

Лазерная доплеровская визуализация поля скоростей с исключением влияния многочастичного рассеяния

Ю.Н.Дубнищев, Ю.В.Чугуй, Ю.Компенханс

Обсуждается метод лазерной доплеровской визуализации и измерения поля скоростей в потоках газов и жидкостей с подавлением влияния многочастичного рассеяния. Исследуемое сечение потока освещается лазерным пучком, преобразованным анаморфотной оптической системой в лазерную плоскость. Влияние многочастичного рассеяния исключается за счёт получения дифференциальных комбинаций частотно-демодулированных изображений лазерной плоскости в различных областях углового спектра рассеянного света.

Ключевые слова: лазерная доплеровская визуализация поля скоростей, многочастичное рассеяние света, спектроскопия оптического смещения, doppler global velocimetry.

1. Введение

Одной из важнейших областей применения лазеров является оптическая диагностика потоков газов и жидкостей [1–3]. Лазерная доплеровская визуализация и измерение поля скоростей были предложены в [4]. Этот метод основан на освещении исследуемого сечения потока лазерным пучком, преобразованным анаморфотной оптической системой в лазерную плоскость, изображение которой в частотно-демодулированном рассеянном свете отображает распределение в этом сечении доплеровского сдвига частоты и, следовательно, проекции вектора скорости на направление, задаваемое разностью волновых векторов $k_s - k$, где k и k_s – волновые векторы лазерной плоскости и рассеянного светового пучка. В качестве оптического частотного демодулятора, выполняющего преобразование частота – интенсивность, применяется газовая ячейка, склон спектрального контура поглощения которой используется как дискриминационная кривая. Рассматривалась также возможность использования оптических сред, обладающих дисперсией, в качестве конвертера частота – интенсивность. В работах [5–9] частотным демодулятором являлся доплеровский процессор с когерентной обратной связью, выполненный на основе полуконфокального резонатора, согласованного с модовой структурой лазерного излучения, формирующего лазерную плоскость. В [10] исключение влияния флуктуаций интенсивности рассеянного света достигается за счёт нормировки сигнального изображения на опорное, не подвергнутое частотной демодуляции. Для регистрации опорного изображения в этой работе ис-

пользуется отдельная CCD-камера, а конвертером частота – интенсивность служит поглощающая ячейка на парах иода. Метод лазерного доплеровского измерения поля скоростей с использованием одной CCD-камеры, молекулярной ячейки поглощения и частотной модуляции лазерной плоскости описан в [11]. Показана возможность измерения поля скоростей по отношению амплитуд первой и второй гармоник частоты модуляции. Эти гармоники возникают при частотной дискриминации рассеянного светового поля конвертером частота – интенсивность с нелинейной передаточной функцией.

Общим недостатком описанных методов лазерной доплеровской визуализации и измерения поля скоростей, исторически получивших название doppler global velocimetry (DGV), является влияние многочастичного рассеяния в лазерной плоскости на результат измерений, особенно при большой концентрации рассеивающих частиц. Возможность минимизации этого влияния и обсуждается в настоящей работе.

2. Лазерная доплеровская визуализация и измерение поля скоростей с исключением влияния многочастичного рассеяния

Рассмотрим концепцию лазерного доплеровского измерения поля скоростей с исключением влияния многочастичного рассеяния для систем DGV с опорной CCD-камерой и систем, в которых для получения поля скоростей используется одна камера.

2.1. Лазерная доплеровская визуализация поля скоростей с использованием опорной CCD-камеры

Векторная схема на рис.1 иллюстрирует предлагаемый метод исключения влияния многочастичного рассеяния на результат измерения поля скоростей. Лазерная плоскость формируется падающим световым полем с волновым вектором k . Рассмотрим световое поле \vec{E}_{n1} , рассеянное n -й частицей в направлении волнового вектора k_{s1} , с учётом падающего на эту частицу света, рассеянного от соседней m -й частицы. Выражение для него представим в виде

Ю.Н.Дубнищев. Институт теплофизики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 1; e-mail: dubnistchev@itp.nsc.ru

Ю.В.Чугуй. Конструкторско-технологический институт научного приборостроения СО РАН, Россия, 630058 Новосибирск, ул. Русская, 41

Ю.Компенханс. German Aerospace Center, Bunsenstrasse 10, 37073 Göttingen, Germany

Поступила в редакцию 26 января 2009 г., после доработки – 5 мая 2009 г.

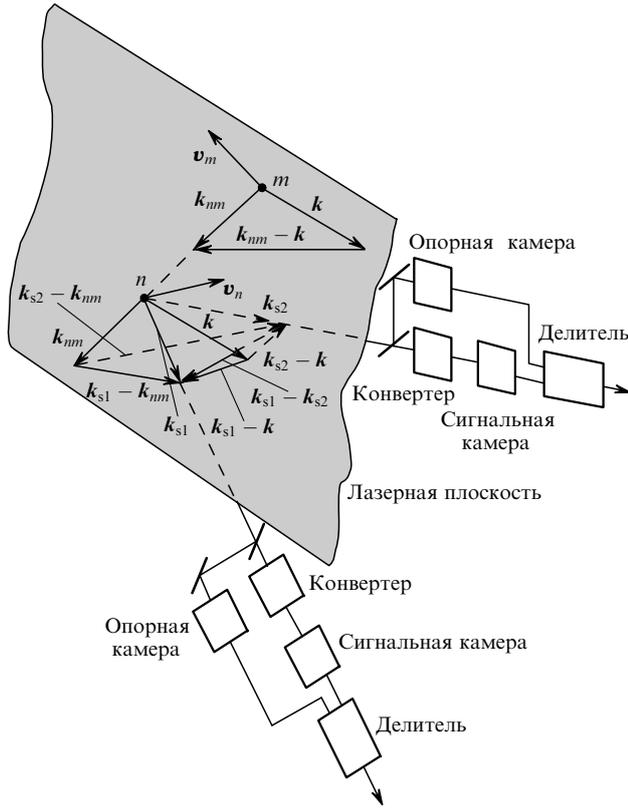


Рис. 1. Конфигурация световых пучков в пространстве волновых векторов, иллюстрирующая метод исключения влияния многочастичного рассеяния на результат измерения поля скоростей.

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{n1} = & AS_{n1} \exp\{i\{[\omega_0 + \Omega + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k})]t + \varphi_n\}\} \\ & + A \sum_m S_{nm1} \exp\{i\{[\omega_0 + \Omega + \mathbf{v}_m(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k}) \\ & + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k}_{nm})]t + \varphi_{nm}\}\}, \end{aligned} \quad (1)$$

где A – амплитуда падающего светового поля с волновым вектором \mathbf{k} ; S_{n1} – функция рассеяния излучения n -й частицей в направлении волнового вектора \mathbf{k}_{s1} ; S_{nm1} – индикатриса рассеяния n -й частицей в направлении волнового вектора \mathbf{k}_{s1} для света, падающего на n -ю частицу от m -й; \mathbf{v}_n и \mathbf{v}_m – скорости n -й и m -й частиц; ω_0 – центральная частота излучения лазера; Ω – частотный сдвиг, соответствующий рабочей точке на склоне передаточной функции конвертера частота – интенсивность, являющейся дискриминационной кривой; φ_n – фаза световой волны, определяемая положением n -й частицы в лазерной плоскости; \mathbf{k}_{nm} – волновой вектор световой волны, рассеянной m -й частицей в направлении n -й; $\mathbf{v}_m(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k})$ – доплеровский сдвиг частоты световой волны, рассеянной m -й частицей в направлении n -й; $\mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k}_{nm})$ – доплеровский сдвиг частоты световой волны с волновым вектором \mathbf{k}_{s1} , рассеянной n -й частицей и падающей на нее со стороны m -й частицы; φ_{nm} – фаза светового поля, определяемая положением n -й и m -й частиц в лазерной плоскости.

Рассеянное n -й частицей световое поле (1), распространяющееся в направлении \mathbf{k}_{s1} , трансформируется конвертером частота – интенсивность и регистрируется CCD-камерой. Выражение для интенсивности поля, формирующего изображение n -й частицы в частотно-демодули-

рованном свете, рассеянном в направлении \mathbf{k}_{s1} , получаем из (1):

$$\begin{aligned} i_{n1} = & \xi A^2 \left\{ S_{n1}^2 [\Omega + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k})] \right. \\ & \left. + \sum_m S_{nm1}^2 [\Omega + \mathbf{v}_m(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k}) + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k}_{nm})] \right\}, \end{aligned} \quad (2)$$

где ξ – коэффициент преобразования частота – интенсивность для конвертера. Здесь учтено, что интенсивность поля на выходе из конвертера пропорциональна частотному сдвигу относительно рабочей точки. В выражении (2) член под знаком суммы учитывает вклад многочастичного однократного рассеяния от соседних m -х частиц и определяет погрешность DGV-измерений поля скоростей в точке, где находится n -я частица. Этот парциальный вклад в погрешность измерений содержит доплеровские сдвиги частот $\mathbf{v}_m(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k})$ и $\mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k}_{nm})$. С целью исключения данного вклада вводится второй канал регистрации изображения частицы в частотно-демодулированном свете, рассеянном в направлении волнового вектора \mathbf{k}_{s2} . Для поля \tilde{E}_{n2} , рассеянного n -й частицей в направлении вектора \mathbf{k}_{s2} , имеем выражение

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{n2} = & AS_{n2} \exp\{i\{[\omega_0 + \Omega + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s2} - \mathbf{k})]t + \varphi_n\}\} \\ & + A \sum_m S_{nm2} \exp\{i\{[\omega_0 + \Omega + \mathbf{v}_m(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k}) \\ & + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s2} - \mathbf{k}_{nm})]t + \varphi_{nm}\}\}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь S_{n2} и S_{nm2} – функции рассеяния n -й частицей в направлении волнового вектора \mathbf{k}_{s2} , аналогичные функциям S_{n1} и S_{nm1} . Световое поле (3) преобразуется конвертером частота – интенсивность и регистрируется сигнальной CCD-камерой во втором канале. Выражение для интенсивности i_{n2} этого поля в частотно-демодулированном свете, рассеянном в направлении \mathbf{k}_{s2} , может быть получено из (3) по аналогии с (2):

$$\begin{aligned} i_{n2} = & \xi A^2 \left\{ S_{n2}^2 [\Omega + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s2} - \mathbf{k})] \right. \\ & \left. + \sum_m S_{nm2}^2 [\Omega + \mathbf{v}_m(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k}) + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s2} - \mathbf{k}_{nm})] \right\}. \end{aligned} \quad (4)$$

Вычтем изображение, соответствующее выражению (4), из изображения, соответствующего выражению (2):

$$\begin{aligned} i_{n12} = & i_{n1} - i_{n2} = \xi A^2 \left[(S_{n1}^2 - S_{n2}^2) (\Omega - \mathbf{v}_n \mathbf{k}) \right. \\ & \left. + S_{n1}^2 \mathbf{v}_n \mathbf{k}_{s1} - S_{n2}^2 \mathbf{v}_n \mathbf{k}_{s2} \right] + \xi A^2 \\ & \times \sum_m \left[(S_{nm1}^2 - S_{nm2}^2) (\Omega + \mathbf{v}_m \mathbf{k}_{nm} - \mathbf{v}_m \mathbf{k}) \right. \\ & \left. + S_{nm1}^2 \mathbf{v}_n \mathbf{k}_{s1} - S_{nm2}^2 \mathbf{v}_n \mathbf{k}_{s2} \right]. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь $\mathbf{v}_{nm} = \mathbf{v}_m - \mathbf{v}_n$. В случае равенства коэффициентов рассеяния n -й частицей в направлениях волновых векторов \mathbf{k}_{s1} и \mathbf{k}_{s2} , т. е. при $S_{n1}^2 = S_{n2}^2 = S_n^2$ и $S_{nm1}^2 = S_{nm2}^2 = S_{nm}^2$, получаем

$$i_{n12} = \xi A^2 \left(S_n^2 + \sum_m S_{nm}^2 \right) \mathbf{v}_n (\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k}_{s2}).$$

После нормировки этого выражения имеем

$$\tilde{i}_{n12} = \frac{i_{n12}}{\xi A^2 (S_n^2 + \sum_m S_{nm}^2)} = \mathbf{v}_n (\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k}_{s2}). \quad (6)$$

Из (6) видно, что вклад многочастичного рассеяния подавляется. Нормированная разность изображений (6) определяется проекцией вектора скорости n -й частицы на разностный вектор $\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k}_{s2}$, задающий направление оси координатно-измерительного базиса.

Условия $S_{n1}^2 = S_{n2}^2 = S_n^2$ и $S_{nm1}^2 = S_{nm2}^2 = S_{nm}^2$ реализуются, например, при рэлеевском рассеянии. Они справедливы для многих коллоидных растворов. Для сферических частиц, когда направления волновых векторов \mathbf{k}_{s1} и \mathbf{k}_{s2} рассеянных пучков симметричны относительно лазерной плоскости, эти условия также выполняются, поскольку лазерная плоскость является плоскостью симметрии для индикатрис рассеяния n -й частицей в направлениях \mathbf{k}_{s1} и \mathbf{k}_{s2} . В частном случае $\mathbf{k}_{s2} = -\mathbf{k}_{s1} = \mathbf{k}_s$ получаем конфигурацию световых пучков, для которой выражение (6) принимает вид

$$\tilde{i}_{n12} = 2\mathbf{v}_n \mathbf{k}_s. \quad (7)$$

Как следует из (7), в этой конфигурации нормированная разность изображений n -й частицы в частотно-демодулированном свете однозначно определяется проекцией вектора скорости n -й частицы на разностный вектор $\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k}_{s2} = 2\mathbf{k}_s$, задающий направление координатной оси в измерительном базисе.

Условия $S_{n1}^2 - S_{n2}^2 = 0$ и $S_{nm1}^2 - S_{nm2}^2 = 0$ достаточны для исключения влияния многочастичного рассеяния. Для их выполнения необходимо «засевать» исследуемую среду сферическими частицами. В случае частиц произвольной формы эффект уменьшения влияния многочастичного рассеяния достигается за счёт усреднения частотно-демодулированных изображений (2) и (4) по ансамблю частиц за время экспозиции. Ситуация упрощается благодаря тому, что в рассматриваемом методе нет необходимости формировать изображения отдельных частиц. Статистические оценки этого эффекта будут приведены в следующей работе.

Оценим опорный сигнал, полученный с использованием отдельной CCD-камеры. Изображение частицы в свете, рассеянном в направлении волнового вектора \mathbf{k}_{s1} , найдем из (1):

$$\begin{aligned} I_{n1} = |\tilde{E}_{n1}|^2 = A^2 & \left| S_{n1} \exp\{i\{[\omega_0 + \Omega + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k})]t + \varphi_n\}\} \right. \\ & + \sum_m S_{nm1} \exp\{i\{[\omega_0 + \Omega + \mathbf{v}_m(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k}) \\ & + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k}_{nm})]t + \varphi_{nm}\}\} \left. \right|^2 = A^2 \left(S_{n1}^2 + \sum_m S_{nm}^2 \right) + 2A^2 S_{n1} \\ & \times \sum_m S_{nm1} \cos[\mathbf{v}_{nm}(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k})t + \varphi_{nm} - \varphi_n] + 2A^2 \\ & \times \sum_{m,q} S_{nm1} S_{nq1} \cos[(\mathbf{v}_{nm}\mathbf{k}_{nm} + \mathbf{v}_{qm}\mathbf{k} + \mathbf{v}_{nq}\mathbf{k}_{nq})t + \varphi_{nm} - \varphi_{nq}], \end{aligned}$$

где \mathbf{k}_{nq} – волновой вектор световой волны, рассеянной q -й частицей в направлении n -й. В процессе регистрации опорного изображения происходит усреднение за время экспозиции и по ансамблю:

$$\langle I_{n1} \rangle = \frac{1}{2} \left\{ \left\langle A^2 \left(S_{n1}^2 + \sum_n S_{nm1}^2 \right) \right\rangle + \left\langle 2A^2 S_{n1} \times \right.$$

$$\begin{aligned} & \left. \times \sum_m S_{nm1} \cos[\mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k})t + \varphi_n - \varphi_{nm}] \right\rangle \\ & + \left\langle 2A^2 \sum_{m,q} S_{nm1} S_{nq1} \cos[(\mathbf{v}_{nm}\mathbf{k}_{nm} + \mathbf{v}_{qm}\mathbf{k} + \mathbf{v}_{nq}\mathbf{k}_{nq})t \right. \\ & \left. + \varphi_{nm} - \varphi_{nq}] \right\rangle \left. \right\} = A^2 \left(\langle S_{n1}^2 \rangle + \sum_m \langle S_{nm1}^2 \rangle \right). \quad (8) \end{aligned}$$

Соответственно для изображения n -й частицы во втором канале имеем

$$\langle I_{n2} \rangle = A^2 \left(\langle S_{n2}^2 \rangle + \sum_m \langle S_{nm2}^2 \rangle \right). \quad (9)$$

При выполнении условий $\langle S_{n1}^2 \rangle = \langle S_{n2}^2 \rangle = S_n^2$ и $\langle S_{nm1}^2 \rangle = \langle S_{nm2}^2 \rangle = S_{nm}^2$ согласно (8) и (9) получаем $\langle I_{n1} \rangle = \langle I_{n2} \rangle = A^2(S_n^2 + \sum_m S_{nm}^2)$.

2.2. Формирование нормированного изображения лазерной плоскости в частотно-демодулированном рассеянном свете без использования опорной CCD-камеры

Рассмотрим способ формирования нормированного изображения лазерной плоскости в частотно-демодулированном рассеянном свете с использованием только одной CCD-камеры. Пусть конвертер частота – интенсивность имеет симметричную передаточную функцию, примеры которой показаны на рис.2. Выберем рабочие точки P_1 и P_2 , симметрично расположенные (относительно центральной частоты ω_0) на линейных участках передаточной функции, выполняющих роль дискриминационных кривых. Пусть $\pm \xi$ – крутизна частотной дискриминационной кривой в окрестности рабочих точек. Лазерную плоскость сформируем двумя пространственно совмещёнными и последовательно коммутируемыми во времени лазерными пучками, частоты которых различаются на известную величину 2Ω . Частота коммутации пучков $\tilde{\omega}$ определяется частотой Найквиста, зависящей от ширины спектра исследуемого процесса. Пара изображений n -й частицы последовательно регистрируется CCD-камерой, синхронизованной с моментом коммутации пучков, формирующих лазерную плоскость. Запишем выражения для рассеянных n -й частицей полей, частоты которых соответствуют линейным участкам на правом и левом склонах передаточной функции соответственно:

$$\begin{aligned} \tilde{E}_n(\mathbf{k}_{s1}) = [1 + \text{sgn}(\sin \tilde{\omega}t)] \tilde{E}_{n1}(\Omega, \mathbf{k}_{s1}) \\ + [1 - \text{sgn}(\sin \tilde{\omega}t)] \tilde{E}_{n1}(-\Omega, \mathbf{k}_{s1}), \end{aligned}$$

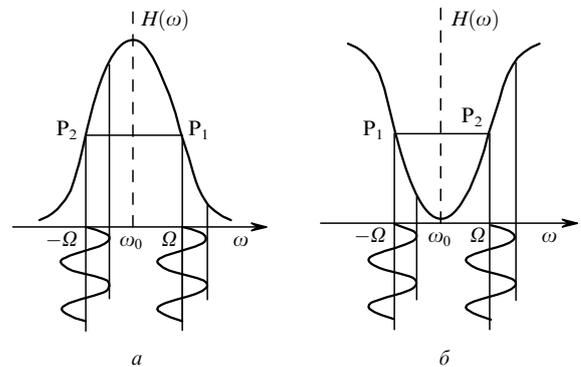


Рис.2. Передаточная функция $H(\omega)$ конвертера частота – интенсивность в случае её резонансной формы (а) и в случае поглощающей ячейки или многолучевого интерферометра в отраженном свете (б).

где

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{n1}(\Omega, \mathbf{k}_{s1}) &= AS_{n1} \exp\{i[\omega_0 + \Omega + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k})]t + i\varphi_n\} \\ &+ A \sum_m S_{nm1} \exp\{i[\omega_0 + \Omega + \mathbf{v}_m(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k}) \\ &+ \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k}_{nm})]t + i\varphi_{nm}\}; \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{n1}(-\Omega, \mathbf{k}_{s1}) &= AS_{n1} \exp\{i[\omega_0 - \Omega + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k})]t + i\varphi_n\} \\ &+ A \sum_m S_{nm1} \exp\{i[\omega_0 - \Omega + \mathbf{v}_m(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k}) \\ &+ \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k}_{nm})]t + i\varphi_{nm}\}. \end{aligned} \quad (11)$$

После оптической частотной демодуляции на выходе конвертера частота – интенсивность камера регистрирует последовательно во времени следующие изображения n -й частицы:

$$\begin{aligned} i_n(\mathbf{k}_{s1}) &= [1 + \operatorname{sgn}(\sin \tilde{\omega}t)]i_{n1}(\Omega, \mathbf{k}_{s1}) \\ &+ [1 - \operatorname{sgn}(\sin \tilde{\omega}t)]i_{n1}(-\Omega, \mathbf{k}_{s1}), \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} i_{n1}(\Omega, \mathbf{k}_{s1}) &= \xi A^2 S_{n1}^2 [\Omega + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k})] \\ &+ \xi A^2 \sum_m S_{nm1}^2 [\Omega + \mathbf{v}_m(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k}) + \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k}_{nm})]; \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} i_{n1}(-\Omega, \mathbf{k}_{s1}) &= \xi A^2 S_{n1}^2 [\Omega - \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k})] \\ &+ \xi A^2 \sum_m S_{nm1}^2 [\Omega - \mathbf{v}_m(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k}) - \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k}_{nm})]. \end{aligned} \quad (13)$$

Эти изображения запоминаются и подвергаются простым линейным преобразованиям. Вычитая из первого изображения второе, получаем

$$\begin{aligned} i_{n12} &= i_{n1}(\Omega, \mathbf{k}_{s1}) - i_{n1}(-\Omega, \mathbf{k}_{s1}) = 2\xi A^2 \left\{ \left(S_{n1}^2 + \sum_m S_{nm1}^2 \right) \right. \\ &\left. \times \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k}) + \sum_m S_{nm1}^2 \mathbf{v}_{nm}(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k}) \right\}. \end{aligned} \quad (14)$$

Сложение изображений (12) и (13) даёт

$$i_{n1}(\Omega, \mathbf{k}_{s1}) + i_{n1}(-\Omega, \mathbf{k}_{s1}) = 2\xi A^2 \left(S_{n1}^2 + \sum_m S_{nm1}^2 \right) \Omega. \quad (15)$$

Нормируя разностное изображение (14) на суммарное (15), находим

$$\begin{aligned} \tilde{i}_{n1}(\mathbf{k}_{s1}) &= \frac{i_{n1}(\Omega, \mathbf{k}_{s1}) - i_{n1}(-\Omega, \mathbf{k}_{s1})}{i_{n1}(\Omega, \mathbf{k}_{s1}) + i_{n1}(-\Omega, \mathbf{k}_{s1})} \\ &= \frac{1}{\Omega} \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k}) + \frac{\sum_m S_{nm1}^2 \mathbf{v}_{nm}(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k})}{\Omega(S_{n1}^2 + \sum_m S_{nm1}^2)}. \end{aligned} \quad (16)$$

Выражение (16) описывает нормированное частотно-демультированное изображение лазерной плоскости, сформированное в рассеянном световом пучке с волновым вектором \mathbf{k}_{s1} . Применяя аналогичную технологию, получаем нормированное частотно-демультированное изображение лазерной плоскости, сформированное в рассеянном световом пучке с волновым вектором \mathbf{k}_{s2} :

$$\begin{aligned} \tilde{i}_{n2}(\mathbf{k}_{s2}) &= \frac{i_{n2}(\Omega, \mathbf{k}_{s2}) - i_{n2}(-\Omega, \mathbf{k}_{s2})}{i_{n2}(\Omega, \mathbf{k}_{s1}) + i_{n2}(-\Omega, \mathbf{k}_{s1})} \\ &= \frac{1}{\Omega} \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s2} - \mathbf{k}) + \frac{\sum_m S_{nm2}^2 \mathbf{v}_{nm}(\mathbf{k}_{nm} - \mathbf{k})}{\Omega(S_{n2}^2 + \sum_m S_{nm2}^2)}. \end{aligned} \quad (17)$$

При выполнении условий $S_{n1}^2 = S_{n2}^2 = S_n^2$ и $S_{nm1}^2 = S_{nm2}^2 = S_{nm}^2$ для разности нормированных частотно-демультированных изображений n -й частицы, соответствующих выражениям (16) и (17), получаем

$$\tilde{i}_{n1}(\mathbf{k}_{s1}) - \tilde{i}_{n2}(\mathbf{k}_{s2}) = \frac{1}{\Omega} \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k}_{s2}). \quad (18)$$

Умножая (18) на известную величину Ω , находим

$$[\tilde{i}_{n1}(\mathbf{k}_{s1}) - \tilde{i}_{n2}(\mathbf{k}_{s2})] \Omega = \mathbf{v}_n(\mathbf{k}_{s1} - \mathbf{k}_{s2}). \quad (19)$$

Как видно из (19), влияние многочастичного рассеяния на результат измерения поля скоростей исключается. При этом обеспечивается линейность шкалы измерений и расширение динамического диапазона. В случае частиц произвольной формы влияние многочастичного рассеяния уменьшается за счет статистического усреднения разности нормированных конвертированных изображений (18), сформированных в различных областях углового спектра рассеянного света.

Частотный сдвиг 2Ω коммутируемых пучков, формирующих лазерную плоскость, выбирают равным частотному интервалу между рабочими точками на линейных участках склонов симметричной передаточной функции. При управляемой передаточной функции конвертера частота – интенсивность условие ее симметричности не является обязательным.

2.3. Управление передаточной функцией конвертера частота – интенсивность

Частотная модуляция и коммутация лазерных пучков, формирующих лазерную плоскость, могут быть использованы для управления передаточной функцией конвертера частота – интенсивность и её привязки к частоте лазерного излучения. Рассмотрим формирование управляющего сигнала. Введём в конвертер частота – интенсивность ослабленную часть частотно-модулированного лазерного излучения, формирующего лазерную плоскость. Частота этого излучения будет преобразована в интенсивность в соответствии с формой передаточной функции. Интенсивность света на выходе конвертера при подаче на вход коммутируемого частотно-модулированного светового поля может быть описана выражением

$$I = I_0 \{1 + \xi \operatorname{sgn}(\sin \tilde{\omega}t) [\omega - \omega_0 + \Omega \operatorname{sgn}(\sin \tilde{\omega}t)]\}, \quad (20)$$

где I_0 – интенсивность коммутируемого поля в рабочих точках P_1 и P_2 , соответствующих частотам $\omega_1 = \omega_0 + \Omega$ и $\omega_2 = \omega_0 - \Omega$; ω – частота лазерного излучения. Эта интенсивность с помощью, например, фотодиода преобразуется в фотоэлектрический ток $J = \rho I$, где ρ – коэффициент, учитывающий чувствительность и усиление фотодиода. Из выражения (20) следует, что при

$$\omega - \omega_0 + \Omega \operatorname{sgn}(\sin \tilde{\omega}t) = 0 \quad (21)$$

сигнал $J = \rho I$ постоянен ($I = I_0$). Это означает, что частота лазерного излучения и центральная частота пере-

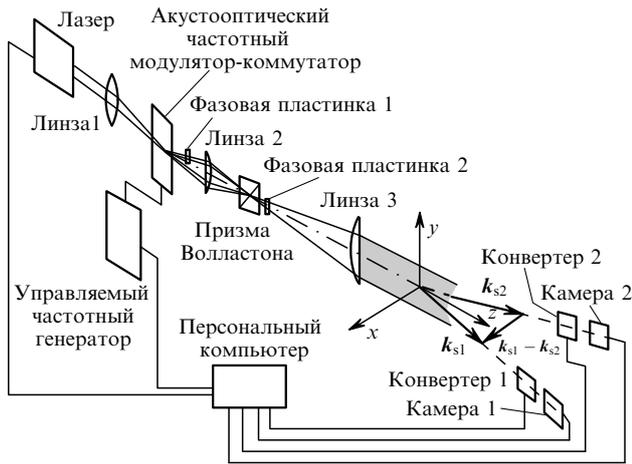


Рис.3. Пример оптической схемы DGV-системы, реализующей подавление влияния многочастичного рассеяния на измерение поля скоростей.

даточной функции конвертера частота – интенсивность согласованы. Если по каким-то причинам частота лазерного излучения ω смещается относительно центральной частоты ω_0 передаточной функции конвертера на величину $\Delta\omega$, то (20), с учетом (21), принимает вид

$$I = I_0 \{1 + \xi \operatorname{sgn}(\sin \tilde{\omega} t) [\omega + \Delta\omega - \omega_0 + \Omega \operatorname{sgn}(\sin \tilde{\omega} t)]\} \\ = I_0 \{1 + \Delta\omega \xi \operatorname{sgn}(\sin \tilde{\omega} t)\}. \quad (22)$$

Как следует из (22), при разбалансе частот на выходе конвертера появляется переменный сигнал, частота которого равна частоте коммутации светового поля, амплитуда пропорциональна частотной расстройке $\Delta\omega$, а знак соответствует знаку частотной расстройки. Этот сигнал на частоте $\tilde{\omega}$ может использоваться как сигнал ошибки при формировании управляющего сигнала в системе автоматической подстройки частоты. Крутизна дискриминационной характеристики ξ определяется по амплитуде управляющего сигнала $\tilde{I}(\Delta\omega)$ при заданной частотной расстройке $\Delta\omega$: $\xi = \tilde{I}(\Delta\omega)/\Delta\omega$. Сканируя $\Delta\omega$, можно получить полный профиль передаточной функции конвертера.

На рис.3 показан пример упрощённой схемы оптического доплеровского визуализатора поля скоростей с исключением влияния многочастичного рассеяния на результат измерений. Формирование лазерной плоскости выполняется анаморфотной оптической системой, содержащей линзы 1, 2 и 3. Частотная модуляция и коммутация лазерных пучков, формирующих лазерную плоскость, осуществляется с помощью акустооптического частотного модулятора бегущей волны, работающего в брэгговском режиме. Этот модулятор управляется электрическим сигналом вида $U \operatorname{sgn}(\sin \tilde{\omega} t) \cos 2\Omega t$ от генератора, управляемого компьютером. Коммутируемые порядки брэгговской дифракции пространственно совмещаются линзой 2 и призмой Волластона. Угол между дифрагировавшими коммутируемыми пучками равен углу расщепления призмы Волластона, которая совмещает оптические пучки в пространстве. Полуволновая фазовая пластинка 1 согласовывает поляризации дифрагировавших пучков с ориентацией призмы Волластона. Четвертьволновая фазовая пластинка 2 формирует лазерные пучки с круговой поляризацией. В направлениях вол-

новых векторов k_{s1} и k_{s2} , разность которых $k_{s1} - k_{s2}$ задаёт направление оси координатно-измерительного базиса, установлены соответственно конвертеры 1, 2 и CCD-камеры 1, 2. В каждом канале происходит преобразование частота – интенсивность в режиме одной камеры. Преобразование частотно-демодулированных изображений выполняется компьютером. Автоматическая подстройка центральной частоты передаточной функции к частоте лазерного излучения осуществляется для каждого конвертера. Частотно-модулированный световой сигнал, используемый для управления передаточной функцией, может быть введён в конвертер с помощью, например, оптического волокна либо неподвижного рассеивающего репера, помещённого в лазерной плоскости. Пространственная конфигурация рассеянных пучков и лазерной плоскости на рис.3 является примерной и может изменяться в конкретных экспериментах.

3. Заключение

Описан метод лазерной доплеровской визуализации и измерения поля скоростей в потоках газов и жидкостей с подавлением влияния многочастичного рассеяния. Минимизация влияния многочастичного рассеяния основана на получении дифференциальных комбинаций нормированных частотно-демодулированных изображений лазерной плоскости в различных областях углового спектра рассеянного света. Показана возможность использования одной CCD-камеры для формирования нормированного изображения лазерной плоскости в частотно-демодулированном рассеянном свете. В этом случае лазерная плоскость формируется двумя пространственно совмещёнными и последовательно коммутируемыми во времени лазерными пучками, частоты которых различаются на известную величину, согласованную с шириной передаточной функции конвертера частота – интенсивность на заданном уровне. Частота коммутации лазерных пучков является частотой сигнала ошибки при формировании управляющего сигнала в автоматической подстройке центральной частоты передаточной функции к частоте излучения лазера и управления её профилем.

Авторы выражают благодарность Германскому центру авиации и космонавтики за поддержку настоящей работы.

1. Drain L.E. *The Laser Doppler Technique* (New York: Wiley, 1980).
2. Дубнищев Ю.Н., Ринкевичос Б.С. *Методы лазерной доплеровской анемометрии* (М.: Наука, 1982).
3. Дубнищев Ю.Н. *Лазерные доплеровские измерительные технологии* (Новосибирск: изд-во НГТУ, 2002).
4. Белоусов П.Я., Дубнищев Ю.Н. А.с. № 567141. *БИ*, № 28 (1977).
5. Белоусов П.Я., Дубнищев Ю.Н., Пальчикова И.Г. *Оптика и спектроскопия*, **52**, 876 (1982).
6. Belousov P.Ya., Dubnischev Yu.N. *Opt. Laser Technol.*, **9**, 229 (1977).
7. Белоусов П.П., Белоусов П.Я., Дубнищев Ю.Н. *Квантовая электроника*, **29** (2), 157 (1999).
8. Белоусов П.П., Белоусов П.Я., Дубнищев Ю.Н. *Письма в ЖТФ*, **28** (16), 6 (2002).
9. Dubnischev Yu.N., Belousov P.P., Belousov P.Ya. *Techn. Phys. Lett.*, **30**, 313 (2004).
10. Komine H. USA Patent No. 4919536 (1990).
11. Fisher A., Buttner L., Czarste J., Eggert M., Grosche G., Miller H. *Meas. Sci. Technol.*, **18**, 2529 (2007).