

УДК 535.8+539.12

ПРИМЕНЕНИЕ ГОЛОГРАФИИ В ФИЗИКЕ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Л. М. Сороко

Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна

В обзоре представлены исследования по голографии и обработке оптической информации, которые связаны с техникой проведения экспериментов в физике высоких энергий. Кратко излагаются основы голографии, принципы фурье-оптики и методы изготовления искусственных голограмм и запрограммированного оптического рельефа на ЭВМ. Описываются голографические трековые камеры и их модели, а также системы фотографирования на темном поле с низким уровнем фона. Возможности картинной обработки фотографий с трековых камер излагаются на примерах декадного голографического фильтра и системы распознавания событий по углу рассеяния для прямолинейных треков. В заключение кратко упоминаются более отдаленные связи между голографией и ядерной физикой, а также взаимное перекрытие голографии и техники ЭВМ в задачах обработки оптической информации.

The investigations in holography and processing of optical information related to the techniques of high energy particles experiments are presented. The principles of holography, the backgrounds of the Fourier optics and the computer synthesis of the hologramms and kinoforms are briefly outlined. The holographic track chambers, the simulation experiments with hologramms and the dark field photographic systems with low light background are described. The potentialities of the picture processing of track chamber photographs are illustrated by the examples: the decadic filters and the events recognition by the angle of scattering of the straight tracks. Finally the more distant relations between the holography and nuclear sciences and also the computer-holography interference in the field of processing of the optical information are briefly referred to.

ВВЕДЕНИЕ

Открытие голографии можно отнести к тем редким находкам человеческой мысли, которые вызвали качественные скачки в развитии науки и техники и создавали для человека новое окружение. Так было с фотографией, кинотехникой, радио и телевидением. Подобные изобретения давали человеку новые средства

видеть и запечатлеть мир, а также передавать картинную информацию на большие расстояния.

Голография, появившаяся около 20 лет назад на базе фундаментальных работ Д. Габора [1], в настоящее время сформировалась в самостоятельный раздел прикладной оптики. Успехи квантовой электроники и быстрое распространение лазеров в физических лабораториях способствовали проникновению голографии [2] как нового метода исследований в самые различные разделы науки и техники.

Первые голографические установки для исследовательских целей были созданы в 1962—1964 гг., а уже в 1967 г. голографический метод начали применять в технике. Наиболее широкое распространение получила голографическая интерферометрия, практическая ценность которой заключается в возможности проведения неразрушающего контроля и бесконтактных измерений. В настоящее время накапливается опыт по исследованию голографического метода в заводских лабораториях и цехах [2].

Физики, изучающие свойства частиц по их следам в трековых камерах, не остались равнодушными к голографии. Стоило появиться лазерной голографии, как сразу же возникли предложения по ее применению в физике элементарных частиц и в ядерной физике. Первая трековая камера с голографическим съемом информации [3] была создана в Гатчине, в ФТИ им. А. Ф. Иоффе [4]. Она предназначалась для существенного увеличения глубины резкости и повышения допустимой загрузки [5] пузырьковой камеры.

Помимо изобразительных и фотографических аспектов голографии ее возможности отвечают различным задачам быстрой обработки изображений и других двумерных массивов данных. В основе голографических систем обработки информации лежат принцип Фурье-оптики [6] и алгоритмы согласованной фильтрации [7].

Последние исследования голографических систем автоматического отбора и измерений событий на фотографиях, полученных на пузырьковых камерах, показывают, что с помощью методов оптической фильтрации двумерной информации в настоящее время можно выполнять следующие операции [8]: гашение следов первичных частиц с целью облегчения поиска актов взаимодействия или распада; поиск прямых треков, измерение углов наклона и обнаружение точек пересечения треков в пространстве; поиск искривленных треков, измерение кривизны и положения центра кривизны траектории; поиск спиральных треков, измерение их ориентации и положения центров кривизны. Комбинация голографических методов просмотра с устройствами типа НРД даст выигрыш во времени на предварительном просмотре и в грубых измерениях примерно на порядок величины.

До недавнего времени исследователи применяли или чисто оптические системы обработки изображений при когерентном освещении с использованием голографического принципа, или оптиковычислительные, когда подготовительные операции производятся с помощью ЭВМ, а стадия обработки ведется оптическими средствами. Чисто вычислительный подход к задачам обработки изображений и двумерных массивов данных с использованием методов, разработанных для одномерных систем, считался нереальным из-за огромных затрат машинного времени. Однако в последнее время в результате объединения голографических методов обработки информации с техникой электронно-вычислительных машин были получены новые, интересные результаты [9, 10]. Исследования, выполненные в 1969—1970 гг., показали, что на ЭВМ можно выполнять практически все стадии обработки двумерной информации, включая двумерные ортогональные преобразования, дискретное кодирование и операции, повышающие помехоустойчивость каналов обработки. Эффективность работы ЭВМ удалось повысить благодаря тому, что принципы, алгоритмы и техника реализаций двумерных ортогональных преобразований были приведены в соответствие с особенностями работы ЭВМ. Был использован алгоритм быстрого преобразования Фурье [11—16], расширен класс ортогональных преобразований, допускающих применение к ним алгоритмов быстрых преобразований [9], и, наконец, удалось удачно претворить в практику ряд хорошо известных положений теории случайных процессов и методов кодирования сигналов. Однако, несмотря на то, что все эти операции стали выполняться на ЭВМ достаточно быстро, показатель быстродействия ЭВМ все же остается на много порядков меньше, чем скорость обработки в когерентных оптических системах с использованием голографических фильтров.

1. ОСНОВЫ ГОЛОГРАФИИ

Голография — принципиально новый метод получения объемных изображений, основанный на явлении интерференции света или любого волнового носителя информации [17]. Голография отличается от фотографии тем, что в голографии нет изображающих систем и их ничто не заменяет. Предметом наблюдения и регистрации в голографии является пространственная структура волны света, идущей от предмета. В силу принципа Гюйгенса — Френеля эту волну света достаточно зарегистрировать на одной поверхности или плоскости [6].

В голографии используют монохроматическое пространственно-когерентное излучение, обычно пучок света от лазера. Для того чтобы два пучка света (один — опорный, а другой — предмет-

ный) были взаимно когерентны и могли образовывать в области пересечения неподвижную относительно фотоэмульсии и контрастную интерференционную картину, пучок света от лазера расщепляют в светоделителе на два пучка (рис. 1). После экспонирования фотопластинку проявляют и получают голограмму. Это — фотонегатив с микроскопическим узором из прозрачных и непрозрачных участков. Голограмма содержит полную информацию о предмете, которую донесла до плоскости голограммы световая волна.

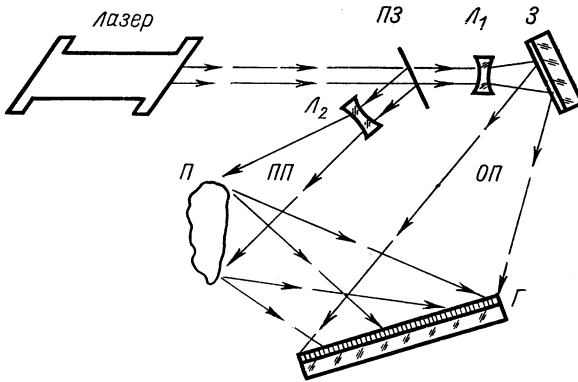


Рис. 1. Схема получения голограммы с разделенными пучками:

ПЗ — полупрозрачное зеркало; L_1 и L_2 — линзы, расширяющие пучки; З — зеркало опорного пучка; ОП — опорный пучок; ПП — предметный пучок; П — предмет; Г — голограмма.

Между пространственной структурой узлов на голограмме и изображением предмета существует взаимнооднозначное соответствие.

Для того чтобы увидеть изображение предмета, который после получения голограммы убирают со сцены, голограмму освещают только одним опорным пучком (рис. 2). В голограмме свет испытывает пространственные преобразования, в результате чего возникает волновое поле, которое тождественно волновому полю, создающему в плоскости голограммы предметный пучок. За голограммой, которую лазерный пучок просвечивает, словно диапозитив, возникают вторичные волновые поля, распространяющиеся вдоль нескольких основных направлений. Одно из них, идущее под углом к освещаемому пучку, создает подлинное трехмерное изображение.

Пространственное распределение амплитуды волнового поля в плоскости фотопластинки, которое необходимо зарегистрировать, описывается двумерной комплекснозначной функцией $u = a \exp [i\varphi]$, где a — амплитуда; φ — фаза в каждой точке фото-

пластинки. Опорный пучок создает волновое поле $u_0 = a_0 \exp [i\varphi_0]$ с постоянной амплитудой a_0 и фазой φ_0 волнового фронта, образованного точечным источником. В силу взаимной когерентности

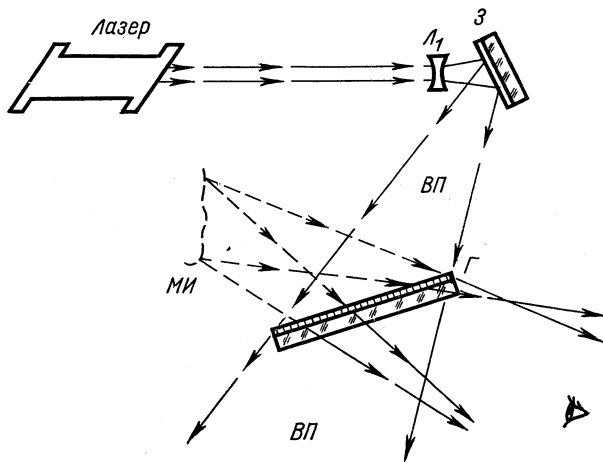


Рис. 2. Схема восстановления изображения.

Голограмма Γ освещается только одним опорным или восстанавливающим пучком (ВП); трехмерное мнимое изображение (МИ) видно за голограммой.

волновых полей в плоскости фотопластинки голограмма регистрирует суммарное волновое поле $u_{\Sigma} = u + u_0$. Интенсивность образующейся интерференционной картины

$$|u_{\Sigma}|^2 = |u_0|^2 + |u|^2 + u_0^*u + u_0u^*. \quad (1)$$

Если $u = A$, а $u_0 = A_0 \exp [i\omega_0 x]$, то картина интенсивности

$$|u_{\Sigma}|^2 = A_0^2 [1 + (A/A_0)^2 + 2A \cos \omega_0 x / A_0]$$

имеет глубину модуляции

$$M = 2 (A/A_0) / [1 + (A/A_0)^2]$$

и характеризуется расстоянием между максимумами, равным $d = \lambda / \sin \theta = 2\pi / \omega_0$, где ω_0 — несущая пространственная частота.

Если фотопластинку проэкспонировать и проявить так, что амплитудный коэффициент пропускания T будет линейной функцией $|u_{\Sigma}|^2$

$$T = \alpha - \beta |u_{\Sigma}|^2, \quad (2)$$

то на стадии восстановления при освещении голограммы одной опорной волной u_0 за голограммой возникнет волновое поле $u_{\text{восст}} = u_0 [\alpha - \beta |u_{\Sigma}|^2]$. Это волновое поле образовано осве-

щающим пучком $u_0 (|u_0|^2 + |u|^2)$, прошедшим через голограмму почти без искажений, если $|u/u_0|^2 \ll 1$, и двумя вторичными пучками, распространяющимися под углами $+\theta$ и $-\theta$ к освещающему пучку. Полезное изображение, описываемое третьим

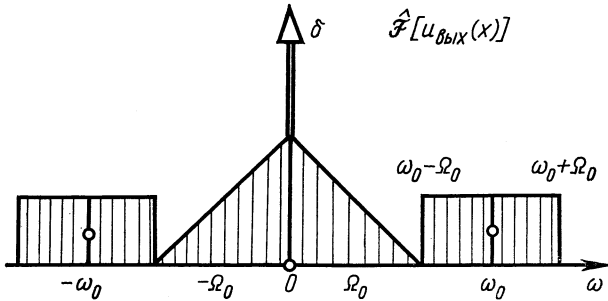


Рис. 3. Пространственный спектр интерференционной картины, регистрируемой на голограмме:

Ω_0 — наивысшая пространственная частота волнового поля в плоскости голограммы; ω_0 — несущая пространственная частота голограммы.

слагаемым выражения (1), несет в себе лишь небольшую часть энергии освещающего пучка.

Пространственный спектр интерференционной картины, регистрируемой в голограмме [18], состоит из четырех компонент (рис. 3). Дельта-функция на нулевой частоте отвечает средней равномерной засветке фотоэмульсии. Вторая компонента представляет собой автосвертку функции $u(x)$, располагающуюся около нулевой частоты от $-2\Omega_0$ до $+2\Omega_0$, где Ω_0 — наивысшая пространственная частота функции $u(x)$. Вокруг частот $-\omega_0$ и $+\omega_0$ располагаются пространственные спектры регистрируемого волнового поля $u(x)$.

Видно, что в пространственном спектре интерференционной голографической картины содержится вредная составляющая, бесполезно занимающая удвоенную полосу пространственных частот. Такое уширение спектра произошло потому, что фотоэмульсия является квадратичным детектором. Вследствие этого минимальное допустимое значение пространственной несущей ω_0 равно $3\Omega_0$, а наивысшая пространственная частота, которую должна зарегистрировать фотоэмульсия, в 4 раза больше наивысшей пространственной частоты функции $u(x)$:

$$\omega_{\text{макс}} = \omega_0 + \Omega_0 = 3\Omega_0 + \Omega_0 = 4\Omega_0. \quad (3)$$

Учет нелинейных искажений в фотоэмульсии, связанных с отступлением от линейной амплитудной характеристики (2), также дает условие (3).

Таким образом, требование к разрешающей способности фотоматериалов в голографии оказывается существенно выше, чем в фотографии. А поскольку чувствительность фотоэмульсии очень быстро спадает при повышении ее разрешающей способности, то этот фактор вызывает большие трудности на практике.

Произведение ширины полосы пространственных частот на размер изображения предмета равно числу элементов разрешения, уместяющихся в изображении предмета. Для лучших фотоэмульсий, используемых в голографии, это число равно 10^8 на 1 см^2 .

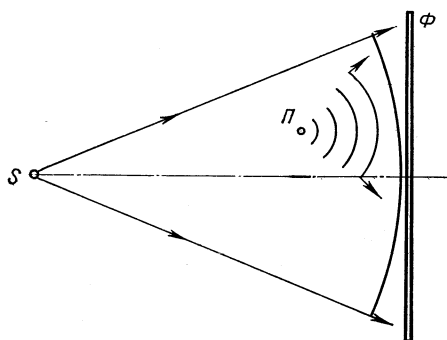


Рис. 4. Схема получения голограммы Габора с одним общим пучком:

S — источник монохроматического света; *П* — пузырек; *Ф* — фотоэмульсия.

Число элементов разрешения на голограмме, как правило, превышает число элементов разрешения на изображении. Такова цена, которую приходится платить за отдельную регистрацию на голограмме двух пространственных функций: амплитуды $a(x, y)$ и фазы $\varphi(x, y)$ волнового поля $u(x, y)$.

Объектом наблюдения в трековых камерах являются мелкие пузырьки или капельки конденсата [19, 20], которые образуют след заряженной частицы. Как правило, общая площадь затенения

следов частиц на кадре относительно мала, и это позволяет использовать в трековых камерах с голографическим съемом информации не только схему с разделенными пучками, изображенную на рис. 1, но также и схему Габора с одним общим пучком. На рис. 4 дана схема получения голограммы Габора, на рис. 5 — типичная голограмма Габора, а на рис. 6 — схема восстановления. Основная часть волны света, прошедшего через объект, остается невозмущенной. В месте расположения пузырьков образуется выедание. Фронт волны искажается, и далее разыгрывается процесс дифракции [21]. Параметр, характеризующий вид картины дифракции [22, 23], называется длиной дальнего поля z . По определению длины дальнего поля

$$z = d^2/\lambda, \quad (4)$$

где d — диаметр пузырька; λ — длина волны света. При этом фронт освещающей волны считается плоским.

Если расстояние между пузырьком и фотоэмульсией L значительно больше длины дальнего поля, то наблюдается картина дифракции Фраунгофера. Если же расстояние L меньше длины z ,

то образуется картина дифракции Френеля. В пределе, когда $L \rightarrow 0$, на фотоэмульсии регистрируется чисто проекционная картина пузырька.

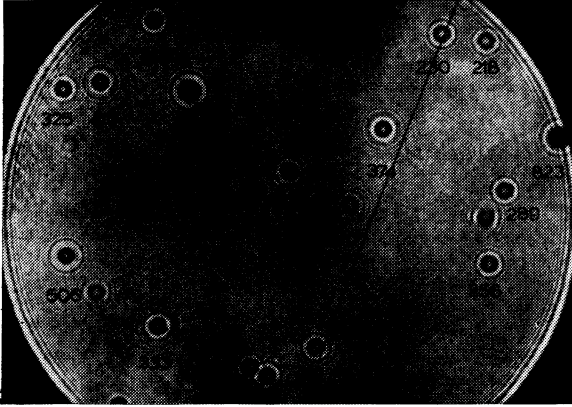


Рис. 5. Вид типичной габоровской голограммы мелких капелек, истинные размеры которых указаны на рисунке в микронах.

Контраст получающихся на фотоэмульсии голограммных полос уменьшается обратно пропорционально коэффициенту далекого

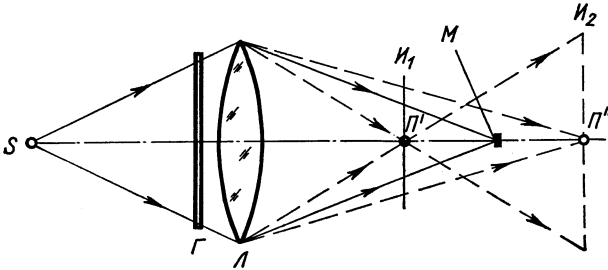


Рис. 6. Схема восстановления изображения с габоровской голограммы (см. рис. 4):

S — источник монохроматического света; G — голограмма Габора (оба изображения образуются на оси); M — не прозрачная маска, перекрывающая освещающий пучок; I_1 и I_2 — восстановленные изображения пузырька. Всегда видны оба изображения, одно сфокусированное, а другое — расфокусированное.

поля [24] $k = L/z$. Эксперименты показывают, что коэффициент далекого поля нельзя брать более чем 100. При проявлении фотоэмульсии с высоким контрастом $\gamma \sim 10$ оптимально допустимый

коэффициент далекого поля $k_{\text{опт}} \approx 20$. В этом случае удовлетворительный контраст сохраняется для размеров пузырька $d \approx 0,5 \text{ мм}$ при $L_{\text{опт}} \approx 10 \text{ м}$. Если же $d \approx 0,1 \text{ мм}$, то $L_{\text{опт}} \approx 0,3 \text{ м}$.

Наконец, следует сказать о голограмме сфокусированных изображений [25—27], получаемой по схеме с разделенными пучками. В этом случае в предметный пучок вводится изображающая система, создающая в плоскости голограммы изображение предмета (рис. 7). Опорный пучок направляется под некоторым углом

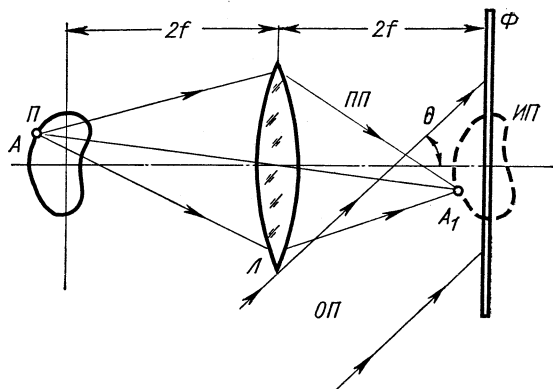


Рис. 7. Схема получения голограммы сфокусированного изображения

П — предмет; *Л* — изображающая оптическая система; *ИП* — трехмерное изображение предмета, располагаемое вблизи плоскости голограммы; *ПП* — предметный пучок; *ОП* — опорный пучок; *Ф* — фотоэмульсия; θ — угол между опорным и предметным пучками; f — фокусное расстояние линзы *Л*.

к предметному пучку. Глубина фокусировки изображений, восстанавливаемых с помощью голограммы сфокусированных изображений, оказывается существенно больше, чем в традиционной фотографии. При этом на одной фотопластинке можно зарегистрировать несколько голограмм сфокусированных изображений, каждый раз меняя шаг и ориентацию интерференционной картины [28]. Голограмма сфокусированных изображений допускает восстановление в белом свете и обладает полезными характеристиками при двойной экспозиции. Чтобы облегчить наблюдения над восстановленными изображениями, необходимо предмет, изображение которого регистрируется на голограмме, освещать через матовое стекло.

Вместо изображающей системы, показанной на рис. 7, можно использовать линзу, которая осуществляет преобразование Фурье. Поле направлений лучей света, испытавших дифракцию на транс-

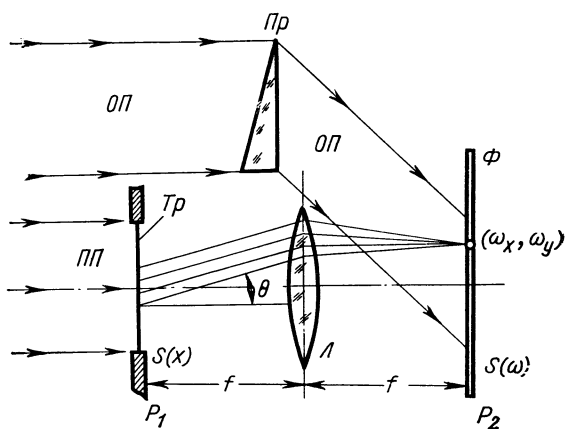


Рис. 8. Схема получения голограммы Фурье:
 Пр — призма, формирующая опорный пучок ОП; Ф — фотоэмульсия; θ — угол наклона лучей, которому соответствует точка (ω_x, ω_y) плоскости Фурье.

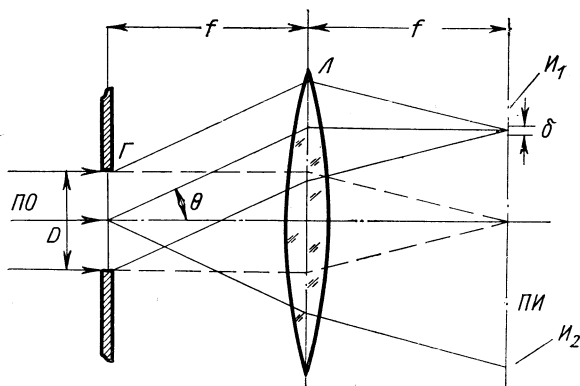


Рис. 9. Схема восстановления для голограммы Фурье:
 ПО — освещающий пучок; Г — голограмма Фурье; Л — линза, осуществляющая обратное преобразование Фурье; И₁ и И₂ — восстановленные изображения, разрешение δ которых определяется размером голограммы D.

паранте (рис. 8), отображается в плоскости Фурье. Каждой точке ω (ω_x, ω_y) этой плоскости отвечает определенная ориентация параллельных лучей на выходе из транспаранта. Точка $\omega_x = \omega_y = 0$ соответствует освещающему пучку.

В случае голограммы Фурье пространственное разрешение в восстановительном изображении (рис. 9) определяется размерами голограммы Фурье. Наоборот, наивысшая пространственная частота, зарегистрированная на голограмме Фурье без искажений, характеризует размер поля зрения на стадии восстановления.

Напомним, что в случае голограммы Френеля, получаемой без изображающей или преобразующей оптики, соотношения оказываются прямыми; размер голограммы определяет размер полезного поля изображения, а разрешающая способность фотоэмульсии — разрешение в восстановленном изображении.

2. ФУРЬЕ-ОПТИКА

Фурье-оптика [6] базируется на свойстве линейности систем, которое эквивалентно утверждению о том, что результирующий отклик оптической системы равен сумме откликов от элементарных воздействий. Это свойство позволяет представить воздействие на входе оптической системы, используя преобразование Дирака, в виде суммы смещенных и соответствующим образом нормированных δ -функций, а также ввести понятие импульсного отклика системы, который равен сигналу на выходе системы при воздействии на нее единичной δ -функции. Если оптическая система пространственно инвариантна или изопланатична, то сигнал на ее выходе $f(x)$ равен свертке входного сигнала $f_0(x)$ и импульсного отклика системы $g(x)$:

$$f(x) = f_0(x) \otimes g(x) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} \int f_0(\xi) g(x - \xi) d\xi. \quad (5)$$

Если над обеими частями равенства (5) совершить двумерное преобразование Фурье

$$f(x) \xrightarrow{\hat{F}} F(\omega) = \int f(x) \exp[-i\omega x] dx, \quad (6)$$

то операция свертки (5) перейдет в операцию умножения соответствующих фурье-образов:

$$F(\omega) = F_0(\omega) G(\omega).$$

Наиболее общую оптическую систему можно описать с помощью оптического каскада (рис. 10). Транспарант $f(x_1)$, установленный в плоскости x_1 , освещается плоской волной $A(x_1)$.

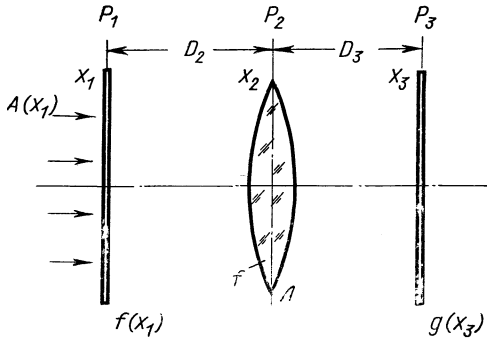


Рис. 10. Схема оптического каскада.

Транспарант $f(x_1)$ в плоскости P_1 — модулирующая среда; D_2 — глубина свободного пространства; L — собирающая сферическая линза с фокусным расстоянием f расположена в плоскости P_2 ; D_3 — глубина второго свободного пространства. Наблюдения и регистрация ведутся в плоскости P_3 .

В плоскости наблюдения x_3 за собирающей линзой L в плоскости x_2 возникает волновое поле с амплитудой $g(x_3)$.

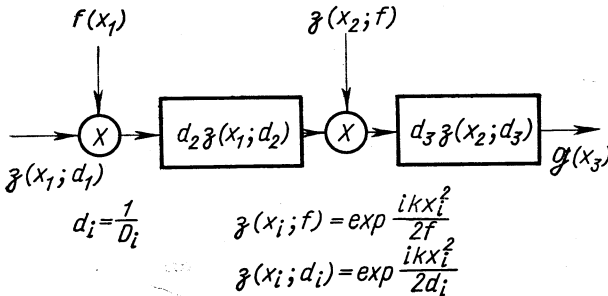


Рис. 11. Структурная схема линейной системы, описывающей физические и информационные свойства оптического каскада (см. рис. 10).

На рис. 11 приведена структурная схема линейной системы, которая эквивалентна оптическому каскаду. В общем случае амплитуда

$$g(x_3) = \{ [A(x_1) f(x_1)] \otimes h_2(x_1) \} \exp[-ikx_2^2/2f] \otimes h_3(x_2).$$

Здесь

$$h_2(x_1) = \exp[ikx_1^2/2D_2]/D_2; \quad h_3(x_2) = \exp[ikx_2^2/2D_3]/D_3.$$

В зависимости от линейных размеров D_2 и D_3 оптический каскад может или выполнять функцию изображающей системы ($D_2^{-1} + D_3^{-1} = f^{-1}$), или, $D_2^{-1} = D_3^{-1} = f^{-1}$, осуществлять преобразование Фурье. В последнем случае амплитуда поля в плоскости P_3 равна

$$g(x_3) = \int f(x_1) \exp[-ikx_1x_3/f] dx_1.$$

Отклик оптической системы при когерентном освещении называется когерентной передаточной функцией [29]. Если же освещение некогерентное, то оптическая система описывается оптической передаточной функцией, которая равна автокорреляции когерентной передаточной функции.

Понятие фильтрации в оптике появилось при исследовании возможностей апостериорной обработки фотографий с целью повышения четкости изображения [30]. Разработанный для этих целей пространственный фильтр устранял дефекты съемки, в частности сдвиг фотокамеры при экспонировании, и расфокусировку, что достигалось использованием обратного фильтра, который располагался в плоскости Фурье и компенсировал пространственно-частотный спектр, одновременно воздействуя на все поле изображения. Изготовить такой фильтр было весьма трудно без помощи голографии. Но даже и теперь существуют принципиальные трудности изготовления обратного фильтра, которые здесь рассматриваться не будут.

Принципиально другим является фильтр, который осуществляет двумерную согласованную фильтрацию изображений. С помощью согласованного фильтра ведут обнаружение известного полезного сигнала на фоне шумов и вредных помех.

При наличии произвольного шума $N(\omega)$ согласованный фильтр, настроенный на сигнал $f(x)$, описывается функцией

$$H(\omega) = \frac{F^*(\omega)}{N(\omega)} e^{-i\omega\xi},$$

где $F(\omega)$ — фурье-образ сигнала $f(x)$.

Согласованный фильтр осуществляет операцию свертки импульсного отклика фильтра с сигналом, поступившим на вход системы. Благодаря пространственной инвариантности оптической когерентной системы операции свертки подвергаются сигналы во всей входной апертуре. Поэтому фильтр отмечает одновременно все искомые объекты, если только они испытали операцию поступательного перемещения в плоскости. Если же произошел поворот объекта в плоскости, то согласованный фильтр перестанет видеть объект.

Принцип согласованного фильтра [31—39] — весьма обещающий при быстрой обработке трековой информации, и поэтому его реализация оптическими средствами будет рассмотрена достаточно подробно.

Схема оптической фильтрации изображений или двумерных массивов данных приведена на рис. 12 и 13. Сигнал $f(x)$, вводи-

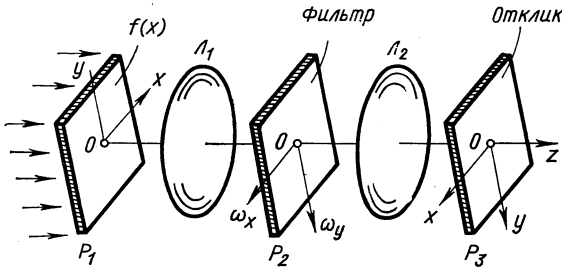


Рис. 12. Схема оптического пространственного фильтра:

P_1 — плоскость сигнала; L_1 — линза, осуществляющая преобразование Фурье; P_2 — плоскость Фурье; L_2 — линза, осуществляющая второе, обратное преобразование Фурье; P_3 — плоскость отображения отфильтрованного изображения.

мый в плоскости P_1 , преобразуется линзой L_1 в фурье-образ $F(\omega)$, который отображается в плоскости P_2 . В той же плоскости размещается фильтр. Отфильтрованный сигнал подвергается второму преобразованию Фурье с помощью линзы L_2 . В плоскости P_3 наблюдается отфильтрованное изображение.

Структура фильтра зависит от поставленной задачи. В случае согласованной фильтрации, когда требуется обнаружить известный сигнал $s(x)$ на фоне аддитивного шума $n(x)$, согласованный фильтр должен создавать в плоскости ω амплитудный транспарант вида

$$T_{\text{опт}}(\omega) = S^*(\omega)/N(\omega). \quad (7)$$

Здесь $S(\omega)$ — фурье-образ полезного сигнала $s(x)$. В простейшем случае белого шума $N(\omega) = N_0$ фильтр описывается амплитудным пропусканием

$$T_{\text{опт}}(\omega) = S^*(\omega). \quad (8)$$

Это означает, что фильтр пропускает эффективно только те пространственные частоты, которые содержатся в полезном сигнале $s(x)$. С другой стороны, амплитудное пропускание фильтра пропорционально комплексно-сопряженной величине фурье-образа полезного сигнала. С помощью такого фильтра опережение фазы в исходной волне $S(\omega)$ полно-

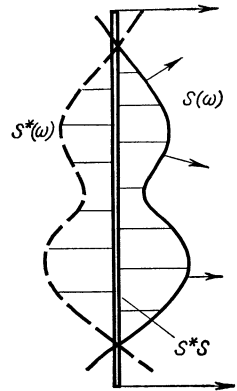


Рис. 13. Схема, поясняющая свойство комплексно-сопряженного фильтра $S^*(\omega)$ компенсировать фазовый рельеф исходной волны $S(\omega)$.

стью компенсируется запаздыванием фазы, создаваемым комплексно-сопряженным фильтром $S^*(\omega)$. Непосредственно за фильтром возникает плоская волна с неоднородной амплитудой. Собирающая линза L_2 превратит квазиплоскую волну в корреляционное пятно на плоскости P_2 . Чем меньше неоднородность амплитуды квазиплоской волны, тем ближе размеры корреляционного пятна к дифракционному пределу.

Голографический метод изготовления комплексно-сопряженного фильтра $S^*(\omega)$ сводится к следующему [17]. Полезный

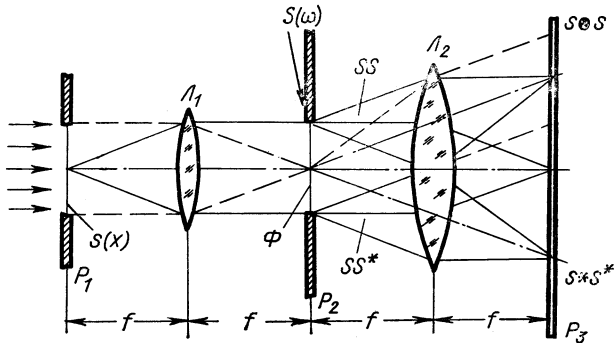


Рис. 14. Схема пространственной фильтрации с использованием голограммы комплексно-сопряженного фильтра $S(\omega)$, которая размещается в частотной плоскости P_2 :

P_1 — плоскость входного сигнала; L_1 и L_2 — линзы, осуществляющие преобразования Фурье; P_3 — выходная плоскость.

сигнал $s(x)$ переносится на транспарант, который устанавливается в плоскости P_1 . Собирающая линза L (см. рис. 8) воспроизводит в плоскости P_2 фурье-образ $S(\omega)$ полезного сигнала. Чтобы осуществить полную запись фурье-образа, на плоскость P_2 направляется наклонный опорный пучок. Проекционированная фотопластинка регистрирует интерференционную картину:

$$I(\omega) = |S(\omega) + \exp[i\omega x_0]|^2 = 1 + S^2 + S^* \exp[i\omega x_0] + S \exp[-i\omega x_0].$$

Если полученный фильтр-голограмму поместить в частотную плоскость ω (рис. 14), а во входной кадр ввести транспарант с функцией $f(x) = s(x) + n(x)$, то на выходе фильтра появится волновое поле с амплитудой

$$\begin{aligned} R(\omega) &= F(\omega) I(\omega) = \\ &= F[1 + |S|^2] + FS^* \exp[i\omega x_0] + FS \exp[-i\omega x_0]. \end{aligned} \quad (9)$$

Оно расщеплено на три пучка. Прямой пучок, описываемый первым слагаемым $F[1 + |S|^2]$, распространяется вдоль оси.

Второй пучок, описываемый вторым слагаемым $FS^* \exp[i\omega x_0]$, идет в том же направлении, в каком шел опорный пучок на стадии изготовления фильтра. Последнее слагаемое $FS \exp[-i\omega x_0]$ соответствует пучку, который отклонился от оси в противоположном направлении. Сигнал, сосредоточенный в нижнем боковом пучке $FS^* = |S|^2 + NS^*$, состоит из двух компонент. Первая компонента $|S|^2$ в выходной плоскости системы превратится в сигнал автокорреляции функции $s(x)$, который появится в центре нижнего кадра.

Аналогично первая компонента верхнего бокового пучка SS даст сигнал автосвертки $s \otimes s$. Вторые компоненты обоих пучков NS и NS^* благодаря случайной форме волнового фронта сигнала $N(\omega)$ не будут иметь такой же степени согласования, как сам полезный сигнал $s(x)$. Поэтому профиль волны сигналов NS и NS^* будет сильно отличаться от плоского, и в P_3 появятся размытые пятна.

Существенным достоинством голографического согласованного фильтра, описанного выше, является то, что комплекснозначная передаточная функция располагается в одном транспаранте [40].

Согласованный фильтр очень чувствителен к точности его установки в частотной плоскости [41] относительно оптической оси. Наоборот, расположение сигнала $s(x)$ в плоскости x может быть любым. Более того, транспарант с сигналом $s(x)$ может перемещаться в кадровом окне плоскости P_1 . С такой же скоростью будут перемещаться корреляционные пики в плоскости P_3 . Однако фильтр весьма чувствителен к изменению масштаба сигнала $s(x)$ и к поворотам его в плоскости x . Оба эти фактора можно использовать для решения других задач обработки трековых фотографий с помощью когерентных оптических систем.

Совсем недавно был предложен принцип позитивно-негативного обращения функции $s(x)$ перед записью ее в голограмме-фильтре [42]. В этом случае вместо корреляционных пиков на плоскости P_3 появляются провалы в виде темных пятен.

Традиционный согласованный фильтр настроен непосредственно на исходный сигнал $s(x)$, так что поиск полезного сигнала ведут по энергии сигнала. Возможен также поиск по критерию оконтуривания сигнала. Тогда используют градиентный фильтр или фильтр-лапласиан. При изготовлении таких фильтров используют свойство фурье-образа, описываемое соотношением (7).

3. СИНТЕЗ ГОЛОГРАММ НА ЭВМ

Синтез голограмм с помощью электронно-вычислительных машин дает голографическому методу новые возможности и преимущества.

Главное достоинство голограмм, изготовленных искусственно, состоит в том, что таким образом удается вмешаться в процесс фоторегистрации интерференционной картины и устранить некоторые его принципиальные недостатки [43]. В искусственной голограмме отсутствует вредная составляющая пространственного спектра интерференционной картины. Практически полностью погашен освещающий пучок за голограммой. Плоская фазовая голограмма обладает предельно высокой дифракционной эффективностью.

Прикладное значение искусственно изготовленных голограмм состоит в возможности создания голографического фильтра с новыми характеристиками [17]. А именно с помощью такого фильтра выполняется операция когерентной трансляции исходного волнового поля в произвольное заданное волновое поле. Например, предмет A переводится в предмет или символ B . Реализация такой операции трансляции картинной информации, которая недоступна для оптических систем при некогерентном освещении, в корне меняет подход к построению логики обработки фотографий, получаемых в трековых камерах. Теперь обработку картинной информации можно перевести на картинный язык и все операции по обработке трековых фотографий выполнять также картинно, с использованием оптических систем при когерентном освещении.

Расчет и изготовление искусственной голограммы на ЭВМ начинаются с цифрового представления исходного объекта. Его разбивают на совокупность точек с различной яркостью в узлах двумерной или трехмерной решетки либо представляют объект в виде мозаики из прямоугольных микроскопических апертур.

Первые работы по машинной голографии были продиктованы стремлением создать сложные пространственные фильтры, предназначенные для повышения качества изображения и решения задач распознавания образов [44]. С помощью такого фильтра удалось выделить частотный спектр известного объекта и отфильтровать его от помех. При изготовлении этих фильтров был использован тот факт, что контраст изображения, восстановленного с помощью голограммы, не возрастает вместе с ростом контраста самой голограммы. Поэтому фильтр-голограмма, изготовленный искусственно, как правило, имеет бинарную структуру [45], а именно, каждый элемент разрешения на голограмме имеет вид микроскопической прямоугольной апертуры. Размер выреза задает локальную интенсивность картины, а сдвиг выреза относительно средней линии определяет локальную фазу.

Самой трудоемкой операцией изготовления искусственной голограммы является процесс построения голограммы по данным, рассчитанным на ЭВМ [46—48]. Для этого применяют механический графопостроитель или механическую фотосистему. Сначала голограмму изготавливают в крупном масштабе, а затем умень-

Рис. 15. Один из возможных методов введения в элементарную ячейку искусственной голограммы двух действительных параметров: локальной интенсивности и локальной фазы.

Элементарная ячейка имеет вид квадрата с прямоугольным окном. Высота окна определяется локальной интенсивностью, расположение окна относительно оси квадрата задается локальной фазой. Ширина прямоугольного окна определяет яркость восстановленного изображения.

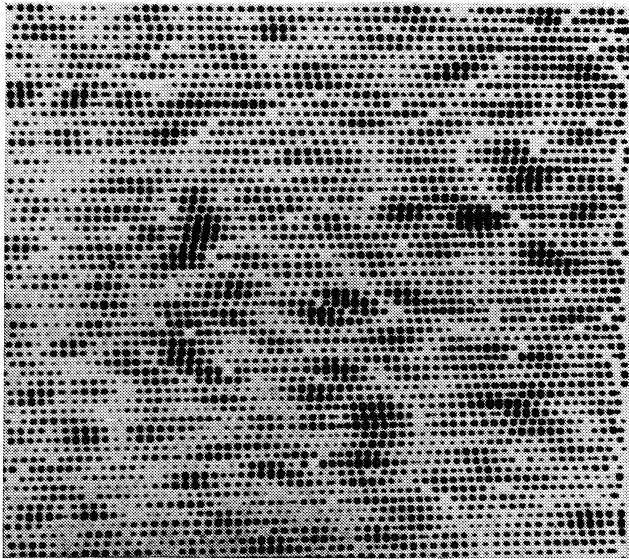
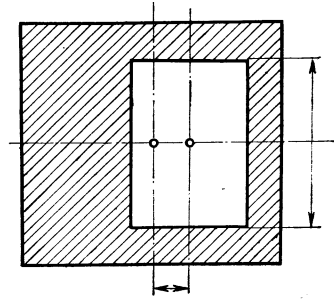


Рис. 16. Вид искусственной голограммы аббревиатуры ICO.

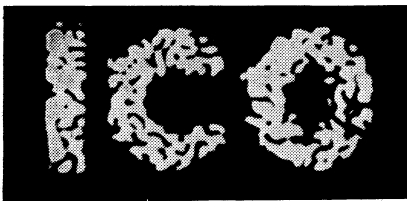


Рис. 17. Восстановленное изображение аббревиатуры ICO, полученное при освещении искусственной голограммы (см. рис. 14) плоским пучком света.

шают фотографически до требуемых размеров в $1 \times 1 \text{ см}^2$. Метод отображения искусственной голограммы был опробован на экране катодно-лучевой трубки. Для фотографического уменьшения голограмм требуются безаберрационные фотообъективы с разрешающей способностью не хуже чем 300 линий/мм.

Расчет пространственной структуры искусственной голограммы на ЭВМ начинают с учета дискретного характера информации, содержащейся в исходном предмете. На рис. 15 приведен один из методов введения в элементарную ячейку голограммы двух действительных параметров: локальной интенсивности и локальной фазы. На рис. 16 показан вид искусственной голограммы

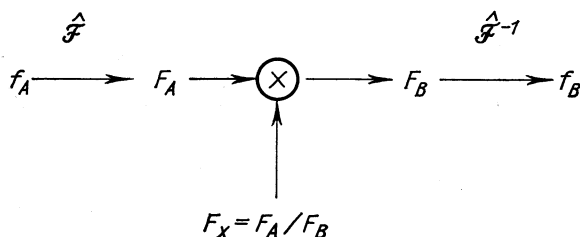


Рис. 18. Схема линейной пространственно инвариантной трансляции.

Фурье [49] аббревиатуры ИСО, а на рис. 17 — изображение аббревиатуры, восстановленное с помощью такой искусственной голограммы. При «освещении» исходного предмета на стадии получения голограммы было использовано матовое стекло. Поэтому динамический диапазон значений интенсивности по полю голограммы был существенно уменьшен, а вместе с ним — и эффект нелинейных искажений в голограмме.

Метод синтеза искусственных голограмм на ЭВМ позволяет изготовить голографический транслятор. Пусть, например, требуется выполнить операцию трансляции события f_A в событие или символ f_B . Неизвестная функция f_x выполняет эту операцию с помощью процесса свертки $f_B = f_A \otimes f_x$ в предметном пространстве или с помощью операции умножения $F_B = F_A F_x$ в пространстве Фурье. Операция трансляции ведется по схеме, изображенной на рис. 18. Чтобы найти фурье-образ F_x , выполняют деление

$$F_x = F_B / F_A. \quad (10)$$

Эту операцию сводят к операциям умножения $F_x = (F_A^* F_B) / |F_A|^2$. Существенной трудностью, которая возникает при нахождении множителя $1/|F_A|^2$, является то, что в некоторых точках $|F_A| = 0$. В этом случае в программу расчета вводится ограничение на максимально допустимое значение множителя $1/|F_A|^2$. При

динамическом диапазоне 10 : 1 количество ячеек, где происходит обрезание, составляет 5% общего массива ячеек 64.64. На рис. 19 показан вид голографического двумерного транслятора [50] для перевода буквы *G* в символ «+». На рис. 20 показан результат

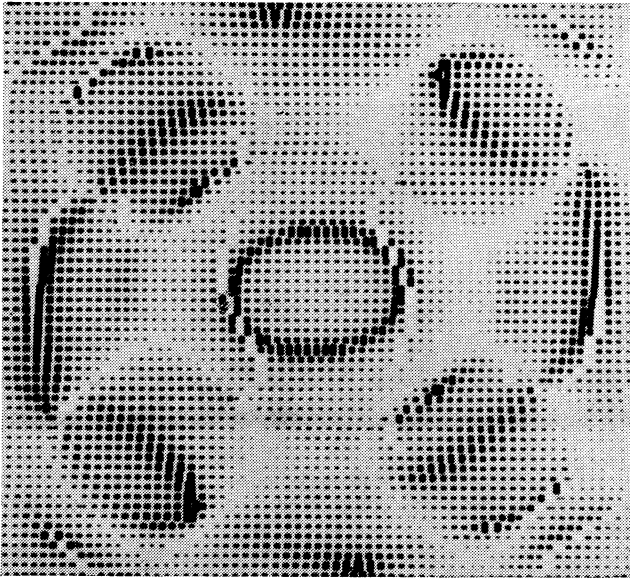


Рис. 19. Вид голограммы двумерного транслятора для перевода буквы *G* в символ «+».

выборочной трансляции в условиях, когда во входном кадре кроме буквы *G* присутствуют другие символы, в том числе символ «+».

Последние исследования характеристик искусственной голограммы показали, что ей можно придать такие свойства, которыми обычная голограмма обладать принципиально не может. Было показано, что если взять диффузное освещение предмета и изготовить искусственную голограмму по строго контролируемой технологии, то на стадии восстановления, производимой в обычном лазерном пучке, образуется лишь одно полезное изображение и остается слабый след освещаемого пучка. Сопряженное изображение гасится полностью [51—53].

Если предмет рассеивает свет диффузно, то волновое поле, возникающее перед голограммой, имеет лишь вариации фазы и постоянную амплитуду

$$u(x, y) = a_0 \exp [i\varphi(x, y)]. \quad (11)$$

Чтобы воспроизвести такое поле искусственно, требуется сформировать оптический рельеф $\varphi(x, y)$, который для заданного предмета вычисляется с помощью ЭВМ. Сначала изготавливают голограмму, локальная интенсивность в каждой точке которой равна значению функции $\varphi(x, y)$, а локальная фаза равна всюду нулю. Затем после вычерчивания и фотографического уменьшения получают негатив, который подвергают процессу фотохимического отбеливания. Металлическое серебро превращается в прозрачную

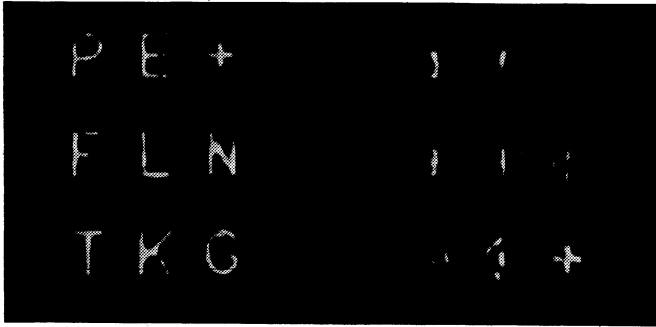


Рис. 20. Результаты прохождения через транслятор-голограмму матрицы символов, содержащих буквы G и символ «+»:

слева — исходная матрица символов; справа — протранслированное изображение.

соль. Образуется микроскопическая рельефная структура наружной поверхности фотоэмульсии. Время экспонирования фотопластинки, а также режим отбеливания подбирают такими, чтобы разность фазы в двух разных точках, равная 2π , соответствовала различию высот оптического рельефа в одну длину волны света.

Требование точного согласования между фазой и абсолютным приращением высоты рельефа является главным в данной технологии. Достаточно немного нарушить режим, чтобы при восстановлении образовались нежелательные изображения и прямой освещающий пучок. Дифракционная эффективность запрограммированного оптического рельефа составляет 96%.

Вид негатива искусственной голограммы перед стадией отбеливания показан на рис. 21. На рис. 22 дано действительное мозаичное изображение буквы B , полученное с помощью искусственной рельефно-фазовой голограммы. Яркая точка в центре поля — слабый остаток освещаемого пучка.

Синтез голограмм на ЭВМ занимает немного времени за счет использования алгоритмов быстрого преобразования. Дальнейшего уменьшения времени можно достигнуть [54, 55], если исполь-

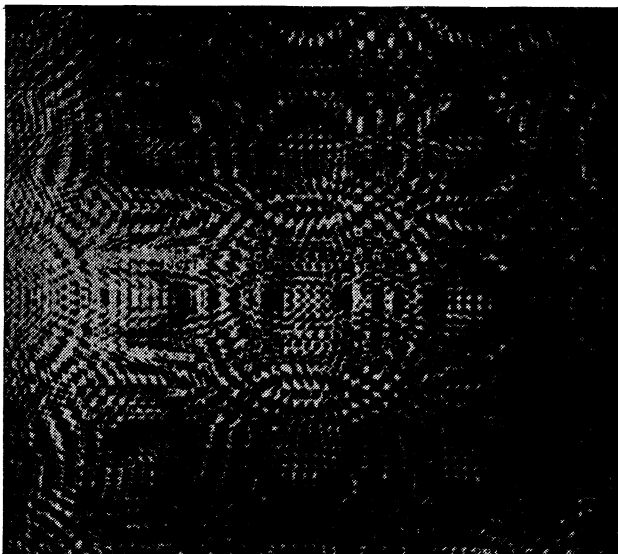


Рис. 21. Искусственная голограмма перед отблыванием.

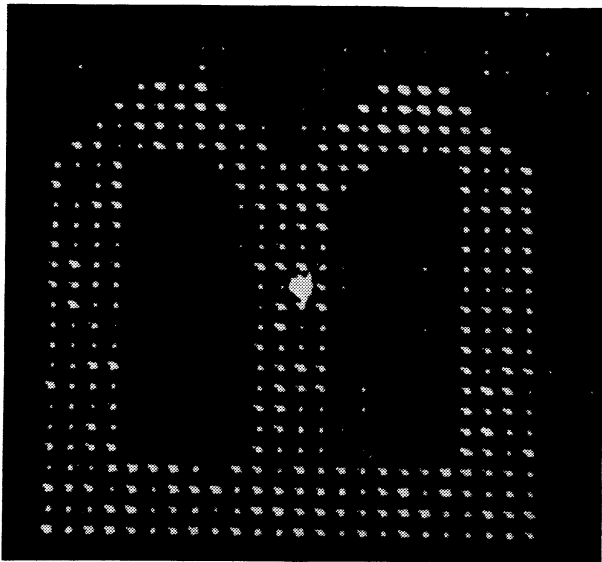


Рис. 22. Восстановленное изображение, полученное с помощью запрограммированного оптического рельефа.

зовать априорную информацию о структуре фурье-образа. Тогда выборки можно распределить по полю неравномерно и в некоторых точках значение функции принять равным нулю. Эти операции приводят к сокращению полосы частот [56] и уменьшению требуемого динамического диапазона.

4. ТРЕКОВЫЕ КАМЕРЫ С ГОЛОГРАФИЧЕСКИМ СЪЕМОМ ИНФОРМАЦИИ

Традиционная трековая камера работает при некогерентном освещении. С появлением лазера была предпринята попытка его использования в качестве источника света в трековой камере [3, 125], а в 1967 г. ленинградские физики создали первую пузырьковую камеру, заполненную фреоном, с голографическим съемом информации. Камера была испытана на пучке γ -квантов от синхротрона Физико-технического института АН СССР. Этой разработке предшествовали подготовительные исследования по моделированию голографического метода на голограммах мелких пузырьков и трекоподобных объектов [57—59].

В трековой камере с голографическим съемом информации предметом регистрации является не проекция события на плоскость, а непосредственно пространственная структура волнового поля. На голограмме регистрируется как амплитуда, так и фаза волнового поля. Поэтому удается сохранить информацию о событиях, располагаемых по всей глубине камеры. В данном случае пространственное разрешение голограммы остается равным дифракционному пределу [5].

Для того чтобы доказать возможность получения контрастных восстановленных изображений прозрачных и преломляющих неоднородностей типа пузырьков, было выполнено голографирование пузырьков в стеклянном блоке, который представлял собой модель реальных пузырьков в трековой камере. В этих экспериментах было доказано, что контраст восстановленного изображения сохраняется вплоть до наименьших размеров пузырьков ~ 90 мкм, и была использована рельефно-фазовая голограмма.

Аналогичные моделирующие эксперименты были выполнены на проволочках [60]. Используемая для этого схема Габора на просвет не давала тех преимуществ, какие получались для схемы голографирования с двумя разделенными пучками. На восстановленных изображениях всегда присутствовал сильно мешающий фон размытых изображений проволочек, лежащих на других глубинах.

Теоретический анализ возможности увеличения загрузки камеры треками показал, что в трековой камере глубиной 100 см при размерах голограммы 10 см загрузку камеры треками можно увеличить в 1000 раз [5]. При этом коэффициент повышения

загрузки камеры зависит от размеров пузырьков. Чем больше размер пузырька, тем меньше коэффициент повышения загрузки. В реальных системах будет сказываться также рассеяние света на пузырьках, находящихся во всем объеме камеры. Это приведет к ослаблению освещающего пучка и уменьшению контраста изображений. Экспериментально найденный коэффициент повышения загрузки камеры, согласно результатам фотометрирования, оказался всего лишь в 3,1 раза меньше расчетного значения.

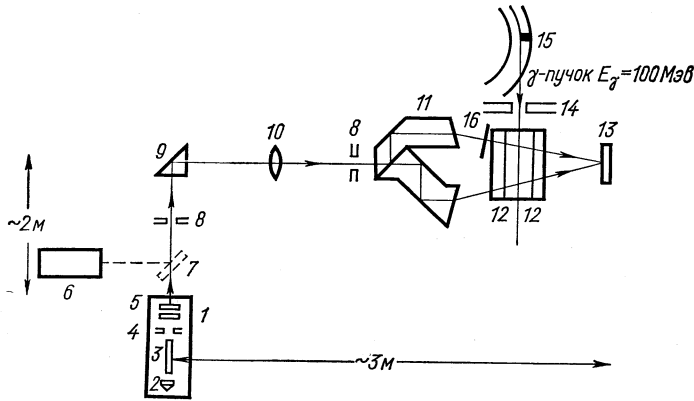


Рис. 23. Схема пузырьковой камеры с голографическим съемом информации:

1 — импульсный лазер на рубине; 2 — пассивная ячейка на растворе фталоцианина; 3 — кристалл рубина; 4 — диафрагма; 5 — плоскопараллельные пластинки; 6 — газовый лазер непрерывного действия, используемый для настройки; 7 — зеркало; 8 — полевые диафрагмы; 9 — призма-зеркало; 10 — расширительная линза; 11 — специальная призма для разводки пучка; 12 — стенки фреоновой камеры; 13 — голограмма; 14 — коллиматор; 15 — радиатор γ -квантов в ускорителе; 16 — рассеиватель света.

Чтобы получить голограммы с разделенными опорным и предметным пучками, необходимо соблюдать равенство оптических трасс от лазера до голограммы. Этой цели служит специальная призма [61], которая является одновременно светоделителем и создает совмещение полей опорного и предметного пучков при равенстве оптических трасс пучков.

Схема экспериментов [3] с пузырьковой камерой при голографическом съеме информации показана на рис. 23. Импульсный лазер на рубине испускает импульс света длительностью 20 нсек. Модуляция добротности лазера осуществляется с помощью пассивной ячейки, заполненной раствором фталоцианина ванадия в нитробензоле. Для улучшения когерентности излучения лазера использовали внутреннюю диафрагму с селекцией поперечных типов колебаний. Селекция в лазере продольных типов колебаний,

которые задают временную когерентность излучения, производится с помощью двух плоскопараллельных пластин, используемых в качестве выходного отражателя. Длина когерентности излучения рубинового лазера равна примерно 5 см. Настройка оптического тракта осуществляется с помощью гелий-неонового лазера ЛГ-56. Угловая точность юстировки оптических элементов установки составляет около 15 сек.

Было проведено исследование влияния магнитного поля, в котором размещается пузырьковая камера, на контраст голограммы, полученной по схеме двух отдельных пучков. Показано,

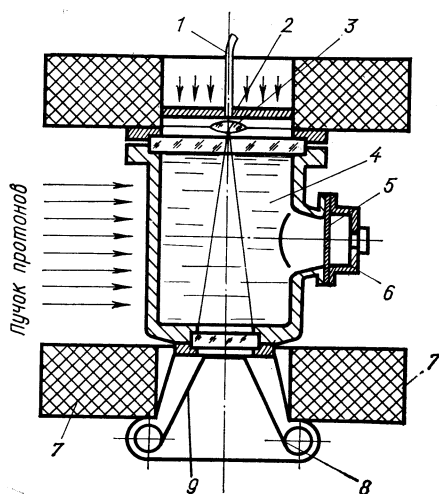


Рис. 24. Принципиальная схема голографической пузырьковой камеры, предназначенной для работы в магнитном поле:

1 — световод; 2 — рассеиватель света; 3 — линза; 4 — объем пузырьковой камеры; 5 — диафрагма; 6 — расширительный механизм; 7 — соленоид; 8 — голографический аппарат; 9 — фотопленка.

что для электромагнитов, создающих магнитные поля с неоднородностью около 3%, эффект фарадеевского вращения плоскости поляризации можно не учитывать, если только опорный пучок также проходит через поле камеры (см. рис. 23). В противном случае поворот плоскостей поляризации пучков следует выровнять. Для получения голограммы использовали пленку Микрат-900 и фотопластинки Микрат-ВР.

Реализация всех возможностей голографии требует изготовления таких конструкций пузырьковых камер, которые предназначены специально для получения голограмм. После приобретения опыта на 0,7-литровой фреоновой камере появился проект голографической пузырьковой камеры объемом около 5 л [62], предназначенной для работы в магнитном поле напряженностью 40 кэ. Уменьшение объема пузырьковой камеры компенсируется повышенной загрузкой пузырьковой камеры. Предполагается, что система будет работать в режиме, при котором размер пузырьков

не превышает 40 мкм, а плотность их составляет 100 на 1 см. На рис. 24 дана схема проектируемой камеры. Через верхнее окно объем камеры освещается светом когерентного источника. Опорный пучок света вводится в камеру через волоконный световод. У нижнего окна расположена пленка шириной 80 мм, на которой регистрируется голограмма. Частицы пучка могут входить в рабочий объем по всей его высоте.

Для исследования возможности изготовления пузырьковых камер будущего с глубиной объема до 4 м были выполнены моделирующие эксперименты с размером пузырьков 0,5 мкм по схеме

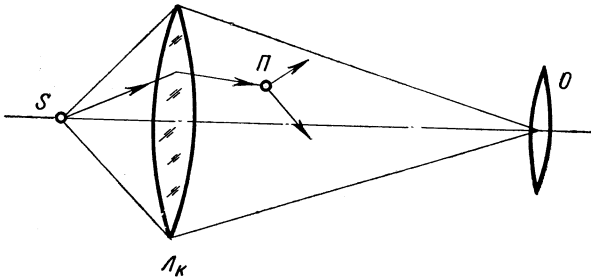


Рис. 25. Схема освещения объема пузырьковой камеры со светлым полем:

S — источник света; L_k — конденсорная линза; P — пузырек.

с двумя отдельными пучками [63]. При наблюдении треков в камере глубиной в несколько метров очень трудно получить большую глубину резкости. Фотообъектив приходится располагать вплотную к выходным стеклам камеры, так что следы частиц находятся на различных глубинах — от 50 до 400 см. Для того чтобы получить четкие изображения по всей глубине, диафрагму объектива уменьшают до очень малых значений светосилы. Это вызывает потери света и уменьшает разрешающую способность.

В традиционных трековых камерах существует несколько типов [64] освещения. При освещении со светлым полем изображение источника света S формируется в зрачке объектива O с помощью конденсорной линзы L_k (рис. 25). Пузырек P виден как тень на светлом поле. Широко распространено покрытие стенок камеры оптическим материалом типа Scotchlite [65—67]. Этот материал представляет собой посеребренную подложку, на которой нанесены шарики из стекла диаметром 20—50 мкм. Около 10% падающего света отражается от этого слоя с индикатрисой полуширины около $\pm 0,6^\circ$. Высокий контраст изображения пузырька получается, если его размер по крайней мере вдвое больше разрешающей способности фотографической оптики. Поэтому если пузырек расположен на расстоянии 200 см от фото-

объектива, то при светосиле $1 : 8$ его диаметр должен равняться $0,5$ мм.

Система освещения с темным полем (рис. 26) характеризуется тем, что изображение источника освещения не попадает в апертуру объектива [64]. Как правило, фотоаппараты располагают на большом расстоянии от камеры, так, чтобы углы рассеяния света α на пузырьках сделать малыми, а поток рассеянного света — большим. Существует автоколлимационный вариант такой системы освещения с использованием зеркала или системы цилиндрических линз, образующих макроскопический вариант Scotchlite.

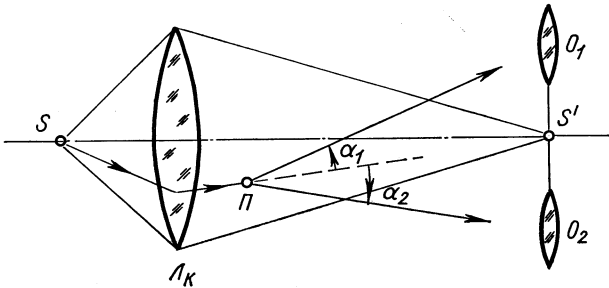


Рис. 26. Схема освещения объема пузырьковой камеры с темным полем:

S — источник света; $Л_k$ — конденсорная линза; $П$ — пузырек; S' — изображение источника света; O_1 и O_2 — объективы стереоаппарата.

Автоколлимационный эффект в этом случае достигается тем, что заднюю поверхность каждой цилиндрической линзы серебрят только в центре на узком участке.

Схема оптики пузырьковой камеры больших размеров с использованием Scotchlite и голографической системы регистрации приведена на рис. 27. Каждый из трех фотообъективов со светосилой $1 : 8$ создает на пленке шириной 70 мм изображение, уменьшенное в 25 раз. Изображение имеет глубину 4 мм, и, естественно, изображения пузырьков очень близких и очень далеких участков объема получаются на пленке размытыми. Из-за слабого контраста прецизионные измерения становятся невозможными. Устранить этот недостаток помогает голография [63, 68]. Схема получения голограммы при разделенных опорном и предметном пучках приведена на рис. 28. Это по существу схема получения голограммы сфокусированных изображений. Голограмма такого типа напоминает обычную фотографию и позволяет вести грубый отбор событий простым визуальным просмотром. Если же требуются количественные измерения, то, помещая голограмму в лазерный

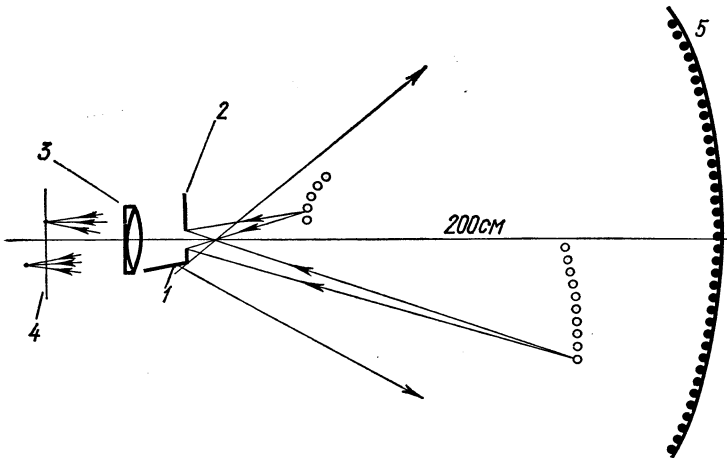


Рис. 27. Схема фотографирования треков в камере больших размеров:

1 — изображение источника; 2 — телецентрическая диафрагма $f/8$; 3 — объектив фотокамеры $f = 200$ см; 4 — мелкозернистая фотоэмульсия; 5 — Scotchlite-слой.

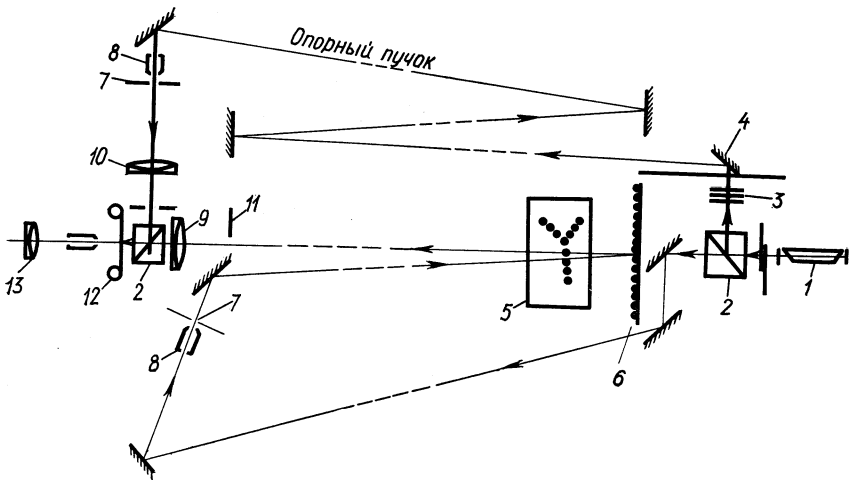


Рис. 28. Схема получения голограмм сфокусированных изображений на модели многометровой жидководородной пузырьковой камеры:

1 — лазер; 2 — светоделитель; 3 — поглощающие фильтры; 4 — клиновидный фильтр; 5 — сосуд-модель; 6 — Scotchlite-слой; 7 — булавочное отверстие; 8 — объектив; 9 — объектив фотокамеры; 10 — коллимирующая линза; 11 — телецентрическая диафрагма; 12 — фотоэмульсия; 13 — фокусирующая система.

пучок (рис. 29), получают трехмерное голографическое изображение. Глубина залегания пузырька относительно плоскости фотоэмульсии определяется недостаточно точно. Только совокупность данных всех трех голограмм дает требуемую высокую точность измерений по всем трем пространственным координатам. Телецентрическая диафрагма облегчает формирование плоского опорного пучка и сводит к минимуму поперечные сдвиги центра нефокусированных изображений.

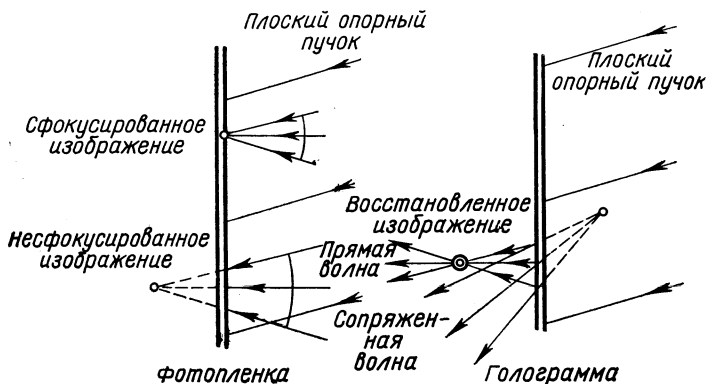


Рис. 29. Схема получения трехмерной картины события с помощью голограммы сфокусированных изображений, полученной по схеме на рис. 28.

Элементы голографической установки для получения голограмм сфокусированных изображений располагаются на оптической скамье (см. рис. 26) с виброгасящими опорами. Пучок света от лазера расщепляется в первом светоделителе на опорный и предметный пучки. Непосредственно перед входом в камеру-модель предметный пучок пропускается через пространственный фильтр и расширяется по сечению. Достигнув слоя Scotchlite, пучок отражается и идет в обратном направлении внутри конуса с малым углом раствора. Телецентрическая диафрагма направляет этот пучок в фотокамеру с фокусным расстоянием 50,8 мм. Далее предметная волна проходит через второй расщепитель пучка и попадает на фотоэмульсию.

Опорный пучок пропускается через ослабляющий фильтр, клиновидный нейтральный фильтр и систему зеркал, выравнивающих оптические траектории опорного и предметного пучков. Затем опорный пучок расширяется, а после коллимирующей линзы и второго светоделителя попадает на фотоэмульсию, образуя на ней интерференционную картину голограммы.

Результаты эксперимента, выполненного на гелий-неоновом лазере с мощностью пучка 0,1 *вт* и длительностью экспонирования до 3 *сек*, приведены на рис. 30. Отчетливо виден параллакс между изображением рис. 30, а и 30, г.

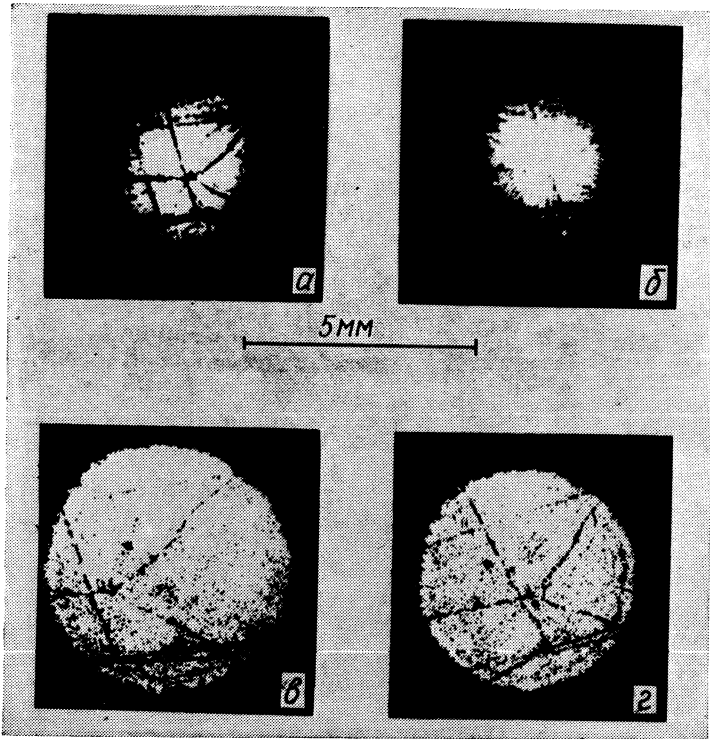


Рис. 30. Голограмма сфокусированных изображений, полученная на модели (см. рис. 28), и восстановленные изображения: а — обычная фотография на светлом фоне нефокусированных треков; б — ее голограмма; в — восстановленное изображение треков; г — тень треков на Scotchlite, видимая на восстановленном изображении.

Проведенные эксперименты убедительно показывают, что голографический метод позволяет в принципе дать требуемую глубину поля в многокубовых пузырьковых камерах. Вместе с тем многие проблемы, возникшие при реализации этого метода, остаются пока нерешенными.

Импульсный лазер создает короткую вспышку света длительностью 20—40 *нсек* и энергией 0,5 *дж*. При этом длина когерентности излучения должна составлять 4—6 *м*, т. е. приближаться к длительности самого импульса. В настоящее время ведутся

экспериментальные разработки лазера с такими характеристиками. Достигнутая длина когерентности пока не превышает 25 см [69].

Новая техническая проблема заключается в жестких допусках на отклонение поверхности пленки от плоскости как на стадии получения голограммы, так и при восстановлении изображения [70]. В отличие от проекционной системы все измерения ведутся относительно плоскости пленки.

Стадия восстановления изображения обычно осуществляется с помощью гелий-неонового лазера на длине волны $\lambda_B = 6328 \text{ \AA}$,

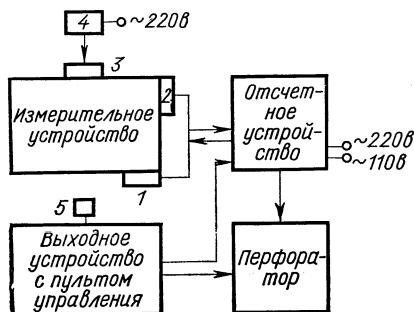
в то время как голограмма получается в свете длины волны рубинового лазера с $\lambda_0 = 6943 \text{ \AA}$. Такое изменение длины волны приводит к абберациям, которые можно частично устранить [71], если использовать коллимированные пучки света на стадии получения голограммы и при восстановлении изображений, а угол между осью пучка и нормалью к голограмме выбрать

$$\theta_{аб} = \arcsin [(\lambda_B/\lambda_0) \sin \theta/2], \quad (12)$$

Рис. 31. Структурная схема измерительной установки и ее функциональные связи:

1, 2 — фотоголовки; 3 — осветитель, лазер ЛГ-56; 4 — блок питания; 5 — педаль.

ковой камере ФТИ АН СССР с голографическим съемом информации, производится в пространстве действительного изображения. Структурная схема установки показана на рис. 31. Основные узлы установки [71]: измерительное устройство, отсчетное устройство, пульт управления и перфоратор. Измерительное устройство (рис. 32) построено на базе микроскопа УИМ-21. Секторное устройство, вращающееся в осях, и ползунок, перемещающийся по сектору, позволяет совмещать плоскость, в которой лежит восстановленное изображение трека, с плоскостью матового экрана. Обмер трека в плоскости экрана ведется перемещением перекрестия по треку, а отсчеты положения измерительных элементов — растровыми муаровыми датчиками. Точность отсчета $\pm 2,5 \text{ мкм}$ в плоскости экрана и $\pm 100 \text{ мкм}$ по глубине залегания относительно плоскости экрана. Углы наклона голограмм к горизонтальной плоскости отсчитываются с погрешностью $\pm 0,1^\circ$. Обмеряемый объем $200 \times 100 \times 300 \text{ мм}$. Обработка данных ведется на линии с ЭВМ «Минск-22» при помощи промежуточного накопителя на магнитной ленте.



Помимо хорошо разработанных систем фотографирования событий в трековых камерах существуют такие, которые пока находятся в стадии поиска и опробования исходных физических принципов. К такому типу следует отнести трековую камеру Ю. Л. Соколова [72], в которой используется метод Фуко — Теплера [73] как вариант схемы освещения с темным полем. С помощью такого освещения удалось зарегистрировать следы α -частиц от радиоактивного источника, образованные в смеси паров спирта и воды. При этом смесь в рабочем состоянии не подвергалась ни термодинамическим, ни электрическим воздействиям.

Системы фотографирования с темным полем по методу Фуко — Теплера характеризуются уровнем остаточной засветки поля зрения. Исследование оптических характеристик теневого прибора ИАБ-451 с фокусным расстоянием около 2 м показало [74], что уровень фоновой засветки составляет около $2 \cdot 10^{-5}$ проходящего света.

Защитные стекла прибора создают рассеянное излучение, составляющее около 20% общего фона, а рассеянный фон от видимых дефектов оптики примерно такой же величины, что и все остальные компоненты. Остаточный фон сильно ослабляет контраст наблюдаемых оптических неоднородностей.

Подобного рода приборы с малым уровнем фоновой засветки крайне желательны для опробования новых принципов работы трековых камер. Один из новых принципов связан с камерой расслаивания [75, 76], в которой оптические неоднородности вдоль траектории частиц возникают при расслаивании жидкого бинарного раствора, компоненты которого имеют сильно различающиеся диэлектрические постоянные. Были предложены также трековые камеры с выпадением кристаллов на ионах как зароды-

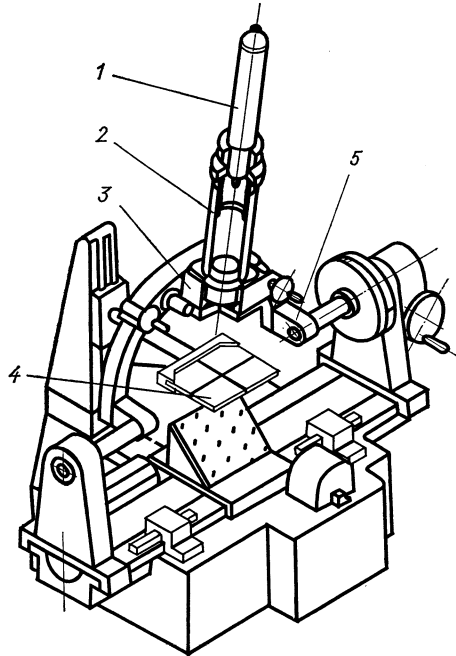


Рис. 32. Измерительное устройство установки:

1 — лазер; 2 — тубус с расширительной оптикой; 3 — лентопротяжный механизм; 4 — рассеивающий экран; 5 — телескопический механизм.

шах в кратковременно переохлажденных жидкостях [77] или разновидность камеры Вильсона на чистом газе с высокой плотностью [78]. Наконец, физиков никогда не покидала надежда заметить те первичные возмущения в среде, которые оставляет частица, проходящая через газ, твердое тело или жидкость. Чтобы наблюдать оптические неоднородности, фоновую засветку в трековых приборах необходимо снизить до уровня 10^{-7} — 10^{-8} от проходящего света. Голография позволяет снизить уровень фоновой засветки дополнительно в 200—300 раз к достигнутому значению 10^{-5} . Это достигается гашением фона в самой голограмме изображения. Для того чтобы две голограммы взаимно погасили друг друга, во время второй экспозиции в опорный пучок вводят разность хода, равную половине длины волны света. Одна из экспозиций делается перед моментом прохождения частиц, а вторая — в момент прохождения частицы через рабочее тело камеры и срабатывания трековой камеры. При равенстве двух потоков света во время экспонирования метод голографического «стирания» изображения позволяет выполнить операцию вычитания с погрешностью, которая составляет 1 : 200 яркости исходного изображения.

Использование в плоскости Фурье квадратурного фильтра Гильберта совместно с гашением светового потока на нулевой пространственной частоте повышает контраст фазово-контрастного изображения в теневых приборах дополнительно в 3—5 раз. Замена традиционного ножа Фуко на квадратурный фильтр Гильберта также устраняет нежелательный эффект перекоса изображения и облегчает проведение прецизионных измерений.

5. ОБРАБОТКА ФОТОГРАФИЙ ТРЕКОВЫХ КАМЕР ГОЛОГРАФИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Возможности оптической картинной обработки фильмовой информации проиллюстрируем на примере одиночных прямолинейных треков, получаемых в пузырьковой камере без магнитного поля.

Схема оптического устройства [79—80], с помощью которого производят измерения углов наклона треков, приведена на рис. 33.

В случае, когда на кадре имеются только одиночные прямолинейные треки, сигнал в плоскости изображения можно аппроксимировать прямыми линиями $y = mx + b$. В плоскости Фурье образуется картина дифракции Фраунгофера, которая имеет вид узких прямоугольников, проходящих через точку $\omega_x = \omega_y = 0$ и описываемых уравнением $\omega_x + m\omega_y = 0$. Диск D вращается механически в плоскости Фурье. Когда направление его щели совпадает с направлением фурье-образа, то уровень освещенности за диском возрастает, и на выходе фотоинтегратора появляется

электрический импульс. Положение центра этого импульса соответствует углу наклона измеряемого трека, а ширина зависит от двух факторов: от длины трека и его толщины. Чем короче трек, тем больше ширина электрического импульса и меньше его пиковое значение.

С помощью когерентной оптической системы, выполняющей преобразование Фурье, удается осуществлять оптические гашения треков нежелательных направлений, например треков пучка [81]. В трековой камере без магнитного поля треки пучка представляют

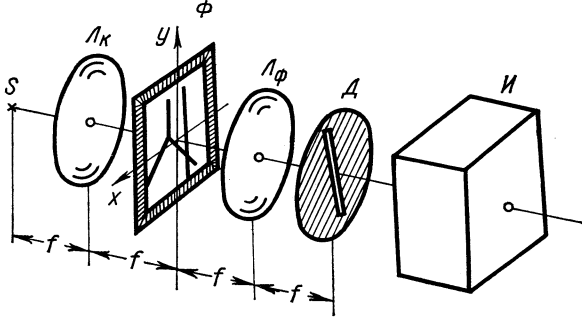


Рис. 33. Схема оптического устройства для измерения углов наклона треков:

S — точечный источник монохроматического излучения; *L_к* — коллимирующая линза; *L_ф* — линза, выполняющая преобразование Фурье; *Ф* — пленка с трековыми фотографиями; *Д* — диск с щелью, пересекающей оптическую ось системы; *И* — фотоинтегратор.

собой ряд параллельных линий. В плоскости Фурье все они образуют линию, перпендикулярную направлению пучка. Если в плоскости Фурье поместить непрозрачную маску на этой линии, то все треки пучка будут оптически погашены.

Интересное решение найдено для быстрого измерения толщины прямолинейного трека. Традиционный метод измерения толщины трека сводится к подсчету числа пузырьков на единицу длины трека по фотографии, спроектированной на большой экран. Плотность пузырьков однозначно связана с сортом частицы, образовавшей трек.

В когерентной оптической системе анализируют пространственную структуру фурье-образа трека. В первом приближении трек конечной толщины можно аппроксимировать функцией

$$P_A(y) = \begin{cases} 1, & |y/A| < 1/2; \\ 0, & |y/A| \geq 1/2. \end{cases}$$

Фурье-образ этой функции

$$P_A(y) \xrightarrow{\mathcal{F}} \varepsilon\delta(\omega_x) \cdot (\sin \pi A\omega_y / \pi A\omega_y). \tag{13}$$

В картине фурье-образа видны темные узлы, которые располагаются в точках

$$\omega_y = \pm 1/A, \pm 2/A, \dots$$

Таким образом, измеряя положение первого темного узла, который больше всего удобен для анализа, находят толщину трека.

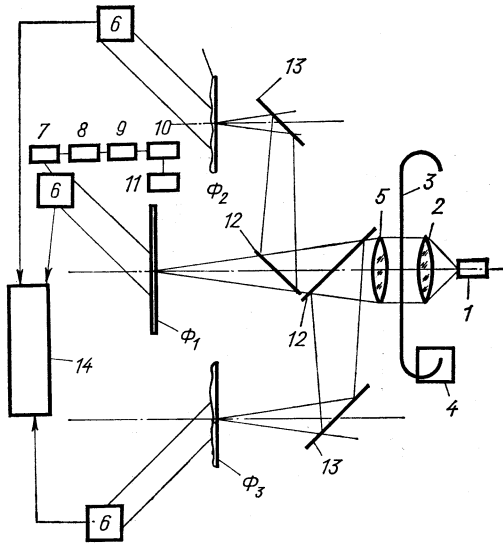


Рис. 34. Схема декадно-голографического фильтра при параллельном расположении декад:

1 — лазер; 2 — коллимирующая линза; 3 — пленка с трековыми фотографиями; 4 — лентопротяжный механизм; 5 — линза Л, осуществляющая пространственное преобразование Фурье; 6 — приемные матрицы декад; 7 — фотоприемник; 8 — собирающий световод; 9 — усилитель сигнала; 10 — формирователь импульсов; 11 — накопитель электрических импульсов; светоделительные элементы C_{10} и C_{100} состоят из светоделительных зеркал (12) и зеркал (13); 14 — записывающий блок; Φ_1 , Φ_2 , Φ_3 — голографические фильтры.

Упомянутые выше системы автоматической обработки прямых треков, в частности система с многоканальным голографическим фильтром и матрицы приемных элементов, обладают некоторыми недостатками. Одним из них является то, что увеличение числа дискретных положений фильтра, а вместе с этим и точность отбора угла сопряжены с необходимостью увеличивать число элементов. Это приводит к тому, что система становится весьма сложной и громоздкой, когда число каналов превышает 100.

Однако если использовать принцип уплотнения каналов [82, 83], излагаемый ниже, то система существенно упрощается.

Линза Л (рис. 34) осуществляет пространственное преобразование Фурье. Фурье-образ одиночного трека отображается одновременно в трех голографических фильтрах Φ_1 , Φ_{10} и Φ_{100} . Отображение на фильтр Φ_1 производится непосредственно, на фильтры Φ_{10} и Φ_{100} — с помощью светоделительных элементов C_{10} и C_{100} .

Пространственная структура голографического фильтра различна в разных декадах. Фильтр первой декады, осуществляю-

щий наиболее грубый поиск, имеет вид, который изображен на рис. 35 условно для двоичной системы вместо десятичной. Если фурье-образ трека ориентирован так, что попадает в квадранты 1 и 3, то вторичный дифракционный пучок, который появится после фильтра, пойдет в горизонтальной плоскости. Если же фурье-образ измеряемого трека ориентирован так, что он попадает в квадранты 2 и 4, то вторичный дифракционный пучок пойдет в вертикальной плоскости. В фильтре второй декады ведется более точный поиск. Пространственная структура фильтра

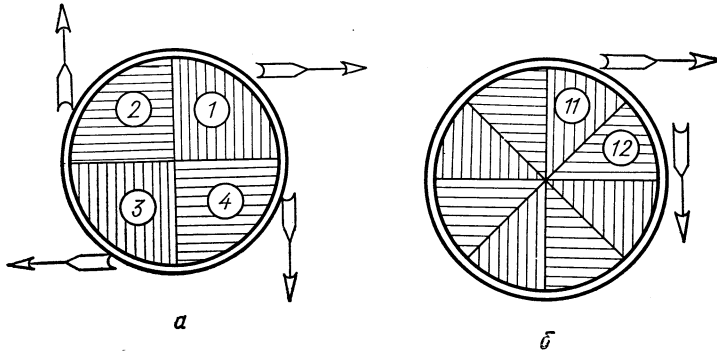


Рис. 35. Пространственная структура голографического фильтра в двоичном варианте:

а — первая «декада», б — вторая «декада».

разбита на четыре пары секторов так, что ориентация пространственной структуры меняется через один сектор.

Пусть первый фильтр указал, что фурье-образ трека попал в квадранты 1+3. Тогда во втором фильтре возникнут две альтернативные возможности: трек попадет или в сектор 11, или в сектор 12. Соответствующие вторичные дифракционные пучки войдут либо горизонтально, либо вертикально. Третий фильтр разбит на более мелкие сектора с аналогичным чередованием ориентации пространственной несущей. Приемные матрицы из фотодетекторов, усилителей и счетчиков электрических импульсов регистрируют картину расположения зажженных каналов, которая после прохождения кадра сбрасывается в накопительное устройство. Протяжка кадров производится безостановочно. На каждом кадре может располагаться только один трек, или более точно, начало и конец трека не должны появляться и исчезать из кадрового окна одновременно.

Как щелевой, так и секторный голографические фильтры, используемые для измерения угловых распределений прямолинейных треков, обладают, однако, принципиальным недостатком. С их помощью невозможно отличить событие а от события б

(рис. 36). В том и другом случае щелевой фильтр «видит» одну и ту же картину дифракции, состоящую из двух узких полосок. Каждая из них перпендикулярна соответствующим линиям треков (рис. 37). Иначе говоря, щелевой опрос картины дифракции

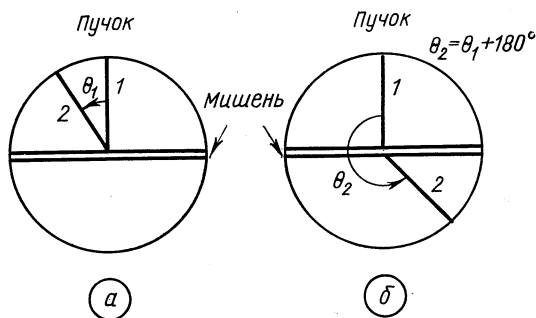


Рис. 36. События а и б, неразличимые для системы, работающей по принципу щелевого опроса.

Фраунгофера позволяет получить сведения только об ориентации трека, а не об угле рассеяния.

Неоднозначность $\theta \leftrightarrow \theta + 180^\circ$ в угле рассеяния частицы на тяжелом ядре можно устранить анализом высокочастотной пространственной структуры, картины, отображаемой в плоскости Фурье. А именно: сигнал на выходе некогерентного пространственного анализатора в области достаточно высоких пространственных частот появляется только внутри одного из двух вертикальных углов, образуемых двумя прямыми отрезками на экране Фурье.

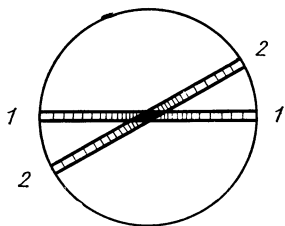


Рис. 37. Вид фурье-образа событий а и б (см. рис. 36).

Картина интенсивности на экране Фурье для композиции а описывается выражением

$$I(\alpha, \beta) = \sin^2 \beta / \beta^2 + \sin^2 \alpha / \alpha^2 + 2(\sin \beta / \beta)(\sin \alpha / \alpha) \cos(\alpha + \beta) / 2, \quad (14)$$

где $\alpha = k\omega_x$, $\beta = k\omega_y$; $k = \pi l / \lambda f$; l — длина каждого трека; b — ширина трека ($l \gg b$); λ — длина волны света; f — фокусное расстояние линзы Фурье. Пространственный спектр картины $I(\alpha, \beta)$ имеет следующую структуру. От первого слагаемого в выражении (14) получается крышеобразный пьедестал, ориен-

тированный вдоль оси Oy . Аналогичный пьедестал, ориентированный вдоль оси Ox , получается от второго слагаемого. Третье слагаемое в (14) представляет наибольший интерес. Оно состоит из трех сомножителей и отвечает кратной корреляции сигналов.

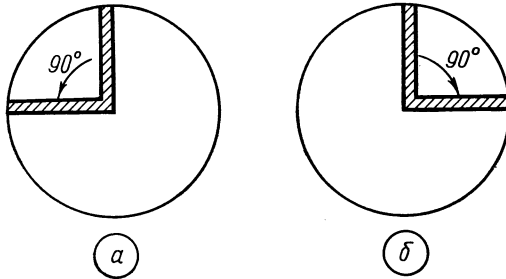


Рис. 38. Две композиции акта рассеяния на угол 90° .

Первый сигнал — это прямоугольный плоский пьедестал, ориентированный вдоль оси Oy ; второй сигнал — прямоугольный плоский пьедестал, ориентированный вдоль оси Ox . Третий сигнал равен двум одномерным δ -функциям на плоскости, которые имеют вид двух «заборов», ориентированных под углом 45° к осям координат.

Первые два сомножителя третьего слагаемого в (14) в частотной плоскости образуют плоский квадратный пьедестал $l \times l$, заполняющий все четыре квадранта. Операция свертки между таким пьедесталом и двумя δ -образными «заборами» приведет к тому, что исходный пьедестал разрежется на два медианной плоскостью. Одна из частей сместится на отрезок $\sqrt{2}l$ по диагонали вправо вверх, а другая — на отрезок $\sqrt{2}l$ по диагонали влево вниз. Полная картина автокорреляции, приведенная на рис. 39, заполняет область высоких пространственных частот только в квадрантах I и III, а квадранты II и IV оказываются пустыми. Для левой композиции б (см. рис. 38), наоборот, пустыми окажутся квадранты I и III.

Процесс рассеяния на произвольный угол θ дает пространственный спектр картины дифракции Фраунгофера, высокие пространственные частоты которого сосредоточены вдоль направления, перпендикулярного биссектрисе угла рассеяния (рис. 40).

С помощью двух некогерентных анализаторов расшифровываются события типа «вилки», а для анализа событий типа «трезубца» требуются три анализатора. Для измерения треков, искривленных в магнитном поле, метод согласованной фильтрации пригоден в такой же степени, как и для прямых треков.

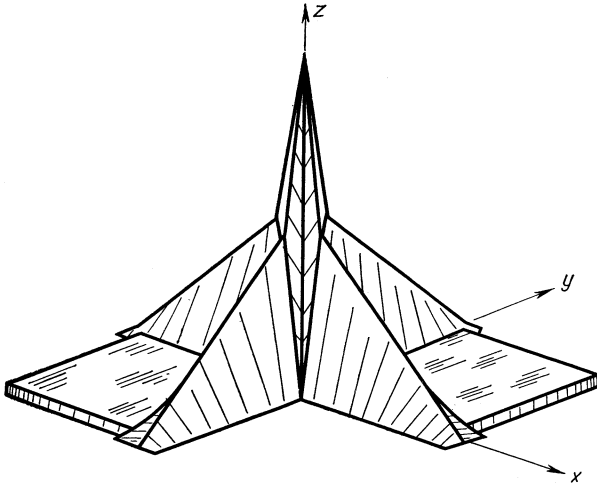


Рис. 39. Эюра автокорреляции события a в координатах пространственных частот картины фурье-образа. Высокие пространственные частоты заполняют только квадранты I и III плоскости xOy .

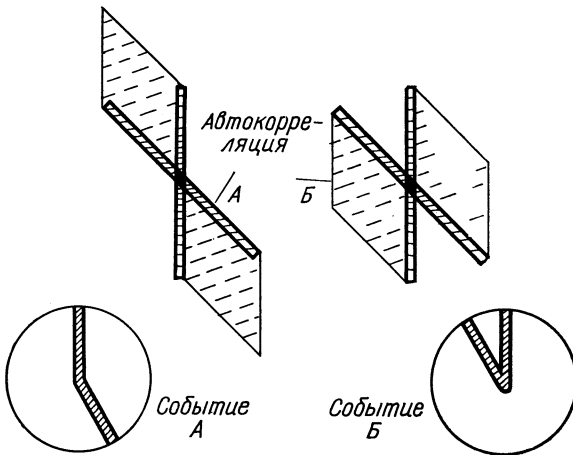


Рис. 40. Картина автокорреляции событий рассеяния на острый угол (А) и на тупой угол (В). Густота линий штриховки отображает интенсивность пространственных частот.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В обзоре представлены работы в области голографии, которые имеют непосредственную связь с техникой проведения экспериментов в физике высоких энергий. Это пузырьковые камеры с голографическим съемом информации и оптические системы обработки пленочной информации в традиционных трековых камерах. На пути реализации таких устройств лежат серьезные технологические проблемы. Еще нет лазеров, которые приспособлены для получения голограмм в многометровых пузырьковых камерах. Конструкции трековых камер не отвечают особенностям голографии. Не исследованы до конца возможности гибридных систем, в которых элементы голографии и фотографии представлены в оптимальной пропорции.

Разработка оптических систем по когерентно-оптической обработке пленочной информации с трековых камер находится в начальной стадии. Первые опыты по использованию методов оптической фильтрации для отбора событий и проведения грубых измерений продемонстрировали существенное сокращение затрат времени на этих операциях. По-видимому, теперь последует разработка систем для проведения прецизионных измерений. Данное направление исследований и разработок весьма перспективно.

Имеется много других, более отдаленных связей между голографией и ядерной физикой. Опробован голографический метод записи числовой информации на фотоэмульсии [84—85, 86], характеризующийся плотностью записи в 10^7 бит/см². Сущность его заключается в том, что информация регистрируется в форме интерференционной картины, образуемой при освещении фотоэмульсии системой когерентных пучков света. Стадия считывания ведется также при когерентном освещении. Метод оптической фильтрации используется при обработке сейсмограмм для надежного отождествления ядерных взрывов [87—90].

Наконец, широко ведется изучение плазмы с использованием голографической интерферометрии [91—94]. Для физики высоких энергий представляют интерес эксперименты по исследованию развития электрического искрового разряда в воздухе с помощью голографии [95—97]. Возможно, что голографический съем информации будет перенесен с освещаемых трековых камер на искровые или стримерные камеры.

Развитие голографии, сформировавшейся в самостоятельный раздел современной оптики, и последствия тесного контакта между голографией и теорией информации привели к изменению, а иногда и к пересмотру позиций экспериментатора в оценке возможного и невозможного в оптике [98]. Появились новые методы апостериорной обработки оптической информации [99, 100], в частности метод улучшения контраста и качества изобра-

жений по искаженным фотографиям. Находят применение оптические системы, разрешающая способность которых превышает классический предел Рэля. С помощью голографии удается регистрировать затухающие световые волны [101—104].

Сначала казалось, что голография и современная вычислительная техника отгорожены друг от друга непреодолимым барьером [105]. Однако совсем недавно, когда обе эти дисциплины достигли стадий зрелости, обнаружилось, что между ними имеется и постоянно усиливается взаимная связь. В настоящее время голография и вычислительная техника перекрываются при синтезе искусственных голограмм и получения запрограммированного оптического рельефа, при восстановлении волновых полей и изображений с голограмм. Последние можно получить не только в оптическом диапазоне, но также в радиодиапазоне и в поле акустической волны. Алгоритмы фильтрации и кодирования изображений [106], разработанные в голографии, используют при обработке оптической информации на ЭВМ, например при устранении избыточности информации и при достижении высокой помехоустойчивости канала обработки.

Голография используется при разработке технологии изготовления узлов и интегральных схем ЭВМ. Наконец, голография дополняет ЭВМ при обработке двумерной и трехмерной информации, предоставляя в распоряжение исследователя «картинную» логику. Любые математические операции, необходимые для реализации «картинного» канала обработки информации, включая операцию стирания [107] и корреляционного отбора наиболее правдоподобной реализации, можно выполнить с помощью голографии. Использование этих возможностей и создание необходимых для физики высоких энергий систем быстрой обработки многомерной информации составляет задачу ближайшего будущего.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gabor D. Proc. Roy. Instn. Gt. Brit., 1969, 43, 35.
2. The Engin. Uses of Holography. Proc. Confer. 1968. Ed. E. R. Robertson, J. M. Harvey, Cambridge, 1970.
3. Комар А. П., Стабников М. В., Турухано Б. Г., Турухано Н. Препринт ФТИ, 079, 1968.
4. New Scientist, 1968, 37, No 587, 540.
5. Турухано Б. Г. ЖТФ, 1970, 40, 181.
6. Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику. Перев. с англ. М., «Мир», 1970.
7. Свет Д. Я. Оптические методы обработки сигналов. М., «Энергия», 1971.
8. Falconer D. G., 1971 Spring Meet. OSA, p. 15, 1971.
9. Andrews H. C. Computer Techniques in Image Processing. Academic Press, 1970.
10. Baker L. R., Burke J. J., Fieden B. R. Progress in Digital Image Processing 1969, Optics Sci. Center, Univ. Ariz. Techn. Rep., 50, 1970.
11. Gentleman W. M. AFIPS Conf. Proc., 1966, 29, 563.

12. Randall C. M. Appl. Optics, 1967, 6, 1432.
13. Günther G. Elektr. Datenverarb., 1969, No. 6, 275.
14. Kremer H. Elektr. Datenverarb., 1969, No. 6, 281.
15. Singleton R. C. IEEE Trans., 1969, 17, 93.
16. Barñ W. Elektr. Datenverarb., 1969, No. 12, 570.
17. Сороко Л. М. Основы голографии и когерентной оптики. М., «Наука», 1971.
18. Сороко Л. М. В кн. «Тр. I Всесоюзной конференции проблем передачи информации лазерного излучения». Киев, 1969, с. 41.
19. Thompson B. J., Ward J. H. Scient. Res., 1966, October.
20. Trolinger J. D., Belz R. A., Farmer W. M. Appl. Optics, 1969, 8, 957.
21. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., «Наука», 1970, 404—464, 605—646.
22. Thompson B. J. See [2], p. 249.
23. Rieck H. See [2], p. 261.
24. Thompson B. T., Ward T. W., Zinky W. R. Appl. Optics, 1967, 6, 519.
25. Клименко И. С., Матинян Е. Г., Налимов И. П. «Оптика и спектроскопия», 1969, 26, 1019.
26. Клименко И. С., Матинян Е. Г. «Оптика и спектроскопия», 1969, 27, 367.
27. Клименко И. С., Матинян Е. Г. «Оптика и спектроскопия», 1970, 28, 556.
28. Mueller P. F. Appl. Optics, 1969, 8, 267.
29. Строук Дж. Введение в когерентную оптику и голографию. Перев. с англ. М., «Мир», 1967.
30. Grose P. Rev. optique, 1956, 35, 569, 642.
31. Островский А. С., Сянюк Ю. Г. «Автоматика» (Киев), 1968, № 2.
32. Островский А. С., Сянюк Ю. Г. «Автоматика» (Киев), 1968, № 6.
33. Brill E. L. Wesc. Techn. Papers, Session 25, 25/3, 1968, p. 1.
34. Hemami H. Wesc. Techn. Papers, Session 25, 25/1, 1968, p. 1.
35. Som S. C., Boivin A. Optics Comm., 1969, 1, 67.
36. Островский А. С. Труды I Всес. шк. гологр., 1969.
37. Островский А. С. «Вест. КПИ. Серия автоматизации и электроприборов», 1970, № 8.
38. Boulton P. I., Davison E. J., Lang G. R. Preprint Univ. Toronto, 1970.
39. Viénot J. Ch., Bulaboïs J., Guy L. R. Optics Comm., 1971, 2, p. 431.
40. Vander Lugt A. Proc. Symp. Generalized Networks, N.Y., 1966 (1967), p. 735.
41. Vander Lugt A. Appl. Optics, 6, 1221 (1967).
42. Wagner U. Optics Comm., 1971, 3, 130.
43. Lesem L. B., Hirsch P. M., Jordan J. A. IBM Publ., 1968, 320, 2327.
44. Lesem L. B., Hirsch P. M., Jordan J. A. IBM Publ., 1967, 320, 2321.
45. Brown B. R., Lohmann A. W. IBM J. Res. Dev., 1969, 13, 160.
46. Lesem L. B., Hirsch P. M., Jordan J. A. Fall Joint Computer Confer., 1967, p. 41.
47. Lesem L. B., Hirsch P. M., Jordan J. A. IBM Publ., 1967, 320, 2326.
48. Ichioka Y., Izumi M., Suzuki T. Appl. Optics, 1969, 8, 2461.
49. Lohmann A. W., Paris D. P. Appl. Optics, 1967, 6, 1739.
50. Lohmann A. W., Paris D. P., Werlich H. W. Appl. Optics, 1967, 6, 1139.
51. Lesem L. B., Hirsch P. M., Jordan J. A. IBM Publ., 1969, 320, 2324.
52. Lesem L. B., Hirsch P. M., Jordan J. A. IBM Publ., 1968, 320, 2348.
53. Patau J. C. e.a. IBM J. Res. Dev., 1970, 14, 485.
54. Caulfield H. J. Optics Comm., 1970, 2, 200.
55. Tribillon G., Viénot J. Ch. Optics Comm., 1971, 3, 165.
56. Hildebrand V. P. J. Opt. Soc. America, 1970, 60, 259.
57. Стабников М. В., Турухано Б. Г., Найденов А. Ф. ЖТФ, 1967, 37, 986.
58. Комар А. П., Стабников М. В., Турухано Б. Г. «Докл. АН СССР», 1967, 174, 1052.

59. Комар А. П., Стабников М. В., Турухано Б. Г. «Докл. АН СССР», 1966, 169, 1052.
60. Murata K., Fujiwara H., Asakura T. See [2], p. 289, 301.
61. Турухано Б. Г., Туруханов Н. «Оптика и спектроскопия», 1968, 25, 309.
62. Стабников М. В. Препринт ФТИ-148, 1968.
63. Withrington R. J. See [2], p. 267, 301.
64. Musset P. Nucleus, 1969, 10, 169.
65. Beville R., Courant H., Fetkovich F. Argonne Nat. Lab. ANL-BBC-85, 1966.
66. Bougon M. Intern. Collog. Bubble Chamber, CERN 67-26. Vol. 1, 1967, p. 243.
67. Courant H. See [66], p. 229.
68. Welford W. T. Appl. Optics, 1966, 5, 872.
69. Watts J. K. See [4], p. 279, 301.
70. Каральник А. Н. Авт. свидетельство № 304543. «Бюл. изобретений», № 17, 1971.
71. Комар А. П. и др. Препринт ОИЯИ 13-4466, с. 34, 1969.
72. Соколов Ю. Л. «Атомная энергия», 1957, № 12, 544.
73. Васильев Л. А. Теневые методы. М., «Наука», 1968.
74. Комаров В. И., Савченко О. В., Сороко Л. М. Препринт ОИЯИ ЛЯП В2-2815, 1961.
75. Писарев А. Ф., Бирюков В. А. ЖЭТФ, 1968, 54, 469.
76. Аскарьян Г. А. ЖЭТФ, 1957, 32, 1242.
77. Писарев А. Ф. ЖЭТФ, 1968, 54, 463.
78. Писарев А. Ф., Лыткин Л. К., Толстой Н. С. Препринт ОИЯИ, P13-4807, 1969.
- 79—80. Сороко Л. М. Авт. свидетельство № 200023. «Бюл. изобретений», № 16, 1967.
81. Falconer D. G. Appl. Optics, 1966, 5, 1365.
82. Сороко Л. М. Авт. свидетельство № 300850. «Бюл. изобретений», № 13, 1971.
83. Сороко Л. М. Авт. свидетельство № 300849. «Бюл. изобретений», № 13, 1971.
- 84—85. Соколов С. Н. Авт. свидетельство № 185367. «Бюл. изобретений», № 17, 1966.
86. Деревщикова А. М., Оглуздин В. Е., Солоков С. Н. Препринт ИФВЭ СВМ 69-16, 1969.
87. Завьялов В. Д. ВИЭМС, № 24, М., 1969.
88. Завьялов В. Д. ВИЭМС, № 27, М., 1969.
89. Завьялов В. Д. и др. ВИЭМС, № 32, Москва, 1970.
90. Vander Lugt A., Mitchel R. H. Optica Acta, 1969, 16, 453.
91. Zaidel A. N., Ostrowski Ju. I. Proc. 8th Congress on High-Speed Photogr. Stockholm, 1968, p. 328.
92. Martienssen. See [91], p. 289.
93. Dunaev Yu. A. e.a. See [91], p. 328.
94. Trölinger J. D., Farmer W. M., Belz R. A. 15th Nat. Aerospace Symp., Las Vegas, Nevada, 1969.
95. Стабников М. В., Томбак М. Ш. Голография и ее использование в оптике. Под ред. Ю. Н. Денисюка. Ч. II. Препринт ФТИ, 1970, 43.
96. Стабников М. В., Томбак М. Ш. III конф. молодых науч. сотр. ОЛ ФТИ им. А. Ф. Иоффе. Препринт ФТИ, стр. 24 (1970).
97. Стабников М. В., Томбак М. Ш. ЖТФ, 1971, 41, 1310.
98. Королев А. Н. УФН, 1968, 96, 261.
99. Stroke G. W. Optics Comm., 1970, 1, 283.
100. Stroke G. W. Ibid., p. 287.
101. Nassenstein H. Optik, 1969, 29, 597.
102. Nassenstein H. Optik, 1969, 30, 44.

103. Nassenstein H. *Optik*, 1969, 29, 456.
104. Nassenstein H. *Optics Comm.*, 1969, 1, 146.
105. Jordan J. A. *IBM J. Res. Dev.*, 1970, 14, 476.
106. Andrews H. C., Pratt W. K. *J.S.M.P.T.E.*, 1968, 77, 1279.
107. Matsuda K. e.a. *Optics Comm.*, 1971, 2, 425.
108. Caulfield H., Lu S. *The Application of holography*. Wiley Inters., 1970.
109. Де Велис Дж., Рейнольдс Дж. *Голография*. Перев. с англ. М., Воениздат, 1970.
110. Папулис А. *Теория систем и преобразований в оптике*. Перев. с англ. М., «Мир», 1971.
111. Francon M. *Holographie*. Paris, Masson, 1969.
112. Maréchal A. *Optical Proc. Inf. Ed. D. K. Pollock, Ch. J. Koester, J. T. Tippett*, London, 1963, p. 22.
113. Tsujiuchi J. *Progr. in Optics*. Ed. E. Wolf. Vol. II, 1963, p. 133.
114. Vander Lugt A. *IEEE Trans.*, 1964, IT-10, 139.
115. Stroke G. W., Halioua M. *Phys. Lett.*, 1970, 33A, 3.
116. Evins D. J. e.a. *Phys. Lett.*, 1970, 33A, 377.
117. Stroke G. W. *Optical Spectra*, 1970, Nov., p. 31.
118. Stroke G. W. *SPIE 15th Ann. Techn. Symp.*, 1970.
119. Stroke G. W. e.a. *Proc. Fourth Ann. Sc. Elec. Micr. Symp. IIT Res. Inst.*, Chicago, 1971, p. 57.
120. *Цифровые методы в космической связи*. Под ред. С. Голомба. М., «Связь», 1969.
121. Сороко Л. М. В кн.: «Тр. I Всесоюзной конференции проблем передачи информации лазерным излучением». Киев, 1969, 176.
122. Redman D. *Science J.*, 1968, No. 2, p. 51.
123. Hariharan P. *Optics Comm.*, 1971, 3, 119.
124. Lohmann A. W., Paris D. P. *RJ 436-IBM* (1967).
125. Горбунков В. М., Коробкин В. В., Леонтович А. М. «Докл. АН СССР», 1965, 164, 75.
126. De M., Lohmann A. W. *Appl. Optics*, 6, 2171 (1967).
127. Сороко Л. М. Авт. свидетельство № 211682. «Бюл. изобретений», No. 6, 1968.
128. Arsenaull H. *Optics Comm.*, 1971, 3, 127.
129. Paris D. P. *IBM Techn. Rep.*, 1965, 02, 352.
130. Burekhardt C. V. *Appl. Optics*, 1967, 6, 1359.
131. Клименко И. С., Матинян Е. Г., Рукман Г. И. «Письма в ЖЭТФ», 1967, 6, 535.
132. Naagen W. F. 1968 *Wescon. Techn. Papers. Seccion 25, 25/2*, 1968, p. 1.
133. Hickling R. J. *Opt. Soc. America*, 1968, 58, 455.
134. Real R. R. *Res. Nat. Council, Ottawa*, Preprint, 1968.
135. Мельниченко И. А., Силаев В. И. Препринт ИТЭФ № 676, 1969.
136. Мерц Л. *Интегральные преобразования в оптике*. Перев. с англ. М., «Мир», 1969.
137. Jago J.-M. Preprint CEA-BIB-145, 1969.
138. Trolinger J. D., Belz R. A., Farmer W. M. 15th Ann. Techn. Meet. Anaheim, Calif., 1969.
139. Солоухин Р. И., Якоби Ю. А. Препринт ИЯФ СОАН СССР 57-70, 1970.
140. Сороко Л. М. *Сообщ. ОИЯИ 1-5031*, 1970.
141. Baker L. R. See [2], p. 469, 498.
142. Groh G. See [2], p. 483, 498.
143. Macovski A. J. *Opt. Soc. America*, 1970, 60, 21.
144. Nassenstein H., Buschmann H. T., Geldmacher J. *Optik*, 1970, 30, 527.
145. Schmackpfeffer, Järisch W., Kuleke W. W. *IBM J. Res. Dev.*, 1970, 14, 533.

146. Yu. F.T.S. IEEE Trans., 1970, 16, 477.
147. Grover C. P., Mallick S., Roblin M. L. Optics Comm., 1971, 3, 181.
148. Lohmann A. W. Optics Comm., 1971, 3, 73.
149. Lohmann A. W., Silva D. E. Optics Comm., 1971, 2, 413.
150. Kiemle H., Wolff U. Optics Comm., 1971, 3, 26.
151. Reichelt A., Storck E., Wolff U. Optics Comm., 1971, 3, 169.
152. Schröder E. Optics Comm., 1971, 3, 68.
153. Sirohi R. S., Vikram C. S. Optics Comm., 1971, 3, 122.
154. Velzel C. H. F. Optics Comm., 1971, 3, 133.
155. Vikram C. S., Sirohi R. S. Optics Comm., 1971, 2, 444.
156. Welford W. T. Optica Acta, 1970, 17, 563.