

Государственный комитет Российской Федерации по высшему образованию

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ

КАФЕДРА ГИДРОАЭРОДИНАМИКИ

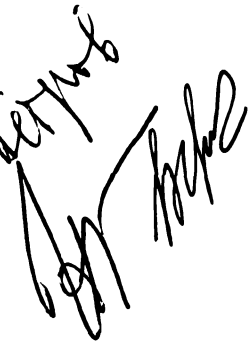
ГАЗОВАЯ ДИНАМИКА
МЕТОД ИНТЕРФЕРОМЕТРА

**МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ
К ЛАБОРАТОРНЫМ РАБОТАМ**

САНКТ-ПЕТЕРБУРГ
1996

Зероу ко.е
на гурчо камаь и в зина
крузнамаь замур в деле
в цуртой гинамаке.
31.10.96

1. Петров



Государственный комитет Российской Федерации
по высшему образованию

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

Кафедра гидроаэродинамики

ГАЗОВАЯ ДИНАМИКА
Метод интерферометра

Методические указания
к лабораторным работам

Санкт-Петербург
1996

Составители: В.В.Григорьев, С.Н.Исаков, Р.Л.Петров
УДК 532; 533

Газовая динамика. Метод интерферометра: Метод. указания к лабораторным работам / Сост.: В.В.Григорьев, С.Н.Исаков, Р.Л.Петров. СПб. гос. техн. ун-т; СПб., 1996. 38с.

Рассмотрены программы двух лабораторных работ с целью практического освоения метода интерферометра в газодинамическом эксперименте, а также изучения важнейших свойств сверхзвуковых свободных струйных течений и течений с областями отрыва потока вблизи непроницаемых поверхностей.

Приведено описание импульсной газодинамической установки, позволяющей получать кратковременные плоские установившиеся сверхзвуковые течения, рассмотрена оптическая схема интерферометра Маха-Цендера. Изложена методика обработки экспериментальных данных, определена форма отчетности.

Предназначены для студентов, выполняющих лабораторные работы по курсам "Газовая динамика", "Динамика вязкой жидкости и газа".

Табл.1, Ил.11; Библиогр.: 13 назв.

ВВЕДЕНИЕ

В аэродинамическом эксперименте оптические методы исследования играют весьма важную роль. Оптические методы имеют высокую чувствительность, высокую разрешающую способность, практически безинерционны и не вносят возмущений в исследуемую среду. Они позволяют получать качественные и количественные данные о стационарных и нестационарных процессах в прозрачных средах, движущихся как с малой дозвуковой, так и с большой сверхзвуковой скоростью.

В наибольшей степени разработаны и получили широкое распространение теневые и интерферометрические методы исследования прозрачных неоднородностей [1-3].

Методические указания имеют целью познакомить студентов с возможностями метода интерферометра на примере исследования плоских сверхзвуковых струйных течений. Интерферограммы таких течений позволяют получить весьма существенную качественную и количественную информацию, и в то же время их расшифровка не вызывает особых затруднений.

1. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ, ПОРЯДОК РАБОТЫ НА УСТАНОВКЕ, ПРОГРАММА ЭКСПЕРИМЕНТА

Основная цель двух лабораторных работ, объединенных общей темой, но имеющих различные объекты исследования - освоить метод интерферометра на примере исследования плоских сверхзвуковых газодинамических течений.

Лабораторные работы выполняются на импульсной газодинамической установке, оснащенной интерферометром Маха-Цендера.

Основной элемент установки - труба Лудвига (рис.1.1) с каме-

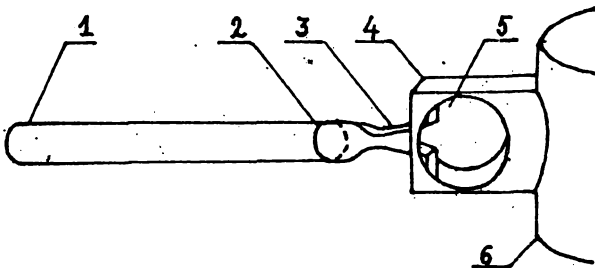


Рис.1.1

рой высокого давления круглого поперечного сечения и подсоединенным к камере плоским соплом Лавала 3. Камеру отделяет от сопла диафрагма или быстродействующий клапан 2. Дозвуковой участок сопла Лавала плавно сопрягает круглое поперечное сечение камеры с прямоугольным критическим сечением сопла. Далее плавный контур сопрягает критическое сечение с клиновидной сверхзвуковой частью сопла Лавала.

Камеру 1, заполняют сжатым до давления p_0 газом. При разрыве диафрагмы или запуске быстродействующего клапана сжатый газ устремляется в сопло Лавала и далее в канал 4 прямоугольного поперечного сечения. Высота канала (0,3 м) многократно превышает высоту сечения выхода сопла Лавала, а ширина равна ширине сопла Лавала. Канал 4 выходит в ресивер 5 объемом 5 куб.м. Ресивер, канал 4 и сопло Лавала можно предварительно вакуумировать. При пуске установки за срезом сопла возникает вначале нестационарное, а затем в течение 15-10 мс существует плоское установившееся струйное течение. В боковых стенках канала 4 закреплены заподлицо с внутренней поверхностью оптические защитные стекла 5 диаметром 220 мм, позволяющие наблюдать газовые неоднородности внутри канала.

При разрыве диафрагмы или пуске быстродействующего клапана одновременно с истечением газа в сопло возникает волна разрежения, движущаяся к торцу камеры высокого давления. Волна разрежения отражается от торца камеры, достигает сопла и превращает установившееся течение в нестационарное. Волна разрежения не только ограничивает рабочее время установки, но и изменяет первоначальные параметры торможения вытекающего из сопла газа. Последнее обстоятельство должно быть учтено при обработке экспериментальных данных.

Основные газодинамические и геометрические параметры импульсной установки таковы:

истекающий из сопла газ - воздух ($\kappa = C_p/C_v = 1,4$);

давление p_0 в камере высокого давления - $4 \cdot 10^5 \dots 10^6$ Па;

давление p_∞ в покоящемся газе - $10^3 \dots 10^5$ Па;

температура $T_0 = T_\infty$ - комнатная (290 К);

внутренний диаметр камеры d_k - 59 мм;

длина камеры L_k - 3,5 м;

высота критического сечения сопла $2h_k$ - 10 мм;

высота сечения выхода клиновидного сопла $2h_k^*$ - 17,3 мм;

ширина сопла и подсоединенного к соплу канала - 70 мм;

число M_{λ} (скоростной коэффициент λ_{λ}) потока на выходе клиновидного сопла - 2,03, (1,6465);

относительное давление p_{λ}/p_0 , плотность ρ_{λ}/ρ_0 и температура T_{λ}/T_0 соответственно - 0,1220, 0,2225, 0,5482.

Блок-схема системы измерений и схема газовой системы установки приведена на рис. 1.2, где отмечены также и основные элементы конструкции установки: камера высокого давления 1, быстродействующий клапан 8, переходная секция 10, сверхзвуковое сопло 11, прямоугольный канал 12 с оптическими стеклами 13, вакуумируемый ресивер 25.

Газовая система высокого давления установки подключена к лабораторной линии ВВД (воздуха высокого давления), отсекаемой от установки вентилем 2. За вентилем следует фильтр 3, вентили 4 и 5, манометры 6 и 7. Камеру высокого давления 1 заполняют через быстродействующий клапан 8. Избыточное давление в камере контролируют по показателям манометра 7, давление в линии ВВД - по показателям манометра 6.

Вакуумный насос 29 позволяет создавать разрежение в ресивере 25, в канале 12, внутри сопла 11 и в переходной секции 10. Ресивер отсекают от вакуумного насоса вентилем 27. Открывая вентили 27 и 28, заполняют ресивер атмосферным воздухом. Остаточное давление в ресивере измеряют вакуумметром 26.

Основные элементы оптической системы - интерферометр 21, коллиматор 20, приемная часть 22 с поворотным зеркалом 24. Источником света служит рубиновый лазер (оптический квантовый генератор ОГМ-20) 18, электрически связанный с блоком управления 32. Система фотографирования оптических неоднородностей включает также фотоаппарат 23 с соленоидом, линию задержки 36 и осциллограф 31.

Система измерения нестационарных давлений включает пьезоэлектрические датчики 14, 15, 16, 17; усилители, усилители-формирователи, истоковые повторители, блоки питания, запоминающие осциллографы 30, 31.

Подготовку к эксперименту и пуск установки выполняют в такой последовательности:

1. Открывают вентили 2 и 4 системы воздуха высокого давления, плавно открывают вентиль 5 и заполняют камеру высокого давления 1 воздухом, измеряя избыточное давление манометром 7. При достижении заданного давления p_0 ($4 \cdot 10^5 \dots 10^6$ Па) закрывают вентиль 5

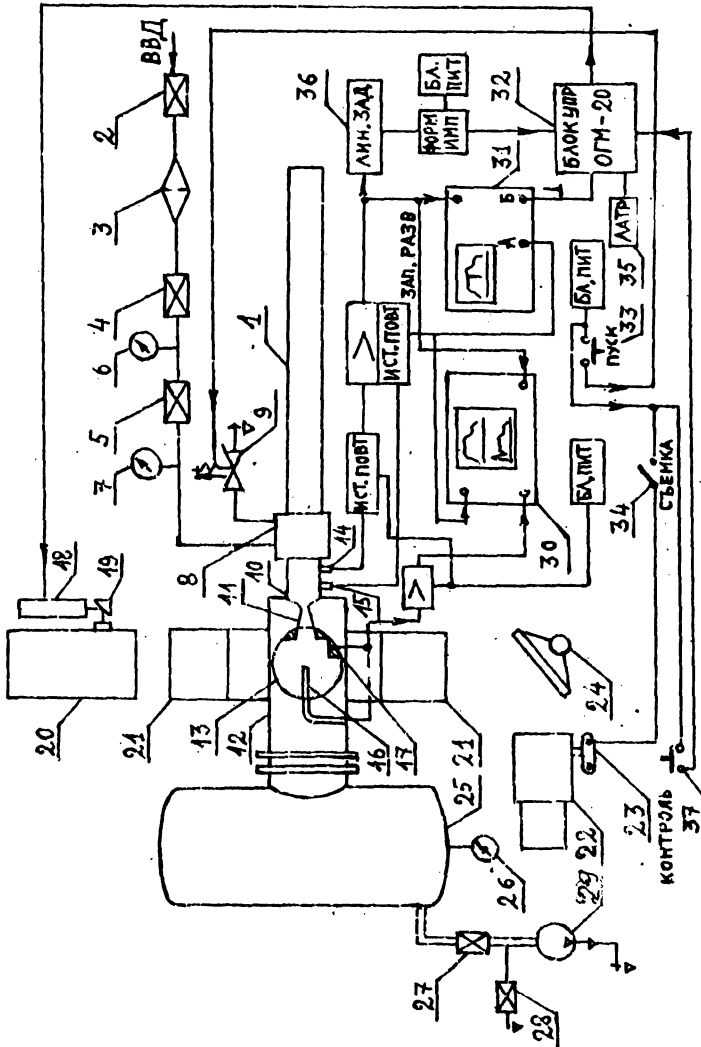


Рис. 1:2

2. Включают вакуумный насос 29, открывают вентиль 27 и откачивают ресивер и соединенные с ним каналы до заданного давления p_{∞} (10...10³ Па)

3. Подготавливают к работе систему регистрации нестационарных давлений и оптическую систему. Для этого включают блоки питания, осциллографы 30, 31, линию задержки 36, усилители-формирователи, блок управления 32, повышают напряжение выхода автотрансформатора 35 в цепи питания импульсной лампы накачки рубинового стержня до 120-130 вольт.

Подготавливают к работе в ждущем режиме запоминающие осциллографы 30, 31, выбирая оптимальные длительности развертки и чувствительности усилителей вертикального отклонения лучей. На линии задержки 36 устанавливают время задержки $t_{зд} \approx 0,6 t_{рас}$ момента фотографирования течения относительно начала истечения газа из камеры 1, исходя из оценки рабочего времени $t_{рас} \approx 2L_p / v_0 \approx 2 \cdot 10^{-2}$ с. Иницируют развертки лучей осциллографов при отсутствии возмущающих сигналов (нулевые линии).

Взводят затвор фотоаппарата 23 и устанавливают режим работы затвора с длительной выдержкой. Проверяют готовность лазера к работе нажатием кнопки 37.

4. Перед пуском установки уточняют и записывают в протокол показания манометра 7 и вакуумметра 26. По показанию прибора на блоке управления 32 лазером убеждаются в наличии напряжения на импульсной лампе, смонтированной в оптической головке 18 лазера, проверяют готовность осциллографов к регистрации однократных сигналов, открывают затвор фотоаппарата 23 вручную или включив тумблер 34 и подав напряжение на соленоид фотоаппарата.

5. Запускают установку, нажимая кнопку 33 в сети питания электрического клапана 9. Истечение газа из полости под подвижным колпаком быстродействующего клапана через клапан 9 приводит к смещению колпака и истечению из камеры 1 сжатого газа в сопло и далее в ресивер. При повышении давления газа в полости 1 пьезодатчик 14 генерирует электрический сигнал, который усиливается, преобразуется в усилителе-формирователе и запускает развертки осциллографов 30, 31. Этот же сигнал поступает на вход электронной линии задержки 36. Задержанный сигнал поступает на вход усилителя-формирователя, электрически связанного с блоком управления 32 лазером. Блок управления формирует электрический сигнал,

иницирующий мощное кратковременное излучение из рубинового стержня в оптической головке 18 лазера. Пьезодатчик 14, установленный перед соплом, генерирует электрический сигнал, пропорциональный изменению давления газа, которое с учетом начального давления в ресивере можно считать давлением торможения газа перед соплом. Сигнал поступает на вход истокового повторителя, далее на вход одного из каналов двухлучевого запоминающего осциллографа 30 и на один из входов запоминающего осциллографа 31 с дифференциальным входом. Второй вход дифференциального усилителя электрически связан с разъемом блока управления лазером, где формируется кратковременный электрический сигнал при вспышке лазера. Этот сигнал накладывается на сигнал датчика 15 и служит временной меткой момента фотографирования.

Второй канал двухлучевого осциллографа 30 воспринимает усиленные сигналы датчика полного давления 16 в сверхзвуковом потоке или датчика 17 давления в донной области за срезом сопла.

Эксперимент завершают следующими операциями.

6. Выключают тумблер 34 в цепи питания соленоида фотоаппарата и перематывают фотоплёнку, подготавливая фотоаппарат к следующему эксперименту.

7. Перерисовывают на прозрачную бумагу с осциллографической сеткой осциллограммы сигналов пьезодатчиков, отметив и нулевые развертки.

2. МЕТОД ИНТЕРФЕРОМЕТРА

Интерферометрический метод исследования прозрачных газовых неоднородностей основан на явлении интерференции двух когерентных лучей света и на зависимости интерференционной картины от распределения плотности в исследуемой неоднородности.

Рассмотрим явление интерференции в монохроматическом свете безотносительно к типу интерферометра на примере наглядной схемы [4] (рис. 2.1).

Пусть P_1 и P_2 - источники когерентного (с постоянной разностью фаз) светового излучения, причем разность фаз излучателей прием равной нулю. Электромагнитные световые волны от источников интерферируют между собой. Для наблюдения интерференции выбрана плоскость S . Точка A (центр поля) - основание перпендикуляра, проведенного из середины отрезка P_1P_2 к плоскости S . При интерференции, как известно, не имеет место простое сложение интенсивностей освещенностей. На плоскости интерференция возникает интерференци-

онная картина с неравномерной освещенностью, имеющая вид чередующихся светлых и темных полос со светлой полосой в центре (рис.2.1,а).

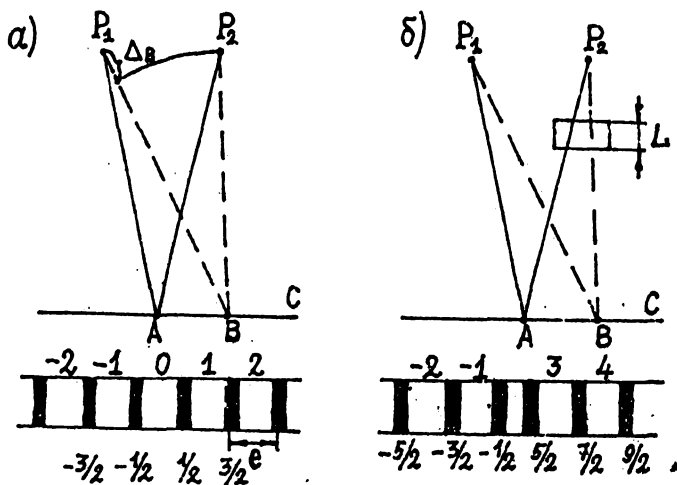


Рис. 2.1.

Интенсивность освещенности любой точки плоскости зависит от разности фаз электромагнитных колебаний, приходящих в выбранную точку от источников света P_1 и P_2 . Разность фаз возникает вследствие разной оптической длины путей или разности хода лучей, исходящих из разных источников и приходящих в одну точку.

Освещенность будет максимальной в тех точках поля C , где разность фаз $\Delta\varphi$ кратна 2π , а разность хода Δ равна λN_{\max} . Здесь λ - длина волны света, $N_{\max} = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Минимальная освещенность будет там, где значение $\Delta\varphi$ кратно π , $N_{\min} = \pm 1/2, \pm 3/2, \dots$. Чтобы найти разность хода для некоторой точки B , например, справа от точки A , достаточно провести дугу окружности с центром в точке B радиусом P_2B до пересечения с лучом P_1B . Тогда отрезок луча Δ_B и будет разностью хода для точки B . Если отрезок Δ_B кратен длине волны, имеем максимальную освещенность, если кратен длине полуволны - освещенность минимальна.

Для точки A разность хода равна нулю и освещенность там максимальна. По мере удаления точки B от точки A вправо или влево разность хода будет увеличиваться, причем $|N_{\max}|$ и $|N_{\min}|$ будут

принимать все большие значения. Пронумеруем полосы, присвоив светлой полосе в точке А нулевой номер. Тогда светлые полосы будут иметь целые номера, равные N_{max} , а темные - дробные номера, равные N_{min} . Форма и частота полос на сферической поверхности с центром в средней точке отрезка P_1P_2 зависит от ориентации интерференционной поверхности относительно отрезка P_1P_2 . В направлении, перпендикулярном P_1P_2 , полосы можно считать параллельными равноотстоящими друг от друга, частота их максимальна. В направлении P_1P_2 полосы имеют форму концентрических окружностей, частота их минимальна. В произвольном направлении полосы искривлены [4].

Будем считать, что лучи света от источников P_1 и P_2 распространяются в вакууме. Поместим на пути луча, выходящего, например, из точки P_2 (рис.2.1,б), камеру длиной L , наполненную газом с показателем преломления n . При этом правая половина интерференционной картины сместится без искажения влево на некоторое расстояние H . Изменение ΔN номера полосы в точке В интерференционного поля будет $\Delta N = H/e$, где e - интервал между соседними полосами. Номер полосы в точке А станет равным ΔN .

Смещение интерференционной картины произойдет вследствие изменения разности хода двух интерферирующих лучей. Скорость света в газе зависит от показателя преломления n следующим образом: $c = c_0/n$, где c_0 - скорость света в вакууме.

Разность хода Δ_A двух лучей в точке А равна $c_0 \Delta t$, где Δt - запаздывание луча света, движущегося в газе с показателем преломления n , по отношению к времени движения луча в вакууме $/n_{vac} = 1/$. Тогда

$$\Delta t = L/c - L/c_0 \quad (2.1).$$

Поскольку $\Delta_A = c_0 \Delta t = \lambda_0 \Delta N$, где λ_0 - длина волны света в вакууме, то

$$\Delta N = \frac{n-1}{\lambda_0} L, \quad (2.2)$$

причем изменение номера интерференционной полосы одинаково для любой точки возмущенной области интерференционного поля. Итак, зная изменение номера интерференционной полосы в некоторой точке интерференционного поля, вызванное появлением оптической неоднородности, можно определить показатель преломления n в газе.

В реальных оптических системах невозмущенные лучи света распространяются не в вакууме, а в газе с показателем преломления n_1 , чаще всего в атмосферном воздухе. В этом случае имеем

$$\Delta n = \frac{n - n_1}{\lambda_*} L \quad (2.3).$$

Таким образом, метод интерферометра позволяет непосредственно измерять изменение показателя преломления, вызванное появлением оптической неоднородности. Чувствительность метода прямо пропорциональна отношению L/λ_* .

В газодинамических исследованиях необходимо связать показатель преломления n с плотностью газа ρ . Для газов справедлива формула Гладстона-Дейла

$$\frac{n-1}{\rho} = K, \quad (2.4)$$

где K - зависит от молекулярного состава газа, но для определенного газа сохраняет постоянное значение в широком диапазоне температур и давлений. Формулу Гладстона-Дейла можно записать в виде

$$\frac{n-1}{\rho} = \frac{n_n-1}{\rho_n} = K, \quad (2.5)$$

где индексом n отмечены параметры при нормальных условиях (температуре $T_n = 273,15$ К, давлении $p_n = p_a = 1,013 \cdot 10^5$ Н/м²).

Зависимость показателя преломления n от длины волны света λ определяют дисперсионной формулой Коши

$$n-1 = A(1+B/\lambda^2), \quad (2.6)$$

где A и B - константы. Для сухого воздуха при нормальных условиях $A = 28,71 \cdot 10^{-5}$, $B = 5,67 \cdot 10^{-15}$ м².

Учесть влажность воздуха можно по формуле

$$n_{\text{влажн}} = n_{\text{сух}} - 4,1 \cdot 10^{-5} \frac{p}{1,013 \cdot 10^5}, \quad (2.7)$$

где p - парциальное давление водяного пара [Н/м²].

Согласно формуле (2.4) $\rho - \rho_1 = (n - n_1) / K$.

Из соотношения (2.3) получим $n - n_1 = \Delta n \frac{\lambda_*}{L}$.

Тогда

$$\rho - \rho_1 = \frac{\lambda_*}{LK} \Delta n = \frac{\lambda_*}{L} \frac{\rho_n}{n_n - 1} \Delta n \quad (2.8)$$

и относительное изменение плотности равно

$$\frac{\rho - \rho_1}{\rho_n} = \frac{\lambda_*}{L} \frac{1}{n_n - 1} \Delta n. \quad (2.9)$$

Длина волны излучения лазерного источника света на установке $\lambda_* = 0,6943 \cdot 10^{-6}$ м, расстояние L между защитными стеклами 13 см.

рис.1.2) плоского канала равно 70 мм, для сухого воздуха $\rho_n = 1,293$ кг/м³, при указанной длине волны $\lambda_n = 29,05 \cdot 10^{-5}$. Тогда при начальной плотности ρ_1 воздуха в канале относительное изменение плотности в любой точке возмущенного поля плотности, пропорциональное изменению номера полосы, равно

$$\frac{\rho - \rho_1}{\rho_n} = 3,414 \cdot 10^{-2} \cdot \Delta N. \quad (2.10)$$

Если $\rho - \rho_1 = \rho_n$, то $\Delta N = 29,3$. При произвольном изменении плотности

$$\rho - \rho_1 = 4,414 \cdot 10^{-2} \cdot \Delta N, \quad (\text{кг/м}^3). \quad (2.11)$$

Таким образом, в плоском случае измерение плотности в некоторой точке возмущенной среды сводится к определению изменения номера интерференционной полосы в этой точке.

В случае пространственных течений расшировка интерферограмм оказывается весьма сложной задачей [3].

ИНТЕРФЕРОМЕТР МАХА-ЦЕНДЕРА

Установка оснащена интерферометром ИТ-14, сконструированным по принципу интерферометра Маха-Цендера. Оптическая схема интерферометра приведена на рис.2.2.

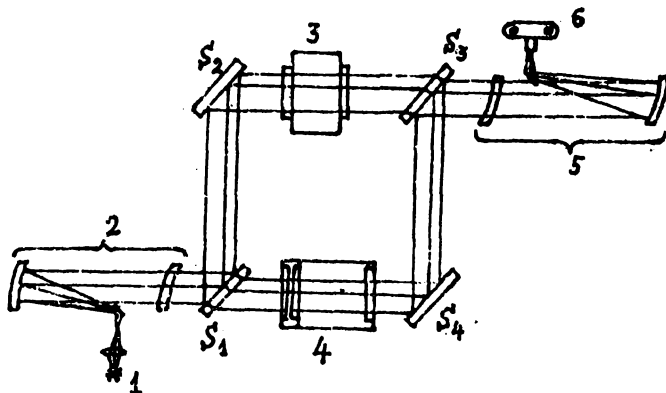


Рис. 2.2

Основные элементы интерферометра - четыре плоскопараллельных зеркала $S_1 \dots S_4$. На поверхности зеркал S_2, S_4 нанесены отражающие свет покрытия, зеркала S_1 и S_3 - полупрозрачные. Источник света 1 помещен в фокусе сферического зеркала коллиматора 2, так что из коллиматора выходит параллельный пучок лучей и на зеркале S_1 разделяется на два пучка. Отраженный от зеркала S_1 пучок меняет направление на 90° на зеркале S_2 , проходит сквозь рабочую камеру 3 с защитными стеклами и преломляется на зеркале S_3 . Преломленный на зеркале S_1 пучок света проходит компенсатор 4 с клиновидными стеклами, позволяющими изменять оптическую длину хода лучей, отражается от зеркала S_4, S_3 и интерферирует с пучком света, возмущенным в рабочей камере. Интерферирующий пучок света попадает в приемную трубу 5, отражается от сферического зеркала, от малого диагонального зеркала, меняя направление на 90° . Линзовая оптическая система, сфокусированная на среднюю плоскость рабочей камеры, строит четкое изображение этой плоскости на экране, в частности, на плёнке фотоаппарата, где наблюдается и интерференционная картина.

Зеркала $S_1 \dots S_4$ и оптические элементы компенсатора смонтированы в жестком корпусе, имеющем \sqsubset -образную форму. Оправы зеркал связаны с прецизионными электромеханическими приводами, позволяющими изменять наклон зеркал относительно вертикальной и горизонтальной осей. Корпуса интерферометра, коллиматора и приемной трубы вывешены на амортизаторах. Настройку интерферометра с монохроматическим источником света длиной волны λ можно выполнить в двух вариантах. Один метод состоит в получении в плоскости интерференции картины с весьма большим расстоянием между интерференционными полосами, в пределе с бесконечно широкой полосой, когда поле интерференции имеет равномерную освещенность. Такая картина может быть получена при строгой взаимной параллельности зеркал $S_1 \dots S_4$. Появление возмущений в рабочей камере приводит к возникновению интерференционных полос, которые являются кривыми постоянной плотности. Метод дает весьма наглядные результаты, но требует высококачественной оптики и сложен в расшифровке, в определении номеров полос.

Второй метод, метод сдвига полос состоит в том, что отклоняя зеркало S_1 на малый угол ϵ от положения, соответствующего первому варианту, получают в плоскости интерференции равноотстоящие параллельные интерференционные полосы. Для того, чтобы плоскость локализации интерференционных полос сохранять в середине рабочей каме-

ры, приходится изменять также наклон зеркала S_2 . Расстояние между полосами прямо пропорционально длине волны λ и обратно пропорционально углу ξ . Полосы могут быть ориентированы в плоскости наблюдения произвольно. Выбор начального положения полос зависит от условий эксперимента. Вращение зеркал S_1 и S_2 относительно горизонтальной оси приводит к интерференционной картине, где полосы перпендикулярны плоскости чертежа. Вращение тех же зеркал относительно вертикальной оси позволяет получить интерференционные полосы, параллельные плоскости чертежа. Выбор расстояния между полосами или числа полос в поле зрения при настройке зависит от ряда факторов: чувствительности интерферометра (см. формулу 2.9), ожидаемого максимального и среднего изменения плотности в рабочей камере, допустимой погрешности измерения плотности, разрешающей способности фотоматериалов, контрастности полос.

3. ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА I. ИССЛЕДОВАНИЕ НАЧАЛЬНОГО УЧАСТКА ПЛОСКОЙ НЕРАСЧЕТНОЙ СВОБОДНОЙ СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУИ

Цель работы - освоить практически метод интерферометра, приобрести знания структуры и основных свойств плоских сверхзвуковых струй, научиться простым приближенным методам расчета свободных струйных течений, а также экономичным методам создания и исследования сверхзвуковых течений с большим расходом газа.

3.1. Особенности сверхзвуковых струйных течений

Одним из основных параметров для струи, истекающей из сопла в среду с известными свойствами, является параметр нерасчетности $n = p_a / p_\infty$, равный отношению давления p_a на срезе сопла к давлению p_∞ в окружающей среде. Струи, для которых $n > 1$, называют недорасширенными, при $n < 1$ - перерасширенными и при $n = 1$ - расчетными.

Структура плоской сверхзвуковой струи на начальном участке в основном совпадает со структурой хорошо изученной осесимметричной струи [5], [6], [7]. На рис. 3.1 приведена схема течения недорасширенной плоской струи. Сплошными линиями отмечены возмущения для идеального газа, штрих-пунктиром - границы вязких течений, штриховыми линиями - поверхности разрыва касательных составляющих вектора скорости, т.е. тангенциальные разрывы.

В идеальном газе граница струи АВ является линией тока, вдоль которой давление неизменно и равно давлению в неподвижной среде. Область I - невозмущенная область течения, продолжение течения в

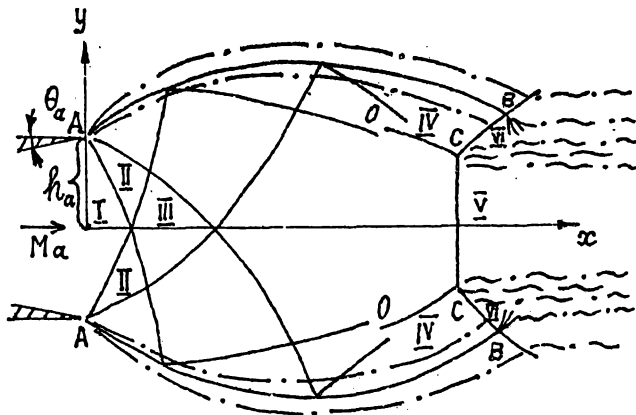


Рис. 3.1

канале, область II – центрированная волна разрежения. Взаимодействие волны разрежения с границей струи АВ приводит к искривлению границы, возникновению волн сжатия, которые могут сформировать висячий скачок уплотнения ОС. При малой нерасчетности скачки ОС могут взаимодействовать на оси симметрии струи. При большой нерасчетности и числах M , близких к 1, скачки ОС взаимодействуют с образованием третьего скачка СС – скачка Маха, перпендикулярного к оси симметрии потока. Скачки Маха в плоских струях образуются в меньшем диапазоне изменений параметров n и M и расположены дальше от среза сопла, чем в осесимметричных струях.

В точках С сходятся три скачка: висячий скачок ОС, скачок Маха СС и отраженный скачок СВ. При взаимодействии скачка СВ со свободной границей АВ возникает отраженная от границы волна разрежения, свободная поверхность за точкой В вновь расширяется.

Течение в области II волны разрежения и в области III взаимодействия волн разрежения не зависит от давления $p_{0\infty}$.

Течение в области IV за висячим скачком неадиабатическое, линии тока искривлены, но резких изменений давления в этой области нет. Область V газа, прошедшего через скачок Маха, отделена от

области VI газа, прошедшего скачки ОС и СЕ, стационарным сильным разрывом - линией тока. Вектор скорости в областях V и VI образует малые углы с осью x . В областях II, III число M велико и плотность мала. В области V течение дозвуковое, давление близко к P_{∞} .

Истечение перерасширенных струй отличается от вышеописанного тем, что за срезом сопла вместо волны разрежения образуется косой скачок уплотнения АВ, сходящийся с кромки А сопла (рис.3.2). Плотность газа за скачком возрастает, скорость уменьшается незначительно, так что линии тока не расходятся, как при $\bar{n} > 1$, а сходятся к оси симметрии.

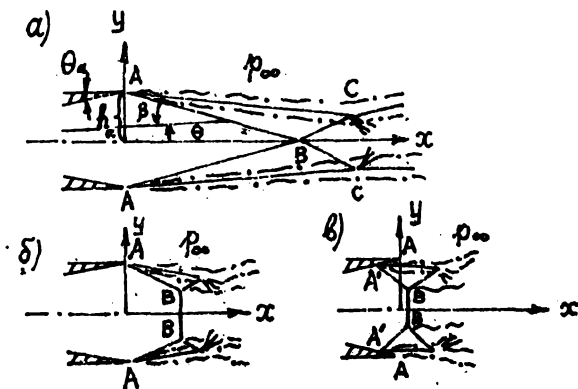


Рис.3.2

При малой интенсивности косых скачков АВ (рис.3,а) возникают слабые косые скачки ВС. Увеличение нерасчетности, т.е. уменьшение числа \bar{n} может приводить, как и в случае недорасширенной струи, к появлению скачка Маха ВБ (рис.3.2,б). Дальнейшее уменьшение параметра нерасчетности сопровождается перемещением основания косых скачков внутрь сопла (рис.3.2,в) и отрывом потока от стенок сопла.

Картина течения реальной струи на начальном участке отличается от изображенной на рис.3.1, 3.2 модели течения идеального газа в первую очередь наличием свободных пограничных слоев - слоев смешения покоящегося и движущегося газов. Границы слоев смешения от-

мечены на рис.3.1, 3.2 штрих-пунктирными линиями. Влияние вязких эффектов на течение в струе может быть весьма существенным. При больших числах M и режимах течения, близких к расчетным слою смешения смыкаются на небольших расстояниях от сопла и скачок Маха не возникает. Степень влияния вязких эффектов на области потенциального течения зависит от режимов течения в слоях смешения.

Режим течения в слое смешения зависит от числа Рейнольдса $Re_L = \frac{Re_*}{\pi}$, где $Re_* = \frac{\rho_* u_* h_*}{\mu_*}$, h_* - высота критического сечения сопла. Принято различать следующие режимы течения в слое смешения [5, с.108-109].

1. При $Re_L > 10^4$ течение турбулентное. Толщина слоя смешения растет линейно с увеличением расстояния от среза сопла. Характеристики струи не зависят от Re_L .

2. При $10^3 < Re_L < 10^4$ в слое смешения происходит переход от ламинарного к турбулентному режиму течения.

3. При $10^2 < Re_L < 10^3$ течение в слое смешения ламинарное. Уменьшение числа Re_L в этом диапазоне приводит к утолщению слоя смешения.

4. При $Re_L < 10^2$ на картину течения влияют эффекты разреженности. Скачки уплотнения размываются, увеличивается диффузия молекул газа затопленного пространства внутрь струи.

3.2. Расчет начального участка сверхзвуковой струи идеального газа

Приближенный расчет начального участка сверхзвуковой струи может быть выполнен на основе модели идеального газа.

Недорасширенная струя. Воспользуемся теорией, изложенной в работе [8] и основанной на использовании уравнения сохранения массы, уравнения количества движения и уравнения сохранения энергии для идеального газа. Уравнения связывают осредненные по сечению газодинамические переменные в сечении на срезе сопла и в произвольном сечении струи при наличии поперечной к оси симметрии составляющей вектора скорости и имеют вид [8, с.237, с.255, с.407, с.409]

$$q(\lambda, \alpha) = \int_0^1 q(\lambda_n, \alpha_n) \quad (3.1)$$

$$Z(\lambda, \alpha) = Z(\lambda_n, \alpha_n) + \left[\frac{k+1}{2} \right]^{\frac{k-1}{k-1}} \frac{f-1}{\pi_0 q(\lambda_n, \alpha_n)} \quad (3.2)$$

где

$$q(\lambda, \alpha) = q(\lambda) \cdot \cos \alpha, \quad (3.3)$$

$$q(\lambda) = \left[\frac{k+1}{2} \right]^{\frac{1}{k-1}} \lambda \left[1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2 \right]^{\frac{1}{k-1}}, \quad (3.4)$$

$$Z(\lambda, \alpha) = \frac{1}{\cos \alpha} \left[\left[\frac{2k}{k+1} \cdot \cos \alpha - \frac{k-1}{k+1} \right] \lambda + \frac{1}{\lambda} \right], \quad (3.5)$$

$\lambda = v/a_{\infty}$ - скоростной коэффициент, равный отношению модуля вектора скорости к критической скорости звука;

α - средний по сечению угол наклона вектора скорости по отношению к оси симметрии сопла;

$f = A/A_a$ - отношение площади поперечного сечения струи к площади поперечного сечения среза сопла;

$\zeta = p_0/p_{0a}$ - коэффициент сохранения полного давления в струе, оценивающей суммарные потери полного давления на участке от среза до выбранного сечения струи и в нашем случае равный единице ($\zeta = 1$);

$p_0 = \frac{p_{0a}}{p_{\infty}}$ - отношение полного давления на срезе сопла, равного полному давлению p_0 перед соплом, к давлению в невозмущенной среде.

Уравнение сохранения энергии приводит к условию неизменности температуры торможения в струе.

Теория позволяет определить изменение λ и других газодинамических величин вдоль оси симметрии струи, а также найти форму струи на начальном участке. Однако условие равенства давления $p_{гр}$ на границе струи давлению p_{∞} в невозмущенной среде для найденных λ не выполняется.

Для плоского течения $A/A_a = Y_{гр} / h_a$, с учетом неоднородности потока примем $\alpha = 0,6 \alpha_{гр}$, где индексом "гр" отмечены координата и угол наклона вектора скорости на границе струи.

Расчет следует начинать с определения максимального сечения струи. Для этого полагают в уравнениях (3.1), (3.2) $\alpha = 0$ и из совместного решения этих уравнений находят f_{max} , $Y_{гр,max}$ и λ_{max} . Далее расчет выполняют в такой последовательности. Задают поперечные сечения струи, считая первым сечение среза сопла и полагая, каждое последующее сечение отстоящим от предыдущего на расстоянии одного калибра сопла ($\Delta x = 2h_a$, рис.3.3). В первом сечении на срезе сопла полагают $\lambda_a = 1,5465$, $\alpha_a = 1/26 = 5^\circ$.

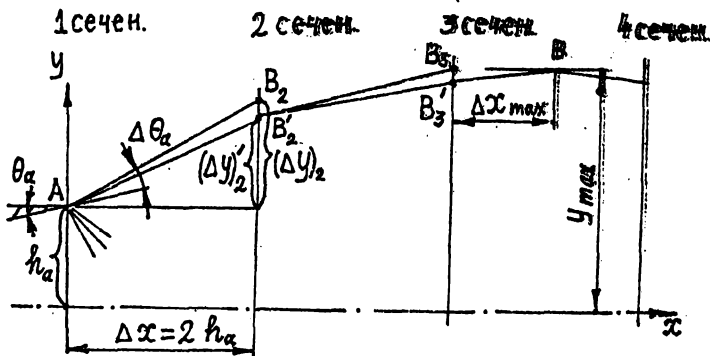


Рис 3.3

Определяют угол Δe_a разворота потока в волне разрежения Прандтля-Майера по таблицам [9, с.250] для известного M_a . Рассчитывают ординату Y_{B_2} точки пересечения касательной к границе струи в точке А со вторым поперечным сечением $x=2h_a$, $Y_{B_2}=h_a+2h_a \cdot \text{tg}(e_a+\Delta e_a)$. Подставив в уравнения (3.1), (3.2) $f_{B_2}=Y_{B_2}/h_a=1+2\text{tg}(e_a+\Delta e_a)$, решают уравнения совместно и находят λ_{B_2} и α_{B_2} . Уточняют ординату границы струи во втором сечении, считая границу струи на первом интервале отрезком прямой, наклоненной к оси x под углом $\alpha_{igrp}=1/2(e_a+\Delta e_a+\frac{\alpha_{B_2}}{0,6})$, так что $Y_{B'_2}=h_a+2h_a \cdot \text{tg}\alpha_{igrp}$. Задавшись в уравнениях (3.1), (3.2) значением $f_{B'_2}=Y_{B'_2}/h_a$, рассчитывают уточненные значения $\alpha_{B'_2}$ и $\lambda_{B'_2}$. Для последующих "1" сечений расчетную процедуру повторяют, заменив в первом приближении угол $e_a+\Delta e_a$ углом $\alpha_{B'_i}/0,6$, а при уточнении полагая $\alpha_{igrp}=\frac{1}{2}(\alpha_{B'_i}+\alpha_{B'_{i-1}})/0,6$. При углах α_{igrp} близких к нулю находят положение максимального сечения, считая $x_{max}=x_{B'_i}+\Delta x_{max}=\frac{x_{B'_i}+(Y_{max}-Y_{B'_i})}{\text{tg}(\alpha_{B'_i}/0,6)}$, $\Delta x < 2h_a$. Расчет выполняют для 5-6 сечений. Рассчитывают относительные и абсолютные газодинамические переменные на оси сопла по изэнтропическим формулам [9, с.111].

Расстояние x_{cm} от среза сопла до скачка Маха в недорасширенных струях можно оценить по формуле [10]

$$\frac{x_{см}}{2h_a} = \frac{B_j}{j+1} (kM_a^* n)^{j+1} (kM_a^*)^{j-1}, \quad (3.6)$$

где $B = 1, 4$, $j = 0$ и 1 соответственно для плоских и осесимметричных струй. Сопоставляя плоские и осесимметричные струи, отметим, что $(x_{см})_{плоск} / (x_{см})_{осесимм} \sim \sqrt{n}$, т.е. в плоских струях скачок Маха расположен от сопла гораздо дальше по сравнению с осесимметричными и наблюдается только для M_a^* , незначительно превышающих 1.

Перерасширенная струя. При указанных в разделе 1 геометрических параметрах сопла и газодинамических параметрах торможения реализуется течение с регулярным взаимодействием косых скачков на оси симметрии течения (см. рис. 3.2). Пусть известно число M_a^* сверхзвукового потока на выходе клиновидного сопла Лавала и задан параметр нерасчетности $n = p_a / p_\infty < 1$. За срезом сопла возникает косой скачок уплотнения АВ такой интенсивности, что давление за скачком равно давлению p_∞ в невозмущенной среде.

Течение внутри и за срезом клиновидного сопла Лавала до первого возмущения можно считать течением от источника, расположенного в геометрической вершине сопла. Тогда число M потока как функция расстояния $\bar{x} = x/h_a$, отсчитываемого от среза сопла, может быть определено из соотношения [9, с. II3]

$$1 + \bar{x} \operatorname{tg} \varphi_a = \frac{M_a^*}{M} \left[\frac{1 + \frac{k-1}{2} M_a^{*2}}{1 + \frac{k-1}{2} M^2} \right]^{\frac{k+1}{2(k-1)}} \quad (3.7)$$

Угол φ наклона скачка по отношению к направлению набегающего потока определяют из соотношения для косого скачка уплотнения [9, с. 235-247]

$$\varphi = \arcsin \sqrt{\left(\frac{1}{n} \cdot \frac{p_a}{p} + \frac{k-1}{k+1} \right) \cdot \frac{k+1}{2kM}} \quad (3.8)$$

где

$$\frac{p}{p_a} = \left[\frac{1 + \frac{k-1}{2} M_a^{*2}}{1 + \frac{k-1}{2} M^2} \right]^{\frac{k}{k-1}} \quad (3.9)$$

Поскольку в течении типа источника давление вдоль косого скачка уплотнения от точки А уменьшается, отношение давлений p_∞ / p растет и угол φ также увеличивается, т.е. скачок АВ оказывается криволинейным. Однако при умеренных углах φ_a и числах M_a^* , как в назем случае, скачок АВ можно считать прямолинейным, т.к. увеличе-

ние угла β сопровождается уменьшением угла θ и угол наклона скачка относительно оси x изменяется незначительно. Тогда угол наклона скачка β будет равен $\beta_a - \theta_a$, где β_a рассчитывают по формуле (3.8), положив $p = p_a$, $M = M_a$.

Приближенные методы расчета сверхзвуковых струй с учетом вязких эффектов, основанные на теории свободных пограничных слоев (слоев смещения), рассмотрены в работе [6, с.46-60].

3.3. Правила подготовки к работе и программа экспериментов

При подготовке к лабораторной работе необходимо:

- усвоить цели работы;
- ознакомиться с методом интерферометра, с оптической схемой интерферометра Маха-Цендера;
- изучить описание экспериментальной установки и порядок работы на установке;
- иметь представление об особенностях сверхзвуковых струйных течений и методах расчета таких течений;
- ознакомиться с программой экспериментов и указаниями по обработке опытных данных;
- получить инструктаж по технике безопасности.

Программа экспериментов обеих лабораторных работ состоит в выполнении 5-6 однотипных экспериментов, причем начальное давление p_0 в камере 1 (рис.1.2) варьируют незначительно, а давление p_∞ в ресивере 25 в каждом последующем эксперименте удваивают за счет напуска атмосферного воздуха (при напуске вентили 27 и 28 открыты). Начинают опыты при давлении $p_\infty = (2-6) \cdot 10^3$ Па, завершают при атмосферном давлении в ресивере.

Выполнив серию экспериментов согласно программе лабораторной работы, проявляют фотопленку и помечают кадры на ней в соответствии с протоколом.

3.4. Методика обработки экспериментальных данных

Первичными экспериментальными материалами в работе являются: протокольные данные о начальных давлениях p_0 и p_∞ в камере высокого давления и ресивере, геометрические и газодинамические характеристики камеры и сопла Лавали (см. п.1), данные о чувствительности пьезодатчиков, о чувствительности усилителей осциллографов и длительности разверток осциллографов;

осциллограммы сигналов пьезодатчиков, скопированные на прозрачную бумагу с экранов осциллографов;

негативы интерферограмм, содержащих информацию о распределении плотности на начальном участке сверхзвуковой струи.

Обработку экспериментальных данных начинают с определения давления торможения $P_{0, \text{экс}}$ по осциллограмме сигнала пьезодатчика, установленного перед соплом Лавала (рис.3.4, верхняя кривая).

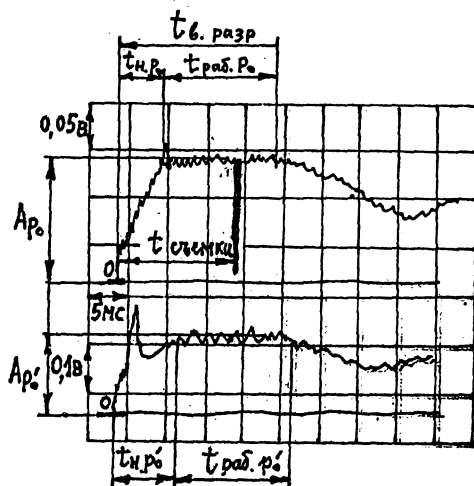


Рис.3.4

Измеряют в делениях шкалы амплитуду A_{p_0} сигнала; для момента фотографирования течения. Момент фотографирования, отмечен на осциллограмме, скопированной с экрана осциллографа 31 с дифференциальным входом (рис.1.2), как момент появления кратковременного импульса отрицательной полярности (условно показан на рис.3.4 штриховой линией). Эта метка позволяет судить о том, является ли сфотографированное течение установившимся или в момент фотографирования оказывается нестационарным, а опыт неудачным, т.к. объект исследований - установившееся течение. Зная чувствительность K_{p_0} [В/МПа] пьезодатчика и чувствительность усилителя $K_{p_0, \text{осц}}$ [В/дел] осциллографа, рассчитывают давление $P_{0, \text{экс}}$ по формуле:

$$P_{0, \text{экс}} = P_{\infty} + \frac{A_{p_0} \cdot K_{p_0, \text{осц}}}{K_{p_0}} \quad (3.10)$$

Давление $P_{0, \text{экс}}$, измеренное на стенке канала перед соплом, можно считать давлением торможения газа. Действительно, число M

дозвукового потока на входе в сопло, определяемое отношением площади A_{max} поперечного сечения камеры высокого давления к площади A_c критического сечения сопла составит в нашем случае $(A_{max}/A_c = 3,906, k=1,4) M_{ax} = 0,15$ [9, с.114]. Давление торможения, найденное по изэнтропической формуле установившегося течения [9, с.111], будет превышать давление в потоке всего на 1,5%.

Измеренное манометром избыточное по отношению к атмосферному давление P_{0m} , сложенное с начальным атмосферным давлением в камере, будет заметно выше измеренного пьезодатчиком давления $P_{0экс}$. Это различие обусловлено возникновением волны разрежения в камере высокого давления при пуске установки. Наличие нестационарной волны разрежения в камере влияет на параметры торможения газа не только при на установившемся течении газа из сопла, но и в период установившегося течения, так как все частицы, достигшие сопла, ускорились в волне разрежения. Действительно, уравнение баланса энергии имеет вид $\frac{d}{dt}(c_p T_0) = \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dt}$ [9, с.97], и для любой частицы начальные параметры торможения не сохраняются.

При определении давления торможения по данным манометрических измерений следует ввести эффективное давление торможения $P_{0эфф}$, связанное с давлением P_{0max} , измеренным манометром, следующим соотношением:

$$\frac{P_{0эфф}}{P_{0m} + P_{ат}} = \frac{(1 + \frac{k-1}{2} M_{ax}^2)^{\frac{k}{k-1}}}{(1 + \frac{k-1}{2} M_{ax}^2)^{\frac{2k}{k-1}}}, \quad (3.11)$$

где $P_{ат}$ - атмосферное давление.

В нашем случае для $k=1,4, M_{ax} = 0,15$ $\frac{P_{0эфф}}{P_{0m} + P_{ат}} = 0,826$,

$$\frac{T_c}{T_{атм}} = \frac{P_{0эфф}}{P_{0m} + P_{ат}} \cdot \left[\frac{P_{0эфф}}{P_{0m} + P_{ат}} \right]^{1/k} = 0,872,$$

$$\frac{T_c}{T_{атм}} = \frac{P_{0эфф}}{P_{0m} + P_{ат}} \cdot \left[\frac{P_{0эфф}}{P_{0m} + P_{ат}} \right]^{-1} = 0,947.$$

Найденное по экспериментальным данным значение отношения $\frac{P_{0экс}}{P_{0m} + P_{ат}}$ следует сопоставить с приведенным выше значением и равличие выразить в процентах.

Зная $\frac{P_{0экс}}{P_{0m} + P_{ат}}$, можно найти отношения $\frac{P_{0экс}}{P_{0m} + P_{ат}}$, $\frac{T_c}{T_{атм}}$,

определить параметры торможения $P_0'_{\text{экс}}$, $T_0'_{\text{экс}}$, а для сопла с известным числом M_a рассчитать параметры P_a' , T_a' , u_a на срезе сопла.

На рис.3.4 (нижняя кривая) приведен пример осциллограммы сигнала датчика полного давления P_0' за прямым скачком уплотнения в сверхзвуковом потоке, установленного на известном расстоянии от среза сопла. Давление P_0' находят по формуле (3.10) с учетом соответствующих значений $A_{P_0'}$, $K_{P_0' \text{ осц}}$, $K_{P_0'}$. Отношение $P_0'/P_{0\text{экс}}$ $\ll 1$ есть известная функция числа M потока [9, с.132] и характеризует потерю полного давления на отошедшем скачке уплотнения, образующемся при обтекании корпуса датчика сверхзвуковым потоком. По отношению $P_0'/P_{0\text{экс}}$ оценивают число M потока, набегавшего на датчик.

По осциллограммам (см. рис.3.4) определяют временные характеристики течения: $t_{\text{в.разр}}$ - интервал времени от начала истечения газа из камеры до прихода к соплу волны разрежения, отраженной от торца камеры; $t_{\text{нр}'_0}$, $t_{\text{нр}'_0}$ - периоды неустановившегося течения перед соплом и в сверхзвуковой струе; $t_{\text{рас.}P_0}$, $t_{\text{рас.}P_0'}$ - длительности установившихся течений перед соплом и в сверхзвуковом потоке. Сопоставляют время $t_{\text{в.разр}}$ с временем $t_{\text{дв}}$ движения звуковой волны по газу от сопла к торцу камеры и обратно, а также времена $t_{\text{нр}'_0}$, с $t_{\text{нр}'_0}$ и $t_{\text{рас.}P_0}$ с $t_{\text{рас.}P_0'}$.

Наиболее важная и трудоемкая часть работы связана с определением поля плотности в струе на основе обработки интерферограмм. Интерферограммы срисовывают на лист белой бумаги, используя негатив и фотоувеличитель или получают в виде фотоотпечатков, выполненных на контрастной матовой фотобумаге. Наиболее удобный масштаб изображения 1:1 для первой лабораторной работы и 1,5:1 - для второй. В качестве масштабных отрезков могут служить расстояния от среза сопла до датчика полного давления или до вертикальной реперной линии.

Суть методики обработки интерферограмм, полученных методом сдвига полос, состоит в том, что согласно формуле (2.11) в заданной точке поля необходимо определить изменение номера интерференционной полосы по отношению к номеру полосы в невозмущенном потоке. Невозмущенные полосы ориентированы перпендикулярно оси z .

рии сопла. Свободная струя представляет с точки зрения обработки интерферограмм простой объект, т.к. на интерферограмме струи имеется область невозмущенного потока с параллельными интерференционными полосами, которые нетрудно пронумеровать. Номер каждой полосы фиксирован, нумерация полос в области непрерывного течения меняется также непрерывно, интенсивных скачков уплотнения в наблюдаемом поле течения нет. Есть только две зоны, где затруднительно пронумеровать полосы. Это небольшие области волн разрежения вблизи угловых точек на срезе сопла.

Начальную частоту полос при настройке интерферометра выбирают такой, чтобы с одной стороны, частота полос на оси симметрии течения не была чрезмерной, а с другой стороны, чтобы полосы не были слишком редкими и погрешность определения плотности у среза сопла не превышала 1-2%.

Присваивают нулевой номер белой или черной полосе, прилегающей в невозмущенной области к срезу сопла. Вектор $\text{grad } \rho$ у среза сопла направлен навстречу потоку, так что при настройке интерферометра, соответствующей рис. 3.5, а, интерференционным полосам в невозмущенной области присваивают целые отрицательные числа и производят нумерацию полос на оси симметрии течения. В качестве контрольной точки может служить точка пересечения линии среза сопла с осью симметрии потока, где плотность газа известна из расчетов.

Второй вариант начальной настройки интерферометра приводит к интерференционным картинам с точками ветвления интерференционных полос на оси симметрии (рис. 3.5, б). Нумерация интерференционных полос и в этом случае не вызывает затруднений, если учесть, что на оси симметрии течения плотность непрерывно уменьшается от среза сопла вдоль по потоку.

При обработке интерферограмм проводят через интервал Δx , равный калибру сопла ($\Delta x = 2 h_c$), 5-6 сечений, перпендикулярных оси симметрии сопла, причем первое сечение совпадает со срезом сопла. Измеряют распределение плотности в каждом сечении. Для этого отмечают точки пересечения центров интерференционных полос с прямыми, перпендикулярными оси симметрии сопла, и определяют в них изменения номеров интерференционных полос и избыточные плотности. Для первого сечения в невозмущенной области, а также при незначительном изменении плотности в сечении струи учитывают изменение номера полосы с точностью до десятых.

Вносят в таблицу для каждого сечения результаты измерений

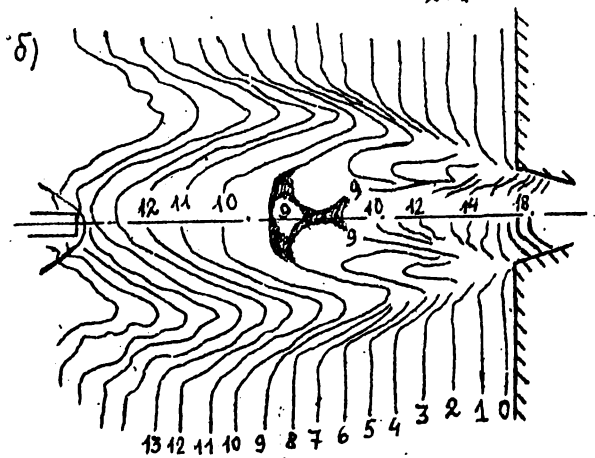
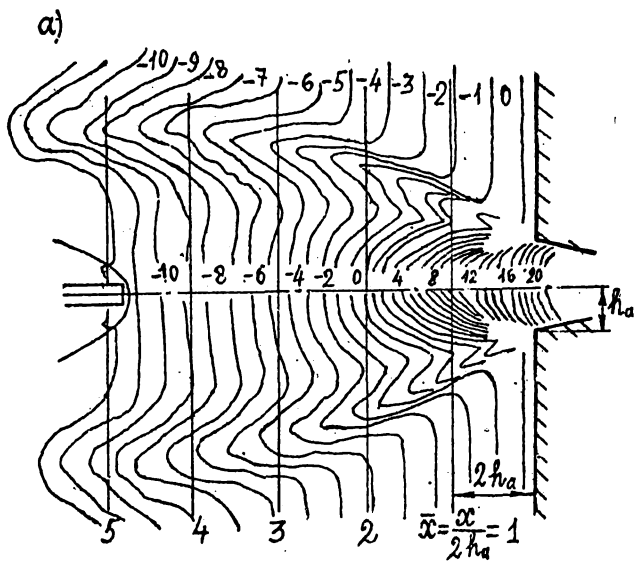


Рис. 3.5

разности ΔN номеров полос, поперечных координат Y точек, избыточной ($\Delta \rho$), абсолютной ($\rho_\infty + \Delta \rho$) и относительной (ρ/ρ_∞) плотности.

3.5. Указания к составлению отчета

В отчете о лабораторной работе следует:

а) отметить цели лабораторной работы;

б) привести схему экспериментальной установки и блок-схему системы измерений стационарных и нестационарных давлений, дать краткое их описание;

в) описать метод интерферометра и оптическую схему интерферометра Маха-Цендера;

г) кратко изложить программу лабораторной работы, порядок подготовки и проведения экспериментов;

д) отметить особенности течения плоской турбулентной сверхзвуковой нерасчетной струи на начальном участке, изложить методику расчета внешней границы струи и гидродинамических переменных в струе при $n > 1$ и $n < 1$ (см. п. 3.2);

е) привести и обсудить осциллограммы сигналов датчиков давления перед соплом и полного давления p_0' в потоке, указать масштабы времени и амплитуды на осциллограммах;

ж) пояснить методику обработки начальных экспериментальных данных (определение действительных и эффективных параметров торможения) и методику расчета газодинамических величин на срезе сопла; результаты расчета давления $p_{0,eff}$, плотности $\rho_{0,eff}$ и ρ_0 , температуры $T_{0,eff}$ и скорости потока $u_{a,eff}$ для каждого опыта занести в таблицу, там же привести данные измерений по осциллограммам давления p_0 , давления p_0' , числа $M_{p_0'}$, как известной функции отношения p_0'/p_0 [9, с.132], а также результаты расчета ρ_a , p_a , T_a , u_a в предположении адиабатического течения и значения отношений $\frac{p_a}{p_{a,eff}}$, $\frac{\rho_a}{\rho_{a,eff}}$, $\frac{T_a}{T_{a,eff}}$, $\frac{u_a}{u_{a,eff}}$, характеризующие достоверность поправки к показаниям манометра, учитывающей волну разрежения в камере;

з) приложить зарисовки интерферограмм течений или фотографии течений в масштабе 1:1, отметив на них 5-6 пронумерованных сечений, проведенных перпендикулярно оси симметрии сопла с интервалом $\Delta x = 2h_a$, а также пометив номера интерференционных полос в невозмущенном потоке и на оси симметрии сопла (см. рис.3.5), масштабная метка - расстояние между двумя вертикальными линиями, равное 70 мм;

и) привести таблицу с результатами обработки интерферограмм по сечениям, перпендикулярным оси симметрии сопла для каждого из опытов с различными параметрами нерасчетности n ;

к) данные таблицы представить в графической форме: для каждого из опытов привести на единой координатной плоскости серию кривых в координатах ρ/ρ_a , Y/h_a , указав для каждой кривой номер сечения, для всей серии номер опыта, параметр нерасчетности n и измеренную на оси симметрии в сечении среза сопла плотность ρ_a ;

л) представить в графической форме в координатах ρ/ρ_a , $x/2h_a$ данные об изменении плотности вдоль оси симметрии сопла, сопоставив экспериментальные данные с результатами расчетов течения по методике, изложенной в п.3.2, и расчетов течения от линейного источника, помещенного в геометрическую вершину клиновидного сопла; для экспериментальных точек и расчетных кривых указать соответствующие значения параметра n и значения плотности ρ_a в центре сечения выхода сопла;

м) представить в графической форме в координатах M/M_a , $x/2h_a$ расчетные и экспериментальные данные об изменении числа M вдоль оси симметрии сопла способом, аналогичным принятому для плотности; отметить число M потока, найденное по показаниям датчика ρ_0 ; на оси ординат отметить значения скоростного коэффициента $\lambda = u/a_a$ для чисел M , кратных 0,5; указать значение критической скорости звука a_a ;

н) для каждого из опытов представить результаты определения секундного массового расхода \dot{m} в сечении с координатой $\bar{x}=2$ по профилям плотности $\bar{\rho}$ и λ , сопоставить найденное значение \dot{m} со значением на срезе сопла;

о) рассчитать число Рейнольдса $Re_L = \frac{\rho_a u_a h_a}{\mu_a n}$ и оценить состояние свободного пограничного слоя смешения по критериям, приведенным в п.3.1;

п) сформулировать выводы о работе, сопоставляя экспериментальные данные с результатами расчетов, анализируя поля плотности и влияние параметра нерасчетности n на течение в струе.

При оформлении отчета следует дать комментарии к расчетным формулам и рисункам, поясняющие введенные обозначения и назначения формул и рисунков, аккуратно сформировать графики: выполнить их простым карандашом на листах миллиметровой бумаги размером 210x297 мм, отчетливо проставить экспериментальные точки (использовать

разные символы: кружки, треугольники, крестики и т.д.).

Отчет о лабораторной работе следует оформлять согласно требованиям СПбГТУ 1.01-91 "Документы текстовые учебные. Общие требования, структура и правила оформления".

4. ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 2. ИССЛЕДОВАНИЕ ОТРЫВНОГО ТЕЧЕНИЯ ЗА УСТУПОМ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

Цель работы - освоить практически метод интерферометра; приобрести знания структуры и основных свойств отрывных донных течений; освоить методику расчета отрывных течений, основанную на модели разделяющей линии тока; научиться экспериментальным методам создания и исследования сверхзвуковых отрывных течений.

4.1. Особенности отрывного течения за уступом (в донной области)

Исследуют методом интерферометра отрывное течение за срезом клиновидного сверхзвукового сопла Лавала в угловой области, образованной вертикальной стенкой и горизонтальной плоскостью. На рис.4.1 приведена схема течения в угловой (донной) области.

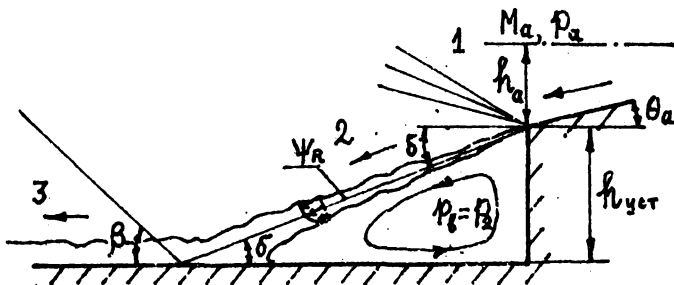


Рис. 4.1

Течение выше оси симметрии сопла не отличается от описанного в лабораторной работе I. Течение в нижней части за уступом высотой $h_{уст}$ заметно отличается от свободного струйного течения. За нижней кромкой сопла с углом полураствора θ_a давление понижается в центрированной волне разрежения. Поток отклоняется от своего первоначального направления вниз к горизонтальной поверхности,

встречается с ней и движется вдоль этой поверхности. Свободный пограничный слой (слой смешения), формирующийся за нижней кромкой сопла, встречается с горизонтальной поверхностью и становится пристенным пограничным слоем. Вторичное изменение направления потока у стенки приводит при ламинарном течении в слое смешения к образованию волны сжатия, а при турбулентном - косоуго скачка уплотнения. Ниже слоя смешения существует треугольная область, в которой газ, вовлеченный в движение внешним потоком, циркулирует с небольшой дозвуковой скоростью. Изменение давления в этой области по любому направлению невелико. Давление поперек слоя смешения считают неизменным. Введем для треугольной области осредненное давление и назовем его давлением $p_{\text{д}}$ в донной области (донным давлением, $p_{\text{д}} = p_2$).

4.2. Расчет давления в донной области

Задача об определении давления в донной области за уступом на основе модели идеального газа не имеет однозначного решения: для любого давления в донной области, меньшего давления на срезе сопла, и для соответствующего положения точки встречи отклоненного потока с нижней стенкой можно подобрать угол β наклона косоуго скачка уплотнения такой, что поток за скачком будет направлен вдоль нижней стенки (см. рис.4.1). Однозначное решение задачи об определении донного давления можно получить, если учесть вязкие эффекты в слое смешения, в донной области и в области взаимодействия слоя смешения с нижней стенкой.

В расчетах отрывных течений широкое распространение получил метод разделяющей линии тока, примененный для ламинарных течений Чапменом, а для турбулентных - Корстом [11], [12]. Согласно этому методу, существует в слое смешения линия тока $\Psi_{\text{д}}$, отделяющая циркуляционное течение с малой дозвуковой скоростью в донной области от внешнего сверхзвукового течения. Считают, что при установившемся движении в донной области циркулирует неизменная масса газа. Эта схема заменяет действительную картину течения, когда масса газа, эжектируемого из донной области в слой смешения, равна массе газа, движущегося из области присоединения слоя смешения к твердой стенке в донную область. Связывая определенным образом полное давление $p_{0\text{д}}$ на разделяющей линии тока с давлением p_2 за косоуго скачком уплотнения, получают однозначное значение донного давления. Метод разделяющей линии тока позволяет учесть вдув газа в донную область, а также конечную толщину пограничного слоя на кромке сопла.

Для практического использования метода разделяющей линии тока воспользуемся результатами решения задачи о турбулентном течении сжимаемого газа в слое смешения с учетом теплообмена [13]. Отметим, что течение в слое смешения на основе оценок, приведенных в п.3.1 с учетом начальных параметров газа в установке (см. п.1), можно считать турбулентным.

Результаты решения для слоя смешения представлены в табл.1 [13], где приведены значения относительной скорости $\bar{U}_r = \frac{U_r}{U_2}$ на разделяющей линии тока как функции числа M_2 на внешней границе слоя смешения и отношения $\bar{H}_s = \frac{H_{os}}{H_2}$ полной энтальпии H_{os} газа в донной области к полной энтальпии потока в области 2.

Т а б л и ц а 1

| \bar{H}_s | M_2 | | | |
|-------------|--------|--------|--------|--------|
| | 0 | 2 | 4 | 6 |
| 1 | 0,5906 | 0,6142 | 0,6515 | 0,6840 |
| 0,8 | 0,5828 | 0,6072 | 0,6455 | 0,6796 |
| 0,6 | 0,5734 | 0,5983 | 0,6381 | 0,6736 |
| 0,4 | 0,5609 | 0,5866 | 0,6278 | 0,6654 |
| 0,2 | 0,5425 | 0,5689 | 0,6124 | 0,6525 |
| 0,1 | 0,5286 | 0,5554 | 0,6003 | 0,6422 |

Расчет донного давления выполняют без учета пограничного слоя на стенке сопла, т.к. отношение толщины пограничного слоя на стенке сопла, имеющего образующую длиной менее 3 см, к уступу глубиной $h_{уст} = 1,3$ см много меньше единицы ($\delta_a/h_{уст} \ll 1$).

Исходными данными для расчета донного давления p_d являются давление p_a на срезе сопла, число M_a потока, угол Θ_a наклона стенки сопла, относительная полная энтальпия $\bar{H}_{os} = H_{os}/H_{oa}$, определяющая теплообмен в донной области, и отношение удельных теплоемкостей $k = c_p/c_v$. Величины Θ_a , M_a известны (см.п.1), величины p_a и \bar{H}_{os} находятся в результате обработки экспериментальных данных (п.4.4).

Необходимо найти угол $\bar{\delta}$ наклона разделяющей линии тока такой, чтобы полное давление $p_{r,r}$ на разделяющей линии тока равнялось оп-

разделенной части P_3 . Эту часть задают параметром Нэша $M = \frac{P_{0н} - P_3}{P_3 - P_н}$. Принимают $N=0,35$. Корст [11] полагал $P_{0н} = P_3$, $N=1$. Удобнее задавать в расчетах вместо числа M_n число M_2 потока и методом последовательных приближений подбирать значения M_2 и угла δ , удовлетворяющие вышеотмеченным условиям для давлений $P_{0н}$ и P_3 .

Последовательность расчета донного давления P_n такова:

1. по выбранным значениям M_2 и N_n определяют относительную скорость U_n ;

2. из интеграла Крокко [9, с.769] находят относительную плотность $\bar{\rho}_n$, число M_n и полное давление $P_{0н}$ на разделяющей линии тока по формулам

$$\bar{\rho}_n = \frac{\rho_n}{\rho_2} = \left[1 - C_2^2 \right] \left[H_{0н} + (1 - H_{0н}) U_n - C_2^2 U_n^2 \right]^{-1}, \quad (4.1)$$

где

$$C_2 = \frac{\sqrt{\frac{K-1}{2} M_2^2}}{1 + \frac{K-1}{2} M_2^2} \quad \text{— число Крокко,}$$

$$M_n = U_n M_2 \sqrt{\bar{\rho}_n}, \quad (4.2)$$

$$P_{0н} = P_n \left[1 + \frac{K-1}{2} M_n^2 \right]^{\frac{K}{K-1}}; \quad (4.3)$$

3. разрешив соотношение, определяющее параметр N , относительно давления за косым скачком уплотнения, вычисляют P_3

$$P_3 = P_n \left[1 + \frac{1}{N} \left(\frac{P_{0н}}{P_n} - 1 \right) \right]; \quad (4.4)$$

4. вычисляют угол δ по формуле

$$\operatorname{tg}^2 \delta = \left(\frac{\xi - 1}{k M_2^2 - \xi + 1} \right)^2 \frac{2k M_2^2 - (k-1) - (k+1)\xi}{(k+1)\xi + (k-1)}, \quad (4.5)$$

где $\xi = P_3/P_n$;

5. рассчитывают число M_n из уравнения

$$\sqrt{M_n^2 - 1} = \sqrt{\frac{K+1}{K-1}} \operatorname{tg} \left[\sqrt{\frac{K-1}{K+1}} \left(\operatorname{arctg} \sqrt{M_n^2 - 1} + \delta(M_2) - \delta + \theta_2 \right) \right], \quad (4.6)$$

$$\text{где } \delta(M_2) = \sqrt{\frac{K+1}{K-1}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{K-1}{K+1} (M_2^2 - 1)} - \operatorname{arctg} \sqrt{M_2^2 - 1}.$$

Сопоставляя известное значение числа M_a с рассчитанным, уточняют число M_2 , повторяют расчетную процедуру и добиваются совпадения заданного и найденного из расчетов значений числа M_a до трех значащих цифр.

6. находят дноное давление p_a по изэнтропической формуле

$$\frac{p_a}{P_a} = \left(\frac{1 + \frac{\kappa-1}{2} M_a^2}{1 + \frac{\kappa-1}{2} M_2^2} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad (4.7)$$

4.3. Правила подготовки к работе и программа экспериментов

Работу выполняют на импульсной газодинамической установке, описанной в п.1. Рабочая область между оптическими стеклами за срезом сопла Лавала II (см.рис.1.2) отличается от исследуемой в работе I тем, что к нижней вертикальной стенке прижимают болтами брусок прямоугольного поперечного сечения высотой 70 мм, равной расстоянию между оптическими стеклами. Брусок образует уступ за срезом сопла высотой $h_{уст} = 13$ мм (см. рис.4.1). Размер (ширина) бруска в направлении движения потока 50 мм. Ширина бруска должна существенно превышать длину донной области, чтобы влияние течения разрежения за ребром бруска на течение в донной области было незначительным.

На расстоянии 7 мм от вертикальной стенки в среднем сечении бруска установлен заподлицо с горизонтальной поверхностью пьезодатчик, измеряющий давление в донной области.

Правила подготовки к работе и программа экспериментов не отличаются от приведенных в п.3.3.

4.4. Методика обработки экспериментальных данных

Первичные экспериментальные материалы те же, что и в работе I (см.п.3.4). Вместо осциллограммы сигнала пьезодатчика полного давления обрабатывают осциллограмму сигнала датчика, измеряющего дноное давление p_a .

В зависимости от начального давления p_{00} в резизаре дноное давление может быть больше или меньше начального. Дноное давление рассчитывают по формуле (3.10) с учетом знака амплитуды сигнала пьезодатчика, имеющего известную чувствительность $K_{доп}$.

Давление $p_{0эксн}$ перед соплом измеряют и сопоставляют с расчетным давлением $p_{0эфф}$, как и в лабораторной работе I. Правила определения временных характеристик течения также не отличаются от

принятых в лабораторной работе I.

Методика обработки интерферограмм та же, что и в лабораторной работе I. Нумеруют целыми числами полосы в области невозмущенного течения (рис.4.2). Нумеруют интерференционные полосы на оси симметрии сопла Лавала с учетом нумерации полос в невозмущенной области. Прослеживают ход интерференционных полос и нумеруют их в слое смешения и в донной области, учитывая непрерывность течения в слое смешения. По изменению номера интерференционной полосы в заданной точке определяют в этой точке плотность по формуле (2.II) с учетом начальной плотности воздуха в ресивере. Изменение номера полосы определяют с точностью до десятых.

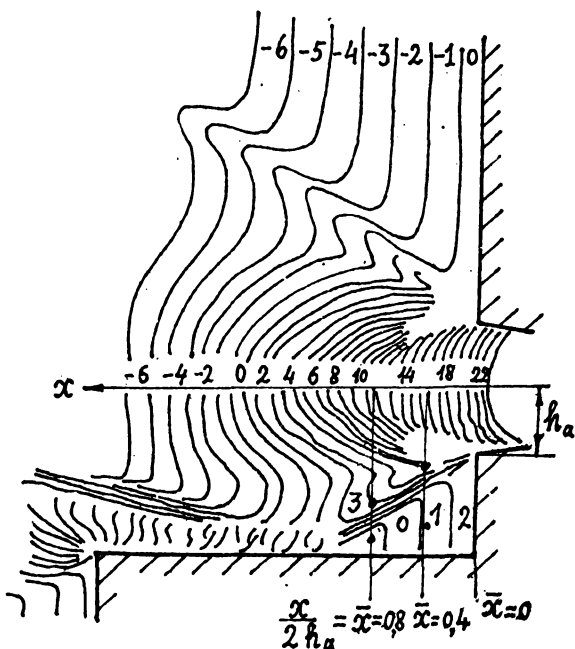


Рис.4.2

Измеряют плотность на оси симметрии и в донной области в сечении среза сопла, а также в характерных точках вертикальных сечений, отстоящих от среза сопла на расстояниях $\bar{x}_i = \frac{x_i}{2h_a} = 0,4,$

$\bar{x}_2 = 0,8$: на оси симметрии сопла, на внешней границе слоя смешения и в донной области. Зная плотность, рассчитывают по изэнтропическим формулам [9, с. IIО-III] давление и число М в потенциальном потоке.

Измеряют плотность ρ_1 перед и ρ_2 за косым скачком уплотнения в точке пересечения его с осью симметрии сопла. Зная отношение ρ_2/ρ_1 , рассчитывают угол β косого скачка уплотнения по формуле [9, с. 240]

$$\beta = \arcsin \left[M_1 \left[\frac{k+1}{2} \frac{\rho_1}{\rho_2} - \frac{k-1}{2} \right] \right]^{-1/2}, \quad (4.8)$$

где число M_1 потока находят по измеренной плотности ρ_1 . Сопоставляют рассчитанный угол $\beta_{\text{расч}}$ с измеренным углом $\beta_{\text{вхсп}}$ между осью симметрии сопла и касательной к скачку уплотнения в вышеуказанной точке.

Для каждого опыта заносят в таблицу результаты измерений номеров интерференционных полос, избыточной (Δp), абсолютной ($p_{\infty} + \Delta p$) и относительной плотности $\left(\frac{p_{\infty} + \Delta p}{p_a} \right)$ в характерных точках потока, относительного давления $\frac{p}{p_a} = \left(\frac{p_{\infty} + \Delta p}{p_a} \right)^k$ и числа М в потенциальном поле, амплитуды сигналов пьезодатчиков, избыточные (Δp_0 и Δp), абсолютные ($p_{\infty} + \Delta p_0$, $p_{\infty} + \Delta p$) и относительные давления $\left(\frac{p_{\infty} + \Delta p_0}{p_{\text{ман}}} \cdot \frac{p_{\infty} + \Delta p}{p_a} \right)$ перед соплом и в донной области, а также избыточные давления $p_{\text{ман}}$ в камере.

По измеренным среднему давлению p_a и средней плотности $\rho_a = 0,5(\rho_{\text{вх1}} + \rho_{\text{вх2}})$ в донной области рассчитывают и записывают в

таблицу относительную энтальпию торможения $\frac{H_{0a}}{H_{0\text{вхсп}}} = \frac{T_{0a}}{T_{\text{свхсп}}} = \frac{p_a}{p_{0\text{вхсп}}} \cdot \frac{\rho_{0\text{вхсп}}}{\rho_a}$, где $p_{0\text{вхсп}}$ - измеренное пьезодатчиком полное

давление перед соплом, $\rho_{0\text{вхсп}}$ - плотность, рассчитанная по уравнению адиабаты с учетом давления $p_{\text{ман}}$, измеренного манометром и давления $p_{0\text{вхсп}}$. Отмечают в таблице параметр нерасчетности $n = p_a/p_{0a}$ свободной струи.

4.5. Указания к составлению отчета

При составлении отчета следует руководствоваться указаниями, приведенными в п.3.5, с некоторыми поправками, обусловленными

изменением объекта исследования. Пункты а)-г),н), а также заключительные требования к составлению отчета принимают без изменений. Изменения в других пунктах указаний следующие:

д) вместо свободного струйного течения обсудить особенности отрывного течения и изложить методику расчета донного давления;

е),ж) полное давление p_0 в потоке заменить на донное давление p_n ;

з) изготовить рисунки или фотоотпечатки интерферограмм в увеличенном масштабе 1,5:1 так, чтобы на них четко фиксировались донная область и область невозмущенного потока; вместо 5-6 сечений провести 2 сечения и отметить на них характерные точки (см.п.4.4), измерить углы δ и β (см.рис.4.1) на интерферограммах;

и) рассчитать (см п.4.3) для каждого опыта донное давление p_n при известных значениях параметров p_n , $M_n=2,03$, $\bar{H}_{0n} = T_{0n}/T_{0n\text{эксп}}$, при двух значениях угла $\theta_n = 10^\circ$, $\theta_n = 0$; рассчитать θ_n из условия $p_n \text{ расч} = p_n \text{ эксп}$;

к) рассчитать давление $p_2 = p_n$ на внешней границе слоя смещения по измеренной в сечениях $\bar{x}_1 = 0,4$ и $\bar{x}_2 = 0,8$ плотности; результаты расчетов и результаты сопоставлений расчетных данных для давлений и углов δ и β привести в таблице;

л) сформулировать выводы, сопоставляя экспериментальные данные с результатами расчетов, анализируя влияние параметра \bar{H}_{0n} , а также параметра n на геометрические и газодинамические характеристики донной области; объяснить причины изменения параметра \bar{H}_{0n} при неизменных начальных температурных параметрах; оценить влияние пограничного слоя на стенках сопла на донное давление.

Пункты м), о) следует исключить.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. ВАСИЛЬЕВ Л.М. Теневые методы. М : Физматгиз , 1968 .
2. СКОТНИКОВ М.М. Теневые количественные методы в газовой динамике. М: Физматгиз, 1976.
3. Оптические методы исследований в баллистическом эксперименте: Сб. статей /Под ред. Г.И.Мишина. Наука, 1979.
4. ЗАХАРЬЕВСКИЙ А.Н. Элементы общей теории интерферометров: Сб. статей, НИ ЛИТМО, вып.2. М-Л:ГОСНТИ машиностр. литер., 1947.
5. ДУЛОБ В.Г., ЛУКЬЯНОВ Г.А. Газодинамика процессов истечения. Новосибирск: Наука: СО, 1984.
6. АВДУЕВСКИЙ В.С. и др. Газодинамика сверхзвуковых неизобарических струй. М: Машиностроение, 1989.
7. АКАТНОВ Н.И. и др. Свободные струйные течения. Метод. указания к лабораторным работам. Л: Изд. ЛГТУ, 1991.
8. АБРАМОВИЧ Г.Н. Прикладная газовая динамика. М:Физматгиз, 1976.
9. ЛОЙЦАНСКИЙ Л.Г. Механика жидкости и газа. М:Физматгиз, 1987.
10. ДРИФТМАЙЕР. Корреляция параметров свободных струй // Ракетн. техн. косм. 1972. №8. т.10. С.159-160.
11. КОРСТ Г. Теория определения донного давления в дозвуковом и сверхзвуковом потоках//Механика. №5. 1957.
12. ШВЕЦ А.И., ШВЕЦ И.Т. Газодинамика олижнего следа. Киев: Наукова думка, 1976.
13. ЮРЧЕНКО К.Е. О выборе гипотезы турбулентности в теории донного давления// Изв. АН СССР. Мех. жидк. и газа. 1968. №6. С.46-49.

СОДЕРЖАНИЕ

| | |
|---|----|
| ВВЕДЕНИЕ..... | 3 |
| 1. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ, ПОРЯДОК РАБОТЫ НА УСТАНОВКЕ, ПРОГРАММА ЭКСПЕРИМЕНТА..... | 3 |
| 2. МЕТОД ИНТЕРФЕРОМЕТРА..... | 8 |
| 3. ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 1. ИССЛЕДОВАНИЕ НАЧАЛЬНОГО УЧАСТКА ПЛОСКОЙ НЕРАСЧЕТНОЙ СВОБОДНОЙ СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУИ..... | 14 |
| 3.1. Особенности сверхзвуковых струйных течений..... | 14 |
| 3.2. Расчет начального участка сверхзвуковой струи идеального газа..... | 17 |
| 3.3. Правила подготовки к работе и программа экс- периментов..... | 21 |
| 3.4. Методика обработки экспериментальных данных..... | 21 |
| 3.5. Указания к составлению отчета..... | 26 |
| 4. ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 2. ИССЛЕДОВАНИЕ ОТРЫВНОГО ТЕЧЕНИЯ ЗА УСТУПОМ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ | 29 |
| 4.1. Особенности отрывного течения за уступом (в донной области)..... | 29 |
| 4.2. Расчет давления в донной области..... | 30 |
| 4.3. Правила подготовки к работе и программа экс- периментов..... | 33 |
| 4.4. Методика обработки экспериментальных данных..... | 33 |
| 4.5. Указания к составлению отчета..... | 35 |
| СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ..... | 37 |

ГАЗОВАЯ ДИНАМИКА
Метод интерферометра

Методические указания
к лабораторным работам

Составители: Григорьев Василий Васильевич
Исаков Сергей Николаевич
Петров Руслан Леонидович

Редактор О.Е.Новожилова

Лицензия ЛР № 020593 от 09.07.92.

Подписано в печать 10.07.92, формат 60x84/16. Бумага тип. № 3.
Печать офсетная. Усл. печ. л. 2,5. Уч.-изд.л. 2,5. Тираж 100.
Заказ 077. С19.

Санкт-Петербургский государственный технический университет.
Издательско-полиграфический центр СПОГТУ.

Адрес университета и ИПЦ: 195251, Санкт-Петербург, Политехническая, 29