

ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ РЕГИСТРАЦИЯ
ПРОСТРАНСТВЕННЫХ АНСАМБЛЕЙ
БЫСТРОДВИЖУЩИХСЯ ЧАСТИЦ

Д. И. Стаселько и В. А. Косниковский

Рассмотрены возможности и ограничения голографического метода регистрации пространственных ансамблей малых частиц. Показано, что в случае записи ансамблей, прозрачность которых не превосходит 80%, основные ограничения накладываются рассеянием света на самих частицах. Приведены результаты эксперимента по голографической регистрации ансамбля частиц с концентрацией около 10^5 см^{-3} , движущихся со скоростью $1.5 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$.

Регистрация пространственных ансамблей частиц малых размеров представляет значительный интерес в ряде областей науки и техники — при исследовании процессов в паровых турбинах, форсунках для распыла жидкого топлива, карбюраторах двигателей внутреннего сгорания, двигателях, работающих на двухфазных потоках, при изучении кавитации, аэрозолей в атмосфере и т. д. Для решения всех этих задач методы голографии представляются весьма перспективными. Действительно, на голограмме можно зарегистрировать весь исследуемый ансамбль частиц, а затем по восстановленному изображению определить требуемые параметры — размеры, скорости частиц и их расположение в пространстве. Демонстрации преимуществ и возможностей голографии посвящен ряд работ, в которых исследовались размеры и расположение аэрозолей [1], скорости капель воды [2], направления треков в пузырьковых камерах [3]. Недостатки же и ограничения метода изучены гораздо меньше. Из работ в этом направлении следует отметить лишь [4], где была оценена глубина поля зрения голограммы, определяющая наибольшее расстояние, в пределах которого можно различить частицы данного размера. Однако как будет видно из дальнейшего, найденные в этой работе значения глубины поля зрения далеки от предельных. Целью данной работы было изучение факторов, накладывающих ограничения на голографическую запись ансамблей микрочастиц. Для этого нами был выполнен ряд экспериментов с модельными и реальными ансамблями частиц.

Модельные ансамбли записывались как по однолучевой, так и по двухлучевой схемам. Достоинствами однолучевой схемы являются простота и нечувствительность ко внешним механическим воздействиям, минимальные требования к пространственно-временной когерентности источника и разрешающей способности фотоматериала. Наряду с этим схеме присущ и ряд недостатков, которые могут быть устранены при использовании двухлучевой схемы. Во-первых, исследуемый поток может вносить заметные амплитудные и фазовые искажения в референтный пучок. Во-вторых, интенсивность потока излучения, рассеянного частицами, значительно меньше интенсивности референтного пучка, что снижает дифракционную эффективность голограммы. В-третьих, голограммы, записанные по однолучевой схеме, сильнее страдают от шума эмульсии, поскольку рассеянный ею свет распространяется в основном под малыми углами к оси. Нако-

нец, расфокусированное сопряженное изображение создает дополнительный когерентный фон, снижающий контраст наблюдаемых частиц.

Объектами модельных исследований служили частицы абразивного порошка размерами от 1 до 50 мкм, взвешенные в кювете с глицерином или нанесенные на поверхность стеклянной пластинки. Изменение концентрации и размеров частиц в кювете давало возможность моделировать объемные ансамбли различных типов. Второй тест-объект был удобен для оценки разрешающей способности и предельной глубины поля зрения голограммы, поскольку все частицы находились в одной плоскости и не создавали дополнительного фона в изображении. Глубина поля зрения определялась как наибольшее расстояние от плоского тест-объекта до голограммы, при котором можно было восстановить изображения частиц заданного размера с контрастом 10 : 1. Голограммы записывались с помощью одномодового рубинового источника [5] на высокоразрешающих эмульсиях «Микрат ВР». Средняя плотность почернения пластинок достигала $2 \div 2.5$, что обеспечивало наибольший контраст восстановленных изображений. Параллельный референтный пучок диаметром 30 мм формировался с помощью телескопической системы. Этот же телескоп применялся и для реконструкции голограмм излучением He—Ne источника. В экспериментах, проведенных по двухлучевой схеме, референтный пучок посылался на голограмму под углом 10° , а объект просвечивался пучком диаметром 3 мм. Кроме того, перед голограммой помещался экран, который отсекал излучение, прошедшее через объект без рассеяния. Это позволяло на $2 \div 3$ порядка повысить плотность излучения, падающего на частицы, и тем самым увеличить отношение интенсивностей объектного и референтного пучков. Первоначально голограммы регистрировались на промышленных пластинках, однако первые же попытки получить голограммы высокого качества показали, что разрешающая способность восстановленных изображений частиц в $3 \div 5$ раз ниже дифракционного предела. Поскольку вероятной причиной такого ограничения могла быть оптическая неоднородность подложки, нами был проведен эксперимент по определению размера области, в пределах которой подложку можно считать однородной. Для этого излучение He—Ne источника формировалось в параллельный пучок диаметром 40 мм, который проходил через исследуемую фотопластинку, а затем собирался линзой с фокусным расстоянием, равным 2 м. В отсутствие пластинки поле в фокальной плоскости линзы представляло собой дифракционное изображение точки, при наличии пластинки картина поля искажалась. Уменьшая диаметр просвечивающего пучка, можно было снова добиться дифракционного изображения. Размер освещаемого участка фотопластинки, при котором изображение точки было близким к дифракционному (воспроизводился нулевой и первый порядок дифракции), характеризовал величину однородной области голограммы, определяющей ее эффективную апертуру и угловую разрешающую способность. Объектами изучения служили пластинки «Микрат ВР» заводского изготовления, Kodak 649-F, Agfa Gewaert 8E75 и пластинки лабораторного изготовления,

Тип пластинки	Размер однородной области, мм	Максимальное угловое разрешение голограммы, рад.	Основная причина дефектов
«Микрат ВР» Kodak 649-F Agfa Gewaert 8E75	$5 \div 15$ $15 \div 25$ $15 \div 25$	$1.4 \cdot 10^{-4} \div 5 \cdot 10^{-5}$ $5 \cdot 10^{-5} \div 3 \cdot 10^{-5} \div$ $5 \cdot 10^{-5} \div 3 \cdot 10^{-5} \div$	Неоднородность подложки
Лабораторный слой на подложке из зеркального стекла	~ 30	$2.3 \cdot 10^{-5}$	
То же на полированной оптической подложке	> 40	$1.7 \cdot 10^{-5}$	Неравномерность эмульсионного слоя

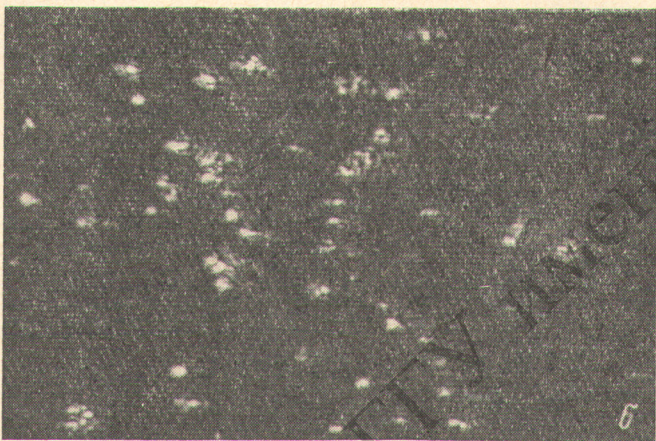
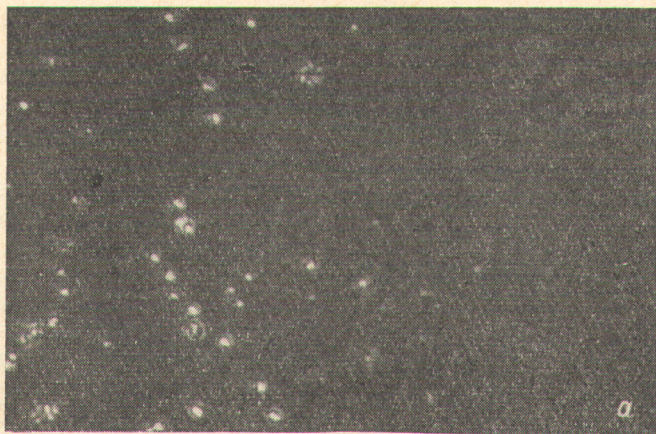


Рис. 1. Восстановленные действительные изображения частиц, нанесенных на подложку.

a — при оптимальной установке голограммы по отношению к восстанавливающему пучку, *б* и *в* — в случае расстройки в горизонтальной плоскости на 30° и 1° соответственно. Диаметр голограммы 30 мм, расстояние до объекта 200 мм.

нанесенные на подложки более высокого качества. При этом для выяснения основной причины неоднородности сравнивались пластинки с нанесенной эмульсией и без нее. Полученные данные представлены в таблице. Согласно данным этой таблицы, подложка из зеркального стекла обеспечивала размер однородной области порядка 30 мм, что было достаточно для наших экспериментов. Поэтому мы в дальнейшем отказались от более сложных в изготовлении оптических подложек и использовали пластинки лабораторного изготовления с эмульсионным слоем «Микрат ВР», нанесенным на подложку из зеркального стекла.

После устранения aberrаций подложки качество изображений частиц существенно повысилось и при апертурах вплоть до 0.15 удалось добиться дифракционного разрешения при записи как по однолучевой, так и по двухлучевой схемам. Отличительной чертой изображения частиц, создаваемых двухлучевыми голограммами с усиленным объектным пучком, является высокое отношение яркости частиц к яркости фона, обусловленного шумами эмульсии. Если при однолучевой записи изображения частиц, близких по размерам к дифракционному пределу разрешения, едва различались на фоне шума, то в случае двухлучевых голограмм были отчетливо видны не только сами частицы, но и окружающие их дифракционные кольца. При таком контрасте основными факторами, снижающими качество восстановленного изображения, являлись aberrации, обусловленные неточной установкой голограммы по отношению к восстанавливающему пучку и изменением длины волны при реконструкции (отношение длин волн He—Ne и рубинового источников равно $0.633/0.694=0.91$).

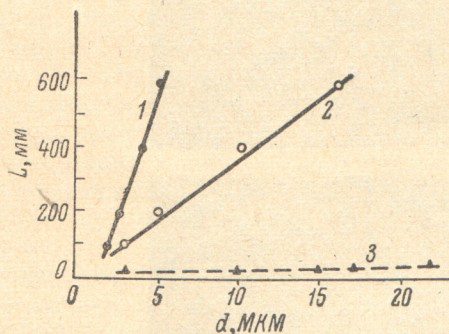


Рис. 2. Зависимость глубины поля зрения голограммы L от размера записанных частиц.

1 — двухлучевая схема регистрации с усиленным объектным пучком, 2 — однолучевая, 3 — однолучевая (по данным [4]).

Влияние первой из причин иллюстрируется рис. 1, где представлены случаи наилучшей установки голограммы (а), а также случаи, когда отклонение голограммы от этого положения в горизонтальной плоскости составляло соответственно $30'$ и 1° (б и в). Отчетливо видно, что изображения частиц значительно искажаются уже при разъюстировке в $30'$. При записи голограмм с апертурой около 0.2, что соответствовало расстоянию L до объекта, равному 70 мм, дифракционного разрешения (~ 1.5 мкм) реализовать не удалось ни при какой ориентации голограммы относительно восстанавливающего пучка. Наблюдаемый предел разрешения (около 2.5 мкм) был обусловлен, по-видимому, aberrациями, связанными с масштабными преобразованиями. Действительно, как показывают оценки влияния сферической aberrации, проведенные по формулам Meier'a [6], согласно критерию Марешаля [7], предельная разрешающая способность голограммы при $\mu=0.91$ составляет 2 мкм для $L=70$ мм и 2.5 мкм для $L=200$ мм. Для получения более высокого разрешения необходимо реконструировать голограмму излучением той же длины волны, что и при записи.

Зависимость глубины поля зрения голограммы от размера частиц, полученная с использованием плоского тест-объекта, приведена на рис. 2 для случаев двухлучевой (кривая 1) и однолучевой схем (кривая 2). Здесь же представлены данные работы [4], полученные при использовании однолучевой схемы (кривая 3). Из рассмотрения этих кривых следует, что предельная глубина поля зрения голограмм, записанных по двухлучевой схеме, в несколько раз превосходит глубину поля зрения однолучевых голограмм и достигает 200 мм для частиц размерами от 3 мкм и выше. Малая глубина поля зрения (около 10 мм для частиц 3 мкм, полученная в работе [4]), объясняется, по-видимому, большой оптической неоднородностью под-

ложки и более высоким уровнем шумов эмульсии, так как эти голограммы записывались на низкоразрешающей фотопленке Kodak SO-243.

До сих пор мы не учитывали особенностей, присущих трехмерным ансамблям частиц и обусловленных тем, что на изображения частиц, находящихся в плоскости фокусировки, накладываются расфокусированные изображения частиц, лежащих в других плоскостях. При когерентном освещении фон, создаваемый расфокусированными частицами, состоит из пятен, интенсивность которых меняется от точки к точке случайным образом. Средний размер этих пятен можно оценить путем следующих рассуждений. Поле, возникающее в плоскости наблюдения, является результатом когерентного сложения множества интерференционных картин, образованных хаотически расположенными частицами. Пространственные частоты этих картин определяются известным соотношением $\nu = 2 \sin \varphi / \lambda$, где φ — угол схождения пучков от частиц. При $\varphi < 1$ $\nu \approx \varphi / \lambda$. Ясно, что наибольшая пространственная частота ν_{\max} ограничивается углом дифракции на частицах $\varphi_p = \lambda / d$ и составляет $\nu_{\max} = 1/d$ (d — размер частицы). Поскольку рассматриваемые пространственные частоты имеют случайные фазовые сдвиги и заполняют весь интервал от 0 до ν_{\max} , то средний размер области корреляции в результирующей картине определится как $a_{\text{ср}} \sim 1/\nu_{\max} = d$. Иными словами, средний размер зерен в изображении имеет примерно ту же величину, что и размер самих частиц. Это обстоятельство сильно затрудняет отделение изображений частиц от зернистого шума. Практически их можно отличить только по яркости. Для оценки необходимого соотношения яркостей воспользуемся упрощенной моделью явления. Предположим, что фазы волн, приходящих в рассматриваемую точку от различных частиц, равномерно распределены в интервале от 0 до 2π . Задача об определении интенсивности колебания, возникающего при сложении большого числа колебаний с равномерным распределением фаз, рассматривалась еще Рэлеем [8]. Найденная им вероятность того, что результирующее колебание превзойдет величину I , равна

$$w(I) = e^{-I/I_{\phi}}, \quad (1)$$

где I_{ϕ} — сумма интенсивностей отдельных колебаний, или иными словами, интенсивность фона, вычисленная в предположении, что колебания складываются некогерентно.

Вероятность $w(I)$, вычисленная по формуле (1), применительно к рассматриваемой случайной картине определяет часть площади изображения, яркость которой превосходит величину I . Оценим необходимый контраст $k = I_c / I_{\phi}$, исходя из требования, чтобы интенсивность фона ни в одной точке изображения не превосходила интенсивности сигнала I_c . Предположим, что регистрируемые частицы имеют размер около 4 мкм (что соответствует площади частиц около 10 мкм²) и площадь поля изображения равна 1 мм². В соответствии с выбранным критерием это означает, что вероятность наблюдения ложного изображения частицы должна быть меньше 10^{-5} , поскольку в пределах поля изображения укладывается $\sim 10^5$ зерен шума. Подставляя $w(I) = 10^{-5}$ в (1), находим, что необходимое отношение I_c / I_{ϕ} составляет $\sim 5 \cdot \ln 10 \approx 12$. Сравнивая эту величину со значением 0.04 для случая некогерентного освещения (см. [9]), заключаем, что требования к контрасту при когерентной записи пространственных ансамблей частиц возрастают более чем на два порядка.

Установим теперь связь между контрастом изображения частиц и прозрачностью ансамбля. Будем считать, что частицы непрозрачны и ансамбль просвечивается параллельным пучком. I_c и I_{ϕ} определим с помощью уравнения переноса в приближении Бугера. Как будет показано ниже, практически используемая область прозрачностей находится в пределах, соответствующих однократному рассеянию. Рассмотрим частицу, находящуюся вблизи границы ансамбля со стороны освещающего его

пучка. Согласно закону Бугера, интенсивность света, идущего в изображенные частицы, будет ослабляться как

$$I_c = I_{\text{пад.}} e^{-\sigma_{\Sigma} N l}, \quad (2)$$

где $I_{\text{пад.}}$ — интенсивность волны, падающей на объект, N — концентрация частиц, l — толщина среды, σ_{Σ} — полное сечение ослабления прямого света частицей. $\sigma_{\Sigma} = \sigma_p + \sigma_n$ (σ_p и σ_n — сечения рассеяния и поглощения света). Как известно [10], для достаточно больших частиц ($d \gg \lambda$) $\sigma_p = \sigma_u = \sigma$, где σ — геометрическая площадь частицы. Таким образом, $\sigma_{\Sigma} = 2\sigma$ и

$$I_c = I_{\text{пад.}} e^{-2\sigma N l}. \quad (3)$$

Для определения интенсивности рассеянного света поступим следующим образом. Найдем интенсивность света $dI_{\text{рас.}}(z)$, посылаемого в изображение тонким слоем dz , находящимся на расстоянии z от передней границы ансамбля

$$dI_{\text{рас.}}(z) = I_{\text{пад.}}(z) \sigma N dz e^{-\sigma N(l-z)}. \quad (4)$$

Здесь $I_{\text{пад.}}(z)$ — интенсивность потока, падающего на рассматриваемый слой ($I_{\text{пад.}}(z) = e^{-\sigma N z}$, поскольку слой освещается не только прямым, но и рассеянным светом), множитель $e^{-\sigma N(l-z)}$ учитывает поглощение в среде света, рассеянного рассматриваемым слоем. Подставляя в (4) $I_{\text{пад.}}(z)$ и интегрируя полученное выражение от 0 до l , находим интенсивность света, рассеянного всем ансамблем

$$I_{\text{ф}} = \int_0^l dI_{\text{рас.}} = I_{\text{пад.}} \sigma N l e^{-\sigma N l}. \quad (5)$$

Следовательно,

$$k = \frac{e^{-\sigma N l}}{\sigma N l} = \frac{\sqrt{T}}{\ln 1/\sqrt{T}}, \quad (6)$$

где $T = e^{-2\sigma N l}$ — пропускание ансамбля частиц в прямом свете. Воспользуемся теперь введенными критериями необходимого контраста для когерентного и некогерентного освещения и определим из (6) соответствующие этим случаям значения предельного пропускания ансамбля $T_{\text{пред.}}$. Для некогерентного освещения $k \geq 0.04$, что соответствует $T_{\text{пред.}} = 0.01$. При когерентном освещении и вероятности появления ложных изображений частиц, равной 10^{-5} , $k > 10$, откуда $T_{\text{пред.}} = 0.80$. Опытная проверка этих оценок проводилась путем непосредственного наблюдения в проходящем свете частиц, нанесенных на стенку кюветы со стороны падающего пучка. Прозрачность кюветы принимала значения, равные 93, 77, 38 и 5%, для освещения частиц использовались He—Ne лазер и лампочка накаливания, частицы в кювете и на стенке имели размеры от 4 до 10 мкм. С увеличением оптической плотности контраст изображений частиц значительно снижался. При когерентном освещении все поле изображения покрывалось мелкими пятнами, размер которых примерно совпадал с размерами частиц. Частицы становились неразличимыми на этом фоне при значительно меньших оптических плотностях, чем в случае некогерентного освещения. Так, на фотографиях, полученных в когерентном свете, изображения частиц терялись уже при $T = 77\%$ (рис. 3, в), тогда как при некогерентном освещении эти же частицы были хорошо видны и при $T = 5\%$ (рис. 3, в). Таким образом, результаты эксперимента подтвердили выводы проведенного анализа.

Интересно сопоставить влияние шума, обусловленного светом от нефокусированных частиц, и шума, вызванного рассеянием в эмульсии. В работе [11] мы рассмотрели ограничения, накладываемые шумом эмульсии на число частиц, которые можно зарегистрировать на голограмме («дина-

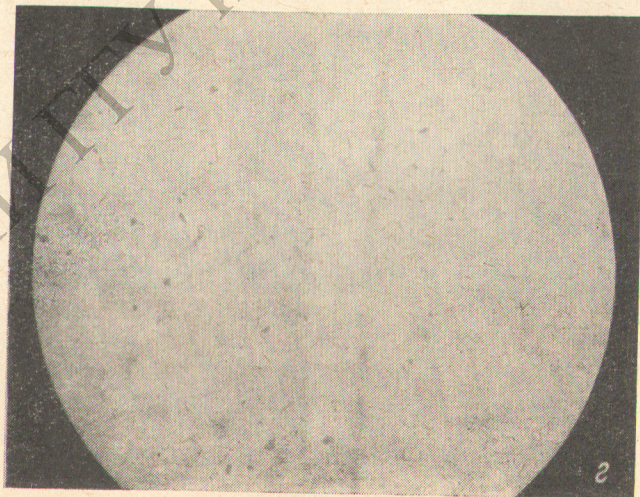
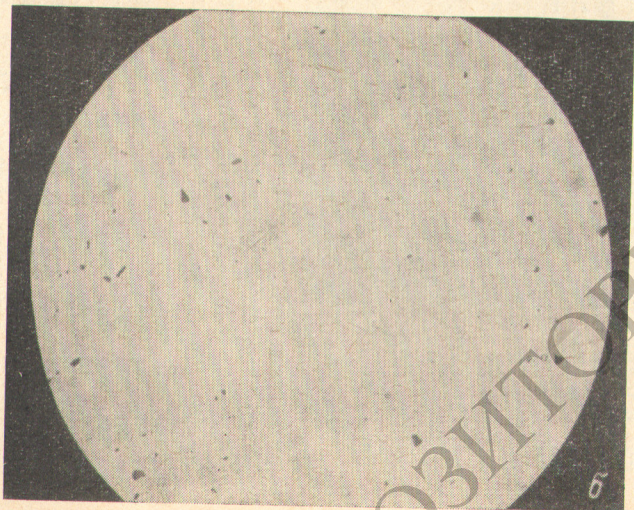
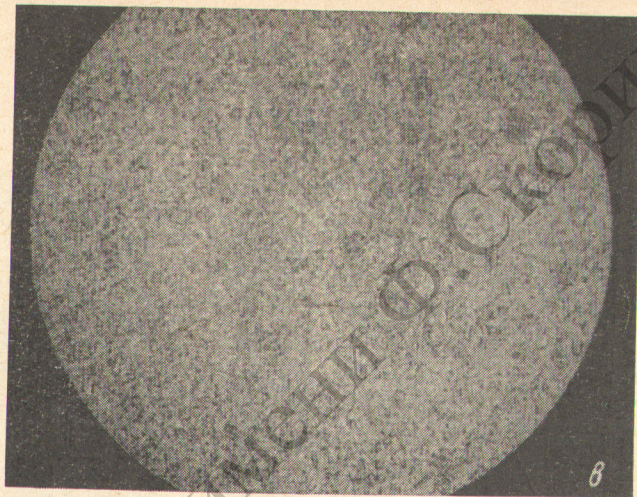
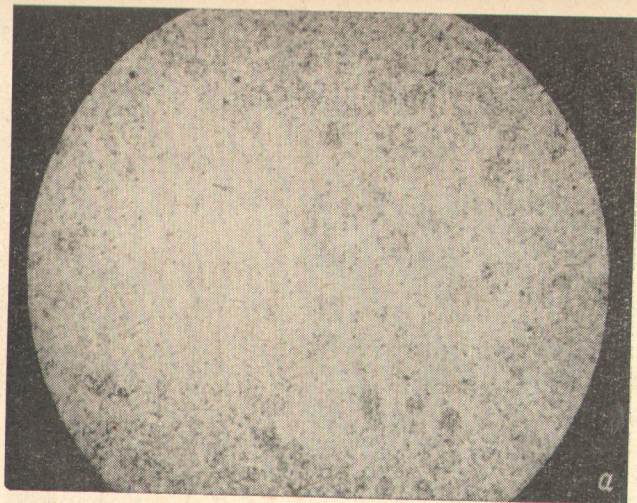


Рис. 3. Изображения частиц при наблюдении через ансамбль рассеивающих частиц в случае когерентного (а, в) и некогерентного освещения (б, г).

Прозрачность ансамбля: а и б — 93, в — 77, г — 5%.

мический диапазон» ансамбля частиц). В частности, при размере голограммы, равном 30 мм, на пластинках «Микрат ВР» можно зарегистрировать около 10^8 частиц. Рассеяние света в самом ансамбле может значительно снизить эту величину. Действительно, как было найдено выше, для получения достаточно высокого контраста частиц оптическая плотность ансамбля $D = \sigma Nl$ не должна превосходить 0.1 ($T_{\text{пред.}} = 0.80$). Полагая $\sigma = 2 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2$ (что соответствует 5 мкм частицам) и площадь сечения S , просвечиваемого источником, равной 4 см^2 , находим, что $Nl = D/2\sigma$ не должно превосходить $2.5 \cdot 10^9$ и, следовательно, «динамический диапазон» ансамбля $N_{\text{max}} = NlS$ ограничивается значением 10^6 , т. е. на два порядка ниже уровня, определяемого шумами эмульсии. Шум от самих частиц су-

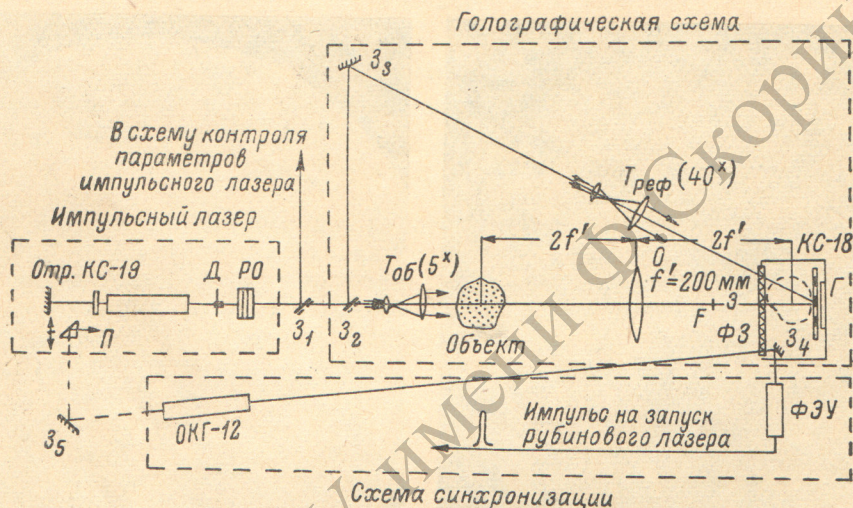


Рис. 4. Схема голографической установки для изучения потоков быстро движущихся частиц.

Э — экран в фокальной плоскости объектива О для устранения света, прошедшего без рассеяния, ФЗ — фотозатвор.

ществено снижает и глубину поля зрения голограммы. В проведенных нами опытах по голографической регистрации кювет с частицами уменьшение прозрачности ансамбля до 90% приводило к двукратному сокращению глубины поля зрения. В зависимости от условий регистрации решающую роль может играть как шум эмульсии, так и рассеяние света частицами. Первая из причин преобладает в случаях, когда прозрачность ансамбля высока, и просвечивается большая площадь объекта. Шум, обусловленный светом от нефокусированных частиц, сильнее сказывается при понижении прозрачности объекта. Явления, снижающие яркость изображения частиц, например, смазывание изображений движущихся частиц, сокращают отношение I_c/I_ϕ , определяемое рассеянием в эмульсии, но не влияют на I_c/I_ϕ из-за нефокусированных частиц.

Результаты исследований, проведенных на модельных объектах, использовались в экспериментах с реальными потоками частиц. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 4. Установка включала в себя одномодовый рубиновый источник, двухлучевую голографическую схему, объект — поток быстро движущихся частиц, увлекаемых струей газа, и схему синхронизации работы установки. Особенность использованной нами схемы состояла в том, что в фокальной плоскости объектива О устанавливался экран Э, отсекавший свет, прошедший через поток без рассеяния. Это давало возможность усилить объектный пучок. Кроме того, телескоп, расширявший референтный пучок, располагался вблизи голограммы, что позволяло уменьшить влияние неоднородностей воздуха, возникающих при движении потока, на волновой фронт референтного пучка. С целью проверки влияния газовой фазы струи на изображения увлекаемых ею

частиц была получена голографическая интерферограмма потока. Анализ этой интерферограммы показал, что струя в целом была эквивалентна рассеивающей линзе с фокусным расстоянием около 10 м, а размер однородных областей струи, в пределах которых интерференционные полосы

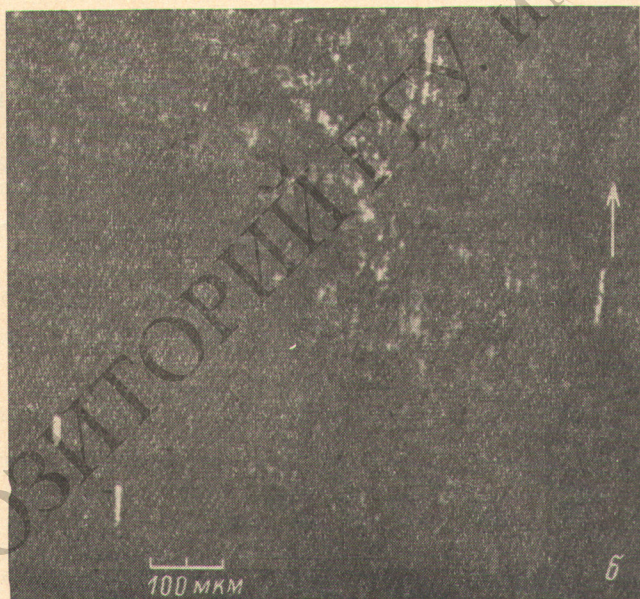
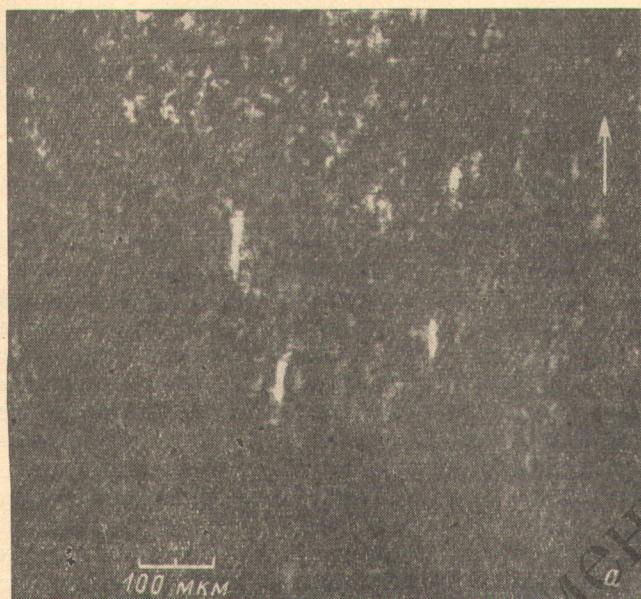


Рис. 5. Изображения частиц в полете, восстановленные голограммой.

а — частицы на оси потока, б — на расстоянии 3 мм от оси.

не испытывали заметных возмущений, допускал запись неискаженных изображений частиц размерами от $3 \div 5$ мкм и выше. Прозрачность исследуемого потока составляла $85 \div 90\%$, скорость струи, увлекавшей частицы, — $2 \cdot 10^5$ см/сек., диаметр струи — 25 мм. В этих условиях были получены голограммы потока, создававшие изображения частиц достаточно высокого качества. Примеры таких изображений приведены на рис. 5.

Видно, что все частицы имеют форму треков, ориентированных по направлению движения потока. Диаметр треков составлял $5\div 10$ мкм, длина $50\div 70$ мкм. Поскольку длительность импульса источника была равна 40 нсек., такая длина треков соответствовала скоростям движения частиц порядка $1.2\div 1.7\cdot 10^5$ см/сек. Концентрация частиц в потоке достигала $1\cdot 10^5$ см⁻³. Попытки получить голограммы потоков с большей оптической плотностью не принесли успеха из-за резкого снижения контраста изображений частиц. Фактически поле изображения в пределах глубины, соответствующей положению струи, а также за ее пределами, было покрыто вытянутыми пятнами, структура которых менялась от плоскости к плоскости, однако количество таких «квазитреков» на $2\div 3$ порядка превосходило число частиц, а выделить какие-либо из них не представлялось возможным.

Таким образом, возможности голографической регистрации пространственных ансамблей микрочастиц ограничиваются рядом факторов, роль которых зависит от свойств самих ансамблей. В случае записи ансамблей с высокой прозрачностью разрешающая способность восстановленного изображения определяется в основном оптической однородностью фотоматериала, на котором записана голограмма, абберациями, обусловленными изменением условий восстановлений, и фазовыми искажениями среды, окружающей частицы, тогда как глубина поля зрения — рассеянием света в эмульсии и схемой записи голограммы. При записи оптически плотных ансамблей наиболее существенные ограничения накладываются шумами, создаваемыми изображениями расфокусированных частиц.

Авторы благодарны Ю. Н. Денисюку за постоянный интерес и поддержку данной работы, Ю. А. Кракау за приготовление фотопластинок для наших экспериментов и В. П. Мининой за помощь при эксперименте.

Литература

- [1] В. А. Silverman, В. J. Thompson, J. H. Ward. *J. Appl. Meteorol.*, 3, 792, 1964.
- [2] J. D. Trolinger, R. A. Belz, W. M. Farmer. *Appl. Opt.*, 8, 957, 1969.
- [3] Б. Г. Туруханов, Н. Туруханов. *Опт. и спектр.*, 25, 309, 1968.
- [4] В. J. Thompson, G. V. Parrent, В. J. Justh, J. H. Ward. *J. Appl. Meteorol.*, 5, 343, 1966.
- [5] Д. И. Стаселько, А. Г. Смирнов, Ю. Н. Денисюк. *Опт. и спектр.*, 25, 910, 1968.
- [6] R. W. Meier. *J. Opt. Soc. Am.*, 55, 987, 1965.
- [7] М. Борн, Э. Вольф. *Основы оптики*. Изд. «Наука», М., 1970.
- [8] Дж. В. Стретт (Лорд Рэлей). *Теория звука*, 1, 63, М., 1955.
- [9] А. Марешаль, М. Франсон. *Структура оптического изображения*. Изд. «Мир», М., 1964.
- [10] К. С. Шифрин. *Рассеяние света в мутной среде*. М., 1951.
- [11] Д. И. Стаселько, В. С. Образцов. *Ж. научн. и прикл. фотогр. и кинематогр.*, 17, 115, 1972.

Поступило в Редакцию 16 сентября 1971 г.