

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ РСФСР

Кумбышевский ордена Трудового Красного Знамени авиационный  
институт им.С.П.Королева

А.С.Наташевич, В.Т.Шестаков, А.Д.Кленина,  
В.М.Ожорочкова, В.П.Ильин, С.М.Грачева, С.В.Кебеке

ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ  
ПО КУРСУ  
"ПРИКЛАДНАЯ ГИДРОГАЗОДИНАМИКА"

Под редакцией А.С.Наташевича

Утвержден редакционным  
Советом института 27.1.1970.

Кумбышев 1970

Настоящее учебное пособие является результатом обобщения учебно-методического опыта работы лаборатории гидрогазодинамики при кафедре теории двигателей летательных аппаратов КуАИ.

Весь материал пособия разбит на отдельные работы, имеющие однотипное построение, поэтому, в зависимости от факультета и специальности, полный цикл лабораторного практикума может содержать различное количество работ.

В соответствии с порядком изложения материала в лекциях, первые четыре работы относятся к первой части курса - Гидравлике, а последующие восемь работ - ко второй части курса - Газодинамике. Каждая из работ имеет раздел "Теоретические основы исследования". Он полезен в тех случаях, когда лабораторные работы опережают лекции.

В руководстве используется техническая система единиц (МКГСС), однако в списке обозначений приведены единицы измерений в Международной системе (СИ), а также даны переводные множители.

Компоновка и редактирование учебного пособия выполнены А.С.Наталевичем.

ОБОЗНАЧЕНИЯ И ЕДИНИЦЫ ИЗМЕРЕНИЯ

Обозначения	Наименование	Техническая система (МК ГСС)	Система СИ	Внесистемные единицы	Перевод
A	Термический эквивалент работы	ккал/кг	-	-	-
a	Скорость звука	м/сек	м/сек	-	-
a <sub>кр.</sub>	Критическая скорость	м/сек	м/сек	-	-
c	Скорость действительная	м/сек	м/сек	-	-
C <sub>из</sub>	Скорость при изотропном процессе	м/сек	м/сек	-	-
C <sub>p</sub>	Удельная теплоемкость при постоянном давлении	$\frac{\text{ккал}}{\text{кг} \cdot \text{град}}$	$\frac{\text{дж}}{\text{кг} \cdot \text{град}}$	-	ккал/кг.град = = $4,187 \cdot 10^3$ дж/кг.град.
D, d	Диаметр	м	м	-	-
F	Площадь сечения	м <sup>2</sup>	м <sup>2</sup>	-	-
F <sub>кр.</sub>	Площадь критического сечения	м <sup>2</sup>	м <sup>2</sup>	-	-
G	Весовой расход	кг/сек	-	-	-
g	Ускорение силы тяжести	м/сек <sup>2</sup>	м/сек <sup>2</sup>	-	-
H	Полный напор	м	м	-	-
h	Высота геометрическая	м	м	-	-

1	2	3	4	5	6
$h_{\Sigma}$	Путевые потери	М	М	-	-
$h_{\text{вм}}$	Местные потери	М	М	-	-
$K$	Показатель изоэнтропы	-	-	-	-
$L$	Длина	М	М	-	-
$L_{\Sigma}$	Работа потерь	кГм/кГ	$\frac{\text{кГ.м}^2}{\text{кГ.сек}^2}$	-	$I \text{ кГм/кГ} = 9,807 \text{ кГ.м}^2/\text{кГ.сек}^2$
$L_{\text{ис}}$	Изоэнтропная работа	кГм/кГ	$\frac{\text{кГ.м}^2}{\text{кГ.сек}^2}$	-	-
$M$	Число М	-	Н	-	-
$\Phi$	С и л а	кГ	Н	-	$I \text{ кГ} = 9,807 \text{ Н}$
$P$	Давление статическое	кГ/м <sup>2</sup>	Н/м <sup>2</sup>	мм вод.ст мм рт.ст	$I \text{ кГ/м}^2 = 9,807 \text{ Н/м}^2 = 1 \text{ мм вод. ст.} =$ $\cdot 1 \cdot 10^{-4} \text{ кГ/см}^2$
$P_0$	Давление торможения	-	-	-	-
$P_{\text{н}}$	Барометрическое давление атмосферного воздуха	-	-	-	-
$\Delta P_g$	Перепад давления мерной диафрагмы	-	-	мм вод.ст мм рт.ст	-
$q$	Газодинамическая функция расхода	-	-	-	-
$R$	Газовая постоянная	$\frac{\text{кГ.м}}{\text{кГ.град}}$	$\frac{\text{дж}}{\text{кГ.град}}$	-	$\text{кГ.м/кГ.град} = 9,807 \text{ дж/кГ.град.}$
$Re$	Число Рейнольдса	-	-	-	-
$R_{\Sigma}$	Р а д м у с	М	М	-	-
$T$	Температура статическая	оК	оК	-	-
$T_{\text{н}}$	Температура атмосферного воздуха	оК	оК	-	-

	1	2	3	4	5	6
$T^0$	Температура торможения	°К		°К	-	-
$t$	Температура, время	°С		сек	-	-
$U$	Скорость внешнего потока	м/сек		м/сек	-	-
$V$	Объем	м <sup>3</sup>		м <sup>3</sup>	-	-
$Q$	Количество тепла, расход объемный	квал/кг м <sup>3</sup> /сек		дж/кг м <sup>3</sup> /сек	-	I квал/кг = 4185 дж/кг
$x, y, z$	Координаты	М		М	-	-
$Z$	Геометрическая высота	М		М	-	-
$\alpha$	Коэффициент неравномерности коэффициент расхода диаметры угол фронта скачка	-		-	-	-
$\chi$	Удельный вес	град.		град.	-	$I^0 = 0,01745$ рад
$\delta$	Толщина пограничного слоя	кг/м <sup>3</sup>		-	-	-
$\delta^*$	Толщина вытеснения	М		М	-	-
$\delta$	Относительная шероховатость коэффициент сжатия струи газодинамическая функция плотности	М		М	-	-
$\xi_{пут}$	Коэффициент путевых потерь	-		-	-	-
$\xi_M$	Коэффициент местных потерь	-		-	-	-
$\theta$	Полярный угол	град		рад	-	$I^0 = 0,01745$ рад
$\lambda$	Приведенная скорость	-		-	-	-

I	2	3	4	5	6
$\mu$	Коэффициент расхода, коэффициент вязкости	$\text{кг.сек}/\text{м}^2$	$\text{н.сек}/\text{м}^2$	пуаз	$\text{I кг.сек}/\text{м}^2 = 9,807 \text{ н.сек}/\text{м}^2$ $\text{I пз} = 0,1 \text{ н.сек}/\text{м}^2$
$\nu$	Кинематический коэффициент вязкости	$\text{м}^2/\text{сек}$	$\text{м}^2/\text{сек}$	стокс	$\text{I ст} = 10^{-4} \text{ м}^2/\text{сек}$
$\pi$	Газодинамическая функция	-	-	-	-
$\rho$	Плотность статическая	$\text{кг.сек}^2/\text{м}^4$	$\text{кг}/\text{м}^3$	-	$\text{I кг.сек}^2/\text{м}^4 = 9,807 \text{ кг}/\text{м}^3$
$\rho_0$	Плотность торможения	-	-	-	-
$\sigma$	Коэффициент восстановления давления	-	-	-	-
$\tau$	Газодинамическая функция температуры, напряжение трение	$\text{кг}/\text{м}^2$	$\text{н}/\text{м}^2$	-	$\text{I кг}/\text{м}^2 = 9,807 \text{ н}/\text{м}^2$
$\gamma$	Скоростной коэффициент	-	-	-	-
$\omega$	Угол клина	град	град	-	$\Gamma^0 = 0,01745 \text{ рад}$

Часть I. ГИДРАВЛИКА

РАБОТА № I

Движение жидкости в трубе переменного сечения  
(Закон Бернулли)

ЦЕЛЬ РАБОТЫ: экспериментальное подтверждение уравнения Бернулли для потока несжимаемой жидкости;

определение статического давления в исследуемом сечении, скорости в данной точке потока, объемного расхода и средней скорости потока с использованием уравнения Бернулли и уравнения расхода.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Основным уравнением, выражающим закон сохранения энергии для потока жидкости, является уравнение Бернулли. Оно устанавливает зависимость между скоростью движения жидкости, статическим давлением и уровнем рассматриваемой массы жидкости. Это уравнение справедливо только для установившегося движения. Для двух сечений элементарной струйки реальной несжимаемой жидкости (рис. I.I) уравнение Бернулли имеет вид

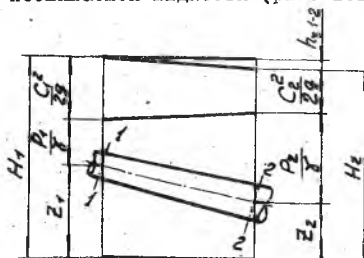


Рис. (I.I)

$$Z_1 + \frac{P_1}{\gamma} + \frac{C_1^2}{2g} = Z_2 + \frac{P_2}{\gamma} + \frac{C_2^2}{2g} + h_{z_{1-2}} \quad (I.1)$$

Размерность уравнения (I.1)  $\left[ \frac{\text{кг}\cdot\text{м}}{\text{кг}} \right]$ , или формально  $[M]$ , т.е. слагаемые уравнения (I.1) представляют собой энергию в  $[\text{кг}\cdot\text{м}]$ , отнесенную к 1 кг веса. Здесь  $Z$  - геометрическая высота, т.е. расстояние от горизонтальной плоскости сравнения до центра тяжести рассматриваемого сечения, или удельная потенциальная энергия положения;

$\frac{P}{\gamma}$  - пьезометрическая высота, или удельная потенциальная энергия давления (давление  $P$  называется статическим);  $\frac{C^2}{2g}$  - скоростная высота, или удельная кинетическая энергия;  $h_z$  - потери напора, т.е. часть удельной энергии, затрачиваемой на преодоление сопротивлений между сечениями. Уравнение записано для единицы веса жидкости. Индексы в уравнении относятся к номерам сечений, проведенным нормально линиям тока.

Сумма трех величин  $Z + \frac{P}{\gamma} + \frac{C^2}{2g}$  называется полным напором  $H$ , или полной удельной энергией жидкости в соответствующем поперечном сечении. Давление  $P_0$ , равное сумме

$$P_0 = P + \frac{\gamma C^2}{2g} \quad (I.2)$$

называется давлением торможения, или полным давлением.

Полный напор  $H$  вдоль элементарной струйки идеальной жидкости остается постоянным, а вдоль элементарной струйки реальной жидкости уменьшается. Уравнение Бернулли для двух сечений потока реальной несжимаемой жидкости имеет вид

$$Z_1 + \frac{P_1}{\gamma} + \alpha_1 \frac{C_{1cp}^2}{2g} = Z_2 + \frac{P_2}{\gamma} + \alpha_2 \frac{C_{2cp}^2}{2g} + h_{z_{1-2}} \quad (I.3)$$

где  $C_p$  - среднерасходная скорость потока в соответствующем сечении,  $\alpha$  - поправочный коэффициент Корзиолиса, учитывающий неравномерность распределения скоростей в соответствующем поперечном сечении потока. Численное значение коэффициента  $\alpha$  зависит от режима течения: для ламинарного течения  $\alpha = 2$ , для турбулентного -

$\alpha = 1,02 \div 1,04$ . В практике чаще имеют место потоки турбулент-



ные, для которых можно принимать  $\alpha \approx 1$ .

Средняя скорость в сечении определяется из уравнения расхода (неразрывности) для одномерного потока жидкости при установившемся движении

$$Q = F_1 \cdot C_{1\text{cp}} = F_2 \cdot C_{2\text{cp}} = \text{const}, \quad (I.4)$$

$Q$  - объемный расход жидкости;

$F$  - площадь рассматриваемого проходного сечения;

$C_{\text{cp}}$  - средняя скорость потока в сечении.

На основании уравнения неразрывности средняя скорость потока обратно пропорциональна площади соответствующего сечения канала.

### 3. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

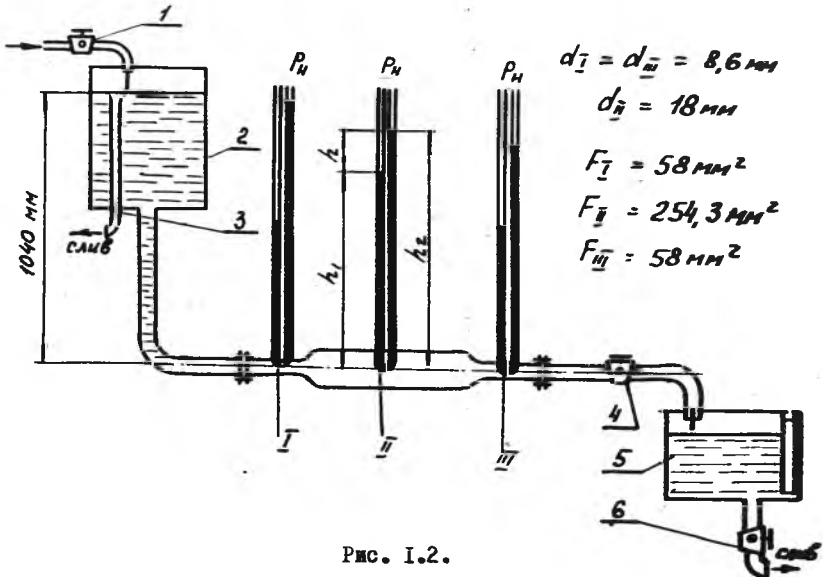


Рис. I.2.

Схема установки изображена на рис. I.2. Установка состоит из 2-х баков: напорного 2 и мерного 5, соединенных между собой трубой переменной сечения. В баке 2 уровень воды поддерживается постоянным

/ 1040 мм вод.ст. / с помощью перепускной трубы 3. Расход воды регулируется краном 4. Мерный бак 5, служащий для измерения расхода воды, имеет водомерное стекло с ценой деления шкалы 1 л и сливной кран 6. В трех сечениях трубы I, II, III для замера статического давления жидкости установлены пьезометры, стеклянные трубки которых соединены с отверстиями на боковой стенке канала на уровне его оси.

Для измерения давления торможения в тех же сечениях I, II, III на оси трубы установлены трубки, при этом отверстия которых ориентированы навстречу потоку.

#### 4. ПОРЯДОК ПРОВЕДЕНИЯ РАБОТЫ

1. Открыть краны 6 и 1 полностью и, регулируя расход воды краном 4, установить режим течения. Уровень в баке 2 должен оставаться постоянным.

2. Записать показания пьезометров статического и полного давлений в сечениях I, II, III.

3. Закрывать кран 6 и секундомером определить время наполнения мерного бачка 2-3 литрами воды. Открыть кран 6.

4. Закрывать краны 4 и 1, прекратив слив и подачу воды в исследуемую трубу. Сливать полностью воду из установки не рекомендуется, так как в широкой части трубы (сечение II) и в системе пьезометров могут оставаться пузырьки воздуха.

5. Записать атмосферное давление  $P_n$  по барометру.

6. Данные опыта записать в протокол.

#### Рабочие формулы

1. Статическое давление в сечениях I, II, III

$$P = P_n + \gamma \cdot h \quad \text{кг/м}^2$$

Пьезометрическая высота

$$\frac{P}{\gamma} = \frac{P_n}{\gamma} + h \quad \text{м}$$

2. Давление торможения на оси трубы в сечениях I, II, III

$$P_0 = P_n + \gamma h_0 \quad \text{кг/м}^2$$

Пьезометрическая высота

$$\frac{P_0}{\gamma} = \frac{P_H}{\gamma} + h_0 \quad \text{м}$$

3. Скоростная высота, равная разности полного и статического напора в одном и том же сечении

$$h_c = \frac{P_0}{\gamma} - \frac{P}{\gamma} = h_0 - h \quad \text{м}$$

4. Максимальная скорость движения воды на оси трубы (в точке измерения давления торможения) в сечениях I, II, III

$$C_{\text{max}} = \sqrt{2gh_c} \quad \text{м/сек}$$

5. Объемный расход воды

$$Q = \frac{V}{t} \quad \text{м}^3/\text{сек},$$

где  $t$  - время наполнения объема  $V$  м<sup>3</sup> мерного бака в секундах.

6. Средняя скорость потока в сечениях I, II, III

$$C_{\text{ср}} = \frac{Q}{F} \quad \text{м/сек},$$

где  $F$  - площадь соответствующего сечения трубы в м<sup>2</sup>.

#### 5. СОДЕРЖАНИЕ ОТЧЕТА

1. Протокол эксперимента.
2. Графики изменения статического  $h$ , скоростного  $h_c$  и полного  $h_0$  напоров вдоль трубы по сечениям I, II, III.
3. Сравнение скорости  $C_{\text{max}}$  на оси трубы со средней скоростью  $C_{\text{ср}}$  в одних и тех же сечениях.
4. Выводы по работе.

## РАБОТА № 2

### Ламинарный и турбулентный режимы течения воды в круглой трубе (опыт Рейнольдса)

**ЦЕЛЬ РАБОТЫ:** опытное наблюдение ламинарного и турбулентного течения воды в трубе;

Определение чисел  $Re$ , соответствующих ламинарному, турбулентному и переходному режимам течения воды.

#### 2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

При движении жидкости в трубах и каналах наблюдаются два различных режима течения: ламинарный и турбулентный. Режим течения, при котором жидкость движется без перемешивания частиц, отдельными струйками, называется ламинарным (рис. 2.1). Режим течения, при котором наблюдаются поперечные и продольные пульсации скорости и перемешивание частиц жидкости, называется турбулентным.

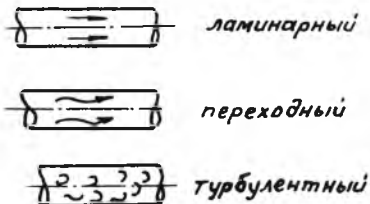


Рис. 2.1

Между турбулентным и ламинарным режимами течения находится область переходного режима. В ней течение неустойчиво и может принимать как

ламинарный, так и турбулентный характер. Эти явления впервые наблюдались в опытах английского физика Осборна Рейнольдса в 1883 г. Он исследовал движение воды с различной вязкостью в круглых стеклянных трубках различного диаметра и заметил, что основным критерием для определения режима движения является некоторый безразмерный комплекс, названный впоследствии числом Рейнольдса. Для круглой цилиндрической трубы это число  $Re = \frac{c \cdot d}{\nu}$  (2.1), где  $c$  - средняя скорость потока в сечении трубы;  $d$  - внутренний диаметр трубы;  $\nu$  - кинематический коэффициент вязкости жидкости. Физически число Рейнольдса можно рассматривать как отношение сил инерции в движущейся жидкости к силам вязкости. Переход ламинарного режима течения в турбулентный совершается при так называемом критическом числе  $Re_{кр}$ . Для круглой трубы  $Re_{кр} = 2320$ . При  $Re < Re_{кр}$  поток сохраняет свою устойчивую ламинарную форму и внешние возмущения не изменяют ее. Замечено, что путем удаления возмущений можно искусственно затян timer ламинарное движение в область значений чисел  $Re > Re_{кр}$ , но при этом незначительное возмущение переводит ламинарный режим течения в турбулентный.

### 3. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

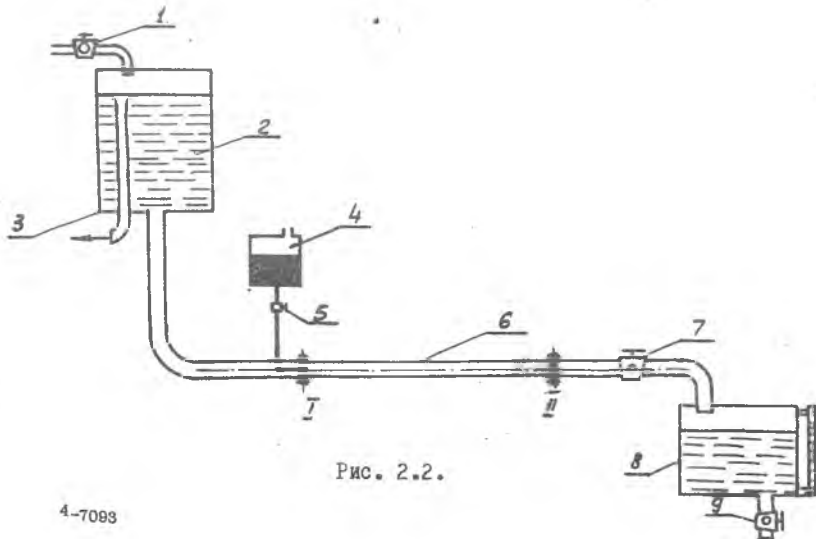


Рис. 2.2.

Схема установки показана на рис. 2.2. Установка состоит из небольшого бака 2, трубопровода, часть которого представляет собой стеклянную трубу 6 длиной  $l = 1000$  мм, диаметром  $d = 19$  мм. На выходе из трубы имеется кран 7, с помощью которого регулируется расход воды, а следовательно, и скорость движения воды в трубе. В центральную часть стеклянной трубы 6 в сечении I из бака 4 по трубке малого диаметра подается подкрашенная жидкость. Ее количество регулируется краном 5. Расход воды определяется мерным бачком 8, который имеет сливной кран 9.

#### 4. ПОРЯДОК ПРОВЕДЕНИЯ РАБОТЫ

1. Открыть кран I и наполнить бак 2 водой, измерить температуру воды  $t$  °С.
2. Открыть кран 9. Регулируя краном 7 скорость течения воды и краном 5 подачу подкрашенной жидкости в стеклянную трубу, установить последовательно ламинарный, переходный, турбулентный режимы движения воды в трубе. При малой скорости движения воды окрашенная струйка течет параллельно стенкам трубы, не смешиваясь с окружающей жидкостью, что свидетельствует о ламинарном режиме течения. При увеличении скорости потока / плавном открытии крана 7 / окрашенная струйка искривляется и принимает волнистую форму - это соответствует началу переходного режима. При дальнейшем увеличении скорости окрашенная струйка на некотором расстоянии от входа размывается, и вода в стеклянной трубе оказывается равномерно окрашенной - это указывает на турбулентный режим течения.
3. На каждом режиме течения замерить расход воды. Для этого кран 9 закрывают и определяют время  $t$  наполнения мерного бачка объемом  $V = 2$  л водой. После замера кран 9 открывают для слива воды.
4. Постепенно закрывая кран 7, уменьшают скорость в трубе 6, наблюдая обратный переход из турбулентного режима течения в ламинарный.
5. Закрывают краны 5 и I.
6. Данные эксперимента записать в протокол.

Рабочие формулы

1. Объемный расход воды

$$Q = \frac{V}{t} \quad \text{см}^3/\text{сек}$$

где  $V$  - замеренный объем воды в  $\text{см}^3$ ;  $t$  - время заполнения замеренного объема воды в секундах.

2. Средняя скорость потока в поперечном сечении трубы

$$C_{\text{ср}} = \frac{Q}{F} \quad \text{см/сек}$$

где площадь проходного сечения трубы  $F = 2,84 \text{ см}^2$  при  $d = 1,9 \text{ см}$ .

3. Кинематический коэффициент вязкости

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad \text{см}^2/\text{сек}$$

находится по температуре  $t$  °C воды по таблице I.

Таблица I.

$t$ °C	7	8	9	10	11	12	13
$\nu, \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$	0,0143	0,0139	0,0135	0,0131	0,0127	0,0124	0,0121
$t$ °C	14	15	16	17	18	19	20
$\nu, \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$	0,0118	0,0115	0,0112	0,0109	0,0106	0,0104	0,0101

4. Число Рейнольдса

$$Re = \frac{c \cdot d}{\nu}$$

5. СОДЕРЖАНИЕ ОТЧЕТА

1. Протокол эксперимента.
2. Эскизы картины течения воды при различных числах  $Re$
3. Выводы по работе.

## РАБОТА № 3

### Определение коэффициентов путевых потерь и местных сопротивлений

ЦЕЛЬ РАБОТЫ: экспериментальное определение коэффициента путевых потерь в трубе круглого сечения на различных режимах течения воды;

экспериментальное определение коэффициентов потерь при течении воды через местные сопротивления;

сравнение экспериментальных и справочных значений коэффициентов местных сопротивлений.

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

При движении жидкости по трубопроводам и каналам часть энергии потока расходуется на преодоление трения по длине трубопровода и разного рода местных сопротивлений.

Источником местных сопротивлений является внезапно расширяющиеся и сужающиеся участки трубопровода, повороты в виде колен и отводов, диафрагмы, краны и другие преграды. При движении жидкости через них, вследствие изменения проходных сечений, резко изменяются местные скорости потока, образуются вихри и застойные зоны, а также срывы потока.

В результате полный напор жидкости уменьшается. Уравнение Бернулли для двух сечений реального потока записывается в виде

$$Z_1 + \frac{P_1}{\gamma} + \frac{C_1^2}{2g} = Z_2 + \frac{P_2}{\gamma} + \frac{C_2^2}{2g} + h_z \quad (3.1)$$



Член  $h_z$  соответствует суммарным потерям на участке I-2, состоящим из путевых и местных потерь, т.е.

$$h_z = h_{zп} + h_{zм} \quad (3.2)$$

Путевые потери  $h_{zп}$  определяются по формуле

$$h_{zп} = \xi_{пум.} \frac{C^2}{2g} \cdot \frac{L}{d} \quad (3.3)$$

где  $\xi_{пум.}$  - коэффициент путевых потерь;  $L$  - длина участка I-2 трубы;  $d$  - диаметр трубы;  $C$  - среднерасходная скорость течения;  $g$  - ускорение силы тяжести.

Как показывают опыты, коэффициент путевых потерь зависит от числа Рейнольдса ( $Re$ ) и относительной шероховатости стенки трубы ( $\epsilon$ )

$$\epsilon = \frac{\Delta}{z} \quad (3.3)$$

где  $\Delta$  - абсолютная шероховатость, т.е. средняя высота бугорков;  $z$  - радиус трубы.

Для ламинарного режима течения ( $Re < 2320$ ) коэффициент путевых потерь  $\xi_{пум.}$  определяется по формуле Пуазейля

$$\xi_{пум.} = \frac{64}{Re} \quad (3.4)$$

Для течения при  $Re = 2 \times 10^3 - 10^5$  коэффициент  $\xi_{пум.}$  определяется по формуле Блазиуса

$$\xi_{пум.} = \frac{0,3164}{Re^{0,25}} \quad (3.4)$$

Таким образом, при  $Re < 10^5$  коэффициент  $\xi_{пум.}$  не зависит от шероховатости стенки трубы. При еще больших  $Re$ , превышающих так называемое предельное число  $Re_{пред.}$ , коэффициент  $\xi_{пум.}$  перестает зависеть от  $Re$  и, наоборот, зависит только от шероховатости. В этом случае  $\xi_{пум.}$  определяется по формуле

Никурадзе-Христиановича

$$\xi_{\text{пут.}} = \frac{1}{(1,74 - 2 \lg \xi)^2} \quad (3.5)$$

Область  $Re > Re_{\text{пред}}$  называют автомодельной, или зоной квадратичного сопротивления, так как для трубы с постоянной шероховатостью коэффициент  $\xi_{\text{пут.}}$  постоянный и путевые потери  $h_{\text{в.пут.}}$  изменяются пропорционально квадрату скорости потока. Местные потери определяются по формуле

$$h_{\text{в.м}} = \xi_{\text{м}} \frac{C^2}{2g} \quad (3.6)$$

где  $\xi_{\text{м}}$  — коэффициент местного сопротивления, зависящий от вида местного сопротивления;

$C$  — среднерасходная скорость движения жидкости в сечении потока за местным сопротивлением.

Теоретическое определение местных потерь напора представляет значительные трудности и может быть произведено только для некоторых случаев. Например, для случая внезапного расширения трубопровода потери энергии могут быть определены по формуле Борда-Карно

$$h_{\text{в.м}} = \frac{(C_1 - C_2)^2}{2g} = \frac{C_1^2}{2g} \left(1 - \frac{F_1}{F_2}\right)^2 \quad (3.7)$$

В формуле (3.7) скорость  $C_1$  и площадь  $F_1$  относятся к сечению трубы с меньшим диаметром. Ниже приведены опытные значения коэффициента  $\xi_{\text{м}}$  для некоторых видов местных сопротивлений.

В таблице I даны значения  $\xi_{\text{м}}$  для случая внезапного расширения в зависимости от отношения площадей за расширением ( $F_2$ ) и перед ним ( $F_1$ )

Таблица I

$F_1/F_2$	0,01	0,10	0,20	0,40	0,60	0,80	1,0
$\xi_{\text{мр}}$	0,98	0,81	0,64	0,36	0,16	0,04	0,0

В таблице 2 приведены значения  $\xi_m$  для случая внезапного сужения трубы в зависимости от отношения площадей за сужением ( $F_2$ ) и перед ним ( $F_1$ ).

Таблица 2

$F_2/F_1$	0,01	0,10	0,20	0,40	0,60	0,80	1,0
$\xi_{m.c.}$	0,45	0,39	0,35	0,28	0,20	0,09	0,0

Из сравнения коэффициентов  $\xi_{m.p.}$  и  $\xi_{m.c.}$  в таблице 1 и таблице 2 видим, что при одинаковых  $F_2/F_1$  они различны. Это результат различия картины течения при внезапном расширении и внезапном сужении трубы.

В таблице 3 приведены значения  $\xi_m$  для колена с углом поворота  $90^\circ$  в зависимости от отношения диаметра трубы  $\alpha$  к радиусу  $R$  закругления оси трубы на повороте.

Таблица 3

$d/R$	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8	2,0
$\xi_m$	0,131	0,138	0,158	0,206	0,294	0,440	0,661	0,977	1,408	1,978

Значения коэффициента сопротивления  $\xi_m$  для пробкового крана в зависимости от угла поворота  $\alpha$  приведены в таблице 4.

Таблица 4

$\alpha^\circ$	$10^\circ$	$20^\circ$	$30^\circ$	$40^\circ$	$50^\circ$	$60^\circ$
$\xi_m$	0,52	1,54	3,91	10,8	32,6	118

В данной работе коэффициенты путевых потерь  $\xi_{пут.}$  и местных сопротивлений определяются экспериментально.

Из уравнения (3.1) потери напора  $h_z$  определяются как разность полных напоров на входе и выходе расчетного участка по формуле

$$h_z = \left( Z_1 + \frac{P_1}{\gamma} + \frac{C_1^2}{2g} \right) - \left( Z_2 + \frac{P_2}{\gamma} + \frac{C_2^2}{2g} \right) \quad (3.8)$$

В формуле (3.8) в случае горизонтальной трубы  $Z_1 = Z_2$ , в трубе постоянного диаметра  $C_1 = C_2$ . Определив  $h_z$  по формуле (3.8), коэффициент путевых потерь находят в соответствии с (3.3) по формуле

$$\xi_{\text{пут.}} = \frac{2g h_{z \text{ пут.}} d}{C^2 l}, \quad (3.9)$$

а коэффициент местного сопротивления - в соответствии с (3.6) по формуле

$$\xi_m = \frac{2g h_{zm}}{C^2} \quad (3.10)$$

### 3. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Схема установки показана на рис. 3.1. Установка состоит из двух бачков: напорного 2 и мерного 7, соединенных между собой сменными трубопроводами 4 и 9. Трубопровод 9 представляет собой стеклянную трубку диаметром 19 мм, длиной 1 м. В сечениях 1 и 2 с помощью пьезометров измеряется статическое давление воды. Другой трубопровод 4 переменного сечения имеет ряд местных сопротивлений. Между сечениями 1-2 происходит внезапное расширение потока жидкости, так как в сечении 1 диаметр трубопровода 19 мм, а в сечении 2-40 мм

Между сечениями 3-4 происходит внезапное сужение потока от 40 до 19 мм. При дальнейшем движении жидкости между сечениями 5 и 6 осуществляется двойной поворот потока на  $90^\circ$ , а дальше, между сечениями 7 и 8, расположен пробковый кран 5. В конце трубопровода установлен кран 6, с помощью которого регулируется расход воды. В каждом из поперечных сечений производится измерение статического давления, средняя скорость воды в тех же сечениях определяется по уравнению расхода.

Мерный бачок 7 имеет водомерное стекло и сливной кран 8. Цена деления шкалы водомерного стекла - 1 л.

### 4. ПОРЯДОК ПРОВЕДЕНИЯ РАБОТЫ

А. Определение коэффициента  $\xi_{\text{пут.}}$ .

1. Открыть кран 1 и, плавно открывая кран 6, установить два

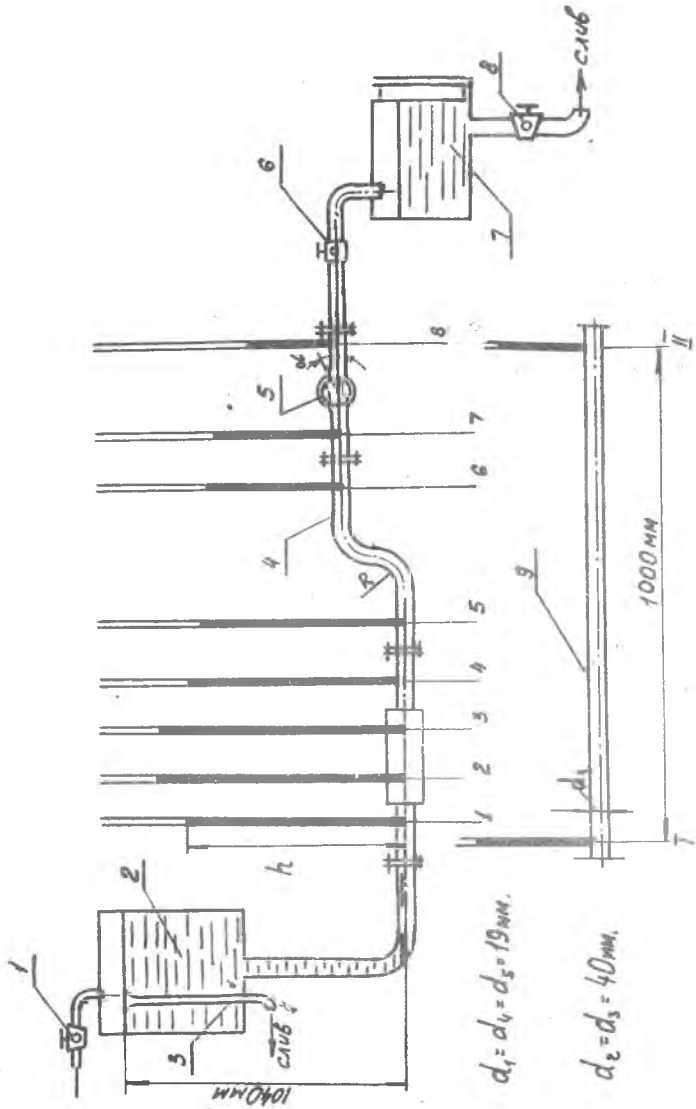


Рис. 3.1.

режима течения воды по трубопроводу 9.

2. Записать показания пьезометров статического давления в сечениях I и II для каждого режима течения.

3. На каждом режиме определить расход воды, для чего, закрыв кран 8, с помощью секундомера определить время  $t$  наполнения мерного бачка водой объемом  $V = 2$  л. После замера открыть кран 8 для слива воды.

4. Данные эксперимента записать в протокол.

**В. Определение коэффициентов  $\xi_m$ .**

1. Открыть кран I и, плавно открывая кран 6, установить режим течения по трубопроводу 4.

2. Записать показания пьезометров статического давления в сечениях I, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8 до и после каждого из местных сопротивлений.

3. Определить расход воды, для чего, закрыв кран 8, с помощью секундомера определить время  $t$  наполнения мерного бачка водой объемом  $V = 2$  л.

4. После проведения опытов закрыть краны 6 и I.

5. Записать данные эксперимента в протокол.

#### Рабочие формулы

1. Путевые потери на участке I-II трубопровода 9

$$h_{z_{\text{пут.}}} = \frac{P_1}{\gamma} - \frac{P_2}{\gamma} = (h_1 - h_2) \text{ мм.вод.ст.} = \frac{h_1 - h_2}{10^3} \text{ м}$$

здесь  $Z_1 = Z_2$ ;  $C_1 = C_2$

2. Объемный расход воды

$$Q = \frac{V}{t} \quad \text{м}^3/\text{сек}$$

3. Средняя скорость воды в трубопроводе

$$C = \frac{Q}{F} \quad \text{м/сек}$$

4. Коэффициент путевых потерь

$$\xi_{\text{пут.}} = \frac{2g h_{z_{\text{пут.}}} \cdot d}{C^2 \cdot L},$$

где  $g = 9,81 \text{ м/сек}^2$ ;  $d = 0,019 \text{ м}$ ;  $l = 1 \text{ м}$ ;  $h_{z_{\text{путь}}} - \text{м}$ ;  $C - \frac{\text{м}}{\text{сек}}$ ;

5. Потери полного напора при внезапном расширении или сужении трубы

$$h_{z_{\text{м}}} = \frac{h_1 - h_2}{10^3} + \frac{C_1^2 - C_2^2}{2g} \text{ м},$$

где  $(h_1 - h_2)$  - мм. в ст. - разница уровней в пьезометрах до и после внезапного расширения или сужения;  $C_1$  и  $C_2$  - м/сек - средние скорости в сечениях до и после внезапного расширения или сужения.

6. Потери полного напора при прохождении воды через двойной поворот (участок 5-6) и пробковый кран (участок 7-8):

$$(h_z)_{5-6} = \frac{h_5 - h_6}{10^3} \text{ м}; \quad (h_z)_{7-8} = \frac{h_7 - h_8}{10^3} \text{ м}.$$

Здесь  $Z_5 = Z_6$ ;  $C_5 = C_6$ ;  $Z_7 = Z_8$ ;  $C_7 = C_8$

7. Коэффициент местных сопротивлений

$$\xi_{\text{м}} = \frac{2g \cdot h_{z_{\text{м}}}}{C^2},$$

где  $g = 9,81 \text{ м/сек}^2$ ;  $h_{z_{\text{м}}} - \text{м}$ ;  $C - \text{м/сек}$ .

## 5. СОДЕРЖАНИЕ ОТЧЕТА

1. Протокол эксперимента со схемой установки.

2. Сравнение опытных и расчетных (определенных по эмпирическим формулам или взятых из справочных таблиц I-4) коэффициентов путевых потерь  $\xi_{\text{путь}}$  и местных сопротивлений  $\xi_{\text{м}}$

3. Выводы по работе.

## РАБОТА № 4

### Исследование истечения жидкости из отверстий и насадков

**ЦЕЛЬ РАБОТЫ:** экспериментальное определение скоростного коэффициента  $\varphi$ , коэффициента расхода  $\mu$  и коэффициента сжатия струи  $\epsilon$  при истечении жидкости через насадки и отверстие в тонкой стенке.

### 2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Истечение через отверстие в тонкой стенке. Рассмотрим истечение жидкости через отверстие диаметром  $d_0$  с острыми кромками в тонкой стенке сосуда рис. 4.1.

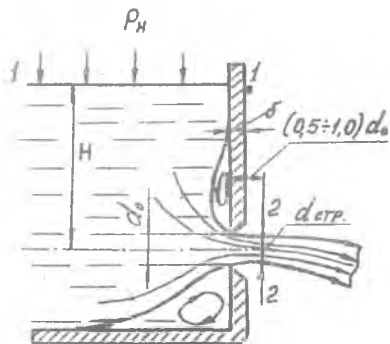


Рис. 4.1.

Давление в сосуде над жидкостью постоянное и равно атмосферному давлению  $P_n$ . Истечение происходит в атмосферу с тем же давлением  $P_n$  при постоянном напоре  $H$ . При обтекании жидкостью острых кромок отверстия под действием сил инерции и центробежных сил линии тока становятся вогнутыми внутрь струи. В результате по выходе из отверстия струя продолжает сужаться, приобретая наименьший диаметр  $d_{стр.}$  в сечении 2-2.



Отношение минимальной площади струи к площади отверстия называется коэффициентом сжатия струи, т.е.

$$\varepsilon = \frac{F_{\text{смп.}}}{F_{\text{отв.}}} = \left( \frac{d_{\text{смп.}}}{d_0} \right)^2 \quad (4.1)$$

Используя уравнения Бернулли для струи на участке I-2 (рис. 4.1)

$$Z_1 + \frac{P_1}{\gamma} + \alpha_1 \frac{C_1^2}{2g} = Z_2 + \frac{P_2}{\gamma} + \alpha_2 \frac{C_2^2}{2g} + h_z \quad (4.2)$$

выведем формулу для определения скорости истечения  $C_2$ .

Принимая плоскость отсчета ординат  $Z$  проходящей через ось отверстия, имеем  $Z_1 - Z_2 = H$ . Кроме того, так как площадь  $F_1$  велика в сравнении с площадью отверстия, можно принять  $C_1 \approx 0$ .

Потери напора  $h_z$  на участке I-2 в основном определяются местными сопротивлениями отверстия в связи с внезапным сужением струи и определяются по формуле

$$h_z = \xi_{\text{мо}} \frac{C_2^2}{2g}, \quad (4.3)$$

где  $\xi_{\text{мо}}$  - коэффициент сопротивления отверстия. Тогда уравнение (4.2) примет следующий вид:

$$H = \alpha_2 \frac{C_2^2}{2g} + \xi_{\text{мо}} \frac{C_2^2}{2g}$$

Отсюда формула для определения действительной скорости истечения жидкости  $C_2$  принимает вид

$$C_2 = \frac{1}{\sqrt{\alpha_2 + \xi_{\text{мо}}}} \sqrt{2gH} = \varphi \sqrt{2gH}, \quad (4.4)$$

где  $\varphi = \frac{1}{\sqrt{\alpha_2 + \xi_{\text{мо}}}}$  (4.5) скоростной коэффициент.

Если учесть, что теоретическая скорость истечения идеальной жидкости определяется по формуле

$$C_{2\text{ид}} = \sqrt{2gH} \quad (4.6)$$

то скоростной коэффициент  $\varphi = \frac{C_2}{C_{2\text{ид}}}$  (4.7)

Определим объемный расход жидкости  $Q$ . Очевидно, что  $Q = F_{\text{стр}} \cdot C_2$ . С другой стороны, используя (4.1) и (4.4), получим

$$Q = \varphi \cdot \varepsilon \cdot F_{\text{отв}} \cdot \sqrt{2gH} \quad (4.8)$$

Произведение  $\varphi \cdot \varepsilon = \mu$  (4.9)

называется коэффициентом расхода  $\mu$ , (4.8) преобразуется к виду

$$Q = \mu \cdot F_{\text{отв}} \sqrt{2gH} \quad (4.10)$$

При истечении из отверстия идеальной жидкости, когда потери отсутствуют ( $\varphi=1$ ) и нет сжатия струи ( $\varepsilon=1$ ), расход жидкости, называемый теоретическим, достигает максимума и определяется по формуле

$$Q_{\text{ид}} = F_{\text{отв}} \cdot \sqrt{2gH} \quad (4.11)$$

Следовательно,

$$\mu = \frac{Q}{Q_{\text{ид}}} \quad (4.12)$$

Очевидно,  $\mu < 1$ . Обычно коэффициенты  $\varphi$ ,  $\mu$ ,  $\varepsilon$  находятся экспериментальным путем. Опытами установлено, что для воды и других маловязких жидкостей при истечении их через отверстия в тонкой стенке можно принять  $\varphi = 0,97 + 0,98$ ;  $\mu = 0,62$ ;  $\varepsilon = 0,64$ . Величины коэффициентов  $\varphi$ ,  $\mu$ ,  $\varepsilon$  зависят от формы отверстия, числа  $Re$  и вязкости жидкости. Например, коэффициент расхода  $\mu$  уменьшается с ростом напора  $H$  при постоянном  $d_0$ .

#### Истечение через насадки

Рассмотрим процесс истечения жидкости при наличии у отверстия некоторой направляющей трубы длиной  $l$ , называемой насадком (рис.4.2). Струя в насадке с острыми кромками входного отверстия, миновав его как и в случае отверстия в тонкой стенке, продолжает сужаться до минимального диаметра  $d_{\text{стр}}$ . При достаточной длине насадка  $l = (2 + 3)d_0$ , после достижения минимального сечения, струя расширяется и на выходе заполняет все сечение 2-2. Зона между струей и внутренней поверхностью насадка в области минимального сечения струи характеризуется пониженным, в сравнении с окружающим  $P_n$ , давлением и вихревым движением жидкости. При недостаточной длине насадка струя неполностью заполняет сечение 2-2 и истечение в этом

случае ничем не отличается от истечения через отверстие в тонкой стенке.

Поскольку в длинных насадках  $\varepsilon = \frac{F_{\text{стр.}}}{F_{\text{отб}}} = 1$ , то для них  $\mu = \varepsilon \cdot \varphi = \varphi$ , т.е. расход жидкости через насадок больше, чем через отверстие, при одинаковом  $d_0$ . Физически это вызвано увеличением скорости в минимальном сечении струи вследствие понижения давления.

Формулы скорости и расхода для насадков имеют тот же вид, что и для отверстия в тонкой стенке, но значения коэффициентов  $\varphi, \mu, \varepsilon$  другие. Насадки бывают цилиндрическими (рис. 4.2), конически сужающимися и расширяющимися, коноидальными и комбинированными.

Опытами установлено, что для цилиндрического насадка  $\mu = \varphi = 0,82$ . В конических насадках коэффициенты  $\mu, \varphi, \varepsilon$  зависят еще и от угла конусности. Коноидальные насадки выполняются со стенками, имеющими форму вытекающей струи. Скругляя кромку при входе в насадок, можно избежать внутреннего сжатия струи, что будет способствовать уменьшению сопротивления насадка и увеличению расхода жидкости. В этом случае возможно увеличение коэффициентов  $\mu$  и  $\varphi$  до  $0,97 \div 0,99$ .

#### Определение скорости истечения $C_2$ жидкости

В настоящей работе определение действительной скорости  $C_2$  истечения жидкости через отверстие или насадок производится посредством измерения координат свободной струи. Если пренебречь сопротивлением воздуха (ввиду его малости), то можно показать, что средняя линия струи, вытекающей из отверстия или насадка с горизонтальной осью, представляет собой параболу.

Действительно, при отсутствии сопротивления воздуха частицы жидкости движутся в горизонтальном направлении, начиная от сечения 2 - 2, с постоянной скоростью  $C_2$  и за время  $t$  проходят путь

$$x = C_2 \cdot t \quad (4.13)$$

В вертикальном направлении, так же при отсутствии сопротивления воздуха, движение частиц жидкости представляет собой свободное падение. Следовательно, за то же время  $t$  частицы жидкости по вертикали проходят путь

$$y = \frac{g t^2}{2} \quad (4.14)$$

Исключив из (4.13) и (4.14) время  $t$ , получим уравнение траектории частицы жидкости в виде параболы

$$y = \frac{g}{2 \cdot C_2^2} x^2, \quad (4.15)$$

откуда

$$C_2 = x \sqrt{\frac{g}{2y}} \quad (4.16)$$

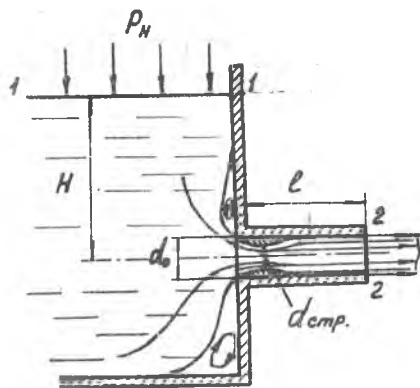


Рис. 4.2.

Таким образом, если за начало координат взять центр сечения 2-2, то для определения  $C_2$  по уравнению (4.16) достаточно измерить координаты  $x, y$  одной произвольно взятой точки на оси струи. Это измерение производится посредством показанных на рис 4.3 горизонтальной

13 и вертикальной 12 линеек.

### 3. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Схема установки представлена на рис. 4.3. Вода из водопроводной сети при открытии крана 2 по трубе 1 подается в напорный бачок 3, в котором для предотвращения выброса воды установлен отрагатель 4, а для поддержания постоянного напора H имеется сливная труба 5. Из напорного бачка вода по трубопроводу 6 поступает в камеру 7, в которой при помощи накидной гайки закрепляется исследуемый насадок 8. Регулирование подачи воды к насадку осуществляется краном 14. Из насадка вода попадает в мерный бачок 9, слив воды из которого осуществляется при помощи крана 10. Мерный бачок и камера соединены прозрачным лотком

11. Координирование траектории оси струи производится линейкой 12, перемещающейся по линейке 13. Набор насадков представлен на рис. 4.4. Насадок № 1 соответствует отверстию в тонкой стенке, а насадок № 4 - цилиндрическому насадку.

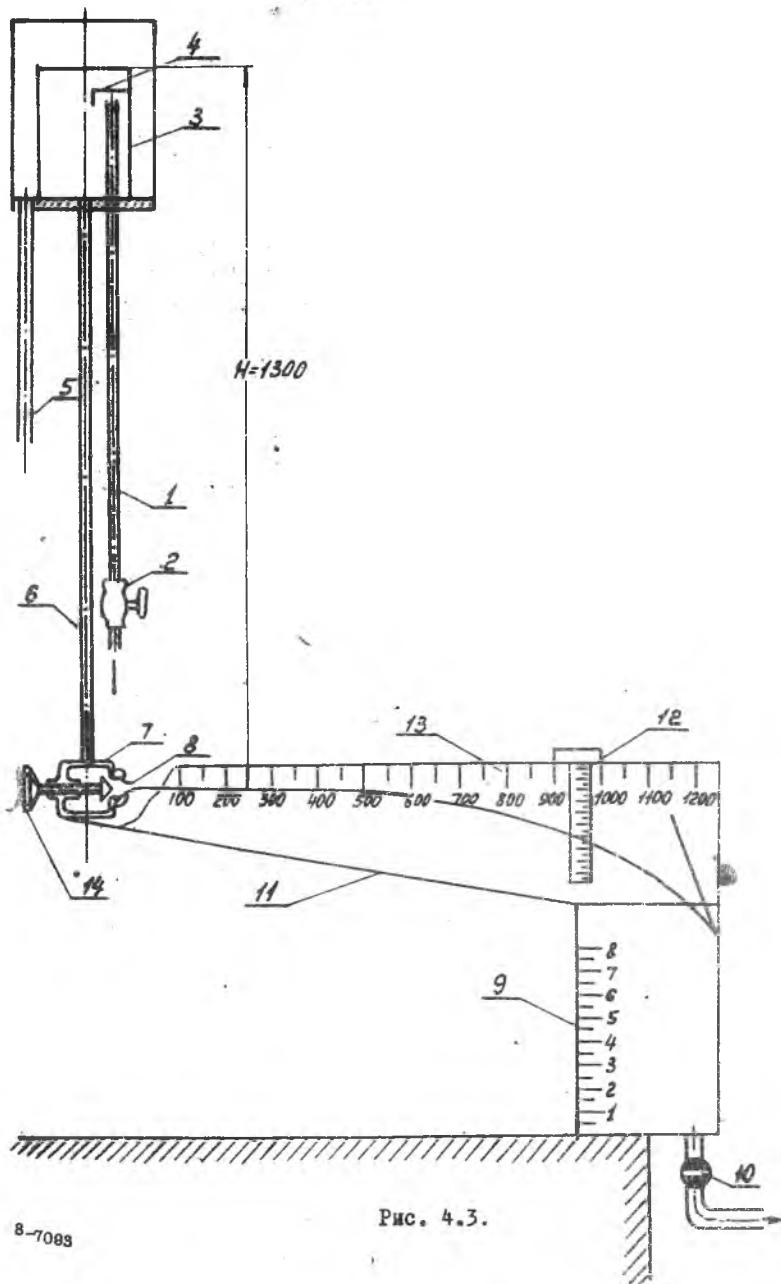


Рис. 4.3.

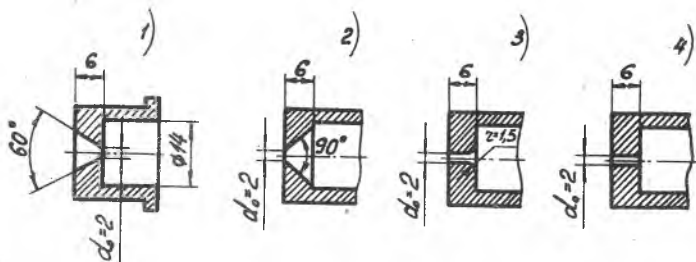


Рис. 4.4.

#### 4. ПОРЯДОК ПРОВЕДЕНИЯ РАБОТЫ

1. Открыв кран 2, установить постоянный уровень в бачке 3, признаком чего является небольшой слив воды через трубу 5.
2. Установить необходимый режим истечения из насадка краном I4.
3. Перемещая линейку I2, на отметке 1000 мм шкалы линейки I3 измерить ординату "у" средней линии струи.
4. Закрыть кран IO, и секундомером измерить время наполнения I литра мерного бачка.
5. Открыть кран IO, закрыть кран I4.
6. Сменить насадок и повторить опыт.

#### Рабочие формулы

1. Теоретическая скорость истечения

$$C_{2уд} = \sqrt{2gH} \text{ м/сек}; \quad H = 1,3 \text{ м}; \quad g = 9,81 \text{ м/сек}^2.$$

2. Действительная скорость истечения

$$C_2 = x \sqrt{\frac{g}{2y}} \text{ м/сек}; \quad x - \text{м}; \quad y - \text{м}; \quad g = 9,81 \text{ м/сек}^2.$$

3. Коэффициент скорости  $\psi = \frac{C_2}{C_{2уд}}$

4. Теоретический объемный расход воды

$$Q_{уд} = F_{отв} \cdot \sqrt{2gH} \text{ м}^3/\text{сек}.$$

5. Действительный объемный расход воды

$$Q = \frac{V}{t} \quad \text{м}^3/\text{сек},$$

где  $V = 1 \text{ л.} = 10^{-3} \text{ м}^3$  - измеренный расход воды.

6. Коэффициент расхода  $\mu = \frac{Q}{Q_{\text{теор}}}$

7. Коэффициент сжатия струи  $\varepsilon = \frac{\mu}{\varphi}$

### 5. СОДЕРЖАНИЕ ОТЧЕТА

1. Протокол эксперимента со схемой установки.
2. Сравнение значений коэффициентов  $\varphi$ ,  $\mu$ ,  $\varepsilon$  для различных насадков.
3. Выводы по работе

## Часть II. ГАЗОВАЯ ДИНАМИКА

### РАБОТА № 5

#### Исследование вихревой трубы

**ЦЕЛЬ РАБОТЫ:** опытное определение характеристик вихревой трубы.

#### 2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Одним из способов получения холода является вихревой эффект, состоящий в разделении однофазного по температуре потока на холодную и горячую составляющие в вихре под влиянием вязкости. Реализация вихревого эффекта происходит в вихревой трубе, схема которой дана на рис. 5.1, представляющей гладкую цилиндрическую трубу I с улиткой 3, в которых и образуется пространственный вихрь воздушного потока, засосанного через тангенциально-расположенное сопло 2.

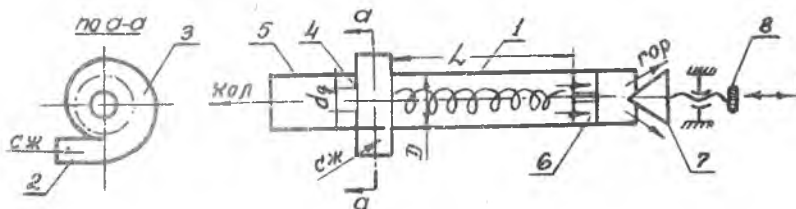


Рис. 5.1.



Левая сторона входной улитки закрыта диафрагмой 4, имеющей центральное отверстие диаметром  $d_3$ . Воздух, проходящий через отверстие диафрагмы, отводится через трубку 5.

В противоположном конце вихревой трубки I на некотором расстоянии  $\alpha$  от входной улитки установлена крестовина 6, после прохождения которой поток становится осевым. За крестовиной находится дроссель 7, управляемый винтом 8.

Воздух, засасываемый из атмосферы при помощи вакуумнасоса, подсоединенного одновременно к обоим концам трубы, проходит через тангенциально-расположенное входное окно, закручиваясь в вихрь, в ядре которого создается пониженное давление. Регулируя проходное сечение трубки I дросселем 7, можно добиться такого положения, когда засасываемый воздух будет вытекать через оба конца вихревой трубы.

При этом оказывается, что температура торможения вытекающего через диафрагму потока значительно ниже, а температура торможения выходящего через дроссель потока выше температуры торможения засасываемого потока. При соответствующем дросселировании можно получить небольшой поток значительно охлажденного воздуха. Увеличение количества холодного потока уменьшает степень его охлаждения.

Физическая сущность вихревого эффекта приблизительно состоит в следующем. В результате различного действия сил вязкости (у стенки вязкость большая) эпюра скорости в поперечном сечении вихревой улитки становится неравномерной. В свою очередь, неравномерность скорости вызывает непостоянство статической температуры газа: там, где скорость больше, там статическая температура газа меньше. Неравенство статической температуры газа вызывает процесс теплопередачи в поперечном сечении вихревой улитки от более горячих струек к более холодным, в результате которого струйки периферийные имеют большую температуру торможения, чем струйки центральные. Поэтому поток, выходящий через диафрагму, имеет более низкую температуру торможения, чем поток, попадающий в вихревую трубу I. Как показывают опыты, вихревой эффект зависит от температуры засасываемого воздуха и степени расширения его в улитке

$$\pi = \frac{P_n}{P_x}, \quad (6.1)$$

где  $P_H$  - давление засасываемого воздуха, равное атмосферному давлению;

$P_x$  - давление воздуха, вытекающего через отверстие диафрагмы.

В дальнейшем воздух, выходящий из центрального отверстия диафрагмы, будем называть холодным, а воздух, вытекающий из вихревой трубы, - горячим воздухом.

Для оценки эффекта охлаждения используют критерии температурной эффективности, равный

$$\eta = \frac{\Delta \dot{t}_{ох}}{\Delta \dot{t}_{из}} \quad (6.2)$$

где  $\Delta \dot{t}_{ох} = T_H - T_{ох}$  - температурный эффект охлаждения холодного потока;  $T_{ох}$  - температура торможения холодного потока;  $T_H$  - температура засасываемого атмосферного воздуха.

$$\Delta \dot{t}_{из} = T_H \left[ 1 - \left( \frac{1}{\eta} \right)^{\frac{K-1}{K}} \right] \quad (6.3)$$

где  $\Delta \dot{t}_{из}$  - это температурный эффект охлаждения при изоэнтропическом расширении потока от  $P_H$  до  $P_x$ ;

$K = \frac{C_p}{C_v}$  - показатель адиабатного процесса (для воздуха  $K = 1,40$ )

Кроме того, на эффективность охлаждения потока в вихревом холодильнике влияют соотношение площади поперечного сечения трубы, отверстия диафрагмы и площади входа, а также длина  $l$  вихревой зоны, которая, в свою очередь, зависит от диаметра холодильника.

На основании закона сохранения энергии для  $G$  кг воздуха до и после охлаждения можно записать

$$G_x \cdot C_p \cdot T_{ох} + G_r \cdot C_p \cdot T_{ог} = G \cdot C_p \cdot T_H \quad (6.4)$$

где  $G_x$  - количество холодного воздуха;  $G_r$  - количество горячего воздуха;  $T_{ох}$  и  $T_{ог}$  - температуры торможения холодного и горячего воздуха;  $G$  - количество засасываемого воздуха;  $C_p$  - теплоемкость воздуха при постоянном давлении. Кроме того, имеем

$$G = G_x + G_r \quad (6.5)$$

Приняв, что  $C_p$  не изменяется от температуры, и обозначив

отношение  $\mu = \frac{G_v}{G}$  (6.6), из (6.4) получим

$$\mu = \frac{T_{ог} - T_{н}}{T_{ог} - T_{ох}}, \quad (6.7)$$

Таким образом, измеряя температуру горячей и холодной составляющих, по (6,6) можно определить  $\mu$ , а измеряя полный расход засасываемого воздуха, по формулам (6.6) и (6,5) количество холодного и горячего воздуха.

Характеристиками вихревой трубы являются:

1. Зависимость эффекта охлаждения  $\Delta t_{ох}$  от холодной составляющей  $\mu$  потока

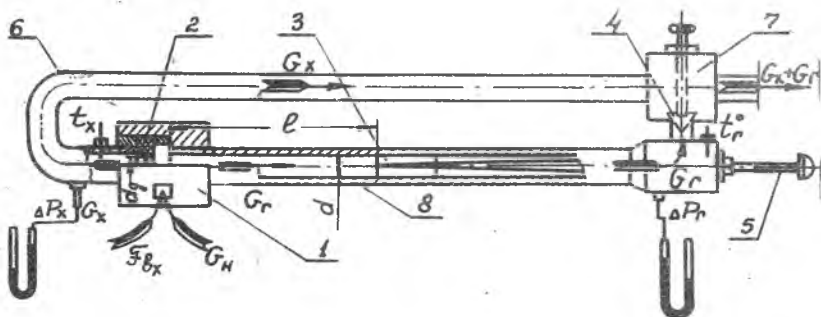
$$\Delta t_{ох} = \varphi(\mu)$$

2. Зависимость отношения отобранного от холодного потока тепла  $Q_x$  к теплосодержанию всего потока  $Q$  от холодной составляющей  $\mu$  т.е.

$$\frac{Q_x}{Q} = \frac{G_x \cdot C_p \cdot \Delta t_{ох}}{G \cdot C_p} = \mu \cdot \Delta t_{ох} = f(\mu) \quad (6.8)$$

Эту характеристику принято называть холодопроизводительность вихревой трубы. Все эти зависимости снимаются при определенной степени расширения  $\Pi$  и температуре  $T_n$  на входе.

### 3. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ



$$d = 25 \text{ мм}; \quad d_g = 12 \text{ мм}; \quad F_{вх} = 30 \text{ мм}^2$$

Рис. 5.2.

Конструкция вихревой трубы представлена на рис 5.2. Под действием разрежения, создаваемого вакуумнасосом, воздух из атмосферы через прямоугольное отверстие поступает в спиральный канал улитки I, где приобретает вращательное движение, приводящее к разделению воздуха на холодную и горячую составляющие. Из улитки воздух движется в двух направлениях: вправо, по трубе 8, движется горячий воздух, влево, в трубу 6, диафрагма 2 пропускает только центральные холодные слои. Горячая  $G_r$  и холодная  $G_x$  составляющие воздуха поступают в смеситель 7, откуда отсасываются вакуумнасосом. Для изменения соотношения между  $G_r$  и  $G_x$  на выходе из горячей трубы 8 установлен дроссель 4. При полностью закрытом дросселе 4 весь воздух, холодный и горячий, поступает в трубу 6, в которой после процесса смешения приобретает первоначальную температуру  $T_n$ . В горячей трубе 8 установлена крестовина 3, перемещением которой посредством штока 5 изменяется расстояние  $l$  крестовины от спирального канала, что вызывает изменение эффективности вихревой трубы. Давление в холодной и горячей трубах  $P_x$  и  $P_r$  измеряется ртутными пьезометрами, а температура  $t_x$  и  $t_r$  - ртутными термометрами.

#### 4. ПОРЯДОК ПРОВЕДЕНИЯ РАБОТЫ

1. После выключения вакуумнасоса открыть входной вентиль установки настолько, чтобы перепад давления в горячей трубе был равен  $\Delta P_r = 500$  мм.рт.ст.

2. Открыть дроссель 4, повернув его на 0,5 оборота от первоначального закрытого состояния. Выдержав режим в течение 5 минут, записать показания пьезометров и термометров.

3. Повернуть дроссель еще на 0,5 оборота. Выдержав режим в течение 5 минут, записать показания пьезометров и термометров.

4. Повторить п. 3 для двух других положений дросселя, соответствующих последовательному повороту его на I оборот.

5. Выключить установку, закрыв входной вентиль.

#### Рабочие формулы

1. Перепад температур холодного и горячего потока:

$$\Delta t_{ох} = t_n - t_{ох} = T_n - T_{ох}, \quad ^\circ\text{C}$$

$$\Delta t_{ог} = t_{ог} - t_n = T_{ог} - T_n, \quad ^\circ\text{C}$$

2. Относительная доля холодного потока

$$\mu = \frac{G_x}{G} = \frac{\Delta t_{ог}}{\Delta t_{ох} + \Delta t_{ог}}$$

3. Холодопроизводительность вихревой трубы

$$\frac{Q_x}{C_p \cdot G} = \mu \cdot \Delta t_{ох} \quad , \quad \frac{\text{кг} \cdot \text{град}}{\text{кг}}$$

4. Давление холодного и горячего воздуха:

$$P_x = P_H - \Delta P_x \quad \text{мм.рт.ст.}$$

$$P_r = P_H - \Delta P_r \quad \text{мм.рт.ст.}$$

5. Степень расширения воздуха в улитке

$$\pi = \frac{P_H}{P_x}$$

6. Температурный эффект охлаждения при изэнтропическом расширении

$$\Delta t_{уз} = T_H \left[ 1 - \left( \frac{1}{\pi} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right] = T_H (1 - \tau_{уз}) \quad ^\circ\text{C}$$

где  $\tau_{уз}$  - газодинамическая функция, определяемая из таблиц по функции  $\pi = \frac{1}{\tau}$

7. Критерий температурной эффективности  $\eta = \frac{\Delta t_{ох}}{\Delta t_{уз}}$

## 5. СОДЕРЖАНИЕ ОТЧЕТА

1. Протокол испытания

2. Графики зависимостей

$$\Delta t_{ох} = f(\mu); \quad \mu \cdot \Delta t_{ох} = f(\mu)$$

3. Вычисление максимального значения критерия  $\eta$

4. Выводы по работе.

## РАБОТА № 6

### ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕЧЕНИЯ ВОЗДУХА В ДОЗВУКОВОМ КОНФУЗОРЕ И ДИФFUЗОРЕ

**ЦЕЛЬ РАБОТЫ:** экспериментальное определение изменения статического давления вдоль оси конфузора и диффузора;  
экспериментальное определение эпюры давления торможения в поперечном сечении конфузора и диффузора;  
вычисление среднеинтегрального давления торможения и средней скорости в поперечном сечении конфузора и диффузора.

#### 2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

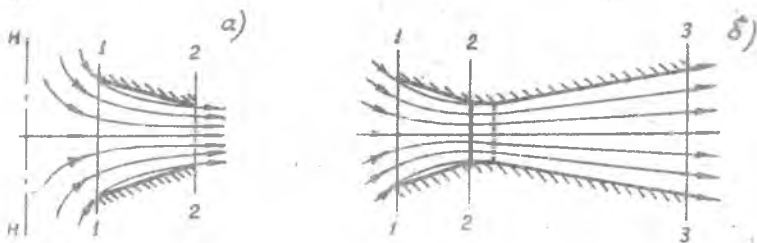


Рис. 6.1

Дозвуковой конфузор представляет собой суживающийся канал (рис. 6.1<sup>а</sup>), в котором движение воздуха осуществляется под разно-

стью статических давлений в сечениях I-I и 2-2. Для этого необходимо к сечению I-I подавать воздух под повышенным давлением или создавать разрежение в сечении 2-2. В данной работе конфузор вместе с диффузором (рис. 6.1<sup>б</sup>) присоединяется к вакуумнасосу. Дозвуковым диффузором называется расширяющийся канал. Если пренебречь теплообменом с окружающей средой через стенки, то течение воздуха в конфузоре и диффузоре можно считать энергетически изолированным. В этом случае температура торможения  $T_0$  вдоль оси конфузора и диффузора не изменяется и равна температуре окружающей среды  $T_H$ . Давление же торможения  $P_0$  в результате наличия внутреннего трения в потоке, трения воздуха о стенки, гидравлических потерь на входе в конфузор и в горловине будет уменьшаться и становиться меньше давления окружающей среды  $P_H$ .

Если выбрать сечение Н-Н на достаточном расстоянии от входного сечения I-I, то скорость воздуха в нем можно считать пренебрежимо малой, а параметры торможения равными статическим параметрам, т.е. параметрам окружающей среды  $P_H$  и  $T_H$ . Форма линии тока будет такой, как на рис. 6.1<sup>а</sup>, т.е. начиная от сечения Н-Н и до сечения 2-2 поперечное сечение струи уменьшается. В дозвуковом диффузоре имеет место политропический процесс расширения воздуха (следует различать термины "расширение воздуха" и "расширение канала"), при котором скорость потока вдоль оси канала возрастает, статическое давление, температура и плотность уменьшается. Так как плотность тока " $\rho c$ " при этом возрастает, то из уравнения неразрывности  $\rho c F = \text{const}$  следует, что сечение канала должно уменьшаться. В сечении, перпендикулярном оси конфузорного канала, статическое давление не изменяется (изменяется пренебрежимо мало), а давление торможения у стенок канала меньше, чем на оси, из-за наличия потерь на трение в пограничном слое. В результате скорость истечения у стенок канала меньшая, чем на оси.

На рис. 6.1<sup>б</sup> диффузором является участок 2-3. В нем имеет место политропический процесс сжатия воздуха, при котором скорость потока уменьшается, а статическое давление, температура и плотность возрастают. Так как при этом плотность тока " $\rho c$ " уменьшается, то из уравнения неразрывности  $\rho c F = \text{const}$  следует, что сечение канала должно увеличиваться. В поперечном сечении диффузора, так же, как и в конфузоре, статическое давление можно считать посто-

янным, а давление торможения у стенок канала меньше, чем на оси. Разница лишь в том, что в диффузорном канале уменьшение давления торможения и скорости по направлению к стенке более значительное, чем в конфузоре.

Поскольку максимальная скорость воздуха имеет место в горловине сопла (сечение № 3, рис. 6.2), то для установления дозвукового режима течения в конфузоре и диффузоре необходимо соблюдение условия  $P_3 > P_{кр} = \beta_{кр} \cdot P_H$ . Для воздуха  $\beta_{кр} = 0,528$ , тогда при  $P_H = 760$  мм.рт.  $P_{кр} = 400$  мм.рт.ст. и  $P_3 = 400$  мм.рт.ст., или  $\Delta P_3 = P_H - P_3 < 360$  мм.рт.ст.

### 3. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ.

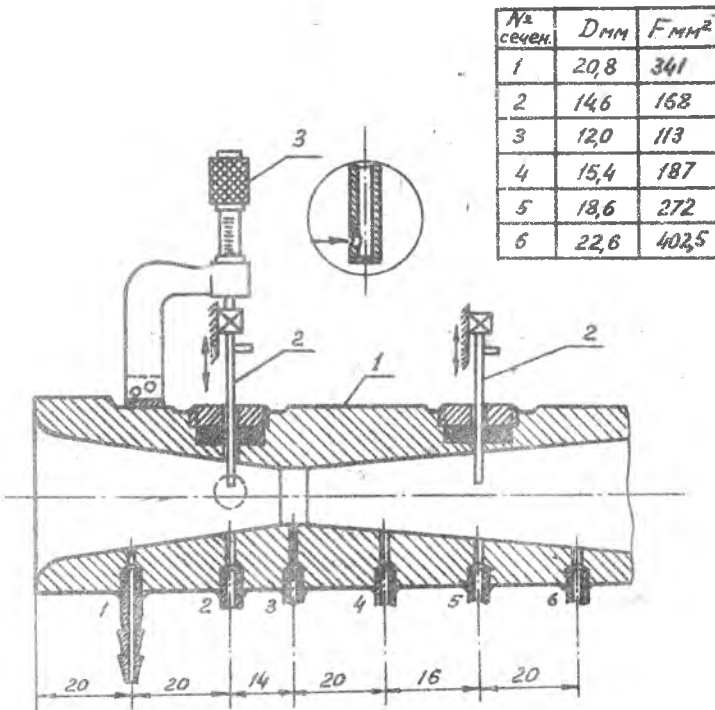


Рис. 6.2.



Схема установки дана на рис. 6.2. Дозвуковое сопло (I), состоящее из конфузора и диффузора, при помощи накидной гайки соединено с трубой, подводимой к вакуумнасосу. Под действием разрежения, создаваемого вакуумнасосом, воздух из атмосферы, имеющей параметры  $P_n, T_n$ , поступает в сопло, где, протекая по конфузору, ускоряется, а в диффузоре замедляется. Вдоль оси сопла в сечениях I, ... 6 имеются шесть дренажных отверстий для измерения статического давления торможения в этих сечениях. Перемещение трубок по радиусу сечения сопла осуществляется микрометрическими винтами (3).

#### 4. ПОРЯДОК ПРОВЕДЕНИЯ РАБОТЫ

1. Включив вакуумнасос и открыв вентиль установки, вывести ее на режим, при котором перепад давления по пьезометру, соединенному с отверстием № 3, в горловине сопла  $\Delta P_3 = 250$  мм.рт.ст

2. Записать показания пьезометров, измеряющих статическое давление вдоль оси сопла.

3. Вращением микрометрического винта координатника конфузора установить трубку так, чтобы ее приемное отверстие находилось у стенки (точка № 4,  $z_i = 6,8$  мм. в таблице I). Записать показания пьезометра  $\Delta P_{02i}$  в протокол. Поворотом микрометрического винта координатника конфузора на 2 оборота последовательно установить приемное отверстие трубки в точках № 3, 2, 1 (таблица I) и записать в протокол показания пьезометра  $\Delta P_{02i}$ .

4. Вращением микрометрического винта убрать из потока трубку давления торможения в сечении 2-2 конфузора.

5. Вращением микрометрического винта координатника диффузора установить трубку так, чтобы ее приемное отверстие находилось у стенки (точка № 8,  $z_i = 8,8$  мм в таблице I). Записать показания пьезометра  $\Delta P_{05i}$  в протокол. Поворотом микрометрического винта координатника диффузора на 2 оборота последовательно установить приемное отверстие трубки в точках № 7, 6, 5, 4, 3, 2, 1 (таблица I) и записать в протокол показания пьезометра  $\Delta P_{05i}$ .

6. Вращением микрометрического винта убрать трубку давления торможения в сечении 5-5 диффузора и выключить установку.

Рабочие формулы

1. Статическое давление  $P_i = P_H - \Delta P_i$  мм.рт.ст.
2. Давление торможения:
  - в конфузоре ( сечение 2-2 )  $P_{02i} = P_H - \Delta P_{02i}$  мм.рт.ст;
  - в диффузоре ( сечение 5-5 )  $P_{05i} = P_H - \Delta P_{05i}$  мм.рт.ст;
3. Среднее давление торможения в сечении 5-5 диффузора
 
$$(P_{05})_{cp} = \frac{(P_{05})_{z_0} \cdot \pi \cdot z_0^2 + \sum_{i=2}^{18} P_{05i} \cdot 2\pi \cdot z_i \cdot \Delta z_i}{\pi z^2}$$
 мм.рт.ст. ( 6.1 )

где  $(P_{05})_{z_0}$  - постоянное давление торможения в сечении 5-5 в ядре потока радиуса  $z_0 = 2,3$  мм, равное  $P_{05i}$  в точке № I;

$P_{05i}$  - давление торможения в сечении 5-5 на текущем радиусе  $z_i$  ;

$z_i$  - радиус точки измерения давления торможения  $P_{05i}$  ;

$\Delta z_i$  - приращение радиуса, равное расстоянию между соседними точками измерения  $P_{05i}$   $\Delta z_i = 1$  мм = const ;

$R = 93$  мм радиус поперечного сечения 5-5 диффузора.

Формула ( 6.1 ) соответствует объемному осреднению эпюры давления торможения в соответствии с рис. 6.3.

4. Скорость потока в  $i$  - той точке сечения 5-5 диффузора

$$C_{5i} = \sqrt{2g \cdot 102,5 \cdot T_H \left[ 1 - \left( \frac{P_{5i}}{P_{05i}} \right)^{0,286} \right]}$$
 м/сек, ( 6.2 )

5. Средняя скорость потока в сечении 5-5 диффузора

$$(C_5)_{cp} = \frac{(C_5)_{z_0} \cdot \pi z_0^2 + \sum_{i=2}^{18} C_{5i} \cdot 2\pi z_i \cdot \Delta z_i}{\pi R^2}$$
 м/сек ( 6.3 )

Формула ( 6.3 ) аналогична формуле ( 6.1 ). Среднюю скорость  $(C_5)_{cp}$  можно приблизительно определить по среднему давлению торможения  $(P_{05})_{cp}$  в соответствии с формулой

$$(C_5)_{cp} = \sqrt{2g \cdot 102,5 \cdot T_H \left\{ 1 - \left[ \frac{P_5}{(P_{05})_{cp}} \right]^{0,286} \right\}}$$
 м/сек ( 6.4 )

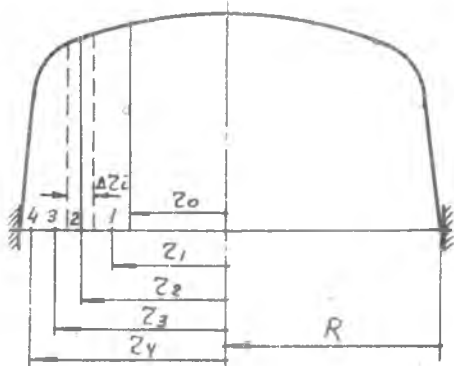


Таблица 1.

№ точек затек	конфузор		диффузор	
	$z_i$	$\Delta z_i$	$z_i$	$\Delta z_i$
1	3,8	1,0	2,8	1,0
2	4,8	1,0	3,8	1,0
3	5,8	1,0	4,8	1,0
4	6,8	1,0	5,8	1,0
5	—	—	6,8	1,0
6	—	—	7,8	1,0
7	—	—	8,8	1,0
	—	—	—	—
$z_0$	3,3	—	2,3	—
$R$	7,3	—	9,3	—

Рис. 6.3.

6. Среднее давление торможения в сечении 2-2 конфузора

$$(P_{02})_{\text{ср}} = \frac{\sum_{i=1}^{i=4} P_{02i}}{4} \quad \text{мм.рт.ст.} \quad (6.5)$$

### 5. СОДЕРЖАНИЕ ОТЧЕТА

1. Протокол испытания.

2. Графики изменения вдоль оси сопла статического давления торможения (по  $P_H$  и измеренным в сечениях 1-6), давления торможения  $P_0$  (по  $P_H$  и  $(P_{02})_{\text{ср}}$ ,  $(P_{05})_{\text{ср}}$  скорости (ориентировочно).

3. Эпюры давления торможения в сечении 2-2 конфузора и в сечении 5-5 диффузора.

4. Выводы по работе.

## РАБОТА № 7

### Исследование истечения воздуха из сопла Давала

ЦЕЛЬ РАБОТЫ: определение скоростного коэффициента  $\psi_c$   
и коэффициента расхода  $\mu_c$

#### 2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Основное назначение сопел в ВРД и ЖРД — образование тяги, или реакции двигателя. Эти сопла называют реактивными. В ВРД перепад давления в реактивном сопле не превышает 4, поэтому сопла у них сужающиеся. В ЖРД применяют сужающе-расширяющиеся сверхзвуковые сопла, называемые Давалевскими, так как перепады давления в них больше.

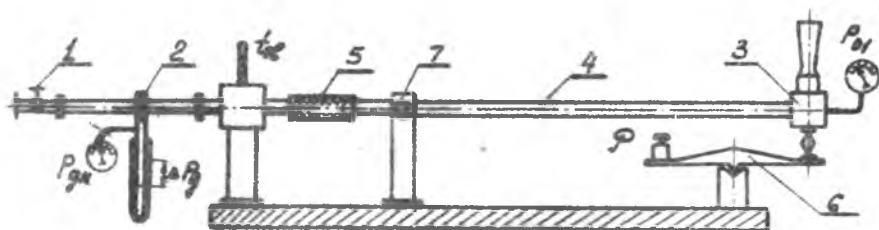
В сужающемся сопле статическое давление, температура, плотность воздуха уменьшаются вдоль оси по направлению потока, а скорость, наоборот, возрастает, однако ни при каком сколь угодно большом перепаде давления она не может превысить скорость звука.

В Давалевских соплах в закритической расширяющейся части поток продолжает расширяться, и на выходе из сопла достигает сверхзвуковых значений.

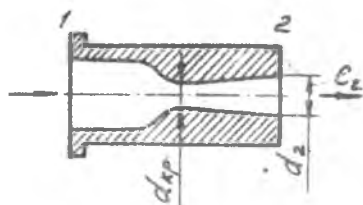
Наличие трения газа о стенки сопла и вязкостного трения внутри газового потока, возможные срывы потока и вихреобразования вследствие несовершенства профиля сопла, волновые потери в скачках

уплотнения в сверхзвуковой части сопла вызывает уменьшение скорости истечения  $C_2$  (рис.7.1) реального газа по сравнению со скоростью истечения  $C_{2\text{из}}$  идеального газа в изэнтропном процессе расширения при одинаковом перепаде давления  $\frac{P_{01}}{P_2}$ . Процесс расширения реального газа в сопле политропный. Каждому перепаду давления  $\frac{P_{01}}{P_2}$  соответствует вполне определенное отношение площадей поперечного сечения сопла  $\frac{F_1}{F_2}$ .

### Схема установки



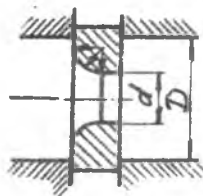
### Сопло исследуемое



$$d_{1p} = 2,045 \text{ мм}$$

$$d_2 = 2,370 \text{ мм}$$

### Мерное сопло



$$d = 6,3$$

$$D = 27$$

$$l = 0,76$$

Рис. 7.1.

В общем случае давление  $P_2$  газа на выходе из сопла отличается от противодействия  $P_H$  в окружающей среде. Режим истечения, при котором  $P_2 = P_H$ , называется расчетным.

Одним из основных параметров при истечении газа из сопла является скорость истечения  $C_2$ , которая в случае политропного процесса расширения реального газа на расчетном режиме определяется по формуле

$$C_2 = \sqrt{2g \frac{\kappa}{\kappa-1} \cdot R \cdot T_{01} \left[ 1 - \left( \frac{P_H}{P_{01}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]} \quad (7.1)$$

В случае изэнтропного процесса расширения идеального газа на расчетном режиме

$$C_{2uz} = \sqrt{2g \frac{\kappa}{\kappa-1} \cdot R \cdot T_{01} \left[ 1 - \left( \frac{P_H}{P_{01}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]} \quad (7.2)$$

Скорость  $C_{2uz}$  проще определять используя газодинамические функции по формуле

$$C_{2uz} = \alpha_{кр} \cdot \lambda_{2uz} \quad (7.3)$$

Для воздуха

$$\alpha_{кр} = 18,3 \sqrt{T_{01}} \quad (7.4)$$

а функция  $\lambda_{2uz}$  находится из таблиц газодинамических функций при  $\kappa = 1,4$  по функции  $\mathcal{T}_{2uz} = \frac{P_H}{P_{01}}$ .

Показатель политропы  $\kappa$  в формуле (7.1) определяется из опыта

Однако в инженерной практике скорость истечения  $C_2$  реального газа обычно определяется по формуле

$$C_2 = \varphi_2 C_{2uz}, \quad (7.5)$$

где  $\varphi_2$  - скоростной коэффициент сопла. Скоростной коэффициент сопла  $\varphi_2 < 1$  и составляет в соплах ВРД  $\varphi_2 = 0,96 \div 0,98$ , а в сверхзвуковых соплах ЖРД  $\varphi_2 = 0,94 \div 0,96$ . В геометрически подобных соплах при одинаковых числах  $M_2$  и  $Re_2$  скоростной коэффициент  $\varphi_2$ , независимо от размеров сопла, одинаков.

В геометрически подобных соплах, отличающихся числом  $Re_2$ , скоростные коэффициенты  $\varphi_c$  не одинаковы: с уменьшением  $Re_2$  уменьшается  $\varphi_c$ . Местная скорость истечения реального газа из сопла изменяется с изменением радиуса: на оси сопла она максимальная, а у стенки сопла равна нулю. Так что в формулах ( 7.1 ) и ( 7.2 ) под  $C_2$  следует понимать среднюю скорость истечения газа из сопла.

Ее можно вычислить по опытной эпюре скорости на выходе из сопла. Однако этот метод слишком трудоемок. В практике обычно используется метод вычисления средней скорости  $C_2$  по формуле тяги сопла

$$P = \frac{G \cdot C_2}{g} \quad ( 7.6 )$$

где  $P$  - измеряемая в опыте тяга ( реакция ) сопла;  $G$  - измеряемый расход газа.

Кроме скоростного коэффициента  $\varphi_c$ , характеризующего сопротивление сопла, важным параметром пропускной способности, является коэффициент расхода  $\mu_c$ , равный отношению секундного расхода реального газа к секундному расходу идеального газа, проходящего через то же сопло, т.е.

$$\mu_c = \frac{G}{G_{из}} \quad ( 7.7 )$$

Действительный расход реального газа определяется опытным путем при помощи расходомеров, а расход идеального газа вычисляется для сверхзвукового сопла по формуле

$$G_{из} = m \cdot F_{кр} \cdot \frac{P_{01}}{\sqrt{T_{01}}} \quad \text{кг/сек} \quad ( 7.8 )$$

где в случае воздуха (  $K=1,4$ ;  $R = 29,27 \frac{\text{кг}\cdot\text{м}}{\text{кг}\cdot\text{град}}$  ) коэффициент  $m = 0,397$ .

### 3. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Схема установки дана на рис. 7.1. Сжатый воздух из ресивера компрессора через регулирующий вентиль I и воздухомерную трубу

с мерным соплом 2 по подвешенному на жарикоподшипниках 7 трубопроводу 4 поступает в камеру 3 с исследуемым соплом. Подвижная часть трубопровода 4 связана с неподвижной гибким дюритом 5. Реакция струи посредством иглы передается на рычажные весы 6 с игельчатыми опорами. Давление торможения в камере 3 перед исследуемым соплом и давление перед мерным соплом измеряются манометрами, перепад давления на мерном сопле - водяным пьезометром, температура торможения перед соплом измеряется ртутным термометром.

Размеры испытываемого сопла даны на рис. 7.1, расчетный режим его соответствует  $P_{0I} = 5 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$ . Расход  $G$  и давление  $P_{0I}$  в камере 3 перед соплом изменяются посредством вентиля I. Мерное сопло тарированное, имеет диаметр отверстия  $d = 6,3 \text{ мм}$  и коэффициент расхода  $\alpha = 0,76$ . Рычажные весы равноплечие, так что реакция струи равна весу гирь  $P$ .

#### 4. ПОРЯДОК ПРОВЕДЕНИЯ РАБОТЫ

1. Убедиться по манометру в наличии сжатого воздуха в ресивере, затем, плавно открывая вентиль, установить в камере 3 давление  $P_{0Iм} = 4 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$ . 2 по манометру ( соответствует  $P_{0I} = 5 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$  на расчетном режиме ).

2. Записать показания приборов в протокол.

3. Прикрывая вентиль I, установить в камере 3 пересчетное давление  $P_{0Iм} = 3 \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$ .

4. Записать показания приборов в протокол.

5. Выключить установку, закрыв вентиль I.

6. Записать значения давления и температуры атмосферного воздуха.

#### Рабочие формулы

1. Давление торможения в камере перед соплом

$$P_{0I} = P_{0Iм} + \frac{P_H}{735,6} \quad \text{кг/см}^2,$$



где  $P_{01}$  кг/см<sup>2</sup> - давление в камере по манометру;  
 $P_H$  мм.рт.ст. - атмосферное давление.

2. Давление перед мерным соплом

$$P_g = P_{gM} + \frac{P_H}{735,6} \quad \text{кг/см}^2$$

где  $P_{gM}$  кг/см<sup>2</sup> - давление по манометру перед мерным соплом.

3. Температура торможения в камере

$$T_{01} = t_{0B} + 273 \text{ } ^\circ\text{K}$$

где  $t_{0B}$  -  $^\circ\text{C}$  - температура воздуха в подводящем трубопроводе.

4. Удельный вес воздуха перед мерным соплом

$$\gamma = \frac{P_g \cdot 10^4}{R \cdot T_{01}} \quad \text{кг/м}^3; \quad R = 29,27 \text{ кг.м/кг.град}$$

5. Расход воздуха

$$G = \frac{1,252}{3600} \alpha d^2 \sqrt{\Delta P_g \cdot \gamma_g} \quad \text{кг/сек}$$

где

$$d = 0,63 \text{ см}, \quad \alpha = 0,76$$

$$\Delta P_g - \text{мм.вод.ст.} \quad \gamma_g - \text{кг/м}^3.$$

6. Теоретический расход воздуха ( в случае идеального воздуха )

$$G_{из} = 0,397 F_{кр} \cdot \frac{P_{01}}{\sqrt{T_{01}}} \quad \text{кг/сек},$$

где

$$F_{кр} = \frac{\pi \cdot d_{кр}^2}{4} = 0,033 \text{ см}^2; \quad P_{01} \text{ кг/см}^2; \quad T_{01} - ^\circ\text{K}$$

7. Средняя скорость истечения воздуха из сопла

$$C_2 = \frac{g \cdot \Phi}{G} \quad \text{м/сек}$$

где

$$g = 9,81 \text{ м/сек}^2; \quad \Phi - \text{кг}; \quad G - \text{кг/сек.}$$

8. Изозвонная скорость истечения

$$C_{2из} = a_{кр} \cdot \sqrt{\frac{P_{01}}{T_{01}}} \quad \text{м/сек}$$

где

$$a_{кр} = 18,3 \sqrt{T_{01}} \quad \text{м/сек}$$

$\lambda_{2uz}$  находится из таблиц ГДФ по  $\mathcal{Y}_{2uz} = \frac{P_H}{P_{01}}$ ;

9. Скоростной коэффициент сопла

$$\varphi_c = \frac{C_2}{C_{2uz}};$$

10. Коэффициент расхода сопла

$$\mu_c = \frac{G}{G_{uz}}.$$

#### 5. СОДЕРЖАНИЕ ОТЧЕТА

1. Протокол эксперимента со схемой установки.
2. Вычисление  $\varphi_c$  и  $\mu_c$  на расчетном и нерасчетном режиме.
3. Выводы по работе.

## РАБОТА № 8

Наблюдение скачков уплотнения при помощи  
прибора ИАБ - 45I

**ЦЕЛЬ РАБОТЫ:** изучение оптического прибора ИАБ - 45I для  
исследования скачков уплотнения;  
Наблюдение косых скачков уплотнения при обтекании клива.

### 2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

При обтекании твердых тел сверхзвуковым потоком, а также при движении газа со сверхзвуковой скоростью внутри каналов могут образовываться так называемые скачки уплотнения.

В них имеет место необратимый процесс сжатия газа, при котором скачкообразно увеличиваются статическое давление, температура и плотность, а скорость газа снижается. В скачках уплотнения, как в энергетически изолированной системе с необратимыми процессами, температура торможения остается неизменной, а давление торможения уменьшается.

Уменьшение давления торможения называют волновыми потерями. Поскольку скачки уплотнения представляют собой ударные волны.

Скачки уплотнения бывают прямые, косые и криволинейные. Их форма и местоположение зависят от формы твердого тела и скорости потока. Например, при обтекании сверхзвуковым потоком вогнутой

поверхности, наклонной под углом  $\omega$  (рис.8.1) к вектору скорости  $C_1$  набегающего потока, образуется косой скачок уплотнения. Угол наклона фронта скачка связан с углом  $\omega$  и числом  $M_1$  набегающего потока зависимостью

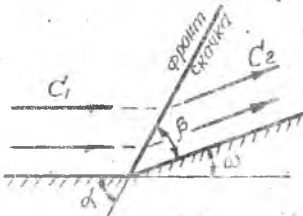


рис. 8.1.

$$\operatorname{tg}(\alpha - \omega) = \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \left( 1 + \frac{2}{\kappa - 1} \cdot \frac{1}{M_1^2 \cdot \sin^2 \alpha} \right) \operatorname{tg} \alpha$$

При обтекании сверхзвуковым потоком клина образуется косой скачок, аналогичный изображенному на рис. 8.1 только в этом случае под углом  $\omega_{\text{кл}}$  следует понимать половину угла при вершине клина.

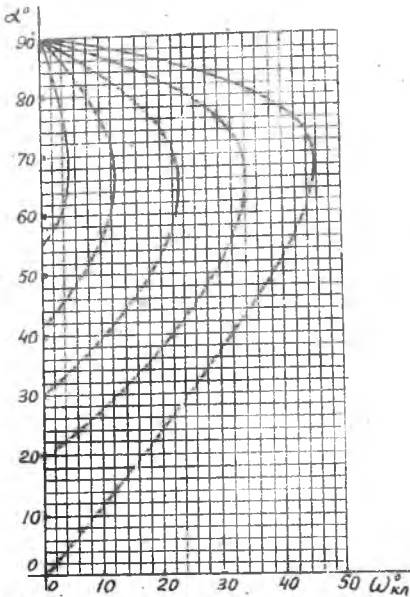


рис. 8.2.

На рис. 8.2. приведены графики зависимости

$\alpha = f(\omega_{\text{кл}}, M_1)$  соответствующие формуле ( 8.1 ).

При неизменном  $M_1$  с увеличением угла клина  $\omega_{\text{кл}}$  увеличивается и угол  $\alpha$  наклона-скачка уплотнения. Однако при некотором угле  $\alpha \geq \alpha_{\text{пред}}$ , называемом предельным, косой скачок уплотнения. Таким образом, зависимость  $\alpha = f(\omega; M_1)$  на рис. 8.2. при  $\alpha > \alpha_{\text{пред}} = 65^\circ - 75^\circ$ ; является условной, так как не реализуется на практике. При  $\omega_{\text{кл}} = 0$  косой скачок уплотнения вырождается в слабую волну возмущения,

угол наклона которой определяется по формуле

$$\alpha = \arcsin \frac{1}{M_1}; \quad ( 8.2 )$$

либо из графиков рис. 8.2 при  $\omega_{кл.} = 0$ .

На использовании графиков рис. 8.2 или формулы ( 8.1 ) основан один из способов определения числа  $M_T$  в некоторой точке плоского сверхзвукового потока поместить малую пластинку, имеющую в поперечном сечении форму клина, то, зная угол клина и измерив угол  $\alpha$  ( например, при помощи оптического прибора ИАБ-45I ) по графикам рис. 8.2 можно определить число  $M_T$ .

### 3. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

На рис. 8.3. изображено плоское сопло Лавала с клином на выходе из сопла, используемое для наблюдения косых скачков уплотнения при помощи оптической установки ИАБ - 45I.

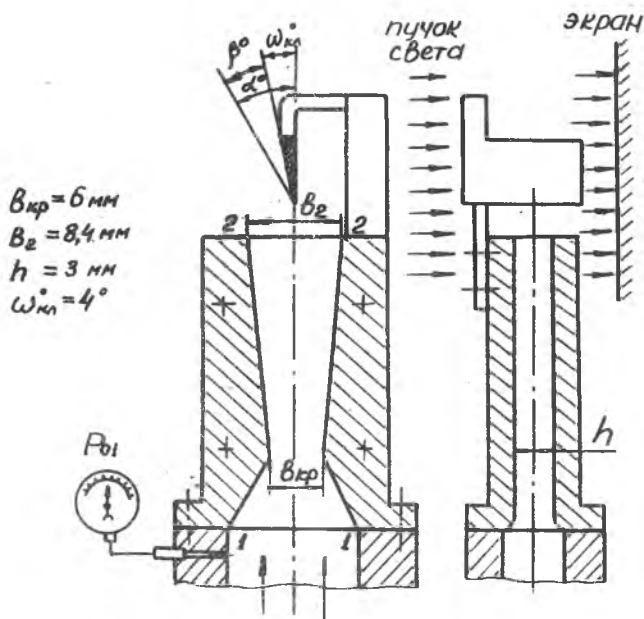


Рис. 8.3

Воздух, поступающий из компрессора, расширяясь от давления  $P_{0I}$  на входе до давления  $P_2 = P_H$  на выходе из сопла, приобретает сверхзвуковую скорость, и вершина клина образуется косои скачок уплотнения. Сопло должно быть плоским, чтобы условия обтекания клина в различных сечениях его вдоль острия были одинаковыми.

В этом случае пучок света, направленный вдоль острия клина перпендикулярно плоскости сопла, будет проецировать все косые скачки уплотнения, соответствующие различным сечениям клина вдоль острия, в одну четкую линию.

Расчетный режим сопла, изображенного на рис. 8.3, соответствует  $P_{0Im} = 5 \text{ кг/см}^2$  при  $P_2 = 1,03 \text{ кг/см}^2$ . При этом внутри сопла скачки уплотнения не образуются.

Схема установки ИАБ - 45I с менискр - зеркальной оптической системой, применяемая для исследования скачков уплотнения, дана на рис. 8.4. На ней можно вести наблюдение через объектив или на экране, а также производить фотографирование и киносъемку скачков уплотнения. Сопло с клином, обозначенное на рис. 8.4. буквой И, помещается между двумя длинно-фокусными зеркально-менисковыми объективами  $L_1$  и  $L_2$ , сфокусированными соответственно в так называемые наблюдательную и калиматорную трубы. Обычно трубы ИАБ - 45I снабжены защитными зеркалами З, отсутствующими в данном варианте установки. От ртутной лампы, являющейся источником света S, световой поток направляется через щелевую диафрагму Щ в объектив  $L_2$  калиматорной трубы, из которой выходит в рабочую часть прибора (область между защитными зеркалами З) в виде однородного прямолинейного пучка света. При наличии в рабочей части прибора среды однородной плотности весь световой поток на выходе из калиматорной трубы, не преломляясь, попадает в объектив  $L_1$  наблюдательной трубы и выходит из нее в объектив наблюдения О.

При этом нож Фуко Ф (клиновидная пластина в плоскости, перпендикулярной оси объектива), расположенный в плоскости оптического фокуса объектива  $L_1$ , не задерживает световой поток, и в окуляре О объектива наблюдения, или на экране Э, получается равномерно освещенная поверхность. Если в рабочей части прибора поместить непросвечиваемый предмет, то на экране получится затемненное изображение, по очертанию соответствующее контурам предмета.

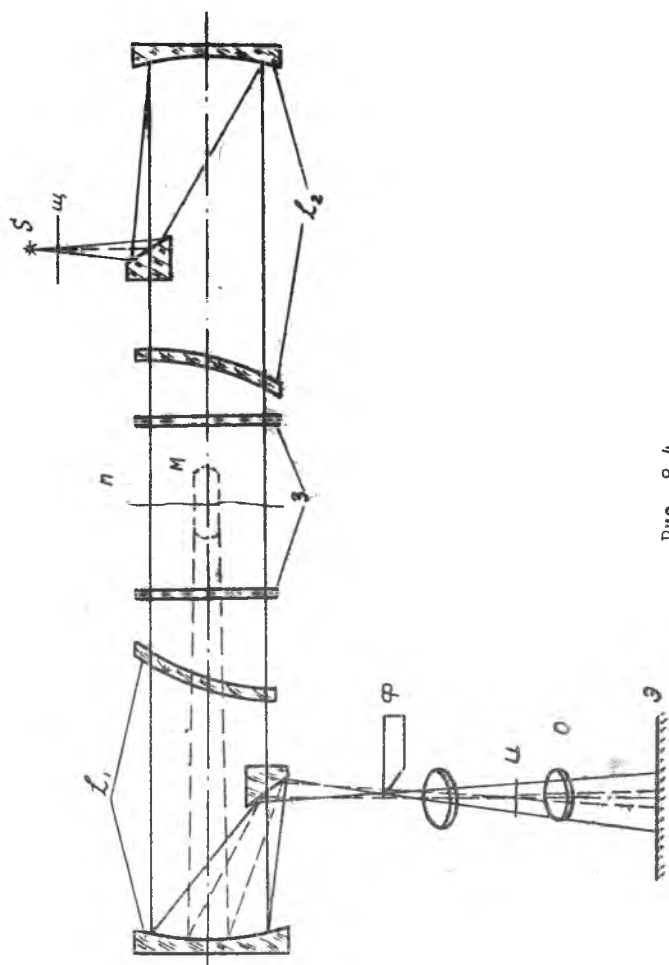


Рис. 8.4

Если в рабочей области есть среда с неоднородной плотностью, например, скачок уплотнения, часть светового потока, проходящая через область повышенной плотности и имеющая в поперечном сечении форму скачка уплотнения, преломляется и по выходе из объектива  $L_1$  образует фокус в плоскости И, расположенной ниже фокуса  $F$  основного потока. Таким образом, как видно из рис. 8.4, нож Фуко задерживает одну половину части светового потока, соответствующего скачку уплотнения, а другую половину пропускает дополнительно к основному потоку света. В результате на экране возникает изображение скачка уплотнения в виде двух полос: одной более темной, чем основной фон, и соответствующей задержанной ножом  $F$  половине дополнительного светового потока, и другой более светлой, соответствующей пропущенной ножом  $F$  половине дополнительного потока, усилившей освещенность в сравнении с общим фоном.

Если вместо клина на выходе из сопла установить пластинку с тупой кромкой, то вместо косоугольного скачка, исходящего из острого клина, образуется отсоединенный криволинейный скачок, имеющий на участке перед пластинкой форму того же скачка.

#### 4. ПОРЯДОК ПРОВЕДЕНИЯ РАБОТЫ

1. Убедиться по манометру в наличии сжатого воздуха в ресивере давления не ниже 6 атм.

2. Включить источник света прибора ИАБ - 45I и затем, плавно открывая вентиль установки, наблюдать на экране изменение формы скачка уплотнения в результате изменения давления  $P_{0I}$

( или числа  $M_I$  ).

3. Установить, открыв вентиль, расчетный режим  $P_{0Im} = 5 \text{ кг/см}^2$  по манометру.

4. Наблюдать косоугольный скачок уплотнения при обтекании клина и измерить угол  $\alpha$  наклона его на экране.

5. Закрыть вентиль установки и выключить источник света прибора ИАБ - 45I.

6. Записать давление  $P_H$  атмосферного воздуха.



### Рабочие формулы

1. Давление торможения перед соплом

$$P_{0I} = P_{0Im} + \frac{P_H}{735,6} \cdot \quad (\text{кг/см}^2)$$

2. Давление торможения на выходе из сопла

$$P_{02} = \sigma \cdot P_{0I} \quad (\text{кг/см}^2),$$

где  $\sigma = 0,85$  - коэффициент восстановления давления торможения в сопле Лаваля.

3. Газодинамические функции на выходе из сопла

$$\mathcal{G}_2 = \frac{P_H}{735,6 \cdot P_{02}}$$

По  $\mathcal{G}_2$  при  $K=1,4$  из таблиц ГДФ находится функция  $M_2$ .

4. Угол  $\alpha$  наклона косого скачка уплотнения определяется по графикам рис. 8.2. или по формуле ( 8.1 ) при  $\omega = 4^\circ$

### 5. СОДЕРЖАНИЕ ОТЧЕТА

1. Протокол эксперимента, со схемой сопла с клином и скачком уплотнения и схемой оптической установки ИАБ - 45I.

2. Сравнение расчетного и опытного углов  $\alpha$  наклона скачка уплотнения.

## РАБОТА № 9

Исследование воздушного потока в плоском  
сопле Лавала на нерасчетных режимах

**ЦЕЛЬ РАБОТЫ:** исследование распределения статического давления вдоль оси сверхзвукового сопла с прямолинейными стенками, а также определение местоположения скачка уплотнения.

### 2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Как известно, при расчетном режиме, когда давление газа на выходе из сопла равно противодействию окружающей среды, в сверхзвуковых соплах ( соплах Лавала ) имеет место непрерывное уменьшение статического давления, температуры и плотности и увеличение скорости вдоль оси по направлению потока.

В теплоизолированном сопле температура торможения остается постоянной во всей области течения внутри сопла, а давление торможения постоянно лишь в случае идеального ( невязкого ) газа. В соплах с реальным газом давление торможения уменьшается в поперечном сечении от оси потока к стенке сопла, а в продольном - от входа к выходу из сопла. В горловине ( т.е. в месте минимального сечения ) сопла с идеальным газом устанавливается критический режим, при котором

$$P_{кр} = \beta_{кр} \cdot P_{01} ; \quad ( 9.1 )$$

$$C_{кр} = \alpha_{кр} = \sqrt{\frac{2K}{K+1} g \cdot R \cdot T_{01}} , \quad ( 9.2 )$$

где  $\beta_{кр} = \left(\frac{2}{K+1}\right)^{\frac{K}{K-1}} = 0,528$ ,  $C_{кр} = 18,3 \sqrt{T_{01}}$   
для воздуха (  $K = 1,4$  ).

Если в сверхзвуковом сопле создать противодействие  $P_{кр.}$

выше давления газа на выходе из сопла на расчетном режиме при неизменном давлении торможения  $P_{0I}$  на входе в сопло ( или увеличения  $P_{0I}$  при неизменном противодействии  $P_{кр.}$  ), тогда на выходе из сопла образуется система сложных скачков уплотнения. При дальнейшем увеличении  $\frac{P_{кр.}}{P_{2p}}$ , начиная с  $\frac{P_{кр.}}{P_{2p}} \approx 2,5$ ,

скачок приобретает форму, близкую к прямому скачку, и по мере увеличения  $P_{кр.}$  перемещается все ближе к критическому сечению.

Таким образом, на нерасчетном режиме, если  $\frac{P_{кр.}}{P_{2p}} \geq 2 + 2,5$ ,

в сверхзвуковой части сопла Лавала всегда образуются скачки уплотнения и резко изменяются параметры вдоль оси сопла. До скачка уплотнения параметры изменяются, как в сопле Лавала на расчетном режиме; в самом скачке уплотнения статическое давление температура и плотность скачкообразно увеличивается, а скорость и давление торможения уменьшаются. За скачком уплотнения параметры потока изменяются, как в дозвуковом диффузоре, так как за прямым скачком поток дозвуковой, т.е. статическое давление, температура, плотность увеличиваются, а скорость уменьшается.

Скорость истечения газа из сопла и реакция ( тяга ) сопла имеют максимальную величину при расчетном режиме.

### 3. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

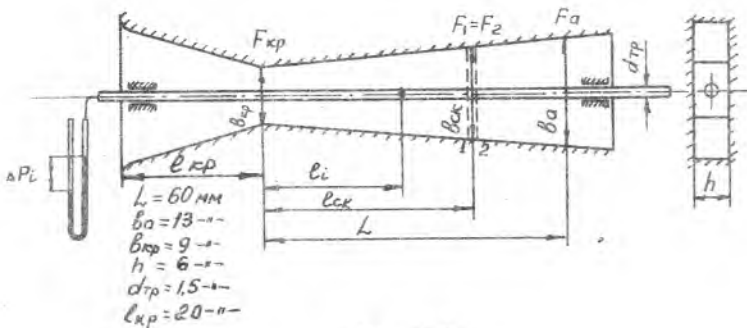


Рис. 9.1

На рис. 9.1 дана схема плоского непрофилированного ( с прямыми линиями образующими профиля ) сопла Лавала, воздушный поток в котором образуется под действием перепада давления между атмосферным давлением  $P_H$  на входе и пониженным противодействием  $P_2$ , создаваемым вакуумасосом за соплом.

За расчетное сечение на выходе из сопла принято сечение  $F_a$ , расположенное на расстоянии  $L$  от критического сечения. Трубка на оси сопла диаметром  $d = 1,5$  мм. с отверстием  $\phi = 0,4$  мм на боковой поверхности служит для измерения статического давления. Положение отверстия трубки фиксируется соединенным с ней указателем на внешней стороне стенки сопла. Задний конец трубки запаян, а передний сообщается с пьезометром. Перемещая трубку вдоль оси сопла, можно измерить статическое давление в любом сечении сопла. Для изменения противодействия в трубопроводе за соплом дроссель, прикрывая который можно увеличивать противодействие.

#### Расчет местоположения скачка уплотнения

Допустим, что скачок уплотнения внутри сопла Лавала на нерасчетном режиме прямой. Кроме того, пренебрегая сопротивлением трения до скачка уплотнения и за ним, будем учитывать только потерю давления торможения в скачке уплотнения.

Тогда в соответствии с рис. 9.1 уравнение расхода для сечения  $F_1$  до скачка и выходного сечения  $F_a$  сопла за скачком запишется в виде

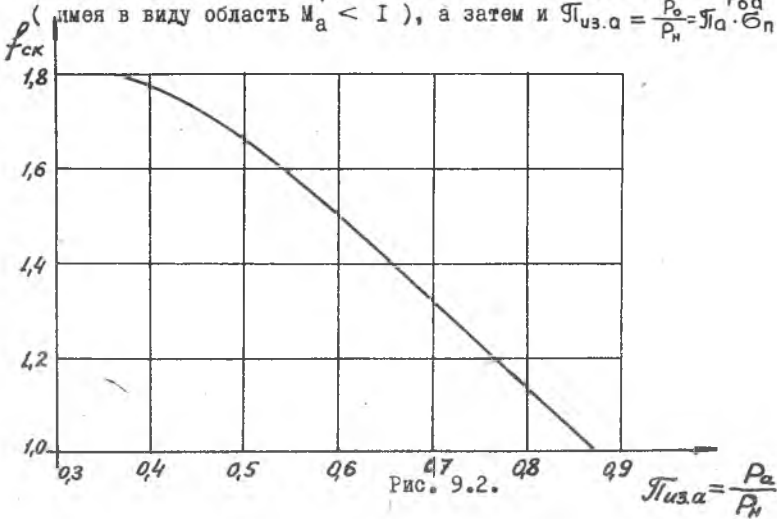
$$F_1 = F_a \cdot \frac{q_1 \cdot P_{0a}}{q_1 \cdot P_{01}} \quad (9.3)$$

В формуле ( 9.3 ) известными являются параметры  $F_a$  и  $P_{01} = P_H$ , остальные параметры изменяются с изменением давления  $P_a$  на выходе из сопла.

Принимая на основании рис. 9.1, что  $F_1 = F_2$ ,  $P_{02} = P_{0a}$ ,  $T_H = T_{01} = T_{02} = T_{0a}$ , можно рассчитать зависимость  $f_{ск} = f(\pi_{из.а})$  где  $f_{ск} = \frac{F_1}{F_{кр}} = \frac{1}{q_1}$  и  $\pi_{из.а} = \frac{P_a}{P_H}$ . В самом деле принимая ряд значений  $f_{ск} = \frac{1}{q_1}$ ; , расположенных в диапазоне  $( 1 \div \frac{F_a}{F_{кр}} )$ , из таблиц ГДФ по функции  $q_1$  находим  $M_I$  ( имея в виду область  $M_I > 1$  ), а из таблиц прямого

скачка по  $M_I$  находим  $\epsilon_n = \frac{P_{02}}{P_{01}} = \frac{P_{0a}}{P_{0n}}$ . Затем из уравнения (9.3) определяем значения  $q_a$ , соответствующие принятым значениям

$f_{ск}$ . Наконец, по  $q_a$  из таблиц ГДФ находим  $\mathcal{T}_a = \frac{P_a}{P_n}$  имея в виду область  $M_a < 1$ , а затем и  $\mathcal{T}_{уз.а} = \frac{P_a}{P_n} = \mathcal{T}_a \cdot \epsilon_n$ .



На рис. 9.2 приведен график рассчитанной таким образом зависимости  $f_{ск} = f(\mathcal{T}_{уз.а})$  для сопла Лаваля, изображенного на рис. 9.1 и имеющего  $F_{кр} = 52,2 \text{ мм}^2$  и  $F_a = 76,2 \text{ мм}^2$ .

Таким образом, измерив в сечении  $F_a$  (рис. 9.1) статическое давление  $P_a$  и определив  $\mathcal{T}_{уз.а} = \frac{P_a}{P_n}$ , по графику рис.9.2 определяем  $f_{ск}$ , а затем и площадь  $F_1 = f_{ск} \cdot F_{кр}$  сечения, соответствующего расчетному местоположению скачка уплотнения.

Из геометрических соотношений для сопла, изображенного на рис. 9.1 и имеющего  $\delta_{кр} = 9 \text{ мм}$ ,  $\delta_a = 13 \text{ мм}$ ,  $L = 60 \text{ мм}$ , находим, что расстояние  $\delta_{кр}$  сечения, соответствующего расчетному местоположению скачка уплотнения, до критического сечения можно определить по формуле

$$L_{ск.р} = 135 (f_{ск} - 1) \text{ мм.} \quad (9.4)$$

В действительности под влиянием взаимодействия с пограничным слоем скачок уплотнения располагается ближе к критическому сечению, а параметры газа изменяются в нем не скачкообразно в одном сечении, а с большими градиентами в некотором слое газа, имеющем

конечную толщину. Иначе говоря, скачок уплотнения "растянут" вдоль оси сопла.

#### 4. ПОРЯДОК ПРОВЕДЕНИЯ РАБОТЫ

1. При включенном вакуумнасосе, плавно открывая вентиль установки, установить режим, при котором перепад давления по пьезометру противодавления за соплом  $\Delta P_{кр.} = 250$  мм рт.ст.

2. Вращением винта установить трубку так, чтобы ее отверстие совпало со входным сечением сопла и измерить по пьезометру статическое давление. Перемещая отверстие трубки вглубь сопла, измерять статическое давление до скачка уплотнения и за ним через каждые 5 мм, а в зоне скачка уплотнения - через 2,5 мм. Измерить перепад давления  $\Delta P_{\alpha}$  в сечении  $R_{\alpha}$ , расположенном на расстоянии  $L = 60$  мм от критического сечения.

3. Приоткрывая вентиль установки, установить режим  $\Delta P_{кр.} = 300$  мм рт. ст. Измерить  $\Delta P_{\alpha}$  в сечении  $R_{\alpha}$  на расстоянии  $L = 60$  мм от критического сечения. Перемещая отверстие трубки из сопла, измерять статическое давление за скачком и перед ним через каждые 5 мм, а в зоне скачка - через 2,5 мм. Измерить статическое давление на входе в сопло.

4. Закрыв вентиль, выключить установку.

#### 5. СОДЕРЖАНИЕ ОТЧЕТА

1. Протокол эксперимента и схема установки.

2. График изменения статического давления вдоль оси сопла для обоих режимов.

3. Определение расчетного местоположения скачка уплотнения и сравнение его действительным.

4. Выводы по работе.

## РАБОТА № 10

### Исследование обтекания круглой трубки дозвуковым и сверхзвуковым потоком

**ЦЕЛЬ РАБОТЫ:** сравнение распределения давления по периметру трубки при обтекании ее дозвуковым потоком идеального и реального газа;

исследование влияния диаметра трубки, помещенной в расширяющейся части сопла, на характер потока.

#### 2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

При обтекании твердых тел газовым потоком происходит деформация линии тока в соответствии с контуром обтекаемого тела и, как следствие, изменение параметров вдоль элементарных струек газа. В потенциальном потоке (идеальный газ, движение безвихревое) обтекание тел, независимо от их формы, безотрывное. Например, при обтекании потенциальным потоком круглого цилиндра (рис. 10.1) в точке А происходит растекание, а в точке С слияние пристеночных струек газа. Присутствие цилиндра в потоке вызывает такую деформацию линии тока, при которой ширина элементарной струйки вдоль потока от А до В уменьшается, а от В до С увеличивается. В результате, при дозвуковой скорости  $C_\infty$  набегающего потока, скорость его на поверхности цилиндра от точки А до В увеличивается, а от В до С уменьшается. Поскольку в потенциальных потоках давление торможения постоянно, статическое давление изменяется в сравнении со скоростью противоположным образом: от А до В оно уменьшается, а от В до С увеличивается. В несжимаемой жидкости распределение давления на поверхности цилиндра, обтекаемого потенциальным потоком, соответствует формуле

$$P_c = P_\infty + \frac{\rho_\infty \cdot C_\infty^2}{2} (1 - 4 \sin^2 \theta). \quad (10.1)$$

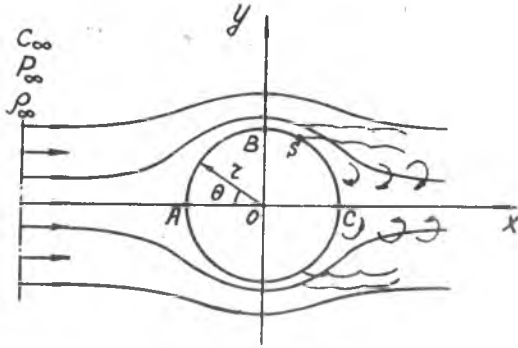


Рис. 10.1

Картина течения симметрична относительно оси  $X$  и оси  $Y$ , поэтому при обтекании цилиндра потенциальным потоком не образуется ни сопротивление, ни подъемная сила. При обтекании цилиндра потоком реального вязкого газа картина обтекания на участке  $AB$  мало отличается от случая обтекания потенциальным потоком идеального газа, но на участке  $BC$  это различие больше. Как показывает опыт, при  $\theta = 105^\circ - 120^\circ$  ( в точке  $S$  на рис. 10.1 ) под действием центробежных сил происходит отрыв струйки от поверхности цилиндра и вихреобразование. Струйное обтекание цилиндра на участке  $SC$  разрушается, а в результате вихреобразования статическое давление не изменяется, т.е. остается таким же низким, как в точке  $S$ . В итоге результирующая сила давления на участке  $AB$  превосходит силу давления на участке  $BC$  и цилиндр создает в реальном потоке вдоль оси  $X$  так называемое сопротивление давления. Кроме сопротивления давления, при обтекании тел реальным потоком возникает сопротивление трения. Следует иметь в виду, что при обтекании цилиндра газовым потоком формула ( 10.1 ) приближена, поскольку не учитывает изменения плотности  $\rho$  газа. Однако при  $M_\infty < 0,3$  влиянием сжимаемости можно пренебречь. В данной работе трубка обтекается не свободным потоком, а потоком, ограниченными стенками сопла, в котором трубка расположена в расширяющейся части ( рис. 10.2 ). Поэтому величина диаметра трубки  $d_{тр}$  влияет на величину проходного сечения  $F_{II}$ , а следовательно, и на характер течения в расширяющейся части сопла. Исследуется обтекание



двух трубок: трубки малого диаметра  $d_{mp,1} = 1,5$  мм и трубки большого диаметра  $d_{mp,2} = 4$  мм. В трубке малого диаметра  $F_{II\ min} \gg F_{I\ min}$ , критическим сечением является  $F_{I\ min}$  и при достаточно низком давлении на выходе из сопла, в расширяющейся части его, на участке  $F_I = F_{II}$ , происходит ускорение потока до сверхзвуковых скоростей, т.е. сопло работает как сопло Лавали. Следовательно, трубку диаметра  $d_{mp,1} = 1,5$  мм обтекает сверхзвуковой поток. При этом перед трубкой образуется скачок уплотнения. В трубке большого диаметра может оказаться  $F_{I\ min} \leq F_{II\ min}$ . Тогда критическим будет сечение  $F_{II\ min}$ , а в сечении  $F_{I\ min}$ , ставшем больше критического, поток становится дозвуковым. Сопло в этом случае будет работать как трубка Вентури: в сужающейся части его поток будет ускоряться, не достигая, однако, критической скорости в сечении  $F_{I\ min}$ , а в расширяющейся части — тормозиться. Таким образом, трубку  $d_{mp,2} = 4$  мм будет обтекать дозвуковой поток. Следует учитывать, что в изложенных соображениях о переходе критического режима от  $F_I$  в  $F_{II}$  с увеличением диаметра трубки имелось в виду постоянство давления торможения во всей области сопла. На самом же деле давление торможения  $P_{0II} < P_{0I}$  особенно в случае наличия скачка уплотнения при обтекании сверхзвуковым потоком трубки малого диаметра. Учитывая это обстоятельство, даже при  $F_{II\ min} = F_{I\ min}$ , критическим сечением всегда является сечение, расположенное ниже по потоку, т.е. сечение  $F_{II\ min}$ . Из сказанного следует, что размещение в потоке измерительных приборов (зондов, мунов и т.п.), в связи с уменьшением проходных сечений в месте постановки прибора, в некоторых случаях (особенно при малых сечениях потока) может привести к изменению характера течения в области измерительного прибора, т.е. к существенному отличию измеренных параметров от действительных.

### 3. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Схема установки дана на рис. 10.2. Поток воздуха внутри сопла образуется путем создания с помощью вакуумнасоса разрежения за соплом. В расширяющейся части плоского сужающе-расширяющегося сопла устанавливаются попеременно трубки диаметром  $d_{mp,1} = 1,5$  мм и  $d_{mp,2} = 4$  мм. Для измерения статического давления на поверхности трубки, обтекаемой потоком, в сечении, совпадающем с осью сопла, имеется отверстие  $\phi = 0,3$  мм. Трубка с одной стороны за-

паяна, а с другой соединена с пьезометром измерения статического давления. Ввиду малого диаметра трубки, измерение давления в различных точках ее периметра осуществляется не через отдельные отверстия, а через одно и то же отверстие, но путем поворота трубки относительно ее оси.

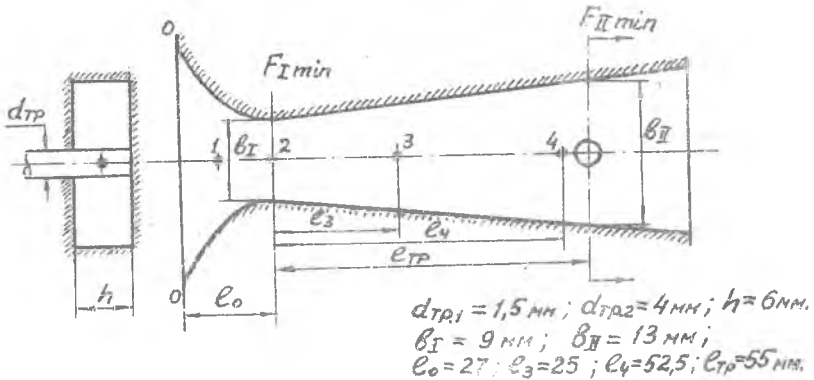


Рис. 10.2

Угол поворота  $\theta^\circ$  фиксируется стрелкой на лимбе, установленном на внешней стороне боковой стенки сопла. Отсчет угла  $\theta^\circ$  производится от оси, совпадающей с осью сопла (рис. 10.1), т.е. при  $\theta^\circ = 0^\circ$  отверстие направлено навстречу потоку и измеряемое статическое давление равно давлению торможения, поскольку скорость в точке А  $C_A = 0$ . В работе исследуется распределение давления по периметру трубки диаметра  $d_{ТР.2} = 4$  мм при обтекании ее дозвуковым потоком, поскольку при обтекании трубки  $d_{ТР.1} = 1,5$  мм сверхзвуковым потоком наличие скачка уплотнения перед трубкой создает большие трудности при расчете распределения давления по ее периметру. В качестве параметров набегающего потока, соответствующих параметрам  $C_\infty, P_\infty, \rho_\infty$  в формуле (10.1), при обтекании трубки  $d_{ТР.2} = 4$  мм применяются параметры, соответствующие сечению, проходящему через точку 4 на рис. 10.2. Трубка  $d_{ТР.1} = 1,5$  мм используется лишь для иллюстрации влияния диаметра трубки на характер течения в расширяющейся части сопла.

#### 4. ПОРЯДОК ПРОВЕДЕНИЯ РАБОТЫ

1. Установить в гнездо сопла трубку  $d = 4$  мм.
2. При выключенном вакуумнасосе, плавно открывая вентиль установки, вывести ее на дозвуковой режим обтекания трубки. Для этого необходимо, чтобы в сечении  $F_1$  поток был дозвуковым, т.е. чтобы  $P_2 < P_{кр.} = 0,528 P_H$  или  $\Delta P_2 = (P_H - P_2) > 0,472 P_H$ , что при  $P_H = 760$  мм рт.ст. соответствует  $\Delta P_2 > 360$  мм рт.ст. Итак, необходимо вывести установку на режим  $\Delta P_2 \cong 370$  мм рт.ст.
3. Записать показания пьезометров, измеряющих статическое давление на оси сопла.
4. Установить трубку  $d_4 = 4$  мм в положение  $\theta = 0^\circ$  и измерить давление на ее поверхности. Поворачивая трубку относительно ее оси, останавливаться при  $\theta^\circ = 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 70^\circ, 90^\circ, 105^\circ, 120^\circ, 135^\circ, 150^\circ, 165^\circ, 180^\circ$  и записывать показания пьезометра, измеряющего давление на поверхности трубки при соответствующих  $\theta$ .
5. Не выключая установку и не изменяя положения вентиля, заменить трубку  $d = 4$  мм трубкой  $d = 1,5$  мм.
6. Записать показания пьезометров, измеряющих статическое давление на оси сопла.
7. Записать величину давления и температуры атмосферного воздуха.
8. Выключить установку, закрыв вентиль.

#### Рабочие формулы

1. Статическое давление на оси сопла.

$$P_i = P_H - \Delta P_i \quad \text{мм.рт.ст.}$$

2. Давление на поверхности трубки  $d = 4$  мм

$$P_0 = P_H - \Delta P_{0i} \quad \text{мм.рт.ст.}$$

3. Параметры торможения набегающего дозвукового потока ( в сечении 4 ) при  $d = 4$  мм

$$P_{04} \cong P_H \quad \text{мм.рт.ст.}, \quad T_{04} = T_H \quad ^\circ\text{К}$$

4. Скорость  $C_4$  и плотность  $\rho_4$  набегающего потока. Газо-

динамические функции  $\mathcal{P}_4 = \frac{P_4}{P_{04}}$  и  $\mathcal{E}_4 = \frac{\varrho_4}{\varrho_{04}}$ ,

где  $\varrho_{04} = \frac{P_H \cdot 13,6}{g \cdot R \cdot T_H} \cdot \frac{\text{кг.сек}^2}{\text{м}^4}$ ;  $g = 9,81 \text{ м/сек}^2$ ;

$P_H$  - мм.рт.ст.;  $T_H$  - °K;  $R = 29,27 \text{ кгм/кг.град.}$

$\varrho_4 = \mathcal{E}_4 \cdot \varrho_{04} \cdot \frac{\text{кг.сек}^2}{\text{м}^4}$ ;  $C_4 = \alpha_{\text{кр}} \cdot \lambda_4 = 18,3 \cdot \sqrt{T_H} \cdot \lambda_4 \text{ м/сек.}$

$\lambda_4$  находится из таблиц ГДФ по  $\mathcal{P}_4$  при  $K=1,4$ .

5. Распределение давления на поверхности трубки  $d = 4 \text{ мм}$  в случае обтекания ее потенциальными потоком

$$P_{0п} = P_4 + \frac{\varrho_4 \cdot C_4^2}{2 \cdot 13,6} (1 - 4 \sin^2 \theta) \text{ мм.рт.ст.}$$

$P_4$  - мм.рт.ст.;  $\varrho_4 - \frac{\text{кг.сек}^2}{\text{м}^4}$ ;  $C_4 - \text{м/сек}$ ;

### 5. СОДЕРЖАНИЕ ОТЧЕТА

1. Протокол эксперимента со схемой установки.
2. Графики распределения давления по периметру трубки  $d = 4 \text{ мм}$  при обтекании ее дозвуковыми реальным и потенциальным потоком воздуха.
3. Графики изменения статического давления вдоль оси сопла для случаев  $d_{\text{тр.1}} = 1,5 \text{ мм}$  и  $d_{\text{тр.2}} = 4 \text{ мм}$ .
4. Выводы по работе.

## РАБОТА № II

### Течение воздуха в цилиндрической трубе с трением и подогревом

**ЦЕЛЬ РАБОТЫ:** исследование влияния трения на дозвуковой поток в цилиндрической трубе, а также определение коэффициента трения;

исследование влияния подогрева на дозвуковой поток в цилиндрической трубе.

#### 2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Рассмотрим сначала влияние трения на изменение параметров дозвукового потока в цилиндрической трубе. Будем считать, что теплообмен с окружающей средой отсутствует, т.е.  $Q_n = 0^0$ . Очевидно, для создания установившегося движения вязкого газа в цилиндрической трубе требуется некоторая разность давлений  $(P_1 - P_2)$  на входе и выходе из трубы (рис. II.1). Из уравнения Бернулли

$$\frac{dP}{\gamma} + \frac{d(C^2)}{2g} + dL_{mp} = 0 \quad (II.1)$$

следует, что перепад давления  $(P_1 - P_2)$  на концах трубы затрачивается на ускорение потока и преодоление трения. Очевидно, что при одном и том же перепаде давления ускорение потока (и скорость  $C_2$  на выходе из трубы) больше в случае отсутствия трения, когда газ идеальный. Однако можно доказать, и это подтверждает практика, что каким бы большим ни был перепад давления  $(P_1 - P_2)$ , дозвуковой поток в трубе постоянного диаметра при наличии трения и отсутствии теплообмена нельзя разогнать до скорости выше критичес-

кой. При достаточно малом перепаде давления ( $P_1 - P_2$ ), если он равен перепаду  $\Delta P_{тр.}$ , затрачиваемому только на преодоление трения, поток движется в трубе без ускорения, т.е. с постоянной скоростью. Из уравнения теплосодержания

$$dQ_H = \frac{di}{A} + \frac{d(C^2)}{2g} \quad (II.2)$$

следует, что в трубе без теплообмена с окружающей средой ( $dQ_H < 0$ ) ускоренно движущийся поток ( $dC > 0$ ) охлаждается ( $di < 0$ ).

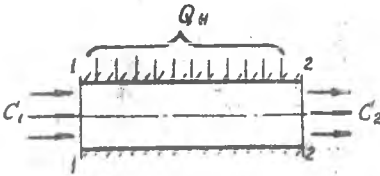


Рис. II.1

его ускорение. В частном случае движения вязкого газа в трубе с постоянной скоростью температура его не изменяется. Из уравнения (II.2) также следует, что в случае  $dQ_H = 0$  температура торможения газа не изменяется, т.е.  $T_{01} = T_{02}$ . Наоборот, из уравнения (II.1) ясно, что при наличии трения ( $dL_{тр.} > 0$ ) давление торможения в трубе без теплообмена с окружающей средой неизбежно уменьшается, т.е.  $P_{02} < P_{01}$ . Элементарную работу трения принято выражать в долях от кинетической энергии потока по формуле

$$dL_{тр.} = \xi \frac{C^2}{2g} \cdot \frac{dl}{d} \quad (II.3)$$

где  $\xi$  - коэффициент трения;  $d$  - диаметр трубы;  $dl$  - длина элементарного участка трубы. Уравнение расхода для течения сжимаемого газа в трубе в дифференциальной форме имеет вид

$$d(\rho \cdot C \cdot F) = 0 \quad (II.4)$$

Из (II.4) следует, что в трубе постоянного сечения ( $F = \text{const}$ ) ускорение потока связано с уменьшением плотности газа. Решая совместно (II.1), (II.2), (II.3), (II.4), после интегрирования, для случая  $dQ_H = 0$ , получим,

$$\frac{1}{\lambda_1^{\frac{2}{k}}} - \frac{1}{\lambda_2^{\frac{2}{k}}} - \ln \frac{\lambda_2^2}{\lambda_1^2} = \frac{2k}{k+1} \xi \frac{l}{d} \quad (II.5)$$

Формула ( II.5 ) может быть использована для определения коэффициента трения  $\xi$  . При этом газодинамические функции  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  находят по функциям  $\Pi_1 = \frac{P_1}{P_{01}}$  и  $\Pi_2 = \frac{P_2}{P_{02}}$  , вычисляемым в свою очередь по измеренным в опыте статическим (  $P_1$ ;  $P_2$  ) и полным (  $P_{01}$ ;  $P_{02}$  ) давлениям. Следует иметь в виду, что в приведенных выше уравнениях параметры потока  $C$  ,  $T$  ,  $\rho$  ,  $P$  суть средние параметры в сечении трубы. На самом же деле параметры газа в сечении трубы изменяются, особенно скорость газа  $C$  , которая изменяется от 0 у стенки до  $C_{max}$  на оси трубы. Замена переменных параметров в сечении средними постоянными существенно упрощает решение задачи, но физическая сущность явлений при этом раскрывается не вполне.

Вторую часть данной работы составляет исследование влияния подогрева на течение вязкого газа в цилиндрической трубе. При этом влияние собственно подогрева газа определяется путем сравнения параметров газа и характеристик потока при течении с подогревом и трением ( течение реального газа с одним лишь подогревом нельзя реализовать ) с параметрами газа при течении только с трением.

Труба постоянного диаметра, в которой осуществляется движение газа с подогревом, называется тепловым соплом. Из теории этого сопла известно, что при наличии перепада давления (  $P_1 - P_2$  ) дозвуковой поток при подводе тепла (  $dQ_n > 0$  ) ускоряется, плотность газа уменьшается. Подвод тепла в случае дозвукового потока вызывает увеличение статической температуры и температуры торможения по длине трубы в направлении потока. Что касается давления торможения, то наличие необратимого процесса перехода тепловой энергии и кинетическую вызывает уменьшение его по длине трубы. Уменьшение давления торможения в тепловом сопле называется тепловым сопротивлением. Интересно отметить, что увеличение температуры газа с подводом тепла вызывает большее уменьшение плотности (  $\rho$  обратно пропорционально первой степени температуры ), чем увеличение скорости (  $C$  пропорционально корню квадратному из температуры ). В результате, как видно из уравнения расхода ( II.4 ),

расход газа через трубу с подводом тепла уменьшается. Таким образом, подвод тепла к газу, текущему в трубе под действием разности давлений ( $P_1 - P_2$ ), вызывает увеличение скорости  $C$  и уменьшение плотности  $\rho$  и давления торможения  $P_0$ , аналогично течению с трением.

### 3. Описание установки

Схема установки дана на рис. II.2. Атмосферный воздух из помещения просасывается через трубу посредством вакуумнасоса. Установка для исследования течения вязкого газа с подогревом в трубе включает трубу с внутренним диаметром  $d = 9$  мм и длиной  $l = 930$  мм, входной патрубком 1, диффузор с дросселем 7, трубку для измерения давления торможения на выходе из трубы 8 с координатником, позволяющим перемещать трубку вдоль радиуса выходного сечения трубы, термопару (хромель-капелевую) с милливольтметром 6, асбестовую тепло-электроизоляцию 4, кожух 3, электроспираль 5 для нагревания воздуха в трубе. Изменение перепада давления в трубе осуществляется дросселем 7. Трубки для измерения статического давления вдоль трубы соединены с пьезометрами. Давление торможения на выходе из трубы принимается равным среднеарифметическому измеренных трубкой 8 давлений торможения в трех точках: у стенки трубы, на середине радиуса и на оси трубы. Вначале производится опыт, показывающий по влиянию трения на характер течения воздуха в трубе без подогрева. Затем включается электроспираль и производится опыт с подогревом. При этом, в целях предупреждения распайки трубок 2, не следует допускать подогрев свыше  $t = 120^\circ\text{C}$ , что соответствует  $3,7 \mu\text{V}$  на шкале милливольтметра. В этой связи нельзя закрывать дроссель 7 при включенной электроспирали. На рис. II.3 дан тарировочный график термопары, снятый при температуре  $t_T = 0^\circ\text{C}$ .

### 4. Порядок проведения работы

1. При включенном вакуумнасосе открыть полностью дроссель установки.
2. Записать показания всех пьезометров статического давления вдоль оси трубы.



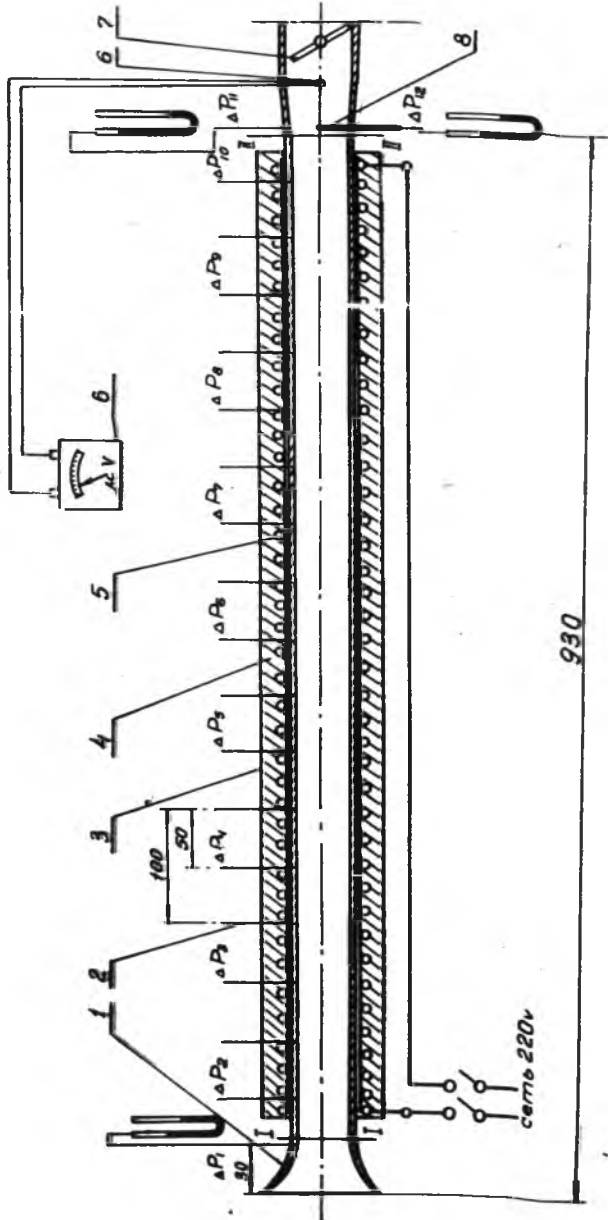


Рис. II.2

3. Перемещая трубку полного давления на выходе из трубы вращением винта координатника, измерить это давление в трех точках: у стенки, на середине радиуса и на оси трубы.

4. Не изменяя положение дросселя, включить электроспираль и сделать выдержку в 10+15 минут, следя за тем, чтобы нагрев не превысил 4 мВ по шкале милливольтметра.

5. Записать показания всех пьезометров статического давления и показания милливольтметра.

6. Измерить давление торможения на выходе из трубы в трех точках ( как в п.3 ).

7. Выключить электроспираль и через 3 минуты закрыть дроссель установки.

### Рабочие формулы

1. Статическое давление вдоль оси трубы

$$P_L = P_H - \Delta P_L \quad \text{мм.рт.ст.}$$

2. Давление торможения на выходе из трубы

$$P_{0\text{II}} = P_H - \Delta P_{0\text{II}} \quad \text{мм.рт.ст.}; \quad (P_{0\text{II}})_{\text{ср.}} = \frac{\sum_{i=1}^3 P_{0\text{II}i}}{3} \quad \text{мм.рт.ст.}$$

3. Газодинамические функции на выходе из трубы

$$\Psi_{\text{II}} = \frac{P_{\text{II}}}{(P_{0\text{II}})_{\text{ср}}} = \frac{P_{\text{I0}}}{(P_{0\text{II}})_{\text{ср}}}$$

$\lambda_{\text{II}}$  - по таблицам ГДФ при  $K = 1, 4$ , Давление  $P_{\text{II}}$  соответствует  $P_{\text{I0}}$

4. Газодинамические функции на входе в трубу

$$\Psi_{\text{I}} = \frac{P_{\text{I}}}{P_{0\text{I}}} = \frac{P_{\text{I}}}{P_H}$$

$\lambda_{\text{I}}$  - по таблицам ГДФ при  $K = 1, 4$ , Давление  $P_{\text{I}}$  соответствует  $P_{\text{I}}$ .

5. Коэффициент трения  $\xi$  находится из формулы

$$\frac{1}{\lambda_{\text{I}}^2} - \frac{1}{\lambda_{\text{II}}^2} - \ln \frac{\lambda_{\text{II}}^2}{\lambda_{\text{I}}^2} = \frac{2}{k+1} \xi \frac{L}{d}$$

где  $L = 930 \text{ мм}$ ,  $d = 9 \text{ мм}$ ;  $k = 1, 4$

6. Температура торможения на выходе из трубы при наличии подогрева

$$T_{0\text{II}} = (t + t_n) + 273^\circ \text{К}$$

где  $t$  ( $^{\circ}\text{C}$ ) определяется по тарировочному графику (рис. II.3) милливольтметра, построенному при  $t_r = 0^{\circ}\text{C}$ .

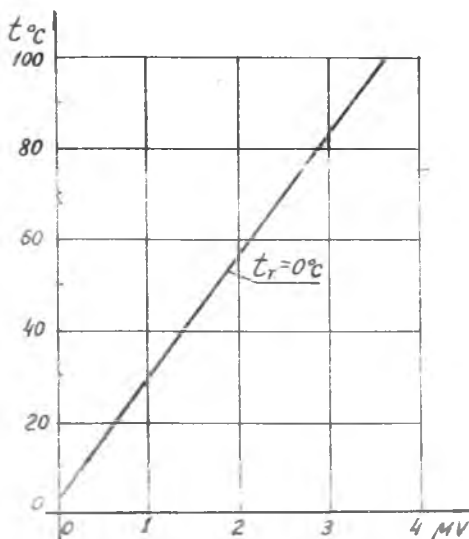


Рис. II.3

7. Скорость воздуха на выходе из трубы

$$C_{\text{I}} = \lambda_{\text{I}} \cdot \sigma_{\text{кр I}} = \lambda_{\text{I}} \cdot \sqrt{\frac{2K}{K+1} g R T_{0\text{II}}} \quad \text{м/сек}$$

8. Расход воздуха через трубу

$$G = 0,397 F_{\text{кр I}} \frac{P_{0\text{II}}}{\sqrt{T_{0\text{II}}}} = 0,397 \cdot F_{\text{I}} \cdot q_{\text{I}} \cdot \frac{P_{\text{H}}}{\sqrt{T_{\text{H}}}} \quad \text{кг/сек}$$

где

$$F_{\text{I}} = \frac{\pi d^2}{4} = 0,636 \text{ см}^2; \quad P_{\text{H}} - \text{кг/см}^2; \quad T_{\text{H}} - ^{\circ}\text{K}$$

функция  $q_{\text{I}}$  находится из таблиц ГДФ по функции  $\mathcal{F}_{\text{I}}$  при  $K = 1,4$ .

### 5. Содержание отчета

1. Протокол эксперимента со схемой установки.
2. Графики распределения статического давления по длине трубы без подогрева и с подогревом.
3. Вычисление коэффициента трения и расхода воздуха для случаев без подогрева и с подогревом и сравнение их между собой.
4. Выводы по работе.

## РАБОТА № 12

### Исследование пограничного слоя на пластине

ЦЕЛЬ РАБОТЫ: опытное определение эпюры скорости, числа  $Re$ , толщины пограничного слоя и толщины вытеснения при обтекании изогradientным воздушным потоком;

сравнение опытной и расчетной толщины пограничного слоя и получение опытной зависимости изменения толщины пограничного слоя по длине пластины.

### 2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

При обтекании твердого тела газом в тонком слое, примыкающем непосредственно к поверхности обтекаемого тела, проявляется повышенное влияние сил вязкости. В этом слое, называемом пограничным, скорость плавно изменяется от скорости внешнего потока  $U$  (рис. I2.1) до скорости, равной нулю на поверхности обтекаемого тела. Исследование обтекания твердого тела вязким газом можно проводить двумя методами: интегрированием дифференциальных уравнений вязкого газа во всей области течения, включающей и поверхностный слой обтекаемого тела; разделением потока на зону изоэнтропного ядра (внешний поток) и зону пограничного слоя, где имеет место повышенное влияние вязкости. Второй метод более простой (особенно в случае сжимаемого газа) и чаще применяется в инженерной практике. В пограничном слое велики градиенты скорости  $\frac{\partial c}{\partial y}$  (рис. I2.1), поэтому велико и напряжение трения  $\tau = \mu \cdot \frac{\partial c}{\partial y}$ . Движение газа в пограничном слое может быть ламинарным (слоистым) или турбулентным, в зависимости от числа  $Re$ . От характера движения в пограничном слое зависит и сопротивление тел: в турбулентном пограничном слое сопротивление трения большее. При расчете сопротивления

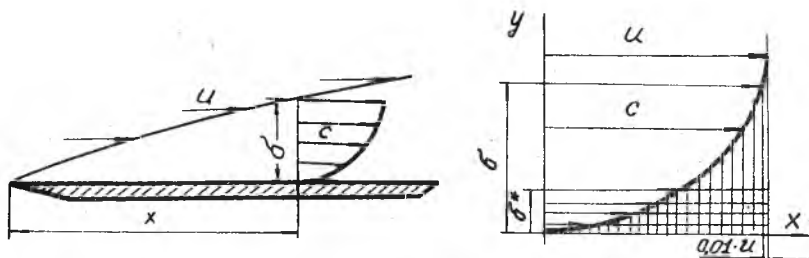


Рис. 12.1

тел, обтекаемых вязким газом, необходимо знать ряд параметров пограничного слоя: толщину  $\delta$ , число  $Re_x$ , толщину вытеснения  $\delta^*$ . Поскольку скорость у внешней границы пограничного слоя изменяется незначительно, во избежание существенных ошибок при определении толщины пограничного слоя, за его внешнюю границу принимают линию проходящую через точки, в которых скорость составляет 99% от скорости  $U$  внешнего потока (рис. 12.1). Решение задачи обтекания пластины изогradientным ( $\frac{\partial p}{\partial x} = 0$ ;  $\frac{\partial \rho}{\partial x} = 0$ ) потоком газа без учета сжимаемости ( $M < 0,3$ ) приводит к формулам для вычисления толщины пограничного слоя в виде:

$$\delta = 5,83 \left( \frac{\nu_u \cdot x}{U} \right)^{\frac{1}{2}} = \frac{5,83}{Re_x^{\frac{1}{2}}}, \quad (12.1)$$

для ламинарного пограничного слоя

$$\delta = 0,211 \left( \frac{\nu_u}{U} \right)^{\frac{1}{4}} \cdot x^{\frac{5}{4}} \quad (12.2)$$

для турбулентного пограничного слоя.

В случае учета сжимаемости газа эти формулы дают существенную ошибку при определении  $\delta$ .

Здесь  $\nu_u = \frac{\mu}{\rho_u}$  - кинематический коэффициент вязкости;

$x$  - расстояние рассматриваемого сечения от передней кромки пластины;  $U$  - скорость внешнего потока;  $Re_x = \frac{U \cdot x}{\nu_u}$  - число Рейнольдса. Кинематический коэффициент вязкости  $\nu_u$  воздуха опре-

делается из графика рис. 12.2 в зависимости от статической температуры  $T_u$  внешнего потока, которая, в свою очередь, определяется по формуле

$$T_u = T_{0u} - \frac{U^2}{2010} \quad (12.3)$$

Здесь  $T_{0u}$  - температура торможения внешнего потока. Толщина вытеснения  $\delta^*$  - это такая условная толщина слоя с постоянной скоростью внешнего потока  $U$ , которая соответствует расходу, равному уменьшению расхода в пограничном слое из-за проявления сил вязкости. Толщину вытеснения  $\delta^*$  можно определить графически из условия равенства площади прямоугольника с основанием  $U$  и высотой  $\delta^*$  ( на рис. 12.1 отмечена горизонтальной штриховкой ) и площади под эпюрой скорости ( на рис.12.1 отмечена вертикальной штриховкой ), соответствующей уменьшению расхода через пограничный слой под влиянием вязкости. В несжимаемом газе толщина вытеснения определяется по формуле

$$\delta^* = \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{C}{U}\right) dy \quad (12.4)$$

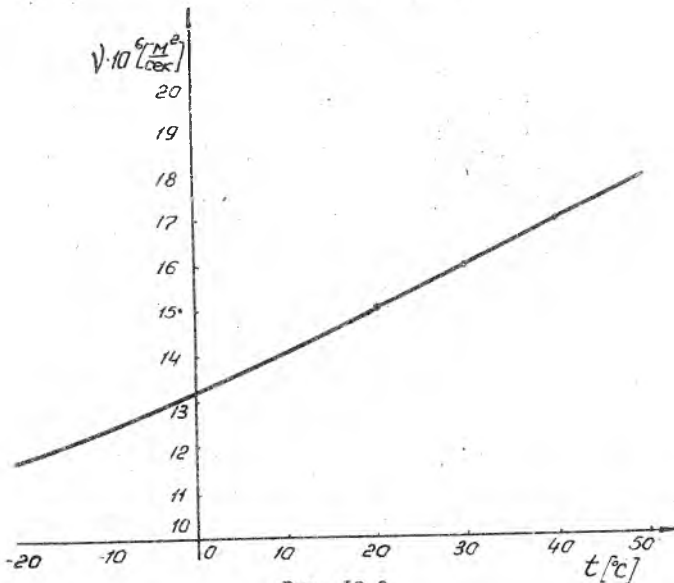


Рис. 12.2

### 3. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Схема установки показана на рис. I2.3. В трубе  $\alpha$  прямоугольного сечения укреплена при помощи подставки  $\beta$  полированная стальная пластина  $\delta$ , на верхней плоскости которой измеряются параметры пограничного слоя. Передняя и задняя стенки трубы выполнены из плексигласа. Установка работает от вакуумнасоса, изменение скорости воздуха осуществляется методом дросселирования.

На пластине в трех сечениях I, II, III при помощи ртутных пьезометров, соединенных трубками с отверстиями на поверхности пластины, измеряется статическое давление  $P$ , и в этих же сечениях при помощи передвигаемых по нормали к пластине трех трубок и соединенных с ними водяных пьезометров измеряется давление торможения  $P_0$  в пограничном слое. Трубки давления торможения передвигаются при помощи микрометрических винтов. Для создания изоградиентного потока навал над пластиной выполнен слегка расширяющийся.

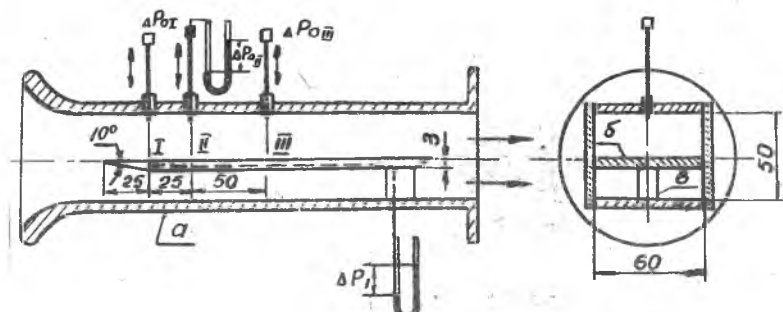


Рис. I2.3

### 4. ПОРЯДОК ПРОВЕДЕНИЯ РАБОТЫ

I. Плавно открывая вентиль на выходе из установки, вывести ее на режим  $\Delta P_I = 30$  мм.рт.ст. (это соответствует скорости в



ядре потока над пластиной  $U \approx 70$  м/сек ).

2. Записать показания трех пьезометров статического давления  $\Delta P_I; \Delta P_{II}; \Delta P_{III}$ . При этом трубки давления торможения должны быть у стенки трубы.

3. Измерить давление торможения  $P_{0i}$  поочередно каждой из трех трубок, установленных соответственно в сечениях I, II, III в различных точках этих сечений. Измерений производить через каждые 0,5 мм, перемещая трубку микрометрическим винтом и записывая в протокол показания пьезометров  $\Delta P_{0i}$ .

4. Выключить установку закрыв вентиль.

5. Записать по показаниям барометра и термометра давление в окружающей среде и температуру  $t_H$ .

### Рабочие формулы

1. Статическое давление в сечениях I, II, III

$$P = P_H - \Delta P \quad \text{мм.рт.ст.}$$

Принять  $\Delta P$  равным среднеарифметическому от  $\Delta P_I, \Delta P_{II}; \Delta P_{III}$ , т.е.

$$\Delta P = \frac{\Delta P_I + \Delta P_{II} + \Delta P_{III}}{3} \quad \text{мм.рт.ст.}$$

2. Давление торможения в сечениях I, II, III

$$P_{0i} = P_H - \Delta P_{0i} \quad \text{мм.рт.ст.}$$

(индекс  $i$  обозначает номер точки замера давления торможения в каждом из сечений I, II, III).

3. Газодинамическая функция  $\mathcal{F}_i = \frac{P}{P_{0i}}$

Газодинамическая функция  $\lambda_i$  находится из таблиц по функции  $\mathcal{F}_i$ .

4. Критическая скорость  $a_{кр} = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa+1} gRT_{0H}} = 18,3\sqrt{T_{0H}}$  м/сек

Здесь  $T_{0H} = t_H + 273 - ^\circ K$ ;  $t_H - ^\circ C$  - температура воздуха в помещении.

5. Скорость потока в пограничном слое

$$C_i = a_{кр} \cdot \lambda_i \quad \text{м/сек}$$

Скорость внешнего потока

$$U = a_{кр} \cdot \lambda_U \quad \text{м/сек.}$$

где  $\lambda_u$  определяется из таблиц по функции  $\mathcal{T}_u = \frac{P}{P_H}$  внешнего потока.

6. Статическая температура внешнего потока

$$T_u = T_{0u} - \frac{U^2}{2010} \text{ } ^\circ\text{K}$$

7. Кинематический коэффициент вязкости  $\nu_{760}$  определяется по графику на рис. 12.3 в зависимости от температуры  $T_u$  при нормальном давлении (760 мм.рт.ст.). Значение коэффициента  $\nu_u$  при давлении  $P_u$  внешнего потока можно определить по формуле

$$\nu_{P_u} = \nu_{760} \cdot \frac{760}{P_u}, \text{ где } P_u - \text{мм.рт.ст.}$$

8. Число Рейнольдса  $Re_x = \frac{U \cdot x}{\nu_u}$ , где  $x$ -см;  $U$ -м/сек;

$\nu_u$ - м<sup>2</sup>/сек.

#### 5. СОДЕРЖАНИЕ ОТЧЕТА

1. Графики эппр скорости  $C = f(y)$  в сечениях I, II, III;  
Вычисление  $Re_x$ .

2. Вычисление толщины пограничного слоя  $\delta$  и толщины вихревого слоя  $\delta^*$  в сечениях I, II, III.

3. График зависимости  $\delta = f(x)$ . Сравнение опытных  $\delta$  с вычисленными по формулам ( 12.1 ) или ( 12.2 ).

4. Выводы по работе.

## О Г Л А В Л Е Н И Е

Обозначения и единицы измерения . . . . .	3
Часть I. Гидравлика	
Работа № 1. Движение жидкости в трубе переменного сечения ( Закон Бернулли ) . . . . .	7
Работа № 2. Ламинарный и турбулентный режимы течения воды в круглой трубе ( Опыт Рейнольдса ) . . . . .	12
Работа № 3. Определение коэффициентов путевых потерь и местных сопротивлений . . . . .	16
Работа № 4. Исследование истечения жидкости из отверстий и насадков . . . . .	24
Часть II. Газовая динамика	
Работа № 5. Исследование вихревой трубы . . . . .	32
Работа № 6. Исследование течения воздуха в дозвуковом конфузоре и диффузоре . . . . .	38
Работа № 7. Исследование истечения воздуха из сопла Лаваля . . . . .	44
Работа № 8. Наблюдение скачков уплотнения при помощи прибора ИАБ -45I . . . . .	51
Работа № 9. Исследование воздушного потока в плоском сопле Лаваля на нерасчетных режимах . . . . .	58
Работа № 10. Исследование обтекания круглой трубки дозвуковым и сверхзвуковым потоком . . . . .	63
Работа № 11. Течение воздуха в цилиндрической трубе с трением и подогревом . . . . .	69
Работа № 12. Исследование пограничного слоя на пластине . . . . .	77

Лабораторный практикум  
по курсу "Прикладная гидрогазодинамика"

Редактор Н.А.Сидоренко  
Корректор Е.П.Михайлова

ЕО 00256. Подписано в печать 27.УП.70 г. Формат 60x84 I/16  
Объем 5,25 п.л. Тираж 1000 экз. Цена 28 коп.  
Куйбышевский авиационный институт им. С.П.Королева, г. Куй-  
бышев, Молодогвардейская, 151.  
Ротапечатьный цех типографии им. Мяги, Куйбышев, Венцека, 60.  
Заказ № 7093