

НОВЫЕ ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

531.767

**ДОППЛЕРОВСКИЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ЛОКАЛЬНЫХ
СКОРОСТЕЙ С ПОМОЩЬЮ ЛАЗЕРОВ****Б. С. Ринкевичюс**

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	305
2. Спектральный анализ рассеянного излучения	307
3. Методы определения доплеровского сдвига частоты	310
а) Фотосмещение (310). Прямое фотодетектирование (314). б) Оптический спектральный анализ (315).	
4. Практические схемы оптических доплеровских измерителей скорости	316
а) Оптические схемы ОДИС (316). б) Радиоизмерительные схемы ОДИС (321).	
5. Применение метода в аэро- и гидродинамических экспериментах	323
а) Исследование броуновского движения частиц в жидкости (323). б) Исследование распределения скоростей в дозвуковых потоках (323). в) Исследование распределения скоростей в сверхзвуковых потоках (324). г) Измерение параметров турбулентных потоков (325).	
6. Заключение	327
Цитируемая литература	327

I. ВВЕДЕНИЕ

Явление изменения частоты излучения при движении его источника или приемника было теоретически предсказано. Допплером еще в 1842 г.¹ За истекшее столетие этот эффект нашел широкое применение в акустике, радиофизике и оптике. Относительное изменение частоты излучения пропорционально отношению скорости движения источника (или приемника) к скорости распространения колебаний, поэтому эффект Допплера был первоначально проверен в акустике, где скорость движения источника может быть соизмерима со скоростью распространения звука.

Широкое использование эффекта Допплера в радиочастотном диапазоне обусловлено тем, что здесь были созданы монохроматические источники колебаний и разработаны специальные методы измерений малых изменений частоты. Так, при регистрации разности частот в 1 гц в трехсантиметровом диапазоне можно зарегистрировать скорость движения порядка 3 см/сек.

Сложное обстояло дело с использованием эффекта Допплера в оптическом диапазоне. Хотя экспериментальная проверка эффекта была сделана русскими физиками Белопольским и Голицыным еще в начале нашего века^{2, 3}, а позднее — Фабри и Бюиссоном⁴, однако отсутствие мощных

источников монохроматического излучения и методов измерения малых сдвигов частоты значительно затрудняло дальнейшие исследования в этой области *). Так, наилучший из оптических спектральных приборов — эталон Фабри — Перо — имеет разрешающую силу порядка 10^7 , но из-за высокой частоты оптических колебаний ($\sim 5 \cdot 10^{14}$ гц) и относительно широкого спектра излучения обычных источников было возможно измерять скорости не менее 100 м/сек. Поэтому эффект Доплера в оптическом диапазоне в основном использовался в диагностике плазмы и в астрофизике, где скорости движения самосветящихся объектов велики, а также в интерпретации спектрального состава света при его молекулярном рассеянии (тонкая структура спектральной линии Мандельштама — Бриллюэна).

Напомним, что именно с учетом эффекта Доплера был сделан вывод о расширяющейся Вселенной, а экспериментальная проверка поперечного эффекта Доплера внесла существенный вклад в подтверждение специальной теории относительности.

Положение существенно изменилось, когда был разработан метод обнаружения малой разности частот двух световых волн — метод оптического фотосмещения, а также появились когерентные источники излучения оптического диапазона — оптические квантовые генераторы, часто называемые лазерами. Стало возможным перейти к методам активной доплеровской локации — измерению скорости движения объектов по сдвигу частоты в рассеянном ими излучении лазера.

Регистрацией световых биений с малой разностью частот занимался Риги еще в конце прошлого века ⁶, однако метод оптического фотосмещения начал широко использоваться только после работ Горелика ⁷ и Форрестера ⁸. По существу, он является аналогом супергетеродинного метода приема колебаний радиочастотного диапазона и позволяет обнаружить разность частот двух световых волн вплоть до 1 гц. Это означает, что можно заметить движение объекта, скорость которого составляет 1 мкм/сек, например, скорость роста бамбука, движения ледников; подобную же скорость имеют частицы при броуновском движении или жидкости при естественной конвекции, когда разность температур составляет всего около $0,01^\circ$ С. Такие возможности не могли быть не замеченными, и оптический доплеровский метод прочно вошел в исследовательскую практику многих лабораторий мира. Началось развитие нового направления в применении лазеров — ближняя оптическая доплеровская локация, измерение локальных скоростей потоков жидкости и газа, а также различных близко расположенных движущихся объектов.

Определение локальной скорости потоков жидкости и газа по эффекту Доплера осуществляется путем зондирования исследуемой точки потока пучком когерентного света. Поток должен содержать оптические неоднородности, в качестве которых могут выступать либо специально введенные мелкие частицы, например, полистирола, размером около 0,5 мкм, или частицы дыма для газовых потоков, либо естественные включения. Двухфазные потоки обычно содержат достаточно оптических неоднородностей, на которых может происходить рассеяние света. Рассеянный таким образом свет из-за эффекта Доплера имеет другую частоту, которая зависит от скорости движения. Нестабильность частоты лазеров приводит к тому, что частота рассеянного света не может служить количественной характеристикой движения объекта, в особенности при малых скоростях, поэтому ее надо сравнивать с мгновенной частотой зондирующего пучка, чтобы затем определить их разность, по которой можно найти значение скорости.

*) История открытия эффекта Доплера хорошо изложена в книге ⁵.

Допплеровский метод измерения локальных скоростей в потоках жидкости и газа получил широкое распространение после работ Уи и Каммингса^{9, 10}, в которых впервые была доказана возможность фотосмещения света, рассеянного на объемных оптических неоднородностях. Рассеяние света происходило на монодисперсных частицах полистирола размером 0,5 мкм, специально введенных в поток жидкости. Эти работы легли в основу указанного метода измерения скорости с помощью оптических доплеровских измерителей скорости (ОДИС).

Основные направления как в схемах ОДИС, так и в их применении фактически были обоснованы в работах, выполненных с 1964 по 1969 г.; их обзор дан в¹¹⁻¹³. Развитие метода в этот период шло как по пути совершенствования и разработки новых оптических схем, таких, как однолучевая схема^{14, 15}, двухлучевая схема¹⁶, дифференциальная схема¹⁷⁻²⁶, схема для измерения вектора скорости²⁷, схемы с интерферометром Фабри — Перо²⁸⁻³⁰, так и по пути расширения областей применения его для исследования ламинарных потоков жидкости³¹⁻³⁶, потоков газа^{33, 37, 38}, неньютоновских жидкостей³⁹⁻⁴¹, турбулентных потоков⁴²⁻⁴⁵, двухфазных сверхзвуковых потоков^{26, 28, 30, 46}.

В последующие годы усилия исследователей были направлены на достаточно полное теоретическое обоснование метода, особенно при изучении турбулентных потоков⁴⁸⁻⁵⁰, и на создание прибора, способного заменить широко применяемый до настоящего времени в исследовательской практике термоанемометр. В обзоре будет рассмотрено дальнейшее развитие данного метода с использованием работ, появившихся в печати по август 1972 г.

Следует сказать немного о двух возможных трактовках работы доплеровского измерителя скорости. В первых статьях по этому вопросу рассматривалось появление переменной составляющей тока фотоприемника как результат нелинейного детектирования двух волн, имеющих из-за эффекта Доплера разные частоты. Однако Радд⁵¹ пытался доказать, что полное объяснение работы ОДИС можно дать только на основе регистрации фотоприемником бегущих действительных или мнимых интерференционных полос. Дурст и Уайтлоу⁵² даже ввели классификацию оптических измерителей скорости на доплеровские и интерференционные. Эквивалентность обоих подходов с точки зрения оптики не вызывает сомнения, если рассмотрение ведется с учетом всех фазовых и поляризационных эффектов, возникающих при рассеянии электромагнитных волн. Анализ работы ОДИС с учетом только интенсивности волн не всегда соответствует действительности⁵³.

2. СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ РАССЕЯННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В доплеровском методе измерения скорости наибольший интерес представляют спектральные характеристики рассеянного света, поскольку в них содержится информация о движении объекта.

Если на объект, движущийся со скоростью u , падает когерентное излучение с частотой ω_0 и волновым вектором k_0 , а рассеянное излучение наблюдается в направлении волнового вектора k_s , то в нерелятивистском случае разность частот рассеянного излучения ω_D и падающего излучения будет⁵⁴

$$\omega_D - \omega_0 = (k_s - k_0) \cdot u \equiv Ku. \quad (1)$$

Таким образом, разность частот $\omega_D - \omega_0$ содержит информацию о проекции вектора скорости на разностный вектор K (рис. 1), который зависит от длины волны падающего излучения и угла между векторами k_s и k_0 .

Полностью спектральные характеристики рассеянного излучения можно получить только при рассмотрении рассеяния когерентного света

исследуемым объектом. В ближней оптической доплеровской локации исследуемыми объектами являются шероховатые поверхности или потоки жидкости и газа, содержащие оптические неоднородности в виде частиц.

Рассеяние света на отдельных частицах рассмотрено в монографиях^{55, 56}. Особенности рассеяния когерентного света на объемных оптиче-

ских неоднородностях приведены в⁵⁷, а о рассеянии поверхностью говорится в обзоре⁵⁸.

Следует заметить, что при рассмотрении рассеяния света пока мало внимания уделяется фазовым и поляризационным характеристикам, которые очень важны в данном методе.

Спектральные характеристики когерентного излучения, рассеянного на движущихся оптических неоднородностях, изучались также рядом авторов^{48-50, 59-61}, однако вопросы взаимодействия излучения лазера со средой, содержащей оптические неоднородности со случайными характери-

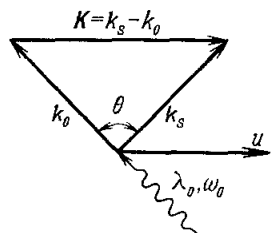


Рис. 1.

стиками, требуют дальнейшего изучения; прежде всего сюда следует отнести нарушение пространственной когерентности при распространении излучения через такую среду.

Рассмотрим спектр излучения, рассеянного отдельными дискретными частицами, движущимися вместе с исследуемым потоком, траектория движения которых $\mathbf{r}(t)$. Если на частицу падает электромагнитная волна $E_0(\mathbf{r}, t)$, то рассеянное поле на расстоянии $\mathbf{R}$ будет таково:

$$E_s(\mathbf{R}, t) = \frac{E_0(\mathbf{r}, t) \sigma \exp(ik|\mathbf{R} - \mathbf{r}|)}{|\mathbf{R} - \mathbf{r}|}. \quad (2)$$

где σ — комплексная функция рассеяния частицы, $k = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны. Наибольший интерес представляет случай, когда размеры объема рассеяния значительно меньше расстояния до точки наблюдения; тогда знаменатель можно заменить на R , а в экспоненте ограничиться только линейными членами.

Пусть падающее излучение будет монохроматическим,

$$E_0(\mathbf{r}, t) = \sqrt{P} \operatorname{Re} W(\mathbf{r}) \exp[-i(\omega_0 t - \mathbf{k}_0 \mathbf{r})], \quad (3)$$

где P — мощность падающего пучка, $W(\mathbf{r})$ — нормированная весовая функция распределения амплитуды световой волны. Рассеянное поле является функцией расстояния R и направления наблюдения $\mathbf{k}_s$, т. е. функцией волнового вектора $\mathbf{K}$. Рассеянное поле от многих частиц в случае однократного рассеяния можно представить как сумму рассеянных полей от каждой частицы:

$$E(\mathbf{K}, t) = \text{const} \cdot \sum \sigma_n \exp[i\mathbf{K}\mathbf{r}_n(t)] \exp(-i\omega_0 t) W(\mathbf{r}). \quad (4)$$

Пусть частица испытывает переносное движение с постоянной скоростью $\mathbf{u}$, тогда $\mathbf{r}_n(t) = \mathbf{r}'_n(t) + \mathbf{u}t$, где $\mathbf{r}'_n(t)$ зависит от времени, так как рассеивающая частица может испытывать случайные блуждания, обусловленные броуновским движением или турбулентными пульсациями потока. Тогда (4) можно записать в виде

$$E(\mathbf{K}, t) = \text{const} \cdot \sum \sigma_n \exp\{i\mathbf{K}[\mathbf{r}'_n(t) + \mathbf{u}t]\} \exp\{(-i\omega_0 t) W[\mathbf{r}'_n(t) + \mathbf{u}t]\}. \quad (5)$$

Суммирование в этом выражении производится по всем частицам, которые в данный момент рассеивают свет. Адекватной характеристикой рассеянного случайного поля является его статистически средняя величина — функция корреляции $R(\mathbf{K}, \tau)$, которая для стационарного

процесса равна

$$R(\mathbf{K}, \tau) = \text{Re} \langle E(\mathbf{K}, 0) E(\mathbf{K}, \tau) \rangle, \quad (6)$$

где угловые скобки указывают на усреднение по ансамблю, включающее усреднение по первоначальным положениям рассеивающих центров и усреднение по их смещениям относительно жидкости.

Если частицы распределены случайным образом и смещение их относительно жидкости не зависит от их первоначального положения, то корреляционная функция рассеянного поля равна ⁴⁹

$$R(\mathbf{K}, \tau) = \text{const} \cdot \text{Re} [\exp(i\omega_0\tau) \int_{-\infty}^{\infty} G(\Delta\mathbf{r}, \tau) \exp(-i\mathbf{K} \Delta\mathbf{r}) Q(\Delta\mathbf{r} + \mathbf{u}\tau) d(\Delta\mathbf{r})], \quad (7)$$

где $G(\Delta\mathbf{r}, \tau)$ — пространственно-временная корреляционная функция Ван-Хова, показывающая плотность вероятности того, что рассеивающая частица сместится на $\Delta\mathbf{r}$ в течение интервала времени τ , $\Delta\mathbf{r}(\tau) = \mathbf{r}(\tau) - \mathbf{r}(0)$, $Q(\Delta\mathbf{r} + \mathbf{u}\tau)$ — автокорреляционная функция амплитудного распределения поля, определяемая следующим образом:

$$Q(\Delta\mathbf{r} + \mathbf{u}\tau) = \text{const} \cdot \int_0^{\infty} W[\mathbf{r}(0)] W[\mathbf{r}(0) + \Delta\mathbf{r} + \mathbf{u}\tau] \exp(-i\mathbf{K}\mathbf{u}\tau) d\mathbf{r}(0). \quad (8)$$

Согласно теореме Винера — Хинчина для случайных стационарных процессов спектр мощности рассеянного света находится путем преобразования Фурье от его корреляционной функции:

$$S(\mathbf{K}, \omega) = \int_0^{\infty} R(\mathbf{K}, \tau) \exp(-i\omega\tau) d\tau. \quad (9)$$

Интересно отметить, что спектр мощности нельзя получить путем преобразования Фурье квадрата амплитуды поля, так как получающаяся при этом величина сосредоточена на частоте $2\omega_0$. Спектральная амплитуда также не может служить характеристикой рассеянного поля, поскольку она является случайной величиной.

Учет диффузного движения частиц в бесконечном объеме приводит к следующему выражению для функции Ван-Хова ⁴⁹:

$$G(\Delta\mathbf{r}, \tau) = (4\pi D\tau)^{-3/2} \exp\left[-\frac{(\Delta\mathbf{r})^2}{4D\tau}\right], \quad (10)$$

где D — коэффициент диффузии частицы.

Если падающее излучение однородно, то

$$S(\mathbf{K}, \omega) = \frac{\text{const} \cdot K^2 D}{(K^2 D)^2 + (\omega_0 - \omega - \mathbf{K}\mathbf{u})^2}. \quad (11)$$

Это уравнение показывает, что спектр рассеянного излучения сдвинут по частоте по отношению к падающей волне на величину $\mathbf{K}\mathbf{u}$ и имеет лоренцовский вид. Полуширина спектра будет равна $2K^2 D$ и зависит только от коэффициента диффузии рассеивающей частицы и волнового вектора $\mathbf{K}$. В случае конечного объема спектр рассеянного света зависит также от его размеров ⁴⁹.

Учет диффузного движения при измерении переносной скорости нужен только при ее малых значениях. Чтобы выделить доплеровскую частоту, необходимо выполнить условие

$$\mathbf{K}\mathbf{u} > K^2 D. \quad (12)$$

Учитывая, что

$$K = \frac{4\pi n}{\lambda_0} \sin \frac{\theta}{2}, \quad (13)$$

где n — показатель преломления среды, условие (12) примет следующий вид:

$$u > 4\pi n D \lambda_0^{-1} \sin \frac{\theta}{2}. \quad (14)$$

Для типичных значений $\theta = 45^\circ$, $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ и $D = 10^{-8} \text{ см}^2/\text{сек}$ минимально обнаруживаемая скорость будет $u > 0,001 \text{ см/сек}$.

Если падающее излучение имеет гауссовское распределение амплитуды с радиусом пучка w , то для ламинарного потока форма спектра рассеянного излучения будет также гауссовской,

$$S(K, \omega) = \text{const} \cdot \frac{w}{u} \exp \left[-\frac{w^2}{2u^2} (\omega_0 - \omega - Ku)^2 \right], \quad (15)$$

с полушириной на уровне $1/e$, равной

$$\Delta\omega = \frac{2\sqrt{2}u}{w}. \quad (16)$$

Вычисление спектра рассеянного излучения для турбулентных потоков в общем случае невозможно, поскольку неизвестна функция Ван-Хова, и хотя частично эти вопросы рассматривались в ^{60, 61}, здесь еще много не решенных проблем. Правда, в некоторых частных случаях, например, для однородного и изотропного турбулентного потока спектр рассеянного излучения определяется степенью турбулентности потока, что используется при ее определении ^{42, 62}.

3. МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДОППЛЕРОВСКОГО СДВИГА ЧАСТОТЫ

Информацию о движении объекта, содержащуюся в рассеянном им свете, можно извлечь, подвергнув его спектральному анализу. Большие доплеровские сдвиги можно легко обнаружить, проводя анализ на оптических частотах при помощи узкополосных фильтров. Малые доплеровские сдвиги обнаруживаются только при анализе на частотах радиодиапазона, для чего частота рассеянного света должна быть сдвинута в этот диапазон с помощью нелинейного смещения. Ниже будут рассмотрены возможные способы реализации этого метода.

а) Фотосмещение. В этом случае на поверхность фотоприемника направляются две волны; реакция его квадратична относительно поля, поэтому если две волны имеют различные частоты, то выходной ток приемника содержит составляющую на разностной частоте. Опорной волной, относительно которой отсчитывают доплеровский сдвиг частоты, является часть излучения лазера, зондирующего исследуемый объект, что связано с нестабильностью частоты излучения лазера.

При оптическом фотосмещении необходимо, чтобы рассеянное излучение смешивалось на поверхности фотокатода с частью нерассеянного излучения лазера. Если излучение линейно поляризовано и не учитывается деполаризация при рассеянии, то мгновенное значение поля на фотокатоде можно выразить скалярной величиной $E(t)$. Фототок приемника в любой момент времени t без учета шумов пропорционален квадрату падающего поля:

$$i(t) = \text{const} \cdot |E(t)|^2. \quad (17)$$

Черта сверху означает усреднение за время, большое по сравнению с периодом световых колебаний. Полное поле $E(t)$ является суммой полей рассеянного $E_s(t)$ и опорного $E_0(t)$ пучков. Следовательно,

$$i(t) = \text{const} \cdot \sqrt{E_s(t) + E_0(t)^2}. \quad (18)$$

Обычно наблюдаемой величиной является спектр мощности $J(\omega)$ фототока, равный преобразованию Фурье его автокорреляционной функции:

$$J(\omega) = \text{Re} \int_0^\infty \langle i(0) i(\tau) \rangle \exp(-i\omega\tau) d\tau, \quad (19)$$

где угловые скобки означают усреднение по ансамблю.

Предполагая гауссовскую статистику, формулу (19) с учетом (18) и (9) можно записать в виде ⁴⁹

$$J(\omega) = \text{const} \cdot \left[\int_{-\infty}^{\infty} S(K, \omega') S_0(\omega - \omega') d\omega' + \int_{-\infty}^{\infty} S_0(\omega') S_0(\omega - \omega') d\omega' + \int_{-\infty}^{\infty} S(K, \omega') S(K, \omega - \omega') d\omega' \right]. \quad (20)$$

Первый интеграл в этом выражении описывает биения сигнальной и опорной волн; спектр мощности фототока имеет максимум на частоте,

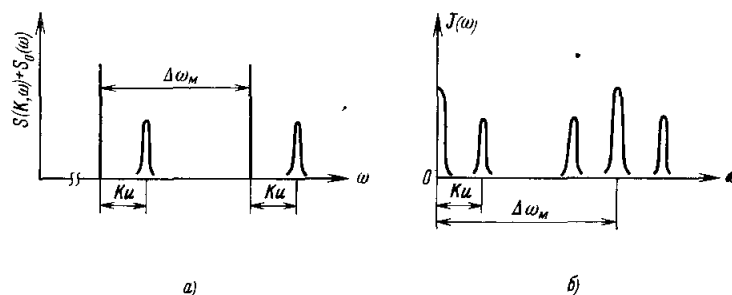


Рис. 2. а) Спектры излучения лазера и рассеянного света; б) спектр фототока.

Ku — доплеровский сдвиг частоты, $\Delta\omega_m$ — частота межмодовых биений.

равной доплеровскому сдвигу Ku . Остальные два члена описывают самобиения опорной и рассеянной волн; их спектры мощности фототока расположены около нулевой частоты. Обычно мощность опорной волны значительно больше мощности рассеянной, поэтому последним членом в (20) можно пренебречь.

На рис. 2 показан спектр мощности падающего излучения от лазера $S_0(\omega)$, состоящего из двух мод с разностью частот $\Delta\omega_m$, спектр мощности рассеянного излучения $S(\omega)$ и спектр мощности фототока $J(\omega)$.

Рассмотрим пространственные условия при фотосмешении. Эффективность преобразования световой энергии в электрическую на доплеровской частоте существенно зависит от распределения амплитуды и фазы падающих на фотоприемник волн. Эти вопросы рассматривались различными авторами как для определенного распределения амплитуд и фаз смешиваемых волн ⁶³⁻⁶⁷, так и для волн со случайным распределением амплитуд и фаз ⁶⁸⁻⁷¹. Как и следовало ожидать, преобразование будет эффективным только в том случае, если волновые фронты находятся в фазе на всей поверхности фотоприемника.

Полный ток фотоприемника можно рассчитать, если проинтегрировать квадрат суммарного поля по площади фотоприемника. Таким образом, если квантовый выход постоянен по всей поверхности, то величина сигнала на доплеровской частоте будет

$$i_s(t) = \text{const} \cdot \int_A \overline{E_s(x, y, t) E_o^*(x, y, t)} dx dy, \quad (21)$$

где A — площадь фотоприемника.

Если на фотоприемник диаметром D падают две плоские волны с равномерным распределением амплитуды, одна перпендикулярно к поверхности, а вторая — под углом γ к первой, то амплитуда сигнала i_s равна

$$i_s = \text{const} \cdot 2J_1\left(\frac{\pi D \sin \gamma}{\lambda}\right) / \left(\frac{\pi D \sin \gamma}{\lambda}\right). \quad (22)$$

где $J_1(x)$ — функция Бесселя первого порядка.

Сигнальный ток имеет заметную величину только при угле рассогласования волновых фронтов, удовлетворяющем условию

$$\sin \gamma < \frac{1,22\lambda}{D} \quad (23)$$

Для фотокатода размером 100 мкм и длины волны $\lambda = 0,63 \text{ мкм}$ это условие дает $\gamma < 2 \cdot 10^{-3} \text{ рад}$.

Физический смысл этого условия можно пояснить следующим образом (рис. 3). В результате интерференции волн с различной частотой на

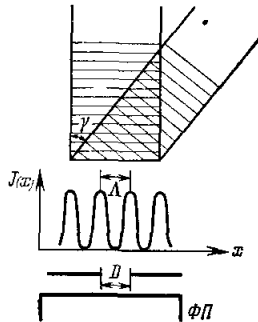


Рис. 3. Пространственные условия при фотосмещении плоских волн. D — диафрагма, $\Phi\Pi$ — поверхность фотоприемника.

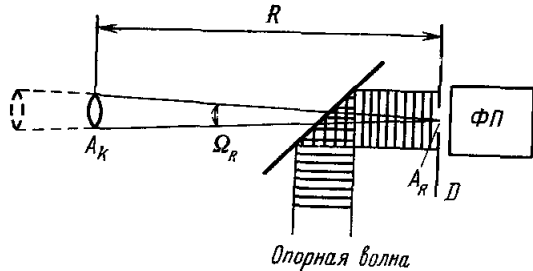


Рис. 4. Пространственные условия при фотосмещении плоской опорной волны и рассеянной.

поверхности фотоприемника имеются бегущие интерференционные полосы с периодом $\Lambda = \lambda / \sin \gamma$. Переменная составляющая фототока будет значительно больше постоянной составляющей, если размер фотоприемника будет меньше Λ , что эквивалентно условию (23). Заметим, что допустимый угол рассогласования можно получить, если фотоприемник рассматривать как излучающий источник с теми же размерами; тогда дифракционный угол расходимости его дает допустимый угол рассогласования.

Зигманом⁶⁹ была доказана антенная теорема, согласно которой такой приемник с заданной площадью A_R эффективно принимает волны в телесном угле Ω_R либо, если задан телесный угол Ω_R , эффективно работает не вся поверхность фотоприемника, а только некоторая его часть A_R , причем существует связь между A_R и Ω_R (рис. 4):

$$A_R \Omega_R \approx \lambda^2. \quad (24)$$

Все оптические элементы, расположенные на пути падающих пучков, могут менять лишь соотношение между A_R и Ω_R , но не могут изменить величины их произведения.

Свойства фотоприемника, работающего в режиме фотосмещения, можно также получить, рассматривая такой приемник как пространственный фильтр^{72, 73}: сигнальный ток будет только в том случае, если пространственный спектр сигнальной волны перекрывается с пространственным спектром опорной волны, откуда следует, что сигнальный ток не изменяется, если:

перед фотоприемником поставить фазовый фильтр;
поверхность фотоприемника сдвинута на некоторое расстояние вдоль оси;

вместо любых пассивных пространственных фильтров, поставленных на пути сигнального пучка, использовать эквивалентный опорный пучок.

Пространственные условия при фотосмещении рассеянного совокупностью частиц света можно легко получить из следующих рассуждений. Представим рассеянный частицами свет как пространственно-некогерентное излучение совокупности точечных источников. Согласно теореме Ван-Циттерта — Цернике⁷⁴ плоский источник с радиусом ρ освещает на расстоянии R площадку радиусом r_0 почти когерентно, причем

$$r_0 \approx \frac{\lambda R}{\rho}. \quad (25)$$

При фотосмещении рассеянного света важно, какая часть освещаемого объема дает вклад в сигнальный ток. Из формулы (25) находим, что эта часть имеет такую площадь:

$$A_K \approx \frac{\lambda^2 R^2}{A}, \quad (26)$$

где A — площадь фотоприемника.

Обычно площадь A_K называют площадью когерентности, а телесный угол, под которым видна она из фотоприемника, — конусом когерентности.

Сравнивая формулы (24) и (26), находим, что они фактически эквивалентны, и, следовательно, антенная теорема является следствием теоремы Ван-Циттерта — Цернике для процесса фотосмещения.

Таким образом, все частицы, которые находятся в цилиндре с площадью A_K , дают вклад в сигнальный ток, а все остальные частицы — только в постоянную составляющую фототока. Площадь A_K для обычных условий мала, поэтому пучок лазера необходимо фокусировать в исследуемую точку потока.

Использование метода фотосмещения для выделения доплеровского сдвига частоты будет успешным при условии достаточного отношения сигнала к шуму на выходе фотоприемника. Этот вопрос исследовался различными авторами^{66, 69, 25, 76}, и было установлено, что мощность шума складывается из мощности теплового, а также дробового шума, обусловленного действием сигнальной и опорной волн, фоновой засветкой и темновым током фотоприемника.

В доплеровской локации в качестве фотоприемников используют в основном фотоэлектронные умножители с большим внутренним усилением. При мощности сигнала порядка 10^{-7} — 10^{-9} вт, которая наиболее типична в ОДИС, как правило, основным источником шума является дробовой шум опорной волны. Поэтому отношение сигнала к шуму можно записать в виде⁶⁶

$$\frac{S}{N} = \frac{\varepsilon P_s}{\hbar \nu \Delta f [1 + P_s/P_0]}, \quad (27)$$

где ε — квантовая эффективность фотоприемника, h — постоянная Планка, P_s — мощность сигнальной волны, P_0 — мощность опорной волны, Δf — полоса анализирующей аппаратуры.

Из этой формулы видно, что S/N прямо пропорционально квантовой эффективности фотоприемника, и при $P_0 \gg P_s$ — мощности сигнала и обратно пропорционально ширине полосы фотоприемника. Эта формула получена в предположении, что ширина спектра сигнала меньше ширины полосы анализирующей аппаратуры, что не всегда выполняется.

При $P_0 \gg P_s$, как следует из формулы (27), S/N не зависит от мощности опорной волны. Это будет верно в том случае, если опорная волна не содержит собственных шумов. В противном случае мощность опорной волны должна быть ограничена. В реальных схемах ОДИС из-за шумов лазера мощность опорной волны не может превышать мощность сигнальной больше, чем в несколько раз.

б) Прямое фотодетектирование. Возможность использования прямого фотодетектирования в доплеровской локации на первый взгляд кажется нереальной, поскольку при этом вся информация

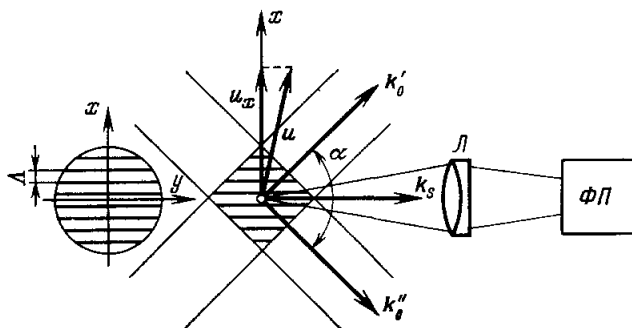


Рис. 5. Образование модуляции интенсивности рассеянного света при зондировании движущегося объекта двумя пучками.

L — линза, $\Phi\P$ — фотоприемник.

о частоте и фазе теряется: фотодетектор не чувствителен к частотной или фазовой модуляции оптической несущей, поэтому необходимо преобразование частотной модуляции в амплитудную. Это удастся сделать в схеме с двумя падающими под разными углами друг к другу пучками света. В этом случае интенсивность результирующего рассеянного поля будет промодулирована с частотой, равной разности доплеровских частот, независимо от направления наблюдения^{17-26, 77-81}; поэтому ОДИС, использующие этот принцип, называют дифференциальными. Основное достоинство прямого фотодетектирования — простота приемного устройства, поскольку здесь не возникает проблемы согласования фронтов. Следовательно, рассеянный свет можно собирать в большом телесном угле.

Рассмотрим пересечение двух когерентных пучков с волновыми векторами k_0' и k_0'' (рис. 5). В области пересечения образуется интерференционное поле, полосы равной интенсивности которого направлены вдоль биссектрисы угла α и перпендикулярны к плоскости падающих пучков. Если частоты падающих пучков разные, то образуется бегущее интерференционное поле. Интенсивность света в этом случае зависит от времени и координат по закону:

$$I(\mathbf{r}, t) = I_1(\mathbf{r}) + I_2(\mathbf{r}) + \sqrt{I_1(\mathbf{r}) I_2(\mathbf{r})} \cos [(\omega_1 - \omega_2)t - \mathbf{K}\mathbf{r}],$$

где $I_1(\mathbf{r})$, $I_2(\mathbf{r})$ — интенсивности падающих волн, ω_1 и ω_2 — их частоты.

Расстояние между полосами равной интенсивности Λ равно

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2 \sin(\alpha/2)} \quad (28)$$

Движение частицы в стоячем интерференционном поле ($\omega_1 = \omega_2$) приводит к тому, что интенсивность рассеянного света оказывается промодулированной с частотой f , равной

$$f = \frac{u_x}{\Lambda} \quad (29)$$

где u_x — проекция вектора скорости на перпендикуляр к биссектрисе угла α .

Эта частота не зависит от направления наблюдения. Если в области пересечения пучков имеется несколько частиц, то в выражении для рассеянного поля появляются дополнительные члены, обусловленные интерференцией полей, рассеянных отдельными частицами. Этот вопрос детально исследован в работе ⁷⁷.

В методе прямого фотодетектирования получается хорошее отношение сигнала к шуму, поскольку рассеянный свет собирается в большом телесном угле и поэтому мощность его достаточно велика. Так, проведенные в работе ⁷⁸ измерения отношения сигнала к шуму при рассеянной мощности 10^{-8} *вт* дали значение $S/N = 31 \text{ dB}$, в то время как для фотосмещения при тех же условиях рассеяния $S/N = 17 \text{ dB}$.

Предельное отношение сигнала к шуму в методе прямого фотодетектирования на 3 dB меньше, чем при фотосмещении ⁶⁶. При большой концентрации частиц отношение S/N при прямом фотодетектировании ниже, чем при фотосмещении ⁷⁷.

В заключение заметим, что как при фотосмещении, так и при прямом фотодетектировании регистрируется модуль разности двух частот.

в) **О п т и ч е с к и й с п е к т р а л ь н ы й а н а л и з.** Его сущность хорошо изложена в монографии ⁸³; перспективность использования метода в ОДИС была доказана в ²¹. Оптический спектральный анализ может оказаться особенно эффективным при измерении больших скоростей ^{26, 28-30, 47, 82, 84, 85}.

Для непосредственной оценки энергетического спектра $S(\omega)$ рассеянное излучение необходимо пропустить через узкополосный фильтр с известной частотной характеристикой $H(\omega)$. Тогда реакция фотоприемника, помещенного после фильтра, будет определяться следующим соотношением ⁸⁶:

$$i_s = \rho \int_0^\infty S(\mathbf{K}, \omega) |H(\omega)|^2 d\omega, \quad (30)$$

где ρ — чувствительность фотоприемника.

Как видно из формулы (30), с учетом (11), реакция приемника будет заметной только в том случае, когда частота пропускания фильтра будет совпадать с частотой $\omega_0 = \mathbf{Ku}$, т. е. с доплеровской частотой. Для целей оптической доплеровской локации наиболее подходящим узкополосным фильтром является интерферометр Фабри — Перо, плоский или конфокальный ⁸⁷⁻⁸⁹, частотная характеристика которого имеет вид ⁸⁶

$$|H(\omega)|^2 = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{A^2}{\beta^2 + (\omega - \omega_n)^2}, \quad (31)$$

где β и A — коэффициенты, зависящие от параметров интерферометра.

Собственные частоты ω_n определяются расстоянием между зеркалами интерферометра L и равны

$$\omega_n = 2\pi \frac{nc}{2L} \quad (32)$$

для плоского и

$$\omega_n = 2\pi \frac{nc}{4L} \quad (33)$$

для конфокального. Здесь c — скорость света, L — расстояние между зеркалами. Ширина частотной характеристики, определяющая минимально измеряемый доплеровский сдвиг частоты ^{*}), не зависит от номера собственных частот и равна

$$\Delta\omega \approx \frac{2(1-r)}{L} c, \quad (34)$$

где r — коэффициент отражения зеркал.

Изменяя частотную характеристику интерферометра, можно определить спектр рассеянного излучения и значение доплеровской частоты. Для повышения точности измерений на интерферометр направляют наряду с рассеянной и опорную волну (рис. 6).

Следует отметить преимущества использования конфокального интерферометра, который имеет более узкую

частотную характеристику (разрешающая сила достигает 10^8), что позволяет измерять скорости начиная с 1 м/сек.

К преимуществам спектрального метода следует отнести также простоту в конструкции приборов и в измерении больших скоростей. Так как здесь измеряется непосредственно доплеровская частота, то не возникает проблемы определения направления движения.

К сожалению, отсутствие соответствующих спектральных приборов серийного производства затрудняет распространение этого метода в доплеровской локации, хотя возможности его пока не исчерпаны.

4. ПРАКТИЧЕСКИЕ СХЕМЫ ОПТИЧЕСКИХ ДОПЛЕРОВСКИХ ИЗМЕРИТЕЛЕЙ СКОРОСТИ

а) Оптические схемы ОДИС. По методу выделения доплеровского сдвига частоты все оптические схемы ОДИС можно разделить на следующие группы:

схемы с опорным пучком, использующие метод фотосмещения;
дифференциальные схемы, основанные на прямом фотодетектировании;
схемы с оптическими спектральными приборами.

На рис. 7 и 8 показаны схемы (в которых доплеровский сдвиг частоты выделяется методом фотосмещения), предложенные в работах ^{16, 33}. Пучок $He - Ne$ -лазера 1 (рис. 7) ограничивается диафрагмой 2 и линзой 3 фокусируется в исследуемую точку потока. Рассеянный свет собирается

^{*}) Ширина частотной характеристики однозначно определяет минимально измеряемый сдвиг частоты согласно критерию Рэлея только при фотографическом способе регистрации интерференционной картины. Как было показано в работах ^{167, 168}, применение радиофизических методов регистрации интерференционной картины позволяет значительно повысить разрешающую способность спектральных приборов.

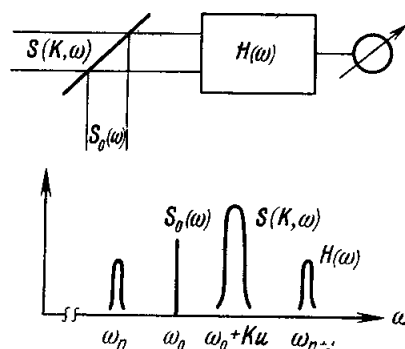


Рис. 6. Прямой спектральный анализ рассеянного излучения при помощи узкополосного фильтра.

линзой 4 и при помощи зеркала 6 направляется на фотоприемник 8, туда же направляется прошедший пучок лазера при помощи линзы 9, полупрозрачной пластины 7 и зеркала 10, назначение которого сводится к выравниванию оптических путей рассеянной волны и прямого пучка. Основным недостатком такой схемы является сложность юстировки, так как прямую и рассеянную волны необходимо совмещать с высокой степенью точности.

Большое распространение получила схема с двумя зондирующими пучками¹⁶. В этом случае пучок лазера 1 (рис. 8) делится полупрозрачной пластиной 2 на два пучка, которые с помощью зеркал 3 и 4 и фокусирующих линз 5 и 6 направляются в исследуемую точку потока; на пути одного из пучков ставится набор диафрагм 7 и 8. Согласование волновых фронтов рассеянного света и опорной волны на поверхности фотоприемника 9 осуществляется относительно легко, так как они распространяются по одному и тому же направлению. Для получения определенного соотношения

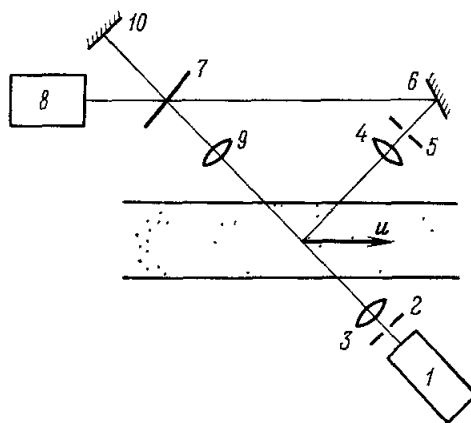


Рис. 7. Однолучевая схема ОДИС³³.

1 — лазер, 2, 5 — диафрагмы, 3, 4, 9 — линзы, 6, 10 — зеркала, 7 — полупрозрачное зеркало, 8 — фотоприемник.

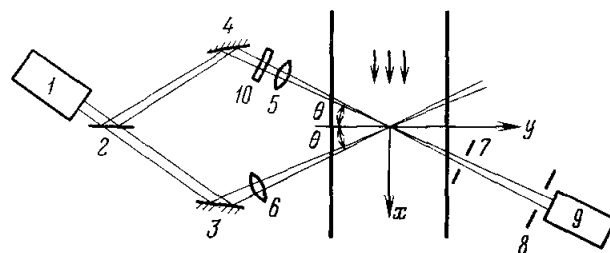


Рис. 8. Двухлучевая схема ОДИС¹⁶.

1 — лазер, 2 — полупрозрачная пластинка, 3, 4 — зеркала, 5, 6 — линзы, 7, 8 — диафрагмы, 9 — фотоприемник, 10 — нейтральный фильтр.

ношения между мощностью опорного пучка и рассеянного ставится нейтральный фильтр 10.

Некоторые авторы используют схемы, в которых опорный пучок проходит мимо исследуемого объекта^{15, 90-94}, тем самым поток не нарушает пространственную когерентность опорного пучка.

Существуют схемы ОДИС, в которых опорной волной является рассеянное под другим углом излучение лазера^{52, 78}.

В работах¹⁷⁻²⁶ была предложена дифференциальная схема ОДИС, в которой согласование волновых фронтов рассеянных волн осуществляется автоматически, и поэтому фотоприемник работает в режиме прямого фотодетектирования.

На рис. 9 показана одна из таких схем⁹⁵. Пучок света от лазера непрерывного действия 1 делится отражающей призмой 2 на два идентичных пучка, которые при помощи зеркал 3 и 4, линз 5 и 6 направляются в исследуемую точку потока 7. В отличие от схемы рис. 8, рассеянный свет собирается в большом телесном угле объективом 8 и направляется

на фотоприемник 10, перед которым поставлена диафрагма 9. В такой схеме измеряется скорость в точке пересечения двух пучков, где образуется интерференционное поле с чередованием максимумов и минимумов интенсивности.

В дифференциальной схеме, предложенной в ^{22, 51}, кроме рассеянных пучков, на фотодиод направляются и прошедшие пучки. Однако отношение сигнала к шуму получается выше, если прошедших пучков нет ⁹⁶

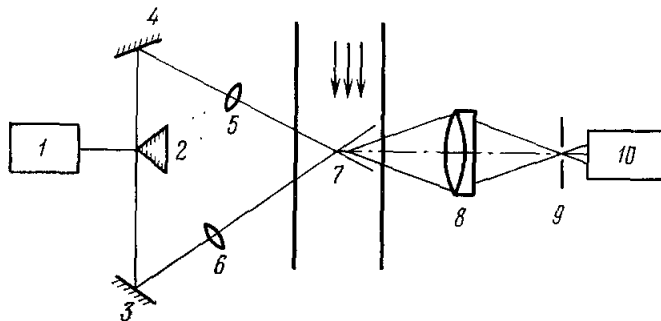


Рис. 9. Дифференциальная схема ОДИС ⁹⁵.

1 — лазер, 2 — отражающая призма, 3, 4 — зеркала, 5, 6 — линзы, 7 — исследуемый поток, 8 — объектив, 9 — диафрагма, 10 — фотоприемник.

или если использован дифференциальный усилитель ⁹⁷ для уменьшения влияния шумов лазера.

На рис. 10 показана схема ОДИС, в которой для выделения доплеровского сдвига частоты применен конфокальный интерферометр Фабри — Перо ⁸⁴.

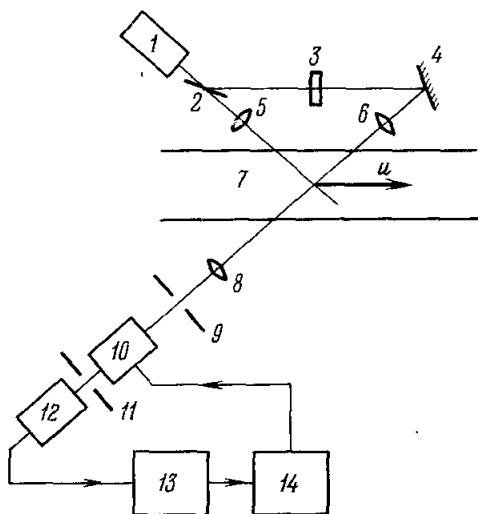


Рис. 10. Схема ОДИС с интерферометром Фабри — Перо ⁸⁴.

1 — лазер, 2 — полупрозрачная пластинка, 3 — нейтральный фильтр, 4 — зеркало, 5, 6 — линзы, 7 — исследуемый поток, 9, 11 — диафрагмы, 10 — конфокальный интерферометр, 12 — фотоприемник, 13 — усилитель, 14 — осциллограф.

Перо ⁸⁴. Излучение аргонового лазера 1, работающего в одночастотном режиме, делится на два пучка пластиной 2 и фокусируется линзами 5 и 6 в исследуемую точку потока 7. Рассеянный свет и прямой, ослабленный фильтром 3, направляются на конфокальный интерферометр 10. Линза 8 и диафрагма 9 служат для согласования падающего излучения с интерферометром 10. Излучение с интерферометра подается на фотоприемник 12 через ограничивающую диафрагму 11. Сигнал с фотоприемника через усилитель 13 наблюдается на осциллографе 14, напряжение развертки которого подается на сканирующий интерферометр. В ⁸⁴ использован сканирующий конфокальный интерферометр с разрешением 7,5 МГц при области дисперсии прибора 2 Гц. Указывалось, что с помощью разработанного

ОДИС можно измерять скорости, начиная с 25 см/сек. Такие схемы ОДИС целесообразно применять при исследовании сверхзвуковых потоков. К недостаткам их относится сложность обработки информации, особенно с применением ЭВМ.

Измерение вектора скорости рассматривалось в работах ^{27, 98-102}. Во всех рассмотренных выше схемах определяется модуль проекции вектора скорости на выбранное направление. Для измерения направления частоту одного из пучков необходимо сдвинуть, для чего используется однополосная модуляция пучка при помощи электрооптических кристаллов ¹⁰³, дифракция света на ультразвуковых волнах ^{9, 10, 91, 104} и на движущейся дифракционной решетке ¹⁰⁵⁻¹⁰⁷.

В качестве источников когерентного излучения в ОДИС в настоящее время используются He — Ne-, аргоновые и лазеры на CO₂, работающие в непрерывном режиме. При использовании фотоприемников для выделения доплеровского сдвига частоты необходимы лазеры с хорошей пространственной когерентностью. При наличии нескольких продольных мод надо выравнивать оптические пути прямой и рассеянной волн с точностью до нескольких см ¹⁰⁸. Если используются спектральные приборы, то необходимы лазеры с хорошей временной когерентностью.

Фактически во всех схемах ОДИС нужны устройства для деления или совмещения световых пучков, в качестве которых могут применяться полупрозрачные пластины ¹⁰⁹, делительные кубики, поляризационные устройства ¹⁷, дифракционные решетки ¹¹⁹, отражающие призмы, бипризмы Френеля, дифракция света на двух щелях.

Важной характеристикой ОДИС является его пространственное разрешение, т. е. тот объем, из которого поступает информация о скорости, особенно при исследовании пограничных слоев жидкости, пристеночного течения, потоков с большим градиентом скорости.

Вычисление объема для измерения скорости сводится к нахождению зависимости величины доплеровского сигнала от местоположения частицы. Для схемы, показанной на рис. 8, она имеет вид ⁴⁸

$$i_s(t) = \text{const} \cdot \exp \left(- \frac{x^2 \cos^2 \theta + y^2 \sin^2 \theta + z^2}{w^2} \right) \cos (\Omega_D t + \Phi);$$

здесь w — радиус пучка, где интенсивность уменьшается в e раз.

Если отношение минимально обнаруживаемого значения тока к максимальному обозначим как $\exp(-\eta^2)$, то объем измерения ограничен поверхностью

$$\frac{x^2 \cos^2 \theta + y^2 \sin^2 \theta + z^2}{w^2} = \eta^2 \quad (35)$$

и представляет собой эллипсоид вращения с осями

$$\left. \begin{aligned} \Delta x &= \frac{2w\eta}{\cos \theta}, \\ \Delta y &= \frac{2w\eta}{\sin \theta}, \\ \Delta z &= 2w\eta. \end{aligned} \right\} \quad (36)$$

Для пучка лазера радиусом 50 мкм, $\theta = 10^\circ$ $\eta = 1$; объем измерения имеет размеры $100 \times 600 \times 100$ мкм, реально достижима величина $3 \times 3 \times 10$ мкм, причем больший размер должен совпадать с направлением измеряемой скорости.

Таким образом, объем измерения определяется оптическими параметрами w и θ , а также радиоизмерительной частью схемы ОДИС (параметр η). Экспериментальная проверка пространственного разрешения проводилась в ^{21, 33}.

Следует сказать, что во многих статьях приводятся размеры области измерения разработанной схемы, но ничего не говорится о том, как эти размеры определялись. Как видно из приведенных рассуждений, без этого говорить о пространственном разрешении не имеет смысла.

В дифференциальной схеме объем измерения определяется областью пересечения двух пучков, параметрами собирающего рассеянный свет объектива и размерами диафрагмы.

Показанные на рис. 7—9 оптические схемы позволяют выделить доплеровский сдвиг частоты, дающий информацию о скоростной структуре потока. Для обработки доплеровского сигнала, снимаемого с фотоприемника, используются различные радиоизмерительные схемы. Прежде чем приступить к их рассмотрению, проанализируем параметры доплеровского сигнала. В ⁴⁸⁻⁵⁰ было установлено, что он представляет собой узкополосный случайный гауссовский сигнал с амплитудой, флуктуирующей даже в случае ламинарных потоков. Амплитудная модуляция возникает из-за дискретности рассеивающих центров и конечного объема рассеивания, а также из-за распределения частиц по размерам.

Доплеровский сигнал является немонахроматическим и имеет конечную спектральную (см. выражения (11) и (15)) ширину. Причины уширения доплеровского сигнала можно разделить на два класса:

влияние физических процессов, происходящих в потоке;
влияние некоторых факторов оптической части схемы.

Первая группа причин уширения обусловлена следующими фактами:

- 1) скорость рассеивающих частиц может изменяться в течение времени обработки сигнала,
- 2) в пределах измерительного объема имеет место течение с градиентом скорости ^{21, 49, 112};
- 3) частицы испытывают броуновское движение ^{13, 49}.

Эти факторы полностью относятся к механике жидкости и, в принципе, дают информацию о потоке. Например, спектр рассеянного света в потоке при наличии градиента скорости по оси z имеет вид ⁴⁹

$$S(K, \omega) = \text{const} \cdot \frac{l_x}{l_z} \int_{-\infty}^{\infty} u^{-1} \exp \left[-\frac{2l_z^2}{u^2} (\omega_0 - \omega - Ku)^2 - \frac{(z - z_0)^2}{2l_z^2} \right] dz, \quad (37)$$

где l_x, l_z — характерные размеры объема рассеяния.

Для получения окончательного вида спектра необходимо выражение (37) проинтегрировать с заданной функцией $u(z)$.

Аппаратурное уширение, обусловленное оптической частью схемы ОДИС, можно рассматривать двумя способами: как конечный временной дуг рассеянной волны, длительность которого определяется линейным размером области пересечения в направлении потока, т. е. w/u , или как угловая неопределенность в направлении сфокусированных световых волн, $\Delta\alpha/\alpha$ ^{112, 113}. В ^{48, 49} было показано, что оба эти подхода к рассмотрению уширения являются эквивалентными.

Из формул (7) и (11) видно, что спектр мощности рассеянного поля в случае ламинарного потока и без учета диффузии полностью определяется автокорреляционной функцией амплитудного распределения поля. В частности, если падающий свет имеет гауссовское распределение интенсивности, то, как уже отмечалось выше, спектр рассеянного света тоже имеет гауссовский вид. Поэтому спектр фототока согласно (24) будет равен свертке двух гауссовских кривых, и его ширина будет в $\sqrt{2}$ раз больше ширины спектра рассеянного излучения.

Следует особо отметить, что ширина спектра фототока не зависит от концентрации частиц в потоке, как это ошибочно утверждалось в работе ¹¹⁹.

Ширина регистрируемого спектра фототока будет обусловлена конечной шириной спектра излучения лазера, аппаратурным уширением анализирующей аппаратуры и шириной спектра рассеянного поля.

б) Радиоизмерительные схемы ОДИС. Для обработки доплеровского сигнала, снимаемого с фотоприемника, применяются следующие за частотой системы, схемы с частотным дискриминатором, а также спектральный или корреляционный анализ. Обработка доплеровского сигнала в ОДИС является типичной задачей статистической радиотехники¹²⁰, и поэтому здесь могут найти применение все уже разработанные методы.

Наиболее часто используются анализаторы спектра. Измерение средней частоты и регистрация спектра доплеровского сигнала осуществляется здесь путем сканирования узкополосного фильтра по исследуемому

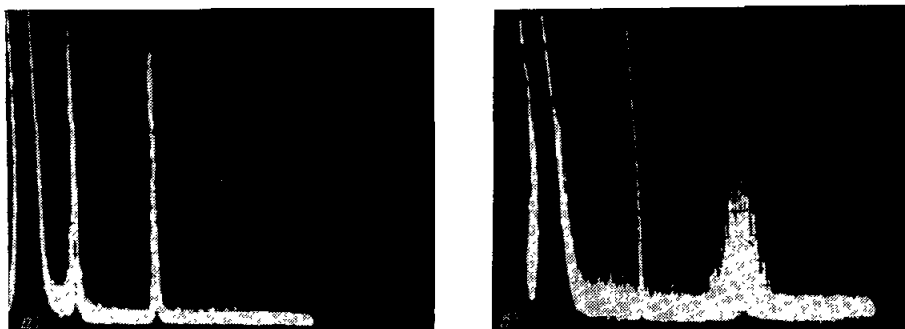


Рис. 11. Спектры доплеровского сигнала.

а) Ламинарный режим, $Re = 300$, метка справа 200 кГц; б) турбулентный режим, $Re = 3000$, метка в середине 200 кГц. Время экспозиции 20 сек.

спектру. С помощью его можно исследовать как ламинарные, так и турбулентные стационарные потоки. На рис. 11 показаны типичные спектры в случае ламинарного (рис. 11, а) и турбулентного (рис. 11, б) течения потока. Несмотря на свою простоту и хорошее аппаратное обеспечение, этот метод имеет существенные недостатки¹²¹:

1) относительно большая погрешность измерений, которая для турбулентных потоков составляет около 1% для средней скорости и 5% для ширины спектра,

2) метод неприменим для исследования нестационарных потоков.

В дальнейшем этот метод, по-видимому, будет использоваться в основном для контроля сигналов, а не для измерения.

Корреляционный анализ доплеровского сигнала менее распространен, чем спектральный, по-видимому, из-за сложности проведения измерений и отсутствия соответствующей аппаратуры. Возможность его использования исследовалась в^{111, 122-125}. Корреляционный анализ имеет те же недостатки, что и спектральный анализ, а для гауссовского случайного процесса не дает новой информации по сравнению с ним.

Если применяется частотный дискриминатор¹²⁶⁻¹²⁸, то частота доплеровского сигнала преобразуется в аналоговое напряжение. Здесь возникают две трудности:

1) частотный дискриминатор должен быть линейным в широком диапазоне, что является сложной задачей;

2) отношение сигнала к шуму должно быть большим.

Из сказанного ясно, что в будущем частотные дискриминаторы могут использоваться только, как часть устройств по слежению за частотой доплеровского сигнала.

Для измерения и обработки доплеровского сигнала, по-видимому, найдут широкое применение следующие за частотой системы. В работе ³³ впервые такая система использовалась при измерении ламинарного течения жидкости с максимальной скоростью 5 м/сек. В дальнейшем при помощи систем исследовались турбулентные потоки ^{27, 98, 124-133}, нестационарные потоки ¹³⁴, корреляция скоростей ¹³⁵.

На рис. 12 показана блок-схема следящей системы, разработанной авторами работы ¹³¹. На вход следящей системы подается доплеровский сигнал, снимаемый с фотоприемника 1; этот сигнал имеет амплитудную и частотную модуляции. Напряжение на выходе следящей системы пропорционально скорости. Доплеровский сигнал смешивается в модуляторе 2 с сигналом от управляемого генератора 3. Сигнал на промежуточной

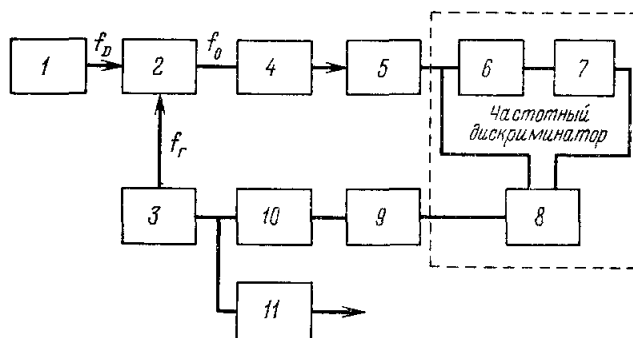


Рис. 12. Принципиальная схема следящей системы для определения параметров турбулентного течения ¹³¹.

1 — фотоприемник, 2 — смеситель, 3 — управляемый генератор, 4, 6 — узкополосные фильтры, 5, 7 — ограничители, 8 — устройство сравнения фазы, 9 — интегратор, 10 — усилитель, 11 — согласующий каскад.

частоте далее проходит узкополосный фильтр 4 и ограничитель 5, исключаяющий амплитудные флуктуации, присущие доплеровскому сигналу, и поступает на частотный дискриминатор, состоящий из узкополосного фильтра 6, ограничителя 7 и устройства сравнения фазы 8. Напряжение на выходе пропорционально девиации промежуточной частоты вблизи фиксированного значения f_0 . После соответствующего сглаживания с большой постоянной времени τ в блоке 9 и усиления в блоке 10 результирующее напряжение рассогласования V по цепи обратной связи поступает на управляющий вход генератора. Результат действия цепи обратной связи таков, что при достаточном усилении частота генератора следует за частотой доплеровского сигнала, сохраняя с ней почти постоянную разность, равную промежуточной частоте f_0 . Таким образом, напряжение V представляет собой электрический аналог доплеровской частоты, а следовательно, и скорости потока. Это напряжение через дополнительный делитель 11 поступает для дальнейшей обработки.

Особенностью рассмотренной схемы является блок памяти, поскольку доплеровский сдвиг сильно флуктуирует, и имеются интервалы времени, когда уровень сигнала недостаточен. Например, когда концентрация частиц настолько мала, что в среднем в освещаемом объеме в данный момент времени находится меньше одной частицы, сигнал будет полностью исчезать между последовательными прохождениями частиц. Но даже при большой концентрации частиц сигнал может флуктуировать до уровня ниже минимально обнаруживаемого порога. В этом случае блок памяти

имеет на выходе напряжение рассогласования, равное предшествующему значению *).

К сожалению, наряду с определенными достижениями в разработке следящих систем, здесь есть еще много трудностей, связанных со срывом слежения, особенно при исследовании турбулентных течений и при малых отношениях сигнала к шуму. Заметим также, что следящие системы работают при большем отношении сигнала к шуму, чем несledящие¹²⁰.

5. ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА В АЭРО- И ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

а) Исследование броуновского движения частиц в жидкостях. Первая работа по доплеровской локализации была посвящена исследованию рассеяния света на частицах, испытывающих броуновское движение⁷. В этом случае спектральный анализ рассеянного света, как показывает формула (11), позволяет определить такие важные характеристики, как коэффициент диффузии частиц, по которому можно вычислить их размер. Основной особенностью исследования броуновского движения является то, что здесь используется спектральный анализ только рассеянной волны (без опорной), что существенно упрощает методику эксперимента.

Этот метод применяется также для измерения теплопроводности обычных жидкостей, теплопроводности вблизи критической точки в жидкости; в химии — для определения скорости химических реакций; в биофизике — для определения коэффициента диффузии биологических макромолекул. Данное направление использования метода усиленно развивалось; ему посвящены обзоры^{13, 136}.

б) Исследование распределения скоростей в звуковых потоках. Первые работы по применению метода в гидродинамических экспериментах относились к исследованию ламинарных потоков жидкости и газа. В дальнейшем оказалось, что измерение средней скорости турбулентных потоков с помощью данного метода не вызывает дополнительных трудностей. Для измерения звуковых скоростей используются ОДИС с фотосмещением или дифференциальные. Принципиальной разницы в исследовании потоков жидкости или потоков газа нет; отличие состоит только в том, что в газовый поток труднее вводить оптические неоднородности; кроме того, скорость введенных частиц не всегда соответствует скорости потока, что особенно заметно при исследовании турбулентных потоков.

Измерение распределения скоростей потоков жидкости в каналах проводилось в работах^{13, 31-36, 93-95, 137-139}, в элементах струйной автоматики — в^{45, 134, 140, 141}, между вращающимися цилиндрами — в⁴²; диапазон скоростей здесь от нескольких мм/сек¹³⁷ до 20 м/сек. С помощью данного метода в работах^{134, 143, 144} исследовались нестационарные потоки, а в^{39-41, 145-147} — неньютоновские жидкости. Заметим, что в последнем случае нельзя использовать термоанемометр, так что доплеровский метод пока остается единственным для изучения скоростной структуры потоков с неньютоновской жидкостью и, по-видимому, позволит более полно объяснить эффект Томса (снижение гидравлического сопротивления при добавлении в жидкость полимеров в ничтожных концентрациях),

*) Используя данный принцип обработки доплеровского сигнала, фирма «Disa Elektronik» выпускает серийно лазерный анемометр (Type 55L) с пределами измерений от 1 мм/сек до 300 м/сек и погрешностью $\pm 1\%$.

а также выяснить другие аномальные явления в поведении неньютоновских жидкостей.

Особо следует выделить работы по применению метода для измерения скоростей в пристенном слое^{21, 31, 41, 112, 137, 140, 141}. В этом случае наиболее полно выявляются преимущества ОДИС перед традиционными методами измерения; высокое пространственное разрешение позволяет проводить такие исследования, не внося возмущений в исследуемый поток. Наличие градиента скорости в пределах объема измерения можно также

использовать для получения распределения скорости в пристенном слое потока жидкости.

Распространение метода для исследования газовых потоков проводилось также рядом авторов^{33, 37, 38, 98, 148-153} в диапазоне скоростей от нескольких см/сек до 300 м/сек. Так, в⁹⁸ исследовалась турбулентная воздушная струя, измерялись все три компоненты вектора скорости, а в¹⁵² рассматривалась возможность работы ОДИС с одночастотным CO₂-лазером мощностью 20 Вт для изучения вихрей в атмосфере, создаваемых самолетами на расстоянии до 1 км.

Следует заметить, что пока большинство упомянутых выше работ по применению метода носили иллюстративный характер, так как показывалась в основном

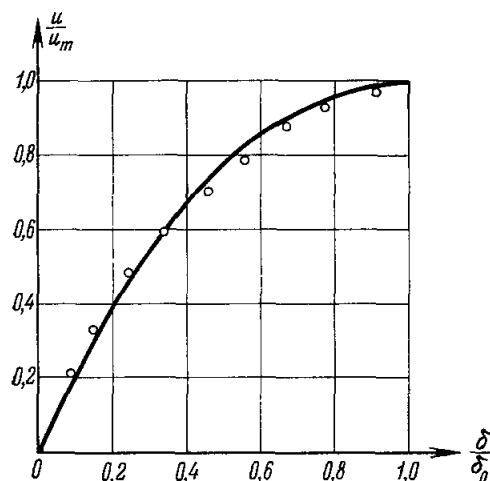


Рис. 13. Распределение скоростей в ламинарной пленке жидкости³¹.

$u_m = 5,0$ см/сек, толщина пленки $\delta_0 = 0,97$ мм.

возможность измерения скорости с разработанной авторами установкой. Однако в некоторых работах были получены такие результаты, которые другими методами получить было невозможно. Это прежде всего относится к изучению неньютоновских жидкостей и пограничных слоев. Например, на рис. 13 показано распределение скоростей в ламинарной пленке жидкости толщиной 0,95 мм, стекающей по вертикальной поверхности, полученное в работе³¹ с помощью дифференциальной схемы ОДИС.

Исследование мелкомасштабных потоков в элементах струйной автоматики позволило существенно уточнить законы движения жидкости и создать методику их расчета.

в) Исследование распределения скоростей в сверхзвуковых потоках. Применение ОДИС для исследования сверхзвуковых газовых потоков имеет ряд особенностей. Прежде всего это большие доплеровские сдвиги, порядка 1 ГГц для обычных оптических схем. Поскольку частотная характеристика фотоприемников спадает в полосе около 100 МГц, то это затрудняет использование методов фотосмещения и прямого детектирования. Правда, с помощью специальных оптических схем удастся доплеровский сдвиг частоты значительно уменьшить за счет подбора угла между пучками, например; можно применить дифференциальную схему с делением пучка при помощи бипризмы Френеля. В этом случае угол между пучками достигает 30°, что при 1000 м/сек дает 10 МГц. Однако при этом ухудшаются другие параметры ОДИС, например, пространственное разрешение.

К настоящему времени имеется относительно мало данных об использовании данного метода для исследования сверхзвуковых потоков, хотя здесь можно ожидать наиболее интересных результатов, особенно при изучении течений в пристенном слое, в отрывных зонах, где теоретический расчет пока затруднен. Сравнительно мало изучались с помощью этого метода двухфазные потоки.

Выделение доплеровского сигнала с помощью фотоприемников осуществлялось в работах по измерению скорости ударных волн^{25, 154} и газовых потоков^{155, 157}.

Как уже отмечалось выше, по-видимому, наиболее перспективным методом выделения доплеровского сигнала в случае сверхзвуковых потоков является оптический спектральный анализ с помощью приборов высокого разрешения^{26, 28, 30, 46, 84, 157, 158}. Так, в⁸⁴ рассматривался вопрос о применении аргонного лазера с конфокальным интерферометром для изучения сверхзвуковых газовых потоков, измерения средней скорости и степени турбулентности. В²⁸ исследованы сверхзвуковые двухфазные потоки при скорости до 3000 м/сек.

Применение интерферометров пока осложняется и относительной трудностью обработки информации, получаемой при помощи их.

г) Измерение параметров турбулентных потоков. Экспериментальное исследование скорости турбулентных потоков представляет собой сложную задачу, для решения которой до недавнего времени использовался только термоанемометр. Можно с уверенностью сказать, что доплеровский метод измерения локальных скоростей найдет здесь широкое распространение и на основе его будут созданы приборы, намного превосходящие термоанемометр.

При исследовании турбулентных потоков необходимо определить следующие величины: среднюю скорость, степень турбулентности, частоту пульсаций скорости, корреляцию скоростей в различных точках, корреляцию скоростей в одной точке, но по разным направлениям. Эти параметры можно получить с помощью ОДИС, не внося возмущений в исследуемый поток.

Измерение средней скорости турбулентных потоков можно проводить с помощью любых радиоизмерительных схем, рассмотренных выше, так же как и в случае ламинарных потоков.

Определение степени турбулентности проводится путем спектрального анализа доплеровского сигнала; этот способ впервые использован в работе⁴² и в дальнейшем — в работах^{43, 62, 118, 145, 159}.

Скорость в любой точке турбулентного потока можно представить в виде суммы двух составляющих: средней скорости потока $\bar{u}$, усредненной за большой период времени, и пульсационной составляющей u' ¹⁶², т. е.

$$u(t) = \bar{u} + u'(t). \quad (38)$$

Поэтому частоту рассеянного света можно представить как

$$f_D(t) = f_0 + f_{\text{дев}}(t), \quad (39)$$

где f_0 — несущая частота, соответствующая скорости $\bar{u}$, $f_{\text{дев}}(t)$ — девиация частоты, соответствующая скорости u' .

Поэтому степень турбулентности определяется как

$$\frac{\sqrt{u'^2}}{\bar{u}} = k \frac{\Delta f}{f_0},$$

где Δf — уширение спектра, обусловленное турбулентными пульсациями, k — коэффициент, зависящий от уровня, по которому отсчитывается ширина спектра.

Однако, так определять степень турбулентности можно только при условии, что отношение среднеквадратичного значения девиации частоты

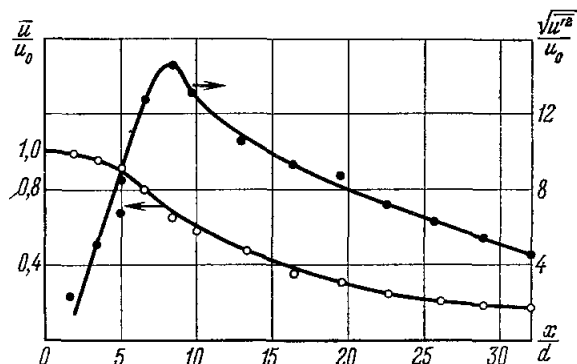


Рис. 14. Распределение скорости и степени турбулентности по оси затопленной турбулентной струи жидкости ¹⁴⁵.

u_0 — начальная скорость истечения струи, d — диаметр сопла ($d = 3,0$ мм), x — координата вдоль оси струи.

к максимальной частоте пульсаций значительно больше единицы, на что впервые было указано в работе ⁶².

На рис. 14 приведены результаты измерений в осесимметричной затопленной турбулентной струе жидкости, полученные при помощи дифференциального ОДИС со спектральным анализом сигнала ¹⁴⁵.

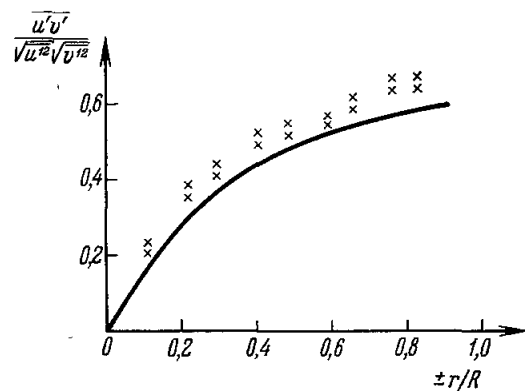


Рис. 15. Распределение рейнольдсовых напряжений в трубе при $Re = 18\,000$ ¹³³.

u' , v' — составляющие вектора пульсационной скорости, R — радиус трубы, r — расстояние от оси потока, $\times$ — экспериментальные данные, — — — кривая, полученная Лауфером при $Re = 50\,000$ ¹⁶³.

Измерения пространственной корреляции скорости можно сделать двумя способами. В первом случае проводится спектральный анализ фототока около нулевой частоты ⁵⁰. Во втором случае используются два ОДИС, измеряющие мгновенные скорости в двух точках, затем вычисляется их корреляция ¹²⁸, ¹³⁵.

Измерение рейнольдсовых напряжений (среднее значение от произведения пульсационных скоростей в одной точке по двум взаимно-перпендикулярным направлениям) проводилось как при помощи одноканального ОДИС ¹³² ¹⁶¹, так и двухканального ¹³³. На рис. 15 показана зависимость рейнольдсовых напряжений по сечению потока ¹³³.

При использовании ОДИС со следящей системой степень турбулентности определяется как отношение среднеквадратичного значения снимаемого с фильтра напряжения и его постоянной составляющей ¹³¹.

Частотный спектр пульсаций скорости можно получить только при помощи ОДИС со следящей системой, проводя спектральный анализ снимаемого с фильтра напряжения. В работах ⁹⁸, ¹⁶⁰ проводились сравнения измерений степени турбулентности и частотного спектра пульсаций скорости при помощи ОДИС и термоанемометра.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, доплеровский метод измерения скоростей может с успехом применяться в различных областях науки и техники. В настоящем обзоре не было возможности затронуть рассмотрение таких важных вопросов, как измерение скорости движения различных поверхностей: листов проката, вращающихся цилиндров и т. п.

Использование амплитудных и поляризационных характеристик рассеянного света может дать дополнительную информацию об исследуемом объекте; например, по величине доплеровского сигнала можно судить о размерах частиц¹⁶³.

Распространению метода способствуют такие его положительные стороны, как отсутствие возмущений, бесконтактность, необязательность тарировки, а также то, что измеряемая величина закодирована в частоте электрического сигнала, и это позволяет применять известные способы обработки сигнала, включая ЭВМ, что выгодно отличает данный метод от других методов измерения скоростей, включая голографический^{164, 165}.

Решение ряда недостаточно выясненных вопросов, таких, как оптимальная статистическая обработка доплеровского сигнала с учетом параметров среды (концентрация частиц, их размер, размеры потока), работа следящей системы на высоких уровнях турбулентности потоков и при малых отношениях сигнала к шуму, обработка данных, снимаемых с интерферометра Фабри — Перо, с помощью ЭВМ, будет способствовать еще более широкому распространению этого перспективного метода измерения скорости.

Московский энергетический институт

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Ch. Doppler, Abhandlungen, hrsg. von H. A. Lorentz, Lpz., 1907.
2. А. А. Белопольский, Астрофиз. ж. 13, 15 (1901).
3. Б. Б. Голицин, И. Вилип, Acad. Sci. St. Petersburg Bulletin 8, 213 (1907).
4. С. Fabry, H. Buisson, J. de Phys. 8, 234 (1919).
5. У. И. Франкфурт, А. М. Френк, Оптика движущихся тел, М., «Наука», 1972.
6. M. A. Righi, J. de Phys., ser. 2, 2, 437 (1883).
7. Г. С. Горелик, ДАН СССР 58, 45 (1947).
8. A. T. Forrester, R. A. Gudmunson, P. O. Johnson, Phys. Rev. 99, 1691 (1955).
9. H. Z. Cummins, H. Knable, Y. Yeh, Phys. Rev. Lett. 12, 150 (1964).
10. Y. Yeh, H. Z. Cummins, Appl. Phys. Lett. 4, 176 (1964).
11. Б. С. Ринкевичюс, ТБТ 8, 1073 (1970).
12. S. S. Penner, Astronautica Acta 15, 1 (1969).
13. J. C. Angus, M. J. French, Industr. Eng. Chem. 61, 8 (1969).
14. J. W. Foreman, E. W. George, R. D. Lewis, Appl. Phys. Lett. 7, 77 (1965).
15. N. S. Berman, V. A. Santos, AIChE J. 15, 323 (1968).
16. R. I. Goldstein, D. K. Kreid, Trans. ASME, ser. E, 34, 813 (1968).
17. B. Lehman, Wiss. Ber. AEG-Telefunken 41, 141 (1968).
18. M. K. Mazumder, D. L. Wankum, IEEE J. Quantum Electron. QE-5, 316 (1969).
19. C. M. Penney, IEEE J. Quantum Electron. QE-5, 318 (1969).
20. Б. С. Ринкевичюс, Радиотехн. и электрон. 14, 1903 (1969).
21. Б. С. Ринкевичюс, Канд. диссертация (МЭИ, 1969).
22. M. J. Rudd, Opt. Technology 1, 264 (1969).
23. M. J. R. Schwar, F. J. Weinberg, Nature 221, 357 (1969).
24. M. J. R. Schwar, F. J. Weinberg, Proc. Roy. Soc. A311, 469 (1969).
25. D. Simpson, P. R. Smy, J. Appl. Phys. 40, 4929 (1969).
26. H. D. Stein, H. J. Pfeifer, Metrologia 5, 59 (1969).
27. J. D. Fridman, R. M. Huffaker, R. F. Kurnard, Laser Focus 4, 34 (1968).

28. R. N. James, N. R. Babcock, N. S. Seifert, AIAA J. **6**, 191 (1968).
29. H. L. Morse, B. J. Tullis, H. S. Seifert, N. R. Babcock, AIAA Paper, No. 723, 11 (1968).
30. Б. С. Ринкевичюс, А. В. Толкачев, Ж. прикл. спектр. **9**, 748 (1968).
31. А. Н. Аменицкий, Б. С. Ринкевичюс, В. А. Фабрикант, ТВТ **7**, 1039 (1969).
32. А. Н. Аменицкий, Б. С. Ринкевичюс, В. А. Фабрикант, Доклады научно-технической конференции МЭИ (секция физики), М., 1969.
33. J. W. Foreman, et al., IEEE J. Quantum Electron. QE-2, 200 (1966).
34. C. A. Greated, La Houille Blanche, No. 6, 631 (1969).
35. W. A. Hanson, D. F. Jankowski, N. S. Berman, Phys. Fluids **12**, 2702 (1969).
36. J. R. C. Watson, R. D. Lewis, H. J. Watson, ISA Trans. **8**, 20 (1969).
37. J. W. Foreman et al., Proc. IEEE **54**, 424 (1966).
38. J. C. Owens, Proc. IEEE **57**, 530 (1969).
39. H. A. Barnes, P. Townsend, K. Walter, Nature **224**, 587 (1969).
40. C. A. Greated, Nature **224**, 1196 (1969).
41. M. J. Rudd, Nature **224**, 587 (1969).
42. R. J. Goldstein, W. F. Hagen, Phys. Fluids **10**, 1349 (1968).
43. E. R. Pike et al., J. Phys. E1, 727 (1968).
44. Ю. Н. Дубнищев и др., Автометрия, № 6, 115 (1969).
45. И. В. Лебедев, Б. С. Ринкевичюс, Е. В. Ястребова, ПМТФ, № 5, 125 (1969).
46. R. D. Lewis et al., Phys. Fluids **11**, 433 (1968).
47. Б. С. Ринкевичюс, А. В. Толкачев, В. А. Фабрикант, Доклады научно-технической конференции МЭИ (секция физики), М., 1969.
48. R. J. Adrian, R. J. Goldstein, J. Phys. E4, 505 (1971).
49. R. V. Edwards, J. C. Angus, J. Appl. Phys. **42**, 837 (1971).
50. P. I. Bourke, et al., J. Phys. A3, 216 (1970).
51. M. J. Rudd, J. Phys. E2, 55 (1969).
52. F. Durst, J. H. Whitelaw, Proc. Roy. Soc. A324, 157 (1971).
53. Б. С. Ринкевичюс, Труды МЭИ (Физика), вып. 144 (1972).
54. A. Sommerfeld, Optics, N. Y., Acad. Press., 1954 (см. перевод: А. Зоммерфельд, Оптика, М., ИЛ, 1953).
55. H. C. van de Hulst, Light Scattering by Small Particles, N. Y., J. Wiley 1957 (см. перевод: Г. Ван де Хюлст, Рассеяние света малыми частицами, М., ИЛ, 1961).
56. К. С. Шифрин, Рассеяние света в мутной среде, М., Гостехиздат, 1951.
57. G. Ross, Optica Acta **16**, 611 (1969).
58. А. Б. Шмелев, УФН **106**, 459 (1972).
59. R. Pecora, J. Chem. Phys. **40**, 1604 (1964).
60. M. Bertolotti et al., J. Phys. A2, 126 (1969).
61. H. L. Frisch, Phys. Rev. Lett. **19**, 1278 (1967).
62. Б. С. Ринкевичюс, В. И. Смирнов, В. Ф. Чернов, Труды МЭИ (Физика), вып. 144 (1972).
63. V. J. Corcoran, J. Appl. Phys. **36**, 1819 (1965).
64. V. J. Corcoran, J. Appl. Phys. **38**, 3117 (1967).
65. В. С. Летохов, Радиотехн. и электрон. **10**, 1143 (1965).
66. M. Ross, Laser Receivers, N. Y., John Wiley, 1966 (см. перевод: М. Росс, Лазерные приемники, М., «Мир», 1969).
67. Б. В. Юрист, Н. Ш. Хайкин, Радиотехн. и электрон. **1**, 103 (1972).
68. G. A. Massey, Appl. Opt. **4**, 781 (1965).
69. A. E. Siegman, Proc. IEEE **54**, 1350 (1966).
70. C. W. Helstrom, J. Opt. Soc. Am. **57**, 353 (1967).
71. R. D. Kroeger, Proc. IEEE **53**, 211 (1965).
72. W. T. Mayo, Appl. Opt. **9**, 1159 (1970).
73. W. T. Mayo, Proc. IEEE **58**, 943 (1970).
74. M. Born, E. Wolf, Principles of Optics, L., Pergamon Press, 1964 (см. перевод: М. Борн, Э. Вольф, Основы оптики, М., «Наука», 1970).
75. B. M. Oliver, Proc. IRE **49**, 1960 (1961).
76. H. A. Haus, C. H. Townes, Proc. IRE **50**, 1544 (1962).
77. L. E. Drain, J. Phys. D5, 481 (1972).
78. M. K. Mazumder, D. L. Wankum, Appl. Opt. **9**, 633 (1970).
79. L. Lading, Appl. Opt. **10**, 1943 (1971).
80. Б. С. Ринкевичюс, В. Л. Чудов, Г. М. Янина, Использование ОКГ в современной технике. ч. 2, Л., ЛДНТП, 1971.
81. C. P. Wang, Appl. Phys. Lett. **18**, 522 (1971).
82. Ю. Н. Дубнищев, Ю. М. Ковшов, Автометрия, № 3, 87 (1971).

83. S. Tolansky, High Resolution Spectroscopy, N. Y. — Chicago, 1947 (см. перевод: С. Толанский, Спектроскопия высокой разрешающей силы, М., ИЛ, 1955).
84. D. A. Jackson, D. M. Paul, J. Phys. E4, 177 (1971).
85. D. A. Jackson, D. M. Paul, Phys. Lett. A32, 77 (1970).
86. A. Papoulis, Systems and Transforms with Application in Optics, N. Y., McGraw-Hill, 1968 (см. перевод: А. Папулис, Теория систем и преобразований в оптике, М., «Мир», 1971).
87. P. Connes, Rev. Opt. 35, 37 (1956).
88. M. Hercher, Appl. Opt. 7, 951 (1968).
89. M. Hercher, Appl. Opt. 8, 1103 (1969).
90. O. Lanz, C. C. Johnson, S. Morikawa, Appl. Phys. Lett. 17, 523 (1970).
91. O. Lanz, C. C. Johnson, S. Morikawa, Appl. Opt. 10, 884 (1971).
92. Б. А. Павловский, Автореферат канд. диссертации, Л., ЛКИ, 1970.
93. Е. М. Аристов, Б. А. Павловский, Ф. Л. Смотряцкий, Б. С. Тараторкин, Измерение скоростей потоков с помощью оптических квантовых генераторов, Л., ЛДНТП, 1970.
94. Е. М. Аристов, Б. А. Павловский, С. Ф. Юрас, Труды ЛКИ, вып. 70 (1970).
95. А. Н. Аменицкий, В. П. Пушкарев, Б. С. Ринкевичус, Труды МЭИ (Физика), вып. 94 (1971).
96. C. Greated, J. Phys. E4, 261 (1971).
97. B. M. Watrasiewicz, J. Phys. E3, 823 (1970).
98. R. M. Hufaker, Appl. Opt. 9, 1026 (1970).
99. A. E. Lennert et al., J. Laser 2, 19 (1970).
100. K. A. Blake, J. Phys. E5, 712 (1972).
101. N. H. Farhat, H. M. Weiskittel, Appl. Opt. 10, 868 (1971).
102. W. M. Farmer, Appl. Opt. 11, 770 (1972).
103. Е. Р. Мустель, В. Н. Парыгин, Методы модуляции и сканирования света, М., «Наука», 1970.
104. H. Z. Cummins, N. Knable, Proc. IEEE 51, 1246 (1963).
105. T. Suzuki, R. Hiroki, J. Opt. Soc. Amer. 57, 1551 (1967).
106. M. K. Mazumder, Appl. Phys. Lett. 16, 462 (1970).
107. W. H. Stevenson, Appl. Opt. 9, 649 (1970).
108. J. W. Foreman, Appl. Opt. 6, 821 (1967).
109. W. T. Mayo, J. Phys. E3, 235 (1970).
110. P. S. Bedi, J. Phys. E4, 27 (1971).
111. A. Müller, Appl. Opt. 9, 2393 (1970).
112. R. J. Goldstein, R. J. Adrian, Rev. Sci. Instr. 42, 1317 (1971).
113. T. D. Davis, ISA Trans. 7, 43 (1968).
114. C. A. Greated, T. S. Durrani, J. Phys. E4, 24 (1971).
115. C. A. Greated, J. Phys. E4, 585 (1971).
116. T. H. Wilmshurst, J. Phys. E4, 77 (1971).
117. C. A. Greated, Disa Information, No. 12, 32 (1971).
118. Б. С. Ринкевичус, В. И. Смирнов, ПМТФ № 4, 182 (1972).
119. Ю. Н. Дубнищев, В. П. Коронкевич, В. С. Соболев, Автометрия, № 1, 43 (1971).
120. П. А. Бакути др., Вопросы статистической радиолокации, М., «Сов. Радио», 1963.
121. F. Durst, J. H. Whitelaw, Laser und angew. Strahlentech., No. 3, 15 (1971).
122. E. Jakeman, E. R. Pike, J. Phys. A2, 411 (1969).
123. E. Jakeman, C. J. Oliver, E. R. Pike, J. Phys. A4, 827 (1971).
124. R. Foord et al., Nature 227, 242 (1970).
125. E. R. Pike, J. Phys. D5, L23 (1972).
126. T. H. Wilmshurst, C. A. Greated, R. Manning, J. Phys. E4, 81 (1971).
127. C. Greated, J. Phys. E3, 158 (1970).
128. J. B. Morton, W. H. Clark, J. Phys. E4, 809 (1971).
129. Ю. Н. Дубнищев, и др. Автометрия, № 1, 36 (1971).
130. R. D. Lewis et al., Phys. Fluids 11, 433 (1968).
131. M. O. Deighton, E. A. Sayle, Disa Information, No. 12, 5 (1971).
132. F. Durst, J. H. Whitelaw, ibid., p. 11.
133. P. J. Bourke, C. G. Brown, L. E. Drain, ibid., p. 21.
134. P. Buchhave, ibid., p. 25.
135. P. J. Bourke, L. E. Drain, B. C. Moss, ibid., p. 17.
136. G. B. Benedek в сборнике «Polarisation, Matière et Rayonnement», P., Presses Universitaires de France, 1969, p. 49 (см. перевод: Д. ж. Бенедек, УФН 106, 481 (1972)).

137. А. Н. Аменицкий, Б. С. Ринкевичюс, Г. М. Соловьев, ДАН СССР 207, 569 (1972).
 138. Б. И. Баширов и др., Труды метеор. ин-тов СССР, вып. 135 (195), 182 (1972).
 139. L. Jönsson, J. Hydraulic Research 9, 493 (1971).
 140. И. В. Лебедев, Б. С. Ринкевичюс, Е. В. Ястребова, ПМТФ, № 1, 153 (1971).
 141. И. В. Лебедев, Б. С. Ринкевичюс, В. Л. Чудов, Е. В. Ястребова, Труды МЭИ (Гидравлика), вып. 85 (1971).
 142. F. Bien, S. S. Renner, Phys. Fluids 13, 1665 (1970).
 143. E. B. Denison, W. H. Stevenson, Rev. Sci. Instr. 41, 1475 (1970).
 144. E. B. Denison, W. H. Stevenson, R. W. Fox, AIChE J. 17, No. 4 (1971).
 145. С. А. Власов, В. Н. Калашников, Б. Ф. Мульченко, Б. С. Ринкевичюс, В. И. Смирнов, Труды IV Совещания по тепло- и массопереносу, т. 3, Минск, 1972, стр. 82.
 146. M. J. Ridd, J. Fluid Mech. 51, pt. 4, 673 (1972).
 147. N. S. Bergman, AIChE J. 15, No. 1 (1969).
 148. В. А. Головин, Н. П. Коняева, Б. С. Ринкевичюс, Г. М. Янина, ТВТ, № 3, 606 (1971).
 149. H. James, P. D. Green, J. Phys. D4, 738 (1971).
 150. H. J. Pfeiffer, H. D. Stein, Opt. Comm. 2, 387 (1971).
 151. M. J. R. Schwar, K. C. Thong, F. J. Weinberg, J. Phys. D3, 1962 (1970).
 152. R. M. Huffaker, A. V. Jelalian, J. A. L. Thomson, Proc. IEEE 58, 322 (1970).
 153. W. M. Farmer, D. B. Brayton, Appl. Opt. 10, 2319 (1971).
 154. R. E. Anderson, C. E. Edlund, B. W. Vanzant, J. Appl. Phys. 42, 2741 (1971).
 155. J. B. Duggan, C. C. Shih, AIAA Paper, No. 71—285 (1971).
 156. Е. И. Зубарев, В. М. Кулыбин, Труды МЭИ (Радиоэлектроника), вып. 108 (1972).
 157. В. М. Кулыбин, Б. С. Ринкевичюс, А. В. Толкачев, Труды МЭИ (Физика), вып. 144 (1972).
 158. D. M. Paul, D. A. Jackson, J. Phys. E4, 170 (1971).
 159. Б. С. Ринкевичюс, В. И. Смирнов, Труды МЭИ (Радиоэлектроника), вып. 108 (1972).
 160. А. Н. Домарацкий и др., ПМТФ, № 1, 126 (1972).
 161. C. Greated, J. Phys. E3, 753 (1970).
 162. А. С. Монин, А. М. Яглом, Статистическая гидромеханика, М., «Наука», 1965.
 163. J. Laufer, N. A. C. A. Report 1174, 1954.
 164. Б. С. Ринкевичюс, Г. М. Янина, Труды МЭИ (Физика), вып. 94, (1971).
 165. J. D. Redman, J. Sci. Instrum. 44, 1032 (1967).
 166. M. T. Mayo, J. B. Allen, Appl. Opt. 10, 2119 (1971).
 167. Г. С. Горелик, ДАН СССР 83, 549 (1952).
 168. G. Toraldo di Francia, Nuovo Cimento, Suppl. n° 9, 426 (1952).
-