

## ИССЛЕДОВАНИЕ КАЧЕСТВА ИЗОБРАЖЕНИЙ КОГЕРЕНТНО ОСВЕЩЕННЫХ ОБЪЕКТОВ, НАБЛЮДАЕМЫХ ЧЕРЕЗ ОБЪЕМНЫЕ АНСАМБЛИ ЧАСТИЦ

В. А. Косниковский и Д. И. Стаселько

Исследована зависимость контраста и разрешающей способности изображений, наблюдаемых через ансамбли рассеивающих частиц, от параметров ансамблей и условий наблюдения. Показано, что использование когерентной подсветки приводит к резкому снижению разрешающей способности изображений, зависящему от размеров частиц, уже при прозрачностях ансамблей  $\sim 80\%$ . Рассмотрены возможности ослабления этих явлений путем сглаживания пятнистого когерентного фона и снижения его уровня, а также изменения размеров пятен.

Изучение качества изображений объектов, наблюдаемых сквозь рассеивающие среды, представляет значительный практический интерес [1, 2]. Эта проблема является одной из основных и при голографической регистрации трехмерных ансамблей частиц. Как показано в работе [3], рассеяние когерентного света в ансамбле приводит к возникновению пятнистого фона, что накладывает ограничения на оптическую плотность ансамбля, при которой удается получить четкие изображения частиц. Целью данной работы является более детальное экспериментальное исследование качества изображений при наблюдении через ансамбли частиц, а также изучение возможностей его улучшения.

Схема эксперимента приведена на рис. 1, а. Для определения разрешающей способности использовался тест-объект (мира Ащеулова) с темными штрихами на светлом поле, частота которых менялась от 11 до 190 лин/мм. Мира  $O$  освещалась параллельным пучком He—Ne газового лазера ЛГ-36, расширенным телескопом  $T$  до диаметра 20 мм. Вплотную за мирой располагалась плоскопараллельная кювета  $K$  толщиной 10 мм, заполненная глицерином со взвесью частиц абразивного порошка М14Д или крокуса. Размеры основной фракции частиц составляли в этих случаях соответственно  $7 \div 14$  и  $\sim 1$  мкм.

Прозрачность ансамбля частиц, определяемая как отношение интенсивностей потока излучения, прошедшего через кювету без рассеяния и падающего на нее потока, варьировалась от 100% до долей процента путем изменения концентрации взвешенных частиц. Тест-объект наблюдался визуально и регистрировался на фото пленке  $\Phi$  с помощью микроскопа  $M$  с 60-кратным увеличением и апертурой 0.11. Для получения некогерентного освещения в лазерный пучок, освещающий миру, вводился движущийся рассеивающий экран  $P$ . Разрешающая способность определялась частотой штрихов наиболее мелкого различаемого элемента миры. Элемент считался разрешенным, если при визуальном наблюдении удавалось определить истинное число штрихов в нем.

На рис. 2, а—в представлены фотографии изображений миры Ащеулова, полученные при наблюдении ее через рассеивающие среды с различной концентрацией и размерами частиц. При некогерентном освещении миры наблюдалось снижение контраста по всему полю изображения из-за равномерного фона, обусловленного рассеянием света на частицах

ансамбля (рис. 2, а). Результаты фотографических измерений контраста полученных изображений  $K_{из.}$ , а также интенсивности фона  $I_{\phi}$  в зависимости от прозрачности ансамбля представлены на рис. 3 наряду с кривыми, рассчитанными по формулам

$$K_{из.} = \frac{I_0}{I_{\phi}} = \frac{\sqrt{T}}{\ln 1/\sqrt{T}} = \frac{e^{-\sigma N l}}{\sigma N l}, \quad (1)$$

$$I_{\phi} = I_{пад.} \sigma N l e^{-\sigma N l} = I_{пад.} \sqrt{T} \ln (1/\sqrt{T}), \quad (2)$$

приведенным в [3], где  $T = e^{-2\sigma N l}$  — пропускание ансамбля частиц в прямом свете.  $\sigma$  — площадь сечения частиц,  $N$  — концентрация частиц,

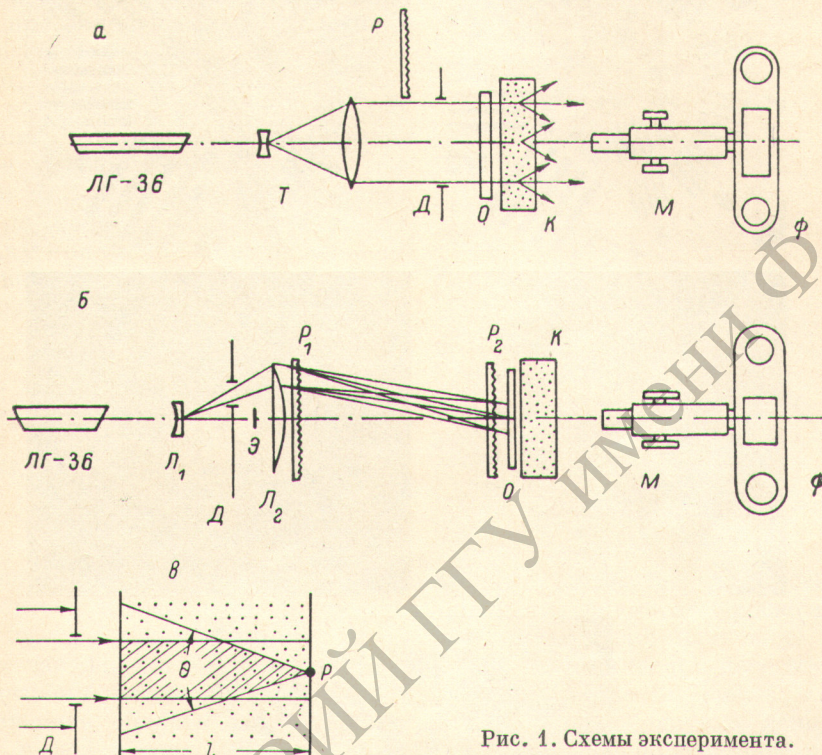


Рис. 1. Схемы эксперимента.

$l$  — длина ансамбля. Видно, что экспериментальные данные согласуются с расчетом по формулам (1), (2) во всем исследованном диапазоне прозрачностей среды.

По мере снижения прозрачности ансамбля элементы миры оставались одинаково хорошо различимыми вплоть до значений прозрачности ансамбля  $\sim 2\%$  независимо от типа исследованных частиц. При дальнейшем уменьшении прозрачности все элементы миры становились неразличимыми одновременно, что объясняется падением контраста ниже порогового значения, достаточного для зрительного восприятия различий интенсивности ( $K_{из.} \sim 0.04$  [4, 3]), и согласуется с оценкой прозрачности ансамбля  $T_{пред.} \sim 1\%$ , при которой достигается указанное значение [3].

В случае когерентного освещения фон, обусловленный рассеянием света на частицах ансамбля, имел характерную пятнистую структуру, причем размеры пятен составляли 3—10 мкм. Такая структура фона существенно ухудшала разрешение изображения миры по сравнению со случаем некогерентного освещения. При этом снижение разрешения зависело не только от прозрачности рассеивающей среды, но и от размера частиц ансамбля (рис. 2, б, в).

Результаты измерения разрешающей способности, представленные на рис. 3 кривыми 3 и 4, показывают, что при прозрачности среды  $T$ ,

равной 70%, разрешающая способность падала до 105 лин/мм в случае частиц М14Д и 160 лин/мм в случае крокуса. При прозрачности  $T \approx 20\%$  разрешающая способность составляла соответственно 55 и 120 лин/мм.

Зависимость разрешающей способности от размера частиц ансамбля, наблюдаемая при когерентном освещении, связана, по-видимому, с соотношением размеров пятен фона  $d_{\phi}$  и деталей изображения  $d_{и}$ .

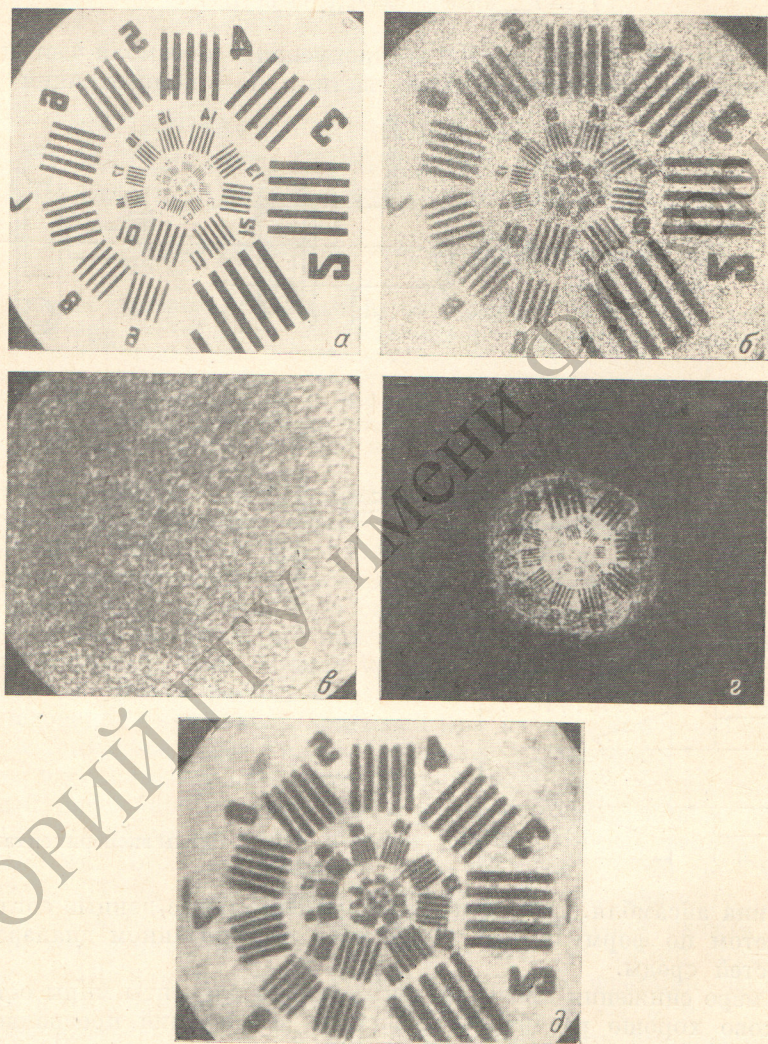


Рис. 2. Изображения мира Ащевлова.

Получены при некогерентном (а) и когерентном (б-г) освещении и различных значениях размеров частиц  $d$  (а-г — 7—14 мкм, б — 1 мкм), диаметра просвечивающего пучка  $D$  (а-г — 5 мм, з — 0.5 мм) и числа реализаций  $n$  (а-з — 1, г — 12). Прозрачность среды  $T=20\%$ .

Действительно, в случае использования частиц абразива М14Д размер пятен фона составлял  $\sim 10$  мкм и был сопоставим с размерами элементов разрешения ( $5 \div 30$  мкм). Для частиц крокуса величина  $d_{\phi}$ , определяемая апертурным ограничением системы наблюдения, составляла  $\sim 3$  мкм и была заметно меньше деталей изображения, вследствие чего влияние пятнистого характера фона проявлялось в данном случае слабее.

Рассмотрим теперь возможные пути уменьшения влияния когерентного пятнистого фона на качество изображения объекта. Этой цели в принципе можно достичь путем уменьшения общего уровня фона,

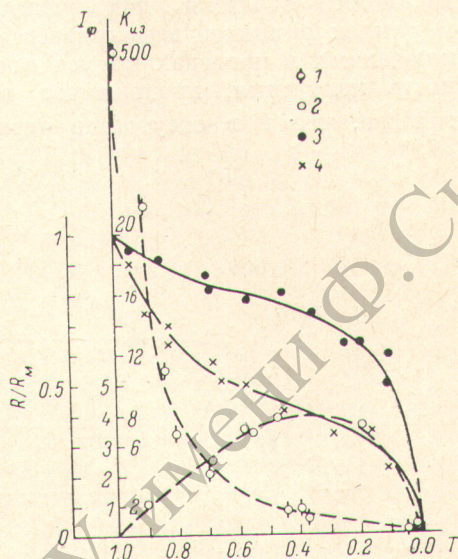
сглаживания его пятнистой структуры, а также изменения размеров пятен фона.

Одним из наиболее простых способов улучшения качества изображения объектов, наблюдаемых через рассеивающие среды, является ограничение диаметра просвечивающего пучка [5]. Для оценки эффективности этого способа обратимся к рис. 1, в. Предположим, что ансамбль протяженностью  $l$  просвечивается параллельным пучком диаметром  $D$ , причем концентрация и размеры частиц одинаковы по объему ансамбля. Предположим далее, что частицы рассеивают свет равномерно в пределах конуса с углом при вершине, равным углу дифракции излучения на частицах ( $\Theta_x \sim \lambda/d$ ).

В отсутствие ограничения диаметра просвечивающего пучка в точку наблюдения  $P$  попадает свет от всех частиц, находящихся в пределах этого конуса. При этом вклад в наблюдаемый фон от частиц, находящихся в слое дифракционного конуса толщиной  $dz$ , не зависит от расстояния слоя до точки наблюдения  $z$ , поскольку при увеличении  $z$  падение интенсивности света, посылаемого в точку наблюдения каждой из частиц слоя,

Рис. 3. Зависимость контраста изображения  $K_{из}$  (1), интенсивности рассеянного света  $I_\phi$  (2) и нормированного разрешения  $R/R_m$  (3, 4) от прозрачности рассеивающей среды  $T$ .

$d$ , мкм: 1, 2, 4 — 7—14, 3 — 1.



в точности компенсируется увеличением числа частиц в слое, рассеивающих свет в направлении точки  $P$ . Сокращение диаметра просвечивающего пучка приводит к тому, что в точку  $P$  попадает излучение лишь от тех частиц, которые заключены в объеме, ограниченном пересечением дифракционного конуса и просвечиваемого цилиндра (на рис. 1, в соответствующая область заштрихована). Из геометрии рисунка ясно, что вклад в фон в точке  $P$  части объема ансамбля, расположенной в пределах  $0 \leq z \leq l'$  (точка  $l'$  находится в месте пересечения дифракционного конуса и просвечиваемого цилиндра и при небольших углах дифракции  $l' \approx Dd/\lambda$ ), не зависит от ограничения диаметра пучка, тогда как для более удаленных слоев он убывает как  $1/z^2$ .

Таким образом, интенсивность фона, создаваемого тонким слоем  $dz$ , удаленным на расстояние  $z$  от точки наблюдения, определяется как

$$dI_\phi = \begin{cases} I_{пад.} e^{-\sigma N l} \sigma N dz & 0 \leq z \leq l', \\ I_{пад.} e^{-\sigma N l} \sigma N \frac{dz}{z^2} & l' \leq z \leq l. \end{cases} \quad (3)$$

Интегрирование полученного выражения в пределах от 0 до  $l$  дает интенсивность фона, создаваемого всем освещенным объемом ансамбля

$$I_\phi = \int_0^l dI_\phi(z) = I_{пад.} \sigma N e^{-\sigma N l} l' \left( 2 - \frac{l'}{l} \right). \quad (4)$$

В отсутствие ограничения просвечивающего пучка  $l' = l$  и формула (4) переходит в (2). Используя (2) и (4), найдем коэффициент  $K_\phi$ , определяю-

щей эффективность снижения уровня фона за счет ограничения диаметра пучка

$$K_{\phi} = \frac{I_{\phi}(l')}{I_{\phi}(l)} = \alpha(2 - \alpha) \quad \text{при } 0 < \alpha \leq 1 \quad \left. \vphantom{K_{\phi}} \right\} \quad (5)$$

$$K_{\phi} = 1 \quad \text{при } \alpha > 1,$$

где  $\alpha = dD/\lambda l$ .

Сокращение диаметра просвечивающего пучка помимо уменьшения общего уровня фона приводит также к увеличению размеров зерен, поскольку свет, попадающий в точку наблюдения от удаленных частей ансамбля, сходится под углами, меньшими, чем дифракционный. В рамках принятой модели рассеяния в случае углов дифракции  $\Theta$ , заключенных в пределах конуса с основанием  $D$  ( $\Theta < \Theta' = D/l$ ), интенсивность излучения, проходящего в точку наблюдения  $I_{\phi}(\Theta)$ , остается той же, что и в отсутствие ограничения пучка ( $I_{\phi}(\Theta) = \text{const} = I_{\phi}^0$ ).

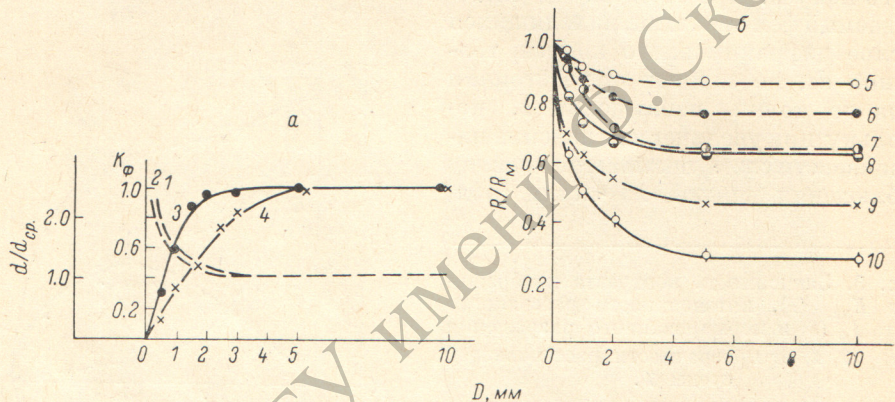


Рис. 4. Зависимость размера пятен фона  $d/d_{cp}$ . (а, 1, 2), уровня фона  $K_{\phi}$  (3, 4) и нормированного разрешения  $R/R_m$  (б, 5—10) от диаметра просвечивающего пучка  $d$ . 1, 4 — 4 мкм,  $T=50\%$ ; 2, 3 — 1 мкм,  $T=50\%$ ; 5—7 — 1 мкм,  $T=80, 50, 20\%$ ; 8—10 — 7—14 мкм,  $T=80, 50, 20\%$ .

При  $\Theta > \Theta'$  она убывает как  $1/\Theta$ . Заменяя неравномерное угловое распределение шумов эквивалентным прямоугольным с той же величиной интегрального шумового потока и интенсивностью, равной  $I_{\phi}^0$ , введем эффективный дифракционный конус с углом  $\Theta_d^{эфф.}$ , связанным с  $K_{\phi}$  и  $\Theta_d$  соотношением

$$\Theta_d^{эфф.} = (\Theta_d^2 K_{\phi})^{1/2}. \quad (6)$$

Из (6) следует оценка изменения среднего диаметра пятен фона  $d_{cp}$ . ( $d_{cp} \sim \lambda/\Theta_d^{эфф.}$ )

$$\frac{d_{cp}}{d} = \frac{\Theta_d}{\Theta_d^{эфф.}} = \frac{1}{\sqrt{\alpha(2 - \alpha)}}. \quad (7)$$

Экспериментальная проверка влияния ограничения диаметра просвечивающего пучка на уровень фона, размеры пятен и разрешающую способность изображения проводилась также по схеме рис. 1, а. Диаметр просвечивающего пучка варьировался в этом случае от 10 до 0.5 мм ирисовой диафрагмой  $D$ . Измерения интенсивности фона проводились с помощью ФЭУ, площадь приемной части которого ограничивалась диафрагмой диаметром 0.5 мм. При этом ФЭУ располагался на оси лазерного пучка в двух положениях — вплотную к кювете и на расстоянии около 1 м за ней. В первом положении измерялась величина суммарного потока, рассеянного в кювете и прошедшего через нее без рассеяния. Второе измерение позволяло найти величину потока, прошедшего через ансамбль частиц без рассеяния, и по разности двух измеренных потоков определить величину рассеянного потока.

Результаты эксперимента представлены на рис. 3 и 4, где приведены также зависимости интенсивностей фона и среднего размера пятен от диаметра просвечивающего пучка, рассчитанные по формулам (5), (7) для значений  $\lambda=0.6$  мкм и  $l=10$  мм, принятых в эксперименте. Диаметр частиц  $d$  при расчете использовался как параметр, обеспечивающий соответствие с экспериментальными данными. Совпадение экспериментальных и рассчитанных кривых достигалось для частиц крокуса при  $d=1$  мкм, близком к реальному среднему размеру частиц, а для частиц М14Д — при  $d \approx 4$  мкм, заметно меньшем принятого стандартом. Причина такого расхождения может быть связана как с неправильностью формы основной крупной фракции порошка М14Д, приводящей к увеличению рассеяния под большими углами, так и с полидисперсностью ансамбля частиц М14Д, содержащего заметную фракцию частиц размерами менее 7 мкм [6].

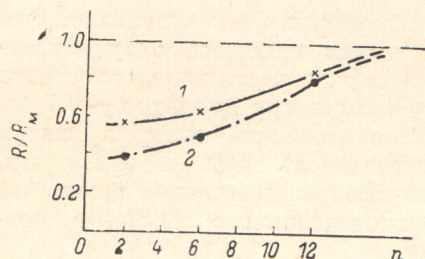
Визуальное наблюдение пятнистой структуры фона показало, что ограничение диаметра просвечивающего пучка приводит к существенному изменению размеров пятен фона. В случае частиц крокуса пятна начинали заметно увеличиваться при  $D=3$  мм и при диаметре  $\sim 0.7$  мм возрастали примерно в 3 раза. При использовании ансамбля частиц М14Д изменение размеров пятен наблюдалось при  $D \leq 1.5$  мм, а при  $D=0.5$  мм диаметр пятен увеличивался примерно вдвое, что также соответствует расчетам  $d_{cr}(D)$ , проведенным с помощью формулы (7).

Изображение мира Ащеулова, полученное при диаметре просвечивающего пучка равном 0.5 мм, приведено на рис. 2, *б*, а на рис. 4, *б* показана зависимость разрешения изображения, наблюдаемого через ансамбли частиц, от диаметра пучка. Сравнение изображения рис. 2, *б* с рис. 2, *а* показывает заметное усиление контраста и увеличение размера пятен фона, разрешение при этом увеличилось от 55 до 120 лин/мм. Представляло интерес определить, который из указанных факторов — увеличение контраста или изменение размеров пятен — играет определяющую роль. С этой целью зависимости интенсивности рассеянного света и разрешающей способности  $R$  от диаметра просвечивающего пучка  $D$  (рис. 4, *а* и *б*) были сопоставлены с результатами, полученными в экспериментах с неограниченными по сечению пучками (рис. 3). Если предположить, что зависимость  $R(D)$  определяется изменением контраста изображения, то с помощью кривых 3, 4 (рис. 4, *а*), определяющих изменение контраста при уменьшении диаметра пучка, и 1—3 (рис. 3), позволяющих связать контраст изображения с разрешающей способностью, нетрудно построить зависимости ожидаемого увеличения разрешающей способности от диаметра  $D$ . Полученные таким образом зависимости показаны на рис. 4, *б* кривыми 5—10. Хорошее соответствие ожидаемых результатов и результатов измерений свидетельствует о том, что основное влияние на разрешающую способность изображения оказывало изменение контраста изображения.

В ряде экспериментов использовалась подсветка ансамбля через движущуюся поперек лазерного пучка диафрагму шириной 0.5 мм, что позволяло увеличить поле зрения изображения до 10 мм. При этом на фотографиях наблюдалось заметное увеличение разрешающей способности изображения, в частности, при прозрачности кюветы со взвесью порошка М14Д, равной 30%, разрешающая способность возрастала почти вдвое по сравнению со случаем освещения кюветы параллельным пучком диаметром 5 мм. Следует отметить, что механизм увеличения разрешающей способности изображения в данном случае качественно отличался от предыдущего и был связан со сглаживанием пятнистой структуры фона, а не снижением его среднего уровня. В самом деле в процессе сканирования диафрагмы в каждую из точек изображения попадал свет от всех участков ансамбля, однако рассеянное излучение приходило от различных областей ансамбля последовательно в разные моменты времени, что и приводило к снижению контраста пятен вслед-

ствие сложения по интенсивности различных реализаций рассеянного фона.

С целью определения зависимости разрешающей способности изображений от степени сглаживания пятнистой структуры был поставлен дополнительный эксперимент, схема которого приведена на рис. 1, б. Система подсветки объекта состояла из отрицательной линзы  $L_1$ , расширяющей лазерный пучок, цилиндрической линзы  $L_2$ , в фокальной плоскости которой располагался тест-объект  $O$ , и двух стеклянных рассеивателей  $P_1$  и  $P_2$ , первый из которых располагался за цилиндрической линзой, а второй — перед тест-объектом, вплотную к нему. Такое расположение рассеивателей обеспечивало равномерное освещение поверхности тест-объекта при изменении условий его освещения. Последнее достигалось перемещением щелевой диафрагмы  $D$  перпендикулярно оптической оси системы.



При этом происходило одновременно как изменение направления освещения объекта, так и изменение структуры освещающей

Рис. 5. Зависимость нормированного разрешения от числа независимых реализаций освещения объекта.

$T, \%$ : 1 — 70, 2 — 30.

щего пучка, поскольку при каждом положении диафрагмы пучок проходил через различные участки рассеивателя  $P_1$ . Непрозрачный экран  $\mathcal{E}$  препятствовал попаданию в систему регистрации нерассеянного частицами лазерного излучения. Диафрагма  $D$  перемещалась дискретно, с шагом, равным ширине щели. Количество независимых реализаций рассеянного поля определялось как

$$n = \frac{D - L}{t},$$

где  $D=80$  мм — диаметр цилиндрической линзы,  $L=20$  мм — ширина непрозрачного экрана,  $t$  — ширина щели диафрагмы.

Использованные величины  $t$  составляли 40, 10 и 5 мм, что соответствовало значениям  $n$ , равным 2, 6 и 12.

На рис. 2, б приведено изображение мира Ацеулова, полученное при  $n=12$ , диаметре частиц 7–14 мм и прозрачности рассеивающей среды 30%. Сравнение этого рисунка с рис. 2, в, полученным при одной реализации в аналогичных условиях, показывает существенное повышение качества изображения.

Результаты измерений разрешающей способности изображений в зависимости от числа независимых реализаций представлены на рис. 5 для двух значений прозрачности среды. Видно, что в исследованном интервале  $n$  происходит существенное увеличение разрешающей способности, достигающей при  $n=12$  75 ÷ 80% от исходного значения для обеих прозрачностей среды.

Таким образом, в данной работе рассмотрено влияние условий освещения объекта на качество его изображения при наблюдении через рассеивающую среду (когерентная и некогерентная подсветка) и параметров рассеивающей среды (размеры частиц и ее оптическая плотность). Исследование зависимости разрешающей способности и контраста изображений от диаметра, просвечивающего среду пучка, а также изменения условий освещения объекта за время его наблюдения показало возможность улучшения разрешающей способности до значений ~100 ÷ 150 лин/мм, в несколько раз превышающих значения, полученные при стандартных условиях наблюдения в когерентном свете.

### Литература

- [1] А. П. Иванов. Оптика рассеивающих сред. «Наука и техника», Минск, 1969.
- [2] Н. Н. Гаврилов. Видимость в атмосфере. Гидрометиздат, Л., 1966.
- [3] Д. И. Стаселько, В. А. Косниковский. Опт. и спектр., 34, 365, 1973.
- [4] А. Марешаль, М. Франсон. Структура оптического изображения, 273. «Мир», М., 1964.
- [5] Д. И. Стаселько. В сб.: Оптическая голография, 63, ред. Денисюк Ю. Н., Островский Ю. И. «Наука», Л., 1975.
- [6] Материалы абразивные в зерне. ГОСТ 3647-71, М., 1972.

Поступило в Редакцию 10 мая 1979 г.

---

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. СКОРИНЫ