

А.В. Ивонин, И.В. Лифенко, Л.А. Пушной, О.А. Реутова

О ДИАГНОСТИКЕ ВИХРЕОБРАЗНОГО ДВИЖЕНИЯ В ДВУХФАЗНОЙ СРЕДЕ ПО ДИНАМИКЕ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ ПЯТЕН В ФУРЬЕ-СПЕКЛАХ

Рассмотрено одно из основных свойств фурье-спеклов — вращение индивидуальных спеклов вокруг оптической оси. Теоретически и экспериментально показано существование вращения спеклов при смене реальных рассеивающей среды, наличии фазовых неоднородностей в среде и существовании вихреобразного движения рассеивающих частиц.

Обнаруженный эффект позволяет диагностировать вихреобразное движение рассеивающих частиц, если в фурье-спеклах обнаруживается вращательное движение индивидуальных пятен.

Введение

Исследования закономерностей в пространственно-неоднородной структуре интенсивности рассеянного излучения при освещении рассеивающей среды когерентным излучением и разработка на основе этих исследований новых методов лазерной диагностики представляют отдельный раздел в оптике, который принято называть оптикой спеклов [1].

Цель настоящей работы заключается в том, чтобы обобщить исследования по изучению вращательного движения индивидуальных пятен спекл-структуры вокруг оптической оси при регистрации рассеянного излучения в плоскости, перпендикулярной оптической оси [2, 3, 4], и показать возможность диагностики вихреобразного движения рассеивающих частиц в турбулизированных воздушных потоках на основе оптики спеклов.

Практическая ценность данного вопроса в задачах атмосферной оптики обусловлена тем, что в многообразии метеорологических состояний реальной атмосферы значительное место занимают случаи, когда атмосфера описывается моделью двухфазной среды, но основную роль в формировании спекл-структуры рассеянного излучения играет рассеяние на дискретных частицах (аэрозолях, гидрометеорах и т.д.). При этом плавно-неоднородная компонента двухфазной среды определяет динамику частиц: полностью или частично вовлекая частицы в вихреобразное движение, которое всегда присутствует в турбулизированных воздушных потоках. Факт увлечения частиц воздушными потоками используется при дистанционном зондировании турбулентности [5, 6], где частицы рассматриваются как трассеры. Однако до работ [2–4] не рассматривалась возможность диагностики вихреобразного движения турбулизированных двухфазных потоков. При изучении закономерностей в спекл-структурах, порожденных определенной геометрией эксперимента, была разработана методика разделения поступательного и вращательного движения рассеивающих частиц [3], что открывает возможности исследования как отдельных вихрей, так и их ветрового сноса на основе исследования динамики индивидуальных пятен в спекл-структуре рассеянного излучения.

Следует отметить, что динамика индивидуальных пятен существенно зависит от геометрии формирования спекл-структуры и неоднозначно связана с динамикой рассеивающей среды при различной геометрии эксперимента. В настоящей работе рассматривается динамика пятен для случая, когда пространственное распределение интенсивности в плоскости регистрации определяется фурье-преобразованием функции пропускания или отражения рассеивающей среды.

Исследования показывают, что существует целый класс спекл-структур, порожденных различной геометрией эксперимента, которые подпадают под данное рассмотрение, поэтому целесообразно выделить новый класс спеклов, который мы называем классом фурье-спеклов [4]. Отметим, что независимо от нас аналогичная терминология предлагается в работе [7], где зарегистрированное распределение спекл-структуры при аналогичной геометрии эксперимента называют фурье-спеклограммой.

Спекл-структуры класса фурье-спеклов обладают тем преимуществом, что в них проявляются в чистом виде некоторые интегральные параметры рассеивающей среды, в частности, разделяется информация об амплитудных и фазовых флуктуациях [8], о средней скорости и градиенте скоростей в потоке [9], о поступательном и вращательном движении в рассеивающей среде [3].

При рассмотрении класса фурье-спеклов совместно с общепринятым разделением спеклов на субъективные и объективные, введенным Д. Габором [10], несложно заметить их взаимодополняемость. Действительно, в классификации Габора не охватывается огромное многообразие спекл-структур, возникающих в произвольной плоскости регистрации за оптической системой, а рассматриваются только субъективные спеклы, т.е. спекл-структуры в области изображения рассеивающего объекта. В то же время класс фурье-спеклов формируется в области изображения освещающего источника или, иными словами, в области фокусировки излучения [4]. Кроме того, к классу Фурье-

спеклов относятся спекл-структуры, возникающие во фраунгоферовой области дифракции рассеивающего объема при коллимированном освещении, т.е. он лишь частично перекрывается с классом объективных спеклов.

1. Эффект вращения индивидуальных пятен в фурье-спеклах

При исследовании закономерностей в фурье-спеклах, порожденных дисперсными средами с наличием вращения частиц вокруг произвольной оси, параллельной оптической, нами было отмечено вращение фурье-спекла вокруг оптической оси [2] (см. рис. 1, а, б, в). Отличие наблюдаемого эффекта от известных ранее типов динамики индивидуальных пятен заключалось в том, что пятна участвовали одновременно в двух процессах: в движении по окружности и в «мерцании».

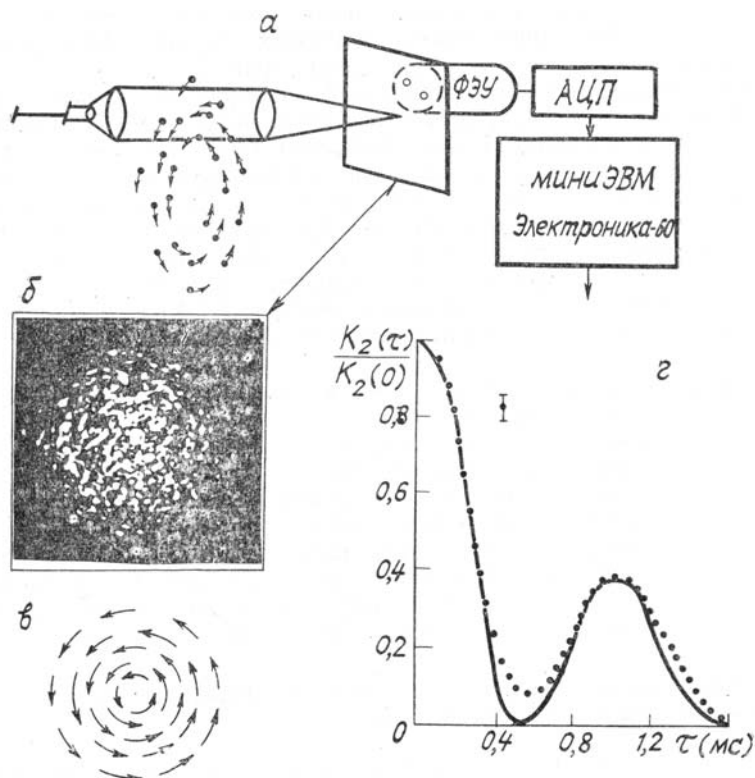


Рис. 1. Оптическая схема (а) и результаты эксперимента (б, г) исследования динамики пятен в спекл-структуре, в — стилизованное изображение вращения индивидуальных пятен вокруг центра дифракционной картины. Сплошная кривая — теория, точки — эксперимент

Проведенный теоретический анализ показывает, что наблюдаемое движение пятен по окружности является фундаментальной особенностью фурье-спеклов и основывается на следующем математическом свойстве фурье-преобразования: поворот двумерной функции вокруг любой точки из области ее определения приводит к повороту модуля ее фурье-образа вокруг начала координат [11]. Мерцание пятен фурье-спекла обусловлено сменой рассеивающей реализации в освещенном объеме [2].

При построении математической модели исследуемого эффекта была использована следующая запись интенсивности в спекл-структуре рассеянного излучения:

$$I(x, \Delta) = \sum_{n,m} C_{nm} \exp \left\{ i \frac{k |\Delta|}{x} |\rho_n - \rho_m| \cdot \cos \widehat{\Delta(\rho_n - \rho_m)} \right\}, \quad (1)$$

где x — продольная координата; Δ — радиус-вектор поперечной координаты точки регистрации; ρ_n , ρ_m — радиус-вектор поперечных координат центров частиц n , m .

Несложно показать [2], что при неизменной конфигурации ансамбля рассеивающих частиц и наличии вращательного движения среде массив расстояний $\{|\rho_n - \rho_m|\}$ неизменен, а массив углов $\{\psi_{nm} \equiv \widehat{\Delta(\rho_n - \rho_m)}\}$ изменяется со временем по известному закону:

$$\{\psi_{nm}(t + \tau)\} = \{\psi_{nm}(t) + \omega\tau\}, \quad (2)$$

где ω — угловая скорость вращательного движения.

В случае диагностики вихреобразного движения ограниченным зондирующим пучком, когда в освещенном объеме изменяется конфигурация рассеивающего ансамбля (т.е. изменяется массив $\{\rho_n - \rho_m\}$ за счет ухода одних частиц и прихода новых), построение модели исследуемого эффекта проведем с использованием пространственно-временной корреляционной функции интенсивности $K(\Delta_1, \Delta_2, \tau)$: $K(\Delta_1, \Delta_2, \tau) = K_1(\Delta_1, \Delta_2, \tau) S_{св}^2(\tau, \omega)$, где K_1 — пространственно-временная корреляционная функция при зондировании плоской волной (неограниченный пучок), а $S_{св}(\tau, \omega)$ — свертка сечения зондирующего пучка, например для пучка радиусом A :

$$S_{св}(\tau, \omega) = \frac{2}{\pi} (\arccos l - l \sqrt{1 - l^2}) \simeq | - 1,25l + 0,25l^4,$$

где

$$l = \frac{|R_0|}{A} \cdot \sin \frac{\omega\tau}{2}.$$

Для получения выражения K была рассмотрена система координат, связанная с рассеивающим объемом, в котором наблюдается смещение зондирующего пучка с течением времени τ . Данное рассмотрение позволяет ввести понятие времени жизни индивидуального пятна $\tau_{ж}$, подразумевая под этим, что индивидуальное пятно существует до тех пор, пока из освещенного объема не выйдет $N_{кр}$ частиц $N_{кр} = cS_{св}(\tau, \omega)$. Параметр $n_{кр} = N_{кр}/cS_{св}(0)$ можно считать экспериментальным критерием, определяющим пренебрежимо малое изменение рассеивающего ансамбля. Несложно показать, что явная запись $\tau_{ж}$ для пучка круглого сечения определяется следующим образом: $\tau_{ж}^B = 1,6 n_{кр} A/\omega R_0$ — для чисто вращательного движения; $\tau_{ж}^П = 1,6 n_{кр} A/|\mathbf{V}|$ — для чисто поступательного движения; $\tau_{ж}^{П+B} = 1,6 n_{кр} A/|R_0\omega + \mathbf{V}|$ — для суперпозиции поступательного и вращательного движения; \mathbf{V} — вектор скорости поступательного движения зондируемых вихрей; $|R_0|$ — расстояние от центра зондируемого объема до центра вращения.

Выведем условия наблюдения эффекта вращения индивидуальных спеклов в Фурье—спеклах, для этого воспользуемся определением $\tau_{ж}$ и естественной физической посылкой, что трек отдельного пятна $r = |\Delta|\omega\tau$ можно заметить, если за время $\tau_{ж}$ пятно сместится на n значений своего размера $a: r > na$. Средняя величина индивидуального пятна определяется соотношением $a = 1,22 \lambda x/A$ [1], а значение n зависит от чувствительности аппаратуры. Из вышеизложенного следует, что условия наблюдения эффекта следующие: $\tau_{ж} \gg \lambda x/|\Delta| A\omega$, в том числе для чисто вращательного движения: $A/R_0 \gg \lambda x/|\Delta| A$, и для суперпозиции поступательного и вращательного движения $A/|(R_0\omega + \mathbf{V})| > \lambda x/A |\Delta| \omega$.

Отметим основные закономерности, возникающие из условий наблюдения эффекта вращения:

1. Улучшение наблюдения эффекта с увеличением расстояния от центра спекл—структуры, другими словами, даже если в центральной области наблюдается «кипение» спекл—структуры, то дальняя область фурье—спекла информативна к вращению в среде.

2. При фиксированной области наблюдения в фурье—спекле (окрестности заданного Δ) и фиксированном размере пучка A , на вращение пятен не влияют вихри, центр вращения которых удален от области зондирования больше, чем на $R_0 = A^2 |\Delta| \lambda x$.

2. Методика разделения поступательного и вращательного движения вихрей в двухфазной среде

При экспериментальном анализе эффекта вращения (см. рис. 1, а, з) была использована упрощенная схема измерения пространственно-временной корреляционной функции $K(\Delta_1, \Delta_2, \tau)$, когда фотоприемник (ФЭУ—79) перекрывался диафрагмой с двумя точечными отверстиями и измерялась временная корреляционная функция суммарного сигнала $K_2(\tau) = 2K(\Delta_{1,2}, \Delta_{1,2}, \tau) + K(\Delta_1, \Delta_2, \tau)$, нормировка проводилась на дисперсию суммарного сигнала $K_2(0)$. Такая экспериментальная схема позволила предложить методику разделения поступательного и вращательного движения в среде [3].

Для иллюстрации методики воспользуемся конкретными расчетами $K_1(\Delta_1, \Delta_2, \tau)$ для круглого пучка в случае, когда $|\Delta_1| = |\Delta_2|$:

$$K_1(\Delta_1, \Delta_2, \tau) = \langle I(\Delta_1, t) \cdot I(\Delta_2, t + \tau) \rangle_t = c^2 \langle |f_m|^2 \rangle^2 \cdot \Phi^2 \left\{ \frac{k}{x} A |\Delta_1| 2 \sin \left[\frac{\psi_2 - \psi_1}{2} - \frac{\omega\tau}{2} \right] \right\}, \quad (3)$$

где $\Phi\{x\}$ – функция Эйри $\Phi = 2\frac{J_1(x)}{x}$, J_1 – Бесселева функция 1-го порядка; $(\psi_2 - \psi_1)$ – угол между радиус-векторами точек регистрации в плоскости $x = \text{const}$. При выводе (3) использовалось преобразование (2) и эргодичность рассматриваемого процесса $\langle \dots \rangle_t \rightarrow \langle \dots \rangle_{p_m}$, т.е. переход от усреднения по времени к усреднению по ансамблю. Из (3) видно, что $K_f(\Delta_{1,2}, \Delta_{1,2}, \tau)$ для эргодичных процессов представляет собой пространственную корреляцию $K_1 \sim \Phi^2 \left\{ \frac{k}{x} A |\Delta| \omega \tau \right\} \sim \Phi^2 \left\{ \frac{k}{x} A r \right\}$ и описывает усредненную форму отдельного пятна Фурье-спекла. Учет ограниченности зондирующего пучка, как было показано выше, приводит к множителю $S_{\text{св}}(\tau, \omega)$, поэтому функция $K_2(\tau)$ после нормировки имеет вид

$$K_2(\tau) = S_{\text{св}}^2(\tau, \omega) \frac{2\Phi^2 \left\{ k A |\Delta_1| \omega \tau / x \right\} + \Phi^2 \left\{ \frac{k A |\Delta_1|}{x} \sin \left(\frac{\psi_2 - \psi_1 - \omega \tau}{2} \right) \right\}}{2 + \Phi^2 \left\{ k A |\Delta_1| \cdot 2 \sin \left(\frac{\psi_2 - \psi_1}{2} \right) / x \right\}} \equiv$$

$$\equiv \frac{C_1(\omega \tau) + C_2(\omega \tau)}{C_0} C_3(\omega \tau). \quad (4)$$

Выражение (4) показывает, что предложенная схема позволяет выделить три информационных носителя. Действительно, функции C_1 и C_2 имеют разные местонахождения максимумов: C_1 – имеет максимум при $\tau = 0$; C_2 – при $\tau = \psi_2 - \psi_1 / \omega$, т.е. его местонахождение на временной кривой определяется только угловой скоростью рассеивающего объема. Величина $K_2 \left(\tau_{\text{max}} = \frac{\psi_2 - \psi_1}{\omega} \right)$ определяется функцией C_3 , т.е. расстоянием R_0 и $|R_0 \omega + \mathbf{V}|$, эти же параметры определяют и скорость спадания K_2 в окрестности $\tau \sim 0$, поэтому, измерив τ_{max} , $K(\tau_{\text{max}})$, скорость спадания $K_2(\tau \sim 0)$, можно построить три уравнения для определения ω , $|R_0|$, $|R_0 \omega + \mathbf{V}|$.

Экспериментальная кривая (рис. 1, з) показывает хорошее согласие эксперимента и расчетов по (4). Расхождение расчетной кривой с экспериментальной обусловлено приближениями, принятыми при конкретных расчетах (4), которые существенно упрощают вычисления, но не являются принципиальными, т.е. дают малые ошибки в информационных отрезках функции $K_2(\tau)$.

3. Изменение динамики фурье-спекла при наличии искажений волнового фронта

Более детальное изучение исследуемого эффекта показывает, что при наличии искажений волнового фронта когерентного излучения, падающего на рассеивающий объект (т.е. случайных отклонений либо от плоского волнового фронта, либо от сферического) изменяется характер динамики спекл-структуры в фурье-спеклах (см. рис. 2). На представленной фотографии зафиксирована усредненная за время $t > \tau_{\text{ж}}$ спекл-структура фурье-спекла и очевидно отличие картины от случая идеального волнового фронта, где треки индивидуальных пятен центрированы относительно когерентной части излучения (дифракционного максимума).

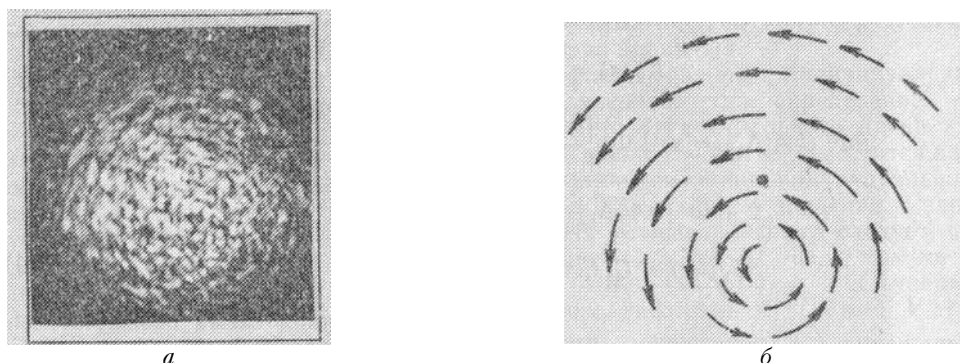


Рис. 2. Смещение центра вращения индивидуальных пятен относительно дифракционного фокуса при наличии aberrаций (а), стилизованное изображение смещения относительно дифракционного фокуса (б)

При объяснении механизма изменения динамики пятен в фурье-спеклах был использован проведенный в монографии [12] анализ изменения распределения интенсивности в плоскости фокусировки излучения при наличии классических aberrаций типа комы, астигматизма и т.д. В частности, в этой

монографии отмечается различие дифракционного фокуса, где концентрируется основная часть энергии излучения, и параксиального, лежащего на оптической оси. При наличии искажений волнового фронта, описываемых классическими aberrациями типа комы, дисторсии, смещение дифракционного фокуса от параксиального пропорционально величине aberrации.

Сопоставление теоретических исследований [12] с результатом наших экспериментов позволяет сделать заключение о том, что вращение индивидуальных пятен спекл-структуры фурье-спекла всегда происходит вокруг параксиального фокуса, лежащего на оптической оси.

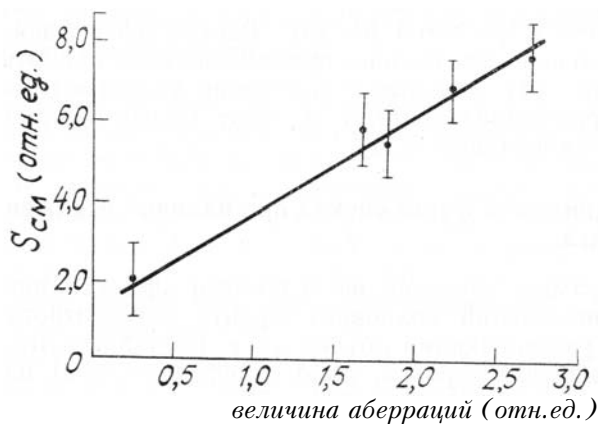


Рис. 3. Зависимость величины смещения $S_{см}$ центра вращения индивидуальных пятен относительно дифракционного фокуса от величины aberrаций

Эксперимент для проверки отмеченного заключения проводился по схеме (рис. 1, а) путем установки перед рассеивающей средой плоскопараллельных пластинок различного качества и измерения величины смещения центра вращения от максимума интенсивности. Используемые пластинки арестовывались интерферометрическим методом с последующей обработкой и определением величины aberrаций, смещающих дифракционный фокус относительно параксиального. Результаты эксперимента представлены на рис. 3, где прослеживается прямая пропорциональность между величиной aberrаций и величиной смещения.

Заключение

На основании обнаруженных связей между динамикой индивидуальных пятен в спекл-структуре и динамикой рассеивающих частиц двухфазной среды можно сделать следующий вывод. Если в результате изучения динамики индивидуальных пятен в фурье-спеклах удастся обнаружить вращение индивидуальных спеклов вокруг некоторого центра, то в двухфазной среде существует вихреобразное движение рассеивающих частиц. При этом угловая скорость вращения индивидуальных пятен фурье-спекла равна угловой скорости вихреобразного движения частиц.

Отметим некоторые новые возможности диагностики двухфазных сред, которые открываются после проведенных исследований:

1. Одним из основных механизмов формирования атмосферной турбулентности является разбегание ламинарного воздушного потока на множество вихрей [13], при этом имеется однозначное соответствие между угловой скоростью вихря и величиной неоднородности показателя преломления воздуха в объеме отдельного вихря. Если предположить полное увлечение рассеивающих частиц турбулентными пульсациями скорости среды, то по угловым скоростям частиц можно судить об распределении угловых скоростей вихрей в турбулизованном потоке. В этом случае представляется возможным проводить исследование параметров турбулизованного потока двухфазной среды методом, принципиально отличающимся от традиционно используемых. Модель, используемая в этом методе, близка к классическим понятиям аэрогидродинамики [4]. Как показывает анализ движения частиц в турбулентном потоке [15, 16], рассеивающие частицы размером $b < 10$ мкм можно считать полностью увлекаемыми турбулентными пульсациями скорости среды, а при малых массовых концентрациях отсутствует влияние частиц на турбулентное движение среды и аэрогидродинамическое взаимодействие частиц друг с другом. Именно эти известные закономерности позволяют надеяться на успех в применении полученных результатов в задачах зондирования турбулентности. В то же время следует отметить, что сложная картина турбулизованного потока — «вложение» вихрей, различная ориентация по отношению к зондирующему пучку и т.д., требуют более детальной проработки рассматриваемой возможности в конкретных схемах лазерного зондирования атмосферы.

2. Более очевидной является возможность применения исследованной связи динамики в фурье-спеклах и рассеивающих частиц, например, в задачах обнаружения и диагностики атмосферных смерчей, океанских и морских воронок водной поверхности и аналогичных явлений, когда необходи-

мо ответить на вопрос: есть ли в исследуемом объеме вихреобразные движения и какова их угловая скорость. Эта задача может решаться с борта летательного аппарата посредством анализа вращения индивидуальных пятен спекл-структуры.

3. Необходимость диагностики вихреобразного движения в двухфазной среде изложенной в работе методикой наиболее ярко можно проиллюстрировать на примере контроля параметров в вихревых камерах [5], где в настоящее время применяются доплеровские измерители скорости. Они дают значительную погрешность вблизи оси камеры вследствие случайного блуждания центра вращения двухфазного потока. Как показано в данной работе, угловая скорость в спекл-структуре зависит только от угловой скорости вихреобразного движения частиц и не зависит от местонахождения центра вращения вихреобразного потока.

1. Франсон М. Оптика спеклов. — М.: Мир, 1980. — 171 с.
2. Боровой А. Г., Вагин Н. И., Ивонин А. В., Волков С. Н. — В кн.: VI Всес. симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере (Тез. докл.). Томск, 1981, ч. 1, с. 229–232.
3. А. с. № 1046683 (СССР). Способ определения параметров вращательного движения рассеивающих объектов/А.Г. Боровой, Н.И. Вагин, А.В. Ивонин, С.Н. Волков. — Опубл. в БИ, 1983, № 37, с. 147.
4. Боровой А. Г., Ивонин А. В. — В кн.: VIII Всес. симпозиум по лазерному и акустическому зондированию атмосферы (Тез. докл.). Томск, 1984, ч. 2, с. 57–58.
5. Багрянцев В. И., Волчков Э. П., Терехов В. И., Титков В. И., Томсон Я. Я. Исследование течения в вихревой камере лазерным доплеровским измерителем скорости. — Новосибирск, 1980. — 22 с. (Препринт/АН СССР. Сиб. отд-ние. Ин-т теплофизики. № 55–80).
6. Churnside J. H., Jura H. T. — Appl. Optics, 1983, v. 22, № 11, p. 2559–2566.
7. Клименко И. С. Голография сфокусированных изображений и спекл-интерферометрия. — М.: Наука, 1985. — 224 с.
8. Вагин Н. И., Ивонин А. В. — Оптика и спектроскопия, 1985, т. 58, вып. 1, с. 235–236.
9. Ивонин А. В. — В кн.: VII Всес. симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере (Тез. докл.). Томск, 1983, с. 55–57.
10. Gabor D. — I. V. M. Journ. Res. Dev., 1970, v. 14, p. 509.
11. Churnside J. H. — J. Opt. Soc. Amer., 1982, v. 72, № 11, p. 1464.
12. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. — 2-е изд. М.: Наука, 1973. — 720 с.
13. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. — М.: Наука, 1967. — 548 с.
14. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. Ч. 1, 2. — М.: Наука, 1967.
15. Левич В. Г., Кочанов С. И. — ДАН СССР, 1967, т. 174, № 4, с. 763.
16. Глазов Г. Н., Тузова С. И. — Изв. вузов. Радиоп физика. 1978, т. 21, № 11, с. 1703–1707.

Институт оптики атмосферы
СО АН СССР, Томск

Поступила в редакцию
5 мая 1988 г.

A. V. Ivonin, I. V. Lifenko, L. A. Pushnoi, O. A. Reutova. A Few Remarks about the Study of the Rotational Motion in a Two-Phase Medium by Fourier-Speckle Dynamics.

The Fourier-speckle rotation about the optical axis was studied and shown to occur under certain conditions, such as the change of the random scattering ensemble medium and the presence of the phase inhomogeneities and the scatterer rotational motion. The phenomenon under consideration shows the feasibility of measuring the particle rotation parameters including the angular velocity.