

на правах рукописи

ПАВЛОВ АЛЕКСЕЙ АЛЕКСАНДРОВИЧ

**РАСШИРЕНИЕ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ТЕНЕВЫХ
И ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ МЕТОДОВ ИССЛЕДОВАНИЯ
ГАЗОВЫХ ПОТОКОВ**

01.02.05. Механика жидкости, газа и плазмы

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Новосибирск - 2009

Работа выполнена в Институте теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича Сибирского отделения Российской академии наук

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук
Косинов Александр Дмитриевич

доктор физико-математических наук, профессор
Маркович Дмитрий Маркович

Ведущая организация:

Центральный аэрогидродинамический институт
им. проф. Н. Е. Жуковского (ЦАГИ)

Научные руководители:

доктор физико-математических наук
Бойко Виктор Михайлович

кандидат физико-математических наук
Павлов Александр Алексеевич

Защита состоится 16 октября 2009 г. в 10 часов на заседании диссертационного совета Д 003.035.02 в Институте теоретической и прикладной механики Сибирского отделения Российской академии наук по адресу: 630090, Новосибирск-90, ул. Институтская, 4/1.

Отзыв на автореферат в двух экземплярах, заверенный печатью учреждения, просьба направлять на имя ученого секретаря диссертационного совета Д 003.035.02.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Института теоретической и прикладной механики СО РАН.

Автореферат разослан «_____» _____ 2009 г.

Ученый секретарь диссертационного совета

д. т. н.



Засыпкин И. М.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность работы. Развитие авиационно-космической техники предъявляет высокие требования к качеству информации, получаемой при изучении обтекания летательных аппаратов и требует дальнейшего совершенствования методов диагностики. С этим можно отметить следующее.

Любые методы имеют ограничения по чувствительности, точности измерений, динамическому диапазону, временному и пространственному разрешению. Даже для отработанных методов их реализация на конкретных установках зачастую сталкивается с трудностями, связанными с их конструктивными особенностями и режимами работы. Поэтому важной задачей является разработка новых методов, расширяющих возможности диагностики потоков.

Расширение линейки методов позволяет одновременно регистрировать несколько параметров потока и проводить регистрацию одного параметра по альтернативным методикам. Это увеличивает достоверность значений измеряемой величины и служит подтверждением адекватности применяемых методов.

Важным фактором является стоимость эксперимента. Поэтому проведение работ по ее уменьшению и повышению качества и количества получаемой за единицу времени информации является важной задачей.

Перечисленные факторы важны для всех методов. Оптические методы, в том числе и рассматриваемые в диссертации теневые и интерференционные, обладают присущими только им достоинствами. К ним относятся: бесконтактность; возможность получения информации одновременно в большом поле исследуемого течения; возможность получения “мгновенной” по сравнению с характерным временем процесса информации; высокое пространственное разрешение; возможность в некоторых случаях получения информации недоступной при использовании других методов.

Наряду с этим существует ряд проблем, ограничивающих использование рассматриваемых методов в аэрофизическом эксперименте.

Теневые и интерференционные методы являются эффективными лишь при изменении плотности на уровне $\Delta\rho \geq 10^{-3} \rho_{\text{атм}}$ (где $\rho_{\text{атм}}$ – плотность нормальной атмосферы). Ограничения в их применении для исследования потоков с меньшими изменениями плотности является достаточно острой проблемой.

Как правило, увеличение чувствительности теневых методов ведет к уменьшению динамического диапазона и затрудняет визуализацию слабых возмущений на фоне сильных градиентов плотности. Возрастает уровень шумов, связанный с дифракцией излучения на микронеровностях кромок визуализирующих диафрагм. Возрастает критичность настройки прибора к неконтролируемым смещениям оптических элементов, что в некоторых случаях делает неэффективным или вообще невозможным использование стандартных схем.

Существуют проблемы при реализации интерференционных методов с амплитудным делением пучков на крупных установках. Это связано с использованием одного источника света для формирования предметной и опорной волн.

При этом необходимо обеспечить прохождение опорной волны без искажений к области ее суперпозиции с предметной волной. В результате, несмотря на эффективность, оптическая интерферометрия используется достаточно редко.

Перечисленные факторы подтверждают *актуальность* работ по развитию теневого и интерференционных методов исследования газовых потоков

Целью работы являлось развитие теневого и интерференционных методов в плане увеличения рабочего диапазона, чувствительности, информативности и расширение возможностей их реализации на аэрофизических установках. Для достижения цели решались следующие **задачи**:

развитие теневого и интерференционных методов для исследования потоков с малыми градиентами плотности;

расширение возможностей использования двухлучевой интерферометрии на крупномасштабных установках;

теоретическое и экспериментальное обоснование эффективности предлагаемых подходов.

Научная новизна работы заключается в том, что

предложена новая модификация теневого метода визуализации потоков с использованием адаптивных визуализирующих транспарантов (АВТ);

развит способ обработки интерферограмм, основанный на вычитании интерференционных изображений, разнесенных во времени. Метод успешно применен для исследования влияния МГД-эффекта на положение скачков уплотнения при гиперзвуковом обтекании плоских клиньев;

дано теоретическое обоснование и впервые в мире реализован метод двухлучевой интерферометрии с формированием опорного пучка от отдельного источника света для диагностики газовых потоков.

Практическая ценность результатов.

Применение АВТ-метода упрощает настройку прибора и позволяет визуализировать особенности газовых потоков, характеризующихся изменениями плотности на уровне $\Delta\rho \leq 10^{-3} \cdot \rho_{\text{атм}}$, когда применение стандартных методик неэффективно. Позволяет визуализировать относительно слабые возмущения на фоне более сильных. Разработана АВТ-приставка к теневым приборам, и изготовлено более 10 экземпляров, которые успешно эксплуатируются в ИТПМ СО РАН, в СибНИА, НГУ, ИЛФ СО РАН.

Алгоритм обработки интерферометрических данных на основе вычитания двух разнесенных во времени интерферограмм позволяет регистрировать сдвиг интерференционных полос $\Delta N \approx 2/\pi K$, где K – количество градаций серости регистрирующего устройства, и для современных телекамер может составлять $\Delta N < 10^{-3}$. Данный подход наряду с использованием АВТ-метода позволил надежно зафиксировать влияние магнитогидродинамического (МГД) эффекта на положение присоединенного скачка уплотнения при обтекании клиньев. Особенности используемой в исследованиях установки не позволяли получить необходимые результаты иными методами, кроме оптических.

Метод регистрации интерферограмм с формированием опорной волны от отдельного источника света расширяет возможности использования интерференционных методов. Позволяет регистрировать интерферограммы классического типа на любой установке, оснащенной теневым прибором, в том числе объектов с характерными размерами вдоль распространения излучения в десятки метров, что практически невозможно с использованием стандартных схем.

Достоверность результатов подтверждается тестовыми экспериментами, численными расчетами, повторяемостью и хорошим согласием результатов оптической диагностики с данными, полученными альтернативными методами.

Основные защищаемые положения.

Результаты работ по увеличению чувствительности теневых и интерференционных методов. Теневой метод с использованием в качестве визуализирующего элемента адаптивного визуализирующего транспаранта.

Метод обработки интерферограмм, основанный на вычитании двух изображений, зафиксированных до и после включения исследуемого процесса. Результаты применения метода для исследования влияния МГД-эффекта на положение скачков уплотнения при обтекании треугольных клиньев.

Теоретическое и экспериментальное обоснование возможности получения интерферограмм фазовых объектов с формированием предметного и опорного пучков от отдельных источников света. Схемы реализации способа на аэродинамических установках.

Результаты экспериментов по исследованию газовых потоков при дозвуковых, сверхзвуковых и гиперзвуковых режимах обтекания, подтверждающие работоспособность и эффективность рассматриваемых методов.

Апробация основных результатов. Основные результаты работы представлены в 22 публикациях, в том числе в учебном пособии, в журналах и в сборниках статей, в материалах и трудах научных конференций. Результаты докладывались на семинарах ИТПМ СО РАН, СибНИА, ЦАГИ, а также на XII – XIV Международных конференциях по методам аэрофизических исследований (Новосибирск, 2004, 2007, 2008); 12th International Symposium on the Flow Visualization (Goettingen, 2006); VII, IX Международных научно-технических конференциях "Оптические методы исследования потоков" (Москва, 2003, 2007); XXI Всероссийском семинаре по струйным, отрывным и нестационарным течениям (Новосибирск, 2007); Fifteenth International Conference on MHD Energy Conversion and Sixth International Workshop on Magnetoplasma Aerodynamics 2005; VIII Международной конференции "Импульсные лазеры на переходах атомов и молекул" (Томск, 2007); XIII International Symposium Atmospheric and Ocean Optics. Atmospheric Physics. (Tomsk, 2006); 2-nd European Conference for Aero-Space Sciences (Brussels, 2007); 7 Международном совещании по магнитоплазменной аэродинамике (ИВТ РАН, 2007); XIX сессии Российского акустического общества (Н. Новгород, 2007) и др.

Структура работы. Работа состоит из введения, 4-х глав, выводов и списка литературы. Объем диссертации составляет 128 страниц, в том числе 52 иллюстрации, 3 таблицы и список литературы из 117 наименований.

Личный вклад автора в работу заключается в активном участии в разработке и изготовлении оптического и электронного оборудования, необходимого для реализации на аэродинамических установках оптических методов, представленных в диссертации. Непосредственно автором получены основные соотношения, описывающие работу АВТ-метода, а также теоретические и численные результаты, обосновывающие возможность регистрации интерферограмм с формированием опорной волны от отдельного источника света. Автор принимал непосредственное участие в тестовых экспериментах по отработке рассматриваемых методик и в аэрофизических экспериментах с их применением, а также в интерпретации и обобщении полученных экспериментальных данных.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении наряду с общими положениями работы дан краткий обзор оптических методов исследования газовых потоков. Рассматриваются физические основы теневых и интерференционных методов и некоторые особенности их применения в аэрофизическом эксперименте. Обращается внимание на проблемы, возникающие при использовании оптических методов на аэрофизических установках, связанные с их конструктивными особенностями и габаритными размерами, с влиянием вибраций и неконтролируемых смещений оптических элементов и др. Приводятся краткие характеристики используемого в работе оборудования: аэрофизических установок, источников света и телекамер.

В главе 1 рассматривается новый подход реализации теневых методов. Регистрируемой величиной в этих методах является угол отклонения зондирующего излучения на неоднородности $\Delta\alpha$. Минимальное регистрируемое значение для схем с ножом Фуко $\Delta\alpha_{\min} \approx d/KF$. Здесь d – минимально возможный, определяемый дифракционными эффектами, размер изображения источника света, K – количество градаций серости фотоприемника. Для прибора ИАБ-451 – $\Delta\alpha_{\min} \approx 3 \cdot 10^{-6}/K$. Например, для пограничного слоя толщиной 10 мм, шириной $S = 100$ мм изменение $\Delta\rho \approx 10^{-3} \cdot \rho_{\text{атм}}$ по толщине слоя дает $\Delta\alpha \approx 3 \cdot 10^{-6}$. То есть теоретически регистрация таких возмущений возможна. Однако реальная чувствительность на 1–2 порядка ниже. Данные методы считаются эффективным при $\Delta\rho > 10^{-3} \cdot \rho_{\text{атм}}$. Это обусловлено неидеальностью оптики; малой яркостью обычных источников света с $d \sim 10$ мкм; возрастанием шумов при уменьшении d , связанных с дифракцией на краях визуализирующих диафрагм, и др. В результате регистрация неоднородностей с $\Delta\rho < 10^{-3} \cdot \rho_{\text{атм}}$ сталкивается с существенными трудностями. Особенно остро проблема стоит при исследовании дозвуковых, со скоростями несколько метров в секунду, и гиперзвуковых течений.

Ситуацию удалось улучшить, используя в качестве визуализирующего элемента тонкую пластинку из фототропного стекла, – адаптивный визуализирующий транспарант (АВТ). Фототропными называются вещества, меняющие свои свойства под действием света. Материалы, изменяющие свой цвет, чаще называют фотохромными. Обычно этот эффект обратим. Фототропные среды отличаются высокой разрешающей способностью и возможностью многократного использования. К подобным материалам относятся силикатные стекла, содержащие галогениды серебра, которые и использовались в работе.

Схема визуализации приведена на рис 1. Излучение от лазера 1 с $\lambda = 0.53$ мкм, объективами 2 и 3 формируется в плоскопараллельный пучок. Пройдя исследуемую неоднородность 4, излучение объективом 5 фокусируется в плоскости 6. Изображение неоднородности объективом 7 фокусируется в плоскости фотоприемника 8. Отличие от обычной теневой схемы заключается в использовании вместо ножа Фуко тонкой пластинки 9 из фототропного стекла (АВТ). Размер фокального пятна определяется практически только дифракционными эффектами и для ИАБ-451 $d \approx 10$ мкм. В этой

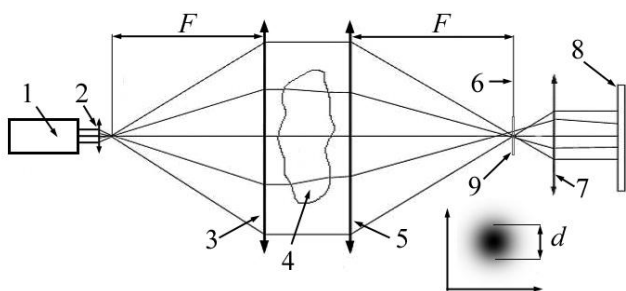


Рис. 1. Оптическая схема теневых прибора и изображение затемненной области АВТ

области происходит затемнение АВТ и основная часть излучения поглощается. Общий фон изображений становится темным. Излучение, претерпевающее угловые отклонения на неоднородностях, проходит через незатемненный участок и проявляется на изображении в виде более светлого участка.

Увеличение чувствительности обусловлено следующими факторами: прибор работает в темнопольном режиме; автоматически обеспечивается совпадение размеров затемненной области и изображения источника света; высокая разрешающая способность АВТ обеспечивает минимально возможный размер визуализирующего (затемненного) пятна.

Было показано, что для тонкого слоя в линейном приближении зависимость поглощения АВТ от интенсивности излучения выражается в виде

$$G = \frac{I\theta_a}{I\theta_a + \theta_d} [1 - e^{-(I\theta_a + \theta_d)t}] G_{\max}, \quad (1)$$

где G_{\max} – максимально возможное поглощение. Величина, обратная произведению $I\theta_a$, может трактоваться как время активации $t_a = 1 / I\theta_a$, а $t_d = 1 / \theta_d$ – как время дезактивации. Для используемого в работе материала $t_d \sim 10^2$ с, $t_a < 1$ с. На рис. 2 приведены графики, иллюстрирующие изменение интенсивности лазерного излучения, прошедшего через АВТ с течением времени. Результаты качественно хорошо согласуются с соотношением (1).

Амплитудное пропускание АВТ в общем случае можно представить в виде $\check{T} = \tau e^{i\mu} = (1 - G)^{1/2} e^{i\mu}$, а пропускание по интенсивности $T = |\check{T}|^2 = \check{T}\check{T}^* = \tau^2$.

Предположим, что пространственное распределение пропускания АВТ соответствует пропусканию, инициализированному только невозмущенной волной A_0 . Это выполняется в следующих случаях.

– Основная часть энергии излучения приходится на нулевую пространственную частоту, так что энергии других частот недостаточно для существенного изменения пропускания. Это реализуется при $\varphi(x, y) \ll 1$ или для неоднородностей, занимающих малую относительно поля визуализации площадь.

– Время воздействия на АВТ излучения с ненулевой пространственной частотой мало для существенного изменения пропускания. Ситуация возможна при исследовании кратковременных и нестационарных процессов.

В этом случае присутствие интенсивность в плоскости регистрации описывается интерференционным выражением в полосах бесконечной ширины:

$$I_T = A_T A_T^* = a_T^2 + a_0^2 + 2a_T a_0 \cdot \cos[\mu^* - \varphi(x, y)], \quad (2)$$

где $a_T = c_0 a_0 [1 - 2\tau \cos(\mu) + \tau^2]^{1/2}$, $\mu^* = \Psi + \arctg\{\tau \sin(\mu) / [\tau \cos(\mu) - 1]\}$. При $\varphi(x, y) \ll 1$

$$I_T = a_0^2 [\tau^2 + \varphi^2(x, y) + 2\tau \varphi(x, y) \cdot \sin(\mu)]. \quad (3)$$

Можно выделить следующие частные случаи.

А. Амплитудное пропускание \check{T} – действительная величина, т. е. $\mu = 0$:

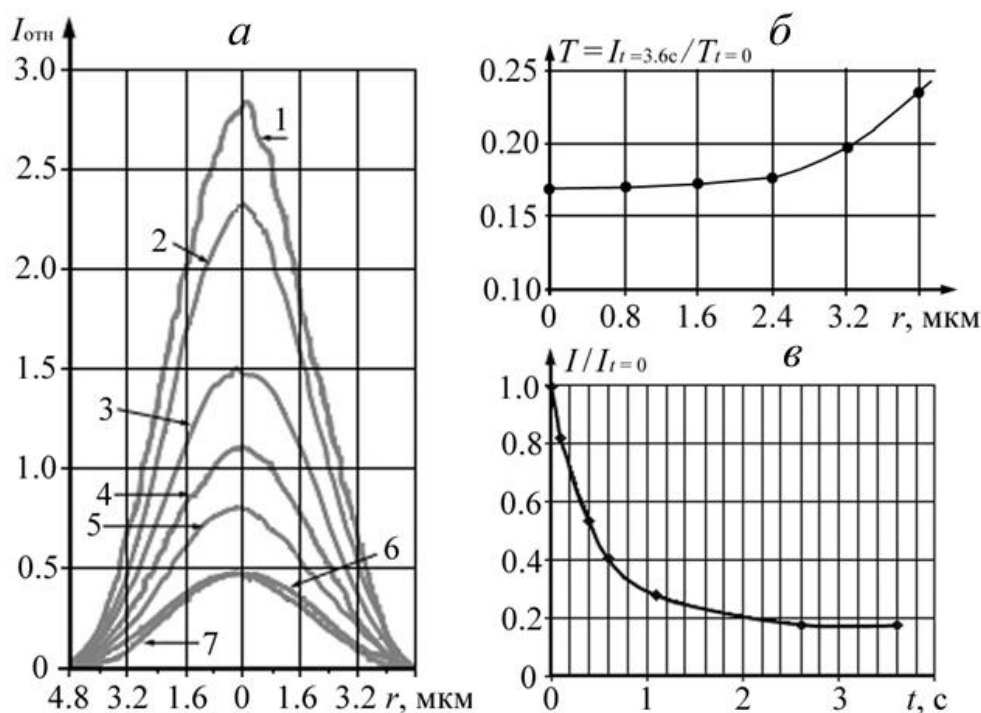


Рис. 2. Пропускание АВТ в зависимости от времени после включения излучения. *a* – радиальное распределение интенсивности излучения, прошедшего через АВТ; *б* – пропускание АВТ $T(r)$ в момент времени $t = 3.6$ с; *в* – относительная интенсивность в центре фокального пятна зависимости от времени. На рис (*a*) время воздействия излучения: 0 с, 0.1 с, 0.4 с, 0.6 с, 1.1 с, 2.6 с, 3.6 с – кривые 1–7 соответственно.

$$I_T = I_0 [\tau^2 + \varphi^2(x, y)]. \quad (3A)$$

Интенсивность имеет квадратичную зависимость от фазы $\varphi(x, y)$. Неоднородности визуализируются в виде более светлых областей. Случай равносильен работе вблизи минимума интерференционной полосы.

Б. Амплитудное пропускания \check{T} имеет малую мнимую компоненту, т. е. $\mu \ll 1$, $\check{T} = \tau(1 + i\mu)$. При этом (3) переходит в

$$I_T = I_0 [\tau^2 + \varphi^2(x, y) + 2\tau\mu\varphi(x, y)]. \quad (3Б)$$

При $\tau^2 + \varphi^2(x, y) < |2\tau\mu\varphi(x, y)|$ изменение интенсивности может иметь положительное и отрицательное значения. При дальнейшем увеличении $\varphi(x, y)$ неоднородности визуализируются в виде более светлых областей.

В. $\mu = \pm \pi / 2$, $\check{T} = \pm i \tau$. Соотношение (3) приводится к виду $I_T = I_0[\tau^2 + \varphi^2(x, y) \pm 2\tau\varphi(x, y)]$, или так как $\varphi(x, y) \ll 1$ к

$$I_T = I_0[\tau^2 \pm 2\tau\varphi(x, y)]. \quad (3В)$$

Случай совпадает с методом фазового контраста и равносильен работе вблизи средней интенсивности интерференционной полосы [1]. Чувствительность наиболее высокая, и зависимость I_T от фазы линейная.

Соотношения (2) и (3) пригодны только для качественного описания механизма визуализации, поскольку не учитывают ослабление близких к нулевой пространственных частот. Их влияние проявляется в “смазывании” интерференционных полос для областей с относительно малыми градиентами.

Соотношение (1) верно для бесконечно тонкого слоя. Для изменения интенсивности в слое конечной толщины $I(z)$ при $t \rightarrow \infty$ получено соотношение

$$\ln[I(z)\theta_a / \theta_d] - \theta_d / [I(z)\theta_a] = -g_{\max}z + \ln[I(0)\theta_a / \theta_d] - \theta_d / [I(0)\theta_a]. \quad (4)$$

При $I(z)\theta_a / \theta_d \gg 1$ соотношение (4) переходит в выражение для ослабления волны с удельным коэффициентом поглощения $g = g_{\max}$: $I(z) = I(0)\exp(-g_{\max}z)$.

Для сходящегося пучка в области фокусировки формируется область перетяжки с характерными размерами

$$\delta \approx \lambda F / D \approx \lambda / 2\alpha, \quad \ell \approx 2\delta / 2\alpha = 2\lambda(F / D)^2,$$

где δ и ℓ – поперечный и продольный размер соответственно. При $|z| \gg \ell$ интенсивность излучения меняется по обычной зависимости для сферической волны $I(z) \sim 1 / z^2$. При увеличении толщины слоя d растет полное поглощение и чувствительность схемы. Однако, поскольку АВТ затемняется во всем объеме, занимаемом излучением, при $d > \ell$ увеличивается эффективный поперечный размер затемненной области, что ведет к уменьшению чувствительности. Оптимальный режим реализуется при $d \approx \ell$. В этом случае с хорошим приближением можно использовать соотношение для плоской волны (4).

Для используемых в работе материалов $g_{\max} \approx 0.5 \text{ мм}^{-1}$, длина перетяжки $\ell \approx 0.1 \text{ мм}$. При $d \approx \ell$, $G_{\max} \approx 5 \cdot 10^{-2}$. Этого недостаточно для эффективной визуализации. В экспериментах использовались АВТ толщиной $d = 1\text{--}3 \text{ мм}$, при

этом G_{\max} доходило до 80%. Снижение мощности излучения приводит к уменьшению области преимущественного поглощения и эффективного радиуса визуализирующего пятна, но при этом уменьшается и коэффициент поглощения, что ведет к понижению чувствительности. С увеличением мощности чувствительность сначала растет в результате увеличения поглощения, достигает максимума, а затем уменьшается с ростом эффективного поперечного размера поглощающей области. Эксперименты подтвердили данные выводы. Наибольшая чувствительность обеспечивалась при мощностях излучения 2-3 мВт.

Чувствительность прибора зависит от фазовой составляющей коэффициента пропускания μ . Проведены эксперименты по определению чувствительности с помощью наблюдения колец Ньютона в излучении с $\lambda = 0.65$ мкм, не активного для АВТ. Влияния почернения АВТ на μ выявить не удалось. Однако в окрестности области фокусировки наблюдался сдвиг интерференционных полос на $\Delta N \approx 0.1$, исчезающий при выключении излучения за время существенно меньшее времени релаксации затемненной области. Это говорит о том, что фазовые изменения связаны с тепловой меткой, которая диссипирует после выключения активного излучения.

Результаты теоретических выкладок и тестовых экспериментов позволяют сформулировать рекомендации по созданию АВТ. Наиболее желательными являются АВТ с толщиной, не превышающей длину перетяжки излучения, сфокусированного в объеме АВТ. Необходимо обеспечить максимально возможный интегральный коэффициент поглощения приблизительно 80 %. Оптимальным значением мнимой составляющей коэффициента пропускания является $\mu \approx \pm \pi / 2$.

Результаты экспериментов показали, что при размере визуализирующего пятна около 10 мкм использование обычных телекамер с $K \approx 100$ позволяет регистрировать углы отклонения $\Delta \alpha_{\min} \approx 5 \cdot 10^{-8}$. Это равносильно увеличению чувствительности по сравнению со стандартной схемой на два порядка.

Глава 2 посвящена примерам использования АВТ-метода. На рис. 3 дан пример визуализации обтекания поперечного цилиндра диаметром 80 мм, длиной 1 м в аэродинамической трубе Т-324 ИТПМ СО РАН. Время экспозиции составляло 2 мкс. На изображениях отчетливо визуализируется ламинарный отрыв потока. Присутствие более темных по сравнению с фоном областей говорит о наличии комплексной составляющей в пропускании АВТ. При скорости

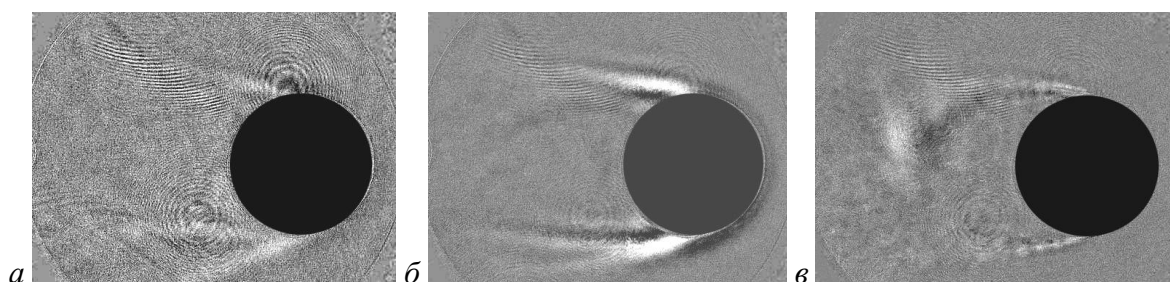


Рис. 3. Обтекание цилиндра $D = 80$ мм, $L = 1$ м. Наблюдается образование дорожки Кармана. $a - V \approx 0.5$ м/с; $b - V = 1.5$ м/с; $v - V = 10$ м/с.

обтекания $V = 10$ м / с наблюдается образование дорожки Кармана.

На рис. 4 показан результат визуализации обтекания прямого крыла при угле атаки $\alpha = 19^\circ$. Размах крыла $Z_{кр} = 945$ мм, длина хорды $b_{кр} = 195$ мм, толщина $c_{кр} = 18$ мм, $V = 10$ м/с. На изображении наблюдается полный ламинарный отрыв потока в виде светлой пелены с формированием возвратного течения над всей поверхностью модели. Интересным является присутствие черной линии, похожей на изображение скачка уплотнения (отмечена белой стрелкой). Аналогичные структуры наблюдались и при других режимах обтекания. Данная особенность указывает на наличие относительно больших градиентов плотности, ортогональных регистрируемой линии. Приведенные картины визуализации получены в чистом потоке, без внесения каких-либо тепловых или газовых меток, и на время их получения являлись уникальными.

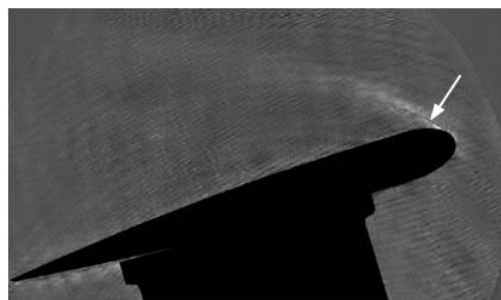


Рис. 4. Обтекание крыла.

Соотношение (2) получено в предположении отсутствия влияния ненулевых пространственных частот на пропускание АВТ. Однако их влияние иногда дает дополнительное преимущество и позволяет визуализировать слабые возмущения на фоне областей с сильными градиентами плотности, что для стандартных схем сталкивается с существенными трудностями. Настройкой прибора можно добиться визуализации слабых неоднородностей в любой области изображения. Однако при этом в областях с существенно отличающимися градиентами изображение будет иметь минимальную или максимально возможную яркость, т. к. для этих участков угол отклонения излучения превышает динамический диапазон прибора. При использовании АВТ интенсивность пространственных частот, индуцированных протяженными высокоградиентными областями, становится достаточной для затемнения АВТ в области их фокусировки. При этом средняя яркость изображения, соответствующая данным областям потока, уменьшается, а слабые неоднородности проявляются в виде более светлых участков.

На рис. 5 приведен пример визуализации обтекания торца цилиндра, расположенного вдоль потока (поток слева, $M = 6$, установка Т-313), иллюстрирующий данную ситуацию. При использовании схемы с вертикальным ножом Фуко за головным скачком существует протяженная затемненная об-

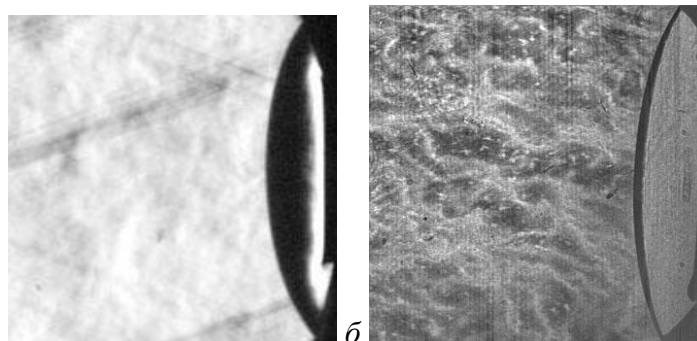


Рис. 5. Обтекание цилиндра. *а* - нож Фуко; *б* - АВТ

ласть, внутри которой какую-либо информацию о структуре потока получить невозможно. При использовании АВТ полностью затемненной осталась только

незначительная область. Чувствительность остается очень высокой, и на фоне сильных градиентов визуализируются относительно слабые возмущения.

Теневые методы применялись при исследовании оптического пульсирующего разряда (ОПР). Изучался механизм объединения ударных волн (МОВ) создаваемых ОПР, представляющий интерес, в частности, для преобразования излучения в низкочастотный звук. Требовалась проверка критериев, выполнение которых необходимо для реализации МОВ [2]. Использование схемы с ножом Фуко не позволило получить качественные изображения, т. к. при увеличении чувствительности возрастали шумы, связанные с дифракцией на кромке ножа. Прямотеневая схема с сильной расфокусировкой позволила визуализировать необходимые особенности. Однако визуализация ударных волн, отошедших на несколько сантиметров от ОПР, была на пределе чувствительности. Тем не менее, были подтверждены критерии реализации МОВ. Кроме того, был обнаружен “аномальный” эффект выноса газа из зоны неподвижного ОПР. Эффект интересен тем, что стабильность ОПР зависит от баланса поглощения излучения и отвода тепла. Для повышения эффективности необходимо заменять газ в зоне ОПР, что ограничивает его применение. Недостаток, вероятно, можно устранить, используя “аномальный” эффект отвода энергии.

Для изучения эффекта была проведена эксперименты с использованием АВТ-метода. Динамику формирования генерируемых ОПР возмущений иллюстрирует рис. 6. Зона возмущений со временем растет. Выделенного направления выноса газа при $t < 25$ мс нет. При $t < 0.5$ мс наблюдаются интенсивные ударные волны. Направленное распространение возмущений проявляется к моменту $t \sim 50$ мс. После включения ОПР возмущения формировались на всей регистрируемой длине около 8 см за время менее 0.083 с. В каждом пуске ОПР время съемки составляло 10 с.

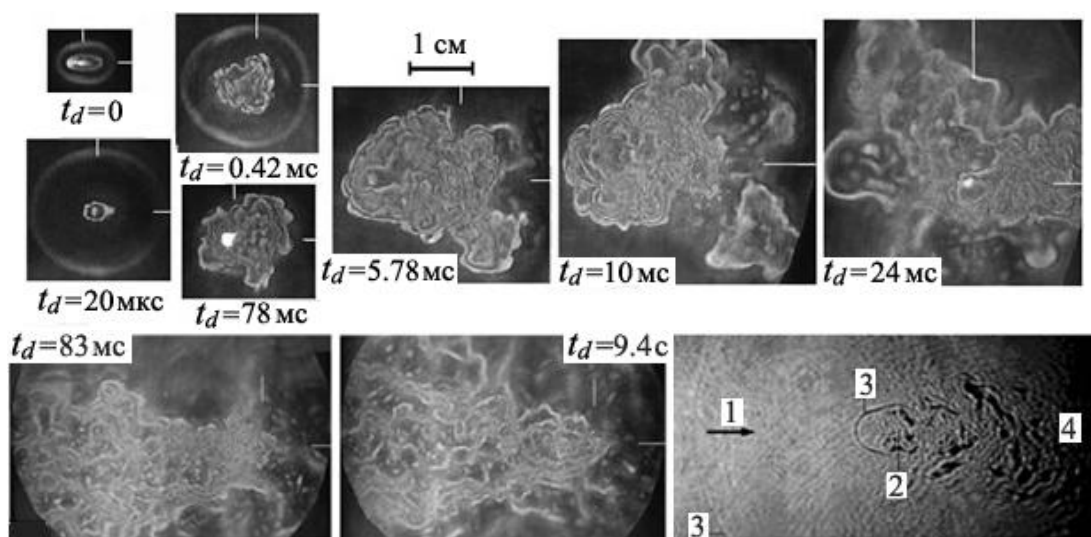


Рис. 6. Использование АВТ-метода для визуализация ОПР в смеси 70%Ag + 30%He в сравнении с прямотеневой визуализацией в аргоне (справа внизу). 1 – направление излучения, 2 – искра, 3 – ударная волна, 4 – вынос газа из ОПР. Излучение справа, фокус на пересечении белых линий. Горизонтальный размер кадров в нижнем ряду 10 см.

Метод применялся и при исследовании МОВ от оптического разряда на поверхности плоской мишени, инициированного двумя импульсами излучения длительностью 0.5 мкс с энергией до 200 Дж от электроионизационных CO₂-лазеров. Возмущения при этом были достаточно сильны. Однако обеспечение техники безопасности требовало отсутствия сотрудников в зоне эксперимента во время работы установки. Их перемещение после настройки оборудования из-за неприспособленности помещения к использованию оптических методов визуализации приводило к смещению оптических элементов установки и к выходу прибора из рабочего диапазона. Использование АВТ-метода, обладающего адаптивными свойствами, позволило решить данную проблему.

Глава 3 описывает способ увеличения чувствительности интерференционных методов и его использованию при исследовании влияния МГД-эффекта на положение скачков уплотнения. Точность определения сдвига интерференционных полос $\Delta N_{\min} = \Delta\varphi_{\min}/2\pi$ является одной из основных характеристик интерференционных методов, определяющей их чувствительность и точность. Для стандартной обработки $\Delta N_{\min} \approx 1/20$. Для неоднородностей с характерными размерами $S \approx 100$ мм, $\lambda = 0.63$ мкм это значение соответствует изменению плотности $\Delta\rho \approx 10^{-3} \cdot \rho_{\text{атм}}$. Минимальный сдвиг полос ΔN_{\min} может быть найден из соотношения

$$|K(\Delta\varphi_{\min})^2 \cos(\varphi) / 4 + K\Delta\varphi_{\min} \sin(\varphi) / 2| \approx 1 \quad (5)$$

Точность зависит от того, на каком участке полосы проводятся измерения. Как правило, положение полосы определяется по ее максимуму или минимуму. При этом $\sin(\varphi) = 0$ и $\Delta N_{\min} \approx 1/(\pi K^{1/2})$. Максимальная чувствительность достигается на участках средней яркости интерферограммы ($|\cos(\varphi)| = 0$):

$$\Delta N_{\min} \approx (\pi K)^{-1}. \quad (6)$$

Однако данный подход используется достаточно редко, так как соотношение (6) получено для "идеальной" интерферограммы. Реальные интерферограммы не "идеальны". Иллюстрацией может служить интерферограмма, приведенная на рис. 7. Тем не менее в некоторых случаях можно приблизиться к ΔN_{\min} , определяемому соотношением (6). Для этого используется базовый кадр, зарегистрированный до изменений потока, связанных с исследуемым явлением.

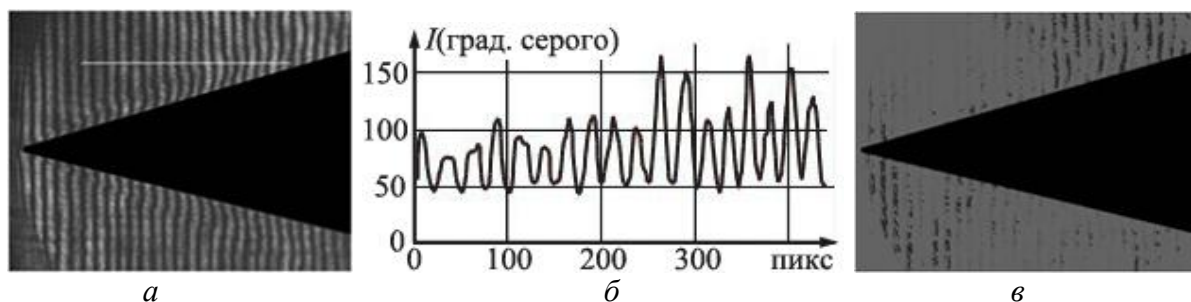


Рис. 7. Исходная нтерферограмма (а); интенсивность (в градациях серого) вдоль белой линии на исходной интерферограмме (б) и результат вычитания интерферограммы самой из себя со сдвигом одного из операндов по горизонтали на $\Delta N = 1/500$ (в).

Пусть фиксируются две интерферограммы в моменты времени t и $t + \Delta t$:

$$I_1 = I_0[1 + \cos(k_x x + k_y y)], \quad I_2 = I_0[1 + \cos(k_x x + k_y y + \Delta\varphi)],$$

где $\Delta\varphi$ – разность фаз, определяемая исследуемым процессом. Вычитая из первого изображения второе, с добавлением для получения знакопостоянного результата постоянной $I_0\Delta\varphi_{\max}$, с учетом малости $\Delta\varphi$, получим

$$I^* = I_2 - I_1 + I_0\Delta\varphi_{\max} \approx I_0[\Delta\varphi_{\max} + \Delta\varphi \cdot \sin(k_x x + k_y y)]. \quad (7)$$

Результирующее изображение модулировано полосами с амплитудой, пропорциональной $\Delta\varphi$. Если для распознавания синусоиды минимально необходимый перепад яркости составляет K_{\min} , то для регистрируемого ΔN_{\min} получим

$$\Delta N_{\min} = \Delta\varphi / 2\pi \approx K_{\min} / 2\pi K. \quad (8)$$

Для 12-разрядной телекамеры при использовании половины динамического диапазона $K \approx 2000$. При $K_{\min} = 4$ теоретическая чувствительность метода составляет $\Delta N_{\min} \approx 1/3000$. Приведенный на рис. 7, *в* результат вычитания интерферограммы самой из себя со сдвигом одного из операндов согласуется с (8) не только качественно, но и количественно при $K_{\min} = 1$. Например, в левом верхнем квадранте изображения, где $K \approx 50$ (см. график на рис. 7, *б*), при сдвиге операндов на $\Delta N = 1/500$ интерференционные полосы полностью исчезают. Однако они еще просматриваются на участках, где $K \approx 100$.

Метод использовался при исследовании влияния МГД-эффекта на положение присоединенного скачка при обтекании плоских клиньев. Эксперименты проводились на МГД-стенде на базе ударной трубы со сверхзвуковым соплом. Длительность режима составляла 1–5 мс. Установка оснащена магнитной системой, позволяющей создавать поля до 2.5 Тл в области диаметром 160 мм, высотой 150 мм и электронной пушкой для ионизации потока. Возможна ионизация путем высоковольтного разряда между электродами, применяемая в нашем случае. Схема эксперимента представлена на рис. 8. Модель клина с углом раствора 30° обтекалась потоком воздуха при расчетном значении $M = 8$.

Параметры потока определялись расчетом по измерениям скорости ударной волны в ударной трубе и давления в форкамере. Расчеты позволяли получить только ожидаемые значения параметров, которые варьировались в диапазоне $P_0 \approx 0.7 - 3$ Торр и $T_0 \approx 2000 - 2200$ м/с. Экспериментально получить информацию о параметрах потока в области МГД-взаимодействия было практически невозможно. Это связано с импульсным режимом работы установки (1 - 5 мс) и малым, около 60 мкс временем ионизации. Случайные вариации параметров, влияющих на режим, вели к неповторяемости процесса. Это приводило к изменениям положения скачка, сравнимым с ожидаемым эффектом.

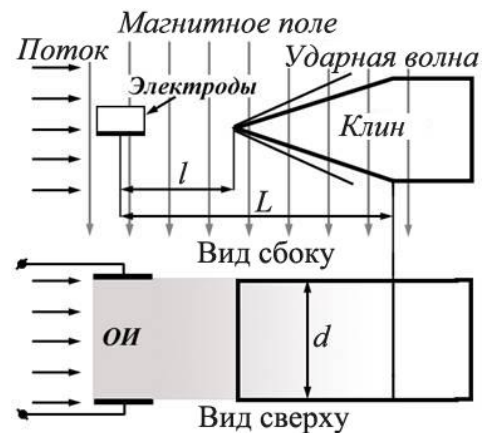


Рис. 8. Схема эксперимента.

Подтверждение эффекта могла обеспечить только оптическая диагностика. Требовалась регистрация в одном пуске минимум двух кадров со временем экспозиции около 1 мкс. Первый кадр должен быть зарегистрирован до включения ионизирующего разряда, второй во время разряда.

Первоначально предпринимались попытки визуализации с использованием схемы с ножом Фуко. Однако низкое качество изображений и большой процент кадров с отсутствием полезной информации не позволили получить однозначные результаты. Аналогичная ситуация возникла и при использовании интерферометра Майкельсона. В итоге была разработана рассмотренная выше методика. Для ее применения необходимо было обеспечить отсутствие сдвига базовых полос за время между регистрацией кадров. Использовался сдвиговой интерферометр, с высокой устойчивостью к неконтролируемым смещениям оптических элементов. Полученные интерферограммы (рис. 7, а), характеризуются малыми смещениями полос и отсутствием их четкого излома при переходе через скачок. Однако регистрация кадров до и во время ионизации и использование разработанной методики позволило зафиксировать изменение положения скачка и оценить его величину.

На рис. 9, а приведено характерное изображение, полученное при определении влияния МГД-эффекта на поток. Время между регистрацией кадров составляло 60 мкс. Отчетливо проявляются клиновидные структуры, которые визуализируются при изменении положения скачка. Угол расхождения данных структур соответствует изменению угла наклона скачка. На рис. 9, б показаны полученные в численном эксперименте углы наклона головной ударной волны 1 в сравнении с аналитическими результатами 2 [3] и экспериментальными данными 3. Данные соотносились с величиной числа Стюарта $S = (IB)/(k\rho V^2)$, где I – ток в цепи МГД-электродов, B – магнитная индукция, ρ – плотность газа в потоке, V – скорость потока, b – размер электрода в направлении, перпендикулярном потоку вдоль магнитного поля, коэффициент k учитывает отклонение эффективного сечения области разряда от площади электродов.

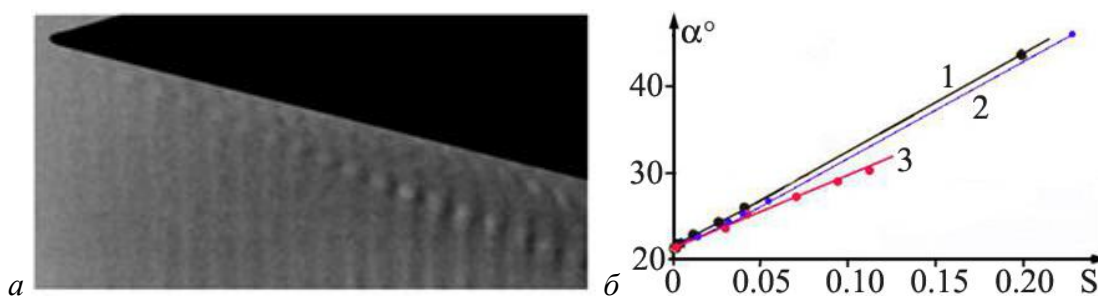


Рис. 9. Результат визуализации влияния МГД-эффекта на положение скачка (а); зависимость угла отклонения скачка от числа Стюарта (б).

Из рис. 9, б видно, что экспериментальные точки лежат ниже расчетных. Вероятно, это является следствием того, что в расчетах рассматривается стационарное течение с однородной областью ионизации. В эксперименте же это нестационарный и неоднородный процесс. Время ионизации составляло при-

близительно 60 мкс, что обеспечивало ионизацию потока на длине около 100 мм. Интерферометрические данные показали, что на скачке уплотнения $\Delta\rho \approx 8.9 \cdot 10^{-3} \rho_{\text{атм.}}$, а плотность набегающего потока, вычисленная по соотношению на скачке, $\rho_{\text{н}} \approx 3.35 \cdot 10^{-3} \rho_{\text{атм.}}$. Ожидаемые параметры составляли: $M_{\text{н}} = 8$, $T_0 = 1600$ К, $P_0 = 13$ атм, $\rho_{\text{н}} \approx 3.4 \cdot 10^{-3} \rho_{\text{атм.}}$. Расчетные значения плотности хорошо согласуются с измеренными значениями.

Результаты, полученные с использованием оптической интерферометрии, и их хорошее соответствие расчетным данным послужили основанием для проведения более тщательных исследований по влиянию МГД-эффекта и дальнейшего развития экспериментальной базы. На установке был реализован АВТ-метод. Результаты показали его эффективность применительно к данной задаче. В настоящее время исследования проводятся в основном с использованием АВТ-метода. Однако интерференционный метод по-прежнему востребован. Он позволяет оценить плотность набегающего потока и подтвердить соответствие ожидаемых параметров потока их реальным значениям.

В главе 4 рассматривается новый метод регистрации интерферограмм с формированием опорного пучка от независимого источника света. Особенностью классических интерферометров типа Маха – Цандера является использование одного источника для формирования предметной и опорной волн, что затрудняет их применение на крупных установках. Применение отдельного источника света для формирования опорной волны значительно упрощает ситуацию. Было показано, что в этом случае, при временах экспозиции T , времени когерентности лазеров τ , среднеквадратичный контраст интерферограмм составляет

$$V^*(T) = \sqrt{F(T)} / T. \quad (9)$$

где $F(T) = 2T\tau + 2\tau^2(e^{-T/\tau} - 1)$. При $T \approx 100(\tau/2)$, контраст $V^* \approx 14$ %. Для проверки соотношения (9) был проведен численный эксперимент. Полученные значения $V^*(T)$ совпали с (9) с точностью до десятых долей процента. Это, с одной стороны, указывает на правильность аналитических соотношений, а с другой стороны, служит подтверждением эффективности реализованного алгоритма.

Соотношение (9) получено при равенстве частот обоих лазеров. При $\nu_1 \neq \nu_2$ интерференционные полосы движутся со скоростью, пропорциональной $\Delta\nu = |\nu_1 - \nu_2|$, что приводит к снижению контраста. Для регистрации интерферограмм необходимо соблюдение условия $T < (10\Delta\nu)^{-1}$. На рис. 10 приведена использовавшаяся в работе схема регистрации. Излучение He-Ne-лазера 1 объективами 2, 3 формируется в плоскопараллельный пучок – предметную волну. После прохождения неоднородности 4 и собирающей линзы 5 излучение подается на регистрирующее устройство, включающее в себя светоделительный кубик 6, лазер 7 с объективом 8 и телекамеру 9. Интерферограммы сохраняются на компьютере 10. Время экспозиции 1.125 мкс. Для совмещения частот генерации лазеров одно из зеркал лазера 7 устанавливалось на пьезокерамической

шайбе 11, на которую подавалось пилообразное напряжение с генератора 12. Во втором канале интерферометра устанавливался фотоприемник 13 с ограничением регистрируемых частот на уровне 10^5 Гц. При $\Delta\nu < 10^5$ Гц с датчика поступал сигнал, который служил синхроимпульсом для запуска телекамеры.

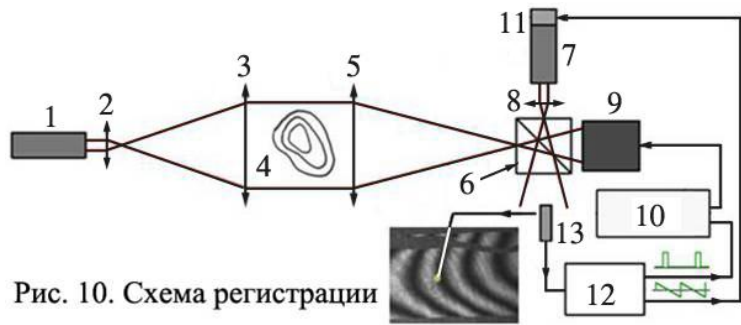


Рис. 10. Схема регистрации

Метод применялся для исследования обтекания клина сверхзвуковым потоком, а также слоя смещения в аэродинамической трубе Т-325М ИТПМ СО РАН (рис. 11). Размеры сечения рабочей части трубы 40×40 мм. Зарегистрированные интерферограммы позволили визуализировать структуры потока и получить количественную информацию о распределении плотности. Метод использовался также для регистрации возмущений в горизонтальном слое атмосферы толщиной 80 м. Подобные исследования принципиально недоступны с использованием интерферометров типа Маха – Цандера.

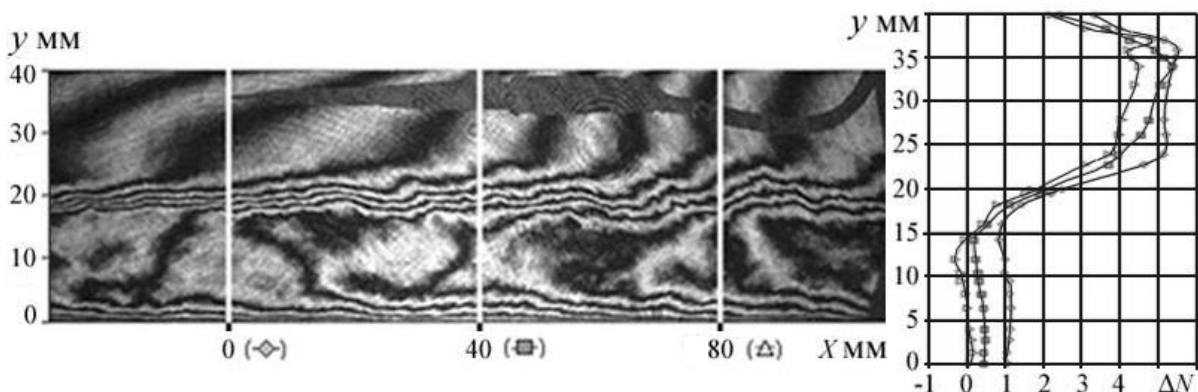


Рис. 11. Интерферограмма слоя смещения и рассчитанные по ней изменения плотности в ΔN . В верхней части потока $M = 2.95$, в нижней $M = 0,5$. Поток слева

Выводы. В результате проделанной работы разработаны новые подходы, расширяющие возможности использования теневых и интерференционных методов в аэрофизическом эксперименте и позволяющие получать экспериментальные данные, недоступные при использовании известных схем. В частности, разработан теневой метод с использованием в качестве визуализирующего элемента тонкого слоя фототропного вещества (АВТ-метод). Получены соотношения для описания механизма визуализации. Метод обладает более высокой, как минимум на два порядка, чувствительностью по сравнению со стандартными схемами. Он впервые дал возможность визуализировать дозвуковые потоки с характерными скоростями $V < 1$ м/с. Адаптивные свойства АВТ позволяют использовать метод при неконтролируемом смещении оптических элементов и визуализировать слабые возмущения на фоне сильных градиентов плотности.

При исследовании оптического разряда позволил подтвердить критерии объединения ударных волн и исследовать эффект выноса газа из зоны неподвижного оптического пульсирующего разряда.

Разработан метод обработки интерферограмм, позволяющий регистрировать сдвиг интерференционных полос $\Delta N \sim 1 / \pi K$, где K – количество градаций серости фотоприемника, что недостижимо при использовании стандартных методов обработки. Метод позволил зафиксировать влияние МГД-эффекта на положение присоединенного скачка уплотнения при обтекании плоских клиньев гиперзвуковым потоком ($M = 8$). Результаты оптических измерений отклонения скачка хорошо согласуются с результатами численных расчетов.

Предложен *новый способ* регистрации интерферограмм с формированием опорной волны от отдельного источника света. Получены основные соотношения для ожидаемого контраста интерферограмм. Экспериментально доказана работоспособность и перспективность способа. Простота реализации позволяет использовать способ практически на любой установке, оснащенной теневым прибором, и исследовать газовые неоднородности с характерными размерами вдоль распространения излучения до нескольких десятков метров, что практически невозможно с применением стандартных схем.

ЦИТИРУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М. Наука. 1970.
2. Тищенко В. Н., Аполлонов В. В., Грачев Г. Н., Гулидов А. И, Запрягаев В. И., Меньшиков Я. Г., Смирнов А. Л., Соболев А. В. Взаимодействие оптического пульсирующего разряда с газом: условия стабильной генерации и объединения ударных волн // Квантовая электроника. 2004. Т. 34, № 10. С. 941-947.
3. Malmuth N. D., Krivtsov V. M., Soloviev V. R. Quick, gridless estimations of MHD effects on hypersonic inlet ramp shocks // AIAA 2004-0862, 2004.

ОСНОВНЫЕ ПУБЛИКАЦИИ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. Fomin V. M., Fomichev V. P., Korotaeva T. A., Maslov A. A., Pavlov A. A., Pavlov Al. A., Pravdin S. S., Shashkin A. P., Yakovlev V. I., Malmuth N. D., Smereczniak P., Silkey J. S. Initiation of non equilibrium conductivity of a hypersonic flow and MHD-interaction. 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit (The Boeing Company, Saint Louis, Missouri, USA, 63166, 8-11 January 2007, Reno, Nevada). AIAA 2007-1376.
2. Pavlov A. A., Golubev M. P., Pavlov Al. A. Method of phase heterogeneity interferogram registration with a reference beam forming from a separate light source. // Proc. at XII Int. Conference on the Methods of Aerophysical Research. Novosibirsk, 28 June – 3 July, 2004. Novosibirsk, Russia, Vol. 2, P. 157 – 161.
3. Pavlov A. A., Pavlov Al. A., Golubev M. P. Interferogram registration with a reference beam forming from a separate light source // 12th International Symposium on Flow Visualization (ISFV-12): Proc. Goettingen, 2006. CD Rom Proceedings ISBN 0-9533991-8-4, ISFV-12-3.3. Paper 154: 1-12 p.

4. Павлов А. А., Павлов Ал. А., Голубев М. П. Использование фототропных материалов в качестве адаптивных визуализирующих транспарантов в теневых приборах // Труды IX международной научно-технической конференции ОМИП-2007. Москва: изд. МЭИ. 2007. С. 170-173.

5. Pavlov Al. A., Golubev M. P., Pavlov A. A. . Development of optical interferometry methods for investigations of gas flows characterized by small density changes // Proc. at XIII Int. Conference on the Methods of Aerophysical Research. Novosibirsk, 5-10 February, 2007. Vol. IV, P. 132 – 136.

6. Pavlov A. A., Pavlov Al. A., Golubev M. P. Automation of interferogram registration with a reference beam forming from a separate light source // Proc. at XIII Int. Conference on the Methods of Aerophysical Research. Novosibirsk, 5-10 February, 2007. Vol. IV. P. 137 – 142.

7. Pavlov A. A., Pavlov Al. A., Golubev M. P. Use of AVT for gas flow visualization. // Proc. at XIV Int. Conference on the Methods of Aerophysical Research. Novosibirsk, June 30 - July 6, 2008. Section I, Paper 29, pp. 8 (on CCD) / Abstracts, Part 1, Section I, pp. 92-93.

8. Маслов Н. А., Бойко В. М., Голубев М. П., Павлов А. А., Павлов Ал. А., Поздняков Г. А. Оптические приборы: Учебное пособие. Новосибирск: Редакционно-издательский центр НГУ. 2008. 166 с.

9. Тищенко В. Н., Грачев Г. Н., Павлов А. А., Смирнов А. Л., Павлов Ал. А., Голубев М. П. . Газодинамические эффекты взаимодействия неподвижного оптического пульсирующего разряда с газом // Квант. электроника. 2008. Т. 38. № 1. С. 82-87.

Ответственный за выпуск Ал.А. Павлов

Подписано в печать 28.08.2009

Формат бумаги 60 × 84/16, Усл. печ. л. 1.0,
Уч.-изд. л. 1.0, Тираж 100 экз., Заказ № 14

Отпечатано на ризографе ЗАО "ДОКСЕРВИС"
630090, Новосибирск, Институтская, 4/1