

ГОЛОГРАФИЯ СФОКУСИРОВАННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

И. С. Клименко, Г. В. Скроцкий

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	269
2. Голографическая регистрация сфокусированных изображений и особенности их восстановления	270
3. Механизм реконструкции веосевых изображений в белом свете	273
4. Глубина восстановления в белом свете	275
5. Использование протяженных опорных источников в голограмии сфокусированных изображений	276
6. Условия наблюдения изображений, восстанавливаемых голограммами сфокусированных изображений в белом свете	284
7. Голографическая интерферометрия сфокусированных изображений	286
8. Заключение	290
Цитированная литература	291

1. ВВЕДЕНИЕ

Голографические методы регистрации и восстановления волнового фронта, принципы которых были изложены в пионерских работах Габора¹⁻³, Денисюка⁴⁻⁶, Лейта и Упатниекса⁷⁻¹⁰, получили за последние годы значительное развитие. Они неоднократно освещались на страницах настоящего журнала. В научной литературе широко обсуждаются возможности применения голограммии в различных областях науки, техники и народного хозяйства. Многие из выявленных возможностей уже реализованы на практике или находятся в стадии реализации.

Широко известные работы⁷⁻¹⁰, в которых впервые был применен лазер в качестве источника излучения, позволили превратить голограммии в безлинзовый метод получения высококачественных объемных изображений предметов. Термином «голограмма» стали называть только метод безлинзовой фотографии в когерентном свете, чему, в частности, способствовали названия первых работ на русском языке¹¹⁻¹². Регистрация интерференционного поля световой волны в зоне френелевской или фраунгофера дифракции, несомненно, придает голограммическому методу ряд уникальных свойств изобразительного характера. Поэтому неудивительно, что значительное количество работ было посвящено детальному исследованию именно этих особенностей голограммии.

В обычных схемах голограммии регистрируют в присутствии когерентного опорного пучка световое поле от предмета, существенно размытое вследствие дифракции (при пропускании) или диффузного рассеяния (при отражении). Однако основная особенность голограммии, связанная с возможностью сохранения информации о фазах рассеянных предметом волн, проявляется также и при подаче опорного пучка в плоскость резкого (сфокусированного) изображения^{13, 14}.

Гологramмы сфокусированных изображений, сохраняя обычные для голографической регистрации свойства, обладают рядом специфических особенностей, не только чрезвычайно любопытных, но и представляющих, как мы увидим дальше, значительный практический интерес.

К настоящему времени появилось достаточно большое количество работ, посвященных исследованию голограмм сфокусированных изображений и их особенностей, однако все они, за исключением, пожалуй, обстоятельной статьи Брандта¹⁵, носят характер лаконичных оригинальных сообщений. Результаты их представляются отрывочными и не всегда сопоставимы между собой.

В настоящем обзоре рассмотрены основные результаты, полученные при исследовании голограмм сфокусированных изображений, обсуждаются особенности метода и некоторые возможности его практического применения.

2. ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ РЕГИСТРАЦИЯ СФОКУСИРОВАННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ И ОСОБЕННОСТИ ИХ ВОССТАНОВЛЕНИЯ

В методе голографии сфокусированных изображений регистрация стационарного интерференционного поля, возникающего в результате суперпозиции когерентных — предметной и опорной — волн, производится в плоскости резкого (сфокусированного) изображения предмета или

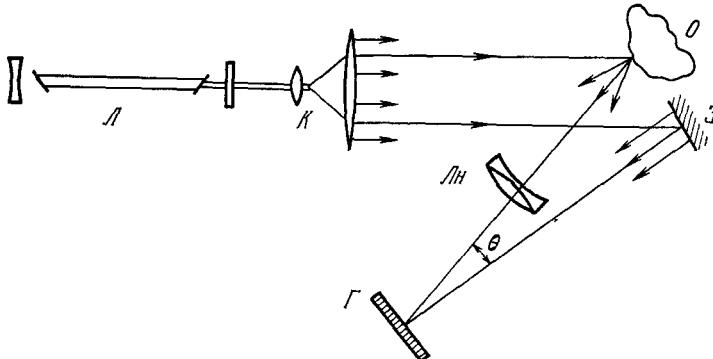


Рис. 1. Схема голографической регистрации сфокусированных изображений. L — лазер, K — коллиматор, O — объект, Z — зеркало, L_h — линза, G — голограмма.

вблизи нее (рис. 1). Отметим, что, в отличие от традиционных методов голографии, опорный пучок не обязательно должен представлять собой волну простой формы (плоскую или сферическую), он может создаваться источником совершенно произвольной структуры. Обстоятельства, с которыми связана эта возможность, подробно рассмотрены ниже.

Общая схема получения голограмм сфокусированных изображений предполагает добавление опорной когерентной волны к изображению предмета, сфокусированному обычным образом. При этом голографирование может производиться как в плоскости сфокусированного изображения, так и вне ее. При освещении голограммы сфокусированного изображения широким пучком лазерного излучения в направлении дифракционных максимумов можно наблюдать трехмерное изображение объекта съемки, а также перестраиваться по глубине, наблюдая сфокусированными последовательно различные сечения объекта.

Основные особенности голограмм сфокусированных изображений обусловлены тем, что информация на них регистрируется в локальной

форме — каждой точке предмета соответствует точка (малая область) на голограмме, благодаря чему реконструкция изображения, несомого восстанавливаемой волной, происходит в плоскости голограммы либо вблизи ее.

Если восстановление проводится монохроматическим излучением лазера^{16, 17}, то реконструкции, т. е. наблюдаемые изображения, обладают характерным для голографии свойством объемности, причем глубина восстановленного изображения ограничивается только длиной когерентности источника, применяемого при регистрации.

В зависимости от взаимного положения плоскости сфокусированного изображения и плоскости голографирования, т. е. плоскости, в которую помещается регистрирующая фотопластинка, ярко выраженным свойством объемности могут обладать как мнимое изображение, когда плоскость изображения находится перед голограммой, так и действительное изображение перед фотопластинкой, когда плоскость изображения расположена за плоскостью голограммы. Если плоскость голограммы пересекает изображение трехмерной сцены, то при восстановлении голограммы одна часть сцены наблюдается в виде мнимого изображения, а другая — в виде действительного изображения; в сопряженном пучке первого порядка эти части сцены меняются ролями¹⁶.

Условия наблюдения восстановленных изображений зависят от выбора направления падения восстанавливающего пучка¹⁵. При реконструкции пучком, противоположным по направлению опорному, положительная линза (или другая фокусирующая система), используемая на этапе регистрации, восстанавливается путем псевдоскопической инверсии в виде

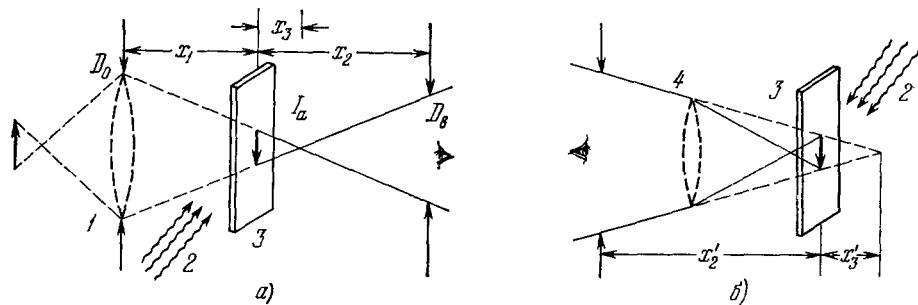


Рис. 2. Влияние геометрии восстановления на поле зрения в голографии сфокусированных изображений: восстановление копией опорной волны (а) и волной, сопряженной с опорной (б).

1 — мнимое изображение линзы, 2 — восстанавливающий пучок, 3 — голограмма сфокусированного изображения, 4 — действительное изображение линзы.

изображения положительной же линзы, расположенной со стороны наблюдателя, обеспечивая увеличение поля зрения (рис. 2). Освещение голограммы копией опорного пучка приводит к восстановлению изображения линзы по другую сторону от голограммы, в связи с чем поле зрения заметно сужается^{15, 16, 18}.

Локальный характер регистрации информации голограммами сфокусированных изображений, приводящий к реконструкции изображений в плоскости фотопластинки, существенно снижает требования к монохроматичности излучения и позволяет проводить восстановление такого рода голограмм полихроматическим излучением^{17–21}. В этом случае отдельные спектральные составляющие полихроматического восстановленного пучка реконструируют (путем дифракции) на «тонкой» голограмме разноцвет-

ные изображения, которые благодаря пространственной дисперсии наблюдаются под разными углами к оси голограммы. Если восстановление производить пучком белого света, то результирующая картина, попадающая в апертуру наблюдательной системы, представляет собой спектрально окрашенное изображение предмета.

Известно, что восстановление френелевских голограмм в белом свете невозможно, так как вследствие пространственной дисперсии происходит сильное размытие изображений, которые в этом случае локализуются на значительном расстоянии от фотопластиинки. На реконструкциях, формируемых голограммами сфокусированных изображений, благодаря локализации изображений вблизи плоскости фотопластиинки, не возникает заметного размытия изображений из-за дисперсии. Стого говоря, совершенно неразмытой оказывается только плоскость изображения, совпадающая с плоскостью голограммы.

Однако конечность апертуры глаза и ограниченность его разрешающей способности допускают наличие остаточного хроматизма. Поэтому практически возможно получение в белом свете качественных реконструкций объектов (сцен), обладающих глубиной до нескольких сантиметров^{15, 18}.

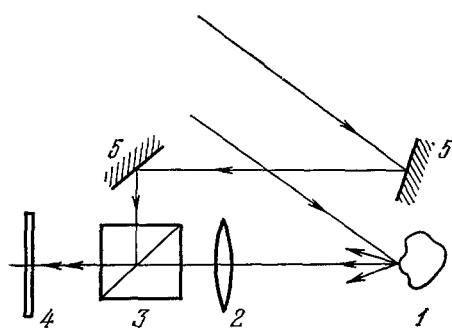
Голограммы сфокусированных изображений могут быть получены с применением соосного опорного пучка, подобно тому, как это делается в схеме голографии Габора¹⁻³, причем объектами голографирования мо-

Рис. 3. Схема получения голограмм сфокусированных изображений с соосным опорным пучком.

1 — объект, 2 — линза, 3 — светофильтр, 4 — голограмма, 5 — зеркала.

гут служить и диффузно отражающие предметы (рис. 3). Восстановленные такими голограммами изображения наблюдаются в осевом направлении, причем наблюдение необходимо вести под некоторым углом к оси освещавшего пучка, чтобы интенсивный фон от восстанавливающего источника не накладывался на изображение²². Восстановленные изображения, получаемые с помощью таких голограмм в белом свете, характеризуются очень незначительной спектральной дисперсией, и распределение интенсивности на них такое же, как на черно-белых фотографиях. Это обусловлено тем, что при регистрации голограммы обеспечивается практическое совпадение кривизны объектной и опорной волн, вследствие чего фазовая информация фиксируется за счет локальной пространственной модуляции интенсивности, а обычная несущая не возникает. В связи с практическим полным отсутствием дисперсии такие голограммы позволяют наблюдать качественные реконструкции объектов с глубиной более 10 см²³, поскольку именно дисперсия является причиной размытия восстановленных изображений в случае использования на этапе регистрации голограммы опорной волны простой формы.

Возможность реконструкции голограмм сфокусированных изображений в белом свете, являющаяся следствием локальной записи информации, позволяет осуществить весь голографический процесс в белом свете²⁴. Для этого на этапе получения голограммы необходимо применить ахроматическую схему голографирования^{25, 26}. Схема регистрации голограмм сфокусированных изображений в белом свете приведена на рис. 4. В качестве пространственной несущей здесь используется ахроматическое изображение дифракционной решетки. Сфокусированное изображение объекта



(транспаранта) формируется в дифрагированном этой решеткой пучке первого порядка, а в качестве опорного пучка используется пучок нулевого порядка. При этом в плоскости изображения фокусирующей системы

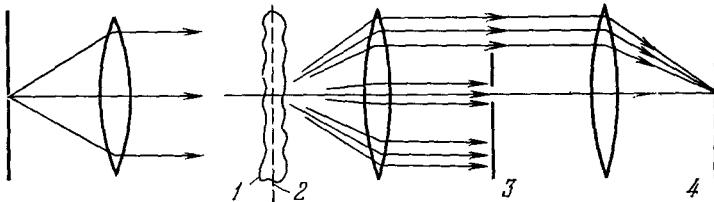


Рис. 4. Схема получения ахроматических голограмм сфокусированных изображений.
1 — объект, 2 — дифракционная решетка, 3 — экран, 4 — голограмма.

возникает периодическая картина полос, промодулированная по амплитуде в соответствии с функцией пропускания транспаранта. После регистрации такая голограмма сфокусированного изображения позволяет получить в белом свете вполне удовлетворительные реконструкции.

3. МЕХАНИЗМ РЕКОНСТРУКЦИИ ВНЕОСЕВЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ В БЕЛОМ СВЕТЕ

Процессы восстановления голограммами сфокусированных изображений в белом свете подробно исследовались в работах^{15, 18, 27, 28}. Эксперименты показали, что возможность получения изображения в полихроматическом свете от голограмм этого типа является прямым результатом создания резкого изображения в плоскости регистрации. При этом, если объект обладает значительной пространственной глубиной, качественно реконструируется только та его часть, которая находится в фокусе в плоскости голограммы и в непосредственной близости к ней. Процессы регистрации голограмм сфокусированных изображений и получения внеосевых восстановленных изображений удобно описывать аналитически²⁷; предполагается, что объект — плоский и сфокусирован точно в плоскость голограммы. Допустим при этом, что оптическая система, формирующая сфокусированное изображение, осуществляет неискаженный перенос изображения объекта в плоскость голографирования в виде плоской волны. Если объект характеризуется амплитудным пропусканием (или отражением) $T(x, y)$ и плоская опорная волна падает на плоскость x, y под углом θ_0 , то регистрируемая интенсивность равна

$$I(x, y) = |T(x, y) + e^{-ik_0x \sin \theta_0}|^2 = \\ = (|T(x, y)|^2 + 1) + T(x, y) e^{ik_0x \sin \theta_0} + T^*(x, y) e^{-ik_0x \sin \theta_0}, \quad (1)$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, а λ_0 — длина волны излучения, используемого при голографировании.

Если при регистрации интерференционной картины на фотопластинке и ее обработке выполнены условия, при которых прозрачность фотопластинки оказывается пропорциональной $I(x, y)$, то (1) с точностью до постоянного множителя описывает функцию амплитудного пропускания голограммы сфокусированных изображений. Уравнение (1) удобно записать в виде

$$\tau(x, y) = (|T(x, y)|^2 + 1) + T(x, y) e^{-i(2\pi/d_0)x} + T^*(x, y) e^{-i(2\pi/d_0)x}, \quad (2)$$

где $d_0 = 2\pi/k_0 \sin \theta_0$ — период зафиксированной интерференционной картины (пространственной несущей голограммы сфокусированных изображений).

Пусть голограмма сфокусированных изображений, полученная в излучении с длиной волны $\lambda_0 = 2\pi/k_0$, освещается плоским пучком монохроматического излучения с произвольной длиной волны $\lambda \neq \lambda_0$. Распределение амплитуд света на выходе, т. е. в плоскости x, y в этом случае описывается выражением

$$U_B(x, y) = T(x, y) e^{-ikz} = \\ = (|T(x, y)|^2 + 1) e^{-ikz} + T(x, y) e^{-ik[z-(2\pi/kd_0)x]} + T^*(x, y) e^{-ik[z+(2\pi/kd_0)x]}.$$

Опуская фактор распространения (постоянный фазовый множитель e^{-ikz}) и учитывая, что для первого порядка дифракции $\sin \theta = 2\pi/kd_0$, получим для восстановленной волны

$$U_B(x, y) = (|T(x, y)|^2 + 1) + T(x, y) e^{ikx \sin \theta_k} + T^*(x, y) e^{-ikx \sin \theta_k}; \quad (3)$$

здесь индекс k показывает, что под углом θ_k наблюдается изображение, восстановленное светом с длиной волны $\lambda = 2\pi/k$. Таким образом, наряду с пучком нулевого порядка (первое слагаемое) возникает пара симметричных изображений объекта, локализованных в плоскости x, y , причем угол между осью освещивающего пучка и направлением, под которым наблюдается изображение, изменяется в зависимости от выбора длины волны монохроматического излучения, используемого при восстановлении. В отличие от обычных голограмм Френеля, регистрирующих волновой фронт на некотором расстоянии от объекта, голограммы сфокусированных изображений создают изображения, масштаб которых не зависит от длины волны восстанавливавшего излучения. Благодаря этому обстоятельству при освещении таких голограмм белым светом получаются высококачественные спектрально окрашенные изображения. Действительно, пусть на голограмму сфокусированного изображения направляется плоский пучок полихроматического излучения, который задан в виде

$$U_0 = \int_{k_1}^{k_2} e^{-ikz} dk,$$

где k_1 и k_2 — значения волновых чисел, соответствующие крайним значениям длин волн монохроматических компонент. Тогда на выходе голограммы возникает волна

$$U_B^{(\Sigma)}(x, y) = \int_{k_1}^{k_2} (|T(x, y)|^2 + 1) e^{-ikz} dk + \\ + \int_{k_1}^{k_2} T(x, y) e^{-ik(z+x \sin \theta_k)} dk + \int_{k_1}^{k_2} T^*(x, y) e^{-ik(z-x \sin \theta_k)} dk. \quad (4)$$

Таким образом, каждая синусоидальная составляющая излучения, падающего на голограмму сфокусированного изображения, порождает монохроматическую волну вида

$$T(x, y) e^{-ikx \sin \theta_k}.$$

Суммарная волна, выходящая в направлении первого максимума, описывается вторым (или третьим) слагаемым (4), т. е. наблюдаемая картина получается в результате суперпозиции изображений, восстановленных отдельными монохроматическими компонентами. Этот результат полу-

чается в предположении, что в плоскости голографирования создается световое поле, соответствующее сфокусированному изображению двухмерного (плоского) объекта, а восстановленная волна воспроизводит соответствующее распределение амплитуд в плоскости голограммы. Сечение восстановленной волны, не совпадающее с плоскостью x, y , содержит изображение, размытое благодаря дисперсии. Поэтому, строго говоря, качественного объективного восстановления объекта, обладающего даже незначительным рельефом (глубиной), в белом свете не происходит: части объекта, находящиеся вне плоскости изображения, при восстановлении полихроматическим излучением будут неизбежно размыты. Это размытие, естественно, тем сильнее, чем больше удалены эти элементы от плоскости голограммы.

Однако благодаря физиологическим особенностям глаза при визуальном наблюдении изображений объектов, характеризующихся небольшой глубиной, их качество оказывается вполне удовлетворительным.

4. ГЛУБИНА ВОССТАНОВЛЕНИЯ В БЕЛОМ СВЕТЕ

Размытие изображения предмета, обусловленное спектральной дисперсией полихроматического излучения, для некоторой глубины этого предмета остается незначительным и не превышает размеров кружка рассеяния, воспринимаемого глазом в виде точки. Размытие Δx произвольной точки восстановленного изображения, находящейся на некотором расстоянии h от плоскости голограммы сфокусированного изображения, освещаемой точечным источником полихроматического излучения, определяется^{15, 18} очевидным соотношением

$$\Delta x = h (\Delta\lambda/\lambda_0) \sin \theta_0, \quad (5)$$

где $\Delta\lambda$ — интервал длин волн, излучаемых источником. Уравнение (5) может быть использовано для определения разрешения на определенной глубине, достигаемого при немонохроматическом освещении. Например, голограмма, полученная в излучении с длиной волны $\lambda_0 = 6000 \text{ \AA}$ при угле падения опорного пучка $\theta_0 = 30^\circ$ на плоскость голограммы, при освещении источником со спектральной шириной $\Delta\lambda = 60 \text{ \AA}$, формирует на расстоянии $h = 1 \text{ см}$ изображение, размытое на $\Delta x = 50 \text{ мкм}$. На практике^{15, 25} допустимое размытие имеет место на значительно больших расстояниях от плоскости голограммы. Обычно изображения, восстанавливаемые голограммами сфокусированных изображений, наблюдаются визуально, а глаз, как известно, представляет собой оптическую систему с конечной апертурой. При определенных соотношениях между дисперсией голограммы и диаметром зрачка обеспечиваются условия попадания в глаз весьма ограниченного участка спектра, т. е. размытие каждой точки изображения оказывается меньше значения Δx , определяемого уравнением (5). Поэтому оказывается возможным наблюдать качественные изображения со значительной глубиной.

Действительно, в оптическую систему с диаметром D_0 , удаленную от голограммы на расстояние R , свет от каждой точки восстановленного изображения попадает в ограниченном интервале углов $\theta_{rp} = D_0/R$. Это означает, что из каждой точки в систему поступает излучение из области длин волн $\Delta\lambda_{\text{эфф}}$, даже если голограмма освещается полихроматическим излучением (белым светом). Ширина области длин волн определяется формулой

$$\Delta\lambda_{\text{эфф}} = \theta_{rp} \partial\lambda/\partial\theta = (D_0/R) \partial\lambda/\partial\theta, \quad (6)$$

где $\partial\lambda/\partial\theta$ характеризует угловую дисперсию голограммы. Размытие, описываемое формулой (5), можно записать в виде

$$\Delta x = h\Delta\lambda \partial\theta/\partial\lambda, \quad (7)$$

и, подставляя в (7) значение $\Delta\lambda_{\text{эфф}}$ из (6), получим для предельного размытия

$$\Delta x_{\text{пред}} = hD_0/R.$$

Угловое размытие голограммы можно записать в виде

$$\Delta\theta_p = hD_0/R^2.$$

Отсюда $h = R^2\Delta\theta_p/D_0$. Таким образом, размытие, обусловленное немонокроматичностью восстанавливающего пучка, при наблюдении через систему с ограниченной апертурой не зависит от дисперсии голограммы, и при некотором удалении наблюдателя от плоскости голограммы можно получить изображение с высокой резкостью. Глубина поля, в котором обеспечивается высокое качество изображения, также может быть получена достаточно большой. Например, если при наблюдении с расстояния $R = 1 \text{ м}$ через зрачок диаметром $D_0 = 4 \text{ мм}$ требуется минимальное регистрируемое разрешение $\Delta\theta_p = 4 \cdot 10^{-4} \text{ рад}$, то глубина поля высококачественного наблюдения составляет $\pm 10 \text{ см}$.

5. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПРОТЯЖЕННЫХ ОПОРНЫХ ИСТОЧНИКОВ В ГОЛОГРАФИИ СФОКУСИРОВАННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Возможность использования протяженного источника при голограммической регистрации сфокусированных изображений впервые исследовалась Роузеном²⁹. Оказалось, что при регистрации голограмм, сфокусированных изображений и восстановлении изображений можно использовать произвольные и совершенно различные протяженные источники когерентного излучения, причем при восстановлении нет необходимости использовать известные³⁰ методы компенсации протяженности опорного источника. Позднее было показано³¹, что эта возможность распространяется также и на голограммы, регистрируемые в отраженном свете в непосредственной близости к объекту. Эти экспериментальные результаты поясняются в работе²⁹ следующими соотношениями. Если плоская опорная волна записана в виде

$$U_{\text{оп}}(x) = A_{\text{оп}}e^{-ikx \sin \theta},$$

а предметная волна (от точечного объекта) — в виде

$$U_{\text{пр}}(x) = A_{\text{пр}}e^{i(k/2R)(x-x_0)^2}, \quad (8)$$

где R — расстояние от предмета до плоскости голограммы x , то функция прозрачности регистрируемой голограммы (френелевского типа) пропорциональна выражению

$$I(x) = \{|A_{\text{оп}}|^2 + |A_{\text{пр}}|^2\} + A_{\text{оп}}^* A_{\text{пр}} e^{i[(k/2R)(x-x_0)^2 + kx \sin \theta]} + A_{\text{оп}}^* A_{\text{пр}} e^{-i[(k/2R)(x-x_0)^2 + kx \sin \theta]}.$$

При освещении голограммы плоской волной

$$U_{\text{в}}(x) = A_{\text{в}}e^{-ikx \sin \phi}$$

одна из компонент восстановленной волны, описываемая выражением

$$U_{\text{в}}(x) = C e^{i(k/2R)[(x-x_0)^2 + 2Rx(\sin \theta - \sin \phi)]},$$

представляет собой мнимое изображение точечного объекта (см. уравнение (8)), отклоненное на угол γ , где

$$\sin \gamma = \sin \theta - \sin \varphi.$$

Если же восстановление производится с помощью протяженного источника, то имеется целый набор значений угла φ в интервале от φ_{\min} до φ_{\max} . В результате восстановленное изображение точечного источника наблюдается в интервале углов $\Delta\gamma$ (от γ_{\min} до γ_{\max}).

Размытие изображения точки оказывается равным

$$\Delta x = R \Delta\gamma,$$

и при $R \rightarrow 0$, что соответствует случаю регистрации голограмм сфокусированных изображений, размытие точки изображения $\Delta x \rightarrow 0$.

В работе ³² более подробно были рассмотрены процессы регистрации голограмм сфокусированных изображений с протяженным опорным

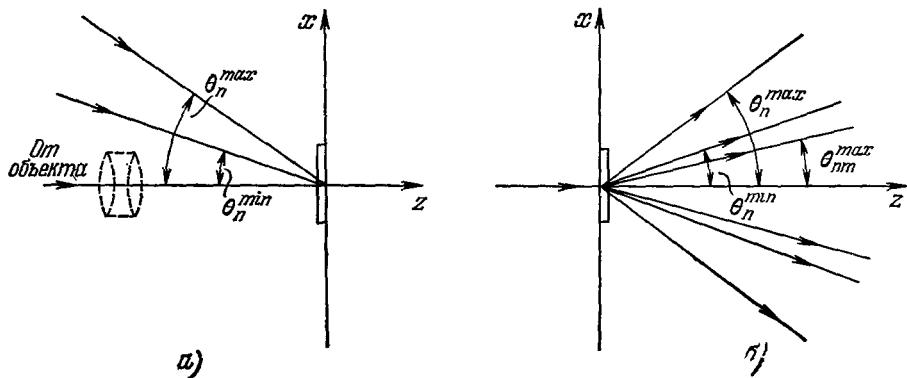


Рис. 5. Схема хода лучей при регистрации голограмм сфокусированных изображений с протяженным опорным источником (а) и при восстановлении плоской монохроматической волной (б).

источником когерентного излучения и восстановления качественных изображений с помощью источников излучения произвольной формы и поризвольного спектрального состава. В частности, исследовался случай восстановления протяженным источником полихроматического излучения (белого света), т. е. случай, когда размытие в восстановленном изображении обусловлено не только многосторонним освещением, но и дисперсией.

При анализе, проводимом в работе ³², предполагается, что регистрация голограммы производится в плоскости сфокусированного изображения двумерного объекта. Опорная волна представляется в виде совокупности плоских волн, поступающих в плоскость голографирования (рис. 5) в некотором интервале углов, т. е.

$$U_{\text{оп}}(x) = \sum_{n=1}^N e^{-ik_0 x \sin \theta_n};$$

здесь $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, а λ_0 — длина волны излучения лазера, используемого при регистрации голограммы.

Интенсивность, регистрируемая голограммой сфокусированного изображения при использовании протяженного опорного источника,

с точностью до постоянного коэффициента описывается выражением

$$I_{\text{пер}}(x) = \left| T(x) + \sum_{n=1}^N e^{-ik_0x \sin \theta_n} \right|^2 = (|T(x)|^2 + N) + \sum_{n=1}^N T(x) e^{ik_0x \sin \theta_n} + \\ + \sum_{n=1}^N T^*(x) e^{-ik_0x \sin \theta_n} + \sum_{n=1}^N \sum_{m=1, m \neq n}^N e^{-ik_0x(\sin \theta_n - \sin \theta_m)} + \sum_{n=1}^N \sum_{m=1, m \neq n}^N e^{ik_0x(\sin \theta_n - \sin \theta_m)}.$$

Уравнение голограммы аналогично (2) перепишется в виде

$$I_{\text{пер}}(x) = (|T(x)|^2 + N) + \sum_n T(x) e^{i(2\pi/d_n)x} + \sum_n T^*(x) e^{-i(2\pi/d_n)x} + \\ + \sum_n \sum_{m \neq n} e^{-i(2\pi/d_{nm})x} + \sum_n \sum_{m \neq n} e^{i(2\pi/d_{nm})x}.$$

Если теперь восстановление производится плоской монохроматической волной с длиной волны $\lambda \neq \lambda_0$, распространяющейся вдоль оси z ,

$$U_0(x) = e^{-ikz},$$

то после прохождения голограммы формируется световое поле

$$U_B(x) = (|T(x)|^2 + N) e^{ikz} + \sum_n T(x) e^{-ik[z - (2\pi/d_nk)x]} + \\ + \sum_n T^*(x) e^{-ik[z + (2\pi/d_nk)x]} + \sum_n \sum_{m \neq n} e^{-ik[z + (2\pi/d_{nm}k)x]} + \\ + \sum_n \sum_{m \neq n} e^{-ik[z - (2\pi/d_{nm}k)x]}. \quad (9)$$

С учетом условий дифракции световой волны на периодических структурах с периодами d_n и d_m восстановленное световое поле записывается в виде

$$U_B(x) = (|T(x)|^2 + N) + \sum_n T(x) e^{ikx \sin \theta'_n} + \\ + \sum_n T^*(x) e^{-ikx \sin \theta'_n} + \sum_n \sum_{m \neq n} e^{-ikx \sin \theta'_{nm}} + \sum_n \sum_{m \neq n} e^{ikx \sin \theta'_{nm}},$$

где углы θ'_n и θ'_{nm} определяются условиями дифракции (см., например, (3)). Таким образом, в выходной плоскости наряду с осевой волной (первое слагаемое) и парой симметричных изображений, наблюдавшихся в интервале углов от $\pm \theta_{nm}^{\min}$ до $\pm \theta_{nm}^{\max}$ (второе и третье слагаемые), возникает еще рассеянный фон, создаваемый совокупностью плоских волн (описываемой четвертым и пятым слагаемыми), распространяющихся по обе стороны от оси z вплоть до значений углов $\pm \theta_{nm}^{\max}$; этот фон частично перекрывает осевой пучок.

Пусть восстановление производится плоской полихроматической волной

$$U_0(x) = \sum_{l=1}^L e^{-ik_l x}.$$

Тогда световое поле в плоскости голограммы принимает вид

$$U_B(x) = L(|T(x)|^2 + N) + \sum_{l=1}^L \sum_{n=1}^N T(x) e^{-ik_l x \sin \theta_{nl}} + \\ + \sum_{l=1}^L \sum_{n=1}^N T^*(x) e^{ik_l x \sin \theta_{nl}} + \sum_{l=1}^L \sum_{n=1}^N \sum_{m=1, m \neq n}^N e^{ik_l x \sin \theta_{nml}} + \\ + \sum_{l=1}^L \sum_{n=1}^N \sum_{m=1, m \neq n}^N e^{-ik_l x \sin \theta_{nml}}.$$

Интервал углов, в котором наблюдаются восстановленные изображения, за счет дисперсии расширяется в направлении, перпендикулярном направлению пространственной несущей голограммы сфокусированного изображения; кроме того, происходит перемешивание (совпадение по направлению) отдельных монохроматических компонент восстановленной волны, дифрагированных решетками с различными периодами. Действительно, изображения, восстанавливаемые компонентами спектра с длинами волн λ'_l и λ''_l при дифракции соответственно на элементарных голограммах с периодами d'_n и d''_n , наблюдаются под одним и тем же углом, если $\lambda'_l d''_n = \lambda''_l d'_n$. Что касается рассеянного фона, то степень диффузности его увеличивается, поскольку в соответствующем интервале углов распространяется большее количество дифрагированных плоских волн.

Наконец в случае, когда восстановление производится волной, создаваемой протяженным полихроматическим источником излучения:

$$U''_0(x) = \sum_{p=1}^P \sum_{l=1}^L e^{-ik_l x \sin \theta_p},$$

в выражении для восстановленной волны внеосевым изображениям соответствуют слагаемые типа

$$\begin{aligned} U''_{B_1}(x) &= \sum_{p=1}^P \sum_{l=1}^L \sum_{n=1}^N T(x) e^{-ik_l x (\sin \theta_p - \sin \theta_n l)}, \\ U''_{B_2}(x) &= \sum_{p=1}^P \sum_{l=1}^L \sum_{n=1}^N T^*(x) e^{ik_l x (\sin \theta_p - \sin \theta_n l)}. \end{aligned}$$

Отсюда следует, что интервал углов, в котором наблюдаются восстановленные изображения, дополнительно расширяется за счет дифракции на наборе решеток различных пространственных компонент падающей волны $U'_0(x)$.

Таким образом, особенность регистрации голограмм сфокусированных изображений, приводящая к локализации восстановленных изображений в плоскости голограммы, обеспечивает качественное наблюдение и в том случае, когда результирующее световое поле представляет собой совокупность большого количества одинаковых изображений, несомых дифрагированными пучками различных направлений и различных цветов. Использование при регистрации голограмм сфокусированных изображений протяженного опорного источника приводит лишь к увеличению числа таких пучков и совпадению некоторых из них по направлению, что связано с регистрацией набора пространственных несущих.

К аналогичному результату приводит проведенное в работе¹⁵ рассмотрение голографических процессов, основанное на использовании известных соотношений Майера³³ для положения изображения в зависимости от геометрических параметров записи и восстановления. В соответствии с этим позиция внеосевой восстановленной точки изображения определяется выражением

$$a_R = \frac{m^2 x_c z_0 z_r - \mu x_0 z_c z_r - \mu x_r z_c z_0}{m^2 z_0 z_r - \mu z_c z_r + \mu z_c z_0}, \quad (10)$$

а расстояние этой точки от голограммы —

$$Z_R = \frac{m^2 z_c z_0 z_r}{m^2 z_0 z_r - \mu z_c z_r + \mu z_c z_0}, \quad (11)$$

где x_c , x_0 и x_r — внеосевые координаты восстановленного изображения, объекта и опорного источника, z_c , z_0 и z_r — соответствующие расстояния от плоскости голограммы, m — увеличение, реализуемое при переходе

от регистрации к восстановлению, μ — соотношение длин волн излучения, используемого при восстановлении и регистрации.

Размытие точки изображения, обусловленное протяженностью восстанавливющего источника (пусть его размеры — Δx_c):

$$\Delta a_R = \Delta x_c da_R/dx_c.$$

С учетом (10) получаем

$$\Delta a_R = \frac{\Delta x_c}{1 - \mu (z_c/m^2 z_0) + \mu (z_c/m^2 z_r)}.$$

В пределе при $z_0 \ll z_c$ и $\mu z_c/m^2 z_r \sim 1$

$$\Delta a_R = \Delta x_c m^2 z_0 / \mu z_c,$$

так что размытие стремится к нулю по мере того, как расстояние между

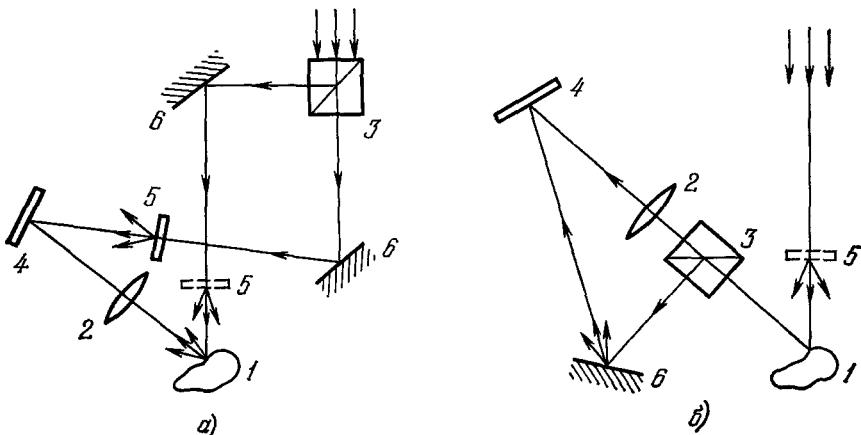


Рис. 6. Схема голограммической регистрации сфокусированных изображений с диффузно рассеянной опорной волной (а) и с опорной волной, рассеянной объектом (б). 1 — объект, 2 — линза, 3 — светоделитель, 4 — голограмма, 5 — диффузный рассеиватель, 6 — зеркала.



Рис. 7. Фотография реконструкции диффузно отражающего барельефа, формируемой голограммой, полученной опорным источником.

объектом и голограммой $z_0 \rightarrow 0$. Подобный результат нетрудно получить также для голограммы сфокусированного изображения, регистрируемой с использованием протяженного опорного источника и восстанавливаемой точечным источником.

Эксперименты по регистрации голограмм сфокусированных изображений с протяженным опорным источником и восстановлению изображений в белом свете протяженных источников, проведенные в работах^{15, 32, 34}, подтверждают свойства изображений, следующие из теоретического рассмотрения. Это относится как к голограммам сфокусированных изображений, использующим в качестве опорного пучка часть излучения, рассеянного объектом^{15, 34}, так и к голограммам, полученным с независимым диффузно рассеянным опорным источником³². Схемы соответствующих экспериментов приведены на рис. 6. Восстановленные изображения (рис. 7) наблюдаются в широком интервале углов; цвета изображения сильно перемешаны, что связано с совпадением по направлению световых пучков разных цветов, появляющихся в результате дифракции на голограмме полихроматических пучков различного направления (даваемых протяженным источником). В направлении нулевого максимума дифракции наблюдается диффузно рассеянное в достаточно широком интервале углов поле белого света, которое является результатом дифракции освещающего пучка на наборе пространственных несущих с периодами d_{nm} (см. формулу (9)).

6. УСЛОВИЯ НАБЛЮДЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ, ВОССТАНАВЛИВАЕМЫХ ГОЛОГРАММАМИ СФОКУСИРОВАННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ В БЕЛОМ СВЕТЕ

Условия наблюдения локализованных в плоскости голограммы внеосевых восстановленных изображений²⁷ заметно отличаются в зависимости от пространственной структуры объектного, опорного и восстанавливавшего пучков, а также, конечно, от спектрального состава последнего.

В случае, если опорный и объектный пучки — плоские (объект рассеивает свет незначительно), при освещении голограммы сфокусированных изображений полихроматической волной простой формы (плоской или сферической) наблюдается «вырезанная» из изображения спектрально окрашенная полоска; при сужении спектра источника ее ширина уменьшается, в пределе давая одноцветную точку. Характер наблюдаемой картины обусловлен дифракцией световой волны плоской формы на решетке с простой пространственной структурой, характеризуемой единственным периодом полос. Как известно, подобное свойство проявляют и обычные голограммы Френеля слаборассеивающих объектов. Наблюдать целиком восстановленное изображение в этих случаях удается при проектировании его с помощью оптики на диффузный экран.

При освещении такой голограммы волной сложной формы (от протяженного источника) можно без труда наблюдать целиком восстановленное изображение: на решетке с периодом d дифрагирует совокупность сферических волн различных направлений, и результирующая картина есть результат суперпозиции множества изображений в некотором интервале углов. Следует отметить, что в этом случае спектрально окрашенное изображение характеризуется высокой чистотой цветов, так что введение в освещающий пучок узкополосного фильтра резко сокращает интервал углов, в котором наблюдается изображение.

В случае, когда только один из интерферирующих пучков (безразлично, опорный или предметный) — плоский, а другой — рассеянный, освещение голограммы сфокусированных изображений волной простой формы приводит к восстановлению всего изображения, так же как и освещение протяженной волной. При этом происходит существенное перемешивание цветов спектра, связанное с дифракцией сферических волн на совокупности решеток с различными периодами, зарегистрированной голограммы: введение в восстанавливающий пучок фильтра обеспечивает одноцветность

изображения, а интервал углов, в котором оно наблюдается, сокращается незначительно.

Наконец, в случае, когда и объектная, и опорная световые волны диффузно рассеяны, голограмма сфокусированного изображения регистрирует наиболее сложную структуру, характеризуемую множеством значений периодов пространственной несущей. В этом случае при восстановлении (особенно с использованием восстанавливающей волны от протяженного источника) цвета спектра перемешиваются так сильно, что изображения практически выглядят черно-белыми, и только при выборе больших углов голографирования спектральная дисперсия оказывается неполностью скомпенсированной рассеянием.

Как отмечалось выше, голограммы сфокусированных изображений с соосным опорным пучком, полученные Строуком²³, формируют при освещении белым светом черно-белое осевое изображение, локализованное в плоскости голограммы. Для наблюдения таких изображений необходимо некоторое смещение положения глаза наблюдателя по отношению к оси освещающего пучка для того, чтобы структура изображения не перекрывалась интенсивной волной нулевого порядка. Оказалось, однако^{15, 27}, что при голографировании сфокусированных изображений диффузно рассеивающих объектов использование специально сформированного соосного опорного пучка не является обязательным условием восстановления осевых изображений. Такие голограммы, полученные с наклонным опорным пучком, наряду с внеосевым спектрально окрашенным изображением, формируют также изображение исходного объекта в направлении нулевого максимума дифракции, причем это изображение имеет тот же цвет, что и освещающий пучок. Появление такого изображения обусловлено регистрацией на фотопластинке относительно низкочастотной, но весьма сложной пространственной структуры, возникающей в результате перекрестной интерференции элементарных изображений,несомых всеми пространственными составляющими диффузно рассеянной предметной волны. Для каждого такого изображения совокупность всех остальных представляет собой опорную волну сложной формы, поэтому восстановление возможно только вблизи плоскости голограммы. При дифракции (рассеянии) реконструирующего пучка на зарегистрированной структуре восстановленное изображение наблюдается в любом направлении внутри телесного угла, определяемого относительной апертурой фокусирующей системы, используемой при регистрации. Естественно, что при получении голограмм такого типа наличие специально сформированного наклонного опорного пучка не обязательно, т. е. может быть реализована схема голографирования с так называемым локальным опорным пучком¹⁵, развивающая ранее описанный метод³⁵, основанный на выделении из совокупности волн, рассеянных объектом, одной сферической волны.

Регистрацию «безопорных» голограмм сфокусированных изображений можно осуществлять путем фотографирования в диффузно рассеянном когерентном излучении. Внешне такая голограмма сфокусированного изображения выглядит как негативное фотографическое изображение предмета, однако наличие сложной пространственной структуры сообщает ей основные свойства голограммы. При освещении произвольным источником в квазиосевом направлении наблюдается позитивное изображение, причем наиболее темным участкам негатива соответствуют наиболее яркие области восстановленного изображения, и наоборот.

Важная особенность таких голограмм заключается в отсутствии в них какого-либо преимущественного направления наблюдения, характерного для голограмм с внеосевым опорным пучком. Реконструированное изображение наблюдается при любом положении наблюдателя относительно

линии источник — голограмма (внутри телесного угла, определяемого условиями регистрации). При удалении от оси освещдающего пучка в восстановленном изображении наблюдается заметная дисперсионная окраска. Кроме того, восстановленные квазиосевые изображения отличаются от обычных реконструкций значительным перепадом яркостей.

Эксперименты показывают, что диффузное рассеяние света объектом является необходимым условием получения квазиосевых изображений, причем наилучшие условия их наблюдения достигаются тогда, когда в рассеянном излучении отсутствует регулярная (зеркальная) составляющая. Поэтому логично предполагать, что безопорные голограммы регистрируются с участием некоторой протяженной опорной волны, присутствующей в сфокусированном излучении. Если сравнить такие голограммы с описанными в работе Строука²³ голограммами сфокусированных изображений, полученными при введении соосно-сферического опорного пучка, то несложно обнаружить между ними существенное различие. Голограммы, полученные Строуком, позволяют получать восстановленные изображения со значительной глубиной (благодаря отсутствию дисперсии), в то время как безопорные голограммы формируют без размазывания изображения лишь сцен с весьма ограниченной глубиной. Это подтверждает предположение о протяженности соосного источника, присутствующего в поле сфокусированной волны.

Обычно при анализе возможности использования протяженных опорных волн в голографии сфокусированных изображений^{4, 5} предполагается, что распределение амплитуд в сечении опорной волны плоскостью голографирования является однородным. Нетрудно, однако, показать, что в случае, когда опорный пучок в плоскости голографирования характеризуется неоднородным амплитудным распределением, восстановленное изображение объекта оказывается промодулированным соответствующей пространственной структурой. Иными словами, имеет место оптическое перемножение двух функций пространственных переменных, одна из которых описывает структуру объекта, а вторая — структуру опорной волны в плоскости голограммы.

Рассмотрим теперь с этих позиций элементарную теорию процесса фотографирования в диффузно рассеянном когерентном излучении. Пусть сфокусированное изображение двумерного объекта, характеризуемого функцией амплитудного пропускания (отражения) $T(x_0)$, формируется линзой в плоскости $x = \text{const}$ (одномерный случай) с единичным увеличением. Диффузное освещение объекта можно представить как освещение его набором плоских волн, распространяющихся в некотором интервале углов около оптической оси, т. е.

$$\begin{aligned} I_r(x) &= \left| \sum_{n=1}^N T(x) e^{-ikx \sin \theta_n} \right|^2 = \\ &= N |T(x)|^2 + \sum_n \sum_{m \neq n}^N |T(x) T^*(x) e^{-ikx(\sin \theta_n - \sin \theta_m)} + \text{к. с.}} \end{aligned}$$

Перепишем эту формулу в виде

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

здесь $d_{nm} = 2\pi/k (\sin \theta_n - \sin \theta_m)$ — период интерференционной картины, соответствующей когерентному наложению двух элементарных изображений. Первое слагаемое описывает регистрируемое негативное изображение, а второе и третье — пространственную структуру, возникающую

в результате интерференции всех пространственных составляющих диффузно рассеянной волны. Для каждого элементарного изображения роль протяженной опорной волны играет совокупность всех остальных изображений. В результате имеет место перекрестная модуляция элементарных сфокусированных изображений, причем вследствие таутодинизма линзы, все они накладываются друг на друга без смещения.

Из приведенных формул следует, что каждая из «парциальных» несущих промодулирована интенсивностью объектной волны (а не амплитудной, как обычно), с сохранением фазы огибающей.

При освещении безопорной голограммы сфокусированного изображения плоской монохроматической волной на выходе получаем распределение амплитуд (фактор распространения опущен):

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

где $\sin \theta_{nm} = 2\pi/kd_{nm}$ соответствует дифракции восстановливающего пучка на одной из «парциальных» несущих. Негативное изображение, описываемое первым слагаемым, наблюдается строго в осевом направлении, причем его можно устраниТЬ путем отбеливания фотопластинки. Во всех остальных направлениях внутри телесного угла, определяемого геометрией записи, наблюдается позитивное изображение, распределение амплитуд в котором пропорционально распределению интенсивностей исходного объекта. Значительный перепад яркостей в квазиосевых восстановленных изображениях обусловлен именно тем обстоятельством, что безопорные голограммы сфокусированных изображений являются голограммами интенсивностей.

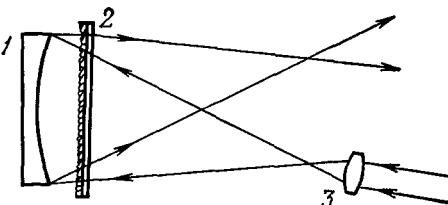
Простота получения осевых голограмм сфокусированных изображений с локальным опорным пучком является не единственным их преимуществом; они могут быть весьма полезными в случае, когда условия голографической регистрации затруднены.

Поскольку объектный и опорный пучки распространяются по одному оптическому пути, неоднородности этого пути, а также воздействие вибраций практически не оказывают влияния на качество восстановления.

Голографическая регистрация сфокусированных изображений может быть осуществлена также в плоскости реального изображения, формируемого обычной голограммой Френеля. При получении голограммы сфокусированных изображений

Рис. 8. Схема получения голографической зонной пластинки для формирования изображений с единичным увеличением.
1 — сферическое зеркало, 2 — фотопластинка, повернутая эмульсией к зеркалу, 3 — комбинация объектива микроскопа с точечной диафрагмой.

диффузно рассеивающих объектов могут быть использованы голографические зонные пластинки, обеспечивающие одновременно фокусировку объекта и соосную подачу рассеянного опорного пучка. Как показано в работе¹⁵, использование стандартных зонных пластинок, образованных чередующимися прозрачными и непрозрачными зонами, приводит к появлению заметных aberrаций, в связи с чем автором¹⁵ была предложена схема получения относительно безабберационных голографических зонных пластинок (рис. 8), основанная на регистрации результата взаимодействия сферической волны с обращенной опорной волной того же радиуса кривизны. Такая регистрация соответствует изменению знака Z_R в уравнении (11), т. е. расстоянию от «голографической



линзы» до изображения

$$Z'_R = -m^2 z_c z_0 z_r / (\mu z_c z_r - m^2 z_0 z_r + \mu z_c z_0).$$

Отсюда, в случае фокусировки в масштабе 1:1, т. е. при $m = \mu = 1$, точка z_c , находящаяся на расстоянии z_0 от голограммической линзы, изображается на расстоянии $-z_0$ с другой стороны. Учет изменения знака z_r в выражении Майера³³ для сферической aberrации

$$S = z_c^{-3} - (\mu/m^4 z_0^3) + (\mu/m^4 z_r^3) - Z_R^{-3}$$

при условии, что $m = \mu = 1$ и $z_c = z_0$, дает $S = 0$, т. е. изображение в этом случае свободно от сферической aberrации. То же относится и к коме, описываемой выражением

$$C_x = (x_c/z_c^3) - (\mu x_0/m^3 z_0^3) + (\mu x_r/m^3 z_r^3) - (a_R/Z_R^3),$$

так что единственным искажением формируемого изображения является слабый астигматизм.

В работах^{15, 18} было экспериментально обнаружено, что оптимальное соотношение интенсивностей объектного и опорного пучков в голограммии сфокусированных изображений существенно отличается от аналогичного соотношения в обычной голограммии. Как известно, в обычных схемах голограммии оптимальными считаются такие условия регистрации, когда интенсивность объектного пучка в несколько (4–5) раз превышает интенсивность предметного пучка. При равенстве этих интенсивностей обеспечивается максимальный контраст интерференционной картины и, следовательно, максимальная дифракционная эффективность голограммы. Однако при этом имеет место нелинейность регистрации, которая отрицательно сказывается на качестве восстановленного изображения. Следствием этой нелинейности является появление изображений в высших дифракционных максимумах, а также шумового гало вокруг изображения в первом максимуме дифракции и ложных изображений в промежутках между соседними максимумами³⁶. В случае регистрации голограммы сфокусированного изображения апертура восстанавливаемого пучка света не позволяет видеть больше одного изображения одновременно, так что наличие многих изображений оказывается несущественным. Кроме того, шумовое гало и ложные изображения отсутствуют, поскольку информация об объекте регистрируется в локальной форме, вследствие чего взаимная кросс-модуляция между точками изображения оказывается минимальной. Следовательно, для голограмм сфокусированных изображений оптимальным является равенство интенсивностей предметного и опорного пучков, поскольку в этом случае интенсивность (яркость) восстановленного изображения максимальна при полном сохранении качества изображения.

При этом следует подчеркнуть, что только голограммы сфокусированных изображений позволяют получать в высших порядках дифракции изображения предмета, в то время как обычные голограммы формируют в высших порядках автокорреляции и автосвертки предмета³⁶.

Следует отметить, что локальная запись информации на голограмме сфокусированного изображения требует более широкого динамического диапазона фотоматериала, чем голограммы Френеля, в которых информация записывается в избыточном виде. В принципе, при интенсивности, намного превышающей интенсивность опорного пучка, может быть получено негативное изображение объекта^{16, 37}. Эта возможность связана с уменьшением глубины пространственной модуляции интерференционных полос по мере роста интенсивности объектного пучка. В результате дифракционная эффективность определенных участков голограммы сфокусирован-

ногого изображения уменьшается и при восстановлении интенсивность соответствующих участков изображения оказывается минимальной, т. е. наиболее ярким порциям света от объекта соответствуют наименее яркие области восстановленного изображения.

7. ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ СФОКУСИРОВАННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Способность голограмм сфокусированных изображений формировать при освещении белым светом яркие высококачественные изображения позволяет реализовать метод голографической интерферометрии, не требующий наличия монохроматического источника на этапе восстановления. Такой метод, основанный на использовании двойной экспозиции голограмм сфокусированных изображений, описан в работах^{38, 39}. Известно, что при получении голографических интерферограмм диффузно отражающих объектов картина интерференционных полос локализуется строго на поверхности объекта лишь в случае «чистого» поворота этого объекта вокруг оси, проходящей через его поверхность⁴⁰. Однако в большинстве практических случаев полосы локализуются в непосредственной близости у поверхности объекта или его голографической копии. В этой связи оказывается полезным свойство голограмм сфокусированных изображений обеспечивать при определенных условиях значительную глубину восстанавливаемого в белом свете изображения, что позволяет получать в белом свете интерферограммы, характеризующие разнообразные деформации реальных объектов.

Пусть в плоскости x последовательно регистрируется результат интерференции опорного пучка $U_{\text{оп}}(x) = e^{-ik_0x \sin \theta_0}$ с распределением амплитуд $T(x)$, характеризующим структуру объекта, и с тем же распределением, возникающим в результате поворота объекта на малый угол φ (здесь используются те же обозначения, что и в формулах (1) и (2)). Поворот на угол φ приводит к изменению фазы световой волны в плоскости голограммы. Поэтому интенсивность, регистрируемая дважды экспонированной голограммой сфокусированного изображения, запишется в виде

$$\begin{aligned} I'(x) &= |T(x) + e^{-ik_0x \sin \theta_0}|^2 + |T(x)e^{ik_0x \sin \varphi} + e^{-ik_0x \sin \theta_0}|^2 = \\ &= 2(|T(x)|^2 + 1) + T(x)e^{ik_0x \sin \theta_0} + T^*(x)e^{-ik_0x \sin \theta_0} + \\ &\quad + T(x)e^{ik_0x \sin \varphi + ik_0x \sin \theta_0} + T^*(x)e^{-ik_0x \sin \varphi - ik_0x \sin \theta_0}. \end{aligned}$$

Нетрудно показать, что зарегистрированная дважды экспонированная голограмма представляет собой результат некогерентного наложения двух интерференционных решеток с различными периодами, промодулированных пространственной структурой объекта:

$$\begin{aligned} \tau'(x) &= 2(|T(x)|^2 + 1) + T(x)e^{i(2\pi/d_1)x} + T^*(x)e^{-i(2\pi/d_0)x} + \\ &\quad + T(x)e^{i(2\pi/d_1)x} + T^*(x)e^{-i(2\pi/d_1)x}, \end{aligned}$$

здесь $d_0 = 2\pi/k_0 \sin \theta_0$ и $d_1 = 2\pi/k_0 (\sin \theta_0 + \sin \varphi)$ — периоды решеток. Пусть дважды экспонированная голограмма сфокусированного изображения нормально освещается плоским монохроматическим пучком с той же длиной волны $\lambda_0 = 2\pi/k_0$. После дифракции в плоскости голограммы описывается выражением

$$\begin{aligned} U'_B(x) &= \tau'(x)e^{-ik_0z} = 2(|T(x)|^2 + 1)e^{-ik_0z} + T(x)e^{-ik_0[z - (2\pi/k_0d_0)x]} + \\ &\quad + T^*(x)e^{-ik_0[z + (2\pi/k_0d_0)x]} + T(x)e^{-ik_0[z - (2\pi/k_0d_1)x]} + T^*(x)e^{-ik_0[z + (2\pi/k_0d_1)x]}. \end{aligned}$$

Принимая во внимание, что при дифракции плоской волны с волновым числом k_0 на решетках с периодами d_0 и d_1 направления дифрагированных волн первого порядка определяются выражениями

$$\sin \theta_0 = 2\pi/k_0 d_0, \quad \sin \theta_0 + \sin \varphi = 2\pi/k_0 d_1,$$

и опуская фактор распространения, аналогично тому, как это делалось в формуле (3), получим

$$U'_B(x) = 2(|T(x)|^2 + 1) + T(x)(1 + e^{ik_0x \sin \varphi}) e^{ik_0x \sin \theta_0} + \\ + T^*(x)(1 + e^{-ik_0x \sin \varphi}) e^{-ik_0x \sin \theta_0}. \quad (12)$$

Второе и третье слагаемые в (12) описывают две симметричные восстановленные волны; рассмотрим, например, слагаемое, соответствующее минимому (прямому) изображению

$$U_B^{(M)}(x) = T(x)[1 + e^{ik_0x \sin \varphi}] e^{ik_0x \sin \theta_0} = T(x)(1 + e^{i(2\pi/D)x}) e^{ik_0x \sin \theta_0},$$

где $D = 2\pi/k_0 \sin \varphi$. Следовательно, в плоскости голограммы под углом θ_0 к ней наблюдается изображение структуры объекта $T(x)$ с наложенной на него картиной параллельных полос, причем период этой картины определяется углом поворота объекта φ в промежутке между экспозициями.

В случае, если освещение голограммы производится плоским монохроматическим пучком с произвольной длиной волны $\lambda \neq \lambda_0$, поле дифракции в плоскости восстановления после аналогичного преобразования принимает вид

$$U''_B(x) = 2(|T(x)|^2 + 1) + T(x)e^{ikx \sin \theta_k} + T^*(x)e^{-ikx \sin \theta_k} + \\ + T(x)e^{ikx \sin \theta'_k} + T^*(x)e^{-ikx \sin \theta'_k};$$

здесь индекс k показывает, что угол дифракции каждой пары пучков отличен от θ_0 и определяется длиной волны излучения восстанавливающего пучка. Поскольку для первых максимумов дифракции

$$\sin \theta_k = 2\pi/kd_0 = (k_0/k) \sin \theta_0,$$

$$\sin \theta'_k = 2\pi/kd_1 = (k_0/k)(\sin \theta_0 + \sin \varphi),$$

выражение для восстановленной волны, соответствующей минимому изображению, принимает вид

$$U_B^{(M)''}(x) = T(x)e^{-ikx[(k_0/k)\sin \theta_0]} + T(x)e^{-ikx[(k_0/k)(\sin \theta_0 + \sin \varphi)]} = \\ = T(x)(1 + e^{i(2\pi/D)x})e^{-ikx \sin \theta_k}.$$

Значит, при измерении длины волны излучения восстанавливающего пучка масштаб изображения и плоскости его локализации, как и в случае обычных голограмм сфокусированных изображений (см. выше), остаются неизменными и, кроме того, не меняется период интерференционной картины. Последнее обстоятельство обусловлено тем, что при изменении длины волны синусы углов дифракции изменяются пропорционально λ .

Таким образом, при освещении дважды экспонированной голограммы плоским полихроматическим пучком

$$U_0(x) = \int_{k_1}^{k_2} e^{-ikz} dk$$

результатирующее поле дифракции в плоскости x описывается выражением

$$\begin{aligned} U_{\text{в,рез}}(x) = & 2(|T(x)|^2 + 1) \int_{k_1}^{k_2} e^{-ikz} dk + \\ & + \int_{k_1}^{k_2} T(x) (1 + e^{i(2\pi/D)x}) e^{-ik(z-x \sin \theta_k)} dk + \\ & + \int_{k_1}^{k_2} T^*(x) (1 + e^{-i(2\pi/D)x}) e^{-ik(z+x \sin \theta_k)} dk. \end{aligned}$$

Это означает, что каждая синусоидальная слагаемая света, падающего на дважды экспонированную голограмму, порождает монохроматическую волну вида

$$T(x) (1 + e^{i(2\pi/D)x}) e^{-ikx \sin \theta_k},$$

и суммарная восстановленная волна представляет собой суперпозицию монохроматических изображений, каждая из которых наблюдается под определенным углом θ_k .

Наблюдаемая картина есть не что иное, как наложенная на изображение объекта ахроматическая система интерференционных полос, формируемая полихроматическим источником. Условие ахроматизации заключается в том, что для каждой монохроматической составляющей спектрального разложенного пучка синус угла интерференции пропорционален длине волны (в данном случае интерференция осуществляется в расходящихся пучках).

В случае восстановления световой волной от протяженного монохроматического источника, когда освещивающую волну можно представить в виде

$$U'_0(x) = \int_{-\theta_{\text{гр}}}^{+\theta_{\text{гр}}} e^{-ikx \sin \theta} d\theta,$$

восстановленная волна, соответствующая одному из симметричных изображений, имеет вид

$$U_{\text{в}}^{(\text{M})}(x) = T(x) (1 + e^{i(2\pi/D)x}) e^{ikx \sin \theta_k} \int_{-\theta_{\text{гр}}}^{+\theta_{\text{гр}}} e^{-ikx \sin \theta} d\theta. \quad (13)$$

Из (13) следует, что полезное изображение наблюдается не под одним определенным углом θ_k , а в интервале углов, определяемом степенью протяженности освещивающего источника (ширины конуса от $-\theta_{\text{гр}}$ до $+\theta_{\text{гр}}$).

Наконец, в случае, когда восстановление производится полихроматическим пучком от протяженного источника, результатирующая восстановленная волна может быть представлена в виде

$$U_{\text{в,рез}}^{(\text{M})}(x) = T(x) (1 + e^{i(2\pi/D)x}) \int_{k_1}^{k_2} e^{ikx \sin \theta_k} \int_{-\theta_{\text{гр}}}^{+\theta_{\text{гр}}} e^{-ikx \sin \theta} d\theta dk,$$

т. е. интервал полезных углов расширяется в направлении, перпендикулярном направлению пространственной несущей голограммы за счет дисперсии.

Эксперименты по регистрации дважды экспонированных голограмм с последующим восстановлением изображений интерферограмм в белом свете производились в работе ³⁹ как для случая чистого поворота, рассмотренного выше теоретически, так и для случаев более сложных механических деформаций. Восстановленные изображения интерферограмм, полученные в лазерном излучении и в белом свете, регистрировались фотографически на черно-белую пленку. Эти снимки экспонировались и обрабатывались в одинаковых условиях, а затем фотометрировались. Микрофотограммы позволили сравнить контраст интерферограмм, восстанавливаемых с различной степенью монохроматичности. Результаты фотометрирования

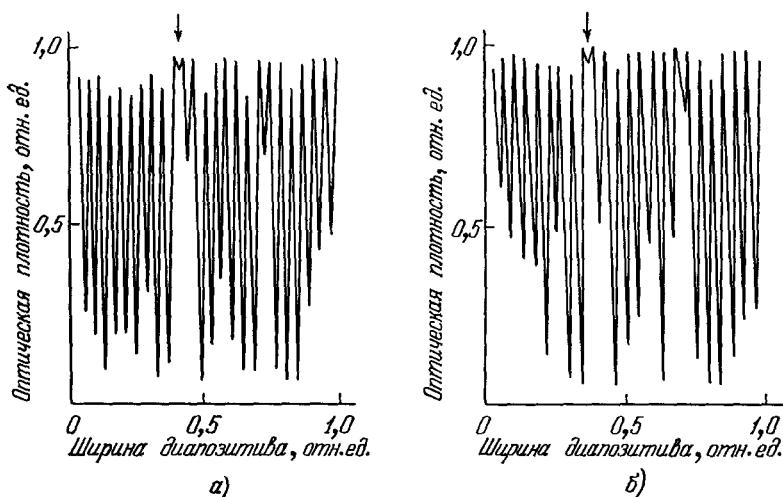


Рис. 9. Микрофотограммы изображений интерферограмм, полученных в излучении лазера (а) и в белом свете (б).

Стрелкой указано место прохождения луча микрофотометра через риску, по которой осуществлялась наводка в фокус.

показали, что контраст восстановленной интерферограммы практически не падает при переходе от лазерного излучения к белому свету (рис. 9).

При наблюдении дважды экспонированной голограммы сфокусированного изображения, освещаемой белым светом, в направлении нулевого максимума дифракции картина интерференционных полос не возникает и наблюдается только черно-белое осевое изображение самого объекта. Исследование таких голограмм, регистрирующих другие виды деформации объектов, показало, что лишь в тех случаях, когда осуществляется параллельный перенос объекта, восстановления картины интерференционных полос в белом свете не происходит (либо она наблюдается сильно расфокусированной). В подавляющем же большинстве случаев произвольной деформации плоскость локализации интерферограммы находится в пределах области качественного наблюдения. Расширение этой области, как рассматривалось выше, может быть осуществлено за счет сужения спектра восстанавливающего источника и уменьшения апертуры наблюдательной системы. Условия наблюдения восстановленных в белом свете интерферограмм аналогичны условиям наблюдения спектрально окрашенных изображений, формируемых обычными голограммами сфокусированных изображений, а также изображений интерферограмм слаборассеивающих объектов, формируемых в белом свете дважды экспонированными Френелевскими голограммами ⁴¹.

Некоторые новые возможности открывает также реализация голограммической интерферометрии сфокусированных изображений в реальном времени⁴². Такой метод позволяет осуществить интерференционное сравнение восстановленного голографического изображения с оптическим изображением, формируемым фокусирующей системой (линзой). При этом интерференционная картина оказывается локализованной в плоскости фотоаппликатора или вблизи нее. Поэтому оказывается возможным разрешать интерферограммы с густым расположением полос, соответствующие значительным деформациям исследуемого объекта. Действительно, благодаря тому, что в связи с локализацией интерференционные полосы локализованы в плоскости голограммы (а не объекта), глаз может быть расположен достаточно близко к ней. В этом случае угловое расстояние между соседними полосами увеличивается, в то время как при использовании голограмм Френеля минимальное расстояние наблюдения всегда больше расстояния объект — голограмма.

Метод голографической интерферометрии сфокусированных изображений в реальном времени позволяет изменять чувствительность голограммической интерферометрии путем соответствующего подбора увеличения при регистрации голограммы. При интерференционном сравнении увеличенных голографического и оптического изображений объекта оказывается возможным наблюдать с хорошим разрешением интерферограмму, характеризующую такую его деформацию, которая при голографировании с единственным увеличением не позволяет разрешать интерференционные полосы.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Специфические особенности метода голографии сфокусированных изображений открывают широкий круг возможностей его различных научных и технических применений. Локализация информации на голограммах приводит к тому, что качество восстановленного изображения практически не зависит от длины волны и направления восстанавливавшего пучка световых лучей. Последнее обстоятельство позволяет применять при голографировании протяженные источники света, а при реконструкции изображения к тому же еще и полихроматические. Дифракция восстанавливавшего пучка на совокупности пространственных несущих голограммы приводит к появлению изображения в широком интервале углов, причем при освещении немонохроматическим светом этот интервал за счет дисперсии расширяется в направлении, перпендикулярном к направлению интерференционных полос. Недавно было показано⁴³, что можно без ущерба для качества изображений регистрировать голограммы сфокусированных изображений в диффузно рассеянном многомодовом излучении лазеров, поскольку такая регистрация приводит только к увеличению количества пространственных несущих.

Основным фактором, ограничивающим возможности метода сфокусированных изображений, является малая глубина сцены, качественно восстанавливаемой в белом свете и особенно в случае использования протяженного опорного источника. Однако благодаря тому, что при наблюдении реконструкций система наблюдения (глаз) обладает малой апертурой, захватывающей только часть излучения, размытие смещенных по глубине точек изображения не превышает допустимого для глаза кружка рассеяния. Для случая использования протяженного опорного источника допустимая глубина сцены, однако, не превышает 1—1,5 см.

Выполненные в последнее время работы⁴⁴ посвящены вопросам детальной теории голографии сфокусированных изображений, обеспечения высокого качества реконструкций, в том числе объемных, а также определению

перспективных путей их практического применения, в частности для регистрации следов частиц в пузырьковых камерах, в электронной микроскопии и др.

Некоторые новые возможности открываются голограммической интерферометрией сфокусированных изображений в связи с локализацией интерферограмм в плоскости фотопластиинки и получением их в полихроматическом излучении, в том числе при использовании протяженных опорных источников.

Возможности широкого практического использования метода голограммии сфокусированных изображений обусловлены прежде всего простотой тех требований, которые предъявляются к элементам голограммической установки, ее механической стабильности, качеству фотоматериалов, а также к условиям их обработки. Рассмотренные в обзоре методы могут быстро найти разнообразные научные и технические применения.

Московский физико-технический институт

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. D. G a b o g, Nature 161, 777 (1948).
2. D. G a b o g, Proc. Roy. Soc. A197, 454 (1949) (см. перевод в виде приложения I в книге Дж. Строука «Введение в когерентную оптику и голограммии», М., «Мир», 1967).
3. D. G a b o g, Proc. Phys. Soc. (L.) B64, 449 (1951) (см. перевод, как 2, приложение II).
4. Ю. Н. Денисюк, ДАН СССР 144, 1275 (1962).
5. Ю. Н. Денисюк, Опт. и спектр. 15, 520 (1963).
6. Ю. Н. Денисюк, ibid. 18, 275 (1965).
7. E. N. Leith, J. U p a t n i e k s, J. Opt. Soc. Am. 52, 1123 (1962).
8. E. N. Leith, J. U p a t n i e k s, ibid. 53, 1377 (1963).
9. E. N. Leith, J. U p a t n i e k s, ibid. 54, 1295 (1964).
10. E. N. Leith, J. U p a t n i e k s, ibid. 55, 981 (1965).
11. Э. Лейт, Ю. Упатниекс, УФН 87, 521 (1965).
12. Ю. И. Островский, Б. П. Константинов, А. Н. Зайдель, В. Б. Константинов, ЖТФ 28, 1718 (1966).
13. A. W. Lohman, D. P. Paris, J. Opt. Soc. Am. 56, 537A (1966).
14. L. H. Tappert, J. Sci. Instrum. 43, 346 (1966).
15. G. B. Brandt, Appl. Opt. 8, 1421 (1969).
16. L. Rosen, Proc. IEEE 55, 79 (1967) (см. перевод: ТИИЭР 55 (1), 80 (1967)).
17. W. E. Kock, L. Rosen, G. W. Strooke, ibid., p. 80. (см. перевод: ТИИЭР 55 (1), 81 (1967)).
18. И. С. Клименко, Е. Г. Матинян, И. П. Налимов, Опт. и спектр. 26, 1019 (1969).
19. G. B. Brandt, A. K. Rigler, Phys. Lett. A25, 68 (1967).
20. K. Stetson, Appl. Phys. Lett. 11, 225 (1967).
21. J. Hertel, Optik 25, 217 (1967).
22. А. П. Комар, Б. Г. Турухано, Н. Турухано, ДАН СССР 186, 80 (1969).
23. G. W. Strooke, Phys. Lett. 23, 325 (1966).
24. O. Brüngdahl, A. W. Lohman, J. Opt. Soc. Am. 60, 281 (1970).
25. E. N. Leith, J. U p a t n i e k s, ibid. 57, 975 (1967).
26. Г. И. Рукман, Ю. И. Филенко, Письма ЖЭТФ 8, 538 (1968).
27. И. С. Клименко, Е. Г. Матинян, Опт. и спектр. 28, 556 (1970).
28. Е. Г. Матинян, Автореферат канд. диссертации, М., МФТИ, 1971.
29. L. Rosen, Appl. Phys. Lett. 9, 337 (1966).
30. G. W. Strooke, R. Restrik, A. Funkhouser, D. Grum, ibid. 6, 178 (1965).
31. L. Rosen, W. Clark, ibid. 10, 140 (1967).
32. И. С. Клименко, Е. Г. Матинян, Опт. и спектр. 29, 1132 (1970).
33. R. W. Meier, J. Opt. Soc. Am. 56, 219 (1966).
34. И. С. Клименко, Е. Г. Матинян, Опт. и спектр. 31, 776 (1971).
35. H. J. Caulfield, Phys. Lett. A27, 319 (1968); Appl. Phys. Lett. 16, 234 (1970); W. T. Cathey, Pat. USA No. 3.415.587, Cl. 350-3.5, 8 Dec. 1965.
36. O. Brüngdahl, A. Lohman, J. Opt. Soc. Am. 58, 1325 (1968).

37. N. Nishida, Appl. Opt. 7, 1862 (1968).
 38. И. С. Клименко, Е. Г. Матинян, Опт. и спектр. 27, 367 (1969).
 39. И. С. Клименко, Е. Г. Матинян, Г. И. Рукман, *ibid.* 29, 160 (1970).
 40. B. R. Hildebrand, K. A. Haines, Appl. Opt. 5, 595 (1966) (см. перевод: «Заруб. радиоэлектроника», № 5, 124 (1967)).
 41. И. С. Клименко, Е. Г. Матинян, Г. И. Рукман, Письма ЖЭТФ 6, 535 (1967).
 42. И. С. Клименко, Е. Г. Матинян, Опт. и спектр. 32, 620 (1972).
 43. И. С. Клименко, Е. Г. Матинян, *ibid.* 31, 471 (1971).
 44. R. Vandewaerghe, K. Snow, Appl. Phys. Lett. 10, 35 (1967); Ш. Д. Ка-
 кичашвили, УФЖ 14, 1862 (1969); Техн. кино и тел., № 3, 47 (1971);
 I. Weingürtner, W. Mirande, E. Menzel, Optik 30, 318 (1969); 31,
 335 (1970); Opt. Comm. 1, 315 (1970); J. Schwider, R. Buiow, J. Opt. Soc.
 Am. 60, 1421 (1970); J. C. Dainty, W. T. Welford, Opt. Comm. 3, 289
 (1971); И. С. Клименко, Е. Г. Матинян, Опт. и спектр. 31, 776 (1971);
 Ш. Д. Ка-кичашвили, В. И. Ка-кичашвили, ЖТФ 41, 1508 (1971).
-