую другую плоскость, где может располагаться приемник изображения.

Рассмотрим в этой связи элементарную теорию процесса восстановления спеклограммой изображения через оптическую систему, допускающую пространственную фильтрацию в фурье-плоскости (рис. 45). Интенсивность, регистрируемую спеклограммой, представим, пользуясь для упрощения записи одномерным представлением, в виде

$$I(x) = \left| \sum_n t(x) \exp[i\varphi(x, z)] \exp[(i2\pi x/\lambda) \sin \theta_n] \right|^2 = N|t(x)|^2 + \sum_{n, m \neq n} |t(x)|^2 \exp(i2\pi x/d_{nm}) + \sum_{n, m \neq n} |t(x)|^2 \exp(-i2\pi x/d_{nm}), \quad (5.12)$$

где  $\varphi(x, z)$  — фаза, обусловленная рельефом диффузно рассеивающего объекта,  $t(x)$  — распределение амплитуд в изображении объекта,  $\lambda$  — длина волны излучения,  $d_{nm}$  — период элементарной структуры, регистрируемой в результате перекрестной интерференции составляющих пространственного спектра объекта.

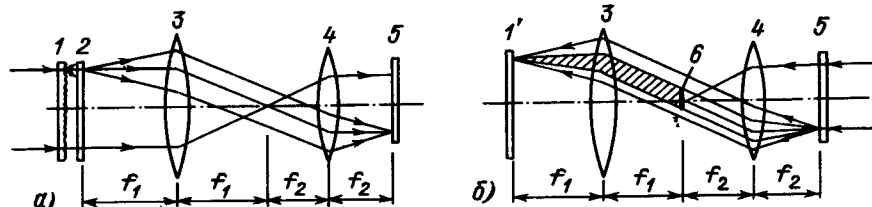


Рис. 45. Регистрация спеклограммы (а) и формирование изображения с пространственной фильтрацией в фурье-плоскости (б): 1 — диффузный рассеиватель, 1' — экран, 2 — объект (транспарант), 3, 4 — линзы, 5 — спеклограмма, 6 — блокирующий экран.

Рис. 46. Пространственный спектр спеклограммы (а) и результат его пространственной фильтрации (б).

Пропускание линейно зарегистрированной спеклограммы запишем в виде

$$\tau(x) = \tau_0 - K|t(x)|^2 - k \sum_{n, m} |t(x)|^2 \exp(i2\pi x/d_{nm}) - k \sum_{n, m} |t(x)|^2 \exp(-i2\pi x/d_{nm}), \quad (5.13)$$

где  $\tau_0$  — пропускание незкспонированной фотопластинки,  $K$  и  $k$  — постоянные.

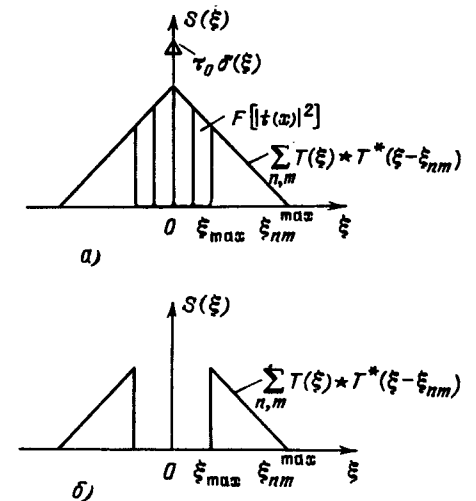
Из анализа третьего и четвертого слагаемых в (5.13) следует, что при регистрации спеклограммы усредняется (теряется) фазовая информация, связанная с трехмерной структурой объекта (в результате записывается интенсивность), но сохраняется фазовая информация о пространственных частотах диффузно рассеянных составляющих, формирующих изображение. Об этом свидетельствуют экспоненциальные множители под знаком суммы. Следует подчеркнуть, что спеклограмма регистрирует и воспроизводит также вариации этой фазовой информации, обусловленные смещением объекта, что обеспечивает, в частности, реализацию методов спекл-интерферометрии. Второе слагаемое (5.13) соответствует структуре негативного изображения, регистрируемого фотопластинкой независимо от наличия или отсутствия спекл-структуры.

Очевидно, что при освещении зарегистрированной спеклограммы плоской волной поле на ее выходе содержит три составляющие (рис. 46). Рассмотрим результат фурье-преобразования этого поля. Распределение амплитуд в фурье-плоскости запишем в виде

$$U(\xi) = F[\tau(x)] = \tau_0 \delta(\xi) - KF[|t(x)|^2] - k \sum_{n, m} T(\xi) * T^*(\xi + \xi_{nm}) - k \sum_{n, m} T(\xi) * T^*(\xi - \xi_{nm}), \quad (5.14)$$

где  $T(\xi)$  — фурье-образ функции  $t(x)$ ,  $\xi_{nm} = 1/d_{nm}$  — пространственная частота, а символы  $F$  и  $*$  означают операции фурье-преобразования и автокорреляции соответственно.

Прямое изображение освещающего источника, описываемое первым слагаемым (5.14), легко блокируется в фурье-плоскости малым непрозрачным экраном, помещаемым на оптической оси. Что же касается выбора фильтра для блокировки спектра негативного изображения (или, при отбеливании спеклограммы, соответствующей низкочастотной фазовой структуры), то выбор его размера и формы определяется пространственно-частотными характеристиками этого изображения, точнее, его максимальными пространственными частотами по двум взаимно перпендикулярным осям. Известно, что пространственная область, занимаемая спек-



ром объекта, описывается выражением

$$\Delta x_{\xi} = f \lambda \xi_{\max}, \quad (5.15)$$

где  $f$  — фокусное расстояние линзы, осуществляющей фурье-преобразование, а  $\xi_{\max}$  — максимальная пространственная частота. Подбирая размер блокирующего экрана в соответствии с (5.15), можно выделить из пространственного спектра спеклограммы только полезный сигнал, переносимый высокочастотной областью ее пространственного спектра (диффузно рассеянного поля).

В результате отфильтрованное поле после обратного фурье-преобразования второй линзой будет иметь вид

$$U(x') = k \sum_{n,m} |t(x')|^2 \exp[i(2\pi/\lambda)x'(\sin\theta_{\max} - \sin\theta_{nm})] + k \sum_{n,m} |t(x')|^2 \exp[-i(2\pi/\lambda)x'(\sin\theta_{\max} - \sin\theta_{nm})], \quad (5.16)$$

где  $\theta_{\max} = \arcsin(\lambda \xi_{\max})$  и  $\theta_{nm} = \arcsin(\lambda \xi_{nm})$ . Это означает, что изображение в задней фокальной плоскости оптической системы формируется пространственными составляющими, распространяющимися в ограниченном интервале углов (от  $\theta_{\max}$  до  $\theta_{nm}^{(\max)}$ ).

В экспериментах [127] спеклограммы регистрировались с помощью системы из двух линз, осуществляющей два последовательных фурье-преобразования с уменьшением изображения в пять раз, а восстановление проводилось в обратном ходе лучей. Объектом служило микроизображение ("микрофиша") топографического плана размером  $6 \times 9 \text{ см}^2$ . Диффузное освещение объекта излучением He-Ne лазера проводилось через матовое стекло. При восстановлении излучением того же лазера ( $\lambda = 6,3 \cdot 10^{-5} \text{ см}$ ) без применения пространственной фильтрации на изображение накладывалось яркое пятно от восстанавливающего пучка, а при блокировке этого пятна малым экраном в фурье-плоскости роль шума играло проецируемое оптической системой негативное изображение. Минимальные размеры элементов негативного изображения (с учетом уменьшения) составляли 50 мкм, что соответствовало значению  $\xi_{\max} \sim 20 \text{ мм}^{-1}$ . Диаметр экрана для блокировки спектра негативного изображения составлял (с учетом длины волны) примерно 8 мм. Результат эксперимента (отфильтрованное восстановленное изображение) иллюстрирует рис. 47. Уменьшение размера экрана приводило к зашумливанию изображения негативной структурой, а увеличение — к уменьшению яркости. Следова-



Рис. 47. Фотоснимок отфильтрованного восстановленного изображения.

тельно, для объектов определенного класса существует оптимальный размер фильтра, легко подбираемый экспериментально или рассчитываемый с достаточной точностью. Заметим, что в случае, когда элементы изображения объекта имеют разные пространственные частоты по разным осям, это обстоятельство следует принимать во внимание при выборе формы фильтра. Для объектов с существенно дискретным спектром возможно использование фильтра, состоящего из нескольких небольших экранов.

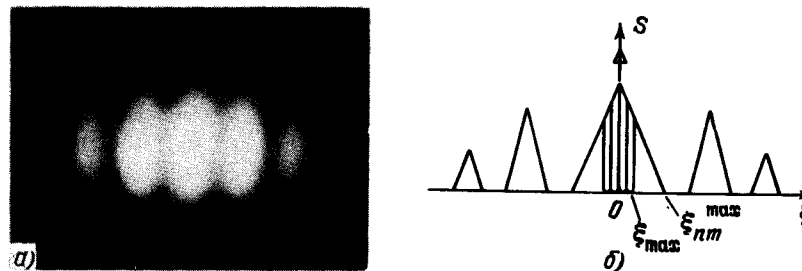


Рис. 48. Пространственный спектр нелинейно зарегистрированной спеклограммы: снимок (а) и схематическое изображение (б).

В экспериментах исследовалась также возможность нелинейной регистрации спеклограмм. Для этого использовалась схема регистрации с блокировкой низких пространственных частот прямоугольным экраном [132], а нелинейный режим записи обеспечивался перезкспонированием фотопластинки. В результате при восстановлении пространственный спектр спеклограммы содержал максимумы второго и третьего порядков (рис. 48). Путем соответствующей пространственной фильтрации в фурье-плоскости обеспечивалось формирование восстановленного изображения объекта произвольной комбинацией дифракционных максимумов, в том числе несимметричных, или только одним из пары сопряженных, что приводило к соответствующим изменениям в яркости.

Нелинейная регистрация спеклограмм может представлять интерес для спекл-интерферометрии в связи с возможностью управления чувствительностью путем использования высших максимумов. В целом же регистрация таких спеклограмм заслуживает внимания с точки зрения записи информации с диффузно рассеивающих носителей, поскольку они допускают восстановление некогерентным источником и, следовательно, устранение шумовой спекл-структуры.

Характерной особенностью большинства разрабатываемых и внедряемых способов голографической записи информации, имеющей чаще всего вид печатных документов, является необходимость промежуточного микрофильмирования этих документов, т.е. процесс записи информации приходится проводить в два этапа. Это обусловлено главным образом тем обстоятельством, что при непосредственной записи голограмм с диффузно рассеивающей поверхности (обычно бумаги) происходит регистрация спекл-структуры, которая при восстановлении когерентным излучением лазера вызывает появление интенсивного шума (так называемого спекл-шума). Появление этого шума, являющегося не чем иным, как вторичной

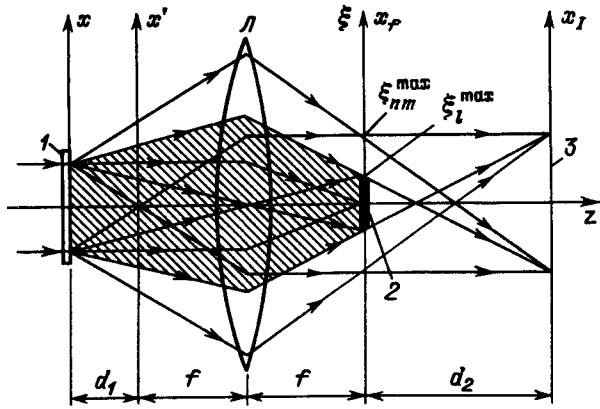


Рис. 49. Формирование изображения уменьшенной спеклограммой в обратном ходе лучей: 1 – спеклограмма, 2 – блокирующий экран, 3 – плоскость наблюдения, Л – линза.

спекл-структурой, есть следствие интерференции рассеянных на спеклограмме составляющих пространственных спектра.

Наиболее естественный и эффективный путь исключения (подавления) спекл-шума состоит в нарушении условий когерентной суперпозиции составляющих пространственного спектра в восстановленном голограммой поле или, иными словами, в использовании при восстановлении практически некогерентного излучения.

Как показано выше, восстановление излучением со сколь угодно низкой степенью когерентности допускают голограммы сфокусированных изображений. Однако наряду с обычными внеосевыми сфокусированными голограммами для решения этой задачи могут эффективно использоваться и спеклограммы, причем они обеспечивают определенные преимущества перед голограммами с внеосевым опорным пучком, поскольку обеспечивают возможность достижения заметно больших кратностей уменьшения (в связи с отсутствием специально формируемого опорного пучка).

Таким образом, речь идет о возможности подавления спекл-шума путем использования самого спекл-эффекта, являющегося необходимым условием получения спеклограмм. При этом для обеспечения приемлемого качества формируемого уменьшенной спеклограммой изображения исходного документа (фрагмента информации), получения его в исходном масштабе, т.е. с увеличением на этапе восстановления, целесообразно пользоваться на этом этапе той же оптической системой в обратном ходе лучей.

Проанализируем такой процесс формирования изображения, полагая, что спеклограмма получена с уменьшением в произвольной оптической системе и необходимо получить изображение с определенным увеличением, кратность которого в общем случае не совпадает с кратностью уменьшения на этапе записи. Будем рассматривать наиболее устойчивую к действию различных искажающих факторов оптическую систему, состоящую из одной линзы (рис. 49). При этом будем считать единичным масштаб умень-

шенного сфокусированного изображения, зарегистрированного на спеклограмме. Исключим из рассмотрения aberrации оптической системы, и интенсивность, зарегистрированную уменьшенной спеклограммой, запишем в виде

$$I(x) = C|t(x)|^2 + \sum_{n=1}^N \sum_{\substack{m=1 \\ n \neq m}}^N t(x)t^*(x) [\exp(i2\pi x/d_{nm}) + \exp(-i2\pi x/d_{nm})], \quad (5.17)$$

где функция  $t(x)$  характеризует структуру уменьшенного изображения (для упрощения записи пользуемся одномерным представлением),  $d_{nm}$  – период зарегистрированной спекл-структуры.

Как известно, первое слагаемое (5.17) характеризует зарегистрированное фотопластинкой фотографическое (негативное) изображение объекта, а двойная сумма описывает спекл-структуру, промодулированную произведением  $t(x)$  на комплексно сопряженную функцию. Перепишем (5.17) в виде

$$I(x) = I_n(x) + \sum_{n \neq m} \sum_{m \neq n} t(x)t^*(x) [\exp(i2\pi \xi_{nm} x) + \exp(-i2\pi \xi_{nm} x)], \quad (5.18)$$

где использовано обозначение  $I_n(x) = C|t(x)|^2$ , описывающее интенсивность негативного изображения, а  $\xi_{nm} = 1/d_{nm}$  – пространственная частота зарегистрированной спекл-структуры.

Запишем амплитудное пропускание уменьшенной спеклограммы как

$$\tau(x) = \tau_0 - kI(x), \quad (5.19)$$

где  $\tau_0$  – пропускание неэкспонированной фотопластинки,  $k$  – постоянная.

Будем считать, что плоскость спеклограммы совмещена с предметной плоскостью линзы, и спеклограмма освещается нормально плоским монохроматическим пучком с единичной амплитудой. Тогда для поля на выходе спеклограммы (в ее плоскости) имеем

$$U(x) = \tau_0 - kI_n(x) - k \sum_{n \neq m} \sum_{m \neq n} t(x)t^*(x) [\exp(i2\pi \xi_{nm} x) + \exp(-i2\pi \xi_{nm} x)], \quad (5.20)$$

где  $\xi_{nm} = \sin \theta_{nm} / \lambda$  – пространственная частота одной из составляющих поля, дифрагированного на спекл-структуре,  $\theta_{nm} = \arcsin \lambda / d_{nm}$  – угол, под которым дифрагирует эта составляющая,  $\lambda$  – длина волны восстанавливающего излучения, в общем случае не совпадающая с длиной волны света, используемого при записи спеклограммы.

Поле в передней фокальной плоскости объектива определим с помощью свертки

$$U(x') = \int_{-\infty}^{\infty} U(x) \exp \left[ -\frac{i\pi}{\lambda(d_1 - f)} (x' - x)^2 \right] dx = U(x) \circledast \exp \left[ -\frac{i\pi}{\lambda(d_1 - f)} x^2 \right], \quad (5.21)$$

где  $x'$  – координата в передней фокальной плоскости,  $d_1$  – расстояние по оси  $z$  между предметной (входной) и фокальной плоскостями,  $f$  – фокусное расстояние линзы, символ  $\circledast$  означает операцию свертки.

Распределение амплитуд в задней фокальной плоскости запишем в виде фурье-преобразования

$$U(x_f) = F \left\{ U(x) \otimes \exp \left[ - \frac{i\pi}{\lambda(d_1 - f)} x^2 \right] \right\}, \quad (5.22)$$

где символ  $F$  означает операцию фурье-преобразования.

Подставляя значение  $U(x)$  из (5.20) и пользуясь теоремой свертки, получим с точностью до несущественного постоянного множителя

$$U(x_f) = \{ \tau_0 \delta(x_f/\lambda f) - F[I_n(x)] - \sum_{n \neq m} \sum_{m \neq n} F[t(x)] \star t^*(x) \otimes [\delta(x_f/\lambda f - \xi_{nm}) + \delta(x_f/\lambda f + \xi_{nm})] \} \exp [i\pi(d_1 - f)x_f^2/\lambda f^2]. \quad (5.23)$$

Рассмотрим последовательно три слагаемых (5.23).

Первое слагаемое отлично от нуля при  $x_f = 0$ , т.е. оно характеризует сфокусированную в малую область квазиплоскую волну, ослабленную пропусканием  $\tau_0$ . Размер этой области весьма мал, поскольку в нашем случае  $d_1 - f \ll f^2$ .

Во втором слагаемом представим структуру негативного изображения в виде совокупности дифракционных решеток с периодом  $d_1 = 1/\xi_l$ , тогда

$$U_2(x_f) = \{ \delta(x_f/\lambda f) + \sum_l [\delta(x_f/\lambda f - \xi_l) + \delta(x_f/\lambda f + \xi_l)] \} \exp [i\pi(d_1 - f)x_f^2/\lambda f^2]. \quad (5.24)$$

Перепишем (5.24) в более компактном виде, учитывая, что пространственная частота изменяется в пределах от  $-\xi_L$  до  $+\xi_L$ , включая значение  $\xi_l = 0$ :

$$U_2(x_f) = \exp [i\pi(d_1 - f)x_f^2/\lambda f^2] \sum_{l=-L}^L \delta(x_f/\lambda f - \xi_l). \quad (5.25)$$

Третье слагаемое (5.23) преобразуем к виду

$$U_3(x_f) = \exp [i\pi(d_1 - f)x_f^2/\lambda f^2] \sum_{n \neq m} \sum_{m \neq n} \{ F[t(x)] \star F[t^*(x)] \} \otimes [\delta(x_f/\lambda f - \xi_{nm}) + \delta(x_f/\lambda f + \xi_{nm})]. \quad (5.26)$$

Запишем фурье-образ в символической форме

$$F[t(x)] = T(x_f/\lambda f), \quad (5.27)$$

тогда (5.26) можно представить в виде

$$U_3(x_f) = \exp [i\pi(d_1 - f)x_f^2/\lambda f^2] \sum_{n=-N}^N \sum_{\substack{m=-N \\ n \neq m}}^N [T(x_f/\lambda f) \star T^*(x_f/\lambda f)] \otimes \delta(x_f/\lambda f - \xi_{nm}). \quad (5.28)$$

Из (5.28) следует, что эта часть пространственного спектра спеклограммы представляет собой совокупность автокорреляционных функций, каждая из которых сдвинута на определенную величину, характеризующую значением соответствующей пространственной частоты  $\xi_{nm}$ .

Запишем распределение амплитуд в задней фокальной плоскости с учетом проведенных упрощений

$$U(x_f) = \{ \tau_0 \delta(x_f/\lambda f) - \sum_{l=-L}^L \delta(x_f/\lambda f - \xi_l) - \sum_{n=-N}^N \sum_{m=-N}^N [T(x_f/\lambda f) \star T^*(x_f/\lambda f)] \otimes \delta(x_f/\lambda f - \xi_{nm}) \} \exp [i\pi(d_1 - f)x_f^2/\lambda f^2]. \quad (5.29)$$

Здесь пространственные частоты  $\xi_{nm}$  характеризуют диффузно рассеянное поле (квазинепрерывный пространственный спектр), а частоты  $\xi_l$  — пространственный спектр негативного изображения (в нашем случае записи печатных документов он является дискретным). При этом следует иметь также в виду, что  $|\xi_{nm}^{(\max)}| > |\xi_l^{(\max)}|$  или  $|\xi_{nm}^{(\max)}| > |\xi_L|$ .

Можно показать, что в плоскости изображения линзы формируется поле, образованное тремя перекрывающимися волнами. При этом две из них — обусловленные наличием в пространственном спектре (5.29) первых двух слагаемых — играют роль интенсивного шума и практически полностью подавляют позитивное изображение, формируемое спекл-структурой.

Действительно, представим поле в плоскости изображения с помощью свертки

$$U(x_f) = U(x_f) \otimes \exp [-i\pi x_f^2/\lambda(d_2 - f)], \quad (5.30)$$

где  $d_2$  — расстояние от задней фокальной плоскости до плоскости изображения.

Нетрудно показать, что волна, соответствующая первому слагаемому с точностью до постоянного множителя и малого фазового множителя сферической волны, есть фурье-образ дельта-функции:

$$U_1(x_f) \sim F[\delta(x_f/\lambda f)] = 1, \quad (5.31)$$

т.е. характеризует квазиплоскую волну. Также легко показать, что волна, соответствующая второму слагаемому, после простых преобразований под интегралом свертки представляет собой набор плоских волн (сумму линейных экспоненциальных членов), который при регистрации квадратичным детектором дает набор периодических структур, т.е.

$$|U_2(x_f)|^2 \sim \sum_l \cos^2 [\pi f \xi_l x_f / (d_2 - f)]. \quad (5.32)$$

Очевидно, что в фурье-плоскости линзы  $x_f$  необходимо провести пространственную фильтрацию для подавления относительно низкочастотной области спектра, в котором сосредоточены пространственные частоты, формирующие в плоскости изображения нежелательные составляющие результирующего поля.

Проведение пространственной фильтрации спектра, описываемого выражением (5.29), при помещении непрозрачного экрана в области вокруг нулевой пространственной частоты эквивалентно исключению из полного пространственного спектра всех составляющих в интервале от  $-\xi_L$  до

+ $\xi_L$ , включая  $\xi_0$  ( $l = 0$ ). Тогда с точностью до знака распределение (5.29) преобразуется к виду

$$U_{\Phi}(x_f) = \exp [i\pi(d_1 - f)x_f^2/\lambda f^2] \left\{ \sum_{n=-N}^{-L} \sum_{m=-N}^{-L} [T(x_f/\lambda f) \star T^*(x_f/\lambda f) \oplus \right. \\ \left. \oplus \delta(x_f/\lambda f - \xi_{nm}) + \sum_{n=+L}^N \sum_{m=+L}^N [T(x_f/\lambda f) \star T^*(x_f/\lambda f)] \oplus \right. \\ \left. \oplus \delta(x_f/\lambda f - \xi_{nm}) \right\}, \quad (5.33)$$

т.е. в плоскости изображения линзы распространяется только диффузно рассеянное поле (описываемое функцией автокорреляции) в ограниченном интервале относительно высоких пространственных частот.

Отфильтрованное результирующее поле в плоскости изображения

$$U_B(x_I) = U_{\Phi}(x_f) \oplus \exp [-i\pi x_f^2/\lambda(d_2 - f)] \quad (5.34)$$

с учетом (5.33) и проведения несложных преобразований запишем в интегральной форме:

$$U_B(x_I) = \exp [-i\pi x_f^2/\lambda(d_2 - f)] \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \sum_{n=-N}^{-L} \sum_{m=-N}^{-L} [T(x_f/\lambda f) \star \right. \\ \left. \star T^*(x_f/\lambda f)] \oplus \delta(x_f/\lambda f - \xi_{nm}) + \sum_{n=L}^N \sum_{m=L}^N [T(x_f/\lambda f) \star \right. \\ \left. \star T^*(x_f/\lambda f)] \oplus \delta(x_f/\lambda f - \xi_{nm}) \right\} \exp \left[ \frac{i\pi}{\lambda} \left( \frac{d_1 - f}{f^2} - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{1}{d_2 - f} \right) x_f^2 \right] \exp \left[ i2\pi \frac{x_f}{\lambda(d_2 - f)} x_I \right] dx_f. \quad (5.35)$$

С учетом формулы линзы (см. правило знаков [74]) выражение (5.35) сводится к виду

$$U_B = \exp [-i\pi x_f^2/\lambda(d_1 - f)] \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \sum_{n=-N}^{-L} \sum_{m=-N}^{-L} [T(x_f/\lambda f) \star \right. \\ \left. \star T^*(x_f/\lambda f)] \oplus \delta(x_f/\lambda f - \xi_{nm}) + \sum_{n=L}^N \sum_{m=L}^N [T(x_f/\lambda f) \star \right. \\ \left. \star T^*(x_f/\lambda f)] \oplus \delta(x_f/\lambda f - \xi_{nm}) \right\} \exp [i2\pi x_f x_I/\lambda(d_2 - f)] dx_f. \quad (5.36)$$

Нетрудно убедиться, что (5.36) есть не что иное, как обратное фурье-преобразование выражения в фигурных скобках при пространственной частоте  $\xi_f = x_f/\lambda(d_2 - f)$  с фазовым множителем сферической волны.

Применяя к (5.36) теорему свертки и преобразуя фурье-образ функции автокорреляции, получаем с точностью до знака, определяющего ориентацию изображения,

$$U_B(x_I) = \exp [-i\pi x_f^2/\lambda(d_1 - f)] \left\{ \sum_{n=-N}^{-L} \sum_{m=-N}^{-L} [t(x_I/\mu) t^*(x_I/\mu)] \times \right. \\ \times \exp (i2\pi \xi_{nm} x_I/\mu) + \sum_{n=L}^N \sum_{m=L}^N [t(x_I/\mu) t^*(x_I/\mu)] \times \\ \times \exp (-i2\pi \xi_{nm} x_I/\mu) \left. \right\}, \quad (5.37)$$

где использовано обозначение  $\mu = (d_2 - f)/f$ .

Нетрудно убедиться, что  $\mu$  есть увеличение оптической системы, т.е. в плоскость изображения приходит совокупность плоских волн, имеющих пространственные частоты  $\xi_{nm}$ , каждая из которых несет увеличенное в  $\mu$  раз распределение интенсивности, соответствующее структуре объекта.

Рассмотрим случай регистрации этого распределения в когерентном излучении, т.е. просуммируем все составляющие по амплитуде и результирующую амплитуду возведем в квадрат по модулю:

$$I_{\text{ког}}(x_I) = KI_n(x_I/\mu) + \sum_{n, n'=-N}^{-L} \sum_{m, m'=-N}^{-L} |t(x_I/\mu) t^*(x_I/\mu)|^2 \times \\ \times \exp [-i2\pi(\xi_{nm} - \xi_{n'm'}) x_I/\mu] + [\text{к.с.}]_1 + \\ + \sum_{n, n'=L}^N \sum_{m, m'=L}^N |t(x_I/\mu) t^*(x_I/\mu)|^2 \times \\ \times \exp [-i2\pi(\xi_{nm} - \xi_{n'm'}) x_I/\mu] + [\text{к.с.}]_2, \quad (5.38)$$

где  $K = 2(N - L)$ , разностная пространственная частота  $(\xi_{nm} - \xi_{n'm'})$  характеризует регистрируемую с увеличением спекл-структуру, а к.с. означает комплексное сопряжение.

Из (5.38) следует, что при когерентном восстановлении регистрируется вторичная сфокусированная спеклограмма, для которой характерно расширение вдвое формируемого ею спектра пространственных частот (диффузно рассеянного поля) по сравнению с первичной спеклограммой, а также увеличение контраста регистрируемого изображения.

Случай регистрации распределения (5.37) в некогерентном излучении рассмотрим для одной монохроматической составляющей некоторого полихроматического поля, возведя в квадрат по модулю каждую компоненту пространственного спектра и суммируя по интенсивности:

$$I_{\text{нек}}(x_I) = KI_n(x_I/\mu). \quad (5.39)$$

Таким образом, формирование восстановленного спеклограммой диффузно рассеянного поля в некогерентном излучении позволяет воспроизвести изображение исходного документа, лишенное шумовой спекл-структуры.

Рис. 50 иллюстрирует различие восстановленных спеклограммой изображений, обусловленное разной степенью когерентности освещающего источника. В одном случае восстановление проводилось лазерным пучком, в другом — квазиплоским пучком полихроматического излучения от лампы накаливания, снабженной широкополосным красным фильтром. Формирование изображений проводилось спеклограммой, полученной с пятикратным уменьшением, в обратном ходе лучей через объектив, использовавшийся при регистрации, с пространственной фильтрацией в фурье-плоскости [173].

Легко убедиться, что в случае, когда размеры элементов спекл-структуры (индивидуальных спеклов), обусловленной высокой степенью когерентности восстанавливающего излучения, оказываются сравнимыми с размерами элементов изображения, имеет место потеря части информации. В то же время спеклограмма, освещаемая полихроматическим пучком, формирует изображение, свободное от шумовой спекл-структуры, в котором сохраняются теряемые при когерентном освещении детали. Следует

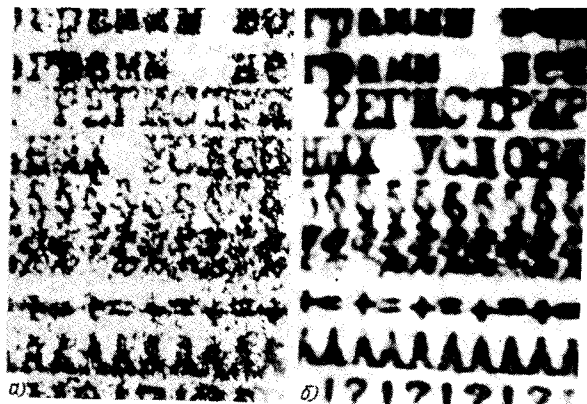


Рис. 50. Фотоснимки восстановленных изображений диффузно рассеивающего объекта (машинописный текст на стандартной бумаге), полученные при когерентном (а) и некогерентном (б) освещении спеклограммы.

отметить, что подобным же свойством обладают и обычные голограммы сфокусированных изображений с внеосевым опорным пучком, однако в связи с наличием опорного пучка получение таких голограмм со значительным уменьшением затруднено.

Возможность использования спекл-эффекта, проявляющегося при регистрации спеклограмм, для подавления шума той же природы, возникающего обычно при когерентном восстановлении, представляет интерес с точки зрения решения различных задач, связанных с записью, хранением и воспроизведением оптической информации, поскольку открывает пути реализации одноступенчатого метода записи (с исключением промежуточной регистрации диффузно рассеивающего документа в виде диапозитива).

В связи с указанными задачами представляет также интерес получение спеклограмм со значительным уменьшением, обеспечивающих существенное геометрическое сжатие информации. Эксперименты [130] по регистрации таких спеклограмм с пятидесятикратным уменьшением проводились с использованием чертежа радиальной миры диаметром 20 см и стандартного объектива с фокусным расстоянием  $\sim 6$  см.

Полученные уменьшенные спеклограммы, линейный размер которых составлял  $\approx 4$  мм, после обработки помещались в ту же оправу и освещались в обратном направлении (нормально) квазипараллельным пучком полихроматического излучения. В случае, если не проводилось пространственной фильтрации в фурье-плоскости объектива, восстановленное изображение оказывалось практически полностью зашумленным негативным изображением и однородной засветкой. При выполнении пространственной фильтрации с помощью осесимметричного экрана, размер которого подбирался в зависимости от геометрических параметров пространственного спектра изображений, удавалось получить восстановленное позитивное изображение вполне приемлемого качества, полностью свободное от указанных шумовых составляющих.

Специальных мер по точному возвращению спеклограмм на место не применялось. При сдвигах спеклограмм примерно на 10 микрон

сколько-нибудь серьезного ухудшения качества восстановленного изображения не происходило. Качество изображения, восстанавливаемого в масштабе оригинала, было вполне удовлетворительным и обеспечивало полное разрешение элементов миры (рис. 51).

Представляет интерес возможность расширения спектра пространственных частот, открываемая при перезаписи таких спеклограмм. Действительно, при воспроизведении изображения спеклограммой имеет место увеличение примерно вдвое пространственного угла, в котором наблюдается изображение. Это обусловлено тем, что пучки, соответствующие симметричным дифракционным максимумам, образуют единый диффузно рассеянный пучок, максимальные пространственные частоты которого соответствуют направлениям двух разнозначных первых порядков дифракции. В случае, когда апертура переизображающей оптической системы захватывает весь этот пространственный спектр, он фиксируется на перезаписанной спеклограмме, образуя более высокочастотную (мелкую) спекл-структуру. В результате дифракции освещающего пучка на этой спекл-структуре формируется уширенный пространственный спектр, что при необходимости позволяет обеспечивать определенный энергетический выигрыш при фильтрации поля в фурье-плоскости, поскольку пространственный спектр фотографического (негативного) изображения остается неизменным. Возможен также своеобразный "синтез" апертуры переизображающей системы путем последовательной регистрации вторичных спеклограмм при различных углах освещения исходной.

Таким образом, использование сфокусированных спеклограмм открывает возможность реализации нового метода записи оптической информации, сравнимого по информационной емкости (степени миниатюризации информации) с широко разрабатываемыми в настоящее время методами, основанными на регистрации фурье-голограмм. При этом реализация рассматриваемого метода связана с появлением ряда практических достоинств, в частности, возможностью одноступенчатой записи информации, практически полным подавлением спекл-шума, устойчивостью к действию вибра-

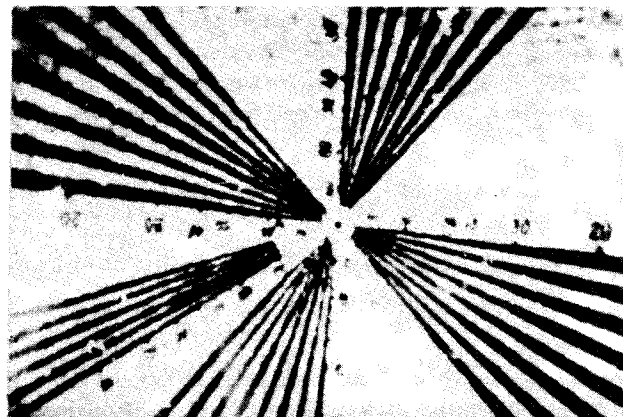


Рис. 51. Изображение, восстановленное в масштабе оригинала в обратном ходе лучей уменьшенной в  $50\times$  спеклограммой.



ций и смещений на этапе записи информации, возможностью использования при восстановлении некогерентных источников излучения. Следует также отметить, что, в отличие от известных методов, использование спеклограмм позволяет записывать и воспроизводить изображения (фрагменты информации) не в виде негативов, а в более приемлемом для восприятия виде позитивных изображений.

Особенностью устройства, реализующего такой способ, является отсутствие наклонных и отклоненных пучков — формирование и обработка (фильтрация) изображений производится в направлении оптической оси, в связи с чем упрощаются настройка и юстировка системы.

Основным ограничивающим фактором реализации указанных возможностей и практических достоинств спеклограмм является их низкая помехоустойчивость.

Возможные технические решения, связанные с использованием рассмотренных методов, могут быть осуществлены, например, на основе существующих и разрабатываемых дисковых систем голографической памяти.

### § 5.5. Регистрация спеклограмм при смещении объекта во время экспозиции

Характерная особенность процесса получения спеклограммы, как когерентной микроструктуры, обладающей изображающими свойствами, роднящими ее с голограммой, состоит в отсутствии специально формирующей опорной волны. Эта особенность определила возможность регистрации спеклограмм в условиях, когда объект во время экспозиции испытывает смещения или вибрации, которые при попытках регистрации обычных голограмм неизбежно приводят к стиранию (усреднению) пространственной несущей.

Рассмотрим процесс регистрации спеклограммы вблизи плоскости изображения оптической системы в случае, когда во время экспозиции объект равномерно смещается на расстояние, существенно превышающее длину волны излучения.

В плоскости диффузно отражающего (или пропускающего) объекта рассеиваемая им волна описывается функцией амплитудного отражения (пропускания)  $T(x, y)$ . Тогда на некотором расстоянии  $z = z_n$  от объекта (или от его резкого изображения) поле может быть представлено с помощью разложения рассеянной предметом волны на плоские волны [133–134]:

$$U(x_1, y_1, z_n) = \iint_{-\infty}^{\infty} A(\xi, \eta) \exp[i2\pi(\xi x_1 + \eta y_1 + lz_n)] d\xi d\eta, \quad (5.40)$$

где  $A(\xi, \eta) = -\frac{1}{\lambda^2} \iint_{-\infty}^{\infty} T(x, y) \exp[-i2\pi(\xi x + \eta y)] dx dy$  — пространственный спектр,  $l = [1 - (\xi^2 + \eta^2)]^{1/2}$  при  $\xi^2 + \eta^2 \leq 1$  и  $l = i[(\xi^2 + \eta^2) - 1]^{1/2}$  при  $\xi^2 + \eta^2 > 1$ .

Очевидно, что случай  $l = i[(\xi^2 + \eta^2) - 1]^{1/2}$  соответствует наличию затухающих волн, распространяющихся вдоль поверхности объекта (см., например, [135–136]). Рассматривая поле за объектом, целесообразно пренебречь затухающими волнами и положить  $l = [1 - (\xi^2 + \eta^2)]^{1/2}$ .

Если зарегистрировать микроструктуру светового поля, являющуюся результатом перекрестной интерференции компонент пространственного спектра, на расстоянии  $z = z_n$  от объекта, то мы получим спеклограмму, подобную френелевским голограммам с протяженным источником опорной волны, изучавшимся в работе [76]. Пропускание такой спеклограммы (после обычной фотохимической обработки) будем с точностью до постоянного множителя описывать выражением

$$\tau_n(x_1, y_1) = |U(x_1, y_1, z_n)|^2 = \iint_{-\infty}^{\infty} \iint_{-\infty}^{\infty} A(\xi, \eta) A^*(\xi', \eta') \times \\ \times \exp\{i2\pi[(\xi - \xi')x_1 + (\eta - \eta')y_1 + (l - l')z_n]\} d\xi d\eta d\xi' d\eta'. \quad (5.41)$$

Известно, что голограмма такого рода может воспроизвести изображение части предмета при освещении излучением, рассеянным другой его частью, при условии полного сохранения исходной конфигурации на этапе восстановления. В нашем случае такого ограничения не накладывается.

Действительно, если спеклограмму с пропусканием  $\tau_n$  осветить плоской волной  $U_0 = \exp[i2\pi(\xi_0 x + \eta_0 y + l_0 z)]$ , то в плоскости непосредственно за спеклограммой образуется волна, описываемая выражением

$$U_B(x, y) = U_0 \iint_{-\infty}^{\infty} A^*(\xi', \eta') \exp[-i2\pi(\xi' x_1 + \eta' y_1)] \exp(-i2\pi l' z) \times \\ \times \left\{ \iint_{-\infty}^{\infty} A(\xi, \eta) \exp[i2\pi(\xi x_1 + \eta y_1 + lz_n)] d\xi d\eta \right\} d\xi' d\eta'. \quad (5.42)$$

Выражение в фигурных скобках есть не что иное, как первоначальное распределение  $U(x_1, y_1)$  светового поля, рассеянного объектом; поэтому (5.42) можно переписать в виде

$$U_B(x, y) = U_0 \iint_{-\infty}^{\infty} A^*(\xi', \eta') \exp[-i2\pi(\xi' x_1 + \eta' y_1)] \times \\ \times \exp(-i2\pi l' z) U(x_1, y_1) d\xi' d\eta'. \quad (5.43)$$

Это означает, что поле  $U_B(x, y)$  создается наложением полей  $U(x_1, y_1)$  от слегка смещенных друг относительно друга изображений объекта. Если расстояние  $z_n$  мало так, что выполняется условие  $\xi \xi' z_n / \lambda \ll 1$  и  $\eta \eta' z_n / \lambda \ll 1$  при любых  $\xi, \xi', \eta, \eta'$ , имеем  $x_1 \approx x, y_1 \approx y$  ( $z_n \approx 0$ ), и (5.43) преобразуется к виду

$$U_B(x, y, 0) = \\ = U_0 U(x, y, 0) \iint_{-\infty}^{\infty} A^*(\xi', \eta', z_n) \exp[-i2\pi(\xi' x + \eta' y)] d\xi' d\eta', \quad (5.44)$$

где  $A^*(\xi', \eta', z_n) = A^*(\xi', \eta') \exp(-i2\pi l' z_n)$ .

Ясно, что

$$U_B(x, y, 0) = U_0 U(x, y, 0) U^*(x, y, z_n). \quad (5.45)$$

При сделанных предположениях поле  $U^*(x, y, z_n)$  описывает расфокусированное изображение. Следовательно, наблюдаемое распределение  $|U_B(x, y, 0)|^2$  представляет собой изображение объекта с наложенным на него слегка расфокусированным изображением в плоскости  $z_n$ , что соот-

ветствует восстановлению в плоскости  $z = 0$  практически сфокусированного изображения исходного диффузно рассеивающего предмета.

Предположим теперь, что во время экспозиции такой спеклограммы объект равномерно смещался, например, вдоль оси  $x$  и сдвинулся за это время на расстояние  $\Delta x_{\max}$ . Тогда проинтегрировав выражение (5.41) по смещению  $\Delta x$  и используя теорему свертки\*), получаем пропускание спеклограммы

$$\begin{aligned} \tau_{\text{сд}}(x_1, y_1) &= \int_{-\infty}^{\infty} \tau_{\text{н}}(x_1, y_1) \text{rect}[(x - \Delta x)/\Delta x_{\max}] d(\Delta x) = \\ &= \tau_{\text{н}} \oplus \text{rect}(x/\Delta x_{\max}), \end{aligned} \quad (5.46)$$

где символ  $\oplus$  означает операцию свертки.

Отсюда следует, что зарегистрированная структура с почернением  $\tau_{\text{сд}}$  восстановит, как и спеклограмма с пропусканьем  $\tau_{\text{н}}$ , изображение предмета, но каждая точка этого изображения окажется размытой на величину  $\Delta x_{\max}$ .

На практике фактором, ограничивающим допустимые смещения объекта, является размер элементов интерференционной картины (спекл-структуры) с учетом увеличения (уменьшения) оптической системы.

Действительно, размазывание (усреднение) спекл-структуры наступает в случае, когда величина смещения ее элементов (индивидуальных спеклов) становится сравнимой с их размерами. Отметим, что речь не идет о дискретном (однократном) смещении спеклов, составляющем предмет измерения средствами спекл-интерферометрии. Известно [75], что продольные размеры спеклов в среднем на порядок больше их поперечных смещений, что определяет и соотношение между допустимыми смещениями спекл-структуры в этих направлениях с учетом увеличения изображающей системы. При этом следует принимать во внимание, что поступательное продольное смещение объекта исследования сопровождается радиальным смещением сечений спеклов плоскостью регистрации с нарастанием от центра к периферии спекл-картины. Поэтому при продольных смещениях объекта может возникнуть ситуация, когда будет сохраняться только более или менее значительная область спекл-картины в плоскости изображения\*\*).

Несложный расчет показывает, что на практике при единичном увеличении допустимое смещение объекта составляет около 5 мкм в поперечном направлении и более 50 мкм в продольном. При регистрации спеклограмм с уменьшением допустимыми оказываются более значительные смещения объекта.

Эксперименты по регистрации спеклограмм показали, что они способны формировать изображения приемлемого качества в случае, когда специальных мер по виброзащите установки не применяется. В частности, регистрация спеклограмм производилась на малогабаритном письменном столе, длительность экспозиции превышала 20 с, однако усреднения структуры

\*) Согласно теореме свертки, фурье-образ свертки двух функций равен произведению их фурье-образов.

\*\*\*) Отметим, что допустимые смещения элементов спекл-картины могут быть различными в зависимости от выбора плоскости ее регистрации и оказываются максимальными для спекл-картины в фурье-плоскости.

спеклограммы не происходило. Такой же результат достигался при регистрации спеклограмм (как при полностью открытой апертуре, так и при блокировке низких пространственных частот), когда элементы схемы располагались на массивной плите, а объект (шероховатая металлическая пластина) равномерно сдвигался в течение экспозиции на 50 мкм в продольном направлении [129].

Следовательно, при получении спеклограмм требования к обеспечению стабильности оказываются существенно более простыми, чем при регистрации обычных голограмм с независимым опорным пучком. Это обстоятельство является весьма ценным для практического использования спеклограмм, в частности при реализации методов спекл-интерферометрии.

## § 5.6. Получение спеклограмм в многомодовом лазерном излучении

Отсутствие внеосевого опорного пучка в схеме регистрации спеклограммы определило интересные особенности ее регистрации при освещении диффузно рассеивающего объекта многомодовым излучением лазера. Эта возможность, на которую указывалось в работах [81, 128], позволяет в ряде случаев отказаться от контроля режима генерации лазера, получить заметный энергетический выигрыш, упростить регистрацию спеклограмм с помощью импульсных лазеров.

Рассмотрим процесс регистрации спеклограммы в плоскости изображения [137] при освещении диффузно рассеивающего объекта пучком излучения лазера, генерирующего в многомодовом режиме. Амплитудно-фазовое распределение в произвольном сечении этого пучка вновь (см. формулу (3.1)) запишем в виде

$$U_0(x_0, z_0, t) = \int_0^{\infty} \sum_{m, n} P_m(x_0) S_{mn}(k) \exp[-i(kz_0 - \omega t)] dk,$$

где  $P_m(x_0)$  — амплитудно-фазовое распределение в  $m$ -й поперечной моде, а  $S_{mn}(k)$  — такое же распределение по спектру (для удобства воспользуемся "одномерной" записью).

Если амплитудное отражение (пропускание) объекта, как и раньше, описывается функцией  $T(x_0)$ , то световое поле в плоскости резкого изображения объекта может быть представлено с помощью разложения

$$U(x, t) = c_1 \int_0^{\infty} \sum_{m, n} T_m^{(P)}(x) S_{mn}(k) \exp[ik \Delta(x)] \exp[-i(kz - \omega t)] dk. \quad (5.47)$$

Здесь  $T_m^{(P)}(x) = T(x)P_m(x)$  — распределение света на объекте, представляющее собой амплитудное пропускание (отражение), промодулированное структурой поперечных мод;  $\Delta(x)$  — случайные изменения фазы, вносимые диффузно рассеивающей поверхностью объекта.

Отметим, что, в силу диффузного рассеяния света объектом, поле в плоскости спеклограммы представляет собой совокупность составляющих вида (5.47), характеризуемых определенным набором значений пространственных частот (направлений, под которыми они попадают в плоскость регистрации). Для сокращения записи будем рассматривать здесь пару составляющих этого пространственного спектра [137].

Пропускание зарегистрированной спеклограммы найдем в виде интеграла по времени

$$\tau(x) = \int_{-\infty}^{\infty} |U(x, t)U'^*(x, t)| dt \quad (5.48)$$

Подставим в (5.48) значение  $U(x, t)$  из (5.47), тогда

$$\tau(x) = c_2 \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \sum_{m, n} \sum_{m', n'} \exp[-i(kz - k'z')] S_{mn}(k) S_{m'n'}^*(k') \times \right. \\ \left. \times \exp[i(k\Delta - k'\Delta')] T_m^{(P)}(x) T_{m'}^{(P)*}(x) dk dk' \right\} \exp[-i(\omega - \omega')t] dt. \quad (5.49)$$

В результате выполнения интегрирования по времени получаем для пропускания спеклограммы

$$\tau(x) = c_3 \int_0^{\infty} \exp[-ik(z - z')] \sum_{m, n} \sum_{m', n'} S_{mn}(k) S_{m'n'}^*(k) \times \\ \times \exp[ik(\Delta - \Delta')] T_m^{(P)}(x) T_{m'}^{(P)*}(x) dk. \quad (5.50)$$

Примем во внимание, что спектры мод лазеров, работающих в непрерывном режиме (а также большинства импульсных лазеров), не перекрываются, т.е. излучение каждой моды образует независимую интерференционную картину; учтем также, что в сфокусированном изображении объекта каждая поперечная мода пространственно изолирована, тогда

$$\tau(x) = c_4 \int_0^{\infty} \exp[-ik(z - z')] \exp[ik(\Delta - \Delta')] \sum_{m, n} |S_{mn}(k)|^2 |T_m^{(P)}(x)|^2 dk. \quad (5.51)$$

Поскольку изменения фазы, вносимые рассеивающей поверхностью объекта, малы ( $\Delta \ll \lambda$ ), а интервал изменения  $k$  у лазера невелик ( $k - k_0 \ll k_0$ ), множитель  $\exp[ik(\Delta - \Delta')] \approx \exp[ik_0(\Delta - \Delta')]$  может быть вынесен за знак интеграла по  $k$ , т.е.

$$\tau(x) = c_5 \int_0^{\infty} \exp[-ik(z - z')] \sum_{m, n} |S_{mn}(k)|^2 |T_m^{(P)}(x)|^2 dk. \quad (5.52)$$

В силу пространственной изолированности поперечных мод (5.52) можно свести к виду

$$\tau(x) = c_5 \int_0^{\infty} \exp[-ik(z - z')] \sum_{m, n} |S_{mn}(k)|^2 \sum_m |T_m^{(P)}(x)|^2 dk, \quad (5.53)$$

так как перекрестные члены в сумме  $\sum_{m, n} |S_{mn}(k)|^2 |T_m^{(P)}(x)|^2$  выпадают.

Функция

$$\Gamma(\Delta z) = \int_0^{\infty} \exp[-ik(z - z')] \sum_{m, n} |S_{mn}(k)|^2 dk \quad (5.54)$$

пропорциональна функции временной когерентности лазерного источника. Поэтому (5.53) сводится к виду

$$\tau(x) = c_6 \Gamma(\Delta z) \sum_m |T_m^{(P)}(x)|^2, \quad (5.55)$$

так как выражение под знаком суммы не зависит от  $k$  и может быть вынесено за знак интеграла. Поскольку  $\Gamma(\Delta z)$  не зависит от координат  $x$ , следо-

вательно, не приводит к пространственной модуляции светового поля, в выражении для восстановленной волны в плоскости спеклограммы (полагаем, что спеклограмма освещается плоской монохроматической волной с единичной амплитудой) воспроизводится квадрат модуля исходного распределения:

$$U_B(x) = c \sum_m |T_m^{(P)}(x)|^2, \quad (5.56)$$

которое представляет собой не что иное, как просуммированное по всем поперечным модам произведение распределения амплитуд в моде и амплитудного пропускания (отражения) соответствующего участка объекта.

Таким образом, если спеклограмма диффузно рассеивающего объекта регистрируется в плоскости его резкого изображения ( $z_n = 0$ ), то различные поперечные моды оказываются локализованными на изображении, и в результате перекрестной интерференции внутри каждой моды на соответствующем участке регистрирующего материала образуется высококонтрастная (в силу сохранения пространственной когерентности на каждом таком участке) спекл-структура. В результате каждая такая структура воспроизводит изображение соответствующего участка объекта, так что при восстановлении наблюдатель видит изображение всего объекта, промодулированное (пространственно) структурой поперечных мод лазерного пучка, использовавшегося при регистрации голограммы.

Если регистрация спеклограммы производится не точно в плоскости резкого изображения, а вблизи нее, то в результате диффузного рассеяния излучения, соответствующего различным модам, освещенность в плоскости регистрации, как показали эксперименты, становится более однородной (заполняются пространственные промежутки между поперечными модами). Поэтому степень (глубина) пространственной модуляции восстановленного изображения объекта становится незначительной. Здесь следует отметить, что возможное частичное перекрытие различных мод не приводит к сколько-нибудь серьезным искажениям — излучение каждой моды образует интерференционную микроструктуру независимо, а отсутствие специально создаваемого опорного пучка позволяет избежать ситуации, когда перекрываются разные моды при суперпозиции опорной и объектной волн.

В экспериментах [137] по регистрации спеклограмм, восстанавливающих как квазиосевое, так и внеосевое изображения, модовый состав излучения лазера варьировался в широких пределах с помощью диафрагмы вплоть до полного ее раскрытия. При этом изменялась только частота пространственной модуляции восстановленного изображения, а глубина модуляции (также в пространственном смысле) оставалась практически постоянной, т.е. однородность светового поля в изображении оставалась вполне приемлемой, в том числе для случая получения спекл-интерферограмм (рис. 52). На негатив была нанесена непрозрачная риска, которой соответствовала относительная оптическая плотность, равная единице.

Видно, что такой показатель качества изображения, как его однородность, может быть признан приемлемым, поскольку глубина пространственной модуляции изображения не превышает 30 процентов.

Отметим, что такой критерий качества изображения, как дифракционная эффективность, с изменением модового состава излучения практи-

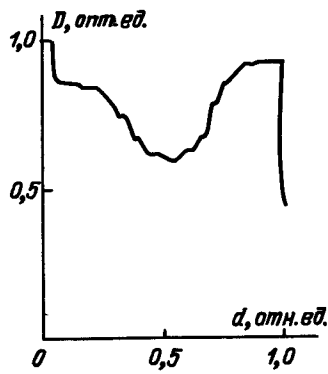


Рис. 52. Денситограмма изображения, восстановленного спеклограммой, полученной в многомодовом излучении.

чески не меняется, поскольку поперечные моды на спеклограмме не перекрываются, а контраст спекл-структуры в пределах сечения каждой моды плоскостью регистрации остается постоянным. Экспериментальная оценка дифракционной эффективности производилась для случая спеклограммы, формирующей изображение во внеосевом пучке и полученной путем "подавления" низких пространственных частот.

В случае диффузного рассеяния многомодового лазерного пучка, освещающего объект, не происходит пространственной модуляции восстановленного изображения в связи с равномерным "перемешиванием" излучения различных мод по пространству.

Рассмотрим этот случай. Световое поле, возникающее после прохождения многомодового пучка через диффузный рассеиватель, будем описывать выражением

$$U_d(x_0, z_0, t) = c_1 \int_0^{\infty} \exp[ik(z_0 + x_0^2/2z_0)] \exp[-i(kz_d - \omega t)] \times \\ \times \sum_{m,n} S_{mn}(k) \left\{ \int_{S_d} P_m(\xi) \exp[ik\Delta(\xi)] \exp(ikx_0\xi/z_0) d\xi \right\} dk, \quad (5.57)$$

где  $x_0$  — координата в плоскости объекта;  $\xi$  — координата в плоскости диффузора;  $z_d$  — расстояние от источника до диффузного рассеивателя;  $z_0$  — расстояние от диффузного рассеивателя до объекта;  $S_d$  — площадь диффузного рассеивателя, освещенного многомодовым пучком, по которой ведется интегрирование.

Поле на выходе объекта получим, умножая распределение (5.57) на функцию амплитудного пропускания объекта  $T(x_0)$ ; для упрощения записи считаем, что сам объект не является диффузно рассеивающим. Полагаем, что распределение, имеющееся на выходе объекта, переносится изображающей системой в плоскость спеклограммы; тогда комплексная амплитуда в этой плоскости имеет вид

$$U(x, t) = c_2 \int_0^{\infty} \exp[ik(z_0 + x^2/2z_0)] \exp[-i(kz_d - \omega t)] \times \\ \times \sum_{m,n} S_{mn}(k) T(x) \left\{ \int_{S_d} P_m(\xi) \exp[ik\Delta(\xi)] \exp(ikx\xi/z_0) d\xi \right\} dk. \quad (5.58)$$

Интенсивность, регистрируемую спеклограммой, вновь запишем в виде

$$I(x) = \int_{-\infty}^{\infty} |U(x, t) U'^*(x, t)|$$

тогда ее амплитудное пропускание можно представить с помощью выражения

$$\tau(x) = c_3 \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \exp[i(k\eta - k'\eta')] \sum_{m,n} \sum_{m',n'} S_{mn}(k) S_{m'n'}^*(k) \times$$

$$\times |T(x)|^2 \left\{ \int_{S_d} P_m(\xi) \exp[ik\Delta(\xi)] \exp(ikx\xi/z_0) d\xi \right\} \times \\ \times \int_{S_d} P_{m'}^*(\xi') \exp[-ik'\Delta'(\xi')] \exp(-ikx\xi'/z_0) d\xi' \times \\ \times \exp[-i(\omega - \omega')t] dt. \quad (5.59)$$

Здесь  $\eta = z_0 + x^2/2z_0 - z_d$  — оптическая длина пути. После выполнения интегрирования по времени получим

$$\tau(x) = c_4 \int_0^{\infty} \exp[ik(\eta - \eta')] \sum_{m,n} \sum_{m',n'} S_{mn}(k) S_{m'n'}^*(k) |T(x)|^2 \times \\ \times \left\{ \int_{S_d} P_m(\xi) \exp[ik\Delta(\xi)] \exp(ikx\xi/z_0) d\xi \int_{S_d} P_{m'}^*(\xi') \times \right. \\ \times \left. \exp[-ik\Delta(\xi')] \exp(-ikx\xi'/z_0) d\xi' \right\} dk. \quad (5.60)$$

Вновь примем во внимание, что спектры различных мод не перекрываются, а также учтем, что  $\Delta(\xi) \ll \lambda$ ,  $k - k_0 \ll k_0$ , тогда

$$\tau(x) = c_5 \int_0^{\infty} \exp[ik(\eta - \eta')] \sum_{m,n} |S_{mn}(k)|^2 |T(x)|^2 \times \\ \times \sum_m \left\{ \int_{S_d} P_m(\xi) \exp(ikx\xi/z_0) d\xi \int_{S_d} P_m^*(\xi') \exp(-ikx\xi'/z_0) d\xi' \right\} dk. \quad (5.61)$$

Заменяя интегрирование по площади диффузного рассеивателя интегрированием по бесконечным пределам, представим (5.61) в виде

$$\tau(x) = c_5 \int_0^{\infty} \exp[ik(\eta - \eta')] \sum_{m,n} |S_{mn}(k)|^2 |T(x)|^2 \times \\ \times \sum_m \{ F[P_m(\xi)] F^{-1}[P_m^*(\xi')] \} dk, \quad (5.62)$$

где символами  $F$  и  $F^{-1}$  обозначены преобразования Фурье.

Примем во внимание, что при регистрации световое поле преобразуется в распределение почернения на спеклограмме, являющееся функцией координат, и значение  $k$  определяет пространственные параметры регистрируемой картины. Тогда выражение в фигурных скобках может быть вынесено за знак интеграла по  $k$ . Если учесть что функция  $\Gamma(\Delta\eta) =$

$$\int_0^{\infty} \exp[ik(\eta - \eta')] \sum_{m,n} |S_{mn}(k)|^2 dk \text{ не зависит от координат, то} \\ \tau(x) = c_6 \Gamma(\Delta\eta) |T(x)|^2 \sum_m F[F_m \star P_m^*], \quad (5.63)$$

где  $P_m \star P_m^*$  — функция автокорреляции диффузного рассеивателя. Ее фурье-образ представляет собой макроскопически однородное пространственное распределение. Следовательно, амплитуда восстановленной волны, претерпевшей дифракцию на микроструктуре спеклограммы, будет пропорциональна квадрату модуля функции амплитудного пропускания (отражения) объекта, т.е. интенсивности объектной волны:

$$U_b(x) = c |T(x)|^2. \quad (5.64)$$

Следует заметить, что с ростом количества мод контраст интерференционной картины в зоне регистрации спеклограммы падает вследствие умень-

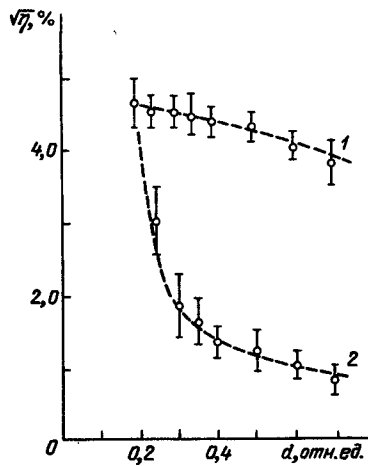
ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ  
НА ОСНОВЕ РЕГИСТРАЦИИ СПЕКЛ-СТРУКТУР

Рис. 53. Графики зависимости дифракционной эффективности спеклограмм, полученных при освещении объекта: 1 — непосредственно многомодовым пучком и 2 — через диффузный рассеиватель, от размера диафрагмы, регулирующей модовый состав излучения.

шения степени когерентности излучения, и в результате имеет место падение дифракционной эффективности. Оценочные измерения показали, что характер изменения дифракционной эффективности в зависимости от модового состава излучения такой же, как и в случае регистрации обычных сфокусированных голограмм со специально формируемым и диффузно рассеиваемым опорным пучком.

Важно, что малая чувствительность спеклограмм к режиму генерации лазера сохраняется и при их двукратной экспозиции, что существенно облегчает реализацию метода спекл-интерферометрии [78–81].

Необходимо, однако, подчеркнуть, что в зависимости от выбора способа освещения объекта многомодовым излучением — через диффузный рассеиватель или непосредственно пространственно-неоднородным пучком — достигается различная дифракционная эффективность восстановленного изображения, содержащего спекл-интерферограмму (рис. 53).

Для измерения дифракционной эффективности были получены внеосевые спеклограммы в соответствии со схемой рис. 41. Узкий лазерный пучок направляется в одну и ту же область спеклограммы так, что в случае, соответствующем получению кривой 1, он не выходит за пределы сечения одной поперечной моды.

Из рис. 53 следует, что в случае диффузного рассеяния освещающего пучка дифракционная эффективность с ростом количества мод падает значительно быстрее, чем при непосредственном освещении объекта. Этот результат нетрудно объяснить. Действительно, обеспечивая равномерную освещенность в восстановленном изображении, диффузное рассеяние пучка приводит практически к полному перемешиванию поперечных мод. При этом обеспечивается определенная степень пространственной когерентности по всему сечению пучка, но видимость картины оказывается невысокой. В отсутствие же рассеивателя степень пространственной когерентности в пределах каждой поперечной моды остается близкой к единице, хотя между собой эти моды некоррелированы.

Таким образом, в зависимости от условий эксперимента может быть обеспечена либо полная однородность поля, либо высокая дифракционная эффективность при неоднородной освещенности.

## § 6.1. Основные свойства спекл-структур

Получение и использование спекл-структур, регистрируемых в плоскости сфокусированного изображения (спеклограмм), составляет физическую базу интенсивно развивающихся в последние годы методов спекл-интерферометрии. Известно, что исследования свойств спеклограмм в рамках голографии сфокусированных изображений [30–32, 132, 150] и работы, в которых были предложены и реализованы методы интерференционных измерений, основанные на фотографической регистрации спекл-структур (спекл-интерферометрия) [78–81], были начаты практически одновременно и долгое время развивались независимо. Лишь со временем стала очевидной единая физическая природа эффектов формирования изображений в нулевом порядке дифракции голограммы сфокусированного изображения и образования спекл-интерферограммы при рассеянии света на двукратно экспонированной фотографии спекл-структуры.

Глубокая общность между голографией и спекл-интерферометрией состоит в том, что при регистрации спеклограммы хотя и теряется (усредняется) фазовая информация, обусловленная рельефом предмета, но сохраняется важная часть фазовой информации, которая позволяет воспроизвести пространственный спектр диффузно рассеивающего предмета, или, иными словами, направления всех составляющих рассеянного предметом поля (см. гл. 5).

Как показал в одной из своих работ [151] Д. Габор, свойства картины лазерной пятнистости или спекл-картины зависят от способа ее образования. В соответствии с введенной им терминологией спекл-картину, наблюдаемую или регистрируемую на некотором расстоянии (обычно во френелевской зоне) от диффузно рассеивающей поверхности, называют объективной, а формируемую в плоскости изображения оптической системы — субъективной (рис. 54). Существенное различие между этими структурами состоит в том, что любая малая область объективной спекл-картины получает излучение от всей рассеивающей поверхности, а такая же область субъективной спекл-картины — от малой области поверхности, что является прямым следствием формирования сфокусированного изображения.

Функция автокорреляции для объективной спекл-картины, возникающей при однородном освещении области поверхности с диаметром  $D$ , согласно [152], имеет вид

$$R(\Delta x, \Delta y) = \langle I \rangle^2 [1 + \text{sinc}^2(D\Delta x/\lambda L) \text{sinc}^2(D\Delta y/\lambda L)], \quad (6.1)$$

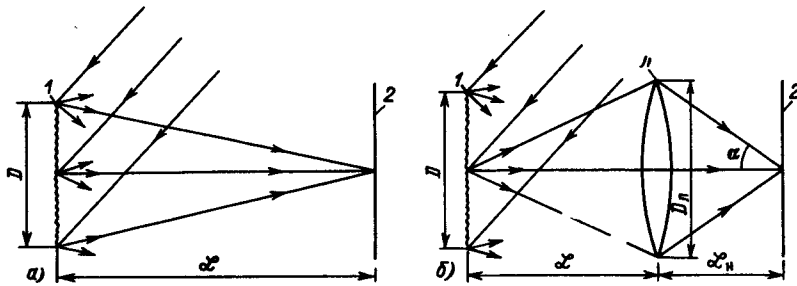


Рис. 54. Наблюдение и регистрация объективной (а) и субъективной (б) спекл-картины: 1 – диффузно рассеивающая поверхность, 2 – плоскость наблюдения,  $L$  – линза.

где  $L$  – расстояние от рассеивающей поверхности до плоскости регистрации спекл-картины, а  $\langle I \rangle$  – среднее значение интенсивности в этой плоскости.

Для субъективной спекл-картины, формируемой линзой с диаметром  $D_n$ , функция автокорреляции имеет вид

$$R(r) = \langle I \rangle^2 \left[ 1 + 2 \left| \frac{J_1(\pi D_n r / \lambda L_n)}{\pi D_n r / \lambda L_n} \right| \right], \quad (6.2)$$

где  $J_1$  – функция Бесселя первого рода первого порядка, а  $r = (\Delta x^2 + \Delta y^2)^{1/2}$ .

В общем случае аналитические свойства спекл-картины зависят как от степени когерентности источника излучения, так и от характера микроструктуры рассеивающей поверхности. Если же пренебречь их зависимостью от тонких деталей строения поверхностей, то для полностью когерентного излучения нетрудно установить связь [152] между функцией автокорреляции и комплексной степенью когерентности спекл-поля:

$$\mu(\Delta x, \Delta y) = \langle I \rangle^2 [1 + |\gamma(\Delta x, \Delta y)|^2]. \quad (6.3)$$

Поскольку мерой когерентности является видность интерференционной структуры, из анализа (6.3) следует, что ширина функции автокорреляции совпадает с расстоянием между областями с максимальной и минимальной интенсивностями. Это расстояние и принимается за характерный размер элемента спекл-картины, который принято называть *индивидуальным спеклом*. Из выражения (6.1) нетрудно получить размер спекла для объективной спекл-картины:

$$\sigma_0 = 1,22 \lambda L / D. \quad (6.4)$$

В случае формирования субъективной спекл-картины функция Бесселя первого порядка в (6.2) описывает распределение интенсивности в изображении точечного источника света, сформированном оптической системой с круглой апертурой. Это изображение, являющееся дифракционной картиной на бесконечности (ее часто называют кругом или диском Эйри), имеет круговую симметрию. Характерным для такой дифракционной картины (рис. 55, а) является наличие яркого центрального пятна, окруженного несколькими кольцами, интенсивность которых значительно меньше интенсивности центрального пятна. Обратим также внимание на то, что амплитуду

да нечетных светлых колец имеет отрицательное значение, и это может проявляться при когерентном сложении (интерференции) двух таких дифракционных картин в изменении фазы интерференционной картины (сдвиге интерференционных полос на половину периода).

Как известно, первому нулю функции Бесселя соответствует значение аргумента, равное 3,83. Поэтому нетрудно вычислить радиус первого темного кольца, положив

$$\pi D_n r / \lambda L_n = 3,83. \quad (6.5)$$

Тогда

$$r = 1,22 \lambda L_n / D_n. \quad (6.6)$$

Поперечные размеры спеклов принято характеризовать полушириной центрального дифракционного пятна, т.е.

$$\sigma = 1,22 \lambda / \alpha, \quad (6.7)$$

где  $\alpha = D_n / L_n$  – угловая апертура изображающей системы. Сравним этот размер с величиной наименьшего периода интерференционной картины, возникающей при интерференции в плоскости изображения составляющих диффузно рассеянного светового поля (5.2). Этот период можно записать как

$$d = \lambda / \alpha. \quad (6.8)$$

Видно, что величины  $\sigma$  и  $d$  – одного порядка. Первая из них, как подчеркнуто в [169], определяет минимальный размер спеклов, вторая – так называемый характерный размер спеклов.

Поскольку субъективная спекл-картина, представляющая основной интерес для спекл-интерферометрии, может формироваться оптической системой с различным увеличением (уменьшением), полезно связать характер

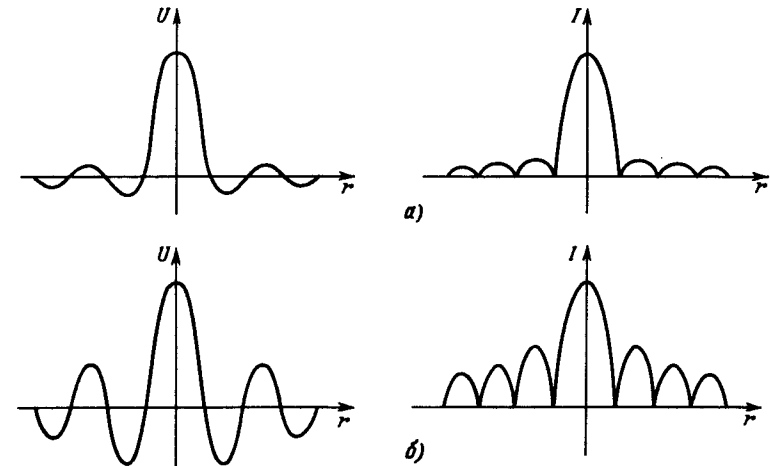


Рис. 55. Распределение амплитуды и интенсивности в дифракционном изображении точечного источника, полученном с круглой апертурой (а) и с кольцеобразной апертурой (б).

ный размер индивидуального спекла с относительным отверстием этой системы, определяемым как отношение ее фокусного расстояния  $f$  к диаметру входного зрачка  $D_n$ . При единичном увеличении, когда  $L = 2f$ , можно записать

$$\sigma = 2,44\lambda f/D_n. \quad (6.9)$$

В случае, когда изображение диффузно рассеивающего объекта формируется с увеличением, размер индивидуальных спеклов определяется соотношением

$$\sigma_\beta = 2,44\lambda(\beta + 1)f/D_n, \quad (6.10)$$

где  $\beta$  — коэффициент увеличения.

Формирование в плоскости изображения картины спеклов, имеющих размер  $\sigma_\beta$ , эквивалентно тому, что сама рассеивающая поверхность как бы покрыта спеклами, имеющими размер

$$\sigma' = \sigma_\beta/\beta. \quad (6.11)$$

Часто в спекл-интерферометрии изображение поверхности объекта регистрируют с увеличением или уменьшением ( $\beta \neq 1$ ). Поэтому понятие размера спеклов на поверхности объекта представляет существенный интерес в связи с возможностью управления чувствительностью и диапазоном измерений смещения объекта в зависимости от выбора коэффициента увеличения изображающей системы.

Важной характеристикой спекл-картины является продольный размер индивидуальных спеклов. Для субъективной спекл-картины этот размер определяется [75] как

$$\epsilon = 4\lambda/\alpha^2 = 4\lambda L_n^2/D_n^2. \quad (6.12)$$

В случаях, когда субъективная спекл-картина формируется с увеличением, отличным от единицы, имеем

$$\epsilon = 16\lambda f^2(\beta + 1)^2/D_n^2. \quad (6.13)$$

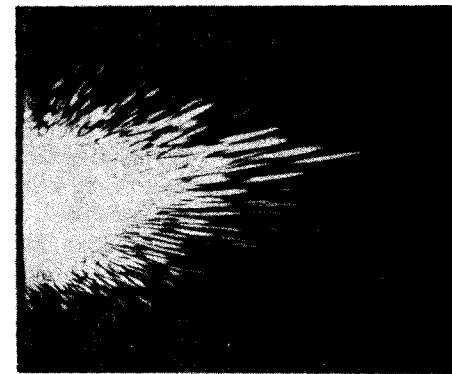
Таким образом, спеклы в пространстве изображений представляют собой сигарообразные объемы, толщина которых определяется соотношением (6.7), а длина — соотношением (6.13). Оценим размеры такой "сигары" для типичного случая, положив  $\lambda = 0,6$  мкм,  $\beta = 1$ ,  $f/D_n = 4$ . Поперечный размер спекла в этом случае составляет примерно 10 мкм, а продольный — примерно 600 мкм, т.е. продольный размер спекла больше поперечного в 60 раз.

Следует иметь в виду, что величина  $\epsilon$  связана квадратичной зависимостью с увеличением оптической системы и величиной ее относительного отверстия. Поэтому при изменении этих параметров соотношение продольного и поперечного размеров "сигары" может существенно меняться.

При получении объективной спекл-картины продольные размеры спеклов определяются соотношением между размером освещенной области диффузно рассеивающей поверхности и расстоянием от нее до плоскости наблюдения, т.е. соотношение  $\epsilon = 4\lambda/\alpha^2$  удобно записать в виде

$$\epsilon = 4\lambda L^2/D^2. \quad (6.14)$$

Рис. 56. Фотоснимок продольной структуры спеклов, возникающей при отражении сфокусированного лазерного пучка от диффузно рассеивающей поверхности [206].



Легко убедиться, что по мере удаления плоскости наблюдения от диффузно рассеивающей поверхности продольные размеры спеклов возрастут (рис. 56), и при переходе в область фраунгоферовой дифракции спеклы становятся практически бесконечно длинными.

Очевидно, что это не относится к спеклам, возникающим вблизи фурье-плоскости линзы.

Обычно, когда речь идет о размерах и структуре индивидуальных спеклов, предполагается, что они являются элементами субъективной спекл-картины, формируемой изображающей оптической системой с круглой апертурой.

Как уже отмечалось выше, форма спеклов, создаваемых круглой апертурой, описывается функцией Бесселя первого порядка, центральный максимум которой и определяет поперечный размер индивидуального спекла. Что же касается вторичных максимумов амплитуды функции Бесселя, то на фотографии спекл-структуры они никак не проявляются. Это и понятно — в произвольном сечении диффузно рассеянного поля спеклы располагаются друг относительно друга случайным образом. Поэтому амплитуды вторичных максимумов, имеющих к тому же разные знаки, интерферируют со случайным фазовым сдвигом.

При регистрации интенсивности в этих участках поля происходит усреднение, и в результате наблюдаются малые области (элементы) спекл-поля с освещенностью, близкой к нулю. Их можно называть "темными" спеклами, и, кстати, на однократно экспонированной фотопластинке именно они имеют вид светлых пятен.

В случае образования объективной спекл-картины диффузно рассеивающая поверхность обычно освещается пучком круглого (или почти круглого, если пучок падает наклонно) сечения. В этом случае также можно говорить о формировании спеклов круглой формы.

Однако входной зрачок изображающей системы, так же как и сечение освещающего объект пучка, могут иметь другую форму, например прямоугольную, кольцеобразную и т.д.

Нетрудно показать, что форма спеклов в этих случаях существенно отличается от круглой. Так, в случае зрачка в виде прямоугольной щели спеклы оказываются сильно вытянутыми в направлении, перпендикулярном длинной стороне щели. Это же относится и к объективным спек-

лам, образующимся в поле, рассеянном объектом, который освещается пучком прямоугольного сечения. Отметим, что вторичные максимумы у таких несимметричных спеклов также имеют малую интенсивность и при регистрации квадратичным детектором усредняются.

По-другому выглядят спеклы, образующиеся в оптической системе с кольцеобразной апертурой. В этом случае сохраняется центральная симметрия в дифракционном изображении, однако вторичные максимумы имеют интенсивность, сравнимую с интенсивностью центрального максимума (см. рис. 55, б). При этом диаметр центрального максимума определяется внешним диаметром кольца, а размер области, занимаемой вторичными максимумами — шириной кольца. Что касается продольной структуры спеклов, формируемых с помощью кольцеобразной апертуры, то можно говорить от том, что наша "сигара" находится как бы в нескольких "обертках".

В практике спекл-интерферометрии находят применение (см., например, [131, 155]) апертуры, состоящие из двух или нескольких пространственно разнесенных круглых отверстий малого диаметра. Очевидно, что в этом случае поперечный размер спеклов определяется диаметром наибольшего из отверстий, причем спеклы пространственно модулированы интерференционными полосами, период которых определяется угловым расстоянием между отверстиями. Ясно также, что эти интерференционные полосы ориентированы перпендикулярно линии, соединяющей центры отверстий.

Если теперь с этой позиции рассмотреть переход от круглой апертуры к кольцеобразной путем блокировки ее центральной части непрозрачным экраном, то наблюдаемую спекл-структуру можно интерпретировать как состоящую из увеличенных спеклов, модулированных кольцеобразными интерференционными полосами. При этом ширина кольца определяет размер спеклов, а внешний радиус кольца — средний период модулирующей интерферограммы.

## § 6.2. Особенности интерференции спекл-полей

При измерении смещений методом спекл-интерферометрии сигналом измерительной информации является относительно низкочастотная интерференционная картина\*), возникающая обычно в плоскости изображения при когерентной суперпозиции двух световых полей, диффузно рассеянных на фотографически зарегистрированных спекл-структурах, соответствующихначальному и смещенному положениям объекта. Такая интерференционная картина образуется, как правило в том случае, если идентичные спеклы во взаимно смещенных спекл-полях хотя бы частично перекрываются. В таком случае говорят, что два спекл-поля скоррелированы (подобны). При этом чем больше взаимное смещение идентичных спеклов, тем меньше контраст интерферограммы. Если относительное смещение идентичных спеклов, вызванное перемещением между экспозициями объекта (или фотопластинки), становится таким, что спеклы уже не перекрываются, говорят о декорреляции спекл-структур или

спекл-полей. При значительных взаимных смещениях спеклов регулярная низкочастотная интерферограмма не наблюдается.

Это, однако, не означает, что два спекл-поля перестали быть когерентными и потому не интерферируют\*). Дело в том, что период интерференционной картины при значительном взаимном смещении спеклов уменьшается настолько, что становится меньше размера спеклов в плоскости наблюдения. В результате реализуется ситуация, когда спеклы модулируются интерференционными полосами, — в этом можно убедиться, наблюдая спекл-поле с помощью микроскопа.

Такая высокочастотная интерферограмма обладает рядом особенностей, обусловленных суперпозицией неидентичных спеклов. В интерферограмме, отражающей поперечное смещение, период и ориентация полос в пределах различных спеклов одинаковы, но при переходе от спекла к спеклу полосы случайным образом смещаются в поперечном направлении, и никакой связи между положениями полос не обнаруживается. Это объясняется случайным изменением фазы от спекла к спеклу и ее постоянством в пределах каждого спекла. Контраст высокочастотных интерференционных полос близок к единице, поскольку имеет место наложение двух различных спеклов, а амплитуды в них практически одинаковы.

Интерферограмма, отражающая продольное смещение, как известно, представляет собой совокупность полос, имеющих вид концентрических колец, ширина которых уменьшается с увеличением их диаметра. Именно такой характер имеет низкочастотная спекл-интерферограмма, отражающая продольное смещение спекл-структур. Декорреляция с ростом продольного смещения в суперпозиционном спекл-поле начинает проявляться вначале на периферии — здесь продольное смещение объекта приводит не только к продольному, но и к поперечному смещению спеклов в плоскости изображения. Последнее и играет определяющую роль в декорреляции спеклов. Для участков спекл-поля, находящихся вблизи оптической оси, определяющую роль в декорреляции играют собственно продольные смещения спеклов, т.е. декорреляция наступает тогда, когда смещение спекл-поля имеет порядок продольного размера спекла.

Высокочастотная интерференционная картина, образующаяся при относительно больших продольных смещениях и модулирующая спеклы, представляет собой участки картины концентрических колец, случайным образом смещенные друг относительно друга при переходе от спекла к спеклу.

Проведем в этой связи некоторые оценки. Если объект сдвинулся в продольном направлении на величину,  $G$ , то спекл-картина в пространстве изображений испытывает продольный сдвиг  $\Delta_1 = \alpha G$  (где  $\alpha = \beta^2$  — продольное увеличение) и радиальное расширение  $\Delta_1(r)$ , где  $r$  — радиус-вектор в плоскости изображения объекта. Для центра спекл-структуры, где поперечное смещение равно нулю, сдвиг, не приводящий к потере корреляции, определяется выражением (6.13). Условие сохранения корреляции запишем в виде неравенства

$$G < 16\lambda^2 (\beta + 1)^2 / D_n^2. \quad (6.15)$$

\*) Речь идет об интерферограмме, период которой заметно больше размера спеклов — интерференционные полосы модулированы спеклами.

\*) Здесь можно говорить о когерентности в смысле образования именно низкочастотной интерферограммы.



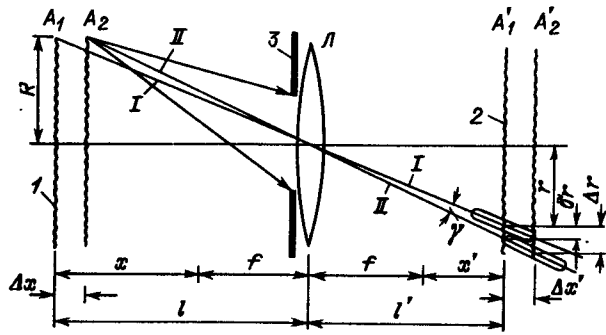


Рис. 57. Ориентация спеклов при помещении апертурной диафрагмы в плоскость линзы: 1 – объект, 2 – изображение, 3 – апертурная диафрагма, Л – линза,  $A_1, A_2$  – начальное и смещенное положения объекта,  $A'_1, A'_2$  – начальное и смещенное положения изображения, I и II – главные лучи.

Радиальное расширение спекл-картины [81, 156] описывается соотношением

$$\Delta_{\perp}(r) = r\beta G/(\beta + 1)f. \quad (6.16)$$

Следовательно, для сохранения корреляции должно выполняться ограничение

$$\Delta_{\perp}(r) < \sigma_{\beta}, \quad (6.17)$$

где  $\sigma_{\beta}$  – поперечный размер спеклов, определяемый выражением (6.10). Из сопоставления (6.10) и (6.16) получаем

$$G < 2,44\lambda(\beta + 1)^2 f^2 / r\beta D_{\perp}. \quad (6.18)$$

Если  $R$  – радиус объекта, то

$$G < 2,44\lambda(\beta + 1)^2 f^2 / \beta^2 R D_{\perp}. \quad (6.19)$$

Оценим допустимые величины смещений для типичного случая  $\lambda = 0,6$  мкм,  $\beta = 1$ ,  $f/D_{\perp} = 4$ . Для центра спеклограммы из (6.15) получаем  $G < 600$  мкм. Для периферийных участков спеклограммы необходимо учитывать неравенство (6.19). Приняв  $R = 20$  мм,  $f = 100$  мм,  $D_{\perp} = 25$  мм, получаем  $G < 100$  мкм. Отсюда очевидно, что определяющую роль в нарушении корреляции играет радиальное (поперечное) смещение спеклов, вызываемое изменением масштаба спекл-картины при продольном смещении объекта.

При анализе величины и характера смещения спеклов, вызванного продольным смещением диффузно рассеивающей поверхности, необходимо учитывать, где располагается апертурная диафрагма, – в плоскости линзы или на конечном расстоянии от нее. Рассмотрим на примере круглой апертуры, как будет меняться положение спеклов при выводе диафрагмы из плоскости линзы в ее переднюю фокальную плоскость.

Пусть (рис. 57)  $A_1$  и  $A_2$  – исходное и смещенное положения объекта, а  $A'_1$  и  $A'_2$  – положения соответствующих изображений. Если  $R$  – размер объекта,  $r$  – размер изображения, то  $r + \Delta r$  – размер изображения объекта в смещенном состоянии. Смещение спекла в поперечном направлении оп-

ределяет величина  $\delta r$  – расстояние между центрами исходного и смещенного спеклов в плоскости неподвижной фотопластинки. В качестве продольной оси симметрии индивидуального спекла рассматриваем главный луч, который при изменении положения объекта поворачивается на угол  $\gamma$ , что и вызывает поперечное смещение индивидуального спекла на величину  $\delta r$ .

Оценим эту величину. При малых смещениях  $\Delta x$  угол  $\gamma$  мал, и

$$\delta r = \gamma(l'^2 + r^2)^{1/2}, \quad (6.20)$$

где использованы обозначения из рис. 57.

Из геометрического рассмотрения получаем

$$\gamma = \Delta x R / l(l^2 + R^2)^{1/2}. \quad (6.21)$$

Тогда для величины смещения имеем

$$\delta r = \Delta x R (l'^2 + r^2)^{1/2} / l(l^2 + R^2)^{1/2} = \Delta x \beta R / l. \quad (6.22)$$

После несложных преобразований с учетом того, что  $\beta = r/R = f/x$ ,  $x = l - f$ , получаем

$$\delta r = \Delta x \beta r / f(\beta + 1). \quad (6.23)$$

При значительных уменьшениях ( $\beta \ll 1$ ) величины  $\delta r$  и  $\Delta r$  практически совпадают. Наоборот, при увеличении ( $\beta > 1$ ) эти величины становятся существенно различными.

Пусть теперь апертурная диафрагма помещена в переднюю фокальную плоскость линзы, т.е. реализуется оптическая система с телецентрическим ходом лучей (рис. 58). Тогда в пространстве изображений главные лучи оказываются параллельными оптической оси. Следовательно, спеклы также ориентированы параллельно оптической оси, и  $\Delta r = \delta r$ , т.е. поперечное смещение спеклов в некоторой области субъективной спекл-структуры равно локальному изменению масштаба изображения вследствие продольного смещения объекта.

Анализ условий сохранения корреляции между спекл-полями был проведен для наиболее распространенного случая регистрации спеклограммы в плоскости изображения. Между тем возможна регистрация спекл-поля и в других областях пространства изображений, например в фурье-плоскости изображающей системы. Спекл-поле в этой плоскости обладает рядом инте-

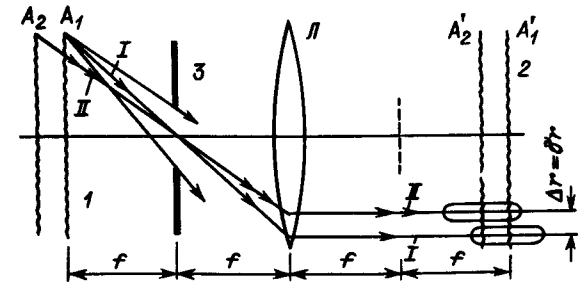


Рис. 58. Ориентация спеклов при помещении апертурной диафрагмы в переднюю фокальную плоскость линзы (обозначения те же, что и на рис. 57).

решных особенностей. Прежде всего следует отметить, что смещение диффузно рассеивающей поверхности в пределах апертуры оптической системы, осуществляющей фурье-преобразование, не приводит к смещению спекл-поля в фурье-плоскости. В этом случае, как известно [74, 93], смещение объекта приводит к появлению в выражении для комплексной амплитуды в фурье-плоскости линейного фазового множителя. При регистрации такого поля квадратичным детектором, т.е. при переходе к интенсивности, этот фазовый множитель выпадает. Таким образом, даже значительные (порядка сантиметра) поперечные смещения объекта не приводят к изменению положения как спекл-структуры в целом, так и ее отдельных элементов.

Ясно, что если на фотопластинке зарегистрирована дважды одна и та же спекл-структура, сдвинутая между экспозициями в поперечном направлении, то при освещении полученной спеклограммы плоской когерентной волной в фурье-плоскости наблюдается результат когерентного сложения двух полностью идентичных спекл-полей, сходящихся под углом, определяемым величиной сдвига. Следовательно, поперечный сдвиг спеклов в плоскости спеклограммы может быть существенно больше их размеров, и при этом будет наблюдаться регулярная низкочастотная интерферограмма. Действительно, при типичных параметрах изображающей системы, формирующей субъективную спекл-картину (спеклограмму в плоскости изображения) с единичным увеличением, размер спеклов, определяемый по формуле (6.10), составляет 6 мкм. Пусть между экспозициями спекл-картина сдвигается на 60 мкм. Размер спеклов в фурье-плоскости при использовании той же линзы составляет 3 мкм. При этом период наблюдаемой интерферограммы, определяемый величиной сдвига спекл-структуры, составляет 0,1 см, что намного превышает размер спеклов.

В то же время незначительный наклон диффузно рассеивающей поверхности может привести к декорреляции спекл-полей в фурье-плоскости. Действительно, поперечное смещение спеклов в фурье-плоскости вследствие наклона объекта на угол  $\omega$  определяется соотношением

$$\Delta_{\perp} \approx f(1 + \cos\theta)\omega, \quad (6.24)$$

где  $\theta$  — угол падения освещающей волны на объект.

Размер спеклов в фурье-плоскости, как легко убедиться, определяется соотношением

$$\sigma_F = \lambda f / D_n. \quad (6.25)$$

Условию сохранения корреляции  $\Delta_{\perp} < \sigma$  соответствует неравенство\*)

$$\omega < \lambda / D_n (1 + \cos\theta). \quad (6.26)$$

Для нормального освещения объекта ( $\theta = 0$ ) и типичных значений  $D_n = 25$  мм и  $R = 20$  мм получаем  $\omega < 10^{-5}$ , а этому значению угла соответствует допустимое смещение периферийных областей объекта всего на 0,2 мкм.

Наоборот, при регистрации спекл-структуры в плоскости изображения она оказывается малочувствительной к наклонам объекта. Как показано в [169], наклон объекта в этом случае не приводит к смещению спеклов до тех

пор, пока наклон спекл-структуры на угол

$$\delta\psi = (1 + \cos\theta)\omega/\beta \quad (6.27)$$

вокруг оси, оптически сопряженной с действительной осью поворота объекта, не приведет к декорреляции спекл-полей в плоскости изображения. Оценки, приведенные в [169], дают допустимые значения смещения периферийных участков объекта (с радиусом  $\sim 20$  мм) из плоскости до 1 мм. На практике допустимое при наклоне смещение оказывается меньше, что свидетельствует о целесообразности рассматривать ограничение по величине продольного смещения спеклов на периферийных областях объекта.

Таким образом, выбирая ту или иную область регистрации спеклограммы, можно существенно изменять чувствительность измерения определенных видов смещений средствами спекл-интерферометрии.

### § 6.3. Принцип получения спекл-интерферограмм

Существо методов спекл-интерферометрии состоит в регистрации субъективных спекл-структур с последующим наблюдением в световом поле, рассеиваемом этими спекл-структурами при освещении их "восстанавливающей" волной, интерференционных полос (так называемых полос корреляции интенсивности), возникающих в результате суперпозиции (и интерференции) двух диффузно рассеянных волн. Обычно для наблюдения таких спекл-интерферограмм необходимо проводить пространственную фильтрацию поля, рассеиваемого двукратно экспонированной спеклограммой.

Рассмотрим принцип получения информации о перемещении объекта в виде спекл-интерферограммы на примере простого случая, когда объект смещается как жесткое целое в собственной плоскости. Пусть в плоскости изображения ( $x, y$ ) оптической системы помещается фотопластинка, которая в процессе первой экспозиции регистрирует интенсивность субъективной спекл-картины  $I(x, y)$ . Если объект смещается вдоль оси  $x$  на величину  $x_0$  и производится вторая экспозиция, то амплитудное пропускание обработанной фотопластинки можно представить [153] в виде

$$\begin{aligned} t(x, y) &= t_0 - k[I(x, y) + I(x - x_0, y)] = \\ &= t_0 - kI \oplus [\delta(x, y) + \delta(x - x_0, y)], \end{aligned} \quad (6.28)$$

где  $t_0$  — пропускание незэкспонированной фотопластинки,  $k$  — постоянный коэффициент, а символ  $\oplus$  означает операцию свертки.

Пусть теперь двукратно экспонированная спеклограмма с пропусканием  $t(x, y)$  освещается плоской волной и с помощью линзы производится фурье-преобразование светового поля, имеющегося на выходе спеклограммы (рис. 59). Тогда амплитудное распределение в задней фокальной плоскости линзы ( $\xi, \eta$ ) является фурье-образом выражения (6.28)

$$U(\xi, \eta) = t_0 \delta(\xi, \eta) - kF[I] [1 + \exp(i2\pi \xi x_0 / \lambda f)], \quad (6.29)$$

где символ  $F$  означает операцию фурье-преобразования. Первый член (6.29) описывает пятно малых размеров, возникающее в фокальной плоскости, как результат фурье-преобразования регулярной составляющей

\*) Интересно, что величина фокусного расстояния здесь роли не играет.

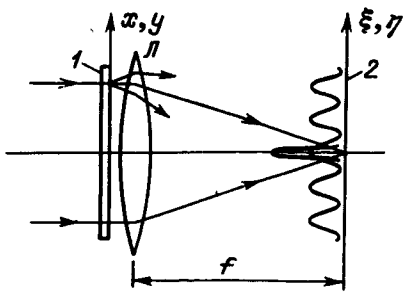


Рис. 59. Наблюдение интерферограммы, соответствующей поступательному смещению, в фурье-плоскости: 1 – спеклограмма, 2 – плоскость наблюдения, Л – линза.

диффузно рассеянного спеклограммой поля. Второй член (6.29) соответствует возникающей в фокальной плоскости спекл-интерферограмме, распределение интенсивности в которой имеет вид

$$I_{\text{и}}(\xi, \eta) = |F[I]|^2 \cos^2(\pi \xi x_0 / \lambda f). \quad (6.30)$$

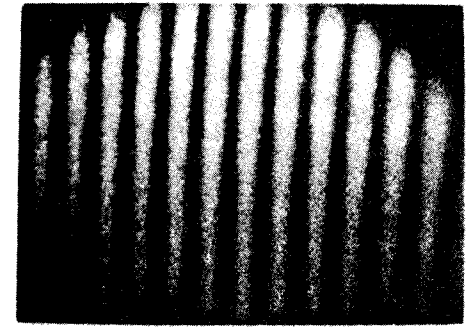
Здесь следует отметить, что фурье-образ диффузно рассеянного поля в плоскости изображения также представляет собой диффузно рассеянное поле, но не содержит изображения объекта  $I(x, y)$ , которое, как нетрудно видеть, может быть воспроизведено путем второго (обратного) фурье-преобразования распределения  $F[I]$ .

Из выражения (6.30) следует, что спектр интенсивности излучения, пропущенного через двукратно экспонированную спеклограмму и подвергнутого оптическому фурье-преобразованию с помощью линзы, представляет собой картину периодических полос, аналогичную картине интерференции Юнга от двух точечных источников. Период наблюдаемой картины определяется величиной смещения объекта  $x_0$ , что позволяет легко рассчитать величину смещения, измерив период полос. Типичная спекл-интерферограмма, соответствующая жесткому смещению объекта в собственной плоскости, приведена на рис. 60. Как видим, осуществление фурье-преобразования пропущенного спеклограммой поля является обязательным, поскольку именно в результате фурье-преобразования сдвиг спекл-структуры в плоскости изображения преобразуется в наклон друг относительно друга двух диффузно рассеянных волн. В силу взаимной когерентности эти волны интерферируют и на фоне относительно высокочастотной спекл-структуры наблюдается низкочастотная пространственная модуляция интенсивности\*). Отметим, что при когерентном сложении двух спекл-полей, как показано в [153], результирующая спекл-картина практически не отличается от складываемых.

На практике в большинстве случаев реализуются методы спекл-интерферометрии, основанные на когерентной суперпозиции спекл-картин, соответствующих начальному и возмущенному состояниям объекта. Поэтому представляется целесообразным для всех этих случаев рассматривать формирование спекл-интерферограммы как следствие интерференции (амплитудного сложения) взаимно когерентных волн, промодули-

\*) Очевидно, что для удовлетворительного наблюдения спекл-интерферограммы необходимо, чтобы ее период в несколько раз превышал размер индивидуальных спеклов.

Рис. 60. Фотоснимок спекл-интерферограммы, соответствующей жесткому смещению объекта в собственной плоскости.



рованных высокочастотной спекл-структурой. Применения спекл-интерферометрии для измерения смещения рассеивающей поверхности основаны на том, что два положения этой поверхности играют роль двух плеч некоего эквивалентного интерферометра типа Майкельсона. Конкретные схемы получения двукратно экспонированных спеклограмм могут быть реализованы в нескольких вариантах, в зависимости от того, как ставится задача измерения смещения.

Так, одна из первых схем спекл-интерферометрии (рис. 61, а), описанная Линдертцом [79], предусматривает освещение объекта по двум направлениям. Такое освещение при наблюдении в реальном времени делает эту схему чувствительной только к смещениям (составляющим смещения) вдоль направления, соединяющего оси освещающих пучков.

Своеобразным эквивалентом этой схемы в варианте двух экспозиций является система (рис. 61, б), в которой производится одностороннее освещение объекта в сочетании с пространственной фильтрацией рассеянного объектом поля путем введения в плоскость апертуры изображающей системы двух пространственно разнесенных отверстий [131]. Очевидно, что каждый индивидуальный спекл регистрируемой картины в этом случае в силу малого размера отверстий оказывается промодулированным высокочастотной пространственной несущей, частота которой определяется угловым расстоянием между этими отверстиями. Спекл-интерферограммы, получаемые с помощью такой системы, содержат информацию о состав-

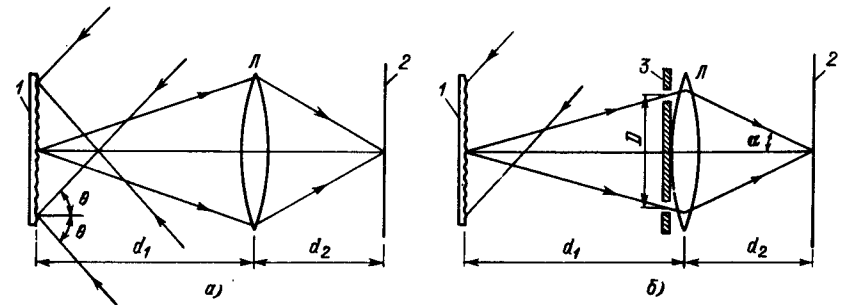


Рис. 61. Получение спеклограммы с двусторонним освещением (а) и с фильтрацией в плоскости линзы с помощью двух разнесенных отверстий (б): 1 – освещаемый объект, 2 – плоскость наблюдения, 3 – экран с двумя малыми отверстиями, Л – линза.

ляющей смещения объекта в направлении оси, соединяющей фильтрующие отверстия.

Дальнейшее развитие этого метода, состоящее в использовании изображающей системы с двумя парами симметричных отверстий (щелей) [154–155], позволило измерять составляющие смещения по двум осям.

#### § 6.4. Получение спекл-интерферограмм при неоднородном смещении объекта

Мы рассмотрели получение спекл-интерферограммы на примере регистрации однородного жесткого смещения объекта. Более общий случай имеет место, когда объект претерпевает неоднородное перемещение — при повороте вокруг некоторой оси или в результате деформации. В этих случаях каждый участок объекта смещается по-разному. В результате конфигурация поля в фурье-плоскости оказывается весьма сложной: каждому направлению и каждой величине сдвига элемента поверхности объекта соответствует определенное значение пространственной частоты. Для того чтобы можно было выделить спекл-интерферограмму, соответствующую определенному смещению, необходимо проводить пространственную фильтрацию диффузно рассеянного поля в фурье-плоскости.

Рассмотрим получение спекл-интерферограмм путем пространственной фильтрации с помощью малой апертуры (рис. 62) в случае, когда двукратно экспонированная спеклограмма регистрирует поворот объекта в собственной плоскости (вокруг оси, перпендикулярной его поверхности). Пропускание двукратно экспонированной спеклограммы, аналогично (6.28), запишем в виде

$$t(x, y) = t_0 - kI \otimes [\delta(x, y) + \delta(x + \Delta x, y + \Delta y)], \quad (6.31)$$

где  $\Delta x$ ,  $\Delta y$  — смещение точки поверхности. Распределение амплитуд в плоскости пространственных частот (фурье-плоскости) имеет вид

$$U(\xi, \eta) = t_0 \delta(\xi, \eta) - kI_F \{ 1 + \exp[i(2\pi/\lambda f)(\xi \Delta x + \eta \Delta y)] \}, \quad (6.32)$$

где  $f$  — фокусное расстояние линзы, осуществляющей фурье-преобразование рассеянного спеклограммой поля.  $I_F$  — распределение интенсивности в фурье-плоскости. Процесс фильтрации будем описывать умножением амплитуды поля на функцию пропускания круглой апертуры, которую удобно представить в виде

$$\tau(\xi, \eta) = \text{rect}(\rho/2R) \otimes \delta(\xi - \rho_0 \cos \varphi, \eta - \rho_0 \sin \varphi), \quad (6.33)$$

где  $\rho = (\xi^2 + \eta^2)^{1/2}$ ,  $R$  — радиус апертуры,  $\rho_0$  — расстояние от центра апертуры до оптической оси,  $\varphi$  — азимутальный угол положения апертуры.

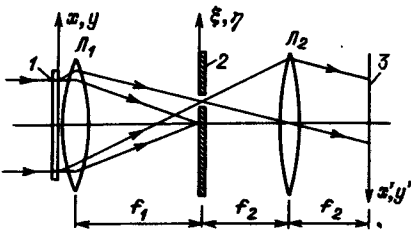


Рис. 62. Пространственная фильтрация светового поля двукратно экспонированной спеклограммы в фурье-плоскости: 1 — спеклограмма, 2 — экран с малым отверстием, 3 — плоскость наблюдения,  $L_1$ ,  $L_2$  — линзы.

Поле на выходе фильтрующей апертуры запишем в виде произведения:

$$U(\xi, \eta) = t_0 \delta(\xi, \eta) - kI \{ 1 + \exp[i(2\pi/\lambda f)(\xi \Delta x + \eta \Delta y)] \} \times \\ \times [\text{rect}(\rho/2R) \otimes \delta(\xi - \rho_0 \cos \varphi, \eta - \rho_0 \sin \varphi)]. \quad (6.34)$$

Первое слагаемое в этом выражении соответствует прямому изображению источника излучения, оно отлично от нуля только при  $\rho_0 = 0$ , т.е. в случае, когда апертура находится на оси. Обычно же  $\rho_0 \neq 0$ , и (6.34) с точностью до знака сводится к виду

$$U_\Phi(\xi, \eta) = kI \{ 1 + \exp[i(2\pi/\lambda f)(\xi \Delta x + \eta \Delta y)] \} \times \\ \times [\text{rect}(\rho/2R) \otimes \delta(\xi - \rho_0 \cos \varphi, \eta - \rho_0 \sin \varphi)]. \quad (6.35)$$

После обратного фурье-преобразования, осуществляемого второй линзой, в плоскости наблюдения формируется поле

$$U_H(x', y') = k \iint_{-\infty}^{\infty} I [\text{rect}(\rho/2R) \otimes \delta(\xi - \rho_0 \cos \varphi, \eta - \rho_0 \sin \varphi)] \times \\ \times \exp[-i(2\pi/\lambda f)(\xi x' + \eta y')] d\xi d\eta + k \iint_{-\infty}^{\infty} I \exp[i(2\pi/\lambda f)(\xi \Delta x + \eta \Delta y)] \times \\ \times [\text{rect}(\rho/2R) \otimes \delta(\xi - \rho_0 \cos \varphi, \eta - \rho_0 \sin \varphi)] \times \\ \times \exp[-i(2\pi/\lambda f)(\xi x' + \eta y')] d\xi d\eta. \quad (6.36)$$

Произведя несложные преобразования и пользуясь теоремой свертки, приведем (6.36) к виду

$$U_H(x', y') = kI \otimes \{ 1 + \exp[i2\pi/\lambda f(\Delta x \rho_0 \cos \varphi + \Delta y \rho_0 \sin \varphi)] \} \otimes \\ \otimes \left\{ \frac{J_1(2\pi r'R/\lambda f)}{r'/\lambda f} \exp[i(2\pi/\lambda f)(x' \rho_0 \cos \varphi + y' \rho_0 \sin \varphi)] \right\}, \quad (6.37)$$

где  $J_1(2\pi r'R/\lambda f)$  — функция Бесселя первого рода первого порядка. Свертка с этой функцией означает, что в плоскости наблюдения формируются спеклы с характерным распределением освещенности, размер которых определяется радиусом апертуры  $R$ .

Наблюдаемое распределение интенсивности имеет вид квадрата модуля суммы двух экспоненциальных функций:

$$I_H(x', y') \sim \cos^2[(\pi/\lambda f)(\Delta x \rho_0 \cos \varphi + \Delta y \rho_0 \sin \varphi)]. \quad (6.38)$$

Отсюда следует, что наблюдаемая картина представляет собой систему полос с периодом, определяемым углом поворота объекта и положением фильтрующей апертуры. С изменением азимутального угла  $\varphi$  (что соответствует изменению направления наблюдения) меняется ориентация полос относительно оптической оси. Увеличение расстояния  $\rho_0$  при постоянном значении угла поворота приводит к увеличению периода наблюдаемых полос. Последнее означает, что с ростом пространственной частоты фильтрации увеличивается чувствительность измерения величины поворота, поскольку с удалением от оптической оси возрастает абсолютная величина

смещения, соответствующего фиксированному углу поворота. Отсюда следует, что изменением пространственной частоты фильтрации не удается обеспечить управление чувствительностью измерения смещения.

Наряду с фильтрацией в частотной (фокальной) плоскости, выделение спекл-интерферограмм, соответствующих неоднородному смещению объекта, может быть осуществлено путем освещения двукратно экспонированной спеклограммы узким (неразведенным) лазерным пучком с наблюдением рассеянного поля в дальней зоне (рис. 63). В этом случае фильтрация проводится не в частотной плоскости, а в плоскости изображений (выделяется малая область изображения объекта), причем поле в зоне фраунгоферовой дифракции для освещаемой части изображения практически является фурье-образом. Таким образом, фильтрация в частотной плоскости позволяет выделять спекл-интерферограммы, соответствующие малой области пространственных частот от всего объекта, а освещение узким пучком — спекл-интерферограммы, соответствующие всему спектру пространственных частот от малой области объекта. По существу, фильтрация в плоскости изображений сводит задачу к случаю анализа однородного смещения (для каждой малой области), когда спекл-интерферограмму получают просто путем фурье-преобразования рассеянного поля (см. выше). Очевидно, что в зависимости от характера практической задачи может быть выбран тот или иной способ фильтрации, хотя не исключено и их совместное использование.

Интересен случай, когда жесткое поперечное смещение объекта включает в себя как однородную (параллельный перенос), так и неоднородную (вращение в собственной плоскости) составляющие. В этом случае при освещении двукратно экспонированной спеклограммы, зарегистрировавшей результирующее смещение, узким лазерным пучком в нескольких характерных областях нетрудно получить информацию, достаточную для расчета величины смещения и угла поворота. На рис. 64 приведены снимки спекл-интерферограмм, полученных при освещении спеклограммы в двух

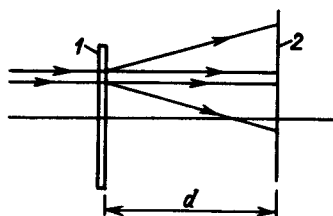


Рис. 63. Пространственная фильтрация светового поля двукратно экспонированной спеклограммы в плоскости изображения при освещении малоапертурным пучком.

парах симметричных относительно оси вращения точек (областей). Объект вращается по часовой стрелке, а однородное смещение происходит в горизонтальном направлении справа налево. В результате имеет место изменение пространственной частоты наблюдаемой спекл-интерферограммы при смещении фильтрующей апертуры в вертикальном направлении и изменении ориентации полос — при ее смещении в горизонтальном направлении. Характер изменения картины полос обусловлен векторным сложением смещений в соответствующих точках. Действительно, величину сме-

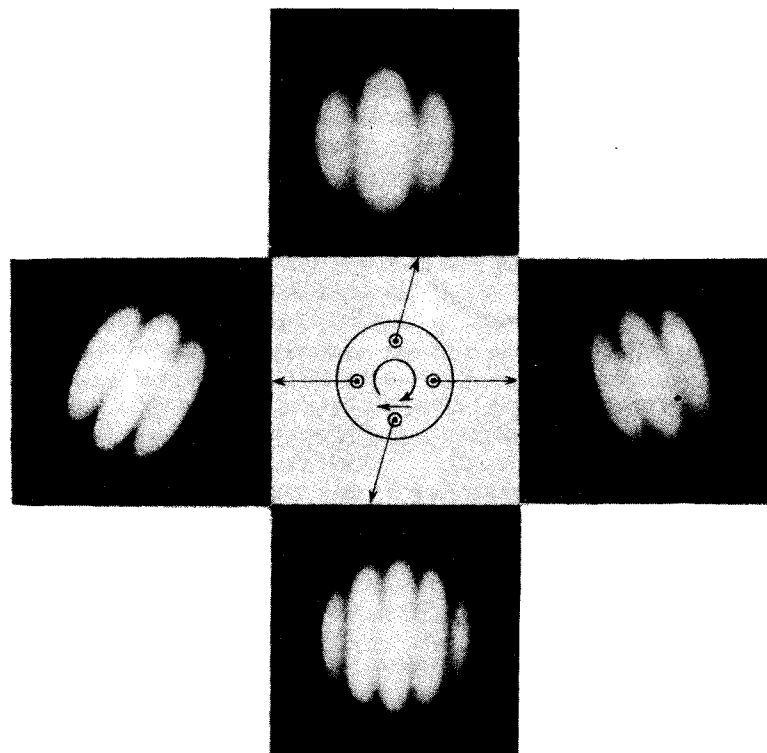


Рис. 64. Спекл-интерферограммы, полученные путем фильтрации в характерных точках плоскости изображения в случае, когда объект претерпевал одновременно поворот и поперечный сдвиг.

щения малого участка спекл-картины с учетом того обстоятельства, что повороту объекта соответствует поворот субъективной спекл-картины в противоположном направлении, можно записать в виде

$$\Delta r = (-\alpha y + \beta g_x)i + \alpha x j, \quad (6.39)$$

где  $\alpha$  — угол поворота объекта,  $g_x$  — поперечное смещение объекта,  $i, j$  — орты системы координат в плоскости изображения,  $\beta$  — поперечное увеличение.

Спекл-интерферограмма, возникающая при освещении двукратно экспонированной спеклограммы узким пучком и наблюдаемая на расстоянии  $z_0$ , имеет вид системы эквидистантных полос с пространственными частотами

$$\xi_x = (-\alpha y + \beta g_x)/\lambda z_0, \quad \xi_y = \alpha x/\lambda z_0. \quad (6.40)$$

Отметим, что вводя в систему регистрации спекл-интерферограммы известное смещение, можно легко определить таким образом направление вращения объекта и наоборот.

### § 6.5. Спекл-интерферограммы, соответствующие продольным смещениям объекта

Методы спекл-интерферометрии, наряду с измерением поперечных смещений, используются и для анализа продольных смещений (т.е. смещений вдоль оси оптической системы, используемой для регистрации). Появление спекл-интерферограммы в этом случае обусловлено радиально-симметричными изменениями субъективной спекл-картины, что определяет также концентрический характер возникающих полос. Следствием продольного смещения объекта является некоторое изменение коэффициента увеличения второй из экспонируемых спекл-картин, поэтому радиусы наблюдаемых полос [81] определяются формулой

$$\rho = (nLl\lambda/g_z)^{1/2}, \quad (6.41)$$

где  $L$  и  $l$  — геометрические размеры объекта и его изображения соответственно,  $g_z$  — величина продольного смещения,  $n$  — целое число.

Радиальное смещение малого участка спекл-картины удобно [156] представить в виде, связывающем его с фокусным расстоянием изображающей линзы и ее поперечным увеличением:

$$\Delta r = g_z \beta r / f(\beta + 1). \quad (6.42)$$

Следует принимать во внимание, что в реальных условиях смещение объекта из собственной плоскости происходит под углом к оптической оси изображающей системы, т.е. содержит поперечную составляющую. Следовательно, такое смещение сопровождается и радиально-симметричными и линейными сдвигами индивидуальных спеклов. При этом смещение малого участка спекл-картины можно представить в виде

$$\Delta r = (g_z \beta x / f(\beta + 1) + \beta g_x) i + (g_z \beta y / f(\beta + 1)) j. \quad (6.43)$$

Естественно, в этом случае пространственная частота и ориентация полос на спекл-интерферограмме [156] отражают величину и направление поперечного смещения соответственно. Спекл-интерферограмма представляет собой по-прежнему картину концентрических полос, но уже сдвинутую с оси в направлении, противоположном поперечной компоненте смещения, на величину

$$\Delta x = g_x f(\beta + 1) / g_z \beta. \quad (6.44)$$

При использовании на этапе получения спекл-интерферограмм продольно смещаемых объектов метода оптической фильтрации в плоскости изображения (освещение узким лазерным пучком), характер наблюдаемой картины существенным образом меняется. В диффузно рассеянном поле на расстоянии  $z_0$  от двукратно экспонированной спеклограммы наблюдается система параллельных эквидистантных полос с периодом

$$d = f\lambda z_0(\beta + 1) / g_z \beta |r|, \quad (6.45)$$

где  $r$  — радиус-вектор центра освещаемой области спеклограммы.

Направление наблюдаемых полос перпендикулярно направлению от оптической оси на центр освещаемой области, а период картины, как следует из (6.45), определяется удалением этой области от оптической оси. Пространственная частота спекл-интерферограммы (величина, обратная

периоду) приобретает нулевое значение при освещении области спеклограммы, соответствующей пересечению с оптической осью. Очевидно, что ориентация полос в этом случае существенно отличается от рассмотренного выше случая поворота объекта в собственной плоскости, хотя для него также характерны прямолинейность и эквидистантность полос, а также наличие области (точки) с нулевой пространственной частотой.

Контраст кольцевых полос на спекл-интерферограмме, соответствующей продольному смещению, падает с увеличением величины сдвига, причем при определенной величине этого сдвига контраст падает до нуля. Принято говорить, что в этот момент регистрируемые при первой и второй экспозициях спекл-картины оказываются нескоррелированными. Это связано с тем, что вторая спекл-картина, по мере удаления от начального состояния, все в большей степени приобретает свойства объективной спекл-картины, становится нелокализованной. Глубина фокуса изображающей системы, при котором еще сохраняются условия корреляции двух спекл-картин, определяется [81] простым соотношением

$$\Delta Z = \pm 2F^2 \lambda = \pm 2f^2 \lambda / D^2. \quad (6.46)$$

Это соответствует допустимому сдвигу объекта

$$\Delta Z = \pm 2f^2 \lambda / \beta D^2. \quad (6.47)$$

Очевидно, что по мере уменьшения изображения объекта на этапе регистрации спеклограммы ( $\beta < 1$ ) можно получить спекл-интерферограммы удовлетворительного контраста, соответствующие все большим значениям  $D$ .

Из (6.47) также следует, что использование при регистрации спеклограммы изображающей системы с большим относительным отверстием ограничивает допустимый сдвиг объекта, особенно в случае, если изображение формируется с единичным увеличением или незначительным уменьшением. Действительно, эксперименты показали [156], что контраст спекл-интерферограмм существенно зависит от величины апертуры изображающей системы, используемой при регистрации спеклограммы. В частности, в случае полностью открытой апертуры линзы (при значениях  $f = 300$  мм,  $D = 120$  мм,  $\beta = 1$  и  $\Delta Z = 0,5$  мм) контраст спекл-интерферограммы (независимо от способа ее получения) был практически нулевым. По мере уменьшения эффективной апертуры линзы контраст полос, наблюдаемых в фурье-плоскости и имеющих характерный вид концентрических колец, возрастал и достигал величины порядка 50 процентов при диаметре апертуры около 20 мм.

Падение контраста при больших относительных отверстиях и малых уменьшениях так же, как и при больших значениях сдвига, обусловлено нарушением условий корреляции двух регистрируемых спекл-картин в силу того, что вторая из них приобретает свойства объективной спекл-картины\*).

Достижимое путем уменьшения эффективной апертуры линзы повышение контраста спекл-интерферограммы сопровождается заметным сокра-

\*Следует отметить, что наблюдаемый в спекл-интерферометрии эффект падения контраста интерферограмм продольно смещаемых объектов с увеличением апертуры изображающей системы не имеет места в голографической интерферометрии сфокусированных изображений.

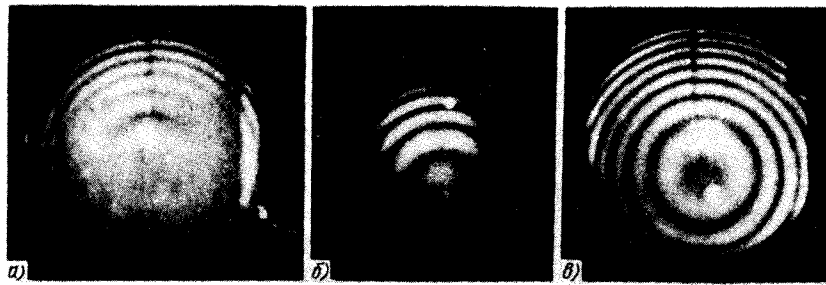


Рис. 65. Световые поля, формируемые двукратно экспонированными спеклограммами продольно смещаемого объекта, полученными с помощью круговой апертуры большого (а) и малого (б) диаметра, а также кольцевой апертуры (в). Продольное смещение объекта  $\approx 300$  мкм.

щением апертурного угла, в котором эта спекл-интерферограмма наблюдается (как известно [80, 132], диффузное гало, возникающее при освещении спеклограммы, распространяется в телесном угле, примерно равном удвоенному углу, стягиваемому апертурой линзы). Это связано с существенными неудобствами для наблюдателя, который с фиксированной позиции может видеть только малую область спекл-интерферограммы. Имеется, однако, возможность получать в этих условиях спекл-интерферограммы хорошего контраста, наблюдаемые в широком апертурном угле. Для этого достаточно использовать на этапе регистрации кольцевую апертуру с большим внешним диаметром. При этом минимальные размеры индивидуальных спеклов, определяющие величину апертурного угла дифракционного гало, сохраняются при одновременном сокращении площади эффективной апертуры. Важно отметить, что кольцевая апертура, в отличие от прямоугольного блокирующего экрана (см. гл. 5), позволяет сохранить на спеклограмме весь интервал пространственных частот. Поэтому такая спеклограмма рассеивает свет в том же апертурном угле, как и спеклограмма, полученная с полностью открытой апертурой, диаметр которой равен внешнему диаметру кольца.

На рис. 65 приведены фотоснимки световых полей, формируемых двукратно экспонированными спеклограммами одного и того же объекта, претерпевшего продольное смещение, которые были получены при использовании двух круглых апертур разного диаметра, а также кольцевой апертуры с большим внешним диаметром и с площадью, приблизительно равной площади круговой апертуры меньшего диаметра. Легко убедиться, что при использовании кольцевой апертуры спекл-интерферограмма наблюдается в большом апертурном угле с достаточно высоким контрастом. Следует также отметить, что спеклограммы, полученные с использованием кольцевой апертуры, позволяют наблюдать спекл-интерферограммы хорошего контраста при освещении источником белого света. Полосы в этом случае наблюдаются на фоне спектрально окрашенного поля с радиально симметричным распределением спектральной окраски. Аналогично меняется в зависимости от вида апертуры контраст полос, полученных при фильтрации узким пучком.

## § 6.6. Выделение информации об однородных и неоднородных смещениях путем пространственной фильтрации

Итак, при регистрации однородных смещений — как в поперечном, так и продольном направлении — спекл-интерферограмма формируется путем фурье-преобразования светового поля, рассеиваемого двукратно экспонированной спеклограммой без какой-либо фильтрации в фурье-плоскости. Действительно, в этом случае помещение в фурье-плоскость фильтрующей апертуры, диаметр которой сравним с периодом полос, может привести к появлению, в зависимости от положения апертуры, темного или светлого поля в плоскости наблюдения, не содержащего полезной информации. С другой стороны, как было показано выше, при неоднородном смещении (характеризуемом наличием производной от перемещения) для выделения спекл-интерферограммы необходимо проводить фильтрацию.

На практике при исследовании таких неоднородных смещений объектов, как деформации, возникает проблема разделения (и независимого измерения) деформаций и одновременно испытываемых объектом однородных (жестких) смещений. Одно из возможных решений этой проблемы связано с переходом от фильтрации в фокальной (частотной) плоскости к фильтрации в дальней зоне.

Фильтрация вне частотной плоскости приводит к тому, что апертурой выделяется из пространственного спектра двукратно экспонированной спеклограммы все более широкая область пространственных частот. В результате спекл-интерферограмма, соответствующая неоднородному смещению, начинает усредняться, а условия образования спекл-интерферограммы, соответствующей однородному смещению, становятся такими же, как при фурье-преобразовании без фильтрации.

Рассмотрим процесс фильтрации поля двукратно экспонированной спеклограммы вне частотной плоскости [157] в случае однородного поперечного жесткого сдвига (рис. 66). Представим поле в плоскости  $(u, v)$ , отстоящей от частотной плоскости на расстоянии  $l$  (по оси  $z$ ), в виде свертки

$$U(u, v) = F[t(x, y)] \otimes \exp\left[\frac{i\pi}{\lambda l}(u^2 + v^2)\right]. \quad (6.48)$$

Опуская первое слагаемое, соответствующее прямому изображению источника, запишем это выражение в виде

$$U(u, v) = kF [I] \otimes \exp\left[\frac{i\pi(u^2 + v^2)}{\lambda l}\right] + kF [I] \exp\left[\frac{i2\pi\xi x_0}{\lambda f}\right] \otimes \exp\left[\frac{i\pi(u^2 + v^2)}{\lambda l}\right], \quad (6.49)$$

где  $x_0$  — величина сдвига,  $f$  — фокусное расстояние линзы. После неслож-

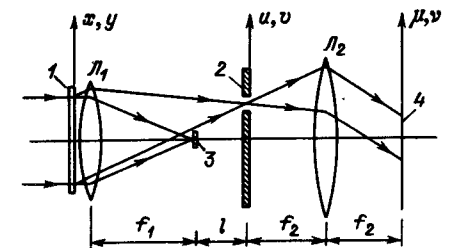


Рис. 66. Пространственная фильтрация светового поля двукратно экспонированной спеклограммы вне частотной (фурье)-плоскости: 1 — спеклограмма, 2 — экран, 3 — малый блокирующий экран, 4 — плоскость наблюдения,  $L_1, L_2$  — линзы.

ных преобразований имеем

$$U(u, v) = kF[I] \oplus \exp[i\pi(u^2 + v^2)/\lambda l] + \\ + \{kF[I] \oplus \exp\{(i\pi/\lambda l)[(u - x_0 l/f)^2 + v^2]\}\} \exp(i2\pi u x_0/\lambda f) \times \\ \times \exp(-i\pi x_0^2/\lambda f^2). \quad (6.50)$$

Это распределение подвергается в плоскости  $(u, v)$  фильтрации с помощью малой апертуры с пропусканием

$$\tau(u, v) = \text{rect}(r/2R) \oplus \delta(u - a, v - b), \quad (6.51)$$

где  $r = (u^2 + v^2)^{1/2}$ ,  $a$  и  $b$  характеризуют сдвиг апертуры с оптической оси соответственно по осям  $u$  и  $v$ . В результате второго фурье-преобразования в задней фокальной плоскости второй линзы  $(\mu, \nu)$  формируется распределение амплитуд

$$U(\mu, \nu) = kI \exp[-i\pi l(\mu^2 + \nu^2)/\lambda f^2] \oplus \left\{ \frac{J_1(2\pi R \rho/\lambda f)}{\rho/\lambda f} \times \right. \\ \times \exp[i2\pi(a\mu + b\nu)/\lambda f] \left. \right\} + \{F^{-1}[\exp(i2\pi u x_0/\lambda f) \exp(-i\pi x_0^2/\lambda f^2)] \oplus \\ \oplus kIF^{-1}[\exp\{-i\pi/\lambda l[(u - x_0 l/f)^2 + v^2]\}] \oplus \\ \oplus \left\{ \frac{J_1(2\pi R \rho/\lambda f)}{\rho/\lambda f} \exp[i2\pi(a\mu + b\nu)/\lambda f] \right\}, \quad (6.52)$$

где  $F^{-1}$  означает операцию обратного фурье-преобразования,  $\rho = (\mu^2 + \nu^2)^{1/2}$

Вычисляя фурье-образы экспоненциальных функций и производя ряд очевидных преобразований в соответствии с теоремой свертки, получаем

$$U(\mu, \nu) = kI \exp[-i\pi l(\mu^2 + \nu^2)/\lambda f^2] [1 + \exp(i2\pi l \mu x_0/\lambda f^2)] \oplus \\ \oplus \left\{ \frac{J_1(2\pi R \rho/\lambda f)}{\rho/\lambda f} \exp[i2\pi(a\mu + b\nu)/\lambda f] \right\}. \quad (6.53)$$

Это означает, что в плоскости наблюдения формируются спеклы с характерным для дифракции на круглом отверстии распределением освещенности, описываемым функцией Бесселя. Размер спекла определяется размером фильтрующей апертуры  $R$ , а спекл-поле образовано волной, идущей под углом к оси  $z$ , определяемым величиной сдвига апертуры с этой осью.

Распределение интенсивности в наблюдаемом пятне с учетом того, что фазовый множитель сферической волны вышадает, описывается с точностью до постоянного множителя выражением

$$I_H(\mu, \nu) = \cos^2(\pi l \mu x_0/\lambda f^2). \quad (6.54)$$

Здесь параметр  $l x_0/f$  определяет период наблюдаемой интерференционной картины.

Из (6.54) следует, что период этой картины, а с ним и чувствительность измерения величины  $x_0$ , зависят от выбора величины  $l$ . Иными словами, с удалением фильтрующей апертуры от частотной плоскости возрастает пространственная частота спекл-интерферограммы. Очевидно также, что ее

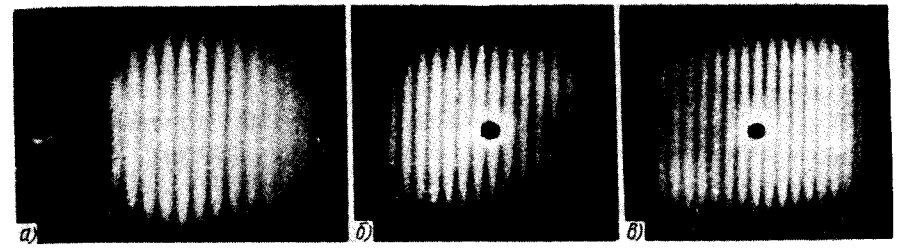


Рис. 67. Спекл-интерферограммы, характеризующие жесткое смещение объекта, полученные при фильтрации вне частотной плоскости на расстоянии  $l \approx f$  сбоку от оптической оси (а), на оптической оси (б) и в дальней зоне ( $l \approx 3f$ ) на оптической оси (в).

пространственная частота не зависит от выбора положения фильтрующей апертуры в плоскости фильтрации.

На рис. 67 приведены результаты эксперимента [158], подтверждающего данные теоретического анализа. Действительно, с удалением фильтрующей апертуры от частотной плоскости густота полос на спекл-интерферограмме возрастает, а при смещении этой апертуры в пределах фиксированной плоскости она остается неизменной. Следует отметить, что на практике не обязательно проводить фурье-преобразование поля, пропущенного апертурой, с помощью второй линзы, как это указано на рис. 66. В силу малости апертуры спекл-интерферограмму можно получить просто на конечном расстоянии от плоскости фильтрации, соответствующем зоне фраунгоферовой дифракции.

Эксперименты показывают, что проведение пространственной фильтрации в дальней зоне позволяет также управлять чувствительностью измерения продольных жестких смещений. Однако пределы ее измерения (при одинаковых удалениях от частотной плоскости) в этом случае существенно меньше (густота полос возрастает медленнее). Это становится понятным, если принять во внимание, что в силу различия характера смещения индивидуальных спеклов чувствительность спекл-интерферометрических измерений к продольным смещениям заметно (примерно на порядок при одинаковом увеличении оптической системы) меньше, чем к поперечным.

Таким образом, фильтрация в частотной плоскости не дает информации об однородном жестком смещении, для получения этой информации фильтрацию следует проводить в дальней зоне. С другой стороны, интерферограмма, соответствующая неоднородному жесткому смещению, формируется при фильтрации именно в частотной плоскости.

Деформация объекта также является неоднородным смещением (характеризуется наличием производной от смещения). Логично поэтому предположить, что в случае, когда объект претерпевает деформацию совместно с однородным жестким смещением, можно получать информацию о каждом из них независимо, производя фильтрацию в различных плоскостях [112].

Рассмотрим процесс фильтрации светового поля, рассеиваемого соответствующей спеклограммой, в общем случае, выбирая положение плос-



кости фильтрации относительно частотной плоскости произвольным. Амплитудное пропускание двукратно экспонированной спеклограммы запишем в виде

$$t(x, y) = t_0 - kI \otimes [\delta(x, y) + \delta(x - \epsilon_{xx}x - x_0, y - \epsilon_{yy}y)], \quad (6.55)$$

где  $x_0$  — величина однородного жесткого смещения вдоль оси  $x$ , а  $\epsilon_{xx}$  и  $\epsilon_{yy}$  — относительное удлинение объекта, обусловленное деформацией (растяжением), по осям  $x$  и  $y$ .

Вновь предполагаем, что спеклограмма освещается плоской монохроматической волной с единичной амплитудой и производится фурье-преобразование поля на выходе спеклограммы. Амплитудное распределение в плоскости фильтрации вновь запишем в виде свертки

$$U(u, v) = F[t(x, y)] \otimes \exp[(i\pi/\lambda l)(u^2 + v^2)]. \quad (6.56)$$

Подставляя в (6.56) значение  $t(x, y)$ , получаем

$$U(u, v) = t_0 \exp[(i\pi/\lambda l)(u^2 + v^2)] - kF[I] \otimes \exp[(i\pi/\lambda l)(u^2 + v^2)] - kF[I] \exp\{i(2\pi/\lambda f)[\xi(\delta x + x_0) + \eta\delta y]\} \otimes \exp[(i\pi/\lambda l)(u^2 + v^2)], \quad (6.57)$$

где  $\xi, \eta$  — координаты в частотной плоскости,  $\delta x = \epsilon_{xx}x$ ,  $\delta y = \epsilon_{yy}y$  — производные от смещений, обусловленных деформацией. Положим, что  $\delta x$  и  $\delta y$  — медленно меняющиеся функции координат, т.е. ограничимся случаем малых деформаций.

Вновь опускаем первое слагаемое, соответствующее прямому изображению источника, блокируемого в частотной плоскости малым экраном, а третье слагаемое сведем к виду

$$U'(u, v) = k \exp\{i(2\pi/\lambda f)[u(\delta x + x_0) + v\delta y]\} \exp\{-i(\pi/\lambda f^2)[(\delta x + x_0)^2 + \delta y^2]\} \iint_{-\infty}^{\infty} F[I] \exp\{-i(\pi/\lambda l)[(u - (\delta x + x_0)l/f - \xi)^2 + (v - \delta y l/f - \eta)^2]\} d\xi d\eta. \quad (6.58)$$

Тогда поле на выходе фильтрующей апертуры принимает вид

$$U_{\Phi}(u, v) = \{kF[I] \otimes \exp[(i\pi/\lambda l)(u^2 + v^2)] + kF[I] \otimes \exp\{i(\pi/\lambda l)[(u - (\delta x + x_0)l/f)^2 + (v - \delta y l/f)^2]\} \exp\{-i(\pi/\lambda f^2)\} \times [(\delta x + x_0)^2 + \delta y^2]\} \exp\{i(2\pi/\lambda f)[u(\delta x + x_0) + v\delta y]\} \times \times [\text{rect}(r/2R) \otimes \delta(u - a, v - b)]. \quad (6.59)$$

Распределение амплитуд в плоскости наблюдения представляет собой фурье-преобразование вида

$$U(\mu, \nu) = F^{-1}[U_{\Phi}(u, v)]. \quad (6.60)$$

Очевидно, что поле в плоскости наблюдения есть результат свертки фурье-образа распределения на выходе фильтрующей апертуры и фурье-образа пропускания этой апертуры. Вычисляя каждый из этих фурье-образов, после ряда упрощений получаем

$$U(\mu, \nu) = kI \exp[-i(\pi/\lambda f^2)(\mu^2 + \nu^2)] \{1 + \exp[i(2\pi/\lambda f^2)(\mu\delta x + \nu\delta y)]\} \times \times \exp(i(2\pi/\lambda f^2)\mu x_0) \otimes \left\{ \frac{J_1(2\pi R \rho/\lambda f)}{\rho/\lambda f} \exp[i(2\pi/\lambda f)(a\mu + b\nu)] \right\}. \quad (6.61)$$

Свертка с произведением функции Бесселя на экспоненциальную функцию дает информацию о размерах наблюдаемых спеклов, распределении освещенности в них, а также о направлении пучка, формирующего спекл-поле. Сама же структура спекл-интерферограммы характеризуется с точностью до постоянного множителя распределением интенсивности

$$I_{\text{н}}(\mu, \nu) = \cos^2 \{ (\pi l/\lambda f^2) [(\mu^2 \epsilon_{xx} + \nu^2 \epsilon_{yy}) + \mu x_0] \}. \quad (6.62)$$

Отсюда следует, что в общем случае спекл-интерферограмма содержит одновременно информацию и о величине деформации, и о величине жесткого смещения. Рассмотрим два крайних случая, т.е. фильтрацию в дальнем поле и в частотной плоскости.

Выражение для амплитудного распределения в плоскости фильтрации с учетом критерия дальнего поля  $(u^2 + v^2)/\lambda l \ll 1$  запишем в виде

$$U(u, v) = kF[I] \otimes \exp[(i\pi/\lambda l)(u^2 + v^2)] + kF[I] \otimes \otimes \exp \left\{ (i\pi/\lambda l) \left[ \left( u - \frac{\delta x + x_0}{f} l \right)^2 + \left( v - \frac{\delta y}{f} l \right)^2 \right] \right\}. \quad (6.63)$$

После выполнения интегральных операций и осуществления обратного фурье-преобразования выражение для распределения амплитуд в плоскости наблюдения может быть записано в виде

$$U_{\text{н}}(\mu, \nu) = \{kI \otimes [\delta(\mu, \nu) + \exp(i(2\pi/\lambda f^2)\mu x_0)]\} \times \times \left\{ \frac{J_1(2\pi R \rho/\lambda f)}{\rho/\lambda f} \exp[i(2\pi/\lambda f)(a\mu + b\nu)] \right\}. \quad (6.64)$$

В дальнем поле, как и ожидалось, формируется спекл-интерферограмма, характеризующаяся распределением интенсивности

$$I_{\text{н}}(\mu, \nu) \sim \cos^2 \left[ \left( \frac{\pi l}{\lambda f^2} \right) \mu x_0 \right]. \quad (6.65)$$

Очевидно, что ее период определяет только величину смещения  $x_0$  с чувствительностью, определяемой отношением  $l/f$ . Аналогия с формулой (6.54), соответствующей случаю только жесткого смещения, свидетельствует о нечувствительности такой схемы фильтрации к деформации объекта.

В случае фильтрации в частотной плоскости выражение для распределения амплитуд на входе фильтрующей апертуры описывается фурье-преобразованием

$$U(\xi, \eta) = F\{kI \otimes [\delta(x, y) + \delta(x - \epsilon_{xx}x - x_0, y - \epsilon_{yy}y)]\}, \quad (6.66)$$

и после уже знакомых преобразований нетрудно получить выражение для амплитудного распределения в плоскости наблюдения:

$$U_{\text{н}}(u, v) = \text{const } I \otimes \{ \delta(u, v) + \exp\{i(\pi/2\lambda f)[((u - x_0)^2/\epsilon_{xx}) + (v^2/\epsilon_{yy})]\} \} \times \times \left\{ \frac{J_1(2\pi R r/\lambda f)}{r/\lambda f} \exp[i(2\pi/\lambda f)(au + bv)] \right\}. \quad (6.67)$$

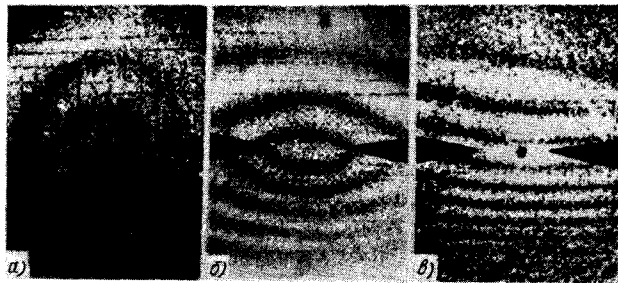


Рис. 68. Спекл-интерферограммы объекта, претерпевшего деформацию и жесткое смещение, полученные путем фильтрации в частотной плоскости (а), вне частотной плоскости на расстоянии  $l \approx f$  (б) и в дальней зоне (в).

Интенсивность спекл-интерферограммы с точностью до постоянного множителя имеет вид

$$I_n(u, v) = \cos^2 \left\{ \left( \frac{\pi}{4f} \right) \left[ \left( (u - x_0)^2 / \epsilon_{xx} \right) + (v^2 / \epsilon_{yy}) \right] \right\} \quad (6.68)$$

и при  $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy}$  она представляет собой систему кольцевых полос, пространственное расположение которых определяется относительным удлинением по осям  $x$  и  $y$ , обусловленным деформирующей нагрузкой. Из (6.68) видно также, что центр системы кольцевых полос смещен по оси  $x$  на величину  $x_0$ , соответствующую однородному жесткому смещению объекта.

Спекл-интерферограммы на рис. 68 получены в [158] путем пространственной фильтрации с помощью малой апертуры в частотной (фурье-) плоскости, на расстоянии  $l \sim f$  от частотной плоскости и в дальней зоне ( $l \approx 3f$ ).

Как видно из рис. 68, а, при фильтрации в частотной плоскости действие однородного смещения не проявляется, и соответствующая спекл-интерферограмма отражает только деформацию образца (металлической пластины с вырезами-концентраторами нагрузки). Отметим, что неравномерность освещенности спекл-интерферограммы обусловлена неоднородностью фильтруемого поля, имеющего большую яркость вблизи оптической оси.

При фильтрации вне частотной плоскости на расстоянии  $l \sim f$  начинает проявляться чувствительность к жесткому смещению — кривизна полос уменьшается, густота их увеличивается (рис. 68, б).

Фильтрация в дальней зоне ( $l \sim 3f$ ) приводит почти к полной потере чувствительности к деформации. Спекл-интерферограмма, имеющая вид квазипараллельных полос (рис. 68, в), отражает практически только влияющие смещения. Таким образом, осуществляя фильтрацию последовательно в частотной плоскости и в дальней зоне, можно эффективно разделять действие на объект деформаций и жестких однородных смещений, измеряя их независимо. Эта возможность представляет существенный практический интерес, поскольку при испытаниях различных конструкций деформации, как правило, сопровождаются жесткими смещениями.

Точно так же, меняя положение плоскости фильтрации, оказывается возможным разделять однородные и неоднородные жесткие смещения.

Следовательно, речь может идти о разделении информации об однородном и неоднородном смещениях, причем последнее может носить как жесткий характер (поворот, наклон), так и характер деформации.

Возможен случай, когда деформация сочетается с неоднородным жестким смещением (например поворотом) объекта. В этом случае, проводя фильтрацию в частотной плоскости или вблизи нее, информацию о величине поворота можно получить путем изменения пространственной частоты фильтрации в этой плоскости, аналогично тому, как это делается в случае чистого поворота [80—81]. При перемещении фильтрующей апертуры параллельно прямой, соединяющей неподвижную точку объекта с оптической осью, по мере приближения к этой точке пространственная частота (густота) полос на спекл-интерферограмме убывает и в момент достижения апертурой проекции этой точки становится равной нулю (полосы исчезают) (рис. 69).

Как видим, чувствительность измерения величины неоднородного жесткого смещения определяется не столько выбором значения пространственной частоты в плоскости фильтрации, сколько относительным положением апертуры и оси вращения.

Случай наклона объекта относительно оси, проходящей через его плоскость, во многом аналогичен рассмотренному случаю поворота. Разница состоит в том, что такой наклон является неоднородным продольным смещением, и, следовательно, чувствительность к нему существенно меньше. При этом, как показано в [81], выбор числовой апертуры изображающей системы определяет интервал измеряемых углов.

Важным следствием рассмотрения процессов образования спекл-интерферограмм как результата когерентной суперпозиции диффузно рассеянных полей (спекл-структур) является возможность перенесения описанных методов разделения информации об однородных и неоднородных сме-

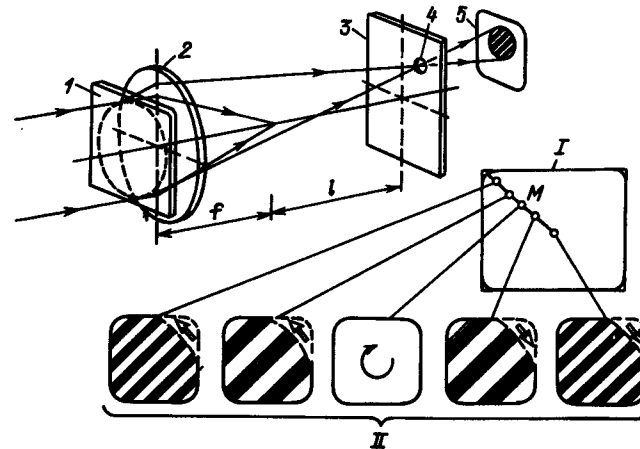


Рис. 69. Схема наблюдения спекл-интерферограмм, отражающих поворот объекта, и характерная динамика их изменения при смещении фильтрующего отверстия: 1 — спеклограмма, 2 — линза, 3 — блокирующий экран, 4 — фильтрующая апертура, 5 — плоскость наблюдения, I — положение фильтрующей апертуры, M — неподвижная точка, II — динамика изменения спекл-интерферограммы.

шениях в голографическую интерферометрию. Действительно, фурье-преобразование поля, восстанавливаемого голограммами Френеля или сфокусированных изображений, с последующей фильтрацией позволяет реализовать эту возможность без существенных видоизменений методики. В этой связи становятся очевидными и результаты работы [71], в которой восстановление изображений с двукратно экспонированной голограммы проводилось узким пучком.

Это обстоятельство выглядит весьма интересным, поскольку спекл-интерферометрия в своем развитии постоянно "отталкивалась" от голографической интерферометрии, использовала ее приемы и методы. Обратное воздействие спекл-интерферометрии на голографическую свидетельствует о глубокой общности этих методов когерентно-оптических измерений. При этом следует еще принять во внимание, что диапазоны измеряемых смещений и чувствительность в спекл-интерферометрии с единичным увеличением такие же, как и в голографической интерферометрии на основе регистрации френелевских голограмм или голограмм сфокусированных изображений с единичным же увеличением. Что касается возможности управления этими характеристиками путем изменения увеличения (уменьшения) изображающей системы, то она легко реализуется и в голографической интерферометрии сфокусированных изображений [63].

Следует отметить, что вообще развитие спекл-интерферометрии связано с повышением интереса (см., например, [159–160]) к голографии сфокусированных изображений в варианте с опорным пучком и появлением новых схемных решений в интерференционных измерениях.

Еще одна сторона тесной связи между голографической и спекл-интерферометрией состоит в том, что двукратно экспонированная голограмма (как сфокусированная, так и френелевская, в том числе полученная во встречных пучках) содержит всю информацию для получения двукратно экспонированной спеклограммы, а затем и спекл-интерферограммы [161]. Действительно, формируя оптическую копию объекта при восстановлении излучением с достаточно высокой степенью когерентности, голограмма воспроизводит и спекл-структуру, обусловленную диффузным рассеянием света объектом. Поэтому при фотографировании изображений, реконструируемых двукратно экспонированной голограммой, регистрируются спекл-структуры, соответствующие начальному и конечному положениям (состояниям) объекта. Следовательно, такая фотография является не чем иным, как двукратно экспонированной спеклограммой. В работе [161] рассмотрены различные схемы получения двукратно экспонированных спеклограмм в поле, восстановленном френелевскими голограммами, а также методы извлечения из них измерительной информации в виде спекл-интерферограмм.

Следует подчеркнуть, что при получении спекл-интерферограммы таким способом реализуется когерентная суперпозиция двух спекл-структур (в отличие от традиционных методов спекл-интерферометрии). Это, в принципе, обуславливает определенное различие результирующих полей, однако основные качественные результаты получения спекл-интерферограмм в обоих случаях оказываются одинаковыми.

## § 6.7. Вычитание изображений при пространственной фильтрации в спекл-интерферометрии

Разделение информации относительно деформации объекта и его поступательного смещения в поперечном направлении обеспечивается путем пространственной фильтрации малой апертурой, производимой в фурье-плоскости. Характерной особенностью такой фильтрации является помещение фильтрующей апертуры в область максимума интерференционной картины в фурье-плоскости. При этом на определенной пространственной частоте выделяются составляющие поля, не участвующие в образовании регулярной интерференционной картины, что позволяет получить в результате спекл-интерферограмму, которая не отражает поперечного смещения.

Ясно, что компонента диффузно рассеянного светового поля, не принимающая участия в образовании регулярной интерферограммы, распределена в фурье-плоскости достаточно однородно, т.е. присутствует не только в максимумах, но и в минимумах (темные полосы) спекл-интерферограммы, соответствующей поперечному смещению.

Поэтому, если пространственную фильтрацию малой апертурой в фурье-плоскости проводить не в максимуме, а в минимуме интерференционной картины, то результатом такой фильтрации является спекл-интерферограмма, отражающая только деформационное смещение и получаемая с обращенным контрастом. В этом случае можно говорить о формировании спекл-интерферограммы в темном поле со сдвигом фазы между интерференционными полосами на  $\pi$ : на месте темной интерференционной полосы наблюдается светлая.

На рис. 70 приведен результат пространственной фильтрации в минимуме интерференционной картины поступательного смещения в сравнении с результатом обычно применяемой фильтрации в максимуме такой интерференционной картины. Объект исследования — металлическая диффузно рассеивающая пластина в промежутке между двумя экспозициями спеклограммы смещалась поступательно в собственной плоскости на 20 мкм и деформировалась (подвергалась растяжению). При фильтрации малой апертурой в фурье-плоскости в соседних минимуме и максимуме интерферограммы формировались спекл-интерферограммы деформационного смещения соответственно в темном и в светлом полях.

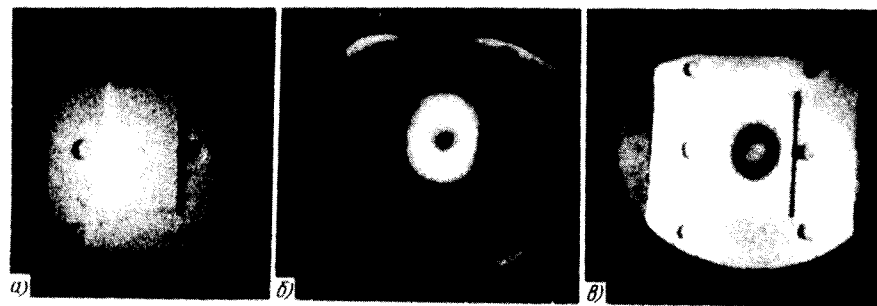


Рис. 70. Изображение объекта исследования (а) и результаты пространственной фильтрации в минимуме (б) и максимуме (в) интерферограммы, соответствующей поступательному смещению объекта.

Следует отметить, что в рассматриваемом случае не происходит нарушения структуры поверхности объекта в деформированной области, что обеспечивает сохранение условия корреляции соответствующих спекл-структур (до и после деформации) и, следовательно, образования спекл-интерферограммы. Если же в промежутке времени между последовательными экспозициями структура поверхности нарушается, то в результате пространственной фильтрации в минимуме интерферограммы поступательного смещения часть объекта с нарушенной структурой наблюдается в виде светлой области на темном поле без модуляции интерференционными полосами.

Проведение такой пространственной фильтрации эквивалентно операции вычитания изображений, реализованной в [162–163] для диффузно освещаемых транспарантов, имеющих общие части. Следовательно, речь может идти о различных разновидностях вычитания для сравниваемых объектов или о сравнении различных состояний одного объекта путем введения поступательного сдвига в собственной плоскости с последующей пространственной фильтрацией в минимуме интерферограммы, соответствующей этому поступательному сдвигу.

Рассмотрим простую теорию такого вычитания. Пусть квазиплоский диффузно рассеивающий объект освещается плоской когерентной волной нормально его поверхности. В качестве объекта может выступать как диффузно отражающий предмет, так и пропускающий транспарант, освещаемый через диффузный рассеиватель, помещенный вплотную к нему. Пусть в промежутке между двумя экспозициями на спеклограмме с некоторым участком объекта произошло какое-либо изменение микроструктуры его поверхности, или этот участок объекта во время второй экспозиции отсутствует. Если при этом объект поступательно сдвигается в собственной плоскости на малую величину  $g$  (для определенности – вдоль оси  $x$ ), то интенсивность, регистрируемую спеклограммой, можно записать в виде

$$I(x, y) = I_1(x, y)D(x, y) + I_2(x - g, y)D(x - g, y), \quad (6.69)$$

где  $I_1$  и  $I_2$  – освещенности в изображениях сравниваемых объектов или состояний одного объекта,  $D$  – функция, описывающая микроструктуру поля, обусловленную диффузным рассеянием света. Введем функцию разности изображений  $I_{12}(x, y) = I_1(x, y) - I_2(x, y)$  и представим (6.69) в виде

$$\begin{aligned} I(x, y) &= I_1(x, y)D(x, y) \oplus \delta(x, y) + [I_1(x, y) - I_{12}(x, y)] D(x, y) \oplus \\ &\oplus \delta(x - g, y) = I_1(x, y)D(x, y) \oplus [\delta(x, y) + \delta(x - g, y)] - \\ &- I_{12}(x, y)D(x, y) \oplus \delta(x - g, y). \end{aligned} \quad (6.70)$$

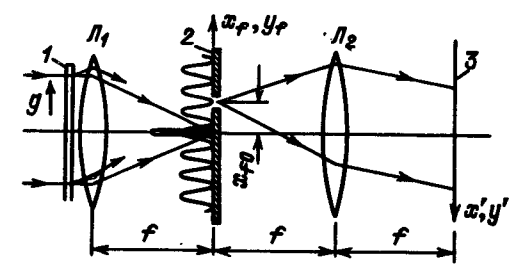
Полагая, что фотопластинка осуществляет линейную регистрацию так, что пропускание спеклограммы

$$t(x, y) = t_0 - kI(x, y), \quad (6.71)$$

где  $t_0$  – пропускание неэкспонированной фотопластинки, а  $k$  – постоянная, запишем выражение для распределения поля в плоскости спеклограммы, освещаемой плоской волной с единичной амплитудой, в виде

$$\begin{aligned} U(x, y) &= t_0 - kI_1(x, y)D(x, y) \oplus [\delta(x, y) + \delta(x - g, y)] + \\ &+ kI_{12}(x, y)D(x, y) \oplus \delta(x - g, y). \end{aligned} \quad (6.72)$$

Рис. 71. Оптическая схема вычитания путем пространственной фильтрации поля двукратно экспонированной спеклограммы: 1 – спеклограмма, 2 – экран с отверстием (щелью), 3 – плоскость наблюдения,  $L_1, L_2$  – линзы.



Световое поле в задней фокальной плоскости  $(x_f, y_f)$  положительной линзы с фокусным расстоянием  $f$  (рис. 71), осуществляющей фурье-преобразование распределения  $U(x, y)$ , представим в виде фурье-образа

$$\begin{aligned} U(\xi, \eta) &= F[U(x, y)] = t_0\delta(\xi, \eta) - kF[I_1(x, y)] \oplus F[D(x, y)] \times \\ &\times [1 + \exp(i2\pi g\xi)] + kF[I_{12}(x, y)] \oplus F[D(x, y)] \exp(i2\pi g\xi), \end{aligned} \quad (6.73)$$

где  $F$  – символ операции фурье-преобразования,  $\xi = x_f/\lambda f$  и  $\eta = y_f/\lambda f$  – пространственные частоты.

Пусть в плоскости  $(x_f, y_f)$  помещен непрозрачный экран с апертурой в виде щели, параллельной оси  $y_f$ , т.е. перпендикулярной направлению поперечного смещения объекта, причем центр щели располагается там, где координата  $x_f$  принимает значение

$$x_{f_0} = (2n + 1)\lambda f/2g \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2 \dots), \quad (6.74)$$

а ширина щели достаточно мала так, что значение  $\xi$  в экспонентах можно считать постоянным. Тогда экспоненты в (6.73) оказываются равными  $-1$ . В результате выражение, стоящее в (6.73) в квадратных скобках, обращается в нуль, и световое поле в пределах апертуры фильтрующего отверстия описывается только третьим слагаемым. Очевидно, что фокальное пятно, описываемое первым слагаемым, автоматически блокируется непрозрачным экраном. Заметим, что если между экспозициями произошел только поступательный сдвиг объекта, т.е.  $I_{12}(x, y) = 0$ , то, как видно из (6.73), в фурье-плоскости локализуется регулярная интерференционная картина, соответствующая этому сдвигу. Условие (6.74) определяет положение фильтрующего отверстия в центре темной полосы.

Таким образом, поле на выходе фильтрующей апертуры имеет вид

$$U_\Phi(\xi, \eta) = kF[I_{12}(x, y)] \oplus F[D(x, y)]. \quad (6.75)$$

После обратного фурье-преобразования отфильтрованного поля второй линзой с фокусным расстоянием  $f$  в ее задней фокальной плоскости формируется распределение

$$U(x', y') = F^{-1}[U_\Phi(\xi, \eta)] = kI_{12}(x', y')D(x', y'), \quad (6.76)$$

т.е. наблюдается разностное изображение, промодулированное спекл-структурой. На практике это означает, что в изображении будут присутствовать только те участки объекта, которые отсутствовали во время одной из экспозиций или претерпели изменения за время между экспозициями.

Отметим, что в случае, когда фильтрующее отверстие (щель) располагается в центре светлой полосы интерферограммы, чему соответствует условие

$$x_{f_0} = 2n\lambda f/g, \quad (6.77)$$

реализуется описанный выше эффект выделения информации о деформационном смещении при наличии поступательного сдвига. В этом случае наблюдаемое поле удобно представить как изображение объекта, формируемое в результате двух экспозиций с "вычтенным" из него разностным изображением (см. рис. 70, б и в), т.е.

$$U(x', y') = k [2I_1(x', y') - I_{12}(x', y')] D(x', y'), \quad (6.78)$$

поскольку экспоненты в (6.73) равны +1.

В случае же, когда проводится вычитание объектов (в частности, транспарантов), имеющих общую часть, или нарушается структура поверхности объекта, что приводит к изменению вида функции  $D(x, y)$ , наблюдаемое поле удобно трактовать как результат некогерентного сложения изображений, т.е.

$$U(x', y') = [I_1(x', y') + I_2(x', y')] D(x', y'). \quad (6.79)$$

На практике такому сложению соответствует удвоение яркости общей для двух объектов части изображения.

Отметим, что реализация метода вычитания на основе регистрации двукратно экспонированных спеклограмм [162] позволила существенно упростить в техническом отношении операцию вычитания по сравнению с голографическими методами, основанными на введении сдвига фаз на  $\pi$  двумя экспозициями. Однако этому методу присущ ряд ограничений, связанных с фильтрацией малой апертурой. Размеры фильтрующего отверстия должны быть малыми, чтобы обеспечить хорошее отношение сигнала к шуму в результирующем изображении. С другой стороны, выполнение этого требования приводит к ухудшению качества изображения за счет увеличения спекл-шума, снижению разрешения. Кроме того, вследствие фильтрации малой апертурой поля, рассеянного по значительной площади в фурье-плоскости, притом в минимуме достаточно контрастной интерференционной картины, яркость разностного изображения оказывается весьма малой. Необходим поиск путей снятия или ослабления этих ограничений. Положительные результаты дает, в частности, использование многократной экспозиции [163] с целью изменения формы интерференционных полос для обеспечения фильтрации более широкой щелью.

## ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ НА СТЫКЕ ГОЛОГРАФИИ И СПЕКЛ-ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

### § 7.1. Локализация голографических интерферограмм при пространственной фильтрации восстановленного поля

Спекл-интерферометрия развивалась и развивается во многом под влиянием представлений, сложившихся в голографической интерферометрии. В частности, при реализации спекл-интерферометрии используются такие приемы, как двухэкспозиционная регистрация, методы реального времени, усреднения во времени и др.

С другой стороны, между голографической и спекл-интерферометрией, как уже отмечалось выше, существует определенная общность, связанная с тем, что оба метода регистрации позволяют воспроизводить информацию о фазовых вариациях диффузно рассеянных световых полей, обусловленных смещением поверхности объекта. Здесь следует отметить, что при регистрации спеклограммы фазовая информация, соответствующая продольным смещениям, в отличие от голографической регистрации, теряется (усредняется). Поэтому возможность выявления таких перемещений в спекл-интерферометрии обусловлена сдвигом и изменением размеров индивидуальных спеклов вследствие изменения масштаба изображения, что и определяет пониженную чувствительность спекл-интерферометрии к такого рода перемещениям.

Тем не менее существующая общность голографической и спекл-интерферометрии достаточно глубока, чтобы можно было рассматривать эти методы когерентно-оптических измерений с общих позиций. Следствием такого подхода является успешное перенесение приемов спекл-интерферометрии, в частности, пространственной фильтрации, в интерферометрию голографическую.

Исторически сложилась такая ситуация, что о пространственной фильтрации, как о необходимом приеме для формирования интерферограмм, стали говорить в связи с появлением и развитием спекл-интерферометрии. В первых работах по спекл-интерферометрии [79 – 81] было выделено два метода пространственной фильтрации: фильтрация в фурье-плоскости объектива с помощью непрозрачного экрана с отверстием и фильтрация в плоскости спеклограммы путем освещения малой ее области неразведенным лазерным пучком. В первом случае интерферограмму наблюдают в плоскости изображения объекта, во втором — наблюдаемая интерферограмма модулирует квадрат модуля автокорреляционной функции того участка объекта, в пределах изображения которого проводится освещение неразведенным (узким) лазерным пучком.

Выше были показаны (см. гл. 6) некоторые полезные особенности спекл-интерферограмм, проявляющиеся при фильтрации малым отверстием

вне фурье-плоскости. Это дает основание для выделения еще одного способа пространственной фильтрации в спекл-интерферометрии, а именно — фильтрацию во френелевской зоне дифракции.

В голографической интерферометрии диффузно рассеивающих объектов, на первый взгляд, ситуация выглядит по-другому — для наблюдения интерферограмм не требуется проведения специальной пространственной фильтрации. Однако фактически это не так. В самом деле, в подавляющем большинстве случаев голографические интерферограммы непосредственно наблюдаются исследователем, причем обычно невооруженным глазом, который имеет весьма ограниченную апертуру (диаметр глазного зрачка изменяется в пределах  $2 \div 8$  мм). Таким образом, на сетчатке глаза наблюдателя формируется интерференционная картина, полученная в результате фильтрации малой апертурой (как правило, в зоне дифракции Френеля) светового поля, восстановленного двукратно экспонированной голограммой. Аналогичная ситуация имеет место и при фотографировании интерферограммы — здесь роль фильтра выполняет апертурная диафрагма объектива. При этом во многих случаях для успешного наблюдения голографической интерферограммы диаметр апертурной диафрагмы должен быть существенно малым. И дело здесь не только и не столько в увеличении глубины резкости, которая, как считается, позволяет сфокусироваться одновременно на плоскость локализации интерференционной картины и на изображение объекта. Такой плоскости (поверхности) локализации может вообще не существовать, как, например, в случае вращения объекта в собственной плоскости [164], но для формирования интерференционной картины необходимо существенно ограничивать апертуру наблюдательной системы.

Любое смещение поверхности объекта вызывает относительное смещение диффузно рассеянных световых полей, соответствующих начальному и смещенному состояниям объекта. Для формирования интерференционной картины необходимо, чтобы эти диффузные когерентные поля были пространственно когерентными. Другими словами, идентичные индивидуальные спеклы этих полей, являющиеся объемами когерентности (в смысле образования низкочастотной интерференционной картины), должны хотя бы частично перекрываться. Таким образом, если при смещении поверхности объекта существует область пространства, в которой эти световые поля не испытывают относительного смещения, то в такой области следует ожидать появления локализованной интерференционной картины, контраст которой будет близок к единице [172].

Действительно, например, при наклоне объекта относительно оси, лежащей на его поверхности, или при деформационном смещении точек поверхности из плоскости в области изображения объекта световые поля не претерпевают значительного относительного смещения, тогда как приобретаемый фазовый сдвиг достаточен для образования низкочастотной интерференционной картины, и, следовательно, интерференционная картина будет локализована в плоскости изображения объекта, причем для ее наблюдения не требуется сильно диафрагмировать объектив, т.е. нет необходимости проводить операцию пространственной фильтрации. Четко выраженная локализация интерферограммы имеет место и в другом простом случае смещения объекта — в случае его поступательного смещения. Можно показать, что в этом случае диффузно рассеянные световые поля

не испытывают относительного сдвига в фурье-плоскости объекта, которая и является плоскостью локализации интерференционной картины, и для ее наблюдения нет необходимости ограничивать апертуру изображающей (наблюдательной) системы.

Отметим, что в случае, когда объект испытывает продольное (поршневое) смещение и освещается сферической волной, рассеянное объектом световое поле претерпевает смещение относительно первоначального положения во всем пространстве, включая и фурье-плоскость. Однако, как показывает анализ, именно в этой плоскости относительное смещение световых полей имеет наименьшую величину. Следовательно введение апертурных ограничений, приводя к увеличению продольных размеров спеклов, обеспечит появление интерференционной картины в плоскости наименьшего относительного смещения, т.е. в фурье-плоскости.

Необходимо подчеркнуть, что и в спекл-интерферометрии для простых смещений объекта, таких как поступательное смещение и наклон (в последнем случае при регистрации в фурье-плоскости [165 — 166]), не требуется проведения пространственной фильтрации. В этих случаях спекл-интерферограммы локализуются в фурье-плоскости светового поля, рассеянного на фотографически зарегистрированной в плоскости изображения спекл-структуре (спеклограмме) [168]. Сокращение апертуры наблюдательной системы в этих случаях необходимо проводить для наблюдения интерференционной картины совместно с изображением объекта. С уменьшением диаметра апертурной диафрагмы увеличивается средний размер индивидуальных спеклов в диффузно рассеянном поле, следовательно, расширяется область пространства, в которой идентичные спеклы перекрываются, а значит, увеличивается глубина области локализации. При уменьшении диаметра апертурной диафрагмы до определенной величины область локализации интерферограммы будет включать в себя область действительного изображения объекта, и в этом случае интерференционные полосы можно наблюдать на поверхности объекта.

Целенаправленно прием пространственной фильтрации (в явном виде) использовался в работах [71, 167] применительно к интерпретации двухэкспозиционных голографических интерферограмм путем выделения малого участка действительного изображения (или изображения, формируемого в плоскости голограммы сфокусированного изображения) и наблюдения интерференционных полос во фраунгоферовой зоне. Этот метод представляет собой частный случай пространственной фильтрации, когда световое поле фильтруется в плоскости изображения, и наблюдаемая интерференционная картина есть результат интерференции между двумя выделенными участками объекта, соответствующими двум экспозициям.

В общем же случае пространственная фильтрация может проводиться в произвольной области светового поля, восстановленного двукратно экспонированной голограммой. Это значит, что речь следует вести о выделении двух ограниченных участков световых полей, соответствующих исходному и смещенному состояниям поверхности объекта, и последующем наблюдении суперпозиционного поля во фраунгоферовой зоне относительно плоскости фильтрации. В качестве примера можно привести случай наблюдения голографической интерферограммы при освещении голограммы неразведенным лазерным пучком. При этом тип фильтрации зависит от

выбора схемы регистрации голограммы: в случае френелевской голограммы реализуется фильтрация в области Френеля, в случае голограммы Фурье — в фурье-плоскости, в случаях голограммы сфокусированного изображения или голограммы Денисюка, регистрируемой вблизи объекта, реализуется фильтрация в плоскости изображения объекта. Вид получаемой в результате фильтрации интерференционной картины существенным образом зависит от выбора плоскости регистрации голограммы. Так, например, если регистрировалась фурье-голограмма, т.е. фотопластинка помещалась в фурье-плоскости светового поля, рассеянного объектом, то при освещении такой двукратно экспонированной голограммы неразведенным лазерным пучком наблюдаемая интерферограмма не содержит информации о поступательном смещении объекта. Если же регистрировалась голограмма сфокусированного изображения, то интерферограмма, получаемая в таких же условиях, практически не отражает такие смещения, как наклон или нормальная (продольная) деформация.

В то же время при обычном освещении голограммы сфокусированного изображения коллимированным пучком разделение различных типов перемещений, дающих вклад в интерферограмму, может осуществляться путем выбора определенной плоскости фильтрации восстанавливаемого такой голограммой поля.

Прежде всего представляет интерес вопрос о локализации интерферограммы, соответствующей поступательному смещению объекта в собственной плоскости. Знание закономерностей локализации такой интерферограммы как раз и позволяет правильно выбрать область фильтрации для разделения составляющих перемещения объекта.

Рассмотрим двукратно экспонированную голограмму сфокусированного изображения квазиплоского диффузно рассеивающего объекта, который в промежутке между экспозициями сместился в собственной плоскости на величину  $g$  (для определенности — вдоль оси  $x$ ). Пусть  $t(x, y)$  — функция амплитудного отражения объекта и пусть при регистрации голограммы объект освещается сферической волной, испускаемой точечным источником с координатами  $(x_0, 0, z_0)$ .

Световое поле, восстанавливаемое голограммой сфокусированного изображения в собственной плоскости при освещении ее копией опорной волны, запишем в параксиальном приближении в виде

$$U(x_1, y_1) = [t(x_1, y_1) + t(x_1 - g, y_1)] \exp[-i\pi/\lambda z_0 (x_1^2 + y_1^2 - 2x_0 x_1)], \quad (7.1)$$

где  $\lambda$  — длина волны восстанавливающего излучения.

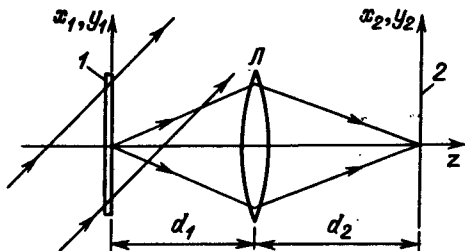


Рис. 72. Образование интерферограммы, соответствующей поступательному смещению объекта в собственной плоскости: 1 — двукратно экспонированная сфокусированная голограмма, 2 — плоскость наблюдения, Л — линза.

Пусть теперь восстановленное изображение переотображается (рис. 72) положительной линзой с фокусным расстоянием  $f$  в область перед голограммой (со стороны наблюдателя). Поле в плоскости  $(x_2, y_2)$ , находящейся на расстоянии  $d_2$  от линзы (расстояние от плоскости голограммы до линзы —  $d_1$ ), аналогично [74] запишем в виде

$$U(x_2, y_2) \sim \exp[-(i\pi/\lambda)(D_2 - D_2^2/(D_1 - F + D_2))(x_2^2 + y_2^2)] \iint_{-\infty}^{\infty} [t(x_1, y_1) + t(x_1 - g, y_1)] \exp[(i\pi/\lambda z_0) 2x_0 x_1] \times \\ \times \exp\{- (i\pi/\lambda)[Z_0 + D_1 - D_1^2/(D_1 - F + D_2)](x_1^2 + y_1^2)\} \times \\ \times \exp\{i(2\pi/\lambda)(D_1 D_2/(D_1 - F + D_2))(x_1 x_2 + y_1 y_2)\} dx_1 dy_1, \quad (7.2)$$

где использованы обозначения  $Z_0 = 1/z_0$ ,  $D_1 = 1/d_1$ ,  $D_2 = 1/d_2$ ,  $F = 1/f$ .

Проанализируем (7.2). Двойной интеграл будет представлять собой интеграл Фурье в случае, когда

$$Z_0 + D_1 - D_1^2/(D_1 - F + D_2) = 0, \quad (7.3)$$

т.е. при выполнении условия (7.3) выражение (7.2) принимает вид

$$U(x_2, y_2) \sim \exp[-(i\pi/\lambda)(D_2 - D_2^2/(D_1 - F + D_2))(x_2^2 + y_2^2)] \iint_{-\infty}^{\infty} [t(x_1, y_1) + t(x_1 - g, y_1)] \exp[(i\pi/\lambda z_0) 2x_0 x_1] \exp\{i(2\pi/\lambda)[D_1 D_2/(D_1 - F + D_2)] \times \\ \times (x_1 x_2 + y_1 y_2)\} dx_1 dy_1. \quad (7.4)$$

В рассматриваемом случае поступательного смещения в собственной плоскости фазовый множитель сферической волны перед интегралом, описывающий смещение фурье-образа вдоль оси  $z$ , можно опустить, тогда после несложных преобразований имеем

$$U(x_2, y_2) = F \{ t(x_1, y_1) \exp[(i\pi/\lambda z_0) 2x_0 x_1] \} \times \\ \times \{ 1 + \exp[i(2\pi/\lambda)(x_0 g/z_0 + D_1 D_2 x_2 g/(D_1 - F + D_2))] \}, \quad (7.5)$$

где  $F$  — символ фурье-преобразования.

Интенсивность поля в плоскости  $(x_2, y_2)$  имеет вид

$$I(x_2, y_2) \sim |F[t(x_1, y_1) \exp(i\pi 2x_0 x_1)/\lambda z_0]|^2 \times \\ \times \cos^2[(\pi/\lambda)(x_0 g/z_0 + D_1 D_2 x_2 g/(D_1 - F + D_2))]. \quad (7.6)$$

Таким образом, в плоскости  $(x_2, y_2)$ , положение которой определяется условием (7.3), локализуется интерференционная картина, соответствующая поступательному смещению объекта в собственной плоскости и имеющая вид эквидистантных параллельных полос.

Проанализируем условие (7.3), приняв для определенности  $z_0 = f > 0$ , тогда

$$1/d_2 = d_1/(d_1 + f)f \text{ и } d_2 = f + f^2/d_1. \quad (7.7)$$

Если, например, при этом  $d_1 = f$ , то  $d_2 = 2f$ . Следовательно, плоскость локализации интерферограммы, соответствующей поступательному смещению, при освещении объекта расходящейся световой волной находится за

фокальной плоскостью линзы. Легко показать, что при освещении объекта сходящейся волной плоскость локализации интерферограммы находится перед фокальной плоскостью. Ясно также, что при освещении объекта плоской волной ( $z_0 = \infty$ ) интерферограмма локализуется в фокальной плоскости ( $d_2 = f$ ).

Таким образом, плоскость локализации совпадает с плоскостью, в которой формируется фурье-образ объектного поля, поскольку при поступательном смещении объекта его фурье-образ не смещается, а изменяется лишь пространственная частота формирующей его волны, чему соответствует появление линейного фазового множителя, определяющего период интерферограммы.

Отсюда можно сделать важный вывод о том, что представлению о суперпозиции соответственных участков волновых фронтов, принятому при определении области локализации голографических интерферограмм, эквивалентно реализуемое практически совмещение фурье-образов двух положений объекта.

### § 7.2. Пространственная фильтрация поля, восстановленного двукратно экспонированной голограммой

Известно [141], что голографические интерферограммы, соответствующие повороту диффузно отражающего объекта, локализуются в плоскости восстановленного голограммой изображения объекта. С другой стороны, как показано выше, локализация интерферограммы, соответствующей поступательному смещению объекта, происходит в фурье-плоскости. Это обстоятельство открывает возможность независимого получения голографических интерферограмм, отражающих только один из видов смещения, в случае когда объект претерпевает сложное смещение.

**Фильтрация в плоскости изображения.** Рассмотрим случай, когда поступательное смещение объекта в собственной плоскости сочетается с поворотом на малый угол  $\omega$  вокруг оси  $x$ , лежащей в плоскости объекта. Пусть регистрируется голограмма сфокусированного изображения, которая после фотохимической обработки освещается копией опорной волны. Световое поле в плоскости восстановленного двукратно экспонированной голограммой изображения объекта (эта плоскость в нашем случае совпадает с плоскостью голограммы) представим в виде

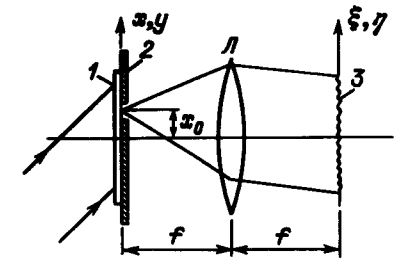
$$U(x, y) = t(x, y) + t(x - g, y) \exp[i(2\pi/\lambda)\omega(\cos \gamma + 1)y], \quad (7.8)$$

где  $\gamma$  — угол падения на объект плоской освещающей волны.

Если бы между экспозициями произошел только наклон объекта ( $g = 0$ ), то диффузно рассеянные световые поля, соответствующие первой и второй экспозициям, совпадали бы в плоскости  $(xy)$ , отличаясь друг от друга только относительным наклоном, на что указывает экспонента в (7.8). Следовательно, в плоскости изображения, совпадающего с плоскостью сфокусированной голограммы, была бы локализована интерферограмма, описываемая выражением

$$I(x, y) = 4|t(x, y)|^2 \cos^2[(\pi/\lambda)\omega(\cos \gamma + 1)y], \quad (7.9)$$

Рис. 73. Пространственная фильтрация поля, восстановленного двукратно экспонированной голограммой, в плоскости изображения: 1 — голограмма, 2 — экран с малым отверстием, 3 — плоскость наблюдения,  $L$  — линза.



т.е. наблюдаемая интерферограмма имела бы хорошо известный вид прямолинейных эквидистантных полос с периодом

$$\Lambda = \lambda/\omega(\cos \gamma + 1). \quad (7.10)$$

Пусть теперь в плоскости восстановленного изображения проводится пространственная фильтрация с помощью непрозрачного экрана с круглым отверстием радиуса  $R$ . Операцию фильтрации, так же как и в спекл-интерферометрии, представим умножением комплексной амплитуды светового поля в плоскости фильтрации на функцию пропускания фильтра. Наблюдение будем проводить в плоскости  $(\xi \eta)$ , являющейся задней фокальной плоскостью собирающей линзы (рис. 73), или в плоскости, удаленной от плоскости фильтрации на расстояние  $L \gg R$ .

Световое поле в плоскости  $(\xi \eta)$  представим в виде интеграла Фурье от светового поля в плоскости фильтрации

$$U(\xi, \eta) = F[U(x, y) \text{rect}(r/2R) \otimes \delta(x - x_0, y - y_0)], \quad (7.11)$$

где  $r$  — радиус-вектор в плоскости фильтрующего отверстия,  $x_0, y_0$  — координаты центра отверстия.

Подставляя (7.8) в (7.11) и используя свойства преобразования Фурье, получим

$$U(\xi, \eta) = \{T(\xi, \eta) + \exp[i(2\pi/\lambda f)g\xi] T(\xi, \eta - f\omega \cos \gamma - f\omega)\} \otimes \frac{J_1(2\pi R \rho/\lambda f)}{\rho/\lambda f} \exp[i(2\pi/\lambda f)(\xi x_0 + \eta y_0)], \quad (7.12)$$

где  $T(\xi, \eta) = F[t(x, y)]$ ,  $J_1$  — функция Бесселя первого рода первого порядка,  $\rho$  — радиус-вектор в плоскости наблюдения.

Выражение (7.12) в общем случае описывает комплексную амплитуду света, которая создает в плоскости наблюдения освещенность, характерную для спекл-структуры. Размер индивидуального спекла в этой плоскости определяется полушириной главного максимума функции  $J_1$  и оценивается [163] выражением

$$\sigma = \lambda f/2R. \quad (7.13)$$

Световое поле в плоскости наблюдения, как видно из (7.12), представляет собой суперпозицию двух идентичных спекл-полей, сдвинутых друг относительно друга в поперечном направлении (вдоль оси  $\eta$ ) на величину

$$\Delta \eta = f\omega(\cos \gamma + 1) \quad (7.14)$$



и распространяющихся под углом  $\theta$  друг к другу, равным

$$\theta = g/f. \quad (7.15)$$

Экспонента  $\exp[i(2\pi/\lambda f)(\xi x_0 + \eta y_0)]$  в (7.12) характеризует величину общего наклона суперпозиционного поля к плоскости наблюдения.

Как уже отмечалось выше, фаза отдельного элемента спекл-структуры в пределах этого элемента практически остается постоянной и меняется случайным образом при переходе от одного такого элемента к другому. Поэтому область пространственной когерентности такого поля равна размеру индивидуального элемента спекл-структуры [163] и определяется выражением (7.13). Следовательно, если два идентичных диффузно когерентных поля сдвинуты друг относительно друга на величину, превышающую размер индивидуального спекла, то эти световые поля будут пространственно некогерентными, и низкочастотная интерференционная картина не возникнет. Для рассматриваемого случая полное нарушение корреляции между двумя спекл-структурами будет наступать при выполнении соотношения

$$\sigma = \Delta\eta. \quad (7.16)$$

Отсюда с учетом (7.13) и (7.14) получим

$$2R = \lambda/\omega(\cos\gamma + 1). \quad (7.17)$$

Сравнивая выражения (7.17) и (7.10), видим, что полное нарушение корреляции двух восстановленных световых полей в рассматриваемом случае наступает тогда, когда диаметр фильтрующего отверстия равен периоду фазовых вариаций в плоскости  $(xy)$ , обусловленных наклоном объекта, т.е. периоду интерференционных полос, которые наблюдаются в плоскости изображения при одном только наклоне объекта. Этому соответствует изменение в пределах отверстия разности фаз между световыми полями на  $2\pi$ .

Для наблюдения контрастной интерферограммы, очевидно, должно выполняться соотношение

$$2R \ll \Lambda. \quad (7.18)$$

При выполнении этого соотношения экспоненту в (7.8) можно считать величиной, постоянной в пределах фильтрующего отверстия и равной конкретному значению  $\exp\left[i\frac{2\pi}{\lambda}\omega(\cos\gamma + 1)y_0\right]$ , которое определяется положением центра фильтрующего отверстия в плоскости фильтрации.

Следовательно, выражение (7.12) при выполнении условия (7.18) примет вид

$$U(\xi, \eta) = T(\xi, \eta) \{1 + \exp(i2\pi g\xi/\lambda f) \exp[i(2\pi/\lambda)\omega(\cos\gamma + 1)y_0]\} \oplus \oplus \frac{J_1(2\pi R\rho/\lambda f)}{\rho/\lambda f} \exp[i(2\pi/\lambda)(\xi x_0 + \eta y_0)]. \quad (7.19)$$

Выражение (7.19) показывает, что диффузно когерентные световые поля, соответствующие исходному и смещенному состояниям отфильтрованного участка изображения объекта и наблюдаемые в плоскости  $(\xi\eta)$ , оказываются наложенными друг на друга с совпадением идентичных спеклов.

Соотношение (7.18), как легко будет убедиться, эквивалентно соотношению  $\Delta\eta \ll \sigma$ .

Если период функции  $\exp(i2\pi g\xi/\lambda f)$  значительно больше  $\sigma$ , то эту экспоненту можно вынести из-под знака интеграла свертки, и тогда (7.19) принимает вид

$$U(\xi, \eta) = \{1 + \exp(i2\pi g\xi/\lambda f) \exp[i(2\pi/\lambda)\omega(\cos\gamma + 1)y_0]\} \times \times T(\xi, \eta) \oplus \frac{J_1(2\pi R\rho/\lambda f)}{\rho/\lambda f} \exp[i(2\pi/\lambda)(\xi x_0 + \eta y_0)]. \quad (7.20)$$

Интенсивность света в плоскости  $(\xi\eta)$  с точностью до постоянных множителей определяется выражением

$$I(\xi, \eta) = |T(\xi, \eta) \oplus J_1(2\pi R\rho/\lambda f)|^2 \cos^2 \{(\pi/\lambda)[(g\xi/f) + \omega(\cos\gamma + 1)y_0]\}, \quad (7.21)$$

которое описывает спекл-структуру, промодулированную прямолинейными эквидистантными интерференционными полосами с периодом, равным

$$\Lambda_\xi = \lambda f/g, \quad (7.22)$$

а направление перпендикулярно направлению смещения. Следовательно, при фильтрации в плоскости изображения интерферограмма характеризуется только поступательное смещение объекта, величина которого может быть определена из (7.22).

Следует подчеркнуть, что информация о наклоне объекта не исчезает бесследно, она также может быть извлечена из интерферограммы при сканировании фильтрующим отверстием в плоскости изображения. Действительно, как следует из (7.21), фаза интерференционной картины зависит от положения фильтрующего отверстия и изменяется с изменением  $y_0$ . Поэтому с изменением координаты  $y_0$  интерференционные полосы в плоскости наблюдения будут смещаться ("бежать"). Для измерения величины  $\omega$  достаточно сместить фильтрующую диафрагму вдоль оси  $y$  на  $\Delta y_0$  и сосчитать количество интерференционных полос  $\Delta N$ , пробежавших при этом через фиксированную точку плоскости наблюдения. Величину  $\omega$  легко можно будет определить из следующего соотношения:

$$\omega = \lambda \Delta N / (\cos\gamma + 1) \Delta y_0. \quad (7.23)$$

Таким образом, при фильтрации светового поля в плоскости восстановленного изображения объекта пространственный период интерференционных полос характеризует поступательное смещение объекта, тогда как скорость смещения полос при сканировании фильтрующим отверстием определяет угол и направление наклона объекта.

Проведенный анализ можно распространить и на случай деформации объекта, поскольку в этом случае любое смещение малого участка поверхности может быть представлено как совокупность его поступательного смещения и наклона. При фильтрации в плоскости изображения объекта размер фильтрующего отверстия должен удовлетворять соотношению

$$2R \ll \Lambda', \quad (7.24)$$

где  $\Lambda'$  — период фазовой модуляции светового поля, обусловленной деформацией поверхности объекта. В этом случае наличие плоскостных

деформаций и значительных нормальных деформаций будет приводить к изменению вида интерференционной картины в плоскости наблюдения, т.е. будут изменяться период и форма интерференционных полос.

Нормальные деформации, вернее, их вариации, будут приводить к изменению скорости смещения интерференционных полос через фиксированную точку плоскости наблюдения при равномерном смещении фильтрующего отверстия. Следовательно, путем поточечного сканирования изображения объекта может быть определено не только поле смещений точек поверхности, но и распределение деформации на поверхности объекта.

**Фильтрация в фурье-плоскости.** Перейдем теперь к рассмотрению фильтрации восстановленного поля в фурье-плоскости. Пусть восстановленное в плоскости сфокусированной голограммы изображение переотображается с помощью собирающей линзы с фокусным расстоянием  $f$  (рис. 74). Для определенности предполагаем, что голограмма сфокусированного изображения находится на двойном фокусном расстоянии от линзы. В фурье-плоскости, которая в случае плоской освещающей волны совпадает с задней фокальной плоскостью линзы, помещается непрозрачный экран с фильтрующим отверстием.

Объектное световое поле в плоскости голограммы описывается выражением (7.8). Комплексную амплитуду поля в фурье-плоскости представим в виде интеграла Фурье

$$U(\xi, \eta) = F[U(x, y)] = T(\xi, \eta) + \exp(i2\pi g\xi/\lambda f)T(\xi, \eta - f\omega \cos\gamma - f\omega). \quad (7.25)$$

Как следует из (7.25), световые поля (фурье-образы), соответствующие исходному и смещенному положениям объекта, смещены друг относительно друга на величину  $\Delta\eta$ , определяемую соотношением (7.14). Этот относительный сдвиг обусловлен исключительно наклоном объекта, и при  $\omega = 0$  диффузно когерентные поля в фурье-плоскости полностью совпадают, что и обеспечивает локализацию в этой плоскости интерференционной картины с интенсивностью

$$I(\xi, \eta) = 4|T(\xi, \eta)|^2 \cos^2(\pi g\xi/\lambda f). \quad (7.26)$$

Выражения (7.25) и (7.26) получены в предположении о бесконечности диаметра линзы. В действительности же, с учетом конечности размеров линзы и объекта, функция  $|T(\xi, \eta)|^2$  представляет собой спекл-структуру,

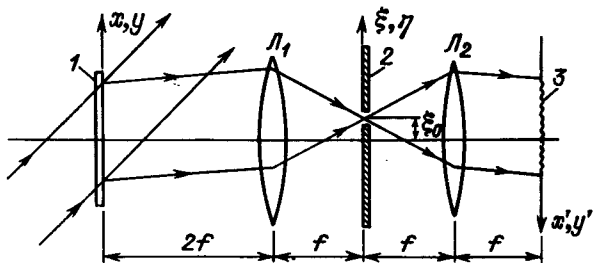


Рис. 74. Пространственная фильтрация поля, восстановленного двукратно экспонированной голограммой, в фурье-плоскости: 1 – голограмма, 2 – экран с малым отверстием, 3 – плоскость наблюдения,  $L_1, L_2$  – линзы.

ру, размер индивидуального элемента которой определяется относительным отверстием линзы [163, 169]. При полностью открытой апертуре линзы этот размер весьма мал (примерно 2,5 мкм для относительного отверстия, равного 4). По этой причине и в связи с абсолютным совмещением световых полей интерферограмма в этой плоскости имеет почти единственный контраст. Период интерферограммы, имеющей хорошо известный вид прямолинейных эквидистантных полос, определяется соотношением

$$\Lambda = \lambda f/g. \quad (7.27)$$

Наклон объекта приводит к относительному сдвигу световых полей в фурье-плоскости, а следовательно, – к уменьшению контраста полос, который падает до нуля при

$$\Delta\eta = \sigma \text{ или } \omega = \lambda/D(\cos\gamma + 1), \quad (7.28)$$

где  $D$  – диаметр апертуры линзы. Интересно, что этот критический угол зависит только от одной переменной, фигурирующей на этапе восстановления, – величины  $D$ .

Рассмотрим фильтрацию в фурье-плоскости. Световое поле на выходе фильтра представим в виде

$$U_\Phi(\xi, \eta) = U(\xi, \eta)\text{rect}(r/2R) \otimes \delta(\xi - \xi_0, \eta - \eta_0), \quad (7.29)$$

где  $\xi_0, \eta_0$  – координаты центра фильтрующего отверстия. Световое поле в плоскости изображения ( $x'y'$ ) (см. рис. 73) связано с полем в фурье-плоскости с точностью до постоянных фазовых множителей обратным фурье-преобразованием. Поэтому комплексную амплитуду в плоскости ( $x'y'$ ) можно представить в следующем виде:

$$U(x', y') = F^{-1}[U_\Phi(\xi, \eta)] = F^{-1}[U(\xi, \eta)] \otimes \frac{J_1(2\pi R\rho/\lambda f)}{\rho/\lambda f} \exp[-i(2\pi/\lambda f)(x'\xi_0 + y'\eta_0)]. \quad (7.30)$$

Принимая во внимание (7.25), получаем

$$U(x', y') = \{t(-x', -y') + \exp[-i(2\pi/\lambda)\omega(\cos\gamma + 1)y']t(-x' + g, -y')\} \otimes \frac{J_1(2\pi R\rho/\lambda f)}{\rho/\lambda f} \exp[-i(2\pi/\lambda f)(x'\xi_0 + y'\eta_0)]. \quad (7.31)$$

Выражение (7.31), так же как и (7.8), описывает суперпозицию двух диффузных световых полей, фазовый микрорельеф которых определяется размерами фильтрующего отверстия. Величина относительного смещения этих полей в рассматриваемом случае определяется только величиной  $g$ . Поэтому условие полного нарушения корреляции световых полей в плоскости ( $x'y'$ ) с учетом (7.13) определяется соотношением

$$g = \sigma \text{ или } 2R = \lambda f/g. \quad (7.32)$$

Сравнивая (7.32) с (7.27), видим, что при  $2R = \Lambda$  световые поля, соответствующие первой и второй экспозициям, в плоскости ( $x'y'$ ) будут пространственно некогерентными. Следовательно, для наблюдения интерфе-

рениционной картины в плоскости изображения объекта диаметр фильтрующего отверстия должен удовлетворять соотношению  $2R \ll \lambda L/g$  или  $2R \ll \Lambda$ , что эквивалентно

$$g \ll \sigma. \quad (7.33)$$

В этом случае в силу того, что функция  $\exp(i2\pi g\xi/\lambda f)$  является медленно меняющейся, в пределах фильтрующего отверстия ее можно считать постоянной величиной, равной  $\exp(i2\pi g\xi_0/\lambda f)$ . Тогда (7.31) сведется к виду

$$U(x', y') = \{t(-x', -y') [1 + \exp[-i(2\pi/\lambda)\omega(\cos\gamma + 1)y']]\} \times \\ \times \exp(i(2\pi/\lambda f)g\xi_0) \oplus \frac{J_1(2\pi R\rho/\lambda f)}{\rho/\lambda f} \exp[-i(2\pi/\lambda f)(x'\xi_0 + y'\eta_0)]. \quad (7.34)$$

Если  $\omega$  достаточно мало, то  $\exp[-i(2\pi/\lambda)\omega(\cos\gamma + 1)y']$  будет также медленно меняющейся функцией и ее можно вынести из-под знака интеграла свертки, после чего выражение (7.34) примет вид

$$U(x', y') = \{1 + \exp[-i(2\pi/\lambda)\omega(\cos\gamma + 1)y'] \exp(i2\pi g\xi_0/\lambda f)\} t(-x', -y') \oplus \\ \oplus \frac{J_1(2\pi R\rho/\lambda f)}{\rho/\lambda f} \exp[-i(2\pi/\lambda f)(x'\xi_0 + y'\eta_0)]. \quad (7.35)$$

Интенсивность света в плоскости  $(x'y')$  с точностью до постоянных множителей равна

$$I(x', y') = |t(-x', -y') \oplus J_1(2\pi R\rho/\lambda f)|^2 \cos^2\left\{\frac{\pi}{\lambda} [\omega(\cos\gamma + 1)y' + g\xi_0/f]\right\}. \quad (7.36)$$

Таким образом, изображение объекта оказывается промодулированным спекл-структурой, определяемой размерами фильтрующего отверстия и низкочастотной регулярной интерференционной картиной, период которой равен

$$\Lambda' = \lambda/\omega(\cos\gamma + 1). \quad (7.37)$$

Эта интерферограмма отражает только наклон объекта, и ее период не зависит от поступательного смещения объекта. Однако, так же как и в случае фильтрации в плоскости изображения, информация о смещении, не содержащаяся в пространственной частоте интерференционных полос, может быть извлечена путем сканирования отверстием в плоскости фильтрации.

Можно сказать, что если информация об одном типе смещения содержится в статических параметрах интерферограммы, то о другом — проявляется в динамических параметрах. Действительно, как видно из (7.37), фаза интерференционной картины зависит от места нахождения фильтрующего отверстия в плоскости фильтрации, следовательно, при его смещении (в данном случае вдоль оси  $\xi$ ) фаза будет меняться пропорционально величине  $g/f$ . Поступательное смещение может быть определено из соотношения

$$g = \lambda f \Delta N / \Delta \xi_0, \quad (7.38)$$

где  $\Delta N$  — число интерференционных полос, "пробежавших" через фиксированную точку в плоскости  $(x'y')$  при смещении фильтрующей апер-

туры вдоль оси  $\xi$  на  $\Delta \xi_0$ . Смещение отверстия вдоль оси  $\eta$  не вызывает движения интерференционных полос, следовательно, можно определить и направление поступательного смещения. При продольном смещении фаза интерференционной картины меняется по квадратичному закону, поэтому скорость изменения интерферограммы  $\Delta N / (\Delta \xi_0^2 + \Delta \eta_0^2)^{1/2}$  при смещении фильтрующего отверстия будет меняться в зависимости от его положения в фурье-плоскости. Это также позволяет определить величину продольного смещения по динамическим параметрам интерференционной картины.

**Фильтрация во френелевской зоне.** Рассмотрим теперь фильтрацию во френелевской зоне в общем случае произвольного расположения восстановленного изображения относительно голограммы. Заметим при этом, что для проведения любого вида фильтрации несущественно, совпадает ли изображение с плоскостью голограммы или локализуется вне этой плоскости. Пусть восстановленное изображение переотображается оптической системой из двух соосных линз (рис. 75), содержащей экран с фильтрующей апертурой в плоскости  $(\xi\eta)$ , которая находится на расстоянии  $l$  от ее фокальной плоскости ( $d_2 = f \pm l$ ). Для смещенного состояния объекта световое поле в плоскости восстановленного изображения представим в виде

$$U_{\text{см}}(x, y) = t(x - g, y) \exp(i2\pi 2\omega y/\lambda) \exp[-(i\pi/\lambda z_0)(x^2 + y^2 - 2x_0 x)]. \quad (7.39)$$

Для простоты это выражение записано для случая нормального освещения объекта ( $\cos\gamma = 1$ ), т.е. справедливо в парааксиальном приближении.

Световое поле в плоскости  $(\xi\eta)$  представим в виде фурье-образа с фазовым множителем:

$$U(\xi, \eta) = F\{t(x, y) \exp[-(i\pi l/\lambda f^2)(x^2 + y^2)]\} \times \\ \times \exp[-(i\pi/\lambda z_0)(x^2 + y^2 - 2x_0 x)] + F\{t(x - g, y) \exp(i2\pi 2\omega y/\lambda)\} \times \\ \times \exp[-(i\pi l/\lambda f^2)(x^2 + y^2)] \exp[-(i\pi/\lambda z_0)(x^2 + y^2 - 2x_0 x)]. \quad (7.40)$$

Произведем ряд преобразований во втором слагаемом (7.40), полагая равными единице экспоненциальные множители, в показателях которых стоит величина  $g^2$  (в силу малости величины  $g$ ). Кроме того, введем обоз-

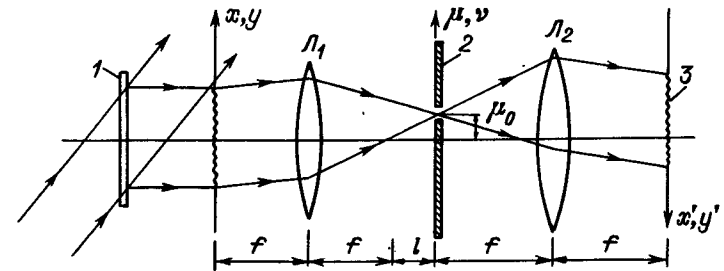


Рис. 75. Пространственная фильтрация поля, восстановленного двукратно экспонированной голограммой во френелевской зоне: 1 — голограмма, 2 — экран с малым отверстием, 3 — плоскость наблюдения,  $L_1, L_2$  — линзы.

начения  $\mu = \xi/\lambda f$  и  $\nu = \eta/\lambda f$ , имеющие смысл пространственных частот, и обозначим первое слагаемое (7.40) через  $T(\mu, \nu)$ , тогда (7.40) можно свести к виду

$$U(\mu, \nu) = T(\mu, \nu) + \exp(i\pi 2x_0 g/\lambda z_0) \exp(i2\pi \mu g) \times \\ \times T(\mu - g/\lambda z_0 - l/\lambda f^2 g, \nu + 2\omega/\lambda). \quad (7.41)$$

Пара слагаемых (7.41) в общем случае описывает два одинаковых, но сдвинутых друг относительно друга световых поля. Поскольку эти поля имеют сложную фазовую структуру случайного характера, обусловленную шероховатостью поверхности объекта, то регулярной интерференционной картины в плоскости  $(\mu\nu)$  не возникает. Необходимо проведение пространственной фильтрации.

Рассмотрим процесс фильтрации светового поля, описываемого выражением (7.41), непрозрачным экраном с малой апертурой радиуса  $R$ , центр которой находится в произвольной точке  $\mu_0, \nu_0$  плоскости  $(\mu\nu)$ . Поле на выходе апертуры запишем в виде

$$U_{\Phi}(\mu, \nu) = [T(\mu, \nu) + \exp(i2\pi x_0 g/\lambda z_0) \times \\ \times \exp(i2\pi \mu g) T(\mu - g/\lambda z_0 - l/\lambda f^2 g, \nu + 2\omega/\lambda)] \times \\ \times [\text{rect}(r/2R) \otimes \delta(\mu - \mu_0, \nu - \nu_0)]. \quad (7.42)$$

Пусть радиус фильтрующей апертуры  $R$  выбирается так, чтобы показатель экспоненты  $\exp(i2\pi \xi g)$  в пределах этого отверстия изменялся на величину, много меньшую  $\pi$ . Тогда значение экспоненты можно считать постоянным и равным  $\exp[i(2\pi/\lambda)(x_0 g/z_0 + \lambda \xi_0 g)]$ .

Поле в плоскости изображения объекта представим в виде

$$U(x', y') \sim \exp[-(i\pi/\lambda)(1/f - l_1/f^2)(x'^2 + y'^2)] \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(\xi, \eta) \exp[i(2\pi/\lambda f)(\xi x' + \eta y')] d\xi d\eta, \quad (7.43)$$

где  $l_1$  — расстояние от плоскости  $(\xi\eta)$  до второй линзы. Опустим квадратичный фазовый множитель, что соответствует случаю  $l_1 = f$ , тогда

$$U(x', y') = \{F^{-1}[T(\mu, \nu)] + \exp[i2\pi(x_0 g/\lambda z_0 + \mu_0 g)] \times \\ \times F^{-1}[T(\mu - g/\lambda z_0 - l/\lambda f^2 g, \nu + 2\omega/\lambda)]\} \otimes \\ \otimes \left\{ \frac{J_1(2\pi R \rho/\lambda f)}{\rho/\lambda f} \exp[i2\pi(x' \mu_0 + y' \nu_0)] \right\}, \quad (7.44)$$

где  $\rho = (x'^2 + y'^2)^{1/2}$ . После несложных преобразований получаем

$$U(x', y') = \{1 + \exp[i2\pi(x_0 g/\lambda z_0 + \mu_0 g - x' g/\lambda z_0 - x' l g/\lambda f^2 + 2\omega y'/\lambda)]\} \times \\ \times F^{-1}[T(\mu, \nu)] \otimes \left\{ \frac{J_1(2\pi R \rho/\lambda f)}{\rho/\lambda f} \exp[i2\pi(x' \mu_0 + y' \nu_0)] \right\} \quad (7.45)$$

Поскольку  $T(\mu, \nu)$  — фурье-образ изображения объекта с некоторым фазовым множителем, то очевидно, что (7.45) описывает изображение

объекта, интенсивность которого имеет характерное для интерференционной картины распределение

$$I(x', y') \sim \cos^2 \{(\pi/\lambda) [x_0 g/z_0 + \lambda \mu_0 g - (1/z_0 + l/f^2)x' g + 2\omega y']\}, \quad (7.46)$$

и описывает систему прямых эквидистантных полос с пространственными частотами

$$\xi_x = (1/\lambda)(1/z_0 + l/f^2)g, \quad \xi_y = 2\omega/\lambda. \quad (7.47)$$

В случае если фильтрация проводится в плоскости локализации интерферограммы, соответствующей поступательному смещению, т.е. при выполнении условия

$$1/z_0 + l/f^2 = 0, \quad (7.48)$$

распределение интенсивности в плоскости изображения имеет вид

$$I(x', y') \sim \cos^2 [( \pi/\lambda)(x_0 g/z_0 + \lambda \mu_0 g + 2\omega y')]. \quad (7.49)$$

Пространственные частоты наблюдаемой интерферограммы

$$\xi_x = 0, \quad \xi_y = 2\omega/\lambda.$$

При удалении плоскости фильтрации от фурье-плоскости ( $l \neq 0$ ) пространственная частота  $\xi_x$  становится отличной от нуля и возрастает пропорционально  $g$ , т.е. полосы разворачиваются и возрастает наблюдаемая пространственная частота  $\xi = (\xi_x^2 + \xi_y^2)^{1/2}$ . При значительных  $l$  полосы оказываются практически параллельными оси  $y$ .

Рассмотрим, как меняется интерферограмма при прохождении экрана с фильтрующей апертурой через плоскость локализации интерференционных полос, соответствующих поступательному смещению (фурье-плоскость). Пусть, для наглядности,  $z_0 = \infty$ , тогда пространственные частоты могут быть выражены соотношениями

$$\xi_x = l g/\lambda f^2, \quad \xi_y = 2\omega/\lambda. \quad (7.50)$$

При прохождении экрана с фильтрующей апертурой через фокальную плоскость знак  $l$  меняется на противоположный, а значит, меняется и знак  $\xi_x$ .

Запишем интенсивность интерферограммы, определяемую выражением (7.46), для случая  $z_0 = \infty$  и  $\xi_0 = 0$ , т.е. при фильтрации на оптической оси системы:

$$I(x', y') \sim \cos^2 \left[ \frac{\pi}{\lambda} \left( \frac{l}{f^2} g x' + 2\omega y' \right) \right]. \quad (7.51)$$

Если аргумент косинуса равен  $N\pi$ , то (7.51) описывает геометрическое место точек, в которых интенсивность максимальна (центр светлой полосы). Отсюда

$$y' = N\lambda/2\omega + l g x'/2\omega f^2, \quad (7.52)$$

где  $N$  — порядок интерференции. Уравнение (7.52) — это уравнение прямой (для каждого  $N$ ), тангенс угла наклона которой

$$\text{tg} \beta = l/2\omega f^2 g. \quad (7.53)$$

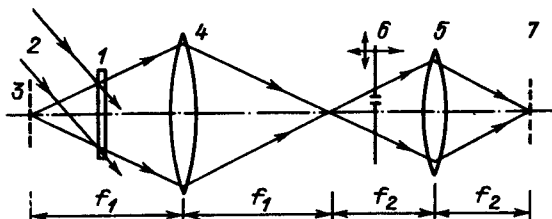


Рис. 76. Схема эксперимента по разделению информации о поступательном смещении и изгибе объекта: 1 — голограмма, 2 — восстанавливающий пучок, 3 — мнимое изображение, 4, 5 — линзы, 6 — экран с малым отверстием, 7 — плоскость наблюдения,  $f_1, f_2$  — фокусные расстояния линзы.

Очевидно, что наклон прямых интерференционных полос, определяемый знаком  $\text{tg}\beta$ , зависит от знака произведения  $lg$ . При смене знака  $l$  меняется наклон полос. Следует подчеркнуть, что наклон полос меняется и при изменении знака  $g$ , что позволяет определить знак (направление) смещения.

Проиллюстрируем рассмотренные возможности результатами экспериментов, в которых исследуется возможность разделения информации о жестком поступательном смещении и изгибе. Объект исследования — массивный металлический кубик с жестко закрепленной на нем пластинкой — в промежутке между экспозициями поступательно смещался в поперечном направлении. Одновременно часть объекта — пластинка — изгибалась при приложении сосредоточенной нагрузки к верхней ее части [183].

Регистрация двукратно экспонированных голограмм для демонстрации универсальности рассматриваемого метода разделения информации о составляющих общего перемещения проводилась во френелевской области при освещении объекта плоским или сферическими пучками различной кривизны. Для осуществления пространственной фильтрации восстановленное световое поле (мнимое или действительное изображение) перетображалось оптической системой из двух линз, между которыми располагался непрозрачный экран с малой (диаметр  $\sim 5$  мм) фильтрующей апертурой (рис. 76).

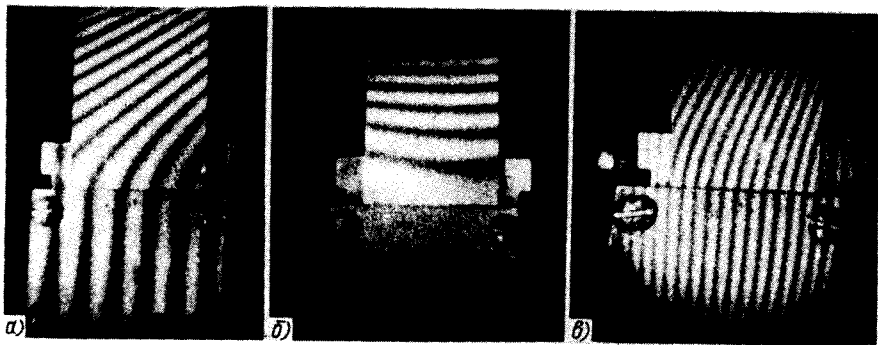


Рис. 77. Голографические интерферограммы, полученные путем прямого фотографирования мнимого изображения (а) и путем пространственной фильтрации в фурье-плоскости (б) и во френелевской зоне (в). Смещение объекта в горизонтальном направлении  $30 \pm 5$  мкм; смещение верхнего края изгибаемой пластинки —  $6 \pm 1$  мкм.

В зависимости от положения экрана с фильтрующей апертурой наблюдаемая на рассеивающем экране голографическая интерферограмма изменяла свой вид. Особый интерес представляла фильтрация в фурье-плоскости первой линзы и при значительном (порядка фокусного расстояния) сдвиге фильтрующей апертуры в сторону второй линзы. В первом случае интерферограмма отражала только изгиб пластинки, во втором — практически только поступательное смещение. На рис. 77 в качестве примера приведены результаты фильтрации (б, в) в сравнении с обычным прямым наблюдением интерферограммы (а) в пучке, соответствующем мнимому изображению. Очевидно полное исключение влияния поступательного смещения при фильтрации в фурье-плоскости. Во втором случае влияние изгиба уменьшается по мере удаления фильтрующей апертуры от фурье-плоскости при одновременном росте пространственной частоты интерференционных полос, отражающих поступательное смещение. На рис. 77, в пространственная частота интерферограммы поступательного смещения примерно второе больше, чем на рис. 77, а. Это свидетельствует о возможности управления чувствительностью измерения поступательного смещения объекта. Для более полной реализации этой возможности необходимо так выбрать параметры перетображающей оптической системы, чтобы можно было осуществить большее относительное удаление плоскости фильтрации от фурье-плоскости.

Двукратно экспонированная голограмма, с помощью которой были получены интерферограммы, приведенные на рис. 77, регистрировалась при освещении объекта квазиплоским пучком. В этом случае плоскость локализации интерферограммы, характеризующей только поступательное смещение (без фильтрации), практически совпадала с фокальной плоскостью первой линзы (локализация на бесконечности). При освещении объекта сферической волной (сходящейся или расходящейся) плоскость локализации смещалась из фокальной плоскости соответственно в сторону голограммы или от нее, т.е. имела место локализация интерференционной картины, связанной с поступательным смещением, на конечном расстоянии, которое, как нетрудно убедиться, соответствует фурье-плоскости (с учетом кривизны освещающего пучка). Это обстоятельство необходимо принимать во внимание при проведении фильтрации восстановленного поля для исключения информации о поступательном смещении. Отметим, что при освещении объекта диффузно рассеянной волной локализованной интерферограммы не возникало.

В случае смещения фильтрующей апертуры из фурье-плоскости (в ту или другую сторону) в плоскости наблюдения возникают интерференционные полосы на нижней части объекта, отражающие поступательное смещение, а полосы на верхней части объекта изменяют ориентацию (разворачиваются). При этом наблюдается интересный эффект, заключающийся в том, что в зависимости от направления перемещения фильтрующего отверстия наклон (ориентация) полос меняется на противоположный (рис. 78). Отметим, что первоначальный наклон полос меняется на противоположный также и при изменении направления (знака) поступательного смещения.

В случае перемещения фильтрующей апертуры в плоскость локализации интерферограммы, соответствующей поступательному смещению

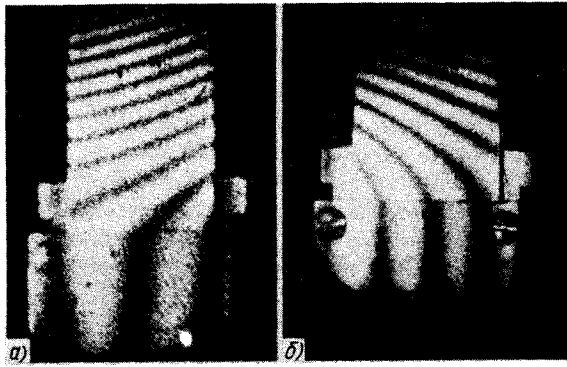


Рис. 78. Голографические интерферограммы, полученные при пространственной фильтрации между первой линзой и фурье-плоскостью (а) и между фурье-плоскостью и второй линзой (б) для оптической системы, приведенной на рис. 76.

(фурье-плоскость), когда в плоскости наблюдения формируются интерференционные полосы, отражающие только изгиб пластинки (рис. 77, б), эти полосы смещаются ("пробегают") в направлении перемещения диафрагмы. Это свидетельствует о том, что изменение положения апертуры соответствует изменению направления наблюдения голографических интерферограмм и может использоваться при их расшифровке методом "счета полос".

### § 7.3. Пространственная фильтрация восстановленного поля на конечном расстоянии от голограммы

Как хорошо известно [74, 143], голографические интерферограммы, отражающие поперечный поступательный сдвиг объекта в собственной плоскости, локализируются на бесконечности или в фокальной плоскости фурье-преобразующей линзы. Это обстоятельство, как показано выше, позволяет, проводя пространственную фильтрацию в этой плоскости, исключать вклад поступательного смещения в интерферограмму, отражающую сложное смещение объекта.

Условием локализации интерферограммы поперечного поступательного смещения на бесконечности является освещение объекта (при регистрации) плоской волной. В предыдущем параграфе показано, что в случае освещения объекта сферической волной такая интерферограмма локализуется на конечном расстоянии от восстановленного изображения. Поэтому появляется интересная возможность осуществления пространственной фильтрации без проведения фурье-преобразования восстановленного поля положительной линзой. При такой фильтрации снимаются ограничения на размер объекта, накладываемые апертурой линзы. Ограничения же, накладываемые апертурой голограммы, менее существенны.

Рассмотрим условия, при которых голографические интерферограммы, отражающие поступательное смещение объекта, локализируются на конечном расстоянии от изображения объекта, восстановленного двухэкспозиционной голограммой. Сначала рассмотрим поперечный поступательный сдвиг,

а затем на основании полученных результатов проанализируем условия локализации голографических интерферограмм продольного (поршневого) смещения объекта.

**Поперечное поступательное смещение.** Пусть производится регистрация двухэкспозиционной голограммы Френеля квазиплоского диффузно отражающего объекта, который поступательно смещается между экспозициями. Предположим, что объект во время регистрации голограмм освещался сферической волной. Тогда, используя параксиальное приближение, комплексную амплитуду объектного поля в плоскости восстановленного изображения объекта (мнимого или действительного) можно записать в виде

$$U(x, y) = [t(x, y) + t(x - g, y)] \exp(i2\pi x_0 x / \lambda z_0) \exp[-(i\pi / \lambda z_0)(x^2 + y^2)], \quad (7.54)$$

где  $t(x, y)$  — комплексный коэффициент отражения объекта,  $g$  — величина поперечного сдвига,  $x_0, 0, z_0$  — координаты точечного источника света, освещающего объект во время регистрации голограммы.

Рассмотрим теперь объектное поле на некотором расстоянии  $l_0$  от плоскости голографического изображения и потребуем, чтобы  $l_0$  было достаточно большим для выполнения условий дифракции Френеля. Тогда комплексная амплитуда в плоскости наблюдения  $(\xi, \eta)$  может быть записана в виде

$$U(\xi, \eta) \sim C \iint_{-\infty}^{\infty} U(x, y) \exp[-(i\pi / \lambda l_0)(x^2 + y^2)] \times \\ \times \exp[(i2\pi / \lambda l_0)(x\xi + y\eta)] dx dy, \quad (7.55)$$

где  $C = \exp(-i2\pi l_0 / \lambda) \exp[-i\pi(\xi^2 + \eta^2) / \lambda l_0]$ .

Предполагается, что угловая апертура голограммы больше угловой апертуры изображения, и за пределами изображения амплитуда светового поля равна нулю. Поэтому интегрирование проводится по плоскости  $(xy)$  в бесконечных пределах.

Подставляя (7.54) в (7.55) и проводя ряд преобразований с заменой переменных, полагая равными единице экспоненты, содержащие в показателе величину  $g^2$  (в силу малости  $g$ ), а также вводя, аналогично (7.41), обозначение  $T(\xi, \eta)$ , получим

$$U(\xi, \eta) \sim C [T(\xi, \eta) + \exp(i2\pi x_0 g / \lambda z_0) \exp(i2\pi g \xi / \lambda l_0) T(\xi - l_0 g / z_0 - g, \eta)]. \quad (7.56)$$

Поскольку объект имеет диффузно отражающую поверхность и конечные размеры, то объектное поле модулировано спеклами. Следовательно, (7.56) описывает суперпозицию двух идентичных спекл-полей, смещенных друг относительно друга в поперечном направлении на величину

$$\Delta \xi = (l_0 / z_0 + 1)g \quad (7.57)$$

и имеющих взаимный наклон, определяемый фазовым множителем  $\exp(i2\pi g \xi / \lambda l_0)$ .

Запишем выражение для распределения интенсивности света в плоскости  $(\xi, \eta)$ . При этом для исключения из рассмотрения спекл-эффекта введем усреднение по координатам, полагая, что площадка усреднения

много больше размеров индивидуальных спеклов и в то же время в пределах этой площадки фазовый множитель  $\exp(i2\pi g\xi/\lambda l_0)$  остается постоянной величиной. Тогда для средней интенсивности получим

$$\langle I(\xi, \eta) \rangle = \langle |T(\xi, \eta)|^2 \rangle + \langle |T(\xi - \Delta\xi, \eta)|^2 \rangle + 2\text{Re}[\langle T(\xi, \eta)T^*(\xi - \Delta\xi, \eta) \rangle \exp(-i2\pi x_0 g/\lambda z_0) \exp(-i2\pi g\xi/\lambda l_0)], \quad (7.58)$$

где угловые скобки обозначают операцию усреднения по координатам. Считая средние интенсивности восстановленных полей, соответствующих первой и второй экспозициям, равными и полагая, что объектное световое поле представляет собой реализацию стационарного процесса, выражение (7.58) можно привести к виду

$$\langle I(\xi, \eta) \rangle = 2\langle |T(\xi, \eta)|^2 \rangle \{1 + |V| \cos[\alpha - (2\pi/\lambda)(x_0/z_0 + \xi/l_0)g]\}, \quad (7.59)$$

где  $V(\Delta\xi) = \langle T(\xi, \eta)T^*(\xi - \Delta\xi, \eta) \rangle / \langle |T(\xi, \eta)|^2 \rangle$ ,  $\alpha = \arg V$ . (7.60)

Отсюда следует, что интерференционная картина в плоскости  $(\xi, \eta)$  будет наблюдаться только в том случае, когда автокорреляционная функция  $\langle T(\xi, \eta)T^*(\xi - \Delta\xi, \eta) \rangle$  отлична от нуля. В этом случае функция  $V$ , определяющая видность интерференционных полос, также будет отлична от нуля. Очевидно, что видность интерферограммы имеет максимальное (единичное) значение при  $\Delta\xi = 0$ , т.е. там, где объектные поля, соответствующие первой и второй экспозициям, не имеют относительного сдвига. Из (7.57) следует, что этому условию соответствует плоскость, удаленная от голографического изображения на расстояние  $l_0$ , определяемое соотношением

$$l_0 = -z_0. \quad (7.61)$$

Это соотношение определяет положение плоскости локализации голографической интерферограммы поперечного поступательного сдвига. При освещении объекта расходящейся сферической волной ( $z_0 > 0$ ) эта плоскость находится на расстоянии  $z_0$  за плоскостью мнимого голографического изображения, т.е. является мнимой плоскостью локализации. В случае восстановления действительного изображения эта плоскость является действительной и находится на расстоянии  $z_0$  перед голографическим изображением. Если же во время регистрации объект освещается сходящимся пучком ( $z_0 < 0$ ), то плоскость локализации оказывается действительной при восстановлении мнимого изображения (конечно, при условии, что  $z_0$  больше расстояния объект-голограмма) и мнимой — при восстановлении действительного изображения (см. рис. 79).

При подстановке (7.61) в (7.56) интегралы, стоящие в этом выражении, принимают вид интегралов Фурье. Следовательно, плоскость локализации голографической интерферограммы поперечного сдвига находится в плоскости фурье-образа объектного поля. Этот результат можно получить и из общих соображений, поскольку известно, что при поперечном сдвиге исходной функции ее фурье-образ не смещается и что голографические интерферограммы локализуются там, где объектное поле не испытывает смещения при сдвиге объекта [74, 93].

Пусть теперь объект освещается плоской волной и регистрируется двухэкспозиционная голограмма сфокусированного изображения при

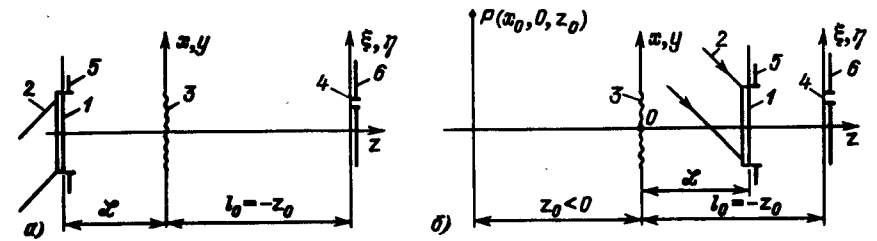


Рис. 79. Локализация интерферограммы, соответствующей поступательному смещению, при освещении объекта расходящейся (а) и сходящейся (б) сферическими волнами: 1 — голограмма, 2 — восстанавливающий пучок, 3 — плоскость восстановленного изображения, 4 — плоскость локализации интерферограммы, 5 — апертурная диафрагма в плоскости голограммы, 6 — фильтрующая апертура,  $L$  — расстояние от объекта до голограммы,  $P$  — точка, в которую сходится освещающий пучок.

поступательном смещении объекта. Известно [93], что при освещении объекта плоской волной фурье-образ объектного поля формируется в задней фокальной плоскости положительной линзы независимо от положения объекта относительно этой линзы. При смещении объекта в плоскости фурье-образа изменяются только фазовые множители, а спекл-поле не смещается. Поэтому в этой плоскости должна быть локализована голографическая интерферограмма поступательного смещения. Для наблюдения интерферограммы достаточно осветить голограмму сопряженным опорным пучком и в область "действительного изображения" задней фокальной плоскости регистрирующей линзы поместить матовый экран (рис. 80). Вид такой интерферограммы хорошо известен и определяется соотношением

$$(\xi - fg_x/g_z)^2 + (\eta - fg_y/g_z)^2 = 2N\lambda f^2/g_z, \quad (7.62)$$

где  $\xi, \eta$  — координаты задней фокальной плоскости линзы,  $f$  — ее фокусное расстояние,  $g_x, g_y, g_z$  — составляющие вектора поступательного смещения объекта,  $N$  — порядок интерференции.

Таким образом, в случае регистрации голограммы сфокусированного изображения интерферограмма, отражающая поперечное поступательное смещение, локализуется на конечном расстоянии от плоскости голограммы, определяемом фокусным расстоянием линзы, используемой при регистрации.

Рассмотрим теперь, какую глубину имеет область локализации интерферограммы поступательного сдвига и как меняется в ней видность интер-

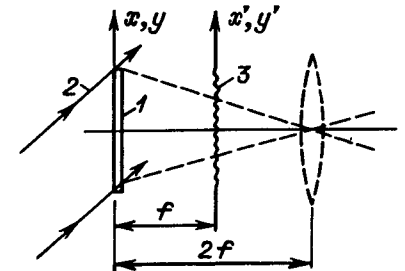


Рис. 80. Локализация интерферограммы на конечном расстоянии от голограммы сфокусированного изображения: 1 — голограмма, 2 — восстанавливающий пучок, 3 — плоскость локализации интерферограммы поступательного смещения.

ференционных полос. Поскольку восстановленные световые поля, соответствующие двум последовательным экспозициям, идентичны и отличаются только положением в пространстве, то соотношение (7.60) описывает нормированный коэффициент автокорреляции объектного поля. Иными словами, оно определяет степень пространственной когерентности сдвинутых идентичных спекл-полей в смысле образования низкочастотной интерференционной картины. В ряде работ (см., например, [152, 204–205]) показано, что степень пространственной когерентности спекл-поля определяется, как и в случае частично когерентного излучения, в

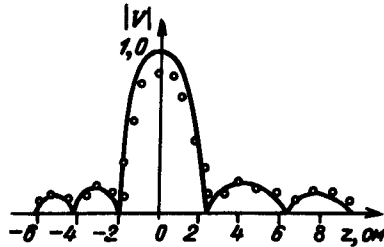


Рис. 81. Изменение видности интерферограммы поперечного сдвига вдоль области ее локализации (сплошная линия — теория, точки — эксперимент).

соответствии с теоремой Ван-Циттерта — Цернике. Поэтому, полагая, что угловая апертура голограммы больше угловых размеров объекта, соотношение (7.60) можно представить в виде

$$V(\Delta \xi) = \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} |t(x, y)|^2 \exp(i2\pi x \Delta \xi / \lambda_0) dx dy}{\iint_{-\infty}^{\infty} |t(x, y)|^2 dx dy} \quad (7.63)$$

Предположим, что поверхность объекта, имеющая прямоугольную форму со стороной  $a$  вдоль оси  $x$ , была освещена при экспонировании равномерно, а амплитудный коэффициент отражения постоянен по всей поверхности. Тогда (7.63) можно привести к виду

$$V(l_0) = \frac{\sin \pi a(1/z_0 + 1/l_0)g/\lambda}{\pi a(1/z_0 + 1/l_0)g/\lambda} \quad (7.64)$$

График этой функции приведен на рис. 81, где на теоретическую кривую нанесены экспериментальные точки. В эксперименте регистрировалась двухэкспозиционная френелевская голограмма диффузно отражающего объекта с квазиплоской поверхностью, который между экспозициями смещался в поперечном направлении. При получении голограммы объект освещался расходящейся сферической волной. Поэтому для получения локализованной интерферограммы восстанавливалось действительное изображение объекта путем освещения голограммы сопряженным опорным пучком (см. рис. 79, а). Видность полос измерялась с помощью ФЭУ в различных плоскостях вдоль оси  $z$ . Экспериментальные результаты дают хорошее совпадение с теоретической кривой (рис. 81). Асимметричный характер кривой видности относительно плоскости максимального контраста обусловлен следующим обстоятельством. Видность полос определяется величиной взаимного смещения спеклов по отношению к их размерам в направлении смещения [204]. Поскольку взаимное смещение спекл-полей линейно возрастает в обе стороны от плоскости максимальной вид-

ности, а поперечный размер спеклов линейно увеличивается с ростом  $l_0$ , то видность полос падает быстрее с уменьшением расстояния  $l_0$ , чем с его увеличением.

Осциллирующий характер видности, как показано в [204], обусловлен наложением различных максимумов тонкой структуры идентичных спеклов. Отрицательные значения видности ( $\alpha = \pi$ ) соответствуют сдвигу интерференционной картины на половину периода при переходе через область с нулевой видностью. Подробно эти эффекты будут рассмотрены в гл. 8.

Определим область локализации голографической интерферограммы как область, в которой видность полос измеряется в пределах главного максимума функции (7.64). Тогда глубину области локализации  $\Delta L$  можно найти из соотношения

$$\Delta L = 2ag\lambda z_0^2 / [(ag)^2 - (\lambda z_0)^2] \quad (7.65)$$

Например, для параметров, соответствующих графику рис. 81,  $\Delta L = 25$  мм. При уменьшении величины  $a$ , т.е. при сокращении размеров изображения, глубина области локализации увеличивается в обе стороны от фурье-плоскости. При этом произведение  $ag$  быстро стремится к величине  $\lambda z_0$ , а глубина области локализации стремится к бесконечности за фурье-плоскостью. Если изменять не размеры изображения объекта, а действующий размер голограммы, то глубина области локализации также увеличивается.

При некоторых значениях апертуры голограммы изображение объекта оказывается в пределах этой области, и на нем появляются интерференционные полосы.

Очевидно, что для направлений, не совпадающих с осью  $z$ , глубина области локализации будет несколько больше, поскольку с удалением от оптической оси размер спеклов возрастает в силу уменьшения угловых размеров объекта.

Продольное поступательное смещение. Пусть объект, освещаемый сферической волной, сместился в продольном направлении на величину  $G$ . В этом случае объектное спекл-поле также испытывает продольный сдвиг на величину  $G$  по всем пространству. Поэтому в плоскости локализации голографической интерферограммы поперечного сдвига интерферограмма продольного сдвига не локализуется. Действительно, поскольку положение плоскости фурье-образа объектного поля, как это следует из (7.61), определяется радиусом кривизны освещающей объект волны, а при продольном смещении изменяется на  $G$  и величина  $z_0$ , то соответственно сдвигается на  $G$  и положение фурье-плоскости для смещенного состояния объекта. Следовательно, в плоскости фурье-образа исходного объектного поля в общем случае имеет место суперпозиция нескоррелированных спекл-полей. Для того чтобы эти поля оказались скоррелированными, необходимо, чтобы продольные размеры спеклов  $\epsilon$  были больше величины относительного смещения спекл-полей. Продольный размер спеклов в объектном спекл-поле можно определить [75] соотношением

$$\epsilon = 4\lambda l_0^2 / D^2, \quad (7.66)$$

где  $D$  — диаметр объекта (в предположении, что он имеет круглую форму). Поэтому для получения в плоскости фурье-образа интерференционной



картины с отличной от нуля видимостью необходимо, чтобы выполнялось условие

$$G < \lambda l_0^2 / D^2. \quad (7.67)$$

При выполнении этого соотношения объектные поля сохраняют определенную степень взаимной корреляции, а видимость полос определяется

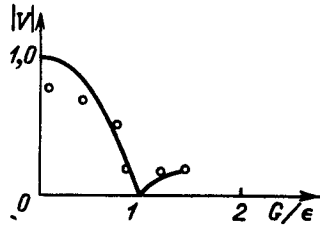


Рис. 82. Зависимости видимости интерферограммы продольного сдвига от отношения величины смещения к продольному размеру спеклов (сплошная линия — теория, точки — эксперимент).

функцией продольной когерентности спекл-поля, которая для объекта круглой формы описывается sinc-функцией, т.е.

$$V = \frac{\sin(\pi G D^2 / 4 \lambda l_0^2)}{\pi G D^2 / 4 \lambda l_0^2}. \quad (7.68)$$

На рис. 82 приведен график зависимости контраста интерферограммы, соответствующей продольному сдвигу, от величины отношения продольного сдвига поля  $G$  к продольному размеру индивидуального спекла  $\epsilon$ . В эксперименте величина продольного смещения сохранялась постоянной, а продольный размер спеклов изменялся по мере изменения размеров восстановленного изображения и рассчитывался по формуле (7.66). Теоретический график видимости, определяемой в соответствии со степенью продольной когерентности спекл-поля (см. (7.68)), представлен функцией вида

$$V = \frac{\sin(\pi G / \epsilon)}{\pi G / \epsilon}. \quad (7.69)$$

**Пространственная фильтрация объектного поля.** Рассмотрим теперь одну из возможных оптических схем пространственной фильтрации, проводимой без использования фурье-преобразующей линзы. Наиболее часто в практике голографической интерферометрии для освещения объекта используют расходящуюся сферическую волну. В этом случае при регистрации френелевской голограммы для получения действительной области локализации интерференционной картины, как отмечалось выше, необходимо восстанавливать действительное голографическое изображение (см. рис. 79, а). Такая схема восстановления и была реализована в экспериментах по пространственной фильтрации с целью исключения вклада поперечного поступательного смещения в наблюдаемую интерферограмму.

На рис. 83 приведены фотоснимки интерферограмм, иллюстрирующих результаты пространственной фильтрации в различных плоскостях восстановленного объектного поля. Между экспозициями объект смещался целиком в поперечном направлении, а его центральная часть — мембрана, жестко закрепленная по контуру, — подвергалась изгибной деформации

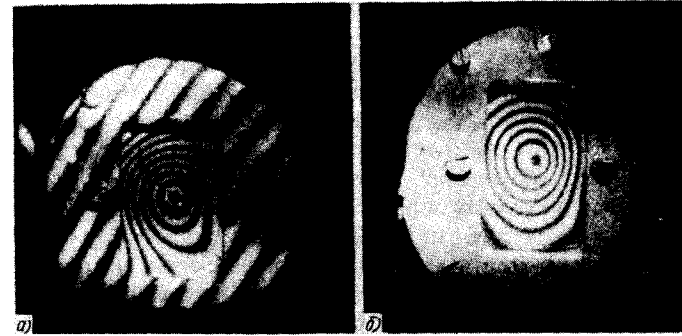


Рис. 83. Голографические интерферограммы объекта, испытывавшего поперечный сдвиг и деформацию, полученные путем пространственной фильтрации в плоскости френелевской голограммы (а) и в фурье-плоскости объектного поля (б).

под действием сосредоточенной нагрузки. Интерферограмма на рис. 83, а получена путем пространственной фильтрации в плоскости самой голограммы — при освещении голограммы неразведенным лазерным пучком. Она отображает действие на объект обоих типов смещения. Интерферограмма на рис. 83, б, полученная путем пространственной фильтрации в фурье-плоскости объектного поля, не содержит вклада поступательного сдвига и отражает только деформационное смещение.

Таким образом, возможность разделения информации о различных видах перемещения в голографической интерферометрии распространяется и на практически часто реализуемый случай освещения объекта сферической волной. При этом для проведения пространственной фильтрации нет необходимости перестраивать восстанавливаемую голограммой изображение, что упрощает оптическую схему. Очевидно, что эта возможность представляет интерес и для спекл-интерферометрии, но при ее использовании следует иметь в виду ограниченные возможности спеклограмм воспроизводить изображение объекта.

#### § 7.4. Пространственная фильтрация голографических и спекл-интерферограмм при регистрации поля в фурье-плоскости

Развитие подхода к интерпретации голографических интерферограмм на основе пространственной фильтрации малыми апертурами приводит к возможности видоизменения процесса такой фильтрации в фурье-плоскости. Речь идет о регистрации светового поля в фурье-плоскости — в виде голограммы или спеклограммы — и сканировании фотопластинки узким (малоапертурным) пучком [184].

При этом интересно сравнить интерферограммы, получаемые средствами голографической и спекл-интерферометрии, тем более что регистрация в фурье-плоскости приводит к любопытным особенностям. Следует отметить, что изображение, которое восстанавливает спеклограмма, зарегистрированная в фурье-плоскости, является фурье-образом объекта. В силу того, что такая спеклограмма является голограммой интенсивности, воспроизвести структуру объекта по квадрату модуля фурье-образа не удастся. Иначе

обстоит дело в обычной голографии, где восстанавливается комплексная амплитуда светового поля.

В работах [165–166, 170] была продемонстрирована возможность измерения методом спекл-интерферометрии наклона недеформируемого диффузно рассеивающего объекта независимо от его поперечного перемещения. В частности, в [165–166] эта возможность достигалась за счет коллимированного освещения объекта и регистрации спекл-картины в задней фокальной плоскости положительной линзы. В [170–171] показано, что этого же можно достичь, не прибегая к коллимированному освещению, фокусируя регистрирующую фотокамеру на плоскость, в которой находилось бы зеркальное изображение освещающего источника, отраженного в исследуемой поверхности, а также освещая объект в направлении, близком к оптической оси фотокамеры.

Ниже обобщается метод спекл-интерферометрии, основанный на регистрации спекл-картины в фурье-плоскости<sup>\*</sup>, а также рассматривается возможность использования аналогичного подхода в голографической интерферометрии.

Рассмотрим процесс получения спекл-интерферограмм при регистрации поля в фурье-плоскости применительно к компенсации поступательного смещения. Пусть объект с плоской диффузно-отражающей поверхностью освещается сферической волной единичной амплитуды с центром в точке  $O$  с координатами  $x_0, 0, z_0$  (рис. 84). Комплексная амплитуда света, рассеянного объектом, в непосредственной близости от его поверхности в параксиальном приближении может быть записана в виде

$$U_1(x, y) = t(x, y) \exp[-(i\pi/\lambda z_0)(x^2 + y^2 - 2x_0x)], \quad (7.70)$$

где функция  $t(x, y)$  выступает как комплексный коэффициент отражения объекта.

Пусть объектное световое поле  $U_1(x, y)$  преобразуется положительной линзой в некоторую плоскость  $H$  в пространстве изображений. Для упрощения дальнейших рассуждений считаем, что поверхность объекта совпадает с передней фокальной плоскостью линзы. Комплексную амплитуду света в плоскости  $H$  представим [74] соотношением

$$U_1(u, v) = \iint t(x, y) \exp(i2\pi x_0 x / \lambda z_0) \exp[-(i\pi/\lambda)(1/z_0 + 1/f_1 - 1/f_1^2)(x^2 + y^2)] \exp[i(2\pi/\lambda f_1)(xu + yv)] dx dy, \quad (7.71)$$

где  $f_1$  – фокусное расстояние линзы,  $l$  – расстояние от линзы до плоскости  $H$ .

Для упрощения записи (7.71) получено в предположении о бесконечном размере линзы. В действительности же, в силу ограниченности размеров объекта и линзы, а также вследствие диффузного рассеяния света объектом, квадрат модуля функции  $U_1(u, v)$  описывает спекл-картину в плоскости  $H$ .

Рассмотрим процесс получения спекл-интерферограммы. Фотопластинка, помещенная в плоскость  $H$ , регистрирует интенсивность объектного свето-

вого поля, соответствующего первоначальному положению объекта. Пусть теперь объекту сообщается поступательное смещение в собственной плоскости вдоль оси  $y$  на величину  $g$ , а также поворот (наклон) вокруг оси  $y$  на малый угол  $\omega$ . Тогда соответствующее световое поле в плоскости  $H$  будет описываться выражением

$$U_2(u, v) = \iint t(x, y - g) \exp(i2\pi x_0 x / \lambda z_0) \times \exp[i(2\pi/\lambda)\omega(\cos \gamma + 1)x] \exp[-(i\pi/\lambda)(1/z_0 + 1/f_1 - 1/f_1^2)(x^2 + y^2)] \times \exp[i(2\pi/\lambda f_1)(xu + yv)] dx dy, \quad (7.72)$$

где  $\gamma$  – угол падения на объект освещающего пучка. Произведем в (7.72) замену переменных ( $y - g = y'$ ) и необходимые преобразования. Тогда, с точностью до постоянных множителей, выражение (7.72) принимает вид

$$U_2(u, v) = \exp(i2\pi g v / \lambda f_1) \iint t(x, y') \exp(i2\pi x_0 x / \lambda z_0) \times \exp[-(i\pi/\lambda)(1/z_0 + 1/f_1 - 1/f_1^2)(x^2 + y^2)] \times \exp\{i(2\pi/\lambda f_1)\{x[f_1 \omega(\cos \gamma + 1) + u] - y'[(f_1/z_0 + 1 - 1/f_1)g + v]\}\} dx dy'. \quad (7.73)$$

Обозначим интеграл, стоящий в правой части (7.71), через  $T(u, v)$ , тогда (7.73) можно записать в виде

$$U_2(u, v) = \exp(i2\pi g v / \lambda f_1) T(u + f_1 \omega \cos \gamma + f_1 \omega, v - f_1 g / z_0 - g + l g / f_1). \quad (7.74)$$

В результате двукратного экспонирования фотопластинки ее пропускание будет иметь вид

$$\tau(u, v) = T(u, v) T^*(u, v) \oplus [\delta(u, v) + \delta(u + f_1 \omega \cos \gamma + f_1 \omega, v - f_1 g / z_0 - g + l g / f_1)]. \quad (7.75)$$

Пусть двукратно экспонированная фотопластинка с пропусканием  $\tau(u, v)$  освещается нормально плоским пучком малого диаметра (неразведенным лазерным пучком), а рассеянное на фотопластинке поле пропускается через собирающую линзу с фокусным расстоянием  $f_2$  (рис. 85). Интенсивность в задней фокальной плоскости этой линзы будет пропорцио-

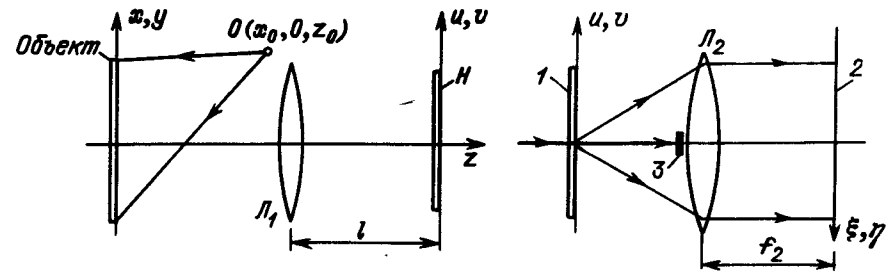


Рис. 84. Регистрация светового поля, диффузно рассеянного объектом исследования:  $L_1$  – линза,  $H$  – плоскость регистрации.

Рис. 85. Получение спекл-интерферограммы:  $l$  – двукратно экспонированная в фурье-плоскости спеклограмма,  $2$  – плоскость локализации интерферограммы,  $3$  – малый блокирующий экран,  $L_2$  – линза.

\* Поскольку спекл-картина, зарегистрированная в фурье-плоскости, подобно спекл-картине в плоскости изображения, воспроизводит фазовую структуру диффузно рассеянного объектом поля, ее можно называть спеклограммой Фурье.

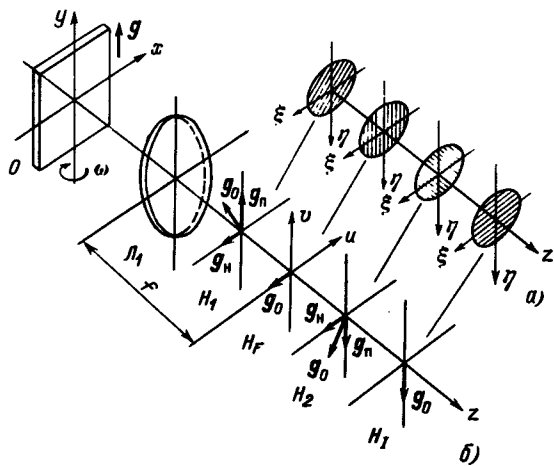


Рис. 86. Изменение ориентации интерферограмм (а) в зависимости от выбора плоскости регистрации (б):  $O$  — объект,  $L_1$  — линза,  $H_F$  — фурье-плоскость,  $H_1$  — плоскость изображения,  $H_2$  — промежуточные плоскости,  $g_0$  и  $g_n$  — векторы смещения спекл-поля вследствие поступательного смещения и наклона объекта,  $g_0$  — вектор общего смещения спекл-поля.

нальна квадрату модуля фурье-образа поля на выходе фотопластинки, т.е.

$$I(\xi, \eta) = |F[\tau(u, v)]|^2 = |F[T(u, v)] \star F[T^*(u, v)]|^2 \times \cos^2 \left\{ \frac{\pi}{\lambda f_2} [\xi(f_1 \omega \cos \gamma + f_1 \omega) - \eta(f_1 g/z_0 + g - lg/f_1)] \right\}, \quad (7.76)$$

где  $F$  — операторный символ фурье-преобразования. Таким образом, интенсивность в плоскости  $(\xi, \eta)$  описывается квадратом модуля автокорреляционной функции поля в плоскости объекта, промодулированной регулярными интерференционными полосами. Период этой интерферограммы и ее ориентация определяются величинами и знаками смещения и наклона объекта, а также величиной  $l$ , т.е. положением плоскости регистрации.

Как следует из (7.75), при выполнении условия

$$f_1/z_0 + 1 - l/f_1 = 0 \quad (7.77)$$

смещение спекл-картины определяется только наклоном объекта и не зависит от его поступательного смещения. Поэтому соответствующая интерферограмма представляет собой совокупность интерференционных полос, параллельных оси наклона с периодом, обратно пропорциональным  $\omega$ .

Нетрудно видеть, что условие (7.77) определяет положение плоскости фурье-образа объекта. Действительно, при подстановке (7.77) в выражение (7.71) последнее принимает вид интеграла Фурье. Отметим, что при освещении объекта плоской волной ( $z_0 = \infty$ ) зарегистрированная спекл-структура не содержит информации о боковом смещении объекта в случае, когда фотопластинка помещается в задней фокальной плоскости линзы ( $l = f_1$ ), как это было реализовано в [165].

Если же при регистрации фотопластинка помещается вне фурье-плоскости, например в плоскостях  $H_1$  или  $H_2$  (рис. 86), то получаемая спекл-интерферограмма отражает общее смещение спекл-картины. При этом оказывает

ся, что направление (знак) смещения спекл-картины зависит от знака  $z_0$ , т.е. от знака кривизны освещающей волны, и меняется на противоположный при переходе через фурье-плоскость. В то же время направление и величина смещения спекл-картины вследствие наклона объекта остаются неизменными в пространстве изображений линзы  $L_1$ , если объект располагается в ее передней фокальной плоскости. На рис. 86 схематически показано изменение ориентации получаемой спекл-интерферограммы при переходе плоскости регистрации спекл-картины через фурье-плоскость. Заметим, однако, что период интерференционных полос на спекл-интерферограмме в направлении, перпендикулярном оси наклона объекта, остается постоянным и определяется только величиной  $\omega$ .

Несколько иначе обстоит дело в случае, когда и наклон объекта, и его поперечный сдвиг приводят к смещению спекл-картины в одном направлении, т.е. когда направление поперечного сдвига перпендикулярно оси наклона. В этом случае с изменением расстояния  $l$  интерференционные полосы не меняют своей ориентации, изменяется только период, и при выполнении условия

$$f_1 \omega (\cos \gamma + 1) = (f_1/z_0 + 1 - l/f_1) g \quad (7.78)$$

смещения спекл-структуры, обусловленные наклоном и поперечным сдвигом объекта, компенсируют друг друга, и спекл-интерферограммы не наблюдаются.

Перейдем к рассмотрению процесса получения голографических интерферограмм при регистрации поля в фурье-плоскости с последующей пространственной фильтрацией. Пусть теперь в плоскость  $H$  (см. рис. 84) подается опорная волна и регистрируется двукратно экспонированная голограмма, причем объект претерпевает те же смещения, что и в рассмотренном выше случае. Тогда, в силу регистрации комплексной амплитуды света, восстановленное поле непосредственно за фотопластинкой представляет собой суперпозицию двух полей, определяемых соотношениями (7.71) и (7.74), т.е.

$$U(u, v) = U_1(u, v) + U_2(u, v) = T(u, v) + \exp(i2\pi g v / \lambda f_1) \times T(u + f_1 \omega \cos \gamma + f_1 \omega, v - f_1 g/z_0 - g + lg/f_1). \quad (7.79)$$

Рассмотрим объектное световое поле, переотображенное положительной линзой с фокусным расстоянием  $f_2$  в ее заднюю фокальную плоскость, где формируется действительное изображение объекта (рис. 87). Полагаем, что восстановление объектной волны проводится пучком малого диаметра так, что размер освещенной области  $d$  в плоскости фотопластинки удовлет-

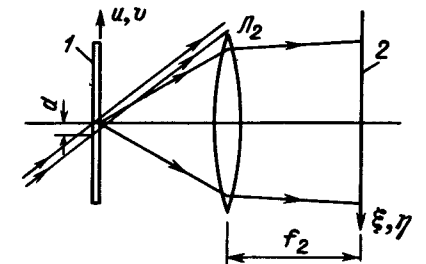


Рис. 87. Получение голографической интерферограммы: 1 — двукратно экспонированная в фурье-плоскости голограмма,  $L_2$  — линза, 2 — плоскость локализации интерферограммы.

воряет соотношению

$$d < \lambda f_1 / g. \quad (7.80)$$

Тогда экспоненциальный множитель в (7.79) можно считать постоянным в пределах освещенной области голограммы, и (7.79) принимает вид

$$U(u, v) = T(u, v) \otimes \left[ \delta(u, v) + \exp(i 2\pi g v_0 / \lambda f_1) \delta(u + f_1 \omega \cos \gamma + f_1 \omega, v - f_1 g / z_0 - g + l g / f_1) \right], \quad (7.81)$$

где  $v_0$  — координата центра освещающего пучка в плоскости голограммы.

Поле в задней фокальной плоскости линзы  $L_2$  описывается интегралом Фурье от (7.81), и интенсивность в этой плоскости

$$I(\xi, \eta) = |F[U(u, v)]|^2 = |t[(f_2/f_1)\xi, (f_2/f_1)\eta]|^2 \times \cos^2\left\{(\pi/\lambda) [(v_0/f_1)g + (f_1/f_2)\omega(\cos \gamma + 1)\xi - (1/f_2)(f_1/z_0 + 1 - l/f_1)g\eta]\right\}. \quad (7.82)$$

Соотношение (7.82) описывает изображение объекта, промодулированное периодическими интерференционными полосами, период и ориентация которых определяются величинами и знаками  $\omega$ ,  $g$ , а также, как и в случае спекл-интерферограммы, величиной  $l$ , т.е. положением плоскости фотопластинки на этапе регистрации голограммы. Очевидно также, что наблюдаемая голографическая интерферограмма, аналогично рассмотренной выше спекл-интерферограмме, отражает только наклон объекта и не зависит от его поперечного смещения при регистрации голограммы в фурье-плоскости и аналогично же ведет себя при переходе плоскости регистрации через фурье-плоскость.

Сравнение выражений (7.76) и (7.82) показывает, что идентичные интерференционные картины модулируют в плоскости  $(\xi, \eta)$  в первом случае квадрат модуля автокорреляционной функции, а во втором — изображение объекта. При этом пространственный период интерференционных полос и их ориентация одинаковы в обоих случаях для одних и тех же смещений объекта и положений фотопластинки. Следовательно, чувствительность методов голографической и спекл-интерферометрии для рассматриваемых типов смещений объекта одинакова.

На рис. 88 приведены фотоснимки голографических и спекл-интерферограмм объекта, смещенного в поперечном направлении ( $g \approx 30$  мкм) и наклоненного вокруг вертикальной оси, лежащей на поверхности объекта. Рис. 88, а, б соответствуют случаю регистрации соответственно голограммы и спекл-структуры в фурье-плоскости, а рис. 88, в, г — за фурье-плоскостью. Нетрудно видеть, что в первом случае влияние поперечного сдвига полностью скомпенсировано как на спекл-интерферограмме, так и на голографической интерферограмме, а во втором — обе интерферограммы отражают совместное действие поперечного сдвига и наклона. Различие интерферограмм на рис. 88, в и г обусловлено различием световых полей, модулируемых интерференционными полосами, — на изображении объекта участок, претерпевающий только поперечный сдвиг, наблюдается независимо, а в автокорреляционном поле его выделить нельзя.

Проанализируем теперь общий случай сочетания поперечного поступательного смещения и наклона объекта. Рассмотренные выше возможности го-

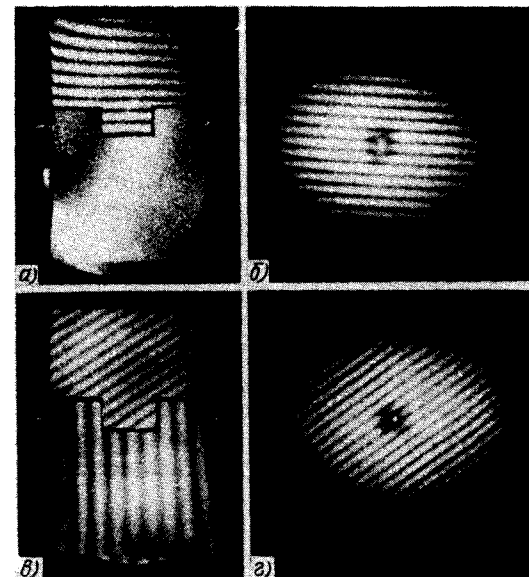


Рис. 88. Фотоснимки голографических и спекл-интерферограмм смещаемого и наклоняемого объекта при регистрации в фурье-плоскости (а, б) и за фурье-плоскостью (в, г).

лографической и спекл-интерферометрии остаются справедливыми и для произвольного положения объекта в пространстве предметов линзы при регистрации голограммы или спекл-структуры. Однако в этом случае смещение спекл-структуры, вызванное наклоном объекта, зависит от выбора положения фотопластинки в пространстве изображений. Действительно, пусть  $s$  — расстояние от объекта до линзы, тогда суперпозиционное поле, соответствующее регистрации наклона объекта, аналогично (7.79), можно записать в виде

$$U(u, v) = T(u, v) + T[u + \omega(\cos \gamma + 1)(1/s - 1/f_1 + 1/l)ls, v]. \quad (7.83)$$

Величина относительного смещения двух спекл-структур есть

$$\Delta = \omega(\cos \gamma + 1)(1/s - 1/f_1 + 1/l)ls. \quad (7.84)$$

Следовательно, если плоскость  $(uv)$  совпадает с плоскостью резкого изображения объекта, т.е. выполняется условие

$$1/s + 1/l = 1/f_1,$$

то  $\Delta = 0$ , а это значит, что наклон объекта не дает вклада в интерферограмму (см. рис. 86). Наоборот, максимальное значение  $\Delta$  имеет при  $l = 0$ , т.е. в плоскости линзы,

$$\Delta = \omega(\cos \gamma + 1)l. \quad (7.85)$$

Таким образом, выбирая плоскость регистрации в пространстве между фурье-плоскостью и плоскостью изображений, можно компенсировать либо поступательное смещение, либо наклон объекта. Возможность компенсации поступательного смещения объекта в голографической и спекл-интер-

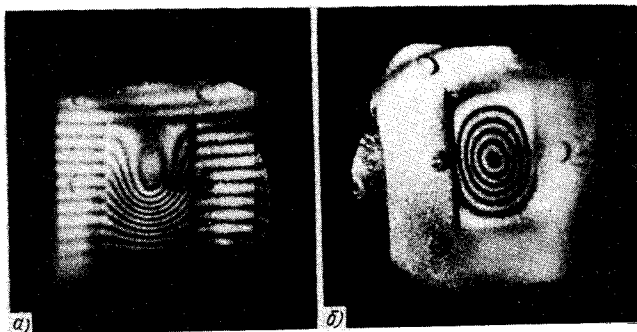


Рис. 89. Голографические интерферограммы, соответствующие совместному влиянию деформации и поступательного смещения, при регистрации голограммы между линзой и фурье-плоскостью (а) и в фурье-плоскости (б).

ферометрии, основанная на регистрации поля в фурье-плоскости, может быть использована также и для анализа интерферограмм, образованных в результате поворота объекта в собственной плоскости. При этом оба метода интерферометрии также имеют одинаковую чувствительность.

Далее, эта возможность может быть распространена на случай продольного поступательного смещения объекта. В этом случае при освещении объекта сферической волной его фурье-образ смещается в продольном же направлении, что приводит к декорреляции регистрируемых спекл-структур и, следовательно, к падению контраста спекл-интерферограмм. Однако при освещении объекта плоской волной его фурье-образ, формируемый в задней фокальной плоскости линзы, приобретает вследствие продольного смещения объекта лишь квадратичный фазовый множитель. Следовательно, продольное смещение может быть скомпенсировано путем регистрации поля в фокальной плоскости. При этом следует иметь в виду, что чувствительность голографической и спекл-интерферометрии к продольным смещениям значительно ниже, чем к поперечным.

Рассмотренная возможность исключения влияния поступательного смещения при получении интерферограммы в спекл-интерферометрии ограничивается жестким смещением и не распространяется на деформационные смещения объекта, поскольку в этом случае происходит декорреляция спекл-структур в фурье-плоскости.

Иначе обстоит дело в голографической интерферометрии, где регистрируется комплексная амплитуда светового поля, и рассматриваемый подход может быть применен и в случае, когда поступательное смещение сочетается с деформационным. В качестве примера на рис. 89 приведены фотоснимки голографических интерферограмм объекта, претерпевшего поперечное поступательное смещение и деформацию (изгиб мембраны сосредоточенной нагрузки). В случае, когда голограмма регистрировалась в плоскости между линзой и фурье-плоскостью, интерферограмма отражала оба вида смещения. При регистрации голограммы в фурье-плоскости интерферограмма отражала только деформацию объекта.

Интересно, что в голографической интерферометрии с регистрацией в фурье-плоскости информация о поступательном смещении объекта, в отли-

чие от спекл-интерферометрии, не теряется бесследно. В самом деле, если сканировать двукратно экспонированную голограмму узким пучком (меняя координату  $v_0$ ), то фаза интерференционной картины меняется пропорционально величине  $g$  (см. (7.82)), что в свою очередь приводит к смещению интерференционных полос. Измеряя период изменения интенсивности в какой-либо точке изображения объекта в зависимости от изменения  $v_0$ , можно рассчитать величину поступательного смещения объекта. В этой связи полезным оказывается свойство фурье-голограмм, заключающееся в том, что смещение фотопластинки в собственной плоскости не приводит к смещению изображения объекта [74]. Поэтому названное измерение можно проводить, смещая голограмму при неподвижных детекторе и освещающем пучке, что на практике осуществить гораздо проще.

Возможность измерения поворотов диффузно рассеивающих объектов независимо от их поступательного смещения методами голографической и спекл-интерферометрии основана на известном свойстве пространственной инвариантности оптического преобразования Фурье. Поперечное смещение исходной функции приводит к появлению линейного фазового множителя в выражении для комплексной амплитуды в фурье-плоскости. При переходе от комплексной амплитуды к интенсивности (при регистрации спекл-структуры) фазовый множитель выпадает. При голографической же регистрации этот фазовый множитель сохраняется, и для устранения его влияния необходимым является выделение в фурье-плоскости участка светового поля, в пределах которого фазовый множитель меняется незначительно.

С другой стороны, соответствующим выбором плоскости регистрации голограммы или спекл-структуры можно измерить поступательное смещение независимо от наклона объекта.

Эти результаты дополняют приведенные выше данные относительно возможности разделения информации о различных составляющих перемещения в голографической и спекл-интерферометрии на основе выбора соответствующей плоскости пространственной фильтрации [158, 183].

Кроме того, эти результаты являются еще одним свидетельством общности методов голографической и спекл-интерферометрии и равных возможностей этих методов с точки зрения чувствительности измерений (при одинаковых условиях). При этом, однако, необходимо подчеркнуть, что имеется и ряд различий между голографической и спекл-интерферометрией, на часть из которых здесь обращено внимание.

### § 7.5. Чувствительность методов голографической и спекл-интерферометрии при регистрации в фурье-плоскости

Решение прикладных задач измерительной техники методами голографической и спекл-интерферометрии предполагает, в частности, возможность проведения сравнительного анализа их метрологических возможностей. В ряде недавних работ сравнивалась чувствительность этих методов. В [195] отмечено, что при измерении вращательного сдвига с регистрацией поля в плоскости резкого изображения чувствительность спекл-интерферометрии может приближаться к чувствительности голографической интерферометрии. В [184] установлено, что при регистрации в фурье-плоскости

оба метода имеют равную чувствительность к жесткому смещению объекта. В [197] показано, что оба метода имеют равную пороговую чувствительность к наклону объекта, если регистрация осуществляется в расфокусированной зоне, а поперечные размеры объекта равны апертуре линзы.

Рассмотрим пороговую чувствительность методов голографической и спекл-интерферометрии к жесткому смещению при регистрации в фурье-плоскости для объекта, поперечные размеры которого меньше апертуры регистрирующей линзы. При этом параметры регистрируемой спекл-структуры определяются размерами и формой объекта, а не апертурой линзы. В этом случае порог чувствительности метода спекл-интерферометрии оказывается вдвое ниже, чем голографической интерферометрии.

В целях наглядного сравнения сигналов измерительной информации, полученных обоими методами, регистрацию голограмм и спеклограмм в фурье-плоскости целесообразно осуществлять одновременно при использовании относительно слабого опорного пучка (с интенсивностью примерно в 2 раза меньше интенсивности объектного пучка).

В качестве тестового смещения выберем наклон поверхности объекта на малый угол  $\omega$  относительно оси  $y$ , лежащей в плоскости объекта. Известно [74], что такое смещение приводит к линейной фазовой модуляции объектного поля вида  $\exp [i2\pi(1 + \cos \gamma) \omega x / \lambda]$  и к поперечному смещению фурье-образа этого поля на величину  $\Delta \xi = (1 + \cos \gamma) \omega f$ , где  $\lambda$  — длина волны,  $\gamma$  — угол падения освещающего объект пучка,  $x$  — координата в плоскости объекта,  $f$  — фокусное расстояние фурье-преобразующей линзы.

Пусть поверхность объекта совпадает с передней фокальной плоскостью линзы и освещается плоской волной с единичной амплитудой, а регистрация объектного поля проводится в задней фокальной плоскости линзы (рис. 90, а). Тогда амплитудное пропускание двухэкспозиционной голограммы имеет вид:

$$\begin{aligned} \tau(\xi, \eta) = & \tau_0 - k \{ |T(\xi, \eta)|^2 + 1 + T(\xi, \eta) \exp[-i(2\pi/\lambda)\xi \sin \theta] + \\ & + T^*(\xi, \eta) \exp[i(2\pi/\lambda)\xi \sin \theta] + |T(\xi - \Delta \xi, \eta)|^2 + 1 + T(\xi - \Delta \xi, \eta) \times \\ & \times \exp[-i(2\pi/\lambda)\xi \sin \theta] + T^*(\xi - \Delta \xi, \eta) \exp[i(2\pi/\lambda)\xi \sin \theta] \}, \end{aligned} \quad (7.86)$$

где  $\tau_0, k$  — константы,  $T(\xi, \eta) = F[t(x, y)]$  — фурье-образ объектного поля,  $F$  — операторный символ фурье-преобразования,  $t(x, y)$  — комплекс-

ный коэффициент отражения объекта,  $\xi, \eta$  — координаты в фурье-плоскости,  $\theta$  — угол падения плоской опорной волны. В (7.86) четвертое, восьмое и пятое, девятое слагаемые отражают регистрацию соответственно прямого и сопряженного голографических изображений, а второе и шестое слагаемые — регистрацию двухэкспозиционной спеклограммы. При записи соотношения (7.86) предполагалось, что размеры объекта меньше апертуры линзы, и влияние ограниченности ее размеров не учитывалось.

Пусть формирование голографических и спекл-интерферограмм производится путем освещения фотопластинки узким лазерным пучком перпендикулярно ее поверхности. Если распределение амплитуды в поперечном сечении пучка описывается функцией  $p(\xi, \eta)$ , то световое поле за голограммой в непосредственной близости от ее поверхности может быть представлено произведением этой функции на амплитудное пропускание голограммы. Пусть рассеянное на голограмме световое поле переотображается второй фурье-преобразующей линзой (рис. 90, б), фокусное расстояние которой примем равным фокусному расстоянию линзы, использованной на этапе регистрации. Тогда комплексная амплитуда поля в задней фокальной плоскости ( $x', y'$ ) второй линзы может быть записана в виде

$$\begin{aligned} U(x', y') \sim & \{ (\tau_0 - 2k) \delta(x', y') - kF^{-1} [T(\xi, \eta) T^*(\xi, \eta)] E(x') - \\ & - k [t(x' + f \sin \theta, y') + t^*(x' - f \sin \theta, y')] E(x') \} \otimes P(x', y'), \end{aligned} \quad (7.87)$$

здесь  $E(x') = 1 + \exp[-i(2\pi/\lambda)(1 + \cos \gamma)\omega x']$ ,  $P(x', y') = F^{-1}[p(\xi, \eta)]$ , а  $\delta(x', y')$  — дельта-функция,  $F^{-1}$  — операторный символ обратного фурье-преобразования,  $\otimes$  — знак операции свертки. Первое слагаемое в (7.87) описывает яркое пятно на оптической оси, образованное недифрагированным пучком. Второе слагаемое представляет собой автокорреляционную функцию изображения объекта и описывает дифракционное гало вокруг этого пятна. При этом дифракционное гало промодулировано экспоненциальной функцией  $E(x')$ , ответственной за формирование спекл-интерферограммы. Третье и четвертое слагаемые описывают пару сопряженных голографических изображений объекта, которые смещены относительно оптической оси на величину  $\Delta x' = \mp f \sin \theta$  и промодулированы той же экспоненциальной функцией  $E(x')$ . Свертка с функцией  $P(x', y')$ , описывающей импульсный отклик оптической системы, характеризует спекл-структуру, которая модулирует дифракционное гало и голографические изображения, а также уширяет центральное пятно.

Пусть поперечные размеры объекта, угол падения опорного пучка и фокусное расстояние  $f$  выбраны таким образом, что голографические изображения и автокорреляционное гало в плоскости ( $x', y'$ ) пространственно не перекрываются. Предположим также, что период функции  $E(x')$  значительно превышает размеры импульсного отклика  $P(x', y')$ , и, следовательно, экспоненту в (7.87) можно вынести из-под знака интеграла свертки. Тогда интенсивность света в плоскости ( $x', y'$ ) без учета центрального яркого пятна описывается выражением

$$\begin{aligned} I(x', y') \sim & \{ | [t(x', y') \star t^*(-x', -y')] \otimes P(x', y')|^2 + |t(x' + f \sin \theta, y') \otimes \\ & \otimes P(x', y')|^2 + |t^*(x' - f \sin \theta, y') \otimes P(x', y')|^2 \} \cos^2 \{ [(2\pi/\lambda)(1 + \cos \gamma)\omega x'] \}, \end{aligned} \quad (7.88)$$

где  $\star$  — знак операции автокорреляции.

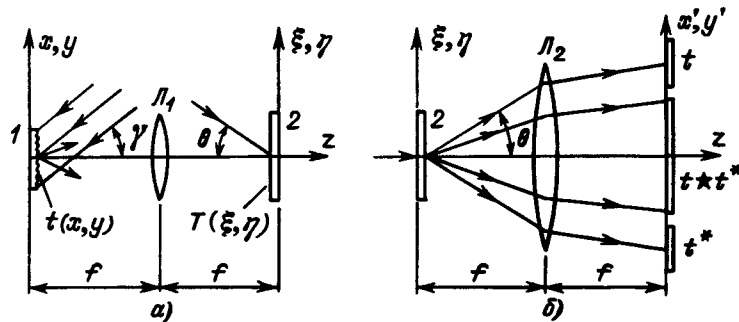


Рис. 90. Схема регистрации объектного поля (а) и формирования интерферограмм (б): 1 — объект, 2 — фотопластинка,  $L_1, L_2$  — линзы.

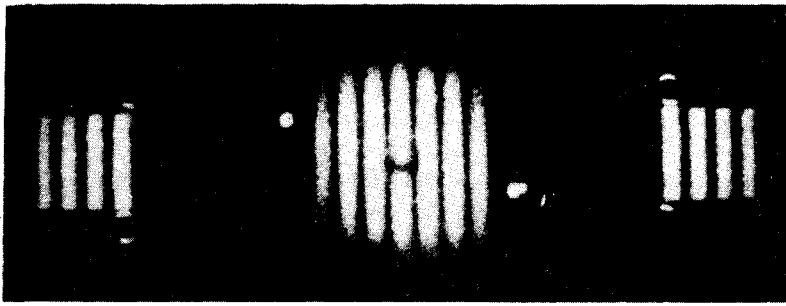


Рис. 91. Спекл-интерферограмма и голографические интерферограммы, отражающие наклон объекта при регистрации спекл-поля в фурье-плоскости.

Из (7.88) следует, что в дифракционном гало и в обоих голографических изображениях наблюдаются интерференционные картины с одинаковым периодом, что свидетельствует об одинаковой чувствительности голографической и спекл-интерферометрии к наклонам объекта. Различие состоит в том, что интерференционные полосы формируются в оптических полях, имеющих разные распределения интенсивности и пространственную протяженность. Действительно, поскольку интервал значений переменных, в котором интеграл автокорреляции не равен нулю, определяется [74] удвоенной шириной исходной функции, то протяженность дифракционного гало в два раза больше протяженности изображения. Поэтому в дифракционном гало должно укладываться в два раза больше полос, чем на голографическом изображении.

На рис. 91 представлен фотоснимок распределения интенсивности восстановленного поля в задней фокальной плоскости линзы при освещении двухэкспозиционной фурье-голограммы неразведенным лазерным пучком перпендикулярно поверхности голограммы. Между экспозициями объект квадратной формы наклонялся относительно вертикальной оси на угол  $\omega \approx 15^\circ$ . Поле в центре модулировано спекл-интерферограммой, тогда как боковые сопряженные изображения — голографической интерферограммой. Отчетливо видно, что количество интерференционных полос в автокорреляционном гало вдвое больше, чем на голографических изображениях. Следовательно, порог чувствительности к наклону спекл-интерферометрии в два раза ниже, чем голографической интерферометрии, а точность измерений — выше, поскольку прямые измерения можно проводить по большему числу полос. Отметим, что сравнение пороговой чувствительности целесообразно проводить при условии, что точность измерения вариаций освещенности на обеих интерферограммах одинакова. Это условие на практике выполняется при работе со снимками интерферограмм.

Этот результат вместе с данными работы [184] показывает на примере жесткого смещения объекта возможность рассмотрения процессов формирования голографических и спекл-интерферограмм с единичных позиций, основанных на учете смещения спекл-поля в результате движения объекта, что является еще одним свидетельством общности физических явлений, лежащих в основе этих методов.

## § 7.6. Голографическое вычитание изображений на основе регистрации в фурье-плоскости и пространственной фильтрации узким пучком

Реализация метода вычитания изображений [162–163] на основе регистрации двукратно экспонированных спеклограмм со сдвигом объекта между экспозициями (см. гл. 6) приводит к получению изображений с низким уровнем освещенности вследствие пространственной фильтрации диффузно рассеянного поля малой апертурой в минимуме интерференционной картины, соответствующей поступательному сдвигу.

С другой стороны, использование известных голографических методов вычитания изображений [174–177], основанных на применении различных фазосдвигающих элементов, связано с существенными техническими сложностями.

Поэтому очевидный интерес представляет разработка оптического метода вычитания, обеспечивающего приемлемый уровень освещенности разностного изображения и не требующего при этом трудоемкой настройки и юстировки схемы. Такой метод может быть реализован путем использования приема пространственной фильтрации в фурье-плоскости, характерного для оптики спеклов [162], при формировании голографических изображений.

В работе [198] описан метод вычитания изображений, реализованный на стыке голографии и оптики спеклов с регистрацией поля в области френелевской дифракции. Существо метода состоит во введении, аналогично [162], линейного фазового сдвига между сравниваемыми изображениями при регистрации френелевской голограммы посредством поступательного смещения одного из них и проведении пространственной фильтрации малой апертурой в фурье-плоскости оптической системы, переотображающей восстановленное изображение. Поскольку пространственную фильтрацию при этом необходимо проводить в минимуме интерференционной картины, формируемой в диффузно рассеянном поле, освещенность разностного изображения остается невысокой.

Однако переход от регистрации изображения, модулированного спеклами (спеклограммы), к голографической регистрации позволяет, в силу восстановления комплексной амплитуды, существенно расширить функциональные возможности проведения операции вычитания. В частности, открывается возможность проводить регистрацию светового поля в произвольной плоскости, а не только в плоскости изображения, как это делается в оптике спеклов. Кроме того, становится возможным использование недоступных для оптики спеклов (в силу отсутствия опорного пучка) приемов введения фазового сдвига между экспозициями.

Наибольший интерес представляет голографическая регистрация в фурье-плоскости, поскольку в этом случае плоскость пространственной фильтрации оказывается совмещенной с плоскостью голограммы. По этому оказывается возможным перейти от фильтрации диффузно рассеянного когерентного поля малой апертурой к освещению голограммы малоапертурным, т.е. неразведенным лазерным пучком [203].

Рассмотрим простую теорию метода на примере введения линейного фазового сдвига, который обеспечивается как поступательным смещением объекта на малую величину (в собственной плоскости), аналогично [162],

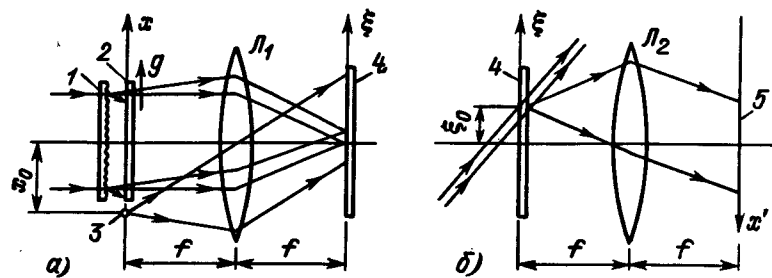


Рис. 92. Реализация голографического вычитания изображений с пространственной фильтрацией. Регистрация голограммы (а); наблюдение разностного изображения (б): 1 – диффузный рассеиватель, 2 – объект, 3 – точечный источник, 4 – голограмма, 5 – плоскость наблюдения,  $L_1, L_2$  – линзы.

так и наклоном на малый угол плоского опорного пучка. Представим поле на выходе диффузно освещаемого транспаранта (рис. 92) с пропусканием  $t_1(x)$  в виде

$$U_1(x) = t_1(x) \sum_n \exp(-i2\pi\xi_n x), \quad (7.89)$$

где  $\xi_n$  – пространственная частота  $n$ -й составляющей диффузного поля. Поле в фурье-плоскости в присутствии плоской опорной волны, соответствующее первой экспозиции, запишем в виде

$$U_1(\xi) = T_1(\xi) \oplus \sum_n \delta(\xi - \xi_n) + \exp(i2\pi x_0 \xi), \quad (7.90)$$

где  $T_1(\xi)$  – фурье-образ функции  $t_1(x)$ ,  $\xi = x_\xi/\lambda f$  – пространственная частота,  $x_\xi$  – координата в фурье-плоскости,  $\lambda$  – длина волны,  $f$  – фокусное расстояние линзы, осуществляющей фурье-преобразование,  $x_0$  – фиксированная координата точечного источника, формирующего опорный пучок согласно стандартной схеме фурье-голографии.

Далее запишем поле в фурье-плоскости, соответствующее второй экспозиции, когда транспарант с пропусканием  $t_1(x)$  заменяется сдвинутым на величину  $g$  транспарантом с пропусканием  $t_2(x) = t_1(x) - t_0(x)$ :

$$U_2(\xi) = [T_2(\xi) \oplus \sum_n \delta(\xi - \xi_n)] \exp(i2\pi g \xi) + \exp(i2\pi x_0 \xi). \quad (7.91)$$

Ограничимся рассмотрением составляющей пропускания голограммы, соответствующей одному из восстанавливаемых сопряженных изображений:

$$\begin{aligned} \tau(\xi) &= [T_1(\xi) \oplus \delta(\xi - \xi_n)] \exp(-i2\pi x_0 \xi) + \\ &+ [T_2(\xi) \oplus \delta(\xi - \xi_n)] \exp[-i2\pi(x_0 - g)\xi]. \end{aligned} \quad (7.92)$$

При освещении голограммы пучком малого диаметра, совпадающим по направлению с опорным, в направлении оптической оси формируется поле

$$\begin{aligned} U_B(\xi) &= [T_1(\xi) \oplus \sum_n \delta(\xi - \xi_n)] [1 + \exp(i2\pi g \xi_0)] + \\ &+ [T_0(\xi) \oplus \sum_n \delta(\xi - \xi_n)] \exp(i2\pi g \xi_0), \end{aligned} \quad (7.93)$$

где  $\xi_0$  – фиксированное значение пространственной частоты, соответствующее положению центра освещенной области на фурье-голограмме.

Ясно, что при освещении фурье-голограммы копией опорного пучка в ее плоскости формируется распределение интенсивности

$$I(\xi) = |T_1(\xi) \oplus \sum_n \delta(\xi - \xi_n)|^2 \cos^2(\pi g x_\xi / \lambda f) + |T_0(\xi) \oplus \sum_n \delta(\xi - \xi_n)|^2, \quad (7.94)$$

соответствующее формированию регулярной интерференционной картины, модулированной спекл-структурой (первое слагаемое) и фоном от разностной части.

Легко показать, что при

$$\xi_0 = (2k + 1)/2g \quad (k = 0, \pm 1, \pm 2 \dots) \quad (7.95)$$

экспоненты в (7.93) обращаются в  $-1$ , и

$$U_B^{(-)}(x') = t_0(x') \sum_n \exp(-i2\pi\xi_n x'), \quad (7.96)$$

что соответствует наблюдению изображения, представляющего собой разность двух транспарантов и сформированного в диффузно рассеянном излучении.

В случае, когда фиксированное положение центра восстанавливающего пучка соответствует значению пространственной частоты

$$\xi_0 = k/g, \quad (7.97)$$

то распределение в выходной плоскости принимает вид

$$U_B^{(+)}(x') = [t_1(x') - t_2(x')] \sum_n \exp(-i2\pi\xi_n x'), \quad (7.98)$$

т.е. реализуется сложение интенсивностей двух изображений.

Эксперимент проводился с пропускающим диффузным рассеивателем, который последовательно перекрывался круговой и квадратной апертурами. Голограмма регистрировалась в фурье-плоскости объектива в присутствии плоского опорного пучка. В промежутке между экспозициями объект смещался в поперечном направлении на расстояние около 15 мкм, и его центральная часть перекрывалась непрозрачным экраном. После обработки, включавшей отбеливание, голограмма освещалась неразведенным пучком лазера (что соответствовало пространственной фильтрации малой апертурой в фурье-плоскости), и восстановленное после фурье-преобразования вторым объективом поле наблюдалось на экране либо фотографировалось (рис. 93). Аналогичный результат был достигнут путем поворота на малый угол опорного пучка при неизменном положении объекта и диффузного рассеивателя.

Эксперимент, проведенный со стандартной мишенью, показал, что формирование разностного изображения осуществляется с незначительным шумовым фоном, однако уровень спекл-шума в связи с использованием пучка малого диаметра достаточно высок (рис. 94), что ограничивает разрешение изображения до величины около 0,1 мм. Возможный путь ослабления спекл-шума связан с фильтрацией набором щелей.

Следует также отметить, что при освещении голограммы коллимированным лазерным пучком (а также источником белого света) в ее плоскости наблюдались эквидистантные интерференционные полосы, период кото-



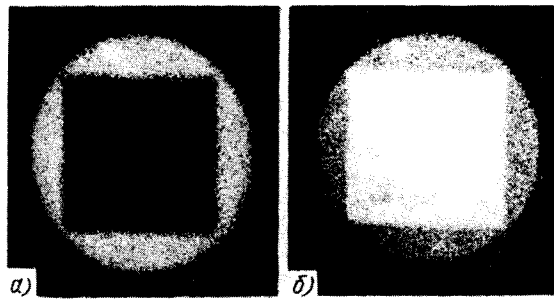


Рис. 93. Результаты вычитания (а) и сложения (б) круговой и квадратной апертур, освещаемых через диффузный рассеиватель.

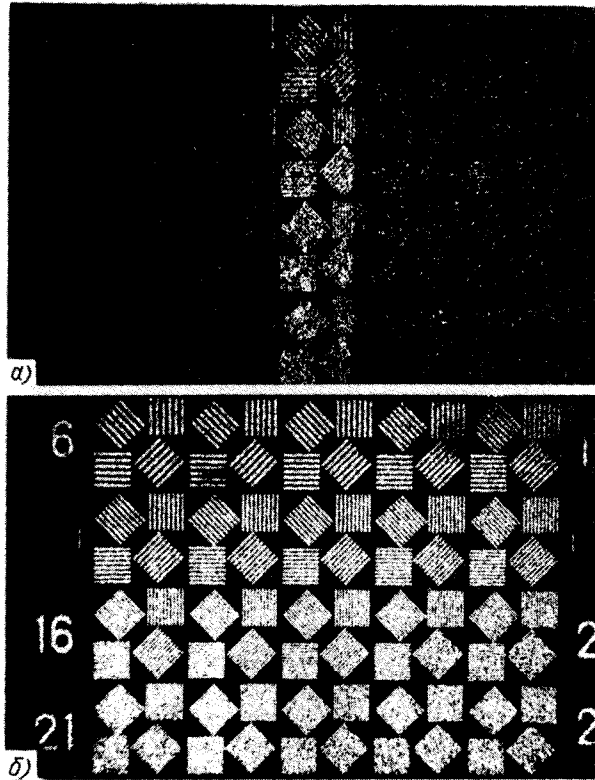


Рис. 94. Результат вычитания фрагмента мира (а) и ее изображение, полученное при освещении голограммы коллимированным пучком (б).

рых определялся величиной относительного сдвига вычитаемых изображений или углом, на который поворачивался опорный пучок. Вычитание осуществлялось при положении восстанавливающего пучка, соответствующем локализации темных полос этой интерферограммы, что и определялось условием  $\xi_0 = (2k + 1)/2g$ . При перемещении восстанавливающего пучка

в положение, соответствующее светлой полосе ( $\xi_0 = k/g$ ), наблюдался эффект сложения. Необходимо подчеркнуть, что узкий пучок, осуществляющий фильтрацию в фурье-плоскости, в отличие от метода [162–163], где малая апертура помещается в область поля с минимальной интенсивностью (темную полосу спекл-интерферограммы), лишь незначительно ослаблялся пропусканием отбеленной голограммы. Проведенное сравнение показало превышение яркости разностного изображения, полученного данным методом, над яркостью изображения, полученного методом [162], примерно на два порядка. Очевидно, что рассматриваемый метод не может быть реализован в варианте спекл-оптики в связи с невозможностью воспроизведения изображения по квадрату модуля его фурье-образа.

Как уже отмечалось (см. соотношение (7.78)), поле в плоскости фурье-голограммы представляет собой регулярную интерференционную картину, создаваемую идентичными областями пространственных спектров сравниваемых изображений, а также спектр разностной части. Последний, в силу использования диффузного освещения, практически однородно распределен по плоскости пространственных частот. Очевидно, что вычитание оказывается возможным только в том случае, когда интенсивность пространственного спектра разностной части превышает локальную интенсивность в определенной области интерференционной картины, чему и должно соответствовать условие  $\xi_0 = (2k + 1)/g$ .

Для иллюстрации этого условия сравним, как меняется освещенность в областях плоскости наблюдения, соответствующих идентичным и разностному участкам изображения при сканировании голограммы малоапертурным восстанавливающим пучком (рис. 95). Кривая 2, имеющая периодический характер, получена на самописце при равномерном смещении голограммы относительно восстанавливающего пучка и помещении апертуры фотоприемника в геометрический центр области плоскости наблюдения  $x'$ , соответствующей идентичным участкам изображения. При выполнении условия  $\xi_0 = (2k + 1)/g$ , т.е. при совмещении центра узкого восстанавливающего пучка с областью голограммы, соответствующей минимуму интерференционной картины, освещенность идентичного участка минимальна. Наоборот, при выполнении условия  $\xi_0 = k/g$ , реализуемого при освещении области, соответствующей максимуму интерференционной картины в плоскости фурье-голограммы, освещенность этого участка достигает максимума. Кривая 1, полученная при помещении апертуры фотоприемника в геометрический центр разностной части изображения, показывает, что освещенность в этой области плоскости наблюдения практически не зависит

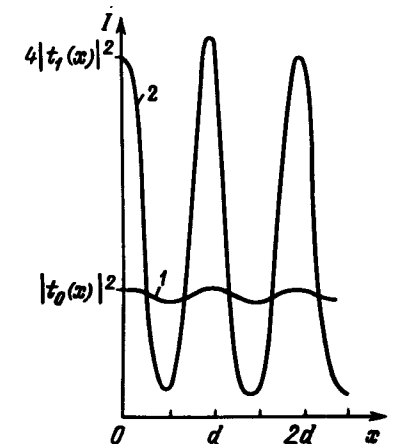


Рис. 95. Изменение интенсивности сигнальной (1) и фоновой (2) составляющих при сканировании голограммы малоапертурным пучком.

от положения центра восстанавливающего пучка относительно голограммы \*).

Таким образом, в плоскости наблюдения, где разностная и идентичные части изображения пространственно изолированы, последняя играет роль шумового фона, ограничивающего возможность выделения полезного сигнала (разностного изображения). Ясно, что выделение разностного изображения становится возможным тогда, когда его интенсивность превышает интенсивность фона в идентичных участках изображения (на рис. 95 этому отвечают области, где кривая 1 проходит выше кривой 2). В фурье-плоскости, где спектры идентичных и разностной частей изображения пространственно перекрыты, этому соответствует положение центра узкого восстанавливающего пучка вблизи минимума интерференционной картины от идентичных частей объектного поля. Интересно, что кривые рис. 95 качественно отражают распределение интенсивностей в плоскости фурье-голограммы, являющейся плоскостью пространственных частот, при освещении голограммы коллимированным восстанавливающим пучком (см. соотношение (7.94)). В плоскости  $\xi$  имеет место периодическое изменение интенсивности с максимальным значением  $4 |T_1(\xi)|^2$  и наложенное на него однородное распределение  $|T_0(\xi)|^2$ .

Рассмотрим теперь введение между экспозициями фурье-голограммы квадратичного фазового сдвига. Простой анализ показывает, что такой сдвиг может быть обеспечен путем изменения кривизны одного из интерферирующих пучков. Один из возможных приемов изменения кривизны объектного пучка состоит в продольном смещении объекта. Отметим, что этот прием может быть распространен и на метод [162], реализуемый средствами оптики спеклов.

Если поле на выходе диффузно освещаемого транспаранта представить с помощью выражения (7.92), то продольному смещению транспаранта на величину  $G$  соответствует свертка пропускания транспаранта с квадратичным фазовым множителем вида  $\exp(i\pi x^2/\lambda G)$ . Тогда поле в фурье-плоскости, регистрируемое при второй экспозиции в присутствии плоского опорного пучка, можно представить в виде

$$U_2'(\xi) = [T_2(\xi) \otimes \sum_n \delta(\xi - \xi_n)] \exp(i\pi \lambda G \xi^2) + \exp(i2\pi x_0 \xi). \quad (7.99)$$

Поле, восстановленное в плоскости фурье-голограммы при освещении ее копией опорного пучка, с учетом (7.90) запишем в виде

$$U_B'(\xi) = [T_1(\xi) \otimes \sum_n \delta(\xi - \xi_n)] [1 + \exp(i\pi \lambda G \xi^2)] + [T_0(\xi) \otimes \sum_n \delta(\xi - \xi_n)] \exp(i\pi \lambda G \xi^2), \quad (7.100)$$

чему соответствует распределение интенсивности

$$I_B'(\xi) = 4 |T_1(\xi) \otimes \sum_n \delta(\xi - \xi_n)|^2 \cos^2(\frac{1}{2} \pi \lambda G \xi^2) + |T_0(\xi) \otimes \sum_n \delta(\xi - \xi_n)|^2. \quad (7.101)$$

\* Следует отметить, что незначительная модуляция разностного сигнала (изображения) обусловлена конечностью апертуры фотоприемника, что приводит к попаданию в нее части излучения от идентичных участков изображения.

Очевидно, что первое слагаемое в двумерном рассмотрении соответствует формированию интерференционной картины в виде концентрических колец с убывающим от центра к периферии периодом, а второе слагаемое описывает пространственный спектр разностной части изображения, равномерно распределенный, в силу диффузного рассеяния, по плоскости пространственных частот. Поскольку минимумы интерференционной картины располагаются в точках со значениями пространственных частот

$$\xi_0^2 = (2k + 1)/\lambda G \quad (k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots), \quad (7.102)$$

то пространственная фильтрация в соответствующих точках фурье-плоскости путем освещения узким восстанавливающим пучком приведет, как и в случае линейного фазового сдвига, к образованию разностного изображения. Действительно, в этом случае экспоненты в (7.100) обращаются в  $-1$ , и после обратного фурье-преобразования имеем

$$U_B^{(-)}(x') = F[T_0(\xi) \otimes \sum_n \delta(\xi - \xi_n)] = t_0(x') \sum_n \exp(-i2\pi \xi_n x'). \quad (7.103)$$

При выполнении условия

$$\xi_0^2 = k/\lambda G, \quad (7.104)$$

что соответствует фильтрации в максимуме интерференционной картины, реализуется сложение сравниваемых изображений по интенсивности.

Отметим, что наличие интерференционных полос (колец) переменного периода позволяет, не меняя апертуры восстанавливающего пучка, подбирать оптимальные соотношения между величиной апертуры и "шириной" интерференционного минимума. Кроме того, введение квадратичного фазового сдвига позволяет заметно снизить требования к точности смещения объекта между экспозициями, поскольку необходимые продольные смещения более чем на порядок больше, чем поперечные.

Как уже отмечалось, проведение пространственной фильтрации строго в области, соответствующей минимуму интерферограммы, обеспечивает полное взаимное подавление идентичных участков сравниваемых изображений. Однако на практике используются восстанавливающие пучки с конечной апертурой. Уменьшение апертуры, с одной стороны, приводит к падению разрешения и возрастанию спекл-шума, а с другой — к ослаблению фона от идентичных частей изображений, т.е. возрастанию соотношения сигнал/фон в плоскости наблюдения. Поэтому при проведении вычитания неизменно встает вопрос об оптимальном сочетании разрешения и отношения сигнал/фон, характеризующих качество разностного изображения. Очевидно, что отношение сигнал/фон определяется в первую очередь выбором центра области пространственной фильтрации на фурье-голограмме и соотношением между размером апертуры и периодом интерференционных полос в области фильтрации. Рассмотрим факторы, влияющие на качество изображения, более подробно.

Определим отношение сигнал/фон с помощью интенсивностей разностного сигнала  $I_c = |t_0(x')|^2$  и шумового фона  $I_\Phi$  в плоскости наблюдения и рассмотрим зависимость отношения  $I_c/I_\Phi$  от положения и размеров области фильтрации в фурье-плоскости. Считаем, что восстановление разностного

сигнала производится путем фильтрации пучком точечного сечения\*) с предварительным введением фазового сдвига. Тогда для произвольного положения центра восстанавливающего пучка, определяемого фиксированным значением пространственной частоты  $\xi_0$ , распределение амплитуд в плоскости фурье-голограммы можно записать в виде

$$U(\xi) = [T_1(\xi) \otimes \delta(\xi - \xi_0)] [1 + \exp(i2\pi g \xi_0)] + [T_0(\xi) \otimes \delta(\xi - \xi_0)] \exp(i2\pi g \xi_0), \quad (7.105)$$

чему соответствует распределение интенсивности

$$I(\xi) = 4 |T_1(\xi - \xi_0)|^2 \cos^2(\pi g \xi_0) + |T_0(\xi - \xi_0)|^2. \quad (7.106)$$

Как мы убедились выше (см. рис. 95), распределение интенсивности в плоскости наблюдения  $x'$  подчиняется такой же закономерности: интенсивность разностного сигнала не зависит от положения центра фильтрующего пучка, а интенсивность шумового фона (идентичной части) периодически меняется в пределах от 0 до  $4 |t_1(x')|^2$ . Действительно, первое слагаемое (7.105) удобно представить в виде

$$U_1(\xi) = [T_1(\xi) \otimes \delta(\xi - \xi_0)] [1 + \cos(2\pi g \xi_0)]. \quad (7.107)$$

Отсюда видно, что второй множитель играет роль постоянного коэффициента, который, в зависимости от выбора  $\xi_0$ , меняется от 0 до 2 и определяет величину амплитуды (а при регистрации квадратичным детектором — и интенсивности) пропускаемого фона. После обратного фурье-преобразования амплитуда разностной части изображения в плоскости наблюдения без учета его малого смещения в собственной плоскости и ориентации формирующего его пучка приобретает вид

$$U_1(x') = t_1(x') [1 + \cos(2\pi g \xi_0)]. \quad (7.108)$$

Второе слагаемое (7.105) после обратного фурье-преобразования описывает распределение амплитуд разностной части изображения, являющейся полезным сигналом. Распределение интенсивности в плоскости наблюдения определяется вкладом двух слагаемых, описывающих пространственно изолированные сигнал и фон:

$$I(x') = 4 |t_1(x')|^2 \cos^2(\pi g x_{\xi_0} / \lambda f) + |t_0(x')|^2, \quad (7.109)$$

где  $x_{\xi_0}$  — координата точки фильтрации в плоскости фурье-голограммы. Отсюда легко записать выражение для отношения сигнал/фон:

$$I_c / I_\Phi = [4 \cos^2(\pi g x_{\xi_0} / \lambda f)]^{-1} = [4 \cos^2(\pi x_{\xi_0} / d)]^{-1}, \quad (7.110)$$

где  $d = \lambda f / g$  — период формируемой в плоскости фурье-голограммы регулярной интерференционной картины.

На практике пространственная фильтрация может быть осуществлена узким восстанавливающим пучком конечного сечения. При этом с увеличением диаметра такого пучка следует ожидать возрастания фонового сигнала и, следовательно, уменьшения отношения сигнал/фон.

\*) На практике речь может идти о пучке с диаметром порядка или меньше характерного размера индивидуального спекла.

Определим интенсивность фона, создаваемого фильтрующим пучком с диаметром  $2r$  путем интегрирования выражения (7.109):

$$I_\Phi(x') \sim 4 \int_{x_\xi^{(f)} - r}^{x_\xi^{(f)} + r} \cos^2(\pi g x_{\xi_0} / \lambda f) dx_{\xi_0}, \quad (7.111)$$

где  $x_\xi^{(f)} = (2k + 1) \lambda f / 2g$  — координата центра темной интерференционной полосы в фурье-плоскости. Вычисляя интеграл (7.111), получаем

$$I_\Phi(x') = 4r - (2d/\pi) \sin(2\pi r/d). \quad (7.112)$$

Интегрирование в этих же пределах сигнальной составляющей дает

$$I_c(x') \sim 2r. \quad (7.113)$$

Отсюда легко получить зависимость отношения сигнал/фон от радиуса фильтрующего пучка:

$$I_c / I_\Phi = [2 - (d/\pi r) \sin(2\pi r/d)]^{-1}. \quad (7.114)$$

Более строго это выражение можно записать, располагая информацией о конкретном распределении пропускания в идентичной и разностной частях сравниваемых изображений.

В экспериментах по измерению отношения сигнал/фон в качестве объекта использовался равномерно освещенный диффузный рассеиватель, вычитаемая часть которого в промежутке между экспозициями перекрывалась непрозрачным экраном. Поэтому освещенность единицы площади разностной и фоновой частей изображения практически не зависела от структуры объекта.

Измерение зависимости отношения сигнал/фон от положения области фильтрации в плоскости фурье-голограммы проводилось с помощью установки (рис. 96), в которой предусматривалось дискретное перемещение голограммы относительно узкого (радиус  $\approx 0,5$  мм) восстанавливающего пучка и сканирование апертурой фотоприемника (фотоэлектронного умножителя) плоскости изображения. Сигнал с выхода фотоприемника подавался на самописец, значения  $I_c$  и  $I_\Phi$  в относительных единицах снимались с ленты самописца, и по ним рассчитывалось значение  $I_c / I_\Phi$  для каждого положения голограммы относительно восстанавливающего пучка в пределах интерференционной полосы. Отметим, что путем подбора смещения объекта между экспозициями в эксперименте обеспечивался период интерференционных полос в плоскости фурье-голограммы  $\approx 5$  мм, а шаг измерения составлял 1 мм. Полученные экспериментально зависи-

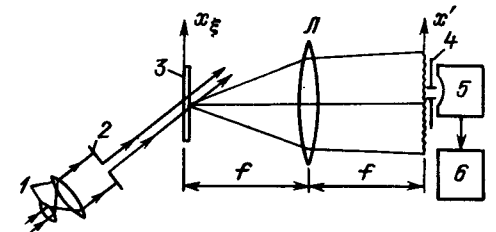


Рис. 96. Схема устройства для измерения интенсивности сигнальной и фоновой составляющих восстанавливаемого поля: 1 — коллиматор, 2 — полявая диафрагма, 3 — фурье-голограмма, 4 — апертурная диафрагма в выходной плоскости, 5 — фотоэлектронный умножитель, 6 — самописец.

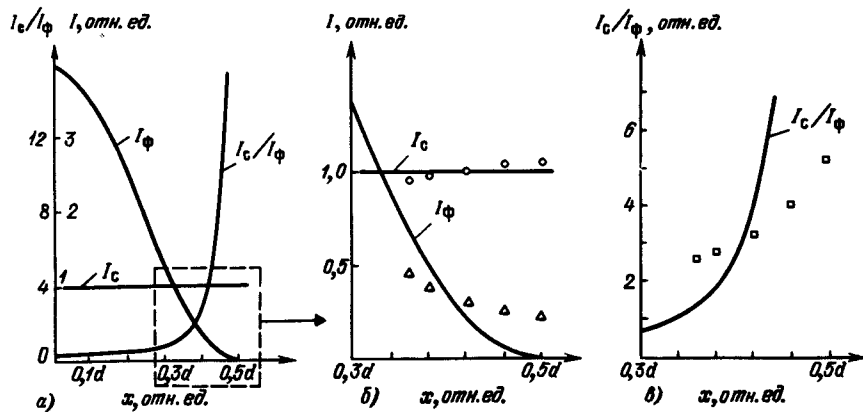


Рис. 97. Теоретические (а) и экспериментальные (в сравнении с теорией) зависимости интенсивности сигнальной и фоновой составляющих (б), а также отношения сигнал/фон (в) от положения центра области фильтрации в пределах интерференционной полосы.

мости  $I_c$ ,  $I_\phi$ , а также  $I_c/I_\phi$ , от координаты центра области фильтрации показали удовлетворительное качественное совпадение с теоретическими кривыми (рис. 97). Отклонение максимальных измеренных значений отношения сигнал/фон от теоретических связано главным образом с конечностью размера фильтрующей апертуры, что обусловило попадание в плоскость наблюдения заметного фоновых сигнала даже при положении центра фильтрующего пучка точно в минимуме интерферограммы (в центре темной интерференционной полосы).

При измерении зависимости отношения сигнал/фон от радиуса фильтрующего пучка последний фиксированно устанавливался в центр темной интерференционной полосы и ограничивался диафрагмой, радиус которой дискретно изменялся в пределах от 0,5 до 1,7 мм. Для каждого значения радиуса путем сканирования фотоприемником плоскости изображения измерялись интенсивность сигнала и фона и рассчитывалось отношение сигнал/фон. Результаты измерений в сравнении с теоретическими зависимостями приведены на рис. 98. Наименьшему значению  $r$ , равному 0,5 мм, соответствует максимальное значение  $I_c/I_\phi$ , равное 5,2. Далее, с возрастанием радиуса восстанавливающего пучка, уменьшение отношения сигнал/фон качественно удовлетворительно соответствует теоретической зависимости, построенной на основании соотношения (7.114). Некоторое отличие хода экспериментальной кривой от теоретической обусловлено двумя обстоятельствами. Первое состоит в том, что в силу наклонного падения восстанавливающего пучка на голограмму ее освещенный участок имеет форму эллипса (а не круга), растянутого в направлении, перпендикулярном направлению интерференционных полос. Второе обстоятельство связано с гауссовым характером распределения энергии (интенсивности) по сечению восстанавливающего пучка, обуславливающим неравномерное распределение освещенности в восстановленном поле.

Отметим, что приведенные здесь закономерности, связывающие изменение величины отношения сигнал/фон с параметрами фильтрующего (восстанавливающего) пучка при голографическом вычитании [198, 203], могут быть использованы для оценки характеристик качества вычитания средствами оптики спеклов [162].

В целом же голографическое вычитание на основе пространственной фильтрации, в том числе с регистрацией в фурье-плоскости, является наглядным примером того, что перенесение приемов оптики спеклов в голографию не только расширяет сферу ее приложений, но и обеспечивает появление новых возможностей, недоступных для оптики спеклов в силу ограниченных изображающих свойств спеклограмм.

### § 7.7. Выявление изменений микрорельефа поверхности путем голографического вычитания

Методы выявления изменений (нарушений) микрорельефа поверхности на основе голографической интерферометрии обсуждались в работах [178–181]. Существо этих методов состоит в регистрации уменьшения контраста интерференционных полос, отражающего некоторое известное смещение объекта (например, наклон), вводимое между экспозициями дополнительно к нарушению микрорельефа. Падение контраста голографической интерферограммы является следствием уменьшения корреляции комплексных амплитуд световых полей, соответствующих двум экспозициям голограммы. Визуально оно обнаруживается в увеличении интенсивности в темных полосах (минимумах) интерференционной картины. Если при этом зона нарушения микрорельефа поверхности оказывается меньше периода интерферограммы, то она остается невыявленной.

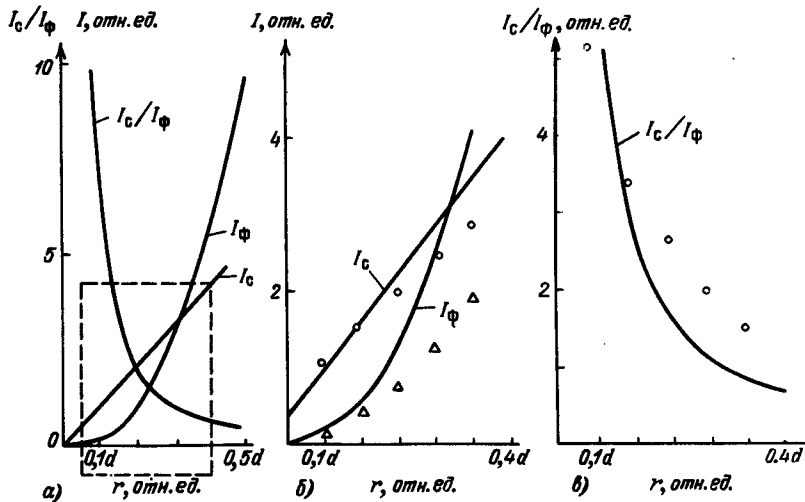


Рис. 98. Теоретические (а) и экспериментальные (в сравнении с теорией) зависимости сигнальной и фоновой составляющих (б), а также отношения сигнал/фон (в) от радиуса восстанавливающего пучка.

Для определения изменений микрорельефа поверхности можно использовать методы голографического вычитания [174–177], основанные на внесении между экспозициями разности фаз в  $\pi$  радиан в опорную и объектную волны. Однако применение этих методов не позволяет проводить количественное определение изменений микрорельефа именно ввиду внесения постоянной разности фаз.

Ниже обсуждается метод выявления изменений микроструктуры поверхности посредством голографического вычитания на основе пространственной фильтрации, позволяющий преодолеть указанные выше трудности и ограничения. Существо метода состоит в регистрации двукратно экспонированной голограммы в фурье-плоскости, создании в плоскости изображения картины несущих интерференционных полос бесконечной ширины посредством фиксированного наклона опорного пучка на малый угол и проведении на этапе восстановления пространственной фильтрации посредством ограничения освещаемой области голограммы.

Рассмотрим теорию метода. Пусть объект исследования имеет квази-плоскую диффузно отражающую поверхность и освещается нормально плоской волной, а в фурье-плоскости регистрируется в присутствии наклонного опорного пучка двухэкспозиционная голограмма (рис. 99).

Световое поле в непосредственной близости от поверхности представим в виде

$$U_1(x, y) = a_0 t(x, y), \quad (7.115)$$

где  $a_0$  – амплитуда освещающей волны, функция  $t(x, y) = t_0(x, y) \exp[i\varphi(x, y)]$  имеет смысл комплексного коэффициента отражения объекта,  $t_0(x, y)$  – амплитудный коэффициент отражения – детерминированная функция, характеризующая макроструктуру объекта,  $\varphi(x, y)$  – непрерывная случайная функция координат, которая характеризует диффузное рассеяние на микроструктуре поверхности. Световое поле  $U_1(x, y)$  соответствует первой экспозиции.

Пусть между экспозициями по каким-либо причинам (например, в результате коррозии) в некоторой области  $G$  поверхности объекта произошло изменение микрорельефа. Если эти изменения влияют только на фазу световой волны, то световое поле в плоскости объекта во время второй экспозиции будет иметь вид

$$U_2(x, y) = \begin{cases} a_0 t(x, y) = a_0 t_0(x, y) \exp[i\varphi(x, y)], & \text{если } x, y \notin G, \\ a_0 h(x, y) = a_0 t_0(x, y) \exp[i\psi(x, y)], & \text{если } x, y \in G, \end{cases} \quad (7.116)$$

где  $h(x, y)$  – комплексный коэффициент отражения в области  $G$  после того, как в ней произошло изменение микрорельефа;  $\psi(x, y)$  – непрерывная случайная функция координат, характеризующая диффузное рассеяние на измененном микрорельефе поверхности в области  $G$ .

Изменим между экспозициями угол наклона опорного пучка на малую величину  $\Delta\omega$ , повернув его вокруг оси  $\xi$ , лежащей в плоскости голограммы. Можно показать, что при освещении зарегистрированной таким образом двухэкспозиционной фурье-голограммы пучком, идентичным опорному пучку, соответствовавшему, например, первой экспозиции, восстанавливается объективное световое поле, которое в плоскости голограммы

имеет вид

$$U(\xi, \eta) = F[U_1(x, y)] + F[U_2(x, y)] \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} \Delta\omega\eta\right), \quad (7.117)$$

где  $F$  – операторный символ фурье-преобразования.

Запишем восстановленное световое поле  $U(\xi, \eta)$  в виде суперпозиции световых полей, рассеянных поверхностью объекта, содержащей и не содержащей область  $G$ , во время первой и второй экспозиций. Тогда с учетом (7.115) и (7.116) выражение (7.117) представим в следующем виде:

$$U(\xi, \eta) = a_0 \left\{ F[t(x, y)|_{x, y \notin G}] \left[ 1 + \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} \Delta\omega\eta\right) \right] \right\} + a_0 F[t(x, y)|_{x, y \in G}] + a_0 F[h(x, y)|_{x, y \in G}] \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} \Delta\omega\eta\right). \quad (7.118)$$

Из (7.118) следует, что пространственный спектр поверхности, не принадлежащей области  $G$ , промодулирован периодической функцией, являющейся типичным интерференционным множителем. Действительно, если область  $G$  равна 0 или просто в этой области не произошло никаких изменений, т.е.  $\varphi(x, y) \equiv \psi(x, y)$ , то интенсивность объектного светового поля в плоскости  $(\xi, \eta)$  будет равна

$$I(\xi, \eta) = 4a_0^2 |F[t(x, y)]|^2 \cos^2(\pi\Delta\omega\eta/\lambda), \quad (7.119)$$

т.е. в плоскости голограммы будут наблюдаться локализованные прямолинейные полосы с постоянным периодом  $\Lambda = \lambda/\Delta\omega$ .

Расположим теперь непосредственно за плоскостью голограммы бинарный фильтр в виде непрозрачного экрана с малым отверстием (рис. 100) диаметром  $d \ll \Lambda$ , где  $\Lambda$  определяет период функции  $\exp(i2\pi\Delta\omega\eta/\lambda)$ , т.е.  $d \ll \lambda/\Delta\omega$ , что обеспечивается заданием достаточно малого угла  $\Delta\omega$ . Тогда в пределах этого отверстия  $\exp(i2\pi\Delta\omega\eta/\lambda)$  не будет значительно изменяться, и ее можно считать величиной постоянной, определяемой положением фильтрующего отверстия  $\xi_0, \eta_0$ . Объектное световое поле в пределах фильтрующего отверстия будет иметь вид выра-

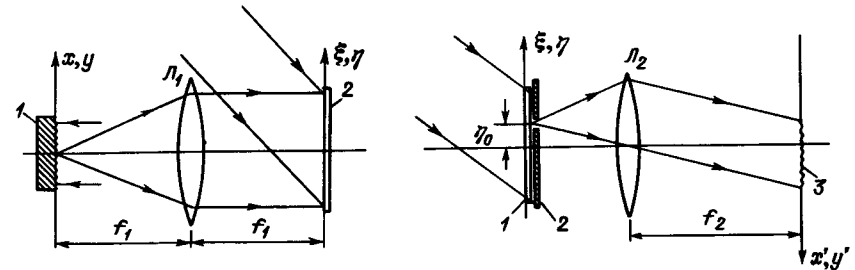


Рис. 99. Регистрация двухэкспозиционной голограммы с нарушаемой микроструктурой: 1 – диффузно отражающий объект, 2 – голограмма,  $L_1$  – линза.

Рис. 100. Наблюдение восстановленного поля и выявление нарушения структуры поверхности: 1 – фурье-голограмма, 2 – экран с малым отверстием, 3 – действительное изображение объекта,  $L_2$  – линза.

жения (7.118), в котором экспонента равна постоянному значению  $\exp(i2\pi\Delta\omega\eta_0/\lambda)$ .

В задней фокальной плоскости линзы  $L_2$ , формирующей действительное изображение объекта, комплексная амплитуда света будет равна обратному фурье-образу от  $U(\xi, \eta)$ . Следовательно, интенсивность света в этой плоскости при  $f_2 = f_1$  описывается выражением

$$I(x', y') = |F^{-1}[U(\xi, \eta)]|^2 = 2a_0^2 |t_0(x', y')|_{x', y' \notin G}^2 [1 + \cos(2\pi\Delta\omega\eta_0/\lambda)] + 2a_0^2 |t_0(x', y')|_{x', y' \in G}^2 \{1 + \cos[\varphi(x, y) - \psi(x, y) - 2\pi\Delta\omega\eta_0/\lambda]\}. \quad (7.120)$$

При получении выражения (7.120) для упрощения записи был проведен учет влияния ограниченности размеров фильтрующего отверстия только по отношению к медленно меняющейся функции  $\exp(i2\pi\Delta\omega\eta/\lambda)$  в (7.118). Однако в силу того, что поверхность объекта является диффузно отражающей ограничение размеров фильтрующей апертуры приводит к появлению спекл-эффекта в области изображения. Поэтому для оценки распределения интенсивности света в плоскости  $(x', y')$  без учета спекл-эффекта усредним значение интенсивности по площади, превышающей в несколько раз размеры индивидуальных спеклов в этой плоскости. Тогда, если между экспозициями в области  $G$  произошли такие изменения микрорельефа, что функции  $\varphi(x, y)$  и  $\psi(x, y)$  можно считать статистически независимыми, т.е. комплексные амплитуды света в области  $G$  во время первой и второй экспозиций оказываются полностью декоррелированными, то  $\langle \cos[\varphi(x, y) - \psi(x, y) - 2\pi\Delta\omega\eta_0/\lambda] \rangle = 0$ . Следовательно, выражение (7.120) в результате усреднения примет вид

$$\langle I(x', y') \rangle = 2a_0^2 \langle |t_0(x', y')|_{x', y' \notin G}^2 \rangle \times [1 + \cos(2\pi\Delta\omega\eta_0/\lambda)] + \langle |t_0(x', y')|_{x', y' \in G}^2 \rangle. \quad (7.121)$$

Из (7.121) видно, что интенсивность света в изображении объекта вне области  $G$  зависит от положения фильтрующего отверстия в плоскости голограммы. Если центр этого отверстия находится в точке, для которой будет выполняться соотношение\*

$$\eta_0 = (2k + 1)(\lambda/2\Delta\omega), \quad k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (7.122)$$

то  $\cos(2\pi\Delta\omega\eta_0/\lambda) = -1$ , и (7.121) примет вид

$$\langle I(x', y') \rangle = 2a_0^2 \langle |t_0(x', y')|_{x', y' \in G}^2 \rangle. \quad (7.123)$$

Таким образом, в плоскости  $(x', y')$  будет формироваться только изображение области  $G$ . Поскольку это изображение формируется на темном фоне, оно легко выявляется визуально и имеет уверенно различимые границы.

Если перемещать фильтрующее отверстие вдоль оси  $\eta$ , то средняя интенсивность света в области  $G$  будет оставаться постоянной, тогда, как в изо-

\* Отметим, что соотношение (7.122) удовлетворяет условию минимума в интерференционной картине, описываемой выражением (7.119), т.е. в этом случае центр фильтрующего отверстия будет совпадать с центром темной полосы в этой интерференционной картине.

бражении, не включающем область  $G$ , средняя интенсивность будет периодически меняться. При выполнении условия  $\eta_0 = k\lambda/\Delta\omega$ , т.е. когда центр фильтрующего отверстия совпадает с центром светлой полосы в интерференционной картине, описываемой выражением (7.119), (7.121) примет вид

$$\langle I(x', y') \rangle = 4a_0^2 \langle |t_0(x', y')|_{x', y' \notin G}^2 \rangle + 2a_0^2 \langle |t_0(x', y')|_{x', y' \in G}^2 \rangle. \quad (7.124)$$

Из (7.108) видно, что вне области  $G$  средняя интенсивность света в два раза выше, чем в пределах области  $G$ , при условии  $t_0(x, y)|_{x, y \in G} = t_0(x, y)|_{x, y \notin G}$ . Это объясняется тем, что световые поля, соответствующие первой и второй экспозициям вне области  $G$ , являются пространственно когерентными и интерферируют, тогда как в пределах области  $G$  вследствие нарушения микрорельефа эти поля оказываются пространственно некогерентными и, следовательно, складываются по интенсивности. В силу такого различия освещенности область  $G$  может быть выявлена и в этом случае, однако с меньшей уверенностью, так как изображение  $G$  в этом случае формируется на ярком фоне. Более того, амплитудный коэффициент отражения может значительно изменяться на поверхности объекта и может быть в области  $G$  больше, чем на других участках поверхности, что еще больше затруднит ее выявление. Это означает, что пространственная фильтрация в темной полосе обладает очевидными преимуществами при решении рассматриваемой задачи.

Перемещение фильтрующего отверстия вдоль оси  $\eta$  может быть использовано для количественной оценки степени изменения микрорельефа поверхности аналогично тому, как это сделано в [181]. Как показано в [181], контраст несущих интерференционных полос конечной ширины в области, подверженной коррозии, имеет некоторое отличие от нуля значения, зависящее от скорости изменения микрорельефа и от времени  $\tau$  между экспозициями. В обсуждаемом методе, когда используется интерференция в полосах бесконечной ширины, контраст интерференционной картины определяется глубиной модуляции интенсивности в плоскости изображения при смещении фильтрующего отверстия вдоль оси  $\eta$  на величину  $\Delta\eta = \lambda/\Delta\omega$ . При этом в тех местах изображения объекта, где не изменился микрорельеф, интенсивность будет меняться от нуля, при выполнении соотношения (7.122), до некоторого максимального значения, т.е. контраст будет равен единице. В области  $G$  вследствие нарушения микрорельефа контраст окажется меньше единицы и будет определяться скоростью коррозии. Если воспользоваться анализом, проведенным в [181], то для случая, когда нарушение микрорельефа еще не привело к полной декорреляции световых полей в области  $G$  в момент первой и второй экспозиций, можно получить, в результате усреднения выражения (7.120) следующее соотношение:

$$\langle I(x', y') \rangle = 2a_0^2 \langle |t_0(x', y')|_{x', y' \notin G}^2 \rangle [1 + \cos(2\pi\Delta\omega\eta_0/\lambda)] + 2a_0^2 \langle |t_0(x', y')|_{x', y' \in G}^2 \rangle \{1 + [1 + (4\pi^2/\lambda^2) \langle v \rangle^2 \tau^2]^{-1} \times \cos[2\text{arctg}(2\pi v\tau/\lambda) - 2\pi\Delta\omega\eta_0/\lambda]\}, \quad (7.125)$$

где  $\langle v \rangle$  — средняя скорость коррозии или другого процесса, приводящего к нарушению структуры поверхности.

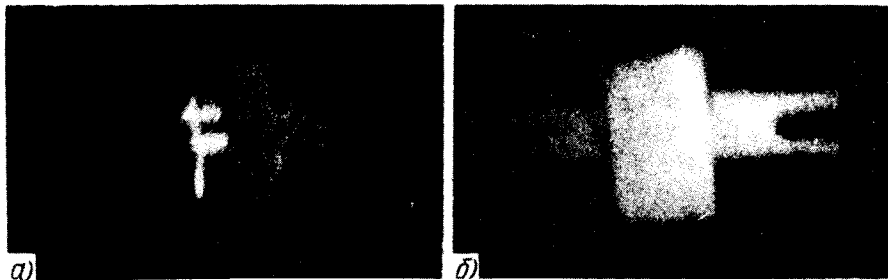


Рис. 101. Результат выявления нарушения структуры поверхности: изображение, восстановленное в результате фильтрации узким пучком (а); изображение, восстановленное коллимированным пучком (б).

Глубина модуляции интенсивности света  $\Gamma$  в области  $G$  при перемещении фильтрующего отверстия вдоль оси  $\eta$  (т.е. контраст интерференционных полос бесконечной ширины), как это следует из (7.125), определяется соотношением

$$\Gamma = [1 + (4\pi^2/\lambda^2) \langle v \rangle^2 \tau^2]^{-1}. \quad (7.126)$$

Из (7.126) находим выражение для средней скорости коррозии в области  $G$

$$\langle v \rangle = (\lambda/2\pi\tau) (1/\Gamma - 1)^{1/2}. \quad (7.127)$$

В рассматриваемом методе глубина модуляции интенсивности  $\Gamma$  может быть измерена с помощью неподвижного детектора (в отличие от [181]) при перемещении фильтрующей апертуры в плоскости голограммы или же самой голограммы относительно фильтра. В последнем случае, в связи с использованием схемы фурье-голографии, изображение объекта будет оставаться неподвижным. Измерение контраста в области  $G$  неподвижным детектором позволяет проводить измерения для предельно малых областей с нарушенным микрорельефом, тогда как при использовании метода [181] размер этой области по крайней мере должен быть не меньше периода несущих интерференционных полос.

При экспериментальной реализации рассмотренного метода в качестве объекта исследования использовался кусочек мела, на котором между экспозициями механически нарушался микрорельеф (процарапывался символ  $F$ ). Кроме того, между экспозициями изменялся угол наклона опорного пучка приблизительно на  $3 \cdot 10^{-5}$  рад, что соответствует периоду интерференционных полос в плоскости голограммы в 20 мм. Пространственная фильтрация осуществлялась путем освещения голограммы неразведенным лазерным лучом, что обеспечило значительный энергетический выигрыш. На рис. 101, а приведен фотоснимок восстановленного изображения объекта, полученный при фильтрации в темной интерференционной полосе, т.е. при выполнении соотношения (7.122). Совершенно отчетливо выделяется область нарушения микрорельефа на фоне темного изображения поверхности объекта, не претерпевшей изменений между экспозициями. Сравнение с изображением объекта, восстановленным с той же двухэкспозиционной голограммы без фильтрации (рис. 101, б)

показывает, что в последнем случае область нарушения микрорельефа практически неразличима.

Отметим, что для создания интерференционных полос бесконечной ширины в плоскости изображения объекта или, соответственно, полос конечной ширины, но локализованных в плоскости фурье-голограммы, можно воспользоваться не только изменением наклона опорного пучка между экспозициями, но и малым поступательным смещением объекта.

Для выявления изменений структуры поверхности путем вычитания изображений может быть использован также метод [162–163], основанный на регистрации спекл-структур. Этот метод будет характеризоваться высокой помехоустойчивостью (особенно к наклонам поверхности), однако его можно будет применить лишь к квазиплоским диффузно рассеивающим объектам. Кроме того, регистрацию объектного поля необходимо будет проводить только в плоскости изображения (для его сохранения на этапе фильтрации), а это исключает возможность фильтрации узким пучком.

**ПРОЯВЛЕНИЕ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ СПЕКЛОВ ПРИ КОГЕРЕНТНОЙ СУПЕРПОЗИЦИИ ИДЕНТИЧНЫХ СПЕКЛ-ПОЛЕЙ**

**§ 8.1. Смещение спекл-структуры в плоскости голографического изображения при вращении объекта**

Голографическая и спекл-интерферометрия диффузных объектов основаны на когерентной суперпозиции диффузно рассеянных полей (спекл-полей), рассеиваемых голограммами и спеклограммами. Наблюдаемые голографические и спекл-интерферограммы представляют собой низкочастотные периодические распределения интенсивности, модулированные относительно высокочастотными спекл-структурами. Размеры и, что существенно, форма спеклов при этом определяются размером и формой входного зрачка наблюдательной системы. Поэтому выбор геометрических параметров входного зрачка может оказывать влияние на характер наблюдаемой интерференционной картины. В частности, чем больше апертура наблюдательной системы, и, следовательно, чем меньше размеры спеклов, тем меньшее взаимное смещение этих спеклов приводит к нарушению их корреляции.

С другой стороны, принято считать [75], что элементы спекл-структур (спеклы) представляют собой пятна с однородным распределением амплитуды, в пределах каждого из которых фаза имеет детерминированное значение и меняется случайным образом при переходе от одного спекла к другому. Размер спеклов при этом можно определять диаметром центрального дифракционного пятна, формируемого изображающей оптической системой. Между тем дифракционное изображение точечного когерентного источника обладает, как известно, тонкой структурой, связанной с наличием вторичных максимумов амплитуды и изменением знака фазы при переходе от одного максимума к другому.

Такая тонкая структура спеклов, безусловно, по-разному скажется на виде интерференционных полос, формируемых средствами голографической и спекл-интерферометрии, в зависимости от величины взаимного смещения спеклов. Поэтому представляет интерес анализ вращательного смещения спекл-полей, при котором обеспечивается центральная симметрия и линейность приращения относительного смещения спеклов в радиальном направлении.

Вначале в качестве средства когерентной суперпозиции двух идентичных, но повернутых друг относительно друга спекл-полей используем голографическую интерферометрию (метод двух экспозиций).

Запишем комплексную амплитуду светового поля, восстановленного двукратно экспонированной голограммой квазиплоского диффузно отражающего объекта в плоскости его изображения (рис. 102, на котором для упрощения голограмма и восстанавливающий пучок не показаны),

в виде

$$U(x, y) = U_1(x, y) + U_2(x, y) = t(x, y) \exp(i2\pi \sin(\gamma x)/\lambda) + t(x + \omega y, y - \omega x) \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} \sin \gamma x\right), \quad (8.1)$$

где  $\lambda$  — длина волны излучения,  $\gamma$  — угол освещения объекта,  $\omega$  — угол поворота объекта, а функция  $t(x, y)$  имеет смысл комплексного коэффициента отражения объекта и может быть представлена как

$$t(x, y) = t_0(x, y) \exp[i\Phi(x, y)]. \quad (8.2)$$

Здесь  $t_0(x, y)$  — является макроскопической характеристикой поверхности (амплитудный коэффициент отражения), а  $\exp[i\Phi(x, y)]$  — микроскопической, представляющей изменяющееся случайным образом по поверхности объекта диффузное рассеяние.

Пусть восстановленное световое поле переотображается (см. рис. 102) положительной линзой, которую считаем обобщенным представлением произвольной наблюдательной или регистрирующей системы (глаз, фотоаппарат и т.п.). Тогда комплексную амплитуду в плоскости  $H_3$ , оптически сопряженной с плоскостью изображения объекта, для его исходного положения можно представить [74] выражением

$$U_1(x_3, y_3) = C \iint_{-\infty}^{\infty} T(x_1, y_1) p(x_1, y_1) \times \times \exp[i(2\pi/\lambda q)(x_1 x_3 + y_1 y_3)] dx_1 dy_1, \quad (8.3)$$

где  $C = -(1/\lambda^2 dq) \exp[-(i\pi/\lambda q)(x_3^2 + y_3^2)]$ ,  $d$  и  $q$  — расстояния от восстановленного изображения до линзы и от линзы до сформированного ею изображения соответственно,  $p(x_1, y_1)$  — функция пропускания входного зрачка наблюдательной системы и

$$T(x_1, y_1) = \iint_{-\infty}^{\infty} t(x, y) \exp[i(2\pi/\lambda) \sin \gamma x] \times \times \exp[i(2\pi/\lambda d)(x_1 x + y_1 y)] \exp[-(i\pi/\lambda d)(x^2 + y^2)] dx dy. \quad (8.4)$$

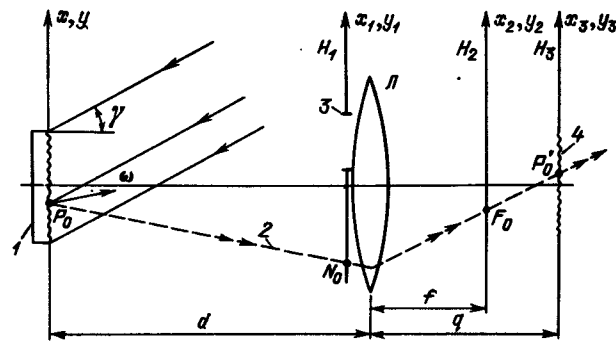


Рис. 102. Формирование (восстановление) объектного поля при вращательном смещении: 1 — объект, 2 — ось поворота, 3 — входной зрачок, 4 — действительное изображение,  $L$  — линза,  $H_1, H_2, H_3$  — соответственно плоскость входного зрачка, фурье-плоскость и плоскость резкого изображения.



Выражение (8.4) с точностью до постоянного коэффициента и фазового множителя сферической волны представляет собой интеграл Френеля — Кирхгофа, записанный в приближении Френеля [93], и описывает комплексную амплитуду объектного поля в плоскости входного зрачка.

В общем случае, когда ось вращения объекта, определяемая вектором  $\omega(\omega_x, 0, \omega_z)$ , составляет некоторый угол с нормалью к поверхности объекта и пересекает ее в произвольной точке  $P_0(x_0, y_0)$ , комплексную амплитуду для смещенного положения объекта можно представить в виде

$$U_2(x_3, y_3) = C \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp [i(2\pi/\lambda d) \omega_z (y_0 x_1 - x_0 y_1)] \times \\ \times T(x_1 - \omega_z y_1 - \omega_z y_0, y_1 - \omega_z x_1 - \omega_z d \sin \gamma + \omega_z x_0 + \omega_x d + \omega_x d \cos \gamma) \times \\ \times p(x_1 y_1) \exp [i(2\pi/\lambda q) (x_1 x_3 + y_1 y_3)] dx_1 dy_1. \quad (8.5)$$

Следовательно, световые поля, соответствующие исходному и смещенному положениям объекта и имеющие, в силу диффузного рассеяния света микроструктурой объекта, сложный фазовый микрорельеф случайного характера, повернуты друг относительно друга на угол  $\omega_z$  вокруг оси, проходящей через точку  $P_0$  и точку  $N_0$  с координатами

$$x_{10} = x_0 - d \sin \gamma + (\omega_x / \omega_z) (1 + \cos \gamma); \quad y_{10} = y_0, \quad z = d. \quad (8.6)$$

Уравнение этой оси (прямой) определяется соотношениями

$$x_1 = z [-\sin \gamma + (\omega_x / \omega_z) (1 + \cos \gamma)] + x_0, \quad y_1 = y_0, \quad (8.7)$$

которые показывают, что ось вращения объекта и ось поворота объектного светового поля лежат в плоскости, компланарной направлению освещения объекта и направлению оси поворота, причем ось вращения объекта является биссектрисой угла между этими направлениями.

В плоскости резкого изображения, сформированного линзой, в предположении, что угловая апертура голограммы больше угловой апертуры линзы, комплексная амплитуда суперпозиционного поля равна сумме комплексных амплитуд, определяемых выражениями (8.3) и (8.5).

Пусть входной зрачок наблюдательной системы (линзы) имеет форму круглого отверстия радиусом  $R$  с центром в некоторой точке  $x_{1p}, y_{1p}$ . Функцию пропускания такого зрачка запишем в виде

$$p(x_1, y_1) = \text{rect}(r_1/2R) \otimes \delta(x_1 - x_{1p}, y_1 - y_{1p}), \quad (8.8)$$

где  $\otimes$  — знак операции свертки,  $\delta(x_1, y_1)$  — дельта-функция.

В подавляющем большинстве случаев при наблюдении голографических интерферограмм приходится использовать наблюдательные системы с сильно ограниченной апертурой (см., например, [185]), что позволяет получать интерференционные полосы высокого контраста. Поэтому вначале наложим ограничение на радиус отверстия входного зрачка, а именно будем считать, что в пределах отверстия относительное смещение световых полей можно рассматривать как поступательное поперечное смещение, величина которого определяется положением центра входного зрачка. Кроме того, потребуем, чтобы в пределах отверстия входного зрачка изменения показателя функции  $\exp [i(2\pi/\lambda d) \omega_z (y_0 x_1 - x_0 y_1)]$ , указывающей на изменение угла наклона объектного светового поля в результате поперечного смещения объекта на величину  $g = -[\omega_z r_0]$ , где  $r_0$  — радиус-вектор точки  $P_0$ .

были бы значительно менее  $\pi$ . Последнее накладывает ограничение на положение точки  $P_0$ . С учетом этих ограничений комплексную амплитуду в плоскости  $H_3$  можно представить в виде

$$U(x_3, y_3) = C \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} T(x_1, y_1) p(x_1, y_1) \exp [i(2\pi/\lambda q) (x_1 x_3 + y_1 y_3)] dx_1 dy_1 + \\ + C \exp \left[ i \frac{2\pi}{\lambda d} \omega_z (y_0 x_{1p} - x_0 y_{1p}) \right] \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} T(x_1 - a, y_1 - b) p(x_1, y_1) \times \\ \times \exp \left[ i \frac{2\pi}{\lambda q} (x_1 x_3 + y_1 y_3) \right] dx_1 dy_1, \quad (8.9)$$

где

$$a = -\omega_z y_{1p} + \omega_z y_0, \quad b = \omega_z x_{1p} + \omega_z d \sin \gamma - \omega_z x_0 + \omega_x d + \omega_x d \cos \gamma. \quad (8.10)$$

Соотношение (8.9) представляет собой сумму интегралов Фурье от произведения двух функций — комплексной амплитуды света в плоскости входного зрачка и функции пропускания входного зрачка, причем смещенное поле в плоскости зрачка имеет поперечный сдвиг по отношению к исходному.

Пользуясь известными свойствами преобразования Фурье, выражение (8.9) можно привести к виду

$$U(x_3, y_3) = d^2 \lambda^2 \tilde{C} \tilde{T}(x_3, y_3) \otimes P(x_3, y_3) \{ 1 + \exp [i\Psi(x_3, y_3)] \}, \quad (8.11)$$

где

$$\tilde{t}(x_3, y_3) = t(\beta x_3, \beta y_3) \exp [i(2\pi/\lambda) \beta \sin \gamma x_3] \exp [(i\pi/\lambda q) \beta^2 (x_3^2 + y_3^2)], \quad (8.12)$$

$$\Psi(x_3, y_3) = (2\pi/\lambda d) \beta [\omega_z (y_0 x_{1p} - x_0 y_{1p}) - a x_3 - b y_3], \quad (8.13)$$

$$P(x_3, y_3) = F[p(x_1, y_1)] = \\ = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p(x_1, y_1) \exp \left[ i \frac{2\pi}{\lambda q} (x_1 x_3 + y_1 y_3) \right] dx_1 dy_1. \quad (8.14)$$

Здесь  $\beta = -d/q$  — величина, обратная поперечному увеличению,  $F$  — операторный символ фурье-преобразования.

При получении (8.11) мы вынесли из-под знака интеграла свертки функцию  $\exp [i\Psi(x_3, y_3)]$  как медленно меняющуюся в силу малости величин  $\omega_x$  и  $\omega_z$ , предполагая, что ее период значительно больше области существования (ширины) функции  $P(x_3, y_3)$ . Очевидно, что период экспоненты определяет период интерференционных полос, вызванных вращением объекта, тогда как ширина функции  $P(x_3, y_3)$  определяет характерный размер индивидуальных спектров в плоскости изображения.

Выражение (8.12) описывает перевернутое изображение объекта с изменением в  $\beta$  раз масштабом. Экспоненциальные фазовые множители плоской и сферической волн в нашем рассмотрении не играют существенной роли, так же как и фазовый множитель сферической волны, содержащийся в коэффициенте  $C$ .

Операцию свертки функции  $\tilde{t}(x_3, y_3)$  с фурье-образом функции пропускания входного зрачка можно интерпретировать как уширение каждой точки изображения до фурье-образа функции пропускания входного зрачка. В силу диффузного рассеяния света поверхностью объекта, фаза световой волны в объектном поле меняется случайным образом от точки к точке, однако при уширении каждой такой точки до фурье-образа входного зрачка считается [152, 186], что фаза становится детерминированной в пределах некоторой области, размеры и форма которой определяются параметрами входного зрачка. Эту область и следует рассматривать как элементарную область пространственной когерентности диффузно рассеянного светового поля (спекл-поля), переотображенного оптической системой с некоторой функцией пропускания. Очевидно, что чем меньше размеры входного зрачка, тем шире функция  $P(x_3, y_3)$ , т.е. тем больше область пространственной когерентности спекл-поля\*).

При выводе выражения (8.11) предполагалось, что функция  $P(x_3, y_3)$  имеет достаточную ширину за счет малых размеров зрачка. Это предположение соответствует пространственному перекрытию идентичных элементарных областей когерентности (спеклов) в световых полях, восстановленных двукратно экспонированной голограммой. В результате имеет место интерференция между участками волновых фронтов с одинаковой фазой, что эквивалентно представлению об интерференции идентичных (соответственных) точек [143].

Наблюдаемое в плоскости изображения распределение интенсивности представим соотношением

$$\langle I(x_3, y_3) \rangle = 2\beta^2 \langle |\tilde{t}(x_3, y_3) \otimes P(x_3, y_3)|^2 \rangle \cos^2 \left[ \frac{1}{2} \Psi(x_3, y_3) \right], \quad (8.15)$$

где введено усреднение по области пространства, для которой  $\Psi(x_3, y_3) = \text{const}$ , с целью исключения из рассмотрения спекл-модуляции интерферограммы, сформированной на фоне изображения объекта [187–188]. Как следует из (8.15), интерферограмма, характеризующая поворот объекта, имеет вид прямолинейных эквидистантных полос с пространственными частотами по осям  $x_3$  и  $y_3$

$$\xi_{x_3} = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial \Psi(x_3, y_3)}{\partial x_3} = \frac{\omega_z}{\lambda q} (y_0 - y_{1p}), \quad (8.16)$$

$$\xi_{y_3} = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial \Psi(x_3, y_3)}{\partial y_3} = \frac{\omega_z}{\lambda q} \left[ x_{1p} + d \sin \gamma - x_0 - \frac{\omega_x}{\omega_z} d(1 + \cos \gamma) \right].$$

Отсюда видно, что пространственные частоты интерферограммы зависят от положения центра входного зрачка относительно точки  $N_0(x_{10}, y_{10})$ , координаты которой определяются соотношением (8.6).

\* Здесь речь идет об образовании при взаимном наложении спекл-полей "низкочастотной" интерференционной картины, период которой значительно превышает размер индивидуальных спеклов.

## § 8.2. Закономерности локализации интерферограмм и распределения видности интерференционных полос

Рассмотрим теперь, к каким изменениям в наблюдаемых интерферограммах приведет изменение размеров входного зрачка наблюдательной системы.

При получении выражения (8.15) мы использовали предположение о малости размеров круглого отверстия входного зрачка с тем, чтобы фурье-образ функции его пропускания, т.е. ширина импульсного отклика наблюдательной системы, значительно превышал наибольшую величину относительного смещения точек изображения объекта.

В этом случае два спекл-поля оказываются пространственно когерентными (в смысле образования низкочастотной интерферограммы) в силу суперпозиции идентичных элементарных областей когерентности, и наблюдаемая интерферограмма имеет высокий контраст по всему полю изображения.

При увеличении размеров зрачка увеличивается разрешение системы, т.е. уменьшается ширина импульсного отклика. Следовательно, в силу вращательного характера смещения сокращается зона, где имеет место суперпозиция идентичных областей когерентности, и два спекл-поля оказываются пространственно когерентными не по всему полю изображения. Наибольшее перекрытие идентичных элементарных областей когерентности (спеклов) имеет место, очевидно, там, где происходит наименьшее относительное смещение световых полей, и именно там должен наблюдаться максимальный контраст интерференционных полос, указывающий на положение области локализации интерферограммы [172, 190–191].

В рассматриваемом случае объектное световое поле не испытывает смещения на оси своего поворота, определяемой уравнением (8.7). Следовательно, голографическая интерферограмма вращательного сдвига локализована вблизи прямой линии, ориентация которой зависит от направления освещения объекта и ориентации оси его вращения. Этот вывод полностью согласуется с результатами, полученными в [189] на основе геометрической теории локализации.

На рис. 103 приведены снимки интерферограмм, иллюстрирующие сокращение области когерентности с увеличением входного зрачка наблюдательной системы.

При значительных размерах отверстия входного зрачка в выражениях для комплексных амплитуд необходимо учесть относительный вращательный сдвиг между изображениями. Представим соответствующие выражения в виде

$$U_1(x_3, y_3) = d^2 \lambda^2 C \tilde{t}(x_3, y_3) \otimes P(x_3, y_3), \quad (8.17)$$

$$U_2(x_3, y_3) = d^2 \lambda^2 C \exp[i\Psi(x_3, y_3)] \tilde{t}(x_3 - a_0, y_3 - b_0) \otimes P(x_3, y_3), \quad (8.18)$$

где

$$a_0 = \omega_z(y_{30} - y_3), \quad b_0 = \omega_z(-x_{30} + x_3). \quad (8.19)$$

Для интерпретации соотношений (8.17) и (8.18) диффузно отражающую поверхность объекта полезно представить в виде набора когерентных точечных источников света со случайной начальной фазой [192–193].

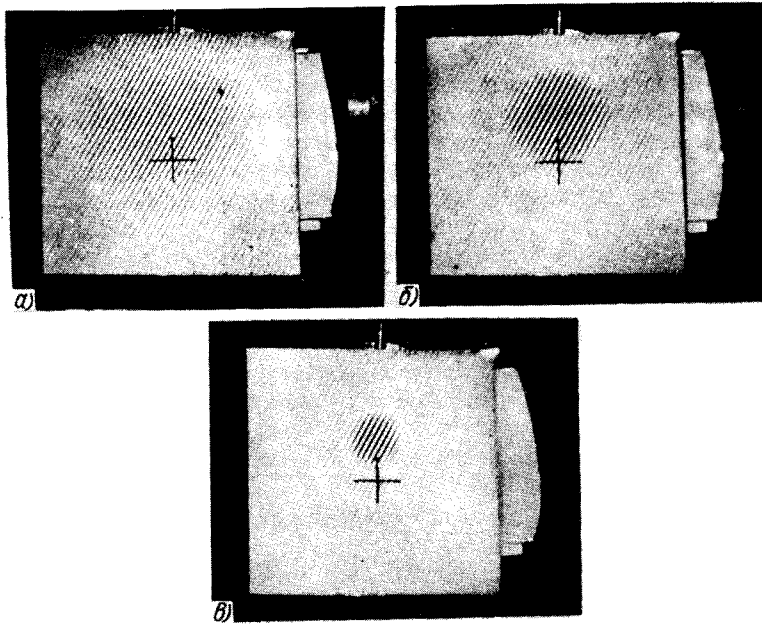


Рис. 103. Гелогографические интерферограммы, полученные в случае круглого зрачка при относительных отверстиях 8 (а); 4 (б); 2 (в).

Тогда в плоскости изображения комплексная амплитуда светового поля может быть представлена набором функций  $P(x_3, y_3)$ , в пределах области существования которых фаза является детерминированной величиной и меняется случайным образом при переходе от одной такой области к другой. При этом предполагается, что наблюдательная система не разрешает точечные источники на поверхности объекта. Комплексный коэффициент отражения поверхности в этом случае удобно представить [192] в виде

$$t(x, y) = t_0(x, y) \sum_{n, m} \delta(x - x_n, y - y_m) \exp(i\Phi_{nm}), \quad (8.20)$$

где  $\Phi_{nm}$  — случайная начальная фаза световой волны в точке  $x_n, y_m$ . Из (8.17) и (8.16) следует, что интенсивность в плоскости изображения с точностью до постоянного коэффициента описывается соотношением

$$I(x_3, y_3) = |\tilde{t}(x_3, y_3) \oplus P(x_3, y_3)|^2 + |\tilde{t}(x_3 - a_0, y_3 - b_0) \oplus P(x_3, y_3)|^2 + 2 \operatorname{Re} \{ \exp[-i\Psi(x_3, y_3)] \tilde{t}(x_3, y_3) \oplus P(x_3, y_3) \tilde{t}^*(x_3 - a_0, y_3 - b_0) \oplus P^*(x_3, y_3) \}. \quad (8.21)$$

Здесь первые два слагаемых с учетом (8.20) описывают спектр-структуру в исходном и смещенном состояниях объекта, тогда как третье слагаемое — интерференционный член — описывает интерферограмму. Для исключения из рассмотрения спектр-модуляции проведем усреднение по пространствен-

ными координатам. Тогда (8.21) примет вид

$$\langle I(x_3, y_3) \rangle = \langle |\tilde{t}(x_3, y_3) \oplus P(x_3, y_3)|^2 \rangle + \langle |\tilde{t}(x_3 - a_0, y_3 - b_0) \oplus P(x_3, y_3)|^2 \rangle + 2 \operatorname{Re} \{ \exp[-i\Psi(x_3, y_3)] \langle \tilde{t}(x_3, y_3) \oplus P(x_3, y_3) \tilde{t}^*(x_3 - a_0, y_3 - b_0) \oplus P^*(x_3, y_3) \rangle \}. \quad (8.22)$$

Здесь первые два слагаемых описывают среднюю интенсивность исходного и смещенного изображений объекта. Полагая эти интенсивности равными, представим интенсивность в плоскости изображения в виде

$$\langle I(x_3, y_3) \rangle = 2 \langle |\tilde{t}(x_3, y_3) \oplus P(x_3, y_3)|^2 \rangle \{ 1 + |V(a_0, b_0)| \times \cos[\alpha - \Psi(x_3, y_3)] \}, \quad (8.23)$$

где  $\alpha = \arg V$ , а видность интерферограммы  $V(a_0, b_0)$  имеет вид

$$V(a_0, b_0) = \frac{\langle \tilde{t}(x_3, y_3) \oplus P(x_3, y_3) \tilde{t}^*(x_3 - a_0, y_3 - b_0) \oplus P^*(x_3, y_3) \rangle}{\langle |\tilde{t}(x_3, y_3) \oplus P(x_3, y_3)|^2 \rangle}. \quad (8.24)$$

Пусть макроскопический коэффициент отражения  $t_0(x, y) = 1$  для всей поверхности объекта. Тогда подставляя (8.12) и (8.20) в (8.24) и опуская несущественные фазовые множители, получим

$$V(a_0, b_0) = \langle \sum_{n, m} \delta(x_3 - x_{3n}, y_3 - y_{3m}) \exp(i\Phi_{nm}) \oplus P(x_3, y_3) \times \sum_{n', m'} \delta(x_3 - x_{3n'}, y_3 - y_{3m'}) \exp(-i\Phi_{n'm'}) \oplus P^*(x_3 - a_0, y_3 - b_0) \rangle \times \{ \langle \sum_{n, m} \delta(x_3 - x_{3n}, y_3 - y_{3m}) \exp(i\Phi_{nm}) \oplus P(x_3, y_3) \times \sum_{n', m'} \delta(x_3 - x_{3n'}, y_3 - y_{3m'}) \exp(-i\Phi_{n'm'}) \oplus P^*(x_3, y_3) \rangle \}^{-1}, \quad (8.25)$$

где было использовано свойство коммутативности свертки. Далее, используя фильтрующее свойство дельта-функции, приведем (8.25) к виду

$$V(a_0, b_0) = \langle \sum_{n = n', m = m'} P(x_3 - x_{3n}, y_3 - y_{3m}) \times P^*(x_3 - x_{3n'} - a_0, y_3 - y_{3m'} - b_0) \rangle + \langle \sum_{n \neq n', m \neq m'} \exp[i(\Phi_{nm} - \Phi_{n'm'})] P(x_3 - x_{3n}, y_3 - y_{3m}) \times P^*(x_3 - x_{3n} - a_0, y_3 - y_{3m} - b_0) \rangle \times \{ \langle \sum_{n = n', m = m'} P(x_3 - x_{3n}, y_3 - y_{3m}) P^*(x_3 - x_{3n'}, y_3 - y_{3m'}) \rangle + \langle \sum_{n \neq n', m \neq m'} \exp[i(\Phi_{nm} - \Phi_{n'm'})] P(x_3 - x_{3n}, y_3 - y_{3m}) \times P^*(x_3 - x_{3n'}, y_3 - y_{3m'}) \rangle \}^{-1}. \quad (8.26)$$

Поскольку, в силу случайности значений  $\Phi_{nm}$  на площади усреднения,  $\Phi_{nm} - \Phi_{n'm'}$  также является случайной величиной, равномерно распределенной в интервале  $2\pi$ , то выражения под знаком суммы при  $n \neq n', m \neq m'$  в (8.26) в результате усреднения оказываются равными нулю. Призводя

суммирование в первых слагаемых, получаем

$$V(a_0, b_0) = \frac{\langle P(x_3, y_3)P^*(x_3 - a_0, y_3 - b_0) \rangle}{\langle P(x_3, y_3)P^*(x_3, y_3) \rangle} \quad (8.27)$$

В (8.27) усреднение выполнено по площади, значительно превышающей область, где функция  $P(x_3, y_3)$  заметно отличается от нуля. Следовательно, пределы интегрирования можно распространить до бесконечности и записать (8.27) в виде

$$V = \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} P(x_3, y_3)P^*(x_3 - a_0, y_3 - b_0) dx_3 dy_3}{\iint_{-\infty}^{\infty} P(x_3, y_3)P^*(x_3, y_3) dx_3 dy_3} \quad (8.28a)$$

Преобразуем (8.27), используя теорему свертки:

$$V = \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} |p(x_1, y_1)|^2 \exp \left[ i \frac{2\pi}{\lambda q} (x_1 a_0 + y_1 b_0) \right] dx_1 dy_1}{\iint_{-\infty}^{\infty} |p(x_1, y_1)|^2 dx_1 dy_1} \quad (8.28б)$$

Выражения, стоящие в числителях (8.28a) и (8.28б), являются автокорреляционной функцией поля в плоскости изображения [152]. Сами же выражения (8.28a) и (8.28б) определяют нормированную функцию автокорреляции спекл-поля, т.е. являются нормированными комплексными коэффициентами когерентности. Таким образом, имеет место полное совпадение с формулировкой теоремы Ван-Циттерта — Цернике [152], если в качестве источника света рассматривать зрачок наблюдательной системы, освещаемый диффузно когерентным светом.

Если функция пропускания зрачка равна единице в пределах его отверстия и нулю за его пределами, то  $|p(x_1, y_1)|^2 = p(x_1, y_1)$ , и (8.28) примет вид

$$V = \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} p(x_1, y_1) \exp \left[ i \frac{2\pi}{\lambda q} (x_1 a_0 + y_1 b_0) \right] dx_1 dy_1}{\iint_{-\infty}^{\infty} p(x_1, y_1) dx_1 dy_1} \quad (8.29)$$

Таким образом, видность голографической интерферограммы определяется как нормированный фурье-образ функции пропускания зрачка наблюдательной системы. При этом пространственными частотами фурье-преобразования являются величины  $\xi_0 = a_0/\lambda q$  и  $\eta_0 = b_0/\lambda q$ , определяющие относительное смещение изображений. Поэтому видность зависит как от вида функции  $P(\xi_0, \eta_0) = F[p(x_1, y_1)]$ , так и от величин  $a_0$  и  $b_0$ . Поскольку  $a_0$  и  $b_0$  являются линейными функциями координат, то функция  $V(a_0, b_0)$  по своему виду будет отличаться от нормированного фурье-образа функции пропускания зрачка только масштабом.

### § 8.3. Роль формы входного зрачка изображающей системы

Рассмотрим теперь, как будет выглядеть голографическая интерферограмма вращательного сдвига в зависимости от выбора формы входного зрачка наблюдательной системы.

Из выражения (8.29) следует, что  $V = 1$  при условии  $a_0 = b_0 = 0$ , т.е. в неподвижной точке  $P'_0$  изображения, что соответствует сделанному выше выводу о локализации интерферограммы вращательного сдвига. В этой связи при дальнейшем анализе удобно будет считать, что центр вращения изображения совпадает с началом системы координат  $x_3, y_3$ . Тогда (8.29) с учетом (8.19) принимает вид

$$V_{\omega_z}(x_3, y_3) = \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} p(x_1, y_1) \exp \left[ i \frac{2\pi}{\lambda q} (-\omega_z y_3 x_1 + \omega_z x_3 y_1) \right] dx_1 dy_1}{\iint_{-\infty}^{\infty} p(x_1, y_1) dx_1 dy_1} \quad (8.30)$$

Рассмотрим теперь зрачки различной формы и получим соотношения для видности соответствующих интерферограмм.

**Круглый зрачок.** Для такого зрачка достаточно рассмотреть изменение видности вдоль какого-либо радиус-вектора  $r_3$ . Выражение (8.30) для этого случая принимает вид

$$V_{\omega_z}(r_3) = 2J_1(\tau)/\tau, \quad (8.31)$$

где  $J_1(\tau)$  — функция Бесселя первого рода первого порядка, а

$$\tau = 2\pi\omega_z r_3 R/\lambda q = 2\pi\omega_z r_3 R\beta/\lambda(\beta + 1)f, \quad (8.32)$$

где  $f$  — фокусное расстояние линзы (объектива).

График функции вида (8.31) хорошо известен. Поскольку первый нуль функции  $2J_1(\tau)/\tau$  соответствует значению  $\tau = 3,83$ , то видность падает до нуля в точках с радиус-вектором  $r_{31}$ , модуль которого определяется из соотношения

$$r_{31} = 1,22\lambda q/\omega_z 2R = 1,22\lambda(\beta + 1)f/2R\omega_z \beta. \quad (8.33)$$

Принимая во внимание характерный размер спеклов, который для круглого зрачка принято определять соотношением [153]

$$\sigma = 1,22\lambda q/2R = 1,22\lambda(\beta + 1)f/2R\beta, \quad (8.34)$$

убеждаемся в том, что видность интерферограммы падает до нуля в тех областях изображения, где относительное смещение достигает характерного размера спеклов \*) в этой плоскости. Ниже мы увидим, что за этим падением видности до нуля следуют "всплески" и падения видности, определяемые вторичными максимумами и нулями функции (8.31).

Вернемся к рис. 103, на котором приведены снимки интерферограмм, полученные при различных значениях относительного отверстия  $f/2R$  объектива фотоаппарата. Видно, что при увеличении относительного отверстия уменьшается область, где контраст полос близок к единице. Кроме того, достаточно отчетливо наблюдается осцилляция видности по мере удаления от центра вращения, хотя во вторичных максимумах видность существенно меньше, чем в главном. Тем не менее можно заметить, что при переходе от одного максимума видности к другому интерференционные полосы испытывают поперечный сдвиг на половину периода, что соответствует изменению фазы на  $\pi$ . Можно в этой связи считать, что видность

\*) При определении размеров спеклов с помощью (8.34) предполагается, что они представляют собой пятна с практически однородной освещенностью.

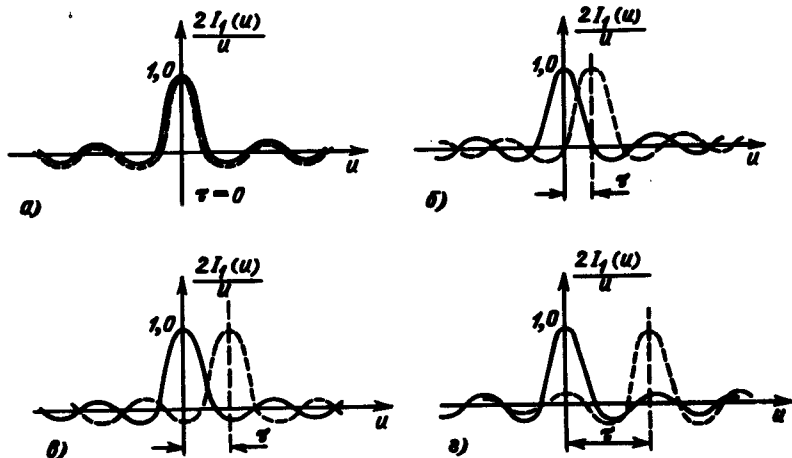


Рис. 104. Когерентное сложение двух идентичных спеклов для круглого зрачка при различной степени их относительного смещения: полная корреляция (а), декорреляция (б), частичная корреляция (в, г).

в определенных областях принимает отрицательное значение, и ее можно представить в комплексной форме

$$V_{\omega_z}(r_3) = |V_{\omega_z}(r_3)| \exp(i\varphi), \quad (8.35)$$

где  $\varphi$  — фаза видности, характеризующая сдвиг интерференционных полос при переходе видности через нулевое значение.

Поясним эффекты осцилляции видности и "сбоя" ее фазы, рассматривая различные степени перекрытия элементарных областей когерентности, световое поле в которых представляет собой фурье-образ функции пропускания зрачка. На рис. 104 схематически представлено нормированное распределение амплитуды в такой области когерентности для четырех характерных участков плоскости изображения в случае круглого зрачка. В точке  $P'_0$  (рис. 104, а) элементарные области когерентности (спеклы) исходного и смещенного световых полей полностью совпадают, и эта точка соответствует максимуму интерференции (центру светлой интерференционной полосы). С удалением от этой точки, т.е. с ростом  $\tau$ , уменьшается степень перекрытия элементарных областей когерентности, и интенсивность световой полосы уменьшается. Рис. 104, б соответствует ситуации, когда главный максимум одного спекла совпадает с первым нулем другого ( $\tau = 3,83$ ), — при этом контраст падает до нуля. Далее (рис. 104, в) главный максимум одного спекла совпадает с первым максимумом другого, имеющим отрицательное значение, и амплитуды оказываются в противофазе, т.е. светлая интерференционная полоса переходит в темную (сдвиг на  $\pi$ ). В силу различия значений амплитуд в главном и первом максимумах функции  $2J_1(\tau)/\tau$  видность в этом участке значительно ниже, чем в окрестностях точки  $P'_0$  ( $\sim 0,13$ ). При дальнейшем удалении от центра вращения видность снова падает до нуля, а затем наступает совпадение главного максимума уже со вторым, имеющим положительное значение (рис. 104, г),

и вновь происходит сдвиг полос на половину периода, а видность оказывается еще меньше. Аналогичный анализ нетрудно провести и для темной полосы интерференционной картины.

В экспериментах было замечено, что направление сдвига интерференционных полос зависит от направления вращательного смещения объекта, что объясняется соотношением между направлениями изменения фазы интерференционной картины и фазы в пределах элементарной области когерентности. Распределение видности в интерферограмме, полученной с круглым зрачком, иллюстрирует рис. 105.

Отметим, что на наличие осцилляций видности голографических интерферограмм обращал внимание ряд авторов (см., например [185]), однако природа этих осцилляций оставалась невыясненной. Замечание о связи этого эффекта со взаимным смещением спеклов имеется в теоретических работах [190–191], в которых, кроме того, машинный расчет показал наличие сбоя интерференционных полос. Однако ограничение видности в расчетах значением, не меньшим 0,1, не позволило выявить более одного вторичного "всплеска" видности, поскольку рассматривался только зрачок круглой формы.

Между тем формирование интерференционной картины с использованием зрачков другой — более сложной — формы позволяет более полно и убедительно выявить эффекты осцилляции видности интерференционных полос и их сбоя на полпериода после каждого прохождения области с нулевой видностью, а также связать эти эффекты с тонкой структурой амплитудно-фазового распределения в пределах индивидуального спекла.

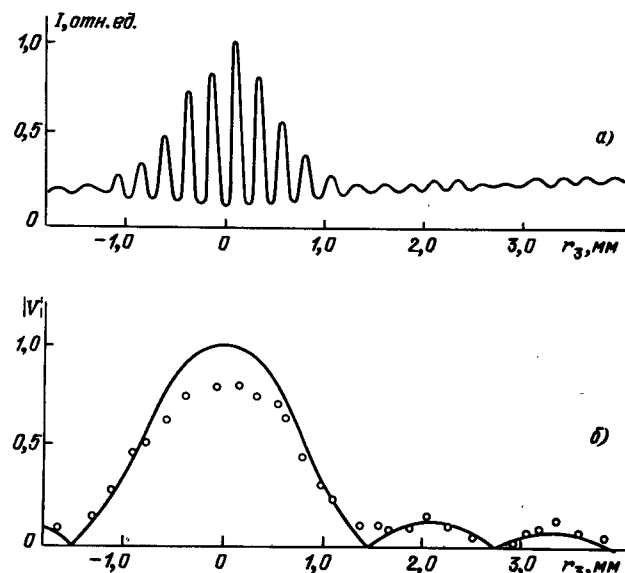


Рис. 105. Распределение видности в интерферограмме вращательного сдвига, приведенной на рис. 103, в: зависимость интенсивности зарегистрированных интерференционных полос от смещения (а); график распределения видности (б), сплошная кривая — теория, точки — эксперимент.

**Кольцеобразный зрачок.** Пусть внешний диаметр кольцеобразного зрачка равен  $R$ , а внутренний  $\mu R$  ( $0 < \mu < 1$ ). Тогда импульсный отклик изображающей системы определяется (см., например, [194]) соотношением

$$P(u) = 2\pi R^2 [J_1(u)/u - \mu^2 J_1(\mu u)/\mu u], \quad (8.36)$$

где  $u = 2\pi R r_3 / \lambda q$ .

Видность интерференционных полос, рассчитанная по формуле (8.30), имеет вид

$$V_{\omega_z}(r_3) = \frac{2}{1 - \mu^2} \left[ \frac{J_1(\tau)}{\tau} - \mu^2 \frac{J_1(\mu\tau)}{\mu\tau} \right], \quad (8.37)$$

где  $\tau$  определяется выражением (8.32).

Если  $\mu \approx 1$ , т.е. имеется узкое кольцо, то (8.37) принимает вид

$$V_{\omega_z}(r_3) = J_0(\tau), \quad (8.38)$$

где  $J_0(\tau)$  — функция Бесселя первого рода нулевого порядка.

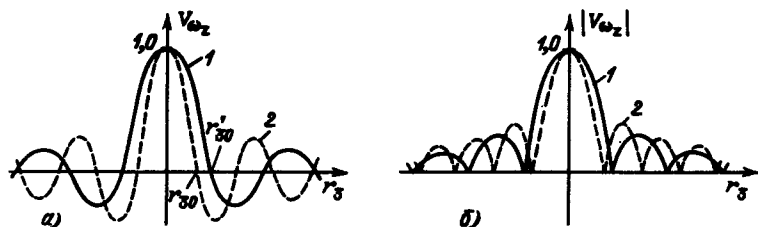


Рис. 106. Закономерность изменения видности (а) и модуля видности (б) интерферограммы для кольцеобразного зрачка: 1 —  $\mu = 0,66$ , 2 —  $\mu = 1,0$ .

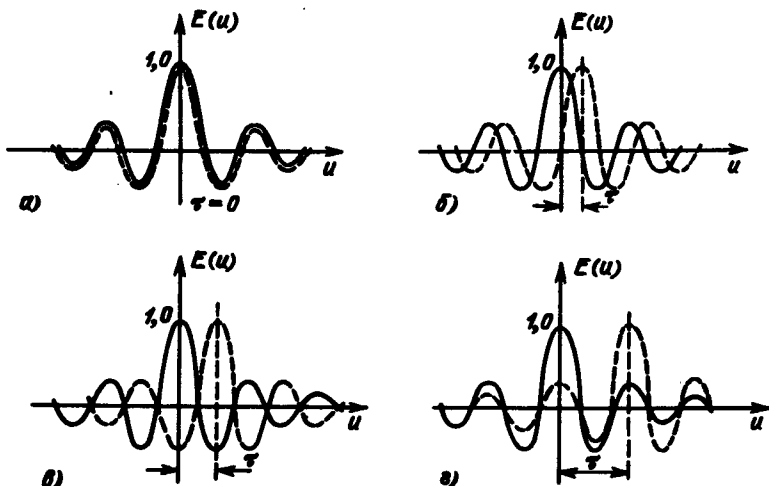
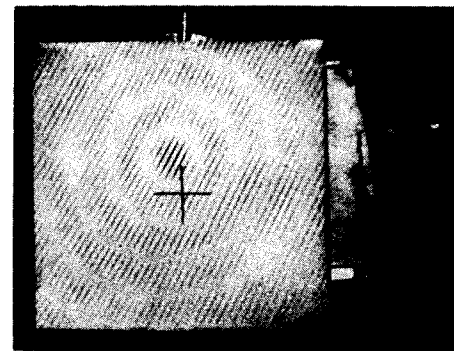


Рис. 107. Когерентное сложение двух идентичных спеклов для кольцеобразного зрачка при различной степени их относительного смещения: полная корреляция (а); декорреляция (б), частичная корреляция (в, г).

Рис. 108. Снимок интерферограммы, полученный с кольцеобразным зрачком ( $\mu = 0,66$ ,  $R = 14,5$  мм,  $f/2R = 2$ ,  $\omega_z \approx 4^\circ$ ).



Графики функций (8.37) и (8.38) приведены на рис. 106. Очевидно, что в случае кольцеобразного зрачка уменьшение видности происходит заметно медленнее, чем в случае круглого зрачка, а пространственная частота осциллирующей видности — выше. При этом, чем уже кольцо, тем больше амплитуда вторичных максимумов и тем выше частота осцилляций.

Плавное уменьшение видности от главного ко вторичным ее максимумам, а также эффекты осциллирующей видности и сдвига полос на  $\pi$  нетрудно объяснить, пользуясь рис. 107, на котором схематически показано распределение амплитуд в перекрывающихся идентичных спеклах для четырех характерных значений их относительного смещения, подобно тому, как это было сделано выше для круглого зрачка.

На рис. 108 приведен снимок интерферограммы, сформированной с использованием кольцеобразного зрачка.

График зависимости интенсивности зарегистрированных интерференционных полос от смещения, полученный путем фотометрирования не-

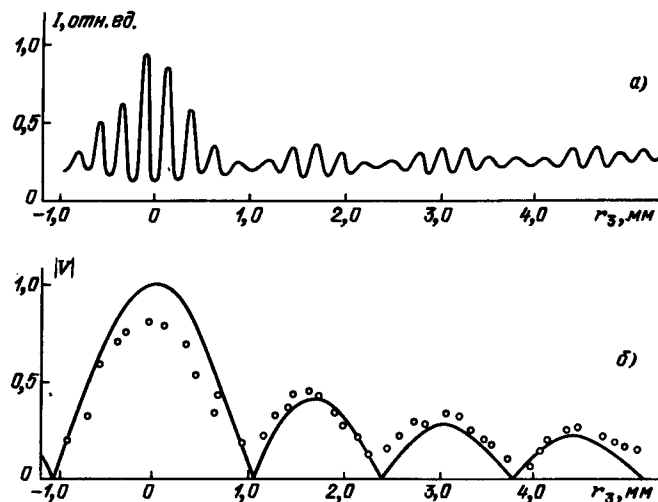


Рис. 109. Распределение видности в интерферограмме, приведенной на рис. 108: зависимость интенсивности зарегистрированных полос от смещения (а); график распределения видности (сплошная линия — теория, точки — эксперимент) (б).

гатива этого снимка, приведен на рис. 109, а, а соответствующие значения видности нанесены на теоретический график рис. 109, б. Отчетливо видны осцилляции контраста и сбой периода полос при переходе от одного максимума к другому. Отличие значений видности в главном максимуме от теоретических значений обусловлено нелинейностью фотографического процесса.

**Зрачок в виде двух параллельных щелей.** Пусть две одинаковые параллельные щели с длиной  $l_1$  и шириной  $l_2$ , расстояние между центрами которых равно  $L$ , ориентированы длинными сторонами вдоль оси  $x_1$ . Тогда для видности интерференционных полос по ортогональным осям получим соотношения

$$V_{\omega_z}(x_3) = \frac{\sin(\pi l_2 (\omega_z x_3 / \lambda q))}{\pi l_2 (\omega_z x_3 / \lambda q)} \cos [\pi L (\omega_z x_3 / \lambda q)], \quad (8.39)$$

$$V_{\omega_z}(y_3) = \frac{\sin[\pi l_1 (\omega_z y_3 / \lambda q)]}{\pi l_1 (\omega_z y_3 / \lambda q)}. \quad (8.40)$$

В этом случае видность интерферограммы промодулирована в направлении длинной стороны щелей функцией  $\cos(\pi L \omega_z x_3 / \lambda q)$ , поскольку

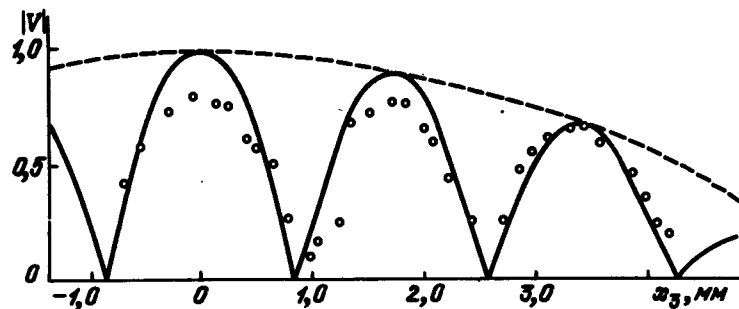


Рис. 110. Распределение видности в интерферограмме, полученной со зрачком в виде двух параллельных щелей (сплошная кривая и пунктир — теория, точки — эксперимент).

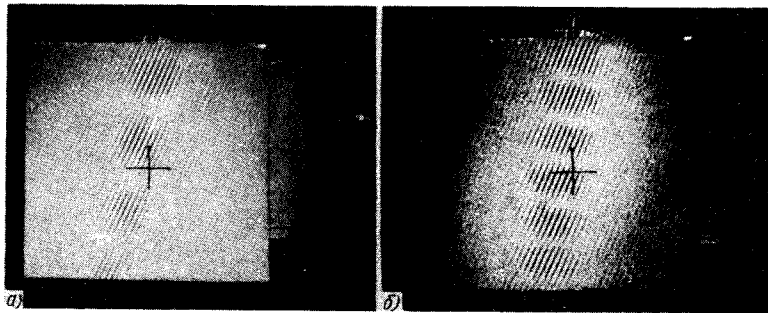


Рис. 111. Снимки интерферограмм при разных расстояниях между щелями  $L = 10$  мм (а),  $L = 20$  мм (б).

импульсный отклик системы промодулирован в направлении  $u_3$  функцией  $\cos(\pi L y_3 / \lambda q)$ , а асимметрия области, занимаемой интерферограммой, обусловлена различием размеров спеклов по осям  $x_3$  и  $u_3$ .

График видности интерференционных полос для двухщелевого зрачка приведен на рис. 110. Нетрудно убедиться, что видность осциллирует с пространственной частотой, пропорциональной расстоянию между щелями, а скорость общего уменьшения видности определяется шириной щелей. Поэтому для узких и далеко разнесенных щелей амплитуда осциллирующей видности медленно убывает при высокой пространственной частоте этих осцилляций, что иллюстрируется рис. 111, на котором приведены снимки интерферограмм для разных двухщелевых зрачков.

Нетрудно оценить характер распределения видности для зрачков другой формы. Так, например, для применяемого в спекл-интерферометрии [131, 155] зрачка из двух круглых отверстий центрально-симметричная модуляция видности бесселевой функцией первого рода первого порядка будет сочетаться с модуляцией косинусоидальной функцией вдоль одного направления.

Отметим, что измерение видности интерференционных полос или размеров областей, на границах которых видность падает до нуля, позволяет определить величину смещения — в нашем случае угол поворота объекта. Например, для кольцеобразного зрачка с отношением радиусов  $\mu = 0,66$  первый нуль функции видности соответствует значению  $\tau = 2,62$ . Подставляя это значение в выражение (8.32) и измеряя в плоскости изображения или по негативу фотоснимка значение  $r_{31}$ , получаем для реальных параметров  $\lambda$ ,  $R$ ,  $f/2R$  и  $\beta$  значение  $\omega_z$ .

#### § 8.4. Спекл-интерферограммы вращательного сдвига

Зарегистрируем теперь двукратно экспонированную спеклограмму в плоскости изображения объекта. Для этого, например, можно использовать оптическую схему, изображенную на рис. 102, с круглым входным зрачком. В силу того, что при регистрации спеклограмм фазовые множители выпадают [75], амплитудное пропускание двукратно экспонированной спеклограммы вращательного сдвига имеет вид:

$$\tau(x_3, y_3) = \tau_0 - k\beta^2 [\tilde{t}(x_3, y_3) \oplus P_S(x_3, y_3)] \oplus [\delta(x_3, y_3) + \delta(x_3 - a_0, y_3 - b_0)], \quad (8.41)$$

где  $a_0$  и  $b_0$  определяются из (8.19),  $\tau_0$  и  $k$  — константы,  $\beta$  — величина, обратная поперечному увеличению,  $P_S(x_3, y_3)$  — импульсный отклик регистрирующей спеклограмму оптической системы.

Сомножитель  $\tilde{t}(x_3, y_3) \oplus P_S(x_3, y_3)$  описывает изображение объекта, промодулированное высокочастотной пространственной составляющей случайного характера, обусловленной субъективной спекл-структурой. На фотопластинке будут зарегистрированы две идентичные спекл-структуры, повернутые друг относительно друга вокруг точки  $P'_0$  на угол  $\omega_z$ . Если теперь полученная двукратно экспонированная спеклограмма освещается плоской волной под углом  $\gamma'$  к ее поверхности (рис. 112), то рассеянное

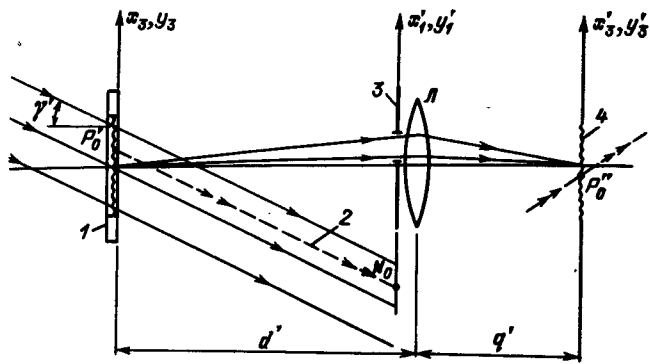


Рис. 112. Формирование спекл-интерферограммы вращательного сдвига: 1 – спеклограмма, 2 – ось относительного поворота световых полей, 3 – зрачок, 4 – изображение,  $L$  – линза.

на ней световое поле без учета недифрагировавшего пучка представить в виде

$$U(x_3, y_3) = c_1 S(x_3, y_3) \otimes [\delta(x_3, y_3) + \delta(x_3 - a_0, y_3 - b_0)] \times \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} \sin \gamma' x_3\right), \quad (8.42)$$

где  $c_1$  – константа, а  $S(x_3, y_3) = [\tilde{t}(x_3, y_3) \otimes P_S(x_3, y_3)]$ . В силу случайного характера функции  $\tilde{t}(x_3, y_3)$  световое поле, описываемое выражением (8.42), является диффузно когерентным, а его пространственный спектр подобен спектру объектного светового поля [32]. Поэтому к исследованию этого светового поля может быть применен анализ, проведенный выше по отношению к голографическому объектному полю. На основе этого анализа можно сделать вывод, что рассеянное на спеклограмме световое поле представляет собой суперпозицию двух идентичных диффузно когерентных полей, вращательно сдвинутых друг относительно друга на угол  $\omega_z$  вокруг оси, ориентация которой определяется уравнениями (8.7) при подстановке в них значений  $\gamma = \gamma'$ ,  $\omega_x = 0$ ,  $x_0 = x_{30}$ ,  $y_0 = y_{30}$ , т.е. соотношениями

$$x'_1 = z \sin \gamma' + x_{30}, \quad y'_1 = y_{30}. \quad (8.43)$$

Эта ось проходит через неподвижную точку  $P'_0$  и параллельна направлению распространения освещающей спеклограмму световой волны (см. рис. 112). Для формирования спекл-интерферограммы используется оптическая схема, которая аналогична оптической схеме для формирования голографических интерферограмм (см. рис. 102). Поэтому интенсивность света в плоскости  $(x'_3, y'_3)$  аналогично выражению (8.22) будет определяться с точностью до постоянного коэффициента соотношением:

$$\langle I(x'_3, y'_3) \rangle = \langle |\tilde{S}(x'_3, y'_3) \otimes P(x'_3, y'_3)|^2 \rangle + \langle |\tilde{S}(x'_3 - a_0, y'_3 - b_0) \otimes P(x'_3, y'_3)|^2 \rangle + 2\text{Re} \{ \exp[i\Psi_S(x'_3, y'_3)] \times \langle \tilde{S}(x'_3, y'_3) \otimes P(x'_3, y'_3) \tilde{S}^*(x'_3 - a_0, y'_3 - b_0) \otimes P^*(x'_3, y'_3) \rangle \}, \quad (8.44)$$

где использованы следующие обозначения

$$\tilde{S}(x'_3, y'_3) = S(\beta'x'_3, \beta'y'_3) \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} \beta' \sin \gamma' x'_3\right) \times \exp\left[\frac{i\pi}{\lambda q} \beta'^2 (x'^2_3 + y'^2_3)\right], \quad (8.45)$$

$$\Psi_S(x'_3, y'_3) = \frac{2\pi}{\lambda d'} \beta' [\omega_z (y_{30} x'_{1p} - x_{30} y'_{1p}) - (-\omega_z y'_{1p} + \omega_z y_{30}) x'_3 - (\omega_z x'_{1p} + \omega_z d' \sin \gamma' - \omega_z x_{30}) y'_3], \quad (8.46)$$

$P(x'_3, y'_3) = F[p(x_1, x_1)]$  – импульсный отклик наблюдательной системы,  $\beta'$  – величина, обратная поперечному увеличению наблюдательной системы.

Если импульсный отклик  $P(x'_3, y'_3)$  имеет за счет малых размеров зрачка значительную ширину, обеспечивающую перекрытие идентичных спеклов, соответствующих начальному и смещенному положениям объекта, по всему полю изображения, то (8.44) сводится к виду

$$\langle I(x'_3, y'_3) \rangle = 2\beta' \langle |\tilde{S}(x'_3, y'_3) \otimes P(x'_3, y'_3)|^2 \rangle \{1 + \mu(\omega) \cos[\Psi_S(x'_3, y'_3)]\}. \quad (8.47)$$

Здесь введен коэффициент  $\mu(\omega)$ , учитывающий эффект декорреляции спекл-структур [199, 200], который обусловлен определенным изменением (деформацией) спекл-поля в пределах входного зрачка регистрирующей спеклограмму системы вследствие пространственного смещения этого поля.

Очевидно, что в силу линейности  $\Psi_S(x'_3, y'_3)$  наблюдаемая спекл-интерферограмма имеет вид прямолинейных полос с постоянным контрастом по всему полю.

### § 8.5. Чувствительность методов голографической и спекл-интерферометрии к вращательному сдвигу спекл-полей

Представляет интерес сравнение чувствительности методов голографической и спекл-интерферометрии при измерении вращательного сдвига объекта. Мы рассмотрим случай, когда ось вращения перпендикулярна поверхности объекта ( $\omega_x = 0$ ).

Пространственные частоты  $\xi'_{x_3}$  и  $\xi'_{y_3}$  спекл-интерферограммы, описываемой выражением (8.47), определяются соотношениями

$$\xi'_{x_3} = (1/2\pi) [\partial \Psi_S(x'_3, y'_3) / \partial x'_3] = \omega_z (y_{30} - y'_{1p}) / \lambda q', \quad (8.48)$$

$$\xi'_{y_3} = (1/2\pi) [\partial \Psi_S(x'_3, y'_3) / \partial y_3] = \omega_z (-x_{30} + x'_{1p} + d' \sin \gamma') / \lambda q'.$$

Сравнивая выражения (8.48) и (8.16), видим, что если  $\omega_x = 0$ ,  $y_0 = y_{30}$ ,  $x_0 = x_{30}$ ,  $\gamma = \gamma'$ ,  $q = q'$ ,  $d = d'$ , то и в голографической и спекл-интерферометрии будут наблюдаться одинаковые интерферограммы. В спекл-интерферометрии, так же как и в голографической интерферометрии, период интерференционных полос определяется координатами входного зрачка  $x'_{1p}$  и  $y'_{1p}$ , точнее, положение его центра относительно точки  $N(x_{30} - d' \sin \gamma', y_{30})$ , являющейся центром относительного враща-



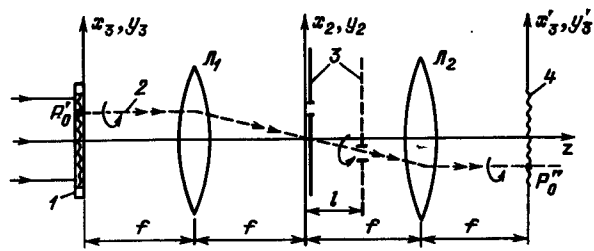


Рис. 113. Получение спекл-интерферограмм путем фильтрации в фурье-плоскости: 1 – спеклограмма, 2 – ось относительного поворота световых полей, 3 – фильтрующая апертура, 4 – действительное изображение объекта.

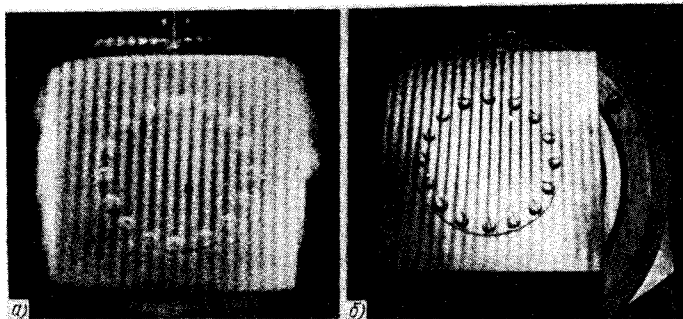


Рис. 114. Снимки спекл-интерферограммы (а) и голографической интерферограммы (б) одного и того же вращательного сдвига, полученных в идентичных оптических схемах.

тельного сдвига световых полей в плоскости входного зрачка наблюдательной системы. Можно показать, что чувствительность двух методов будет равной и при получении спекл-интерферограмм путем нормального освещения спеклограммы, и при проведении пространственной фильтрации в фурье-плоскости (рис. 113), при условии, что для получения голографических интерферограмм используется аналогичная схема. При формировании спекл-интерферограмм ось вращательного сдвига объектных световых полей в фурье-плоскости проходит через фокус первой линзы (рис. 113), тогда как в голографической интерферометрии – через точку  $F_0(-f \sin \gamma, 0)$  при  $\omega_x = 0$ . Поэтому идентичные интерференционные картины (рис. 114) будут формироваться при одинаковом расположении фильтрующего отверстия относительно этих точек\*).

Помещение фильтрующего отверстия в фокусе первой линзы приводит к исчезновению интерференционных полос в плоскости изображения. Однако в этом случае не будут наблюдаться интерференционные полосы и при любом другом смещении объекта [196]. Поэтому в спекл-интерферометрии не удастся отделить вращательное смещение объекта от деформа-

\*) Следует отметить, что результаты работы [195], показывающие разную чувствительность голографической и спекл-интерферометрии к вращательному сдвигу, получены при неодинаковых схемах наблюдения, отличающихся выбором плоскости фильтрации и положением фильтрующего отверстия.

ционного, как это делается в голографической интерферометрии. Однако в этом смысле представляется интересным проведение пространственной фильтрации не в фурье-плоскости, а на некотором расстоянии от нее. В [158] экспериментально показано, что в этом случае нулевая чувствительность к вращательному сдвигу реализуется при помещении фильтрующего отверстия на некотором расстоянии от оптической оси, определяемом положением неподвижной точки  $P'_0$  относительно оптической оси. Действительно, если точка  $P'_0$  находится не на оси оптической системы, то после первой линзы ось поворота объектных световых полей проходит через ее фокус под некоторым углом к оптической оси. Тогда проводя фильтрацию за фурье-плоскостью и помещая центр диафрагмы на ось поворота объектного светового поля, точка пересечения которой с плоскостью фильтрации определяется координатами  $x_2 = -lx_{30}/f$  и  $y_2 = ly_{30}/f$ , можно тем самым добиться нулевой чувствительности к вращательному сдвигу объекта, при сохранении некоторой чувствительности к другим типам смещения.

### § 8.6. Локализация спекл-интерферограмм вращательного сдвига

Для определения области локализации интерференционных полос и их видности в спекл-интерферометрии необходимо, так же как и в голографической интерферометрии, учесть относительное смещение световых полей, соответствующих исходному и смещенному состояниям объекта. Очевидно, что интерференционные полосы локализованы там, где это смещение равно нулю, т.е. в рассматриваемом случае – на оси относительного поворота световых полей, которая определяется выражением (8.43). Размеры области локализации и изменение видности полос в ней будут определяться и формой элементарной области когерентности объектного поля в рассматриваемой плоскости, которая в свою очередь определяется размерами и формой зрачка наблюдательной системы или фильтрующего отверстия.

Выражение для видности интерференционных полос получим, пользуясь соотношением (8.44), что соответствует наблюдательной системе на рис. 112.

Предположим, что субъективная спекл-картина, зарегистрированная на спеклограмме, имеет весьма тонкую структуру, т.е. импульсный отклик регистрирующей системы  $P_S(x_3, y_3)$  имеет малую ширину. Тогда спеклограмму можно рассматривать как транспарант с точечными центрами рассеяния, причем на каждом таком центре световая волна приобретает случайную фазу. Двухэкспозиционная спеклограмма тогда будет представлять собой совокупность двух идентичных наборов таких рассеивающих центров, повернутых друг относительно друга на угол  $\omega_2$ . Поэтому функция  $S(x_3, y_3)$  в соотношении (8.42) может быть представлена в следующем виде:

$$S(x_3, y_3) = S_0(x_3, y_3) \sum_{n, m} \delta(x_3 - x_{3n}, y_3 - y_{3m}) \exp(i\Phi_{nm}), \quad (8.49)$$

где  $S_0(x_3, y_3)$  – детерминированная функция, характеризующая изображение объекта (в нашем рассмотрении примем ее равной единице),  $\Phi_{nm}$  – случайная функция координат.

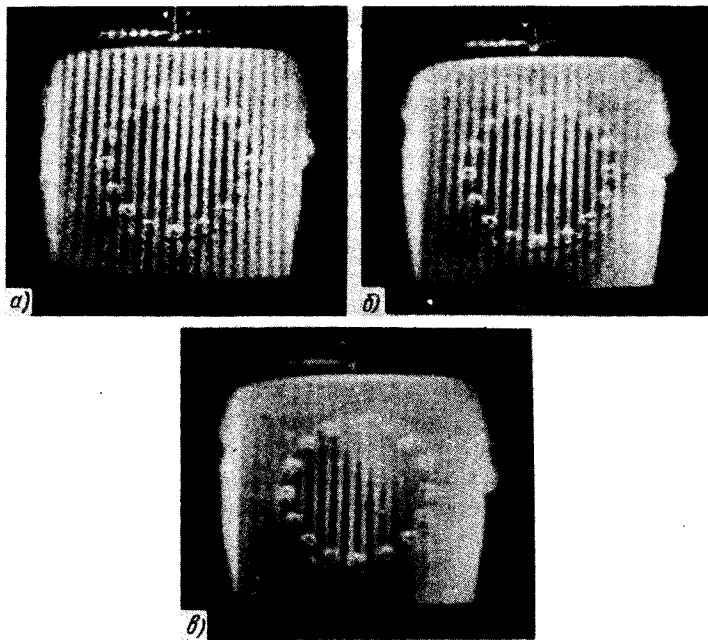


Рис. 115. Спекл-интерферограммы, полученные в случае круглого зрачка при относительных отверстиях: 8 (а); 4 (б) и 2 (в).

Соотношения (8.49) и (8.44) аналогичны соотношениям (8.20) и (8.21), полученным для голографических интерферограмм. Подставляя (8.49) в (8.44) и производя необходимые преобразования, получим для видности спекл-интерферограммы

$$V = \mu(\omega) \iint_{-\infty}^{\infty} p(x_2, y_2) \times \exp \left[ i \frac{2\pi}{\lambda q} (x_2 a_0 + y_2 b_0) \right] dx_2 dy_2 \times \left( \iint_{-\infty}^{\infty} p(x_2, y_2) dx_2 dy_2 \right)^{-1}, \quad (8.50)$$

где  $p(x_2, y_2)$  — функция пропускания зрачка оптической системы, используемой для наблюдения спекл-интерферограмм (или функция пропускания фильтрующего отверстия, если используется наблюдательная система, изображенная на рис. 113).

Таким образом, контраст спекл-интерферограммы определяется как нормированный фурье-образ функции пропускания зрачка наблюдательной системы в зависимости от относительного смещения световых полей, соответствующих исходному и смещенному положениям объекта. Если начало координат в плоскости  $(x'_3, y'_3)$  выбрать в неподвижной точке  $P''_0$ , то (8.50) можно записать в виде

$$V_{\omega_z}(x'_3, y'_3) = \mu(\omega) \iint_{-\infty}^{\infty} p(x_2, y_2) \times \exp[i(2\pi/\lambda q')(-\omega_z y'_3 x_2 + \omega_z x_3 y_2)] dx_2 dy_2 \left( \iint_{-\infty}^{\infty} p(x_2, y_2) dx_2 dy_2 \right)^{-1} \quad (8.51)$$

Из рис. 115 видно, что при увеличении диаметра отверстия зрачка уменьшается область изображения, где видность полос отлична от нуля, т.е. спекл-интерферограмма становится локализованной, как и в голографической интерферометрии вращательного сдвига. При фокусировке объекта на плоскости перед и за плоскостью резкого изображения (рис. 116) область локализации смещается в поперечном направлении параллельно полосам, что указывает на то, что интерферограмма локализована на прямой линии, которая, как указывалось выше, является осью поворота спекл-полей.

Этот результат представляет интерес для практики спекл-интерферометрии, поскольку принято считать (см., например, [201–202]), что в спекл-интерферометрии интерференционные полосы всегда локализованы на изображении объекта и, следовательно, отсутствует проблема их локализации.

Выражение для контраста спекл-интерферограмм можно получить, вычисляя нормированный фурье-образ функции пропускания зрачка в зависимости от угла вращательного сдвига объекта, аналогично тому, как это было сделано для голографических интерферограмм. Соответствующие выражения приведены выше.

На рис. 117 приведены спекл-интерферограммы вращательного сдвига, полученные при использовании входных зрачков разной формы (круглой, кольцеобразной, в виде двух щелей). Очевиден такой же осциллирующий

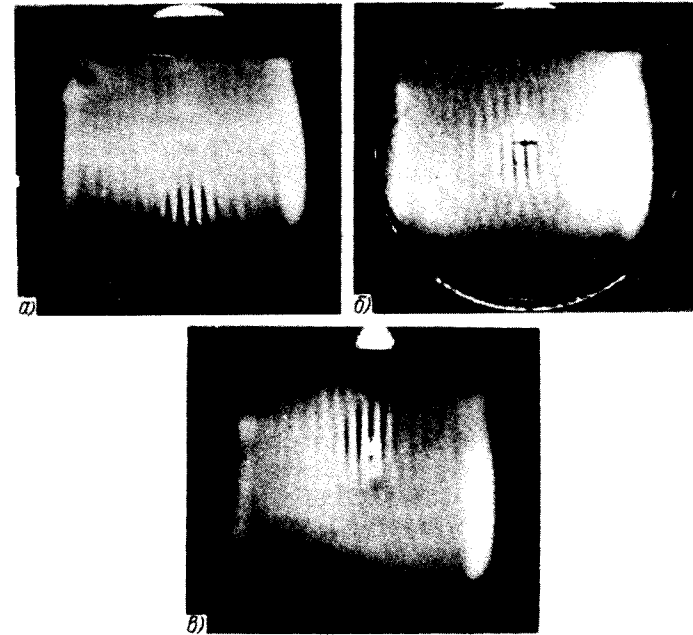


Рис. 116. Спекл-интерферограммы вращательного сдвига, полученные при фокусировке фотоаппарата перед спеклограммой (а); на спеклограмму (б) и за ней (в). Относительное отверстие 2.

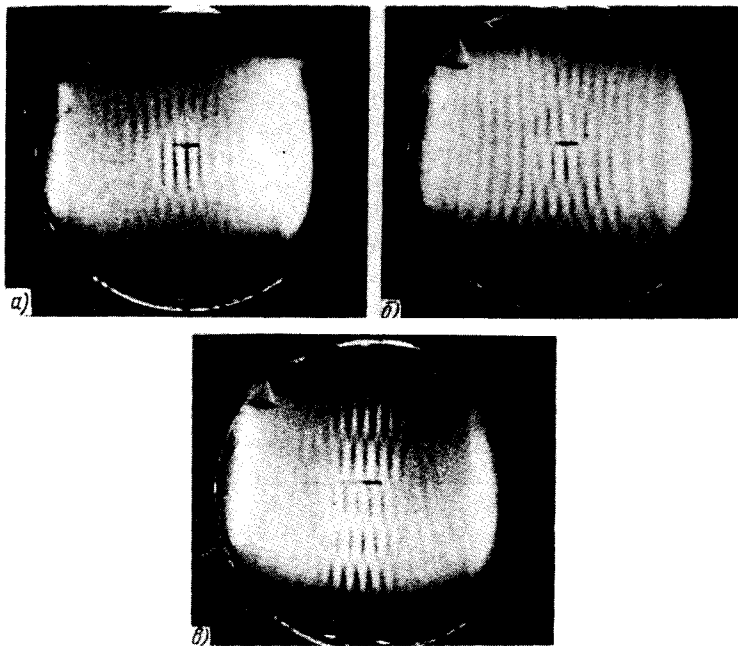


Рис. 117. Спекл-интерферограммы, полученные со входными зрачками разной формы: круглый зрачок с относительным отверстием 4 (а); кольцообразный зрачок, ( $\mu = 0,66$ ,  $R = 14,5$  мм) (б); зрачок в виде двух щелей (ширина щелей – 4 мм, расстояние между щелями – 20 мм) (в).

характер изменения видности со сбоем интерференционных полос на половину периода при переходе через область минимальной видности, как и в случае, когда в качестве средства суперпозиции двух спекл-полей используется голографическая интерферометрия.

Таким образом, рассмотренные эффекты, обусловленные взаимной когерентностью идентичных спекл-полей, проявляются независимо от способа обеспечения их суперпозиции. Поэтому и теорема Ван-Циттерта—Цернике, определяющая закономерности образования низкочастотных интерференционных картин, распространяется и на случай когерентной суперпозиции спекл-полей, обеспечиваемой путем регистрации их интенсивности.

Закономерности образования интерференционных картин, формируемых при наложении двух идентичных, но сдвинутых друг относительно друга спекл-полей, свидетельствуют о том, что размеры и геометрическая структура областей существования интерференционных полос, а также распределение видности последних определяются главным образом тонкой структурой элементарных областей когерентности (спеклов), однозначно связанной с импульсным откликом изображающей системы.

В этой связи с понятием индивидуальных спеклов следует связывать представление не о пятнах с постоянными амплитудой и фазой, а об областях с достаточно сложным распределением комплексной амплитуды, все

участки которых вносят вклад в формирование наблюдаемых интерференционных полос.

Тонкая структура индивидуальных спеклов играет также существенную роль в закономерности продольного распределения видности интерференционных полос, возникающих при суперпозиции идентичных спекл-полей. При этом учет тонкой структуры спеклов позволяет не только объяснить осциллирующий характер распределения видности в продольном сечении интерферограмм, но и уточнить сложившиеся представления, в частности, показать, что распределение видности относительно фурье-плоскости, являющейся плоскостью полной корреляции, носит ярко выраженный асимметричный характер.

Действительно, хорошо известно (см. например, [185]), что апертура изображающей (наблюдательной) системы играет решающую роль в образовании интерференционных полос в голографической интерферометрии диффузно рассеивающих объектов. Как показано выше, голографическую интерферометрию диффузно рассеивающих объектов целесообразно рассматривать как одно из средств обеспечения суперпозиции взаимно смещенных идентичных спекл-полей. Если при этом учитывать, что геометрические параметры наблюдательной системы однозначно определяют характерный размер индивидуальных спеклов, а также их тонкую структуру, то становится очевидным, что наблюдатель, изменяя размеры и форму апертуры изображающей системы, задает условия локализации и распределения видности интерференционных полос именно посредством управления размерами и пространственной структурой спеклов. В самом деле, при суперпозиции идентичных спекл-полей причиной исчезновения низкочастотных интерференционных полос является декорреляция пар идентичных спеклов. При этом полная декорреляция, обусловленная взаимным смещением таких спекл-полей, наступает тем быстрее, чем меньшую область пространства занимает (с учетом наличия тонкой структуры) индивидуальный спекл.

Обычно кривая видности, соответствующая продольной локализации голографической интерферограммы поступательного смещения, наблюдаемой вблизи фурье-плоскости [185], описывается для прямоугольной апертуры симметричной sinc-функцией. Подчеркнем, что такой вид распределения видности, связанный с наличием вторичных максимумов видности хорошо объясняется как качественно, так и количественно, именно наличием у спеклов тонкой структуры. По мере удаления вдоль оптической оси в обе стороны от фурье-плоскости, являющейся плоскостью полной корреляции спеклов, появление вторичных максимумов видности (sinc-функции) обусловлено частичной корреляцией пар идентичных спеклов при наложении различных максимумов их тонкой структуры. Величина видности при этом, как нетрудно убедиться, определяется соотношением между интенсивностями соответствующих максимумов (см. рис. 104).

Учет роли спеклов в локализации интерферограмм, отражающих поперечное поступательное смещение, позволяет выявить еще одну особенность области существования интерференционных полос. Действительно, вернемся к § 7.3 и рассмотрим график рис. 81. Нетрудно убедиться, что область локализации интерферограммы носит ярко выраженный асиммет-

ричный характер. Кроме того, как показывают результаты эксперимента осциллирующий характер изменения видности сопровождается сбоем фазы видности на  $\pi$  при переходе через области нулевой (минимальной) видности. Интересно также отметить, что области постоянных значений видности, отличных от максимального, представляют собой не плоскости, как это можно было ожидать, а поверхности вращения. Кривизна этих поверхностей была максимальна вблизи восстановленного действительного изображения и уменьшалась при удалении от него вдоль оптической оси.

Такой характер распределения видности легко объяснить, если принимать во внимание различие размеров индивидуальных спеклов и элементов их тонкой структуры в различных областях суперпозиционного поля. В областях с нулевой (минимальной) видностью, как показано выше, идентичные спеклы перекрываются таким образом, что один из нулей функции распределения комплексной амплитуды в поперечном сечении спекла совпадает с одним из максимумов этой функции в сдвинутом идентичном с ним спекле. Ближайшей к фурье-плоскости областью, в которой идентичные спеклы приобретают такой сдвиг, является малая область на оптической оси, где размеры спеклов минимальны для данного сечения суперпозиционного спекл-поля. С удалением от оптической оси в поперечном направлении размер спеклов увеличивается, и указанный сдвиг наступает уже на большем расстоянии от фурье-плоскости. Само собой разумеется, что по мере смещения плоскости наблюдения от плоскости действительного изображения вдоль оптической оси размер спеклов возрастает (при фиксированном размере апертуры), и корреляция максимумов тонкой структуры сохраняется на больших расстояниях. Отсюда ясен асимметричный характер распределения видности.

Характерной особенностью низкочастотных голографических и спекл-интерферограмм с осциллирующей видностью является наличие сбоев фазы: интерференционных полос на  $\pi$ : при переходе через области нулевой видности светлая интерференционная полоса сменяется темной и наоборот. При определенных условиях в областях нулевой видности интерференционной картины имеют место "встречные" сбой фазы полос — на  $\pi$  с каждой стороны, и в результате наблюдается эффект "ветвления" интерференционных полос, состоящий в возникновении (исчезновении) полос в точках поля с нулевой видностью. Такое ветвление, как нетрудно убедиться, соответствует приобретению дополнительного набега фазы на  $\pm 2\pi$ .

Эффект ветвления интерференционных полос наблюдается как в поперечном, так и в продольном сечениях суперпозиционного спекл-поля, содержащего две взаимно смещенные идентичные спекл-структуры. Интенсивность низкочастотной интерференционной картины, возникающей в таком суперпозиционном поле, описывается выражением вида (8.23), а распределение видности интерференционных полос выражением вида (8.27), т.е. определяется как нормированная функция автокорреляции спекл-поля. Известно также, что функция автокорреляции спекл-поля, обладающего гауссовой статистикой, выражается через фурье-образ пропускания бинарной апертуры, ограничивающей спекл-поле и определяющей его угловой спектр (теорема Ван-Циттерта — Цернике). Например, для апертуры в форме очень узкого кольца видность с приемлемой точностью

определяется функцией Бесселя первого рода нулевого порядка  $J_0(\tau)$ , а для круговой апертуры — функцией Бесселя первого рода первого порядка, деленной на аргумент  $2J_1(\tau)/\tau$ , где параметр  $\tau$  имеет вид, задаваемый выражением (8.32).

Эти функции, как впрочем и функции видности интерференционных полос для бинарных апертур формы, имеют периодически расположенные линии нулей, обусловленные сменой знака фазы комплексной амплитуды поля. Таким образом интерференционная картина, описываемая (8.23) оказывается промодулированной функцией видности, имеющей нули, в которых фаза видности  $\alpha$  не определена. Именно на линиях нулей видности оказываются возможными набеги фазы видности на  $2\pi$ , которые и наблюдаются в эксперименте.

Отметим аналогию таких особенностей низкочастотной интерференционной картины с так называемыми дислокациями волнового фронта спекл-поля, обнаруженными и исследованными в работах [207–209]. Дислокации волнового фронта регистрируются экспериментально в виде областей возникновения (исчезновения) высокочастотных интерференционных полос, создаваемых при наложении на исследуемое спекл-поле плоской опорной волны. Ясно, что в дислокациях волнового фронта, локализованных в точках поля с нулевой интенсивностью, также приобретает дополнительный набег фазы на  $\pm 2\pi$ .

Основное отличие от случая ветвления интерференционных полос, модулированных спеклами, когда период полос на два-три порядка превышает размер спеклов, состоит в том, что при визуализации дислокаций период интерферограммы должен быть примерно на порядок меньше характерного размера спеклов. Существенное отличие состоит еще в том, что при неизменной конфигурации схемы наблюдения картина ветвления низкочастотных полос не зависит от конкретной реализации спекл-поля и распределения в нем дислокаций волнового фронта.

Отметим некоторые другие особенности эффекта ветвления интерференционных полос при суперпозиции идентичных спекл-полей. В продольном сечении суперпозиционного поля набеги фазы на  $2\pi$  имеют один и тот же знак, что приводит к сокращению количества интерференционных полос по мере удаления от апертуры, ограничивающей спекл-поле. В соответствующих же поперечных сечениях наблюдается встречное ветвление полос, обусловленное набегами фазы противоположных знаков. При переходе через область полной корреляции спекл-полей встречное ветвление полос меняет знак, что связано со сменой знака относительного смещения спекл-полей.

Подчеркнем существенную роль апертуры. Так, при использовании осесимметричной кольцевой апертуры встречное ветвление в поперечном сечении происходит в пределах центральной пары полос, а при нарушении симметрии апертуры точки рождения и исчезновения полос смещаются в разные стороны от оси. Усложнение апертуры путем введения в нее нескольких непрозрачных участков вызывает появление дополнительных цепочек ветвления полос в продольном сечении спекл-поля и соответствующего количества пар точек ветвления — в поперечном.

Интересно, что некоторые из особенностей эффекта ветвления низкочастотных интерференционных полос могут проявляться при непосредствен-

ном наблюдении дислокаций волнового фронта. В частности, использование в схеме эксперимента [208] кольцевой апертуры вместо круговой приводит при сохранении расходимости спекл-поля к заметному (примерно вдвое) увеличению плотности дислокаций.

Выбор размеров и особенно формы входного зрачка позволяет в широких пределах управлять распределением комплексной амплитуды и наглядно выявить такие эффекты, связанные с тонкой структурой индивидуальных спеклов, как осцилляция видности интерференционных полос, их сдвиг на половину периода при переходе через нуль видности, визуализация функции пространственной когерентности спекл-поля.

Индивидуальные спеклы можно рассматривать как своеобразные "поперечные моды" спекл-поля, поскольку только при перекрытии идентичных спеклов или их участков образуется низкочастотная интерференционная картина с отличной от нуля видностью.

Очевидно, что эффекты, связанные с проявлением в макроскопическом масштабе тонкой структуры спеклов, могут проявляться и при других видах смещений спекл-полей, вызываемых изменениями положения диффузно рассеивающего объекта. Поэтому их следует учитывать в случаях, когда видность интерференционных картин осциллирует или зависит от параметров входного зрачка наблюдательной системы.

Следует отметить, что визуализация посредством регистрации распределения видности функции поперечной когерентности спекл-поля является наглядным образом, отражающим к тому же распределение комплексной амплитуды в индивидуальном спекле при выборе той или иной формы зрачка изображающей системы или самого диффузно рассеивающего объекта.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Голография и когерентная оптика продолжают активно развиваться. Одним из свидетельств этого незатухающего развития является появление и становление спекл-интерферометрии, возникновение направления исследований на стыке голографии и оптики спеклов, их взаимное проникновение и обогащение.

Методы голографии изображений, к которым можно отнести и спекл-интерферометрию с регистрацией спеклограмм в плоскости изображения, способствуют общему прогрессу голографии и когерентной оптики в направлении создания приемов и методик, допускающих существенное ослабление требований к элементам оптической схемы, к условиям регистрации и воспроизведения информации об исследуемых объектах. Практические достоинства методов голографии сфокусированных изображений открыли ряд новых возможностей, недоступных традиционной голографии.

Обобщим основные практические достоинства голографии изображений и связанные с ними новые возможности в виде следующих положений.

Для источника излучения (лазера), используемого на этапе регистрации информации, допускается:

- генерация произвольного набора поперечных мод, когда различные участки волнового фронта пространственно некогерентны;
- незначительная длина когерентности (порядка единиц сантиметров), обусловленная генерацией произвольного набора продольных мод.

В результате обеспечивается заметный (в  $3 \div 5$  раз для газовых лазеров и на порядок для импульсных) энергетический выигрыш; становится возможным использование для получения голограмм и спеклограмм практически любого лазера; процесс регистрации оказывается нечувствительным к изменению режима генерации.

Для регистрирующего материала допускаются:

- относительно низкая (в среднем в 5 раз ниже, чем принято) разрешающая способность, что обусловлено отсутствием внеосевого опорного пучка при регистрации спеклограмм;
- произвольный режим экспозиции и фотохимической обработки, не соответствующий линейной регистрации, в частности, перезкспонирование и быстрое проявление.

В результате обеспечивается соответствующий выигрыш в чувствительности и значительное (в среднем на порядок) сокращение времени экспозиции; достигается максимальная дифракционная эффективность и одновременно устраняются основные нелинейные искажения.

Для условий регистрации допускаются:

— экспозиция в условиях действия вибраций и смещений, характерных для обычной фотографии т.е. на два-три порядка больших, чем обычно считается предельно возможным в голографии (при получении сфокусированных голограмм с опорным пучком от объекта и спеклограмм);

— использование в качестве источника опорной волны произвольного объекта или произвольной части исследуемого объекта без необходимости какой-либо компенсации их протяженности;

— регистрация голограмм и спеклограмм с увеличением или уменьшением, в том числе удаленных, крупногабаритных, сильно рассеивающих и слабоотражающих объектов.

В результате значительно облегчается голографическая установка (допустимым становится применение обычных лабораторных стендов); расширяется класс доступных исследованию объектов; достигается возможность управления чувствительностью и разрешением в голографической и спекл-интерферометрии.

Для источника излучения, используемого при восстановлении, допускаются:

— произвольный спектральный состав, т.е. практически полное отсутствие когерентности;

— произвольные размеры и форма излучающей поверхности.

В результате оказывается возможным во многих случаях отказаться от применения на этапе восстановления лазера, и, следовательно, обеспечить простоту и удобство анализа голограмм и голографических интерферограмм, высокое качество изображений в связи с подавлением спекл-шума, биологическую безопасность наблюдателя (оператора), наконец, существенный энергетический и экономический выигрыш.

Следует, однако, принимать во внимание, что голография сфокусированных изображений и спекл-интерферометрия не являются какими-то универсальными методами, имеющими преимущество перед другими методами голографии и когерентной оптики при решении всех практических задач. Голограммам сфокусированных изображений и спеклограммам свойственны определенные ограничения, которые делают их недостаточно конкурентоспособными в ряде приложений, связанных с необходимостью воспроизведения изображений с большой глубиной и параллаксом, обеспечения существенной избыточности записи информации, неискаженной регистрации объектов с большим динамическим диапазоном яркостей. Кроме того, использование оптических элементов при регистрации сфокусированных голограмм сообщает им искажения, обусловленные аберрациями этих элементов.

Поэтому голография сфокусированных изображений и спекл-интерферометрия могут быть рекомендованы для использования в научно-технических задачах, связанных с применением когерентной оптики и голографии, для которых в первую очередь желательны минимальные требования к условиям регистрации и восстановления оптической информации, а также возможность оперативного получения и анализа этой информации. Следует также отметить, что методы спекл-интерферометрии, в силу невозможности восстановления комплексной амплитуды света, в ряде случаев не могут конкурировать с обычной голографической интерферометрией.

Анализ современного состояния и тенденций развития голографии сфокусированных изображений и оптики спеклов показывает, что в дальнейшем получение наиболее важных и интересных результатов правомерно ожидать в ходе дальнейшего изучения изображающих и фазовоспроизводящих свойств спекл-структур (спеклограмм), в том числе нелинейно регистрируемых, и анализа возможностей, связанных с использованием в традиционной голографии и голографии сфокусированных изображений приемов пространственной фильтрации.

Здесь можно рассчитывать на выявление новых данных относительно особенностей воспроизведения фазы спеклограммами, регистрируемыми в разных областях объектного поля, в частности применительно к обращению волнового фронта, а также относительно свойств диффузно рассеянных волн, формируемых в высших максимумах дифракции применительно к интерференционным измерениям. Интересные результаты может дать дальнейшее исследование процессов пространственной фильтрации в голографии и оптике спеклов применительно к разделению информации о различных составляющих сложного перемещения объекта, а также развитию методов обработки информации и анализа структуры поверхности. Все это должно привести к более глубокому осмыслению физической общности голографической и спекл-интерферометрии, уточнению их метрологических возможностей. Углублению представлений о физическом механизме голографической интерферометрии, безусловно, будет способствовать изучение тонкой структуры спекл-полей и ее роли в изменениях видности голографических интерферограмм.

С точки зрения практического использования перспективными для голографии изображений представляются методы хранения и обработки оптической информации, микроскопия, в том числе интерференционная, измерение смещений и деформаций на основе голографической и спекл-интерферометрии, а также реализация голографического кинофильма.

В целом учет физических свойств, присущих голограммам сфокусированных изображений и спеклограммам, позволяет с более общих позиций подходить к рассмотрению теоретических вопросов голографии и когерентной оптики, расширяет круг представлений об их возможностях и перспективах дальнейшего развития.

1. *Gabor D.* – Nature, 1948, v. 161, p. 777.
2. *Gabor D.* – Proc. Roy. Soc., 1949, v. A197, p. 454.
3. *Gabor D.* – Proc. Phys. Soc., 1951, v. B64, p. 449.
4. *Leith E.N., Upatnieks J.* – J. Opt. Soc. Am., 1962, v. 52, p. 1123.
5. *Leith E.N., Upatnieks J.* – J. Opt. Soc. Am., 1963, v. 53, p. 1877.
6. *Leith E.N., Upatnieks J.* – J. Opt. Soc. Am., 1964, v. 54, p. 1295.
7. *Leith E.N., Upatnieks J.* – J. Opt. Soc. Am., 1965, v. 1965, p. 981.
8. *Денисюк Ю.Н.* – ДАН СССР, 1962, т. 144, с. 1275.
9. *Денисюк Ю.Н.* – Опт. и спектр., 1963, т. 15, с. 520.
10. *Денисюк Ю.Н.* – Опт. и спектр., 1965, т. 18, с. 275.
11. *Клименко И.С., Рукман Г.И.* – Опт. и спектр., 1966, т. 21, с. 751.
12. *Stroke G.W., Falconer D.G.* – Phys. Lett., 1964, v. 13, p. 306.
13. *Stroke G.W., Falconer D.G.* – Phys. Lett., 1965, v. 15, p. 238.
14. *Vander Lught A.* – IEEE Trans, 1964, v. IT-10, p. 139.
15. *Сороко Л.М.* – УФН, 1966, т. 90, с. 3.
16. *Vander Lught A.* – Appl. Opt., 1966, v. 5, p. 1221.
17. *Gabor D., Goss W.P.* – J. Opt. Soc. Am., 1966, v. 56, p. 849.
18. *Carter W.H., Engeling P.D., Dougal A.A.* – IEEE J. Quant. El, 1966, v. 2, p. 44.
19. *Van Lighten R.F., Osterberg H.* – Nature, 1966, v. 211, p. 282.
20. *Rotz F.B., Friesem A.A.* – Appl. Phys. Lett., 1966, v. 8, p. 146.
21. *Tanner L.* – J. Sci. Instr., 1966, v. 43, p. 346.
22. *Lohman A.W., Paris D.P.* – J. Opt. Soc. Am., 1966, v. 56, p. 537A.
23. *Stroke G.W.* – Phys. Lett., 1966, v. 23, p. 325.
24. *Rosen L.* – Appl. Phys. Lett., 1966, v. 9, p. 337.
25. *Rosen L.* – Proc. IEEE, 1967, v. 55, p. 79.
26. *Kock W.E., Rosen L., Stroke G.W.* – Proc. IEEE, 1967, v. 55, p. 80.
27. *Rosen L., Clark W.* – Appl. Phys. Lett., 1967, v. 10, p. 140.
28. *Brandt G.B., Rigler A.K.* – Phys. Lett., 1967, v. 25A, p. 68.
29. *Клименко И.С., Матиян Е.Г., Рукман Г.И.* – Письма ЖЭТФ, 1967, т. 6, с. 535.
30. *Brandt G.B.* – Appl. Opt., 1969, v. 8, p. 1421.
31. *Клименко И.С., Матиян Е.Г.* – Опт. и спектр., 1970, т. 28, с. 556.
32. *Клименко И.С., Матиян Е.Г., Скромцкий Г.В.* – ДАН СССР, 1973, т. 211, с. 571.
33. *Hertel J.* – Optik, 1967, v. 25, p. 217.
34. *Vanderwarker R., Snow K.* – Appl. Phys. Lett., 1967, v. 10, p. 35.
35. *Клименко И.С., Матиян Е.Г., Налимов И.П.* – Опт. и спектр., 1969, т. 26, с. 1019.
36. *Stroke G.W., Restrik R., Funkhouser A., Brumm D.* – Appl. Phys. Lett., 1965, v. 6, p. 178.
37. *Grobler H.* – Exptl. Techn. Phys., 1968, v. 16, p. 354.
38. *Lanzl F., Mager H.J.* – Zeitschr. Angew. Phys., 1968, v. 24, p. 156.
39. *Stetson K.* – Appl. Phys. Lett., 1967, v. 11, p. 225.
40. *Weingärtner J., Menzel E., Mirande W.* – Optik., 1970, v. 31, p. 335.
41. *Клименко И.С., Матиян Е.Г.* – Опт. и спектр., 1970, т. 29, с. 1132.
42. *Upatnieks J., Leonard C.* – J. Opt. Soc. Am., 1970, v. 60, p. 297.
43. *Sizuo T., Yuji T.* – Appl. Opt., 1973, v. 12, p. 415.
44. *Sizuo T.* – Jap. J. Appl. Phys., 1971, v. 10, p. 1742.
45. *Какичашвили Ш.Д.* – УФЖ, 1969, т. 14, с. 1862.
46. *Какичашвили Ш.Д.* – Техн. кино и тел., 1971, вып. 3, с. 17.
47. *Какичашвили Ш.Д., Какичашвили В.И.* – ЖТФ, 1971, т. 41, с. 1508.
48. *Bryngdahl O., Lohman A.W.* – J. Opt. Soc. Am., 1970, v. 60, p. 281.
49. *Leith E.N., Upatnieks J.* – J. Opt. Soc. Am., 1967, v. 57, p. 975.
50. *Рукман Г.И., Филенко Ю.И.* – Письма ЖЭТФ, 1968, т. 8, с. 538.
51. *Weingärtner J., Mirande W., Menzel E.* – Optik., 1969, v. 30, p. 318.
52. *Mirande W., Weingärtner J., Menzel E.* – Opt. Comm., 1970, v. 1, p. 315.
53. *Golbach H.* – Optik, 1973, v. 37, p. 45.
54. *Ueda M., Sato T.* – J. Opt. Soc. Am., 1971, v. 61, p. 418.
55. *Ueda M., Sato T., Kondo M.* – Opt. Acta, 1973, v. 20, p. 403.
56. *Upatnieks J.* – J. Opt. Soc. Am., 1968, v. 58, p. 589.
57. *Dainty J.C., Welford W.T.* – Opt. Comm., 1971, v. 3, p. 289.
58. *Hohberg G.* – Optik, 1969, v. 28, p. 288.
59. *Saida N., Nakagawa T., Suzuki T.* – Jap. J. Appl. Phys., 1975, v. 14, p. 1925.
60. *Sato T., Ueda M., Ikeda T.* – Appl. Opt., 1971, v. 13, p. 1318.
61. *Клименко И.С., Матиян Е.Г.* – Опт. и спектр., 1969, т. 27, с. 367.
62. *Клименко И.С., Матиян Е.Г., Рукман Г.И.* – Опт. и спектр., 1970, т. 29, с. 160.
63. *Клименко И.С., Кучерявенко Е.И., Матиян Е.Г.* – Опт. и спектр., 1973, т. 34, с. 360.
64. *Righini G.C., Russo V., Sottini S.* – Appl. Opt., 1972, v. 11, p. 698.
65. *Pieratini C.* – Opt. Comm., 1972, v. 5, p. 41.
66. *Чернов В.П., Горбатенко Б.Б.* – Опт. и спектр., 1975, т. 39, с. 963.
67. *Schwider J., Birow R.* – J. Opt. Soc. Am., 1970, v. 60, p. 1421.
68. *Белозеров А.Ф., Черных В.Т.* – Опт. и спектр., 1970, т. 28, с. 1022.
69. *Gribble R.F., Quinn W.E., Semon R.E.* – Phys. Fluids, 1971, v. 14, p. 2042.
70. *Champagne E.B.* – US Patent № 3.692.381.
71. *Boone P.M., de Backer L.C.* – Optik, v. 37, p. 61, 1973.
72. *Клименко И.С., Скромцкий Г.В.* – УФН, 1973, т. 109, с. 269.
73. *Рытов С.М.* – Материалы I Всесоюзной школы по голографии. – Л.: ФТИ им. А.Ф.Иоффе, 1971, с. 21.
74. *Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л.* – Оптическая голография. – М.: Мир, 1973.
75. *Франсон М.* – Оптика спеклов. – М.: Мир, 1980.
76. *Pennington K.S., Collier R.J.* – Appl. Phys. Lett., 1966, v. 8, p. 14.
77. *Collier R.J., Pennington K.S.* – Appl. Phys. Lett., 1966, v. 8, p. 44.
78. *Archbold E., Burch J.M., Ennos A.E., Taylor P.A.* – Nature, 1969, v. 222, p. 263.
79. *Leendertz J.A.* – J. Sci. Instrum, 1970, v. 3, p. 214.
80. *Archbold E., Burch J.M., Ennos A.E.* – Opt. Acta, 1970, v. 17, p. 883.
81. *Archbold E., Ennos A.E.* – Opt. Acta, 1972, v. 19, p. 253.
82. *Firester A.H.* – J. Opt. Soc. Am., 1974, v. 64, p. 551A.
83. *Gale M.T., Knop K., Russel J.R.* – Opt. Laser Technol, 1975, v. 7, p. 234.
84. *Gale M.T., Knop K.* – Appl. Opt., 1976, v. 15, p. 2189.
85. *Labeurie A.* – Astron. Astrophys., 1970, v. 6, p. 85.
86. *Gezari D.Y., Labeurie A., Stachnik R.V.* – Astrophys. J., 1972, v. 173, p. L1.
87. *Stetson K.A.* – Opt. Soc. Am., 1974, v. 64, p. 857.
88. *Stetson K.A.* – Opt. Engineer., 1975, v. 14, p. 482.
89. *Власов Н.Г., Рябова Р.В., Семенов С.П.* – Материалы X Всесоюзной школы по голографии. – Л.: ЛИЯФ, 1978, с. 42.
90. *Клименко И.С., Кучерявенко Е.И., Скромцкий Г.В.* – Квантовая электроника, 1974, т. 1, с. 1222.
91. *Kock W.E., Reindero J.* – Proc. IEEE, 1965, v. 53, p. 1787.
92. *Марешаль А., Франсон М.* – Структура оптического изображения. – М.: Мир, 1964.
93. *Гудман Дж.* – Введение в фурье-оптику. – М.: Мир, 1970.
94. *Вьено Ж.-Ш., Смигельский П., Руайе А.* – Оптическая голография. – М.: Мир, 1973.
95. *Клименко И.С., Матиян Е.Г., Скромцкий Г.В.* – Опт. и спектр., 1973, т. 34, с. 819.
96. *Клименко И.С., Матиян Е.Г.* – Квантовая электроника, 1974, т. 1, с. 2096.

97. Goodman J.W. – J. Opt. Soc. Am., 1967, v. 57, p. 560.  
 98. Friesem A.A., Zelenka J.S. – Appl. Opt., 1967, v. 6, p. 1755.  
 99. Goodman J.W., Knight G.R. – J. Opt. Soc. Am., 1968, v. 58, p. 1276.  
 100. Wyant J.G., Givens M.P. – Appl. Opt., 1970, v. 9, p. 810.  
 101. Bryngdahl O., Lohman A.W. – J. Opt. Soc. Am., 1968, v. 58, p. 1325.  
 102. Микаэлян А.Л., Бобринев В.И., Гулянян Э.Х., Акимова Г.Н. – В сб. Квантовая электроника, под ред. Н.Г.Басова, 1971, вып. 1, с. 143.  
 103. Клименко И.С., Матинян Е.Г. – Опт. и спектр., 1971, т. 31, с. 776.  
 104. Caulfield H.J., Harris J.L., Hemstreet H.W., Cobb I.G. – Proc. IEEE, 1967, v. 55, p. 1758.  
 105. Caulfield H.J. – Phys. Lett., 1968, v. 27A, p. 319.  
 106. Cathey W.T. – US Patent № 3.415.587, 1968.  
 107. Caulfield H.J. – Appl. Phys. Lett., 1970, v. 16, p. 234.  
 108. Montgomery W.T. – Appl. Opt., 1968, v. 7, p. 83.  
 109. Winiarczyk W. – Acta Phys. Pol., 1972, v. A42, p. 505.  
 110. Rosen L. – US Patent № 3.535.013, 1970.  
 111. Mottier F. – Appl. Phys. Lett., 1969, v. 15, p. 44.  
 112. Волков И.В., Клименко И.С. – Авт. свид. № 934215 от 9 февраля 1982 г. Опубл. 07.06.1982 г.  
 113. Lurie M. – J. Opt. Soc. Am., 1968, v. 58, p. 614.  
 114. Стаселько Д.И., Денисюк Ю.Н., Смирнов А.Г. – Опт. и спектр., 1969, т. 26, с. 413.  
 115. Brooks R.E., Heflinger L., Wuerker I.O. – IEEE J. Quant. El., 1966, v. 2, p. 275.  
 116. Клименко И.С., Матинян Е.Г. – Опт. и спектр., 1971, т. 31, с. 471.  
 117. Клименко И.С., Матинян Е.Г., Скроцкий Г.В. – Опт. и спектр., 1972, т. 33, с. 1139.  
 118. Белозеров А.Ф., Зейликович И.С. – Опт. и спектр., 1974, т. 36, с. 750.  
 119. Стаселько Д.И., Денисюк Ю.Н. – Опт. и спектр., 1970, т. 28, с. 323.  
 120. Борн М., Вольф Э. – Принципы оптики. – М.: Наука, 1970.  
 121. Клименко И.С., Матинян Е.Г., Скроцкий Г.В. – Сб. Проблемы голографии. – М.: МИРЭА, 1973, вып. 1, с. 48.  
 122. Russo V., Sottini S. – Appl. Opt., 1968, v. 7, p. 202.  
 123. Клименко И.С., Матинян Е.Г., Скроцкий Г.В. – Квантовая электроника, 1977, т. 4, с. 162.  
 124. Лейт Э.Н. – Материалы V Всесоюзной школы по голографии. – Л.: ЛИЯФ, 1973, с. 141.  
 125. Велфорд У.Т. – там же, с. 272.  
 126. Вьено Ж.-Ш. – там же, с. 425.  
 127. Клименко И.С., Шушлебина Н.И., Шихалев Э.Г. Опт. и спектр., 1983, т. 54, с. 324.  
 128. Власов Н.Г., Пресняков Ю.П. – В сб. Квантовая электроника, 1973, вып. 2, с. 80.  
 129. Аристов В.В., Иванова Г.А., Клименко И.С., Матинян Е.Г. – Квантовая электроника, 1976, т. 3, с. 436.  
 130. Клименко И.С., Малов С.Н. – Опт. и спектр., 1983, т. 54, с. 711.  
 131. Duffly D.E. – Appl. Opt., 1972, v. 11, p. 1778.  
 132. Клименко И.С., Скроцкий Г.В. – Материалы VI Всесоюзной школы по голографии. – Л.: ЛИЯФ, 1974, с. 355.  
 133. Аристов В.В., Иванова Г.А. – Опт. и спектр., 1975, т. 39, с. 563.  
 134. Wolf E., Shewell J.R. – J. Math. Phys., 1970, v. 11, p. 2254.  
 135. Nassenstein H. – Optik, 1969, v. 29, p. 597.  
 136. Nassenstein H. – Optik, 1969, v. 30, p. 44.  
 137. Клименко И.С. – Опт. и спектр., 1981, т. 50, с. 934.  
 138. Horman M.H. – Appl. Opt. 1965, v. 4, p. 333.  
 139. Collier R.J. Doherty E.T. Pennington K.S. – Appl Phys Lett. 1965, v. 7 p. 223.  
 140. Burch I.M., Ennos A.E. – J. Opt. Soc. Am., 1966, v. 56, p. 541.  
 141. Haines K.A., Hildebrandt V.P. – Appl. Opt., 1966, v. 5, p. 595.  
 142. Heflinger L., Wuerker I., Brooks R.E. – J. Appl. Phys., 1966, v. 37, p. 642.  
 143. Александров Е.Б., Бонч-Бруевич А.М. – ЖТФ, 1967, т. 37, с. 360.  
 144. Hildebrandt V.P., Haines K.A. – J. Opt. Soc. Am., 1967, v. 57, p. 155.  
 145. Клименко И.С., Матинян Е.Г. – Опт. и спектр., 1972, т. 32, с. 620.  
 146. Varner J.R. – Appl. Opt., 1970, v. 9, p. 2098.  
 147. Bryngdahl O. – J. Opt. Soc. Am., 1970, v. 60, p. 865.  
 148. Муштафин К.С., Селезнев В.А., Штырков Е.И. – Опт. и спектр., 1970, т. 28, с. 1186.  
 149. Клименко И.С., Матинян Е.Г. – Квантовая электроника, 1974, т. 1, с. 2094.  
 150. Власов Н.Г. – Материалы IV Всесоюзной школы по голографии. – Л.: ЛИЯФ, 1973, с. 124.  
 151. Gabor D. – IBM J. Res. Dev., 1970, v. 14, p. 509.  
 152. Goodman J.W. – "Laser Speckle and Related Phenomena" (ed. J. Dainty), Springer-Verlag, Berlin: 1975, p. 9.  
 153. Ennos A.E. – Progress in Optics, 1978, v. 16, p. 235.  
 154. Chiang E.P., Juang R.M. – Opt. Acta, 1976, v. 23, p. 997.  
 155. Власов Н.Г., Пресняков Ю.П., Смирнова С.Н. – ЖТФ, 1973, т. 43, с. 1104.  
 156. Клименко И.С., Рябухо В.П. – ЖТФ, 1982, т. 52, с. 896.  
 157. Клименко И.С., Кварацхелия Т.Г., Волков И.В., Голикова Н.А. – ЖТФ, 1981, т. 51, с. 2080.  
 158. Волков И.В., Клименко И.С. – ЖТФ, 1980, т. 50, с. 1038.  
 159. Власов Н.Г. – Материалы IX Всесоюзной школы по голографии. – Л.: ЛИЯФ, 1977, с. 256.  
 160. Lohman A.W., Weigelt G.P. – J. Opt. Soc. Am., 1976, v. 66, p. 1271.  
 161. Гусев К.Г., Канустин А.А., Рассоха А.А. – Материалы IX Всесоюзной школы по голографии. – Л.: ЛИЯФ, 1977, с. 267.  
 162. Debrus S., Franson M., Grover C.P. – Opt. Comm., 1971, v. 4, p. 172.  
 163. Debrus S., Franson M., Koulev P. – Nouv. Rev. Opt., 1974, v. 5, p. 153.  
 164. Briers J.D. – Opt. Quant. Electr., 1976, v. 8, p. 469.  
 165. Tiziani H.J. – Opt. Comm., 1972, v. 5, p. 271.  
 166. Tiziani H.J. – Appl. Opt., 1972, v. 11, p. 2911.  
 167. Boone P.M. – Opt. Laser Technol., 1972, v. 4, p. 162.  
 168. Клименко И.С., Рябухо В.П. – Материалы XIV Всесоюзной школы по голографии. – Л.: ЛИЯФ, 1983, с. 62.  
 169. Ennos A.E. – "Laser Speckle and Related Phenomena" (ed. J. Dainty), Springer-Verlag, Berlin: 1975, p. 203.  
 170. Gregory D.A. – Opt. Laser Technol., 1976, v. 8, p. 201.  
 171. Gregory D.A. – Opt. Comm., 1977, v. 20, p. 1.  
 172. Stetson K.A. – J. Opt. Soc. Am., 1976, v. 66, p. 1267.  
 173. Клименко И.С., Малов С.Н. – Опт. и спектр., 1982, т. 52, с. 745.  
 174. Gabor D., Stroke G.W., Restrick R., Funkhouser A., Brumm D. – Phys. Lett., 1965, v. 18, p. 116.  
 175. Collins L.F. – Appl. Opt., 1968, v. 7, p. 203.  
 176. Harinharan P., Ramprasad B.S. – J. Sci. Instrum., 1972, v. 5, p. 976.  
 177. Mondal P.K., Sarma B.S. – Indian J. Phys., 1974, v. 48, p. 378.  
 178. Ashton R.A., Slovin D., Gerritsen H.J. – Appl. Opt., 1971, v. 10, p. 440.  
 179. Matsuda K. – Opt. Comm., 1972, v. 6, p. 110.  
 180. Matsuda K., Tsujiuchi J. – Japan J. Appl. Phys., 1975, v. 14, p. 265.  
 181. Петров К.Н., Пресняков Ю.П. – Опт. и спектр., 1978, т. 44, с. 309.  
 182. Lohman A.W., Weigelt G.P. – Opt. Comm., 1975, v. 14, p. 252.  
 183. Клименко И.С., Рябухо В.П., Федулеев Б.В. – Опт. и спектр., 1983, т. 55, с. 140.  
 184. Клименко И.С., Рябухо В.П., Федулеев Б.В., Лохова Н.В. – Опт. и спектр., 1983, т. 55, с. 483.  
 185. Вест Ч. – Голографическая интерферометрия. – М.: Мир, 1982.  
 186. Власов Н.Г., Штанько А.Е. – Материалы VIII Всесоюзной школы по голографии. – Л.: ЛИЯФ, 1976, с. 202.  
 187. Власов Н.Г., Штанько А.Е. – Материалы VII Всесоюзной школы по голографии. – Л.: ЛИЯФ, 1975, с. 191.  
 188. Tanner L.H. – J. Sci. Instrum., 1968, v. 1, p. 517.  
 189. Molin N.E., Stetson K.A. – Optik, 1970, v. 31, p. 281.  
 190. Yamaguchi I. – Opt. Acta, 1978, v. 25, p. 299.  
 191. Yamaguchi I. – Opt. Acta, 1977, v. 24, p. 1011.  
 192. Goldfischer L.I. – J. Opt. Soc. Am., 1965, v. 55, p. 247.  
 193. Dainty J.C. – Progress in Optics, 1976, v. 14, p. 3.



194. *Папулис А.* – Теория систем и преобразований в оптике. – М.: Мир, 1971.
195. *Uosato H., Iwata K., Nagata R.* – Japan J. Appl. Phys., 1977, v. 16, p. 1689.
196. *Khetan R.P., Chiang E.P.* – Appl. Opt., 1976, v. 15, p. 2205.
197. *Ennos A.E.* – Opt. Comm., 1980, v. 33, p. 9.
198. *Клименко И.С., Рябухо В.П., Федулеев Б.В., Лохова Н.В.* – ЖТФ, 1983, т. 53, с. 888.
199. *Yataguchi I.* – Opt. Acta, 1981, v. 28, p. 1359.
200. *Srajer M., Rastogi P.K., Monneret J.* – Appl. Opt., 1981, v. 20, p. 3392.
201. *Cloud G.* – Appl. Opt., 1975, v. 14, p. 878.
202. *Stetson K.A.* – Opt. News., 1979, v. 5, p. 14.
203. *Клименко И.С., Малов С.Н., Рябухо В.П.* – ДАН СССР, 1983, т. 272, с. 365.
204. *Клименко И.С., Рябухо В.П., Федулеев Б.В.* – Письма в ЖЭТФ, 1983, т. 9, с. 1381.
205. *Власов Н.Г., Пресняков Ю.П.* – В сб. Современные проблемы прикладной голографии. – М: МДНТ, 1974, с. 13.
206. *Козел С.М., Локшин Г.Р.* Опт. и спектр., 1972, т. 33, с. 165.
207. *Баранова Н.Б., Зельдович Б.Я.* – ЖЭТФ, 1981, т. 80, с. 1979.
208. *Баранова Н.Б., Зельдович Б.Я., Мамаев А.В. и др.* – Письма в ЖЭТФ, 1981, т. 33, с. 206.
209. *Баранова Н.Б., Зельдович Б.Я., Мамаев А.В. и др.* – ЖЭТФ, 1982, т. 83, с. 1702.

ИГОРЬ СЕМЕНОВИЧ КЛИМЕНКО

**ГОЛОГРАФИЯ  
СФОКУСИРОВАННЫХ  
ИЗОБРАЖЕНИЙ И СПЕКЛ-  
ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ**

Редактор *Т.Г. Борисова*

Технические редакторы *В.В. Лебедева, О.Б. Черняк*

Корректоры *Т.В. Обод, Е.А. Янышева*

Набор осуществлен в издательстве  
на наборно-печатающих автоматах

ИБ № 12474

Сдано в набор 12.12.84

Подписано к печати 14.03.85. Т – 07715

Формат 60 X 90 1/16

Бумага офсетная № 1. Гарнитура Пресс-Роман

Печать офсетная. Усл.печ.л. 14,0

Усл.кр.-отт. 14,0. Уч.-изд.л. 16,04. Тираж 2290 экз.

Тип.зак. 331. Цена 2 р. 70 к.

Ордена Трудового Красного Знамени  
издательство "Наука"

Главная редакция  
физико-математической литературы  
117071 Москва В-71, Ленинский проспект, 15

4-я типография издательства "Наука"  
630077 г. Новосибирск-77,  
ул. Станиславского, 25