

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ
ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САМАРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

Физический факультет

Кафедра физики твердого тела и неравновесных систем
Межкафедральная лаборатория «Взаимодействие излучения с веществом»

**Цаплин С.В., Романов А.Е., Большев С.А.,
Давыденко С.В., Тютьмин Д.В.**

Гидродинамика и газовая динамика

Лабораторный практикум

Издательство «Универс-групп»
2005

*Печатается по решению Редакционно-издательского совета
Самарского государственного университета*

УДК 532.517

ББК 22.253

Ц 14

Цаплин С.В., Романов А.Е., Болычев С.А. и др.

Ц 17 Гидродинамика и газовая динамика: Лабораторный практикум. Самара: «Универс-групп», 2005. 102 с.

Предлагаемое учебное пособие включает в себя лабораторный практикум «Гидродинамика и газовая динамика», проводимый по специализации «Теплофизика» физического факультета Самарского государственного университета.

Предназначено для студентов 4 курса, прослушавших курсы лекций «Молекулярная физика», «Гидрогазодинамика».

Уровень сложности курса соответствует университетскому и может служить основой для базового фундаментального образования по физическим и механико-математическим специальностям.

Рецензент ведущий научный сотрудник Самарского филиала ФИ РАН, д. ф.-м. н., профессор кафедры ФТТ и НС М.В. Загидуллин

© С.В. Цаплин, А.Е. Романов,
С.А. Болычев, С.В. Давыденко,
Д.В. Тютьмин , 2005

СОДЕРЖАНИЕ

<i>ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 1</i> Визуальное исследование режимов течения жидкости в круглой трубе и построение эпюры скорости в поперечном сечении неравномерного потока	4
<i>ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 2</i> Экспериментальное исследование движения жидкости в трубе	14
<i>ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 3</i> Определение времени истечения газа из резервуара постоянной ёмкости.....	27
<i>ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 4</i> Определение коэффициента расхода микросопла нестационарным методом	34
<i>ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 5</i> Режимы работы сопла Лавалья	46
<i>ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 6</i> Определение коэффициента сопротивления шара при обтекании безграничным потоком	52
<i>ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 7</i> Определение коэффициента сопротивления шара при струйном режиме обтекания	62
<i>ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 8</i> Определение параметров пограничного слоя на плоской пластине, обтекаемой в продольном направлении	71
<i>ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 9</i> Измерение расходов жидкостей, газов и паров	80
<i>ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 10</i> Экспериментальные исследования аэродинамических характеристик ограниченного вихревого стока....	97

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 1

ВИЗУАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЖИМОВ ТЕЧЕНИЯ ЖИДКОСТИ В КРУГЛОЙ ТРУБЕ И ПОСТРОЕНИЕ ЭПЮРЫ СКОРОСТИ В ПОПЕРЕЧНОМ СЕЧЕНИИ НЕРАВНОМЕРНОГО ПОТОКА

Цель работы: визуальное изучение общих закономерностей течения жидкости в круглой трубе; определение критических чисел Рейнольдса; определение скорости в точке потока; построение эпюры скорости.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

В механике жидкости и газа наблюдаются два режима движения вязкой жидкости: ламинарное и турбулентное.

Ламинарное, или слоистое движение характеризуется упорядоченным расположением струек, которые не смешиваются друг с другом. В длинной прямой трубе с постоянным поперечным сечением и гладкими стенками каждая частица жидкости при малых числах Рейнольдса движется с постоянной скоростью по прямолинейным траекториям, параллельным оси канала. При таком режиме движения отсутствует поперечное перемешивание частиц жидкости в процессе течения. Однако ламинарное течение нельзя считать полностью безвихревым: в нем нет ярко выраженных вихрей, но имеет место упорядоченное движение частиц жидкости вокруг своих мгновенных центров. Перенос количества движения, теплоты и вещества при ламинарном движении осуществляется молекулярными процессами диссипации, теплопроводности и диффузии.

Критерием определения режима течения жидкости в круглой трубе является безразмерный комплекс, который называется числом Рейнольдса:

$$Re = \frac{Vd}{\vartheta},$$

где V – среднемассовая скорость потока, м/с; d – диаметр трубы, м; ϑ – кинематическая вязкость жидкости, м²/с.

Для каналов с некруглым поперечным сечением используют гидравлический диаметр:

$$d_r = \frac{4S}{\Pi},$$

где S – площадь поперечного сечения канала, Π – смоченный периметр.

Ламинарный режим течения жидкости сохраняется до тех пор, пока число Рейнольдса не превосходит некоторого определенного критического своего значения, после чего движение перестает быть ламинарным. В опы-

тах Рейнольдса переход ламинарного режима к турбулентному течению жидкости происходил при средних значениях критического числа $Re_{кр} = 2320$.

Переход к турбулентному движению происходит постепенно. Это так называемый переходный режим течения жидкости, который является неустойчивым. При переходном режиме течения в нем существуют два состояния жидкости – ламинарное и турбулентное. По мере приближения числа Рейнольдса к критическому в ламинарном потоке образуется турбулентное возмущение – так называемые «оболочки», «пятна» или «пробки», которые уносятся течением. Смена постоянной скорости ламинарного движения пульсирующей скоростью турбулентного движения и наоборот, в одной и той же точке потока называется перемежаемостью. Физический характер такого перемежающегося течения характеризуется посредством коэффициента перемежаемости, указывающего долю времени существования турбулентного течения в определенном месте трубы. При полностью ламинарном движении жидкости коэффициент перемежаемости равен нулю, а при полностью турбулентном – единице.

Переходное движение развивается во времени тем быстрее, чем больше число Рейнольдса. С увеличением среднерасходной скорости увеличивается частота пульсаций скорости, распространяющаяся на весь объем турбулизирующего потока жидкости. В результате поток превращается в гидромеханический статистический ансамбль, состоящий из множества пульсирующих, завихряющихся и взаимно перемешивающихся струй.

В переходной области форма профиля скорости уже не сохраняется параболической, как при ламинарном режиме, а зависит от коэффициента перемежаемости.

Одному и тому же числу Рейнольдса могут соответствовать разные профили скорости, т.к. в сечении трубы возможно существование как ламинарного, так и турбулентного режима.

Опыты и теоретические исследования показали, что каковы бы ни были условия на входе в трубу, движение будет оставаться ламинарным, если число Рейнольдса будет меньше нижнего критического значения $Re_{кр1} = 2000$. Число Рейнольдса можно рассматривать как критерий устойчивости той или иной формы движения жидкости.

При втором, или верхнем критическом числе Рейнольдса ($Re_{кр2}$) возникает турбулентный режим течения, когда на главное течение жидкости, происходящее вдоль оси трубы, накладываются поперечные движения. В этом случае частицы жидкости перемешиваются, и траектории движущихся частиц представляют собой сложные линии, пересекающиеся между собой. Движение отдельных частиц становится неупорядоченным, и его в общем случае можно разложить на поступательное движение, вращательное и движение от деформации. Вращательное движение частиц вызывает-

ся в несжимаемой жидкости лишь потенциальными силами, например, силами трения.

В турбулентном движении, в отличие от ламинарного, в процессе перемешивания участвуют не только отдельные молекулы, но и группы молекул, т.е. турбулентные частицы или моли.

Переход от ламинарного к турбулентному течению жидкости сопровождается изменением закона сопротивления, а также изменением формы эпюры местных скоростей, причем для турбулентного потока речь идет о местных усредненных скоростях. Вследствие турбулентного переноса количества движения профиль скорости пристеночного потока в трубах становится более выровненным, чем при ламинарном течении. Это ведет к увеличению градиентов скоростей вблизи стенки и повышению касательных напряжений. Перенос количества движения, теплоты и вещества при турбулентном движении происходит за счет молекулярных и турбулентных процессов трения, теплопроводности и диффузии, среди которых преобладающую роль уже играют турбулентные процессы.

При сверхкритических значениях числа Рейнольдса ($Re > Re_{кр2}$) всегда имеет место турбулентное течение. Обычно в прикладной гидромеханике при расчетах принимают $Re_{кр2} = 2320$.

Экспериментами установлено, что критическое число Рейнольдса тем больше, чем меньше возмущений в жидкости на входном сечении трубы. Большой резервуар, плавный вход в трубу и устранение других факторов возмущений позволяют «затянуть» переход ламинарного режима в турбулентный до чисел Рейнольдса $\sim 5 \cdot 10^4$. Однако при этом малейшее возмущение мгновенно нарушает устойчивость такого течения и переводит его в турбулентное.

Существенное затягивание ламинарного режима в трубах малого диаметра (до $Re_{кр} \sim 10^4$) достигается при введении в поток воды и других жидкостей высокомолекулярных добавок полимерных веществ в малой концентрации (полиакриламида, полиизобутилена и др.), обладающих длинноцепочечной неразветвляющейся структурой. Сетка из растворенных молекул полимера вытягивается вдоль стенки и способствует гашению возникающих турбулентных пульсаций.

На величину критического числа Рейнольдса существенно влияет форма потока. Так, $Re_{кр}$ увеличивается в сужающихся трубах и уменьшается в расширяющихся трубах, т.к. при ускоренном движении частиц жидкости в сужающихся трубах их тенденция к поперечному перемешиванию уменьшается, а при замедленном движении в расширяющихся трубах — увеличивается.

Турбулентность — это наиболее сложный вид движения жидкости, который наиболее распространен в природе и технике. Наблюдение течений при больших числах Рейнольдса существенно затрудняется, если изучение режимов течения жидкостей проводится на моделях. Физически

число Рейнольдса соответствует отношению сил инерции к силам вязкости, т.е. является критерием динамического подобия потоков жидкости. Два или несколько потоков жидкости считаются подобными, если имеют место подобия: геометрическое (т.е. подобие каналов, по которым течет жидкость), кинематическое (подобные эпюры скорости), динамическое (равны числа Re). У подобных потоков одноименные безразмерные параметры, такие, как отношение давлений P_1/P_2 , плотностей ρ_1/ρ_2 , скоростей C_1/C_2 , коэффициенты потерь ξ , коэффициенты полезного действия и т.п., одинаковы, что позволяет моделировать процесс течения жидкости и производить исследование этих моделей, а не натуральных потоков, которые зачастую невозможно исследовать из-за сложности и большой стоимости эксперимента.

Измерения скоростей и давлений являются наиболее важными в экспериментальной механике жидкостей и газов. Простейшим прибором для измерения скорости движения жидкости, как в открытом, так и в закрытом каналах, является трубка Пито-Прандтля (рис. 1).

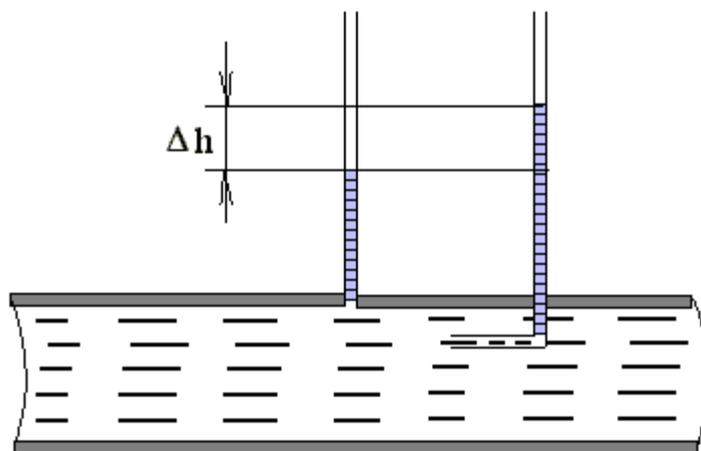


Рис.1. Трубка Пито – Прандтля

Давление торможения измеряет пьезометр, соединенный с изогнутой трубкой, приемное отверстие которой устанавливается строго против потока, а статическое давление измеряют пьезометром, соединенным с отверстием в стенке трубки.

Статическим давлением P в потоке жидкости называется нормальная составляющая силы, действующая на элемент поверхности. Правильно измеряется статическое давление в потоке только в том случае, если линия тока в точке измерения является касательной к поверхности, на которую выходит приемное отверстие. Измерительным устройством является пьезометр или манометр. Статическое давление в поперечном сечении трубы практически не изменяется, и для его измерения делают отверстие в стенке канала и соединяют его с измерительным устройством.

Полным давлением, или давлением торможения P^* (или P_0) называется давление в точке жидкости или газа, скорость в которой сведена к нулю.

Процесс торможения жидкости протекает почти мгновенно. Поэтому, принимая во внимание, что жидкость идеальная, влиянием вязкости жидкости можно пренебречь. Тогда

$$P^* = P + \frac{\rho V^2}{2},$$

т.е. давление торможения в любой точке потока несжимаемой жидкости равно сумме статического и динамического давлений в той же точке.

Скорость движения несжимаемой жидкости в точке потока равна:

$$V = \sqrt{\frac{2(P^* - P)}{\rho}}.$$

В различных точках поперечного сечения трубы вследствие вязкости жидкости скорость ее неодинакова: на оси трубы она максимальная, а у стенки равна нулю.

Среднемассовую скорость несжимаемой жидкости в сечении трубы можно определить либо путем осреднения экспериментальной эпюры скорости в соответствии с формулой

$$V_{cp} = \frac{1}{S} \int_{S'} V \cdot dS',$$

либо по измеренному объемному расходу Q в соответствии с формулой:

$$V'_{сз} = Q/S,$$

где S – площадь сечения; dS' – площадь сечения элементарной струйки, соответствующая скорости V .

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Схема стенда приведена на рис. 2. Гидростенд состоит из расходного бака 1; рабочего участка 2 (для данной лабораторной работы это стеклянная трубка постоянного сечения диаметром 13.6 мм); вентиля 3, регулирующего расход воды через рабочий участок; бака 4 с подкрашивающей жидкостью, которая подается по трубке малого диаметра в центральную часть стеклянной трубы. Вода в расходный бак подается от водопровода через вентиль 5. Постоянный напор в расходном баке поддерживается благодаря тому, что избыток воды переливается через край расходного бака и по трубе 6 сливается в сливную магистраль. В сечениях I и II рабочего участка гидростенда установлены пьезометры для измерения статического 7 и полного 8 давления с помощью трубки Пито–Прандтля в сечении II, кото-

рая с помощью микрометрического винта может перемещаться по радиусу сечения трубы.

Расход воды определяется мензуркой, время ее наполнения измеряется секундомером. Температура воды во время эксперимента измеряется термометром.

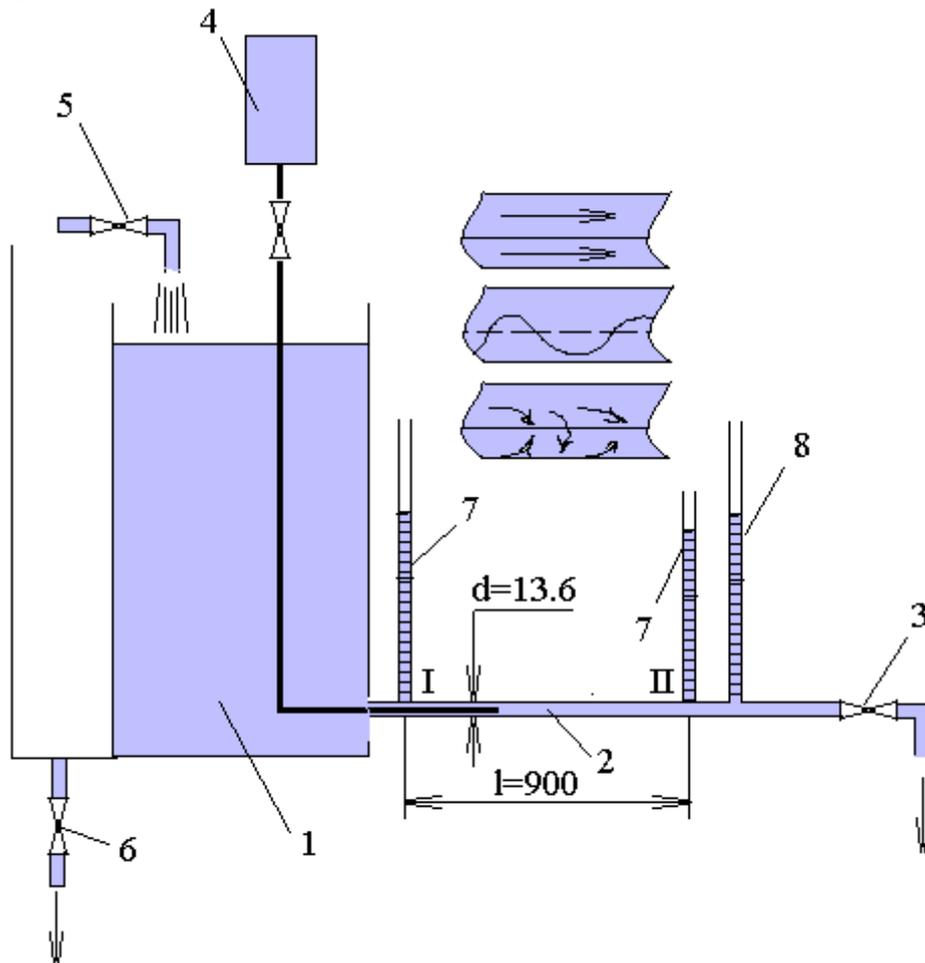


Рис. 2. Схема экспериментальной установки

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Изучить общие теоретические положения об основных режимах течения жидкости.

2. Ознакомиться с экспериментальной установкой и измерительной аппаратурой.

3. Открыть вентиль 5 и наполнить расходный бак 1 водой так, чтобы небольшое количество воды сливалось через сливную трубу 6.

4. С помощью расходного вентиля 3 установить последовательно ламинарные и турбулентные режимы движения воды в трубе. Визуализацию режимов течения осуществлять расходом подкрашивающей жидкости из бачка.

При малой скорости движения воды окрашенная струйка течет параллельно стенкам трубы, не смешиваясь с окружающей жидкостью, что сви-

детельствует о ламинарном режиме течения. При увеличении скорости потока (плавное открытие крана 3) окрашенная струйка искривляется и принимает волнистую форму – переходный режим течения.

При дальнейшем увеличении скорости окрашенная струйка на некотором расстоянии от входа размывается, и вода в стеклянной трубке равномерно окрашивается, что указывает на турбулентный режим течения.

5. На каждом режиме течения измерить расход воды. Для этого определить время наполнения мензурки объемом V литров воды.

6. Измерить температуру воды.

7. Постепенно закрывая кран 3, уменьшить скорость движения воды в трубке, наблюдая обратный переход из турбулентного режима течения в ламинарный.

8. Для получения экспериментальной эпюры скорости в поперечном сечении II рабочего участка необходимо измерить статическое давление и давление торможения. Давление измерять в точках по радиусу r_i трубы при ламинарном и турбулентном режимах течения. Измерения проводить через 1.5 мм, перемещая трубку микрометрическим винтом. Показания пьезометра записать в протокол.

9. На обоих режимах определить расход воды Q , для чего секундомером измерить время τ наполнения мензурки объемом V литров.

10. Полностью закрыть краны 5 и 6, слить воду из гидростенда и закрыть кран. Измерить атмосферное давление P_n по барометру.

11. Данные эксперимента записать в протокол.

РАСЧЕТНЫЕ ФОРМУЛЫ

1. Объемный секундный расход воды определяется:

$$Q = v / \tau \text{ (см}^3\text{/с),}$$

где v – замеренный объем воды, см^3 ; τ – время заполнения мерного объема, с.

2. Среднемассовая скорость потока в поперечном сечении трубы $V_{\text{ср}} = Q/S$ см/с, где S – площадь проходного сечения трубы, см^2 .

$$F = \frac{\pi d^2}{4} \text{ (см}^2\text{),}$$

где $d = 1.36$ см.

3. Кинематический коэффициент вязкости ϑ определяется по температуре t воды по табл. 1.

4. Провести расчеты чисел Re :

$$Re = \frac{V_{\text{ср}} d}{\vartheta}.$$

5. Статическое давление жидкости в сечениях трубы:

$$P = P_H + \gamma h,$$

где P_H – атмосферное давление, Н/м^2 , γ – удельный вес жидкости в пьезометре, предназначенном для измерения статического давления, Н/м^3 ; h – высота столбика воды в пьезометре, м.

Удельный вес воды γ при 20°C равен 9790 Н/м^3 .

6. Давление торможения жидкости:

$$P_i^* = P_H + \gamma h_i^* (\text{Н/м}^2).$$

Таблица 1

$t, ^\circ\text{C}$	$\rho, \text{кг/м}^3$	$M \cdot 10^3, \frac{\text{Н} \cdot \text{с}}{\text{м}^2}$	$\vartheta \cdot 10^6, \frac{\text{м}^2}{\text{с}}$
0	999.87	1.7921	1.7923
1	999.93	1.7313	1.7314
2	999.97	1.6728	1.6729
3	999.99	1.6191	1.6191
4	1000.0	1.5674	1.5674
5	999.99	1.5188	1.5188
6	999.96	1.4728	1.4729
7	999.93	1.4284	1.4285
8	999.88	1.3860	1.3862
9	999.81	1.3462	1.3465
10	999.73	1.3077	1.3081
11	999.63	1.2713	1.2718
12	999.52	1.2363	1.2369
13	999.40	1.2028	1.2035
14	999.27	1.1709	1.1718
15	999.13	1.1404	1.1414
16	998.97	1.1111	1.1122
17	998.80	1.0828	1.0841
18	998.62	1.0559	1.0574
19	998.43	1.0299	1.0315
20	998.23	1.0050	1.0068

где h_i^* – высота столбика воды в пьезометре давления торможения, м.

7. Скорость жидкости в точке потока в поперечном сечении трубы:

$$V_i = \sqrt{\frac{2(P_i^* - P)}{\rho}} \quad (\text{м/с}),$$

где ρ – плотность жидкости, кг/м^3 . Определить по таблице 1.

8. Средняя скорость потока в сечении II (рис. 3) получена осреднением эпюры скорости:

$$V'_{\text{cp}} = \frac{1}{\pi R^2} \left[\sum_{i=1}^{i=n-1} 2\pi r_i \Delta r_i V_i + (V_i)_{r_n} \cdot \pi r_n^2 \right] \text{ (м/с)},$$

где $(V_i)_{r_n}$ – постоянное значение скорости жидкости в ядре потока ($r_n=0.75$ мм), м/с; r_i – радиус точки измерения скорости V_i , м; $\Delta r_i=1.5$ мм – приращение радиуса, равное расстоянию между соседними точками измерения V_i , м; R – радиус поперечного сечения трубы на рассматриваемом участке, м.

Номер точек замера	R = 6,8 мм	
	r_i , мм	Δr_i , мм
1	6	1.5
2	4.5	1.5
3	3	1.5
4	1.5	1.5
5	0.75	----

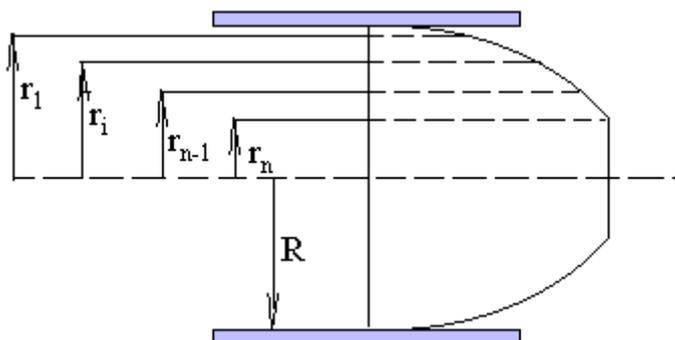


Рис. 3. Средняя скорость потока в сечении II

9. Среднемассовую скорость потока несжимаемой жидкости в сечении трубы для обоих режимов течения определить в соответствии с пунктами 1 и 2 данной методики обработки результатов эксперимента.

СОДЕРЖАНИЕ ОТЧЕТА

1. Оформить протокол эксперимента и нарисовать схему установки.
2. Эскизы картины течения при различных числах Рейнольдса.
3. Нарисовать эпюры давления торможения и скорости движения жидкости в поперечном сечении трубы.

4. Провести сравнение средней скорости потока жидкости V_{cp} и V'_{cp} в сечении трубы.
5. Оформить выводы по работе.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Критерий определения режима течения жидкости.
2. Ламинарное течение жидкости.
3. Турбулентное течение жидкости.
4. Основные расчетные формулы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1969. 824 с.
2. Дейч М.Е. Техническая газодинамика. М.: Энергия, 1974. 522 с.
3. Емцев Б.Т. Техническая гидромеханика. М.: Машиностроение, 1978. 463 с.
4. Идельчик И.Е. Гидравлическое сопротивление. М.: Госэнергоиздат, 1954. 316 с.
5. Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В. Теоретическая гидромеханика. Ч.1 и П.М.: Физматгиз, 1963. 727 с.
6. Ламб Г. Гидромеханика. М.: Гостехиздат, 1947. 928 с.
7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика сплошных сред. М.: Наука, 1953. 624 с.
8. Лойцанский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1970. 904 с.
9. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика, Т.1,2, М.: Наука, 1967.
10. Повх И.Л. Теоретическая гидромеханика. М.: Машиностроение, 1976. 502 с.
11. Прандтль Л. Гидроаэромеханика. М.: Изд-во ИЛ, 1949. 520 с.
12. Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1964. 814 с.
13. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. 712 с.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 2

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ЖИДКОСТИ В ТРУБЕ

Цель работы: найти экспериментальное подтверждение закона сохранения энергии (уравнение Бернулли) для потока реальной несжимаемой жидкости; ознакомиться с методикой эксперимента определения коэффициента гидравлического трения и потерь энергии при движении жидкости в трубе.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Движение несжимаемой жидкости в трубах сопровождается двумя основными процессами преобразования энергии:

- 1) переходом механической энергии из одной ее формы в другую – из потенциальной (давления) в кинетическую и обратно;
- 2) переходом механической энергии от макроскопического движения в тепловую энергию хаотического движения молекул (диссипация механической энергии).

Для установившегося движения жидкости уравнение Бернулли выражает закон сохранения энергии. Для участка 1–2 элементарной струйки реальной несжимаемой жидкости (рис. 1) уравнение Бернулли для единицы жидкости имеет вид:

$$gh_1 + \frac{P_1}{\rho} + \frac{V_1^2}{2} = gh_2 + \frac{P_2}{\rho} + \frac{V_2^2}{2} + \varepsilon_{1-2}, \quad (1)$$

где gh – потенциальная энергия положения единицы массы жидкости (h – геометрическая высота, g – ускорение силы тяжести); $\frac{P}{\rho}$ – потенциальная

энергия давления единицы массы жидкости; $\frac{V^2}{2}$ – кинетическая энергия единицы массы жидкости; ε_{1-2} – суммарная потеря энергии единицей массы жидкости на преодоление сопротивлений на участке между рассматриваемыми сечениями. Полная энергия единицы массы жидкости:

$$E = gh + \frac{P}{\rho} + \frac{V^2}{2}. \quad (2)$$

Полная удельная энергия (напор) вдоль элементарной струйки идеальной жидкости остается постоянной. Вдоль струйки реальной жидкости – уменьшается из-за потерь энергии на преодоление гидравлических сопротивлений. Полное давление, или давление торможения? равно:

$$P^* = P + \frac{\rho V^2}{2}. \quad (3)$$

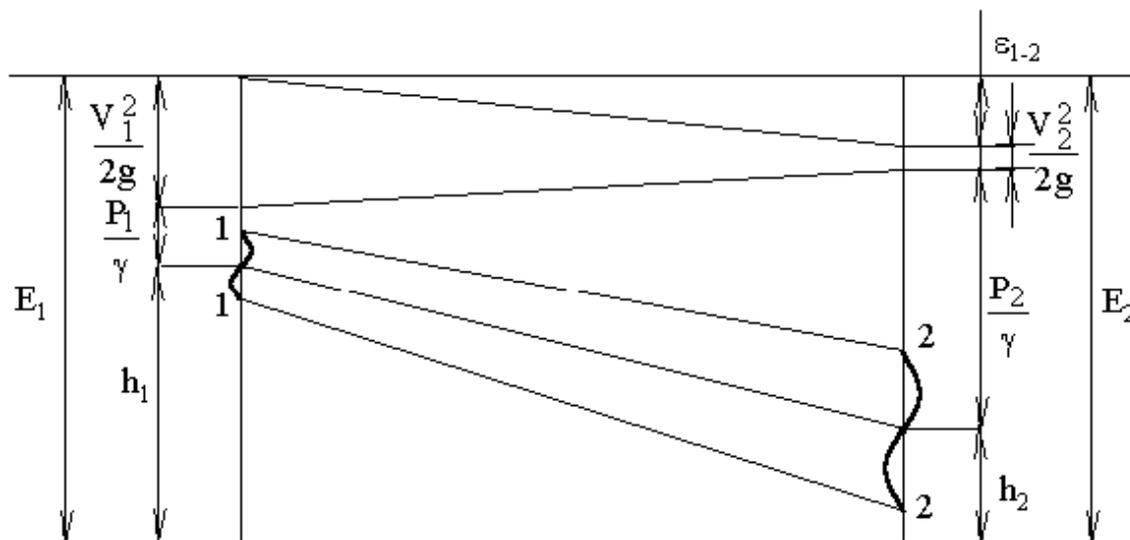


Рис. 1. Участок 1–2 элементарной струйки реальной несжимаемой жидкости

В частном случае, когда $h_1=h_2$ (струйка горизонтальна), давление торможения вдоль струйки идеальной жидкости остается постоянным, а вдоль струйки реальной жидкости уменьшается.

Потери напора, или гидравлические потери, зависят от формы, размеров, шероховатости стенок, от скорости течения и вязкости жидкости, но практически не зависят от абсолютного значения давления в жидкости.

Гидравлические потери складываются из линейных (путевых) потерь ϵ_τ и потерь на местные сопротивления ϵ_M :

$$\epsilon_{1-2} = \epsilon_\tau + \epsilon_M. \quad (4)$$

Линейные потери напора представляют собой потери на преодоление внутреннего трения между различными слоями жидкости, движущимися относительно друг друга. Поэтому величина внутреннего трения существенно зависит от распределения скоростей в потоке, а, следовательно, и от режима течения жидкости.

При ламинарном установившемся движении жидкости в цилиндрической трубе все частицы движутся по прямым линиям, параллельным оси трубы. Это движение жидкости в трубе называется течением Гагена–Пуазейля.

При ламинарном режиме течения перенос количества движения осуществляется посредством молекулярных связей между частицами. Жидкость движется в виде концентрических слоев, которые скользят

один по другому таким образом, что скорость всегда направлена вдоль оси. На достаточно большом расстоянии от входа в трубу распределение скоростей по сечению вдоль радиуса не зависит от координаты в продольном направлении.

Возникающая между слоями сила трения определяется по закону внутреннего трения Ньютона:

$$F = \mu \frac{dV}{dr}, \quad (5)$$

где F – сила внутреннего трения, отнесенная к единице поверхности двух соприкасающихся слоев жидкости; μ – динамический коэффициент вязкости; $\frac{dV}{dr}$ – радиальный градиент скорости.

Движение жидкости в трубе происходит под действием перепада давления, в направлении оси трубы, но в каждом поперечном сечении трубы давление можно рассматривать как постоянное.

Мысленно выделим в жидкости цилиндр радиуса r и длины ℓ (рис. 2).

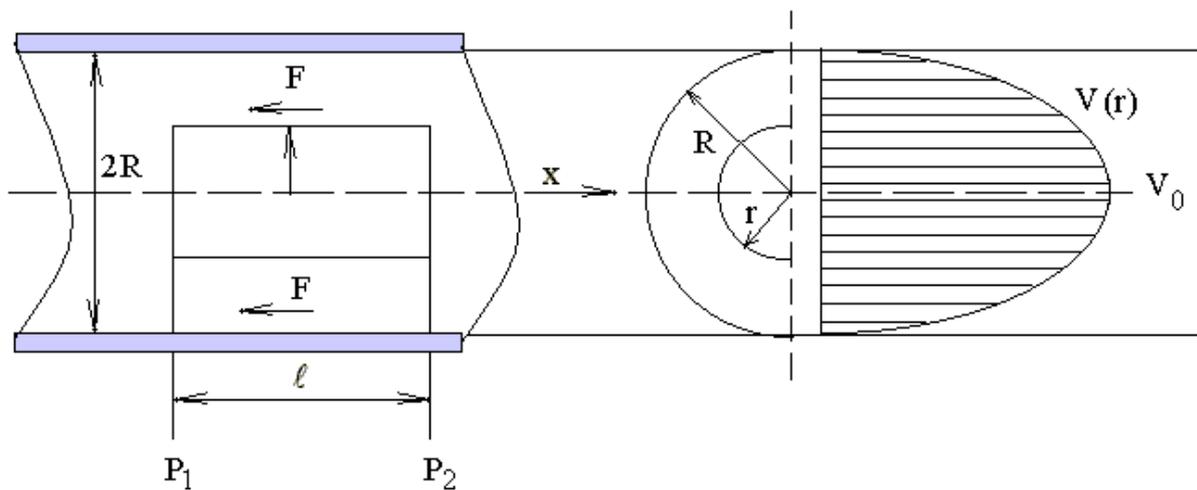


Рис. 2. Движение жидкости в трубе под действием перепада давления

Обозначим давление на торцах через P_1 и P_2 . Под действием перепада давления элемент жидкости ускоряется, но вследствие напряжения сдвига, вызванного трением, замедляется. Сила давления на цилиндр $\pi r^2(P_1 - P_2)$ уравнивается силой трения, действующей на цилиндр со стороны наружных слоев жидкости. Эта сила равна:

$$F_{\text{тр}} = \mu S \frac{dV}{dr},$$

где $S = 2\pi r\ell$ – боковая поверхность цилиндра.

Приравнявая нулю сумму сил, действующих на цилиндр, получим:

$$(P_1 - P_2)\pi r^2 + 2\pi r l \mu \frac{dV}{dr} = 0. \quad (6)$$

Для трубопроводов, расположенных не горизонтально, добавится член $\gamma(h_1 - h_2)$, где h_1 и h_2 – нивелирные высоты центров тяжести рассматриваемых сечений.

Интегрируя равенство и учитывая, что скорость жидкости обращается в нуль при радиусе трубки R (условие прилипания), получим:

$$V = \frac{P_1 - P_2}{4 l \mu} (R^2 - r^2). \quad (7)$$

Таким образом, при ламинарном установившемся движении имеет место параболический закон распределения скорости по живому сечению круглой трубы.

Осевая скорость максимальна на оси трубы ($r = 0$).

$$V_0 = \frac{P_1 - P_2}{4 l \mu} R^2. \quad (8)$$

Тогда уравнение (7) примет вид:

$$V = V_0 \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right). \quad (9)$$

Секундный расход жидкости определяется интегралом:

$$Q = \int_0^R V 2\pi r dr = \int_0^R \frac{P_1 - P_2}{4 l \mu} (R^2 - r^2) 2\pi r dr = \frac{\pi}{8} \frac{P_1 - P_2}{l \mu} R^4, \quad (10)^*$$

или с учетом (8):

$$Q = 0.5 V_0 \pi R^2. \quad (11)$$

Расход жидкости, выраженный через среднюю скорость потока, равен:

$$Q = V_{cp} \pi R^2. \quad (12)$$

Из (11) и (12) следует, что средняя скорость при ламинарном режиме течения составляет половину от осевой:

$$V_{cp} = \frac{1}{2} V_0 = \frac{P_1 - P_2}{8 l \mu} R^2. \quad (13)$$

* Формула (10) носит название формулы Пуазейля. Она показывает, что вязкость жидкости можно определить, измеряя ее расход Q , перепад давления $P_1 - P_2$, длину трубки l и ее радиус R .

Из уравнения (13) определим падение давления ΔP на участке трубы:

$$\Delta P = P_1 - P_2 = 32 \ell \mu V_{cp} / d^2. \quad (14)$$

Линейные потери напора равны:

$$\varepsilon_\tau = (P_1 - P_2) / (\rho g) = 32 \ell \mu V_{cp} / (\rho g d^2) = 32 \ell \vartheta V_{cp} / (g d^2), \quad (15)$$

где $\vartheta = \mu / \rho$ – коэффициент кинематической вязкости.

При ламинарном установившемся течении величина h_τ пропорциональна скорости потока.

Зависимость (15) с учетом $Re = \frac{V_{cp} d}{\vartheta}$ представим в виде:

$$\varepsilon_\tau = \frac{64 \ell}{Re d} \frac{V_{cp}^2}{2g}. \quad (16)$$

Уравнение (16) представляют в виде формулы Дарси–Вейсбаха:

$$\varepsilon_\tau = \lambda \frac{\ell}{d} \frac{V_{cp}^2}{2g}. \quad (17)$$

где λ – коэффициент гидравлического трения, являющийся функцией числа Рейнольдса.

При стабилизированном ламинарном течении в круглой трубе величина λ определяется формулой Пуазейля:

$$\lambda = \frac{64}{Re}. \quad (18)$$

При развитом турбулентном режиме течения турбулентные напряжения в точках, лежащих за пределами вязкого пристенного подслоя, могут намного превосходить вязкостные напряжения. Приближенный расчет турбулентного течения в трубе можно построить на двухслойной модели течения, предполагая, что в пределах вязкого подслоя течение ламинарное, а в центральной части потока (в турбулентном ядре) эпюра (профиль) усредненной скорости и закон сопротивления целиком определяются турбулентными напряжениями. Толщина вязкого подслоя, как правило, невелика и может измеряться долями миллиметра. Принимая гипотезу Л. Прандтля для турбулентных напряжений, запишем полное напряжение:

$$\tau_0 = \tau_\mu + \tau_T = \mu(dV/dr) + \rho \ell^2 (dV/dr)^2,$$

где ℓ – длина пути перемешивания. В пределах вязкого подслоя $\tau_\mu \gg \tau_T$ и последним можно пренебречь. По мере удаления от стенки роль турбулентных пульсаций возрастает и, начиная с некоторого расстояния,

$\tau_T \gg \tau_\mu$. Таким образом, касательное напряжение в равномерном потоке распределяется по линейному закону. Этот вывод справедлив как для ламинарного, так и для турбулентного течений.

Эпюра скорости в поперечном сечении трубы для турбулентного ядра имеет логарифмический профиль, который хорошо согласуется с опытными данными. Наряду с полуэмпирическим описанием распределения скорости в трубах, в практических расчетах и некоторых теоретических построениях используют более простые эмпирические формулы – например, степенная формула:

$$\frac{V}{V_0} = \left(\frac{y}{R\ell} \right)^n,$$

где V_0 – значение скорости на оси трубы, $y = R - r$ – координата в поперечном сечении трубы.

Показатель степени n не постоянен и убывает с возрастанием числа Рейнольдса: при $Re=4 \cdot 10^3$ – $n=1/6$, а при $Re=32 \cdot 10^5$ – $n=1/10$. Среднее значение n , которое соответствует гладкостенному режиму течения, равно $1/7$ – «закон корня седьмой степени». Недостатком степенной формулы, как и всякой эмпирической зависимости, является ограниченный диапазон изменения параметров (в данном случае числа Рейнольдса), в котором она применима.

Гладкостенный режим течения (гидравлически гладкий) – это режим, при котором турбулентное ядро потока не испытывает непосредственного влияния выступов шероховатости Δ , и последние никак не влияют на распределение скоростей. Это возможно в тех случаях, когда в шероховатых трубах вязкий подслой имеет толщину, большую Δ .

Из логарифмического закона распределения скоростей при турбулентном гладкостенном течении в трубах получается логарифмическая зависимость для коэффициента гидравлического трения (формула Никурадзе):

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \lg(Re \sqrt{\lambda} - 0.8).$$

Для гладких круглых труб коэффициент гидравлического трения является функцией только числа Рейнольдса, так как они геометрически подобны.

Шероховатые трубы не являются геометрически подобными, так как требование геометрического подобия должно распространяться не только на форму поперечного сечения, но и на форму выступов неровностей стенок. Ввиду этого при строгом подходе практически невозможно найти две геометрически подобные трубы с естественной шероховатостью, а значит, исключается подобие.

В качестве приближенного допущения принимают, что шероховатые трубы будут геометрически подобны, если отношение средней высоты выступа шероховатости Δ к радиусу R или диаметру будет одинаковым. Отношение Δ/d или (Δ/R) называют относительной шероховатостью, а обратную величину d/Δ – относительной гладкостью.

При исследовании потерь напора на трение в трубах различают искусственную равнозернистость, равномерно распределенную песчаную шероховатость труб и естественную неравномерно распределенную неоднородную шероховатость технических труб (стальных, чугунных и др.).

Искусственная равномерно зернистая шероховатость, которая исследовалась в опытах И. Никурадзе, создавалась путем наклеивания калиброванных песчинок на внутреннюю поверхность трубы. Такая шероховатость получалась равнозернистой, чем существенно отличалась от естественной шероховатости труб, образующейся в результате коррозии, отложений и т.п. На графике Никурадзе можно выделить четыре характерные зоны (рис. 3).

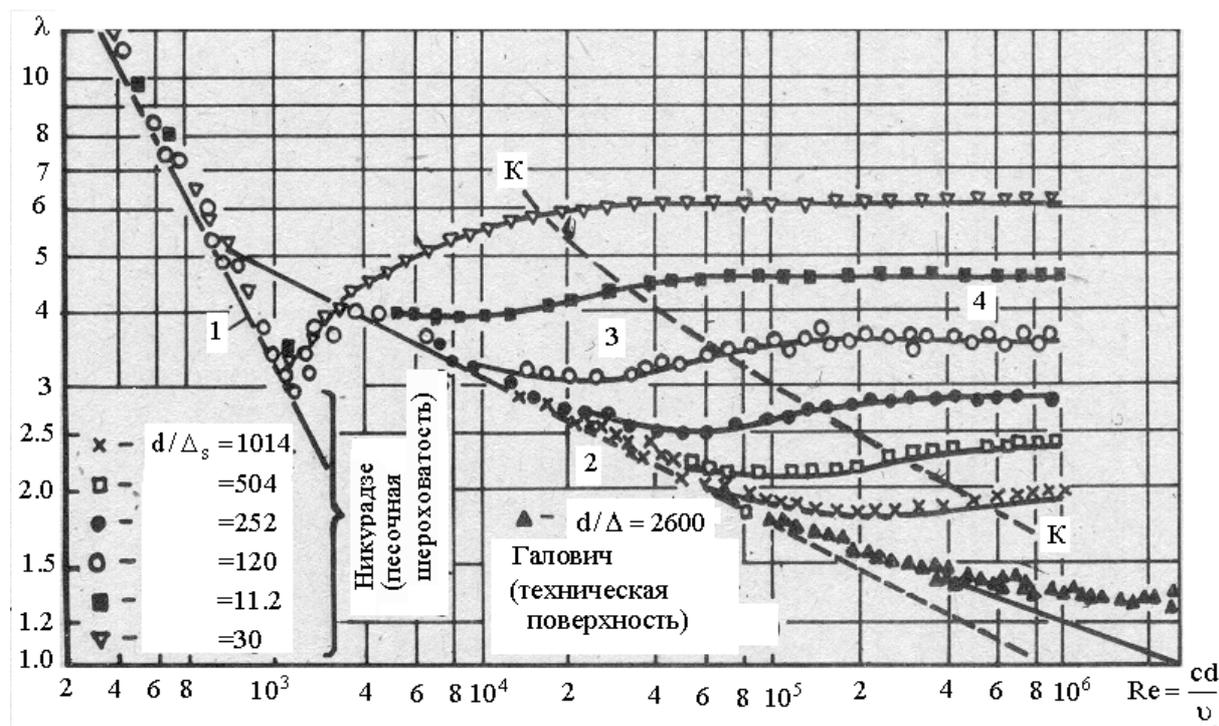


Рис.3. График Никурадзе

1. Зона ламинарного режима, изображаемая прямой. Здесь точки, относящиеся к опытам с разной шероховатостью, ложатся на одну прямую, уравнением которой служит зависимость:

$$\lambda_1 = 64 / Re.$$

Следовательно, в пределах этой зоны λ зависит только от числа Re и не зависит от шероховатости стенок трубы. Границей зоны служит значе-

ние абсциссы $\lg(2300)=\lg(Re_{кр})$. Таким образом, данная закономерность имеет место при $Re < Re_{кр}$, т.е. при ламинарном режиме течения в трубе.

В диапазоне чисел $Re=2300\div 4000$ осуществляется переход ламинарного течения к турбулентному режиму. В потоке наблюдается неустойчивость, порождаемая периодическим возникновением очагов турбулентности и их исчезновением.

2. Зона гладкостенного течения, образуемая опытными точками, расположенными вдоль другой прямой. Здесь λ также не зависит от шероховатости:

$$\lambda_2 = \frac{0.3164}{Re^{0.25}}.$$

Границей зоны ориентировочно могут служить значения:

$$4000 \leq Re \leq 20 \frac{d}{\Delta_s},$$

где индексом s отмечена равнозернистая шероховатость.

Структура потока в пределах гладкостенной зоны может быть представлена следующей схемой. При турбулентном течении вблизи стенки сохраняется вязкий подслой, движение в котором преимущественно ламинарное. Толщина подслоя δ_l достаточна, чтобы покрыть все неровности стенки, благодаря чему движение турбулентного ядра потока происходит как бы в гладкой трубе. Трубы, работающие в таком режиме, иногда называют гидравлически гладкими (цельнотянутые медные и латунные, новые стеклянные и свинцовые).

3. Доквадратичная зона сопротивления, которая ограничивается линией гладкостенного режима и штриховой линией К–К, образованной точками, отделяющими горизонтальные участки кривых. Можно видеть, что в зоне 3 каждая кривая отвечает определенному значению относительной гладкости. Здесь имеет место наиболее общий случай:

$$\lambda_3 = \lambda_3(Re, d / \Delta_s).$$

Границами зоны приближенно могут служить значения:

$$20 \frac{d}{\Delta_s} \leq Re \leq 500 \frac{d}{\Delta_s}.$$

4. Зона квадратичного сопротивления (автомодельный режим), образуемая горизонтальными участками кривых. Очевидно, в этой зоне коэффициент λ не зависит от Re , т.е.:

$$\lambda_4 = \lambda_4(Re).$$

Эта зона имеет место при:

$$Re > 500 \frac{d}{\Delta_s},$$

а структура течения такова, что толщина вязкого подслоя весьма мала и выступы шероховатости приходят в непосредственное взаимодействие с турбулентным потоком.

В таблице 1 приведены удобные для практического использования расчетные формулы коэффициента гидравлического трения:

Таблица 1

Зона со-противления	Режим течения	Границы зоны	Расчетные формулы	
I	лам.	2300	$\lambda = 64 / Re$	
II	турб., гладко-стенный	$4000 \leq Re \leq 20 \frac{d}{\Delta_s}$	$\lambda_2 = \frac{0.3164}{Re^{0.25}}$ $(Re < 10^5)$ /Блазиус/ $\lambda = 1.8(\lg(Re) - 1.5)^{-2}$ /Конаков/	Для всех турбулентных режимов $\lambda = 0,11 \cdot \left(\frac{\Delta}{d} + \frac{68}{Re} \right)^{0,25}$
III	турб., док-вадр.	$20 \frac{d}{\Delta} \leq Re \leq 500 \frac{d}{\Delta}$	$\lambda_3 = \lambda_3(Re, d / \Delta)$.	
V	турб., квадр.	$Re > 500 \frac{d}{\Delta}$	$\lambda = 0.11 \left(\frac{d}{\Delta} \right)^{0.25}$ /Шифринсон/ $\lambda = (1.74 + 2 \lg \frac{R}{\Delta})^{-2}$ /Никурадзе/	/Альтшуль/

В указанных формулах используется понятие средней высоты шероховатости Δ , но этого недостаточно для полного учета влияния шероховатости стенки на поток.

Для промышленных труб, в которых шероховатость неравномерна, в качестве ее характеристики принимается эквивалентная абсолютная шеро-

ховатость Δ_3 , но на распределение скоростей влияет не только средняя высота выступов, но и их форма, и расположение на стенке.

Значения эквивалентной абсолютной шероховатости Δ_3 для труб из разных материалов, которые используются на практике, зависят от способа их изготовления, состояния при эксплуатации и находятся из специальных таблиц. Под эквивалентной шероховатостью Δ_3 понимают такую высоту выступов песчинок, которые создают сопротивление в опытах И. Никурадзе, равное действительному сопротивлению данного трубопровода.

Для промышленных труб с неравномерной шероховатостью в расчетные зависимости коэффициента гидравлического трения следует подставлять Δ_3 .

Местными потерями напора или местными сопротивлениями называют различные препятствия в трубопроводах – вентили, колена, краны, диффузоры, сужения и расширения, т.е. местные изменения формы и размеров русла, вызывающие деформацию потока.

При протекании жидкости через местные сопротивления происходит изменение ее скорости по величине и направлению, что вызывает вихреобразование, которые интенсифицируют процесс диссипации энергии на внутреннее трение. Потери энергии, приходящиеся на единицу объема жидкости, протекающей через местное сопротивление, как показывают результаты экспериментов, приблизительно пропорциональны динамическому давлению.

Местные потери обычно определяют формулой Вейсбаха:

$$h_M = 0.5\xi V_{cp}^2 / g ,$$

где V_{cp} – средняя скорость потока после местного сопротивления; ξ – коэффициент местного сопротивления.

При внезапном расширении потока от сечения S_1 к S_2 коэффициент ξ можно рассчитать по формуле:

$$\xi = \left(\frac{S_2}{S_1} - 1 \right)^2 .$$

Величины коэффициентов местного сопротивления для запорных устройств и тройников можно найти в специальных справочниках.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Лабораторная работа выполняется на гидростенде, описанном в лабораторной работе 1. Рабочим участком гидростенда является стеклянная цилиндрическая трубка диаметром 13.6 мм и длиной 900 мм.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. Подготовку установки к работе и проведение эксперимента выполнить в соответствии с указаниями к лабораторной работе 1.
2. Установить 5 – 6 ламинарных и 5 – 7 турбулентных режимов течения в рабочем участке гидростенда. На каждом режиме измерить расход воды Q , ее температуру и записать показания пьезметров h_1 и h_2 .
3. Привести гидростенд в исходное состояние.

РАСЧЕТНЫЕ ФОРМУЛЫ

1. Объемный секундный расход воды:

$$Q=v/\tau,$$

где v – замеренный объем воды, см^3 ; τ – время заполнения мерного объема, с.

2. Среднемассовая скорость потока в поперечном сечении трубы:

$$V_{\text{cp}}=Q/F \text{ (см/с)},$$

где $S = \frac{1}{4} \pi d^2$, см^2 ; $d = 1.36$ см.

3. Кинематический коэффициент вязкости ϑ определяется по температуре воды по таблице 1 из лабораторной работы № 1.

4. Провести расчеты чисел Re :

$$Re = \frac{V_{\text{cp}} d}{\vartheta}.$$

5. Вычисляется линейная потеря напора при ламинарном течении по формуле (15):

$$\varepsilon_{\tau} = \frac{32\vartheta \ell \cdot V_{\text{cp}}}{gd^2}.$$

6. Опытный коэффициент гидравлического сопротивления вычисляется по формуле (17):

$$\lambda_{\text{эксп}} = \frac{2gd\varepsilon_{\tau}'}{\ell \cdot V_{\text{cp}}^2},$$

где $\varepsilon_{\tau}' = \varepsilon_1 - \varepsilon_2$ – потерянный напор, определяемый по показаниям пьезометров.

7. Для турбулентного режима течения вычисляется коэффициент гидравлического трения λ по эмпирическим формулам, приведенным в таблице.

8. Графически изображается зависимость $\lambda=f(Re)$ для ламинарного режима течения

$$\lambda=64/Re$$

и на этот график наносятся значения $\lambda_{\text{эксп}}$; для турбулентного режима течения:

$$\lambda_2 = \frac{0.3164}{Re^{0.25}}$$

9. Вычисленные по формуле Дарси–Вейсбаха линейные гидравлические потери напора сопоставляются с измеренными h'_t .

10. Вычисляется полная удельная энергия усредненного потока воды в сечениях 1 и 2:

$$E = \frac{P}{\rho} + \frac{V_{\text{ср}}^2}{2},$$

где $P = P_H + \gamma h$ – статическое давление жидкости в сечении трубы, Н/м^2 , P_H – атмосферное давление, Н/м^2 , γ – удельный вес жидкости в пьезометре, м ; h – высота столба жидкости в пьезометре, м .

Удельный вес воды γ при 20°C равен 9790 н/м^3 .

11. Строится график изменения величин P/ρ , $0.5C_{\text{ср}}^2$, H , h_t по длине трубы.

СОДЕРЖАНИЕ ОТЧЕТА

1. Протокол эксперимента со схемой установки.
2. Основные расчетные зависимости.
3. Графики величин P/ρ , $0.5V_{\text{ср}}^2$, E , ε_t по длине трубы в сечениях 1 и 2.
4. Результаты вычисления коэффициентов гидравлического сопротивления.
5. Сравнение опытных и расчетных коэффициентов гидравлических потерь.
6. Выводы.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Закон сохранения энергии (уравнение Бернулли) для потока реальной несжимаемой жидкости.
2. Режимы течения жидкости в трубе.
3. Основные расчетные формулы.
4. Четыре характерные зоны графика Никурадзе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1969. 824 с.
2. Дейч М.Е. Техническая газодинамика. М.: Энергия, 1974. 522 с.
3. Емцев Б.Т. Техническая гидромеханика. М.: Машиностроение, 1978. 463 с.
4. Идельчик И.Е. Гидравлическое сопротивление. М.: Госэнергоиздат, 1954. 316 с.
5. Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В. Теоретическая гидромеханика. Ч.1 и П.М.: Физматгиз, 1963. 727 с.
6. Ламб Г. Гидромеханика. М.: Гостехиздат, 1947. 928 с.
7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика сплошных сред. М.: Наука, 1953. 624 с.
8. Лойцанский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1970. 904 с.
9. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика, Т.1,2, М.: Наука, 1967.
10. Повх И.Л. Теоретическая гидромеханика. М.: Машиностроение, 1976. 502 с.
11. Прандтль Л. Гидроаэромеханика. М.: Изд-во ИЛ, 1949. 520 с.
12. Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1964. 814 с.
13. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. 712 с.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 3

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ ИСТЕЧЕНИЯ ГАЗА ИЗ РЕЗЕРВУАРА ПОСТОЯННОЙ ЕМКОСТИ

Цель работы: углубление знаний в области термодинамических основ газовых течений и приобретение навыков экспериментального исследования частных задач технической термогидродинамики; определить время истечения газа из резервуара и сопоставить результат с теоретически рассчитанным временем.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Теоретические и экспериментальные исследования задачи о времени истечения газа из резервуара ограниченной емкости представляют практический интерес для технических целей (процесс очистки цилиндров двигателей внутреннего сгорания, аварийная разгерметизация помещений самолета, расчет аккумуляторов давления для газодинамических труб кратковременного действия и др.).

Теоретический подход к решению этой задачи возможен на основе термодинамики и теории нестационарных газовых течений.

Второй путь принципиально является наиболее строгим, однако теория нестационарных течений еще слабо развита, а использование ее основных исходных положений для решения задачи связано с большими математическими трудностями. Поэтому в настоящее время для многих практических целей широко используется термодинамический подход. Основное физическое допущение, которое делается в этом случае, состоит в том, что процесс истечения рассматривается как квазистационарный, т.е. предполагается, что в бесконечно малый промежуток времени течение через выходное отверстие можно рассматривать как стационарное, а для определения мгновенной скорости и расхода газа можно принять текущие значения давления и температуры вытекающего газа. Точность результатов термодинамического решения и, в конечном итоге, оправданность идеи квазистационарного течения во многом зависит от скорости изменения давления в резервуаре по времени. Граница применимости термодинамического метода с априори заданной точностью в настоящее время неизвестна. Экспериментально проверено, что при относительно малых скоростях падения давления (≈ 0.1 МПа/с) термодинамическое решение дает весьма точные результаты.

Ввиду наличия двух режимов истечения – сверхкритического и докритического, – задача о времени истечения газа решается для каждого из режимов в отдельности (Рис.1).

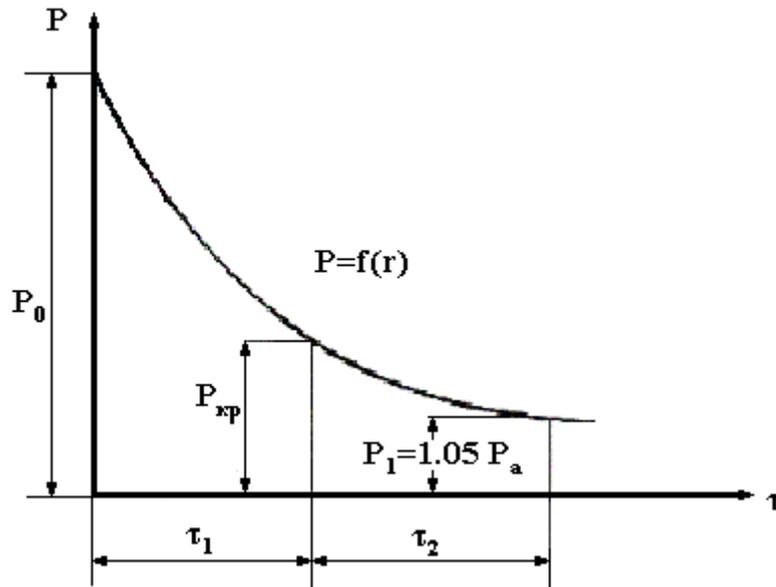


Рис.1. Изменение давления по времени

Приводим краткую сводку формул для случая стационарного течения. Формулы получены в предположении изэнтропического течения.

Сверхкритическое течение

Отношение давлений:

$$\frac{P_a}{P_1} \leq \beta_{кр} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}, \quad (1)$$

где P_a – атмосферное давление, МПа; P_1 – текущее давление в резервуаре, $P_1 = P_{изб} + P_a$ показатель адиабаты. Для воздуха $\beta_{кр} = 0.528$.

Скорость истечения теоретическая:

$$V = V_{кр} = \sqrt{\frac{2k}{k+1} RT}, \text{ м/с}, \quad (2)$$

где T_1 – температура, °К; R – газовая постоянная.

Секундный расход:

$$M = \mu f \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{1}{k-1}} \sqrt{\frac{2k}{k+1} RT_1} \rho, \text{ кг/с}, \quad (3)$$

где μ – коэффициент расхода; f – сечение сопла, м^2 ; ρ – плотность газа, кг/м^3 . Для воздуха $M = 11.6 \mu f \rho \sqrt{T_1}$.

Докритическое течение

Отношение давлений:

$$\frac{P_a}{P_1} > \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}, (\beta > 0.528). \quad (4)$$

Скорость истечения теоретическая:

$$V = \sqrt{\frac{2k}{k-1} RT_1 \left[1 - \left(\frac{P_a}{P_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}, \text{ м/с.} \quad (5)$$

Секундный расход:

$$M = \mu f \sqrt{\frac{2k}{k-1} \rho_1^2 RT_1 \left[\left(\frac{P_a}{P_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{P_a}{P_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}, \text{ кг/с.} \quad (6)$$

ОБЩЕЕ УРАВНЕНИЕ ИСТЕЧЕНИЯ ГАЗА ИЗ РЕЗЕРВУАРА

Если в уравнении (6) обозначить

$$\psi = \sqrt{\frac{2k}{k-1} \left[\left(\frac{P_a}{P_1} \right)^{2/k} - \left(\frac{P_a}{P_1} \right)^{k+1/k} \right]}, \quad (7)$$

то уравнение расхода запишется:

$$m_{\text{сек}} = \mu f \psi \sqrt{\rho_0 P_0}. \quad (8)$$

За время τ секунд, согласно уравнению (5), вытекает весовое количество:

$$dm = m_{\text{сек}} d\tau = \mu f \psi \sqrt{\rho_0 P_0} \cdot d\tau. \quad (9)$$

Этот бесконечно малый расход должен быть равен убыли содержимого резервуара за тот же промежуток времени.

Если m_0 – начальная масса газа в резервуаре, m – масса его, оставшаяся после τ секунд истечения, то за это время вытекло:

$$m = m_0 - m_1. \quad (10)$$

Приняв V_0 – объем резервуара, ρ_0 и ρ_1 – плотности газа до и после начала истечения соответственно, получим:

$$m = V_0 (\rho_0 - \rho_1). \quad (11)$$

Следовательно, дифференциал расхода равен

$$dm = -d(V_0\rho_1). \quad (12)$$

Приравнивая выражения (9) и (12), а также предполагая, что изменение параметров газа в резервуаре подчиняется политропическому закону:

$$\frac{P_1}{\rho_1^n} = \frac{P_0}{\rho_0^n}, \quad (13)$$

вычислив дифференциалы, получим:

$$\frac{P_0}{nP_1} \cdot d(P_1/P_0) = \frac{\mu f \psi}{V_0} \sqrt{\frac{P_0}{\rho_0}} \cdot \left(\frac{P_1}{P_0}\right)^{\frac{1}{2} - \frac{1}{2n}} d\tau. \quad (14)$$

Переменными в этом уравнении являются: P_1 – текущее давление, ψ – функция, определяемая соотношением (7), τ – время. В общем виде уравнение (14) не разрешается.

При аналитическом рассмотрении задачи о времени истечения для случая истечения из конечного объема через отверстие постоянного сечения отдельно должны быть определены промежутки времени: τ_1 – от начала истечения до момента достижения критического давления в баллоне (сверхкритическая область) и τ_2 – до выравнивания давлений (докритическая область).

Общее время истечения:

$$\tau_{\Sigma} = \tau_1 + \tau_2. \quad (15)$$

Определение τ_1 . В сверхкритической области функция $\psi = \psi_{\max} = 0.685$, тогда (14) легко интегрируется. Результат зависит от знания показателя политропы n .

Экспериментально и теоретически установлено, что процесс изменения состояния газа в баллоне при истечении является изотермическим.

В этом случае:

$$\tau_1 = \frac{2.303V_0}{\mu f \cdot \psi_{\max} \sqrt{RT_1}} \lg\left(\frac{P_0}{P_{кр}}\right) \cdot c \quad (16)$$

Здесь μ – коэффициент расхода (получен опытным путем при стационарной продувке сопла);

$$\psi_{\max} = 0.685;$$

$$f = 1.766 \cdot 10^{-6}, \text{ м}^2;$$

$$d = 1.5 \text{ мм};$$

$$R = 287 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot ^\circ \text{К});$$

$$V_0 = 40 \cdot 10^{-3}, \text{ м}^3;$$

$$P_{\text{кр}} = P_a / 0.528, \text{ МПа}.$$

Определение τ_2 аналитически усложняется, так как в докритической области величина ψ в уравнении (14) представляет собой сложную функцию отношения давлений P_a / P_1 . Для определения τ_2 можно записать выражение:

$$\tau_2 = \frac{V_0}{\mu f \sqrt{RT_1}} \int_{P_{\text{кр}}}^{P_2} \left[\frac{P_a}{P_1} \psi \right]^{-1} d\left(\frac{P_a}{P_1} \right), \text{ с} \quad (17)$$

Интеграл в (17) не может быть выражен в конечной форме. Для этой цели удобно применять его графоаналитическое определение.

Обозначим интеграл (17) через

$$Z = \Phi\left(\frac{P_a}{P_1} \right).$$

Тогда время τ_2 определяется:

$$\tau_2 = \frac{V_0}{Z \mu f \sqrt{RT_1}}. \quad (18)$$

Для величины Z имеются таблицы и графики. В интервале давлений $P_1 = P_{\text{кр}}$, до $P_1 = P_a$ значения функции Z для воздуха приведены в табл. 1. Полное время истечения определяется соотношением (15).

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Схема экспериментальной установки показана на Рис.2.

Основной частью установки является баллон 1. К баллону присоединен короткий патрубок, к которому крепится образцовый манометр 2. На выходе из патрубка установлено сопло 3. В центре баллона помещена термопара 4 для замера температуры воздуха в процессе истечения. Выводы термопары и манометра присоединены к плате DAQ 5. Перед опытом баллон закачивается воздухом от компрессора 8.

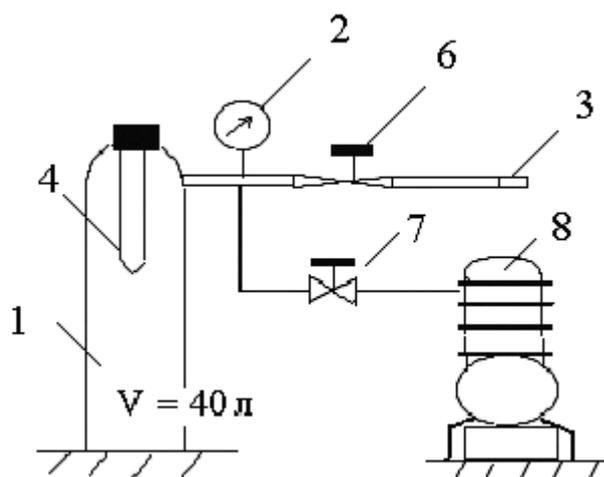


Рис.2 Принципиальная схема установки:
 1-баллон, 2-образцовый манометр, 3-выходное сопло, 4-ХК термопара, 6,7-
 вентили, 8-компрессор.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

Перед опытом баллон заполняется сжатым воздухом до давления 1 МПа. Проверяется утечка воздуха (за 1 минуту допускается понижение давления на 0.005 МПа).

Быстро открывают кран 6, начинается процесс истечения. В процессе истечения записываются в файл данных значения времени, температуры и давления. По полученным данным исследуется динамика работы установки.

СОДЕРЖАНИЕ ОТЧЕТА

По записанным данным проводится обработка результатов.

1. График изменения давления в зависимости от времени.
2. Определение критического давления $P_{кр.} = P_a / 0.528$, МПа.
3. Расчет по формуле (16) времени истечения τ_1 от P_0 до $P_{кр.}$.
4. По соотношению (18) определение времени истечения τ_2 при падении давления до $P_1 = 1.05P_a$ МПа.
5. Сопоставление результатов расчета с опытом.
6. График $\lg(P)$ в зависимости от времени.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Рассказать о сверхкритическом течении.
2. Рассказать о докритическом течении.
3. Общие уравнение истечения из резервуара ограниченной емкости.
4. Принципиальная схема экспериментальной установки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1969. 824 с.
2. Дейч М.Е. Техническая газодинамика. М.: Энергия, 1974. 522 с.
3. Емцев Б.Т. Техническая гидромеханика. М.: Машиностроение, 1978. 463 с.
4. Идельчик И.Е. Гидравлическое сопротивление. М.: Госэнергоиздат, 1954. 316 с.
5. Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В. Теоретическая гидромеханика. Ч.1 и П.М.: Физматгиз, 1963. 727 с.
6. Ламб Г. Гидромеханика. М.: Гостехиздат, 1947. 928 с.
7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика сплошных сред. М.: Наука, 1953. 624 с.
8. Лойцанский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1970. 904 с.
9. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика, Т.1,2, М.: Наука, 1967.
10. Повх И.Л. Теоретическая гидромеханика. М.: Машиностроение, 1976. 502 с.
11. Прандтль Л. Гидроаэромеханика. М.: Изд-во ИЛ, 1949. 520 с.
12. Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1964. 814 с.
13. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. 712 с.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 4

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА РАСХОДА МИКРОСОПЛА НЕСТАЦИОНАРНЫМ МЕТОДОМ

Цель работы: углубление знаний по основам газовой динамики; приобретение навыков экспериментального исследования частных задач технической термодинамики.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Широкое применение микроэнергетики в самых различных отраслях народного хозяйства привело к появлению микротурбин, одним из основных элементов которых являются микросопла, требующие точного измерения и регулирования малых количеств таких сред, как воздух, пар, кислород и других газов.

К микросоплам относятся воздушные или газовые микродроссельные устройства с проходным сечением до 5 мм^2 любой формы. Микросопло имеет ряд специфических особенностей: низкое число Рейнольдса ($10^3 < Re < 10^5$, т.е. слабое влияние сил инерции), малое проходное сечение, большая относительная шероховатость. Все эти факторы непосредственно оказывают влияние на коэффициент расхода микросопла.

В микросоплах, имеющих большую относительную шероховатость, вероятно, как и в трубах, увеличение шероховатости должно вызывать некоторые снижения числа Рейнольдса, а значит уменьшение коэффициента расхода микросопла μ_c . Кроме того, как показывают измерения термоанемометром, в микросоплах зачастую имеет место повышенная начальная турбулентность, достигающая до 15–20%, которая может вызывать переход неустойчивого ламинарного течения в турбулентное.

С другой стороны, увеличению числа Рейнольдса в микросоплах способствуют также малые размеры сечения и большие отрицательные градиенты давления вдоль оси, могущие вызвать ламинаризацию турбулентного пограничного слоя.

О характере пограничного слоя можно приблизительно судить по косвенным признакам, так как крайне малые размеры сечения не позволяют получить спектр скорости потока.

Основными характеристиками микросопел являются коэффициент расхода сопла и коэффициент сжатия струи, зависящие от числа Рейнольдса.

Коэффициенты расхода для некоторых расходомерных устройств (мерные сопла, мерные шайбы, трубы Вентури) изучены в метрологических организациях и нормированы в государственном масштабе. Однако действующие правила распространяются только на круглые проходные сечения диаметром не менее 50 мм.

Расчетные методы определения коэффициента расхода микросопел далеки от совершенства, так как они основываются на приближенных методах расчета пограничного слоя. Поэтому коэффициент расхода μ_c каждого микросопла определяется экспериментально. Экспериментальное определение коэффициента расхода μ_c для микросопел является сложной технической задачей, и простых методов для быстрого определения коэффициента расхода μ_c не существует. Поэтому разработка новых экспериментальных методов определения коэффициента расхода микросопел является важной проблемой измерительной техники.

К решению этой проблемы можно подойти двумя путями:

- 1) стационарный метод, когда заведомо известен действительный расход газа, который проходит через микросопла;
- 2) нестационарный метод.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА РАСХОДА МИКРОСОПЕЛ НА ОСНОВЕ ПРИБЛИЖЕННОГО МЕТОДА РАСЧЕТА ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

Большая относительная толщина вязкого пограничного слоя, а также сильное влияние сжимаемости газа делают недостоверными газодинамический расчет микросопел методами потенциальных течений. С другой стороны, интегрирование дифференциальных уравнений, описывающих движение вязкого сжимаемого газа в микросоплах (особенно в случае высокой температуры), слишком сложно и трудоемко. Поэтому целесообразен газодинамический расчет микросопел, основанный на разделении потока на изоэнтропическое ядро и вязкий пограничный слой, рассчитываемый в свою очередь по средствам интегрального уравнения импульсов. Такой метод учитывает более надежное определение в микросоплах опытных интегральных, а не локальных параметров газа.

Поскольку микросопла, как правило, имеют неразвитый пограничный слой, а течение в них аналогично течению в начальном участке труб, то в расчете пограничного слоя микросопел, в отличие от основного участка труб, имеется лишнее неизвестное в виде переменной по длине сопла толщины пограничного слоя. Это обстоятельство несколько усложняет расчет течения газа в микросоплах.

Ограничим метод расчета пограничного слоя рамками следующих условий и допущений: движение установившееся; газ сжимаемый, вязкий в пограничном слое и идеальный в ядре; теплообмен между струйками и окружающей средой отсутствует ($Pr = 1, Q = 0$); конусность сопла небольшая ($< 20^\circ$); статическое давление в поперечном сечении, включая и пограничный слой, постоянно; температура торможения T^* постоянна по

всему соплу. Малая конусность сопла позволяет свести задачу в целом к одномерной.

Учитывая вышеизложенные ограничения, можно вычислить одну из основных характеристик сопел – коэффициент расхода μ_c по следующей формуле:

В случае турбулентного движения

$$\mu_c = 1 - 0,081 \frac{\bar{x}_{кр}^{0,8}}{Re_{икр}}.$$

В случае ламинарного движения

$$\mu_c = 1 - 0,45 \sqrt{\bar{x}_{кр} / Re_{икр}}.$$

Кроме коэффициента расхода сопла μ_c важными характеристиками являются коэффициент скорости φ_c сопла и коэффициент сжатия струи ε .

Коэффициент скорости φ_c сопла есть отношение действительной скорости истечения к теоретической:

$$\varphi_c = U / U_T.$$

Действительная скорость истечения всегда меньше теоретической за счет потерь, поэтому коэффициент скорости φ_c всегда меньше единицы. В данном случае в основе определения коэффициента скорости сопла φ_c , как и в определении коэффициента расхода сопла μ_c , лежит расчет пограничного слоя.

Коэффициент сжатия струи ε , равный отношению площади поперечного сечения струи $S_{ст}$ и площади отверстия S :

$$\varepsilon = S_{ст} / S$$

оценивает степень сжатия струи.

Итак, данная теория пограничного слоя микросопел и сам метод расчета пограничного слоя наглядно показывают, что коэффициенты сжатия струи, коэффициент скорости сопла и расхода сопла зависят, в первую очередь, от типа отверстия и насадки, а также от основного критерия газодинамического подобия – числа Рейнольдса Re_T .

На рис.1 даны графики зависимости коэффициентов $\varepsilon, \varphi_c, \mu_c$ для сжимаемых жидкостей (газ, пар) от числа Рейнольдса Re_T , подсчитанного по теоретической скорости истечения:

$$Re_T = U_T \rho d_{кр} / \mu,$$

где $d_{кр}$ – критический диаметр микросопла.

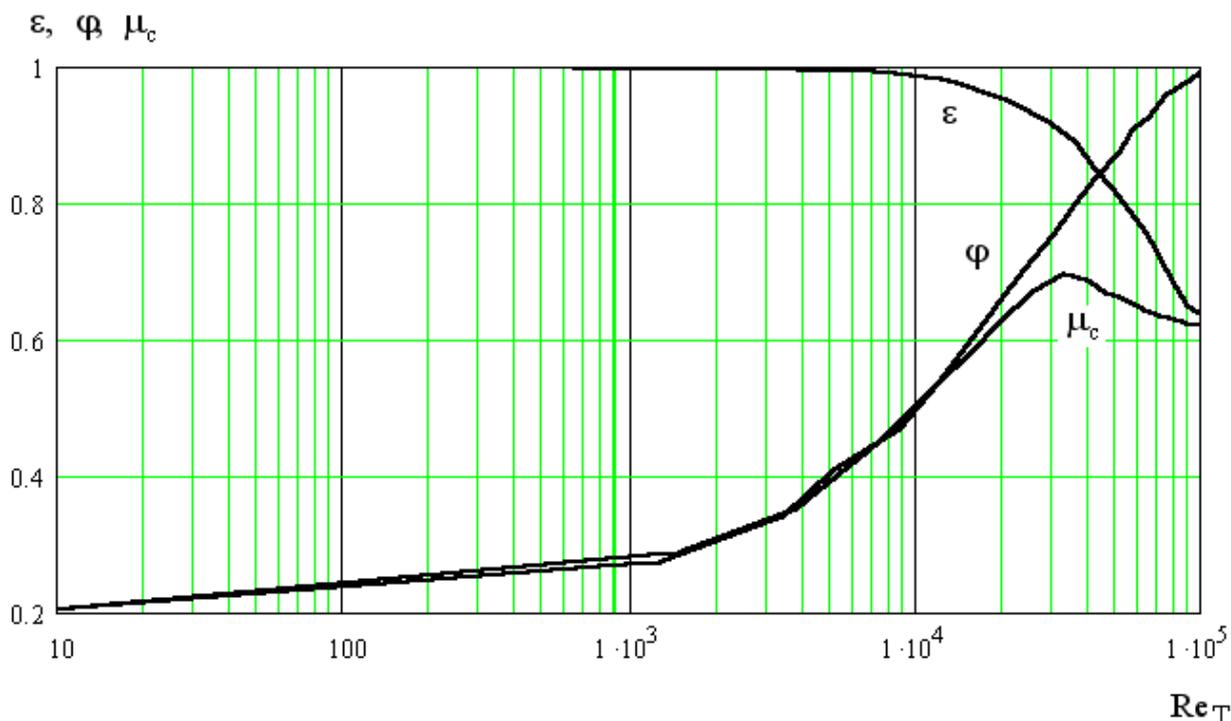


Рис.1. Графики зависимости коэффициентов $\varepsilon, \varphi, \mu_c$ для сжимаемых жидкостей (газ, пар) от числа Рейнольдса Re_τ

Из графиков видно, что с увеличением числа Рейнольдса Re_τ , т.е. с уменьшением влияния сил вязкости коэффициент скорости сопла φ_c возрастает вследствие уменьшения торможения скорости у кромки отверстия и увеличения радиусов кривизны поверхности струи на ее участке от кромки отверстия до начала цилиндрической части. Оба коэффициента (ε и φ_c) с увеличением числа Рейнольдса асимптотически приближаются к их значениям, соответствующим истечению идеальной жидкости, для которой $Re_\tau \rightarrow \infty$, а именно: коэффициент скорости сопла стремится к единице, а коэффициент сжатия ε – к величине 0.61, которая для идеальной жидкости может быть найдена теоретически. Коэффициент расхода $\mu_c = \varepsilon\varphi_c$ с увеличением числа Рейнольдса Re_τ сначала увеличивается, что обусловлено крутым возрастанием коэффициента скорости сопла φ_c , а затем, достигнув максимального значения, уменьшается в связи со значительным падением коэффициента сжатия струи. А при малых числах Рейнольдса роль вязкости настолько велика и торможение скорости у кромки отверстия столь значительно, что сжатие струи отсутствует ($\varepsilon=1$) и $\varphi_c = \mu_c$. Числовые значения коэффициента расхода сопла μ_c колеблются в достаточно широких пределах: $0.5 \div 0.98$ и зависят, как уже отмечалось, от многих факторов.

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ μ_c НА ОСНОВЕ ПРИБЛИЖЕННОГО МЕТОДА РАСЧЕТА ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ В МИКРОСОПЛАХ

1. Определяется критическая плотность воздуха

$$\rho_{кр} = P_{кр} / (RT_1), \text{ кг / м}^3,$$

где $P_{кр} = B/0.528$ (B – барометрическое давление).

2. Определяется критическая скорость

$$U_{кр} = \sqrt{2kRT_1 / (k + 1)}, \text{ м/с},$$

где k – показатель адиабаты газа.

3. Определяется критический коэффициент динамической вязкости

$$\mu_{скр} = \mu_0 (T_1 / 273)^\omega, \text{ Н} \cdot \text{с / м}^2,$$

где $\omega = 0.76$; $\mu_0 = 1.72 \cdot 10^{-5}$ Н · с / м².

4. Определяется критическое число Рейнольдса

$$Re_{кр} = \rho_{кр} U_{кр} d_{кр} / \mu_{скр}.$$

5. Из таблиц газодинамических функций определяется газодинамическая функция $q_0(\lambda_0)$ для $\lambda_0 = 0.1$; $k=1.4$.

6. Зная $q_0(\lambda_0)$, определяют сечение сопла S, соответствующее λ_0 , а затем – радиус этого сечения.

7. Определяется расстояние между критическим сечением $S_{кр}$ сопла и найденным сечением F:

$$x = (r - r_{кр}) \cdot \text{ctg}(\gamma),$$

где $\gamma = 30^\circ$.

8. Определяется относительное критическое расстояние

$$\bar{x}_{кр} = x_{кр} / r_{кр} = (x + l) / r_{кр},$$

где $l = 21.8; 14.8; 7.5; 6.5; 3.5; 2.3; 1.5$ мм (Рис.2).

9. Определяется коэффициент расхода микросопла:

$$\mu_c = 1 - 0,081 \frac{\bar{x}_{кр}^{0,8}}{Re_{икр}^{0,2}}.$$

Для данного метода особый интерес представляет режим истечения из емкости постоянного объема, когда температура газа в емкости является величиной постоянной ($T_0 = \text{const}$).

Прямые опытные исследования показывают, что при истечении газа из емкости постоянного объема процесс протекает в следующей последовательности. Сначала температура газа плавно понижается на некоторую величину Δt от 3 до 20°C , а затем остается практически постоянной вплоть до наступления подкритической фазы истечения (Рис.3). Первая фаза с точки зрения эксперимента является нерабочей, поэтому наибольший интерес для нас представляет фаза 2 – фаза изотермического процесса, которая наступает через 1-2 мин. после начала истечения (общая длительность истечения 6-10 минут).

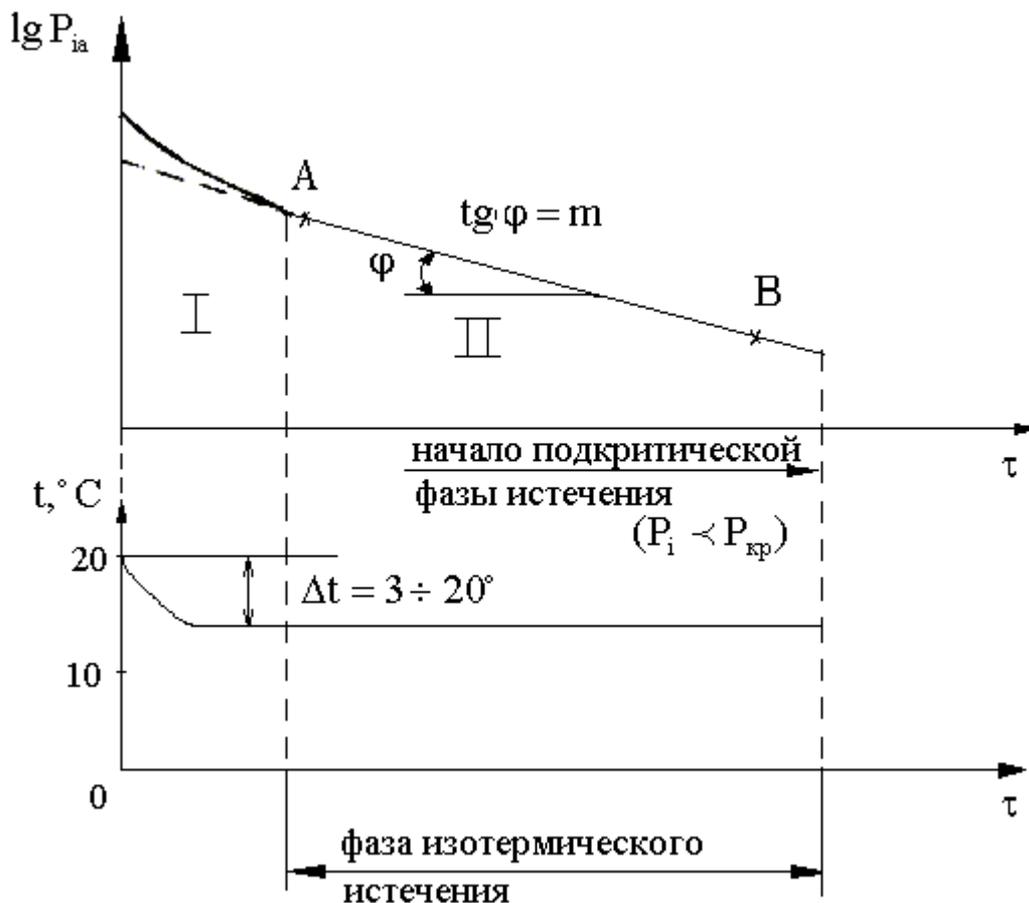


Рис.3. Фазы истечения газа из емкости постоянного объема

Теоретически и экспериментально доказано, что при сверхкритическом режиме истечения газа из емкости постоянного объема V , температура T_0 газа в емкости остается постоянной. Решающим фактором в объяснении изотермического процесса является теплообмен за счет свободной конвекции между стенками емкости и газа. Стенки газовых емкостей высокого давления имеют значительную толщину, следовательно, вес емко-

сти значительно больше веса заключенного в них газа. Учитывая это обстоятельство, а также большую теплопроводность материала стенки и наличия подвода тепла от окружающей среды, можно принять, что температура внутренней стенки емкости остается практически постоянной при достаточно большой длительности процесса опорожнения.

В этом случае имеется истечение при переменном, постепенно уменьшающемся напоре, в результате чего наблюдаются две специфические области течений газов, определяемые соотношением давлений до и после сопла, – подкритическая и надкритическая. В зависимости от области течения коэффициенты расхода для одного и того же микросопла будут различны.

Для подкритической области или докритического режима характерны уравнения непрерывности и уравнения теоретической скорости истечения в следующем виде:

$$G = \rho F U_{\tau}, \quad (1)$$

$$U_{\tau} = \sqrt{\frac{2k}{k+1} RT \cdot \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}. \quad (2)$$

Учитывая уравнение (2) и уравнение адиабаты идеального газа

$$\rho_2 = \rho_1 (P_2 / P_1)^{1/k}, \quad (3)$$

преобразуем уравнение (1):

$$G_{\tau} = F \sqrt{\frac{2k}{k+1}} \rho^2 RT \left[(P_2 / P_1)^{\frac{2}{k}} - (P_2 / P_1)^{\frac{k+1}{k}} \right], \quad (4)$$

или

$$G_{\tau} = F \psi \sqrt{\rho P}, \quad (5)$$

где

$$\psi = \sqrt{\frac{2k}{k+1} \left[\left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{2/k} - \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{k+1/k} \right]} = \sqrt{\frac{2k}{k+1} \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{2/k} \lambda^2} \quad (6)$$

– переменная функция, зависящая от отношения давлений P_2 / P_1 , которая с течением времени изменяется.

При сверхкритическом режиме уравнение (2) имеет следующий вид:

$$U = a_{кр} = \sqrt{\frac{2k}{k+1} RT}, \quad (7)$$

где $\lambda = 1$, а следовательно $P_2 / P_1 \leq \beta = [2/(k+1)]^{k/k-1}$.

Тогда выражение (6) примет следующий вид:

$$\psi = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}} \sqrt{k}, \quad (8)$$

где функция $\psi = \text{const}$, так как перепад давлений P_2 / P_1 есть величина постоянная. Следовательно, для данной области применим нестационарный метод.

С учетом вышесказанного уравнение непрерывности (1) для сверхкритического режима примет вид:

$$G_\tau = \psi \frac{P_1 S_{\text{кр}}}{\sqrt{RT_1}}. \quad (9)$$

Тогда действительный расход газа можно определить по формуле

$$G_g = \mu_c G_\tau = \mu_c \psi \frac{P_1 S_{\text{кр}}}{\sqrt{RT_1}}, \quad (10)$$

где P_1 – давления в резервуаре, Н/м²; $S_{\text{кр}}$ - площадь сопла, м²; T_1 – температура рабочего тела в резервуаре в процессе истечения, К.

Учитывая изменения весового количества газа во времени и убыль содержимого резервуара за тот же промежуток времени, а также предполагая, что изменение параметров газа в резервуаре подчиняется изотермическому процессу, получим

$$\ln \frac{P_2}{P_1} = - \frac{\mu_c \psi_{\text{max}} S_{\text{кр}}}{V_1} \sqrt{RT_1} \tau + C, \quad (11)$$

или, в общем виде,

$$\ln P_1 = -m\tau + C. \quad (12)$$

Из (12) следует, что зависимость логарифма абсолютного давления в резервуаре от времени выражается законом прямой линии в координатах $\ln P_1 \div \tau$. Здесь

$$m = \frac{\mu_c \psi_{\text{max}} S_{\text{кр}}}{2.303V} \sqrt{RT_1} = \text{const} \quad (13)$$

имеет смысл тангенса угла наклона прямой к оси абсцисс, определяется из графика

$$\text{tg}(\varphi) = m \quad (14)$$

и называется темпом падения давления.

Величина m определяется по значениям параметров двух точек А и Б, лежащих на усредняющей прямой

$$m = \frac{(\lg P_i)_A - (\lg P_i)_B}{\tau_B - \tau_A}, 1/c \quad (15)$$

Зная величину m , из выражения (13) определяем коэффициент расхода μ_c микросопла

$$\mu_c = \frac{2.303Vm}{\Psi_{\max} F_{кр}} \frac{1}{\sqrt{RT_1}}. \quad (16)$$

Необходимо иметь в виду, что все полученные уравнения (1) – (16) справедливы только в надкритической области и при условии, что температура газа T в емкости постоянна.

Нестационарный метод определения μ_c микросопла имеет ряд преимуществ:

1. Нет необходимости в изготовлении эталонного микродрессельного устройства, его градуировке, которая очень сложна.
2. Нет необходимости в поддержании стационарного режима, при котором данный эталон позволяет получить высокую точность.
3. При измерении температуры T не требуется высокой точности, так как ошибка в измерении $T = \pm 3^0 \text{ K}$ вызывает погрешность в определении коэффициента расхода $\sim 0.5\%$.
4. Относительно малая затрата времени на проведение эксперимента.

СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

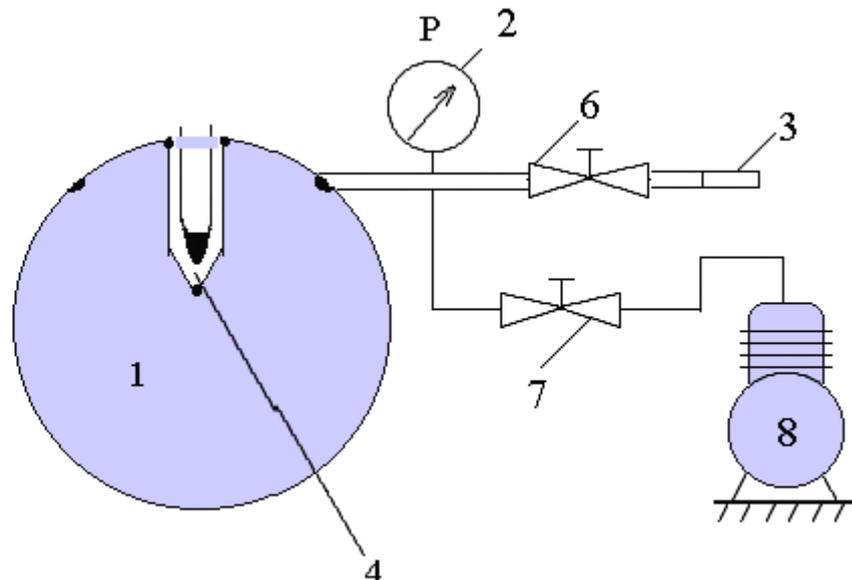


Рис.4. Схема экспериментальной установки:
 1 – баллон, 2 – образцовый манометр, 3 – выходное сопло,
 4 – ХК термопара, 6,7 – вентили, 8 – компрессор.

Схема экспериментальной установки показана на Рис.4. Основной частью установки является баллон 1. К баллону присоединен короткий патрубков, к которому крепится образцовый манометр 2. На выходе из патрубка установлено сопло 3. В центре баллона помещена термопара 4 для замера температуры воздуха в процессе истечения. Перед опытом баллон закачивается воздухом от компрессора 8.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

Перед опытом баллон закачивается воздухом от компрессора 8. После закачки баллона до $P=0.7$ МПа делается выдержка в 5–10 минут для выравнивания температуры воздуха в емкости с температурой окружающей среды. Одновременно проверяется утечка воздуха (за одну минуту допустимо понижение давления на 0.005 МПа).

После этого необходимо быстро открыть вентиль 6 и провести измерения. Опыт заканчивается при $P_1 \sim 0.1$ МПа, когда достигается нижний предел надкритической фазы истечения.

В процессе истечения в файл записываются данные значений времени, показаний манометра 2 и термопары 4.

МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПРИМЕНТА

По записанным данным проводится обработка результатов.

1. Определяется абсолютное давление

$$P_{ia} = P_1 + B, \text{ МПа,}$$

где P_1 – избыточное текущее давление в баллоне.

2. Определяется $\lg P_{ia}$ с точностью до третьего знака после запятой.

3. Определяется $\Delta t = T_1 - T_i$.

4. Строится график (см. рис. 3) $\lg P_{ia} = f_1(\tau)$ и $t = f_2(\tau)$. По графику $t = f_2(\tau)$ определяется участок изотермической фазы истечения (небольшие колебания $\pm 1^0$ К могут иметь место). В пределах изотермической фазы на графике $\lg P_{ia} = f_1(\tau)$ проводится усредняющая прямая.

5. Определяется темп падения давления

$$m = [(\lg P_{ia})_A - (\lg P_{ia})_B] / (\tau_B - \tau_A), 1/c,$$

где А и В – любые две точки, лежащие на усредняющей прямой.

6. Рассчитывается коэффициент расхода сопла

$$\mu_c = \frac{2.303Vm}{\psi S_{кр} \sqrt{RT}},$$

где $F_{кр}$ – площадь сопла, m^2 ; T – температура воздуха на участке изотермической фазы (определена с точностью $\pm 1^0 K$).

Результаты вычислений заносятся в протокол.

СОДЕРЖАНИЕ ОТЧЕТА

1. Принципиальная схема установки.
2. Графики зависимости $\lg P_{ia} = f_1(\tau)$, $t = f_2(\tau)$ и результаты их обработки.
3. Обработанные результаты опыта и теоретический расчет коэффициента расхода μ_c .
4. Выводы.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Рассказать об определении коэффициента расхода микросопел на основе приближенного метода расчета пограничного слоя.
2. В чем заключается методика определения μ_c на основе приближенного метода расчета пограничного слоя в микросоплах.
3. Рассказать об определении коэффициента расхода микросопел нестационарным методом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1969. 824 с.
2. Дейч М.Е. Техническая газодинамика. М.: Энергия, 1974. 522 с.
3. Емцев Б.Т. Техническая гидромеханика. М.: Машиностроение, 1978. 463 с.
4. Идельчик И.Е. Гидравлическое сопротивление. М.: Госэнергоиздат, 1954. 316 с.
5. Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В. Теоретическая гидромеханика. Ч.1 и П.М.: Физматгиз, 1963. 727 с.
6. Ламб Г. Гидромеханика. М.: Гостехиздат, 1947. 928 с.
7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика сплошных сред. М.: Наука, 1953. 624 с.
8. Лойцанский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1970. 904 с.
9. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика, Т.1,2, М.: Наука, 1967.
10. Повх И.Л. Теоретическая гидромеханика. М.: Машиностроение, 1976. 502 с.
11. Прандтль Л. Гидроаэромеханика. М.: Изд-во ИЛ, 1949. 520 с.
12. Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1964. 814 с.
13. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. 712 с.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 5

РЕЖИМЫ РАБОТЫ СОПЛА ЛАВАЛЯ

Цель работы: исследование распределения статического давления вдоль оси сверхзвукового сопла и измерение скорости сверхзвукового потока на срезе сопла стандартной трубкой Пито-Прандтля.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Существуют два режима истечения из сопла Лавалья: расчетный и нерасчетный. На расчетном режиме истечения статическое давление газа на выходе из сопла равно противодействию окружающей среды. В соплах Лавалья вдоль оси по направлению потока имеет место непрерывное падение статического давления, температуры, а также плотности и увеличения скорости.

В теплоизолированных соплах температура торможения остается постоянной во всей области течения внутри сопла, а давление торможения постоянно лишь в случае течения идеального (невязкого) газа. В случае течения реального газа давление торможения уменьшается в поперечном сечении от оси потока к стенке сопла, где площадь поперечного сечения минимальна, при течении идеального газа устанавливается критический режим, при котором:

$$P_{кр} = \beta_{кр} P_1^*$$

а скорость потока равна местной скорости звука:

$$v_{кр} = \sqrt{2kRT_1^* / (k + 1)}.$$

Для воздуха $k=1.4$; $R = 287 \text{ Дж / кг} \cdot \text{град}$

$$\beta_{кр} = \left[2 / (k + 1) \right]^{k / (k - 1)} = 0,5283, \quad v_{кр} = 18,3 \sqrt{T_1^*}.$$

Нерасчетных режимов истечения из сопла Лавалья два: с недорасширением, когда статическое давление газа на выходе из сопла превышает статическое давление газа на выходе из сопла на расчетном режиме, и с перерасширением, когда статическое давление газа на выходе из сопла меньше, чем противодействие в окружающей среде.

Если в сверхзвуковом сопле Лавалья создать противодействие $P_{пр}$, превышающее давление газа на выходе из сопла на расчетном режиме, то при неизменном давлении торможения P_1^* на входе в сопло, на выходе из него образуется система сложных скачков уплотнения. При дальнейшем

увеличении отношения $P_{пр}/P_{2р}$, начиная с $P_{пр}/P_{2р} = 2.5$, скачок приобретает форму, близкую к прямому скачку. С увеличением $P_{пр}$ уплотнение перемещается все ближе к критическому сечению сопла.

Таким образом, на нерасчетном режиме при $P_{пр}/P_{2р} \geq 2 \div 2.5$ в сверхзвуковой части сопла Лаваля всегда образуются скачки уплотнения и резко изменяются параметры вдоль оси сопла. До скачка уплотнения параметры изменяются, как на расчетном режиме. В самом скачке уплотнения статическое давление, температура и плотность скачкообразно увеличиваются, а скорость и давление торможения уменьшаются. За скачком уплотнения параметры потока изменяются как в дозвуковом диффузоре, так как за прямым скачком уплотнения поток становится дозвуковым.

Скорость истечения газа из сопла имеет максимальную величину на расчетном режиме. Скорость сверхзвукового потока можно измерить обычным пневматическим насадком (рис. 2). Нужно только учесть, что при сверхзвуковом обтекании насадка перед ним возникает ударная волна. Если ось симметрии насадка параллельна направлению потока, то центральная газовая струйка, претерпевающая полное торможение, сначала проходит через прямую часть ударной волны, где ее скорость становится дозвуковой, затем, при подходе к отверстию 1 скорость плавно уменьшается до нуля.

Отношение давления P_1^* в трубке 10 к статическому давлению в набегающем потоке P_H как функцию числа M_H в набегающем потоке запишем в виде:

$$\frac{P_1^*}{P_H} = \left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{k+1}{k-1}} \left(\frac{2}{k-1}\right)^{\frac{1}{k-1}} \frac{M_H^{\frac{2k}{k-1}}}{\left[2kM_H^2/(k-1) - 1\right]^{\frac{1}{k-1}}}. \quad (1)$$

Для воздуха ($k=1.4$) формула имеет вид:

$$\frac{P_1^*}{P_H} = \frac{166.7M_H^7}{(7M_H^2 - 1)^{2.5}}. \quad (2)$$

Скорость потока на срезе сопла равна:

$$V_2 = M_H v_H, \quad v_H = \sqrt{kRT_H}. \quad (3)$$

Отношение давлений в трубках насадка в функции коэффициента скорости набегающего потока имеет вид:

$$\frac{P_1^*}{P_H} = \frac{1}{\left(\frac{1}{\lambda_H^2} - \frac{k-1}{k+1}\right) \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \frac{1}{\lambda_H^2}\right)^{\frac{1}{k-1}}}. \quad (4)$$

Для воздуха (k=1.4):

$$\frac{P_1^*}{P_H} = \frac{1}{\left(\frac{1}{\lambda_H^2} - 0.167\right) \left(1 - \frac{0.167}{\lambda_H^2}\right)^{2.5}}, \quad (5)$$

$$V_2 = \lambda_H v_{кр}, \quad v_{кр} = \sqrt{\frac{2k}{k+1} RT_1^*}, \quad T_1^* = T_H / \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda_H^2\right). \quad (6)$$

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

На Рис.1 дана схема исследуемого круглого непрофилированного (с прямолинейными образующими профиля) сопла Лавая и его геометрические размеры.

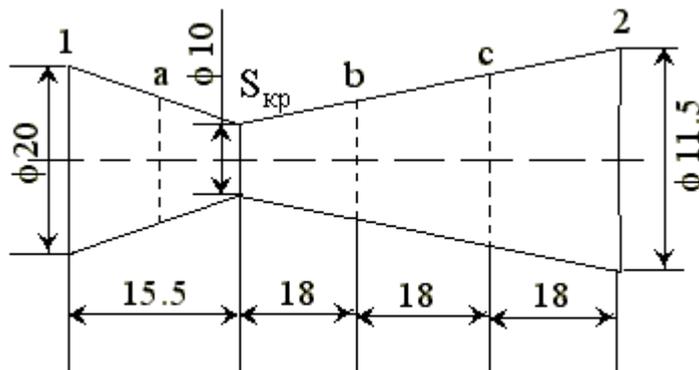


Рис.1. Схема круглого непрофилированного сопла Лавая

Схема экспериментальной установки дана на Рис.2. Исследуемое сопло 1 через редуктор 2, запорный вентиль 3, трубопровод 4 присоединено к ресиверу 5. Распределение статического давления вдоль оси сопла регистрируется образцовыми манометрами класса точности 0.5, установленными на манометрическом щите 6. Температуру газа перед входом в сопло измеряем ЖК термпарой 7. Скорость потока на выходе из сопла измеряем стандартной трубкой Пито-Прандтля 9. Разность давлений P_1^* и P_H измеряется дифференциальным потенциометрическим датчиком давления типа МДД-0-6 Т-10. Сигнал датчика регистрируется электронно-цифровым

вольтметром 11. Перед опытом ресивер заполняется воздухом от компрессора 12.

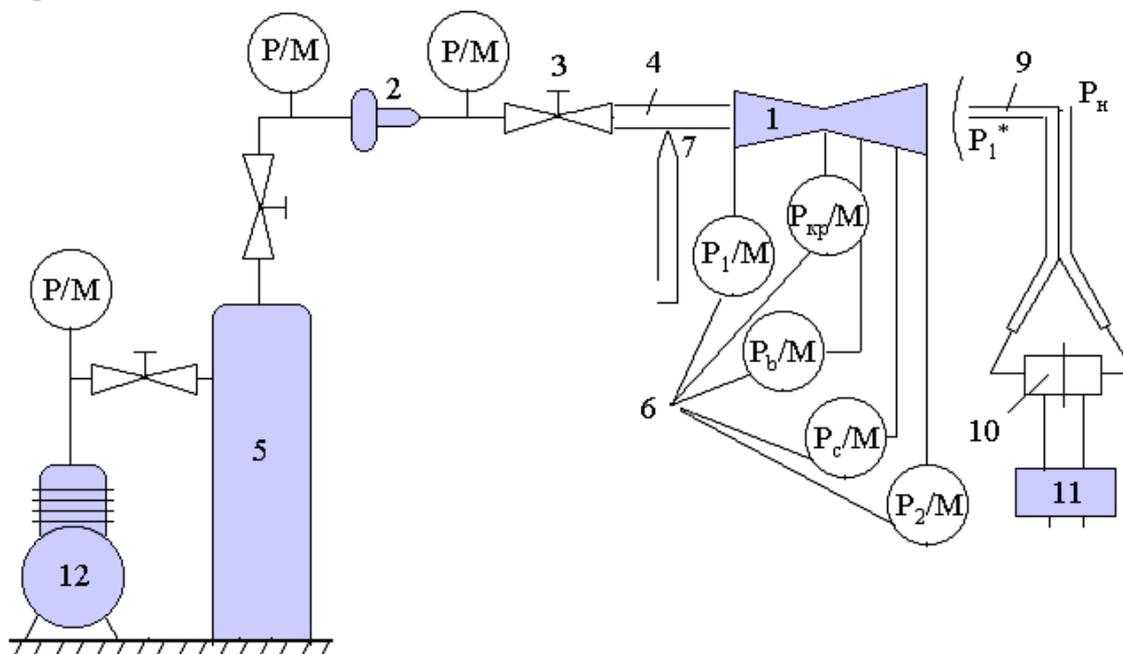


Рис.2. Принципиальная схема экспериментальной установки

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

Перед опытом баллон заполняется сжатым воздухом до давления 0.5-0.6 МПа. После закачки баллона делается выдержка в 5–10 минут для выравнивания температуры воздуха в емкости с температурой окружающей среды. Одновременно проверяется утечка воздуха (за одну минуту допустимо понижение давления на 5 кПа).

Открывают вентиль подачи воздуха в сопло. В процессе истечения записываются в файл данных значения времени эксперимента, показания манометров, электронно-цифрового вольтметра на расчетном режиме работы сопла. Также фиксируются значения температуры окружающего воздуха T_n и барометрического давления B .

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА

По записанным данным проводится обработка результатов.

1. Определяется абсолютное давление

$$P_{iabc} = P_1 + P_n,$$

где P_1 – избыточное давление газа в сопле, МПа, $P_n = B \cdot 10^5 / 735.6$ – атмосферное давление, МПа.

2. Строится график распределения статического давления вдоль оси сопла.
3. Расшифровываются показания электронно-цифрового вольтметра. По тарировочной кривой определяется ΔP_1^* , МПа.
4. Определяется давление заторможенного потока на выходе из сопла

$$P_1^* = \Delta P_1^* + P_n, \text{ МПа.}$$

- а. По соотношениям (2) и (3) или (5) и (6) рассчитывается скорость истечения из сопла Лаваля.
 - б. Определяется давление торможения P_1^* в сечении I, для чего по ГДФ $q = S_{кр} / S_1$ находим $\pi_1 = P_1 / P_1^*$, откуда $P_1^* = P_1 / \pi_1$, МПа.
5. По известным геометрическим размерам исследуемого сопла Лаваля (Рис.1) и найденным значениям P_1^* , T_1^* определяем изменение параметров $P, T, \rho, C, P^*, T^*, v, v^*, \rho^*$ вдоль оси сопла по сечениям ($l, v, s_{кр}, b, c, 2$). Для чего: а) вычертить на миллиметровой бумаге тонкими линиями профиль сопла в масштабе 1:1 (в соответствии с таблицей 1); б) построить графики изменения параметров воздушного потока вдоль оси сопла; в) определить расход воздуха через сопло

$$G = 0.396 F_{кр} P_1^* / \sqrt{T_1^*}, \quad (7)$$

где P_1^* - в Па; $F_{кр}$ - в м²; T_1^* - К.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Рассказать о расчетном режиме истечения из сопла Лаваля.
2. Рассказать о нерасчетном режиме истечения из сопла Лаваля.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1969. 824 с.
2. Дейч М.Е. Техническая газодинамика. М.: Энергия, 1974. 522 с.
3. Емцев Б.Т. Техническая гидромеханика. М.: Машиностроение, 1978. 463 с.
4. Идельчик И.Е. Гидравлическое сопротивление. М.: Госэнергоиздат, 1954. 316 с.
5. Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В. Теоретическая гидромеханика. Ч.1 и П.М.: Физматгиз, 1963. 727 с.
6. Ламб Г. Гидромеханика. М.: Гостехиздат, 1947. 928 с.

7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика сплошных сред. М.: Наука, 1953. 624 с.
8. Лойцанский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1970. 904 с.
9. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика, Т.1,2, М.: Наука, 1967.
10. Повх И.Л. Теоретическая гидромеханика. М.: Машиностроение, 1976. 502 с.
11. Прандтль Л. Гидроаэромеханика. М.: Изд-во ИЛ, 1949. 520 с.
12. Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1964. 814 с.
13. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. 712 с.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 6

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА СОПРОТИВЛЕНИЯ ШАРА ПРИ ОБТЕКАНИИ БЕЗГРАНИЧНЫМ ПОТОКОМ

Цель работы: экспериментальное исследование аэродинамического сопротивления сферы; закрепление знаний по основам гидромеханики отрывных течений на примере обтекания шара.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Шар принадлежит к числу неудобообтекаемых тел, лобовое сопротивление которых складывается из сопротивления трения и сопротивления давления, обусловленного распределением давления на их поверхности. При решении задач о движении твердого тела в покоящейся жидкости теория идеальной жидкости находит ограниченное применение, так как она основана на предположении о возможности скольжения жидкости вдоль поверхности, в то время как в реальных жидкостях происходит прилипание жидкости к поверхности. Решения, полученные на основе этих двух жидкостей, в корне отличаются друг от друга. Однако, для тонкого удобообтекаемого тела теория идеальной жидкости приводит к решениям, довольно хорошо совпадающими с действительностью. Наибольшее расхождение между теорией идеальной жидкости и действительностью получается при решении проблемы сопротивления. Согласно теории идеальной жидкости, при равномерном движении любого твердого тела в безграничном потоке жидкости результирующая сила в направлении движения отсутствует, т.е. лобовое сопротивление равно нулю (парадокс Даламбера). Этот вывод противоречит наблюдениям – тело при своем движении в жидкости встречает сопротивление.

Давление на поверхности сферы при обтекании установившемся потенциальным потоком, получаемое из уравнения Бернулли, распределяется по закону:

$$P = P_s - P_0 / 0.5\rho U_0^2 = 1 - 9\sin^2 \theta / 4$$

где P – коэффициент давления; P_0 , ρ , U_0 – давление, плотность и скорость в потоке на бесконечности; P_s – давление на поверхности сферы; θ - угловая координата поверхности сферы в меридианальном сечении.

На Рис.1 приведено распределение давления на поверхности шара в меридианальном сечении для случая обтекания идеальной жидкостью (1) и реальной жидкостью при докритическом (2) и сверхкритическом (3) числах Рейнольдса.

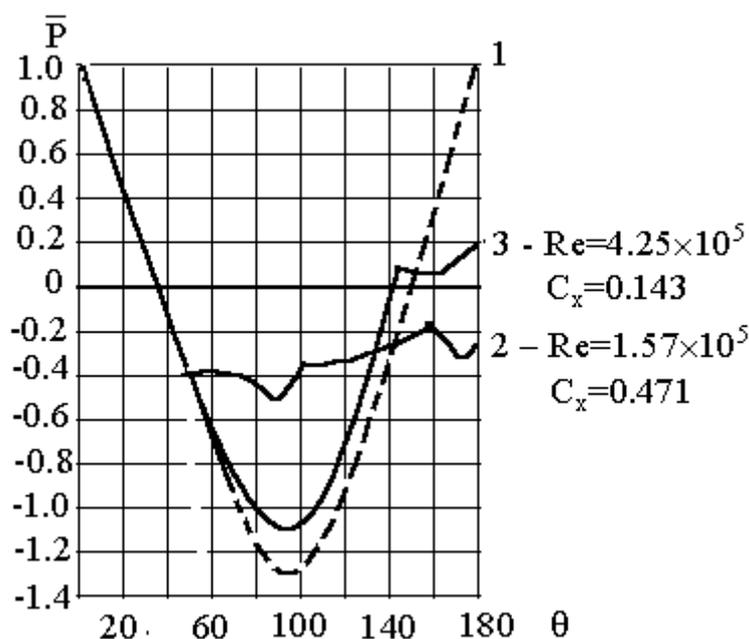


Рис.1. Распределение давления на поверхности шара

При небольших числах Рейнольдса пограничный слой неразвит, течение позади шара ламинарное; при более высоких числах Рейнольдса за шаром образуются очень правильно расположенные вихри, совокупность которых называется вихревой дорожкой Кармана. При еще больших числах Рейнольдса вихревые дорожки становятся нерегулярными и течение приобретает турбулентный характер.

Сравнивая графики на рис.1, можно установить следующие отличия при обтекании сферы вязкой жидкостью для больших чисел Рейнольдса от соответствующего обтекания идеальной жидкостью:

1) поле давлений при обтекании идеальной жидкостью симметрично относительно миделевого сечения, в то время как при обтекании вязкой жидкостью оно несимметрично и существенно зависит от числа Рейнольдса, особенно за миделевым сечением. Вблизи передней критической точки ($\sim 40-45^\circ$) кривые давления не зависят от числа Рейнольдса;

2) минимум давления при обтекании вязкой жидкостью всегда расположен до миделевого сечения;

3) при стремлении числа Рейнольдса к бесконечности кривые давления приближаются к кривым давления в идеальной жидкости.

Физические процессы, происходящие на поверхности шара при его обтекании безграничным потоком, можно объяснить с позиций теории пограничного слоя.

При обтекании внешним потоком твёрдого тела с произвольной криволинейной формой давление во внешнем потоке вдоль этой поверхности изменяется. Давление из внешнего потока передаётся без изменения внутрь пограничного слоя. С характером распределения давления в погра-

ничном слое тесно связано явление отрыва пограничного слоя от стенки, которое заключается в том, что слои жидкости, непосредственно прилегающие к поверхности тела и обладающие незначительным количеством движения, останавливаются и даже могут начать двигаться в обратном направлении, выносятся во внешнее течение. Отрыв пограничного слоя всегда связан с сильным образованием вихрей и с большой потерей энергии на кормовой части обтекаемого тела. Это явление наблюдается, в первую очередь, у плохо обтекаемых тел (цилиндр, шар), у которых в кормовой части образуется застойная область, в которой распределение давления сильно отличается от распределения давления при обтекании без трения.

Рассмотрим потенциальное безвихревое обтекание шара (рис.2). Точки А и В, в которых скорость течения обращается в нуль, есть передняя и задняя критические точки.

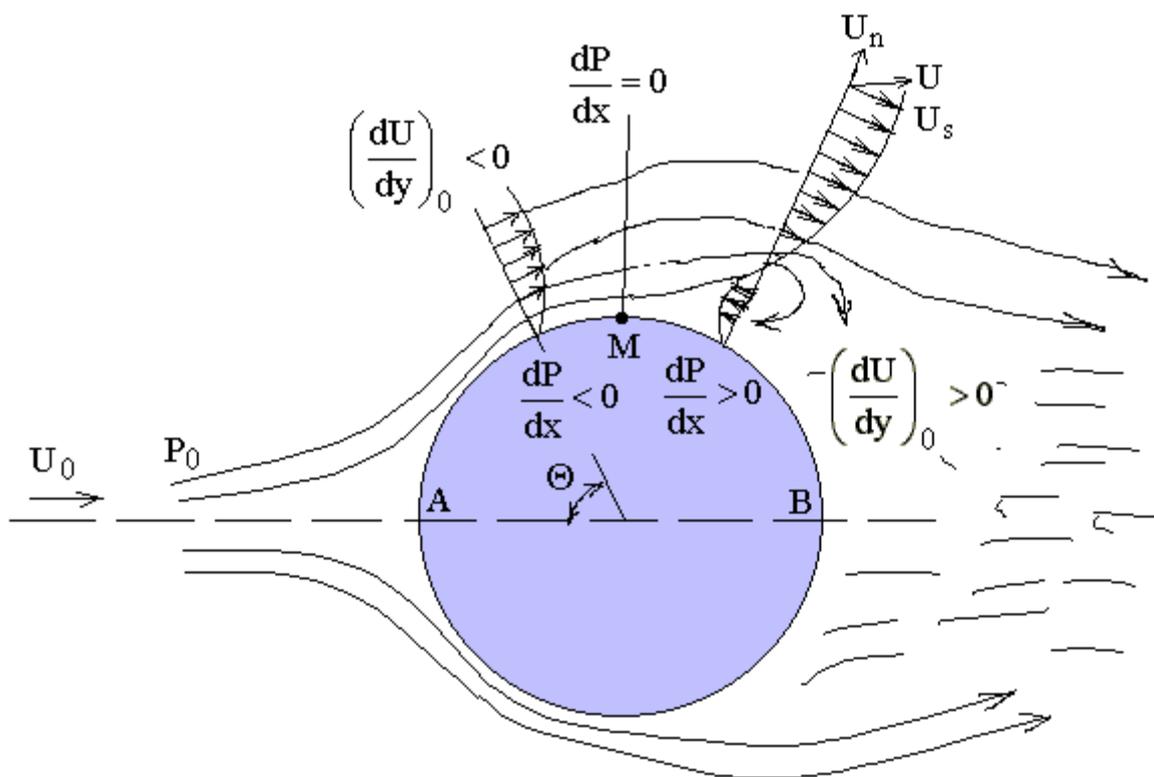


Рис.2. Потенциальное безвихревое обтекание шара

Распределение скорости по поверхности сферы характеризуется равенством

$$U_{\theta} = -\frac{3}{2}U_0 \sin \theta.$$

Максимальную скорость поток имеет в миделевой части шара при $\theta = \frac{\pi}{2}$

$$(U_{\theta})_{\max} = \frac{3}{2} U_0.$$

Начиная от передней критической точки А, давление убывает (конфузорное течение, $\frac{dp}{dx} < 0$), а скорость возрастает до точки М, за которой начинается обратное изменение давления и скорости (диффузорное течение). Частицы жидкости на участке вблизи границы АМ испытывают ускорение, обусловленное падением давления в направлении движения, и их кинетическая энергия возрастает. В идеальной жидкости этому ускорению ничто не препятствует, но в реальной жидкости движение тормозится трением, развивающимся благодаря прилипанию жидкости к твёрдой поверхности и образованию пограничного слоя. Всё же благодаря прямому перепаду давления ускорение в нём наблюдается, по крайней мере, до точки М. Иначе обстоит дело на участке МВ. Здесь $\frac{dp}{dx} < 0$ и частицам приходится двигаться против нарастающего давления. В реальной жидкости часть кинетической энергии должна быть затрачена ещё на компенсацию работы сил трения, оказывающих тормозящее действие. В связи с этим, частицы, двигавшиеся в пограничном слое и имевшие малый запас кинетической энергии, начиная с некоторой точки О (Рис.2), не могут уже преодолевать совокупного действия обратного перепада давления и трения, они в этом сечении останавливаются, а частицы, двигающиеся по более отдалённым от тела траекториям, отклоняются в сторону внешнего потока. Часть жидкости, расположенная ниже точки О, под действием обратного градиента давления получает обратное движение. Это явление и называют отрывом пограничного слоя.

Появление зоны обратного течения приводит к резкому отклонению линий тока от поверхности и соответствующему утолщению пограничного слоя. Перед точкой отрыва профиль скорости всюду имеет выпуклость вправо, тогда как в зоне обратного течения существует участок профиля с выпуклостью влево. Профиль скорости в граничном сечении О, которое является сечением отрыва, должен иметь форму, при которой касательная к нему в точке, лежащей на стенке, перпендикулярна стенке.

Это условие можно выразить в виде:

$$\left. \frac{du_x}{dy} \right|_{y=0} = 0, \text{ или } \tau_0 \Big|_{\text{отр}} = 0.$$

Отрыв пограничного слоя обусловлен совокупным действием положительного градиента давления и вязкостного пристенного трения. При отсутствии одного из этих факторов отрыва не происходит.

Приведённое объяснение сущности явления «вязкого» отрыва показывает, что отрыв такой природы может возникнуть только в диффузорной области пограничного слоя. Следовательно, точка отрыва O всегда располагается ниже по течению, чем точка M минимума давления (максимума скорости внешнего потока).

Теория обтекания сферы вязкой жидкостью при больших числах Рейнольдса не разработана, поэтому в этом случае сопротивление сферы может быть определено только из опыта.

Задача о движении сферы при малых числах Рейнольдса решена теоретически. В этом случае закон сопротивления сферы представляется в виде ряда

$$C_x = \frac{24}{Re} \left(1 + \frac{3}{16} Re - \frac{19}{1280} Re^2 + \dots \right)$$

На Рис.3 представлена зависимость коэффициента сопротивления шаров от числа Рейнольдса. Решение, учитывающее только первый член ряда, приводит к известной формуле Стокса

$$C_x = \frac{24}{Re},$$

которая дана кривой (1). Формула Стокса применима при $Re < 1$ ($Re = \frac{Ud}{\nu}$).

Решение, учитывающее два первых члена ряда, приводит к известной формуле Озеена

$$C_x = \frac{24}{Re} \left(1 + \frac{3}{16} Re \right),$$

которая дана кривой (2). Формула Озеена применима при $Re < 5$.

Из анализа зависимости коэффициента сопротивления шара C_x от числа Рейнольдса видно, что в области сравнительно больших чисел наблюдается резкое уменьшение коэффициента сопротивления. Такое явление получило наименование «кризиса сопротивления», а соответствующее этому явлению число Рейнольдса называется «критическим». Исследования показывают, что коэффициенту лобового сопротивления $C_x = 0.3$, при котором определяется $Re_{кр}$, соответствует безразмерный коэффициент давления $\bar{p} = 1.22$. Резкое уменьшение сопротивления объясняется возникновением в пограничном слое турбулентного течения. На поверхности сферы, при её обтекании потоком, имеют место следующие физические процессы.

При малых числах Рейнольдса на поверхности шара происходит отрыв ламинарного пограничного слоя на шаре в точке O и его переход в

турбулентный. Это приводит к образованию вне шара в оторвавшемся слое вследствие взаимодействия с вихревым следом области Т (Рис.4а).

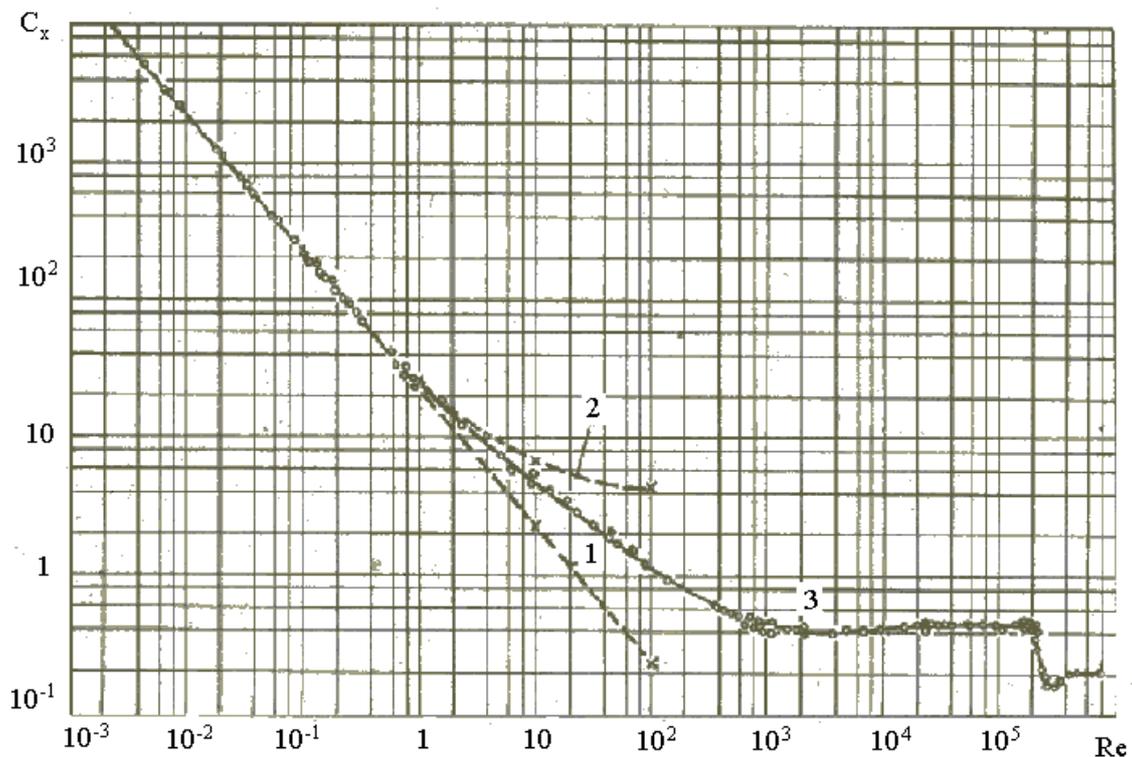


Рис.3. Зависимость коэффициента сопротивления шаров от числа Рейнольдса

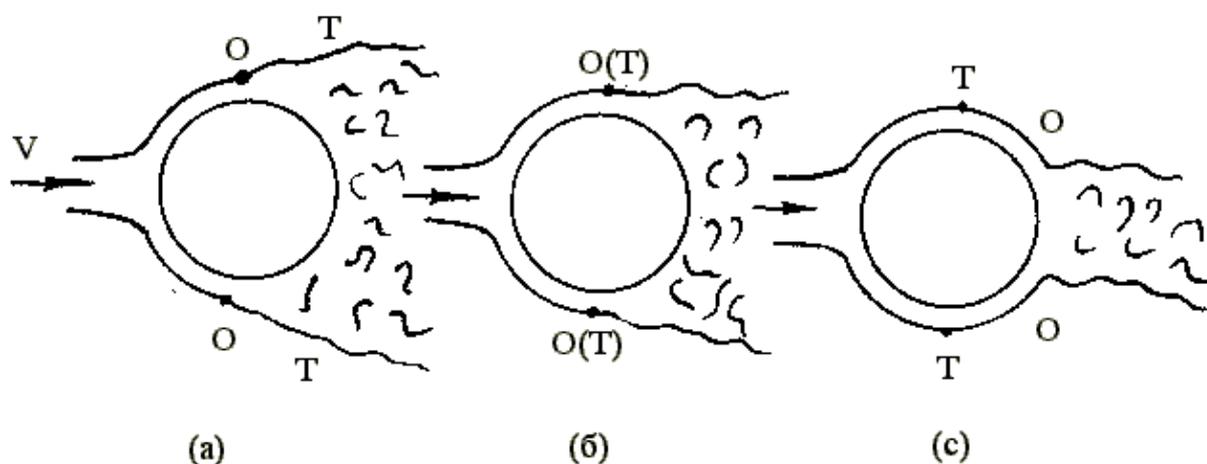


Рис.4. Область перехода ламинарного слоя в турбулентный

При возрастании числа Рейнольдса область перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный, расположенная шаром, перемещается навстречу потоку и приближается к поверхности шара. Как только точка Т достигнет точки отрыва О ламинарного пограничного слоя, движение в оторвавшемся слое вблизи точки отрыва становится турбулентным.

Турбулизация пограничного слоя значительно усиливает увлекающее действие потока, что приводит к перемещению точки отрыва назад, т.е.

вниз по течению. Теперь точка отрыва O будет соответствовать отрыву турбулентного пограничного слоя, так как точка перехода T будет находиться выше по потоку, чем точка отрыва турбулентного пограничного слоя (рис.4с).

Было замечено, что соответствующее «критическое» число Рейнольдса $Re_{кр}$ сильно зависит от турбулентных характеристик набегающего потока, от шероховатости тела, от числа Маха в случае большой скорости потока и от многих других причин.

Чтобы уточнить определение величины $Re_{кр}$, было принято за $Re_{кр}$ число Рейнольдса, при котором коэффициент лобового сопротивления $C_x = 0.3$.

Для $Re < Re_{кр}$ поток реальной жидкости срывается с поверхности сферы при $\theta - 82^\circ$, а для $Re > Re_{кр}$ при $\theta - 120^\circ$. Чем ниже турбулентность потока при обтекании шара, тем выше величина $Re_{кр}$, достигаемая при измерениях сопротивления шара.

Так, зависимость $5 - Re_{кр} = 2,7 \cdot 10^5$ (рис.5) соответствует опытам в аэродинамической трубе с интенсивностью $- 0.5\%$, а зависимость $1 - Re_{кр} = 1.25 \cdot 10^5$ – потоку с интенсивностью турбулентности $- 2.5\%$.

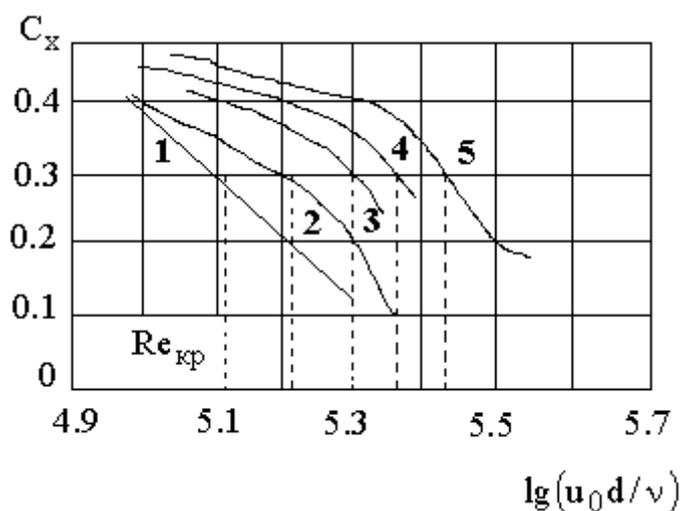


Рис.5. Зависимость C_x от $lg(u_0 d / \nu)$

По значению $Re_{кр}$ можно оценить интенсивность турбулентности в потоке. Кризис сопротивления при обтекании шара можно вызвать искусственно, если каким-либо образом турбулизовать пограничный слой. Впервые это показал Прандтль. Несколько впереди экватора шара, обтекаемого потоком воздуха, он установил на поверхности шара тонкое проволочное кольцо. Это вызвало турбулизацию пограничного слоя уже при

умеренном числе Рейнольдса и повлекло за собой такое же понижение сопротивления, как и увеличение числа Рейнольдса при отсутствии кольца.

Определить составляющую лобового сопротивления шара можно по замеру давления на поверхности шара в кормовой части:

$$C_{xp} = \frac{\pi}{2} \int_0^{\pi} \bar{p}(\theta) \sin \theta \cos \theta d\theta.$$

Зная закон распределения давления на поверхности шара, интеграл, стоящий в правой части уравнения, можно определить численным интегрированием. Коэффициент лобового сопротивления может быть рассчитан по силе аэродинамического сопротивления, измеренной весовым способом.

В данной лабораторной работе коэффициент сопротивления шара рассчитывается по силе аэродинамического сопротивления, измеренной весовым способом.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Работа выполняется на том же экспериментальном стенде, что и работа № 7. Диаметр шара равен 40 мм, и он обдувается воздушным потоком из сопла диаметром 105 мм.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

Порядок выполнения лабораторной работы такой же, как и в лабораторной работе № 7.

МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА

1. Рассчитать расход воздуха в соответствии с методикой расчета дроссельных расходомерных устройств.

2. Определить скорость набегающего потока из уравнения неразрывности.

$$U_0 = \frac{G}{\rho S_k},$$

где G – массовый секундный расход воздуха, кг/с; $S_k = \frac{\pi d_k^2}{4}$ – площадь поперечного сечения канала, м²; $d_k = 105$ мм – диаметр канала.

Плотность набегающего потока определить по уравнению состояния $\rho = \frac{p_a}{RT}$, где $p_a = p + B$ – абсолютное давление воздушного потока на выходе из канала, Н/м²; p – избыточное давление на выходе из канала, Н/м²; B –

барометрическое давление, Н/м²; R=287 Дж/(кг× К°) – газовая постоянная для воздуха; T=273+t – температура воздушного потока на выходе из канала, К°; Определить силу аэродинамического сопротивления f, измеренную тензометрической балкой (определяется по тарировочной характеристике, Ньютон).

Сила аэродинамического сопротивления есть произведение коэффициента сопротивления C_x на площадь миделевого сечения шара S и на динамическое давление $\frac{\rho u_0^2}{2}$, т.е.

$$f = C_x S \frac{\rho u_0^2}{2}.$$

Для шара площадь миделевого сечения равна

$$S = \frac{1}{4} \pi d_{ш}^2.$$

Диаметр шара d_ш = 40мм.

3. Определить коэффициент сопротивления шара

$$C_x = \frac{8f}{\pi d_{ш}^2 \rho u_0^2}.$$

4. Вычислить число Рейнольдса

$$Re = \frac{U_0 d_{ш}}{\nu},$$

где $\nu = \frac{\mu}{\rho}$ – кинематический коэффициент вязкости, м²/с.

5. Сравнить полученный результат с имеющимся на Рис.3 экспериментальными данными.

СОДЕРЖАНИЕ ОТЧЕТА

1. Принципиальная схема экспериментальной установки.
2. Протокол проведения эксперимента.
3. Расчёт коэффициента сопротивления сферы по приведенной методике.
4. Выводы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1969. 824 с.
2. Дейч М.Е. Техническая газодинамика. М.: Энергия, 1974. 522 с.
3. Емцев Б.Т. Техническая гидромеханика. М.: Машиностроение, 1978. 463 с.
4. Идельчик И.Е. Гидравлическое сопротивление. М.: Госэнергоиздат, 1954. 316 с.
5. Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В. Теоретическая гидромеханика. Ч.1 и П.М.: Физматгиз, 1963. 727 с.
6. Ламб Г. Гидромеханика. М.: Гостехиздат, 1947. 928 с.
7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика сплошных сред. М.: Наука, 1953. 624 с.
8. Лойцанский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1970. 904 с.
9. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика, Т.1,2, М.: Наука, 1967.
10. Повх И.Л. Теоретическая гидромеханика. М.: Машиностроение, 1976. 502 с.
11. Прандтль Л. Гидроаэромеханика. М.: Изд-во ИЛ, 1949. 520 с.
12. Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1964. 814 с.
13. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. 712 с.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 7

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА СОПРОТИВЛЕНИЯ ШАРА ПРИ СТРУЙНОМ РЕЖИМЕ ОБТЕКАНИЯ

Цель работы: теоретическое и экспериментальное определение коэффициента сопротивления шара при струйном режиме обтекания.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Известно, что сопротивление шара, обтекаемого безграничным потоком, представляет собой в основном сопротивление давления и связано, в основном, с отрывом пограничного слоя в кормовой области шара при больших числах Re .

Снижение коэффициента сопротивления шара, помещенного в «решетку» из других шаров, указывает на изменение режима его обтекания, проявляющееся в ослаблении или даже исчезновении отрывных явлений за счет стесненного обтекания шара в засыпке. Само стеснение не приводит к безотрывному обтеканию. Шар в трубе обтекается с отрывом. Безотрывное обтекание при любых числах Re наблюдается при обтекании шара струей с меньшим диаметром, чем шар.

Сопротивление шара в условиях струйного обтекания существенно снижается. Это приводит к мысли, что шар в засыпке обтекается струйно. Каждый шар в засыпке обтекается потоком, вытекающим из промежутков между шарами предыдущего слоя. При достаточно большой концентрации шаров эквивалентные проходные сечения становятся меньше сечения шара, так что упомянутый поток можно представить как систему струй. Рассмотрим задачу о струйном обтекании шара.

Шар радиуса a обтекается струей радиуса r_0 (Рис.1). В лобовой точке шара струя разделяется, обтекает его параллельно линиям тока и смыкается за шаром, образуя струю радиусом r_1 . Течение на поверхности шара приводит к тому, что $r_1 > r_0$. Определим при заданных r_0 , u_0 , a (u_0 – скорость струи) радиус и скорость сходящей струи r_1 и u_1 , а затем, используя теорему импульсов, определим силу, действующую на шар.

Для решения поставленной задачи воспользуемся теорией пограничного слоя. Выберем систему координат (S, η) . Рассматривая слой конечной толщины $\delta = \delta(S)$, будем считать скорость на внешней границе слоя зависящей только от координаты S . Система уравнений с дополнительными условиями постоянства расхода будет иметь вид:

$$u \frac{\partial u}{\partial S} + v \frac{\partial u}{\partial \eta} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2}, \quad (1)$$

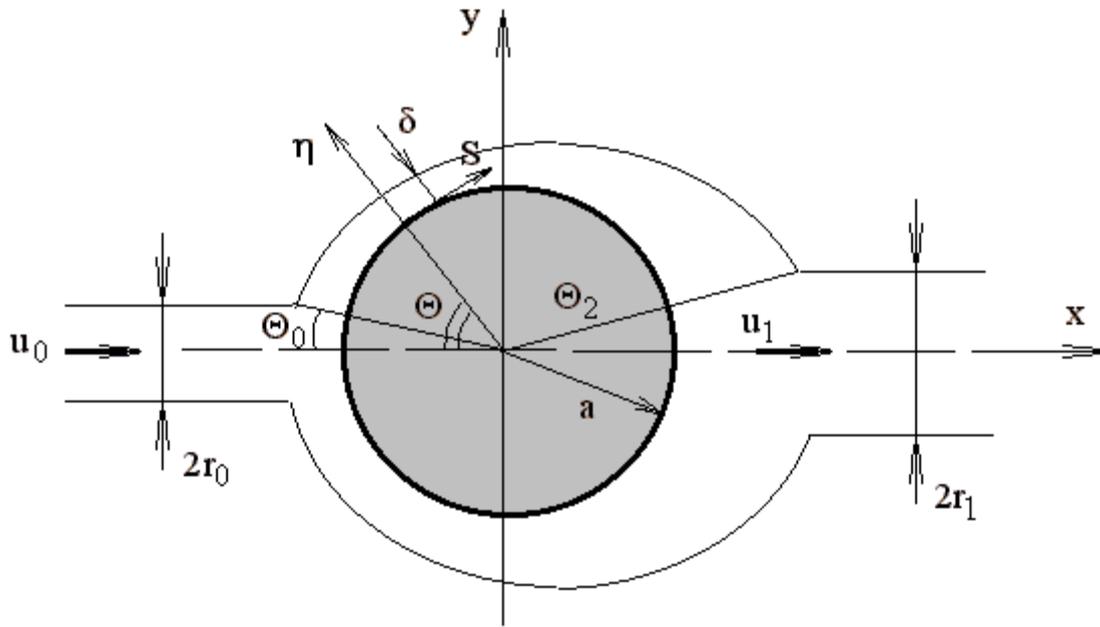


Рис.1. Шар обтекается струей радиуса r_0

$$\frac{\partial u}{\partial S} + \frac{\partial v}{\partial n} = 0, \quad (2)$$

$$Q = \pi a \cdot \sin(S/a) \int_0^\delta u \cdot dn = \text{const} = \pi r_0^2 u_0, \quad (3)$$

где u и v – компоненты вектора скорости в слое. Граничные условия для этой системы

$$v = u = \frac{\partial^2 u}{\partial n^2} = 0 \text{ при } n = 0,$$

$$v = 0 \text{ при } n = \delta. \quad (4)$$

Применим метод Кармана–Польгаузена, для чего представим скорость в виде многочлена третьей степени от $\eta = \frac{n}{\delta}$, что с использованием условий (2) даёт:

$$u = \alpha \eta \cdot \left(1 - \frac{1}{3} \eta^2\right). \quad (5)$$

Интегрируем (3) и (2) по n от 0 до δ , получаем:

$$\frac{d}{d\theta} (\alpha^2 \delta) = -\frac{\Lambda \alpha}{\delta}, \quad (6)$$

$$\alpha\delta = \frac{K}{\sin\theta}, \quad (7)$$

где $\theta = \frac{S}{a}$, $\Lambda = \frac{315va}{68}$, $K = \frac{6\theta}{5\pi a}$.

Исключая δ и вводя $Z = \frac{\alpha}{\sin\theta}$, $m = \frac{\Lambda}{K^2}$, получаем уравнение с разделяющимися переменными:

$$\frac{dZ}{d\theta} = -mZ^2 \sin^3\theta, \quad (8)$$

которое имеет решение вида:

$$\frac{1}{3} = m \left(\frac{1}{3} \cos^3\theta - \cos\theta \right) + C. \quad (9)$$

Из (5) находим скорость на внешней границе слоя:

$$u|_{\eta=1} = \frac{2\alpha}{3},$$

откуда, с учётом того, что при переходе струи в пограничный слой ($\theta = \theta_0$) скорость на границе струи не претерпевает разрыва, получаем:

$$\alpha_0 = \frac{3}{2}u_0. \quad (10)$$

Поэтому из (9)

$$\alpha_1 = \alpha(\theta_1) = \frac{\sin\theta_1}{m \cdot \left(\frac{1}{3} \cos^3\theta_1 - \cos\theta_1 \right) + \frac{2}{3} \left(\frac{S_0}{u_0 a} + m \right)}. \quad (11)$$

Выражение (11) справедливо для $r_0 \ll a$. Т.к. $\theta_1 = \pi - \theta_2$, то при малых θ_2

$$\alpha_1 \approx \frac{3\theta_2}{2 \cdot \left(2m + \frac{S_0}{u_0 a} \right)}. \quad (12)$$

Из условия $Q = \text{const}$ имеем:

$$Q = \pi r_0^2 u_0 = \pi r_1^2 u_1 = \pi a^2 \theta_2^2 \frac{2}{3} \alpha,$$

или, подставляя α_1 из (12), находим:

$$r_0^2 u_0 = \frac{r_1^3}{a(2m + r_0)}, \quad S_0 \approx r_0.$$

$$u_0 a$$

Отсюда, с учётом того, что $2m = \frac{6.45va^3}{r^4 u_0^2}$, получим выражение для радиуса сходящейся струи

$$r_1 = r_0 \cdot \left[1 + \frac{6.45va^3}{r^4 u_0^2} \right]^{\frac{1}{3}}.$$

Вводя число $Re = \frac{2u_0 a}{\nu}$, приведём предыдущее выражение к виду:

$$\frac{r_1}{r_0} = \left[1 + \frac{12.9}{Re} \left(\frac{a}{r_0} \right)^5 \right]^{\frac{1}{3}} \quad (13)$$

Применяя теорему импульсов, получим для силы сопротивления шара

$$F = \pi r_0^2 u_0^2 \left(1 - \left(\frac{r_0}{r_1} \right)^2 \right).$$

Коэффициент сопротивления шара

$$\xi = \frac{2F}{\pi a^2 \rho u_0^2} = 2\sigma^2 \left[1 - \left(1 + \frac{\beta}{\sigma^5} \right)^{-2/3} \right]. \quad (14)$$

При $\frac{\beta}{\sigma^5} \ll 1$ (14) примет вид:

$$\xi = \frac{17.2}{Re \sigma^3}, \quad (15)$$

а при $\frac{\beta}{\sigma^5} \gg 1$

$$\xi = 2\sigma^2 \left[1 - \left(\frac{\beta}{\sigma^5} \right)^{-2/3} \right] \approx 2\sigma^2. \quad (16)$$

Как показано на Рис.2, при больших σ формула (14) теряет смысл, т.к. она выведена из выражения (11), которое справедливо при достаточно малых σ . При малых σ и малых Re можно пользоваться (16). При этом

$1 - \left(\frac{\beta}{\sigma^5}\right)^{-2/3}$ зависит от Re и мало отличается от единицы. Следовательно,

при обтекании шара тонкой струёй можно считать в первом приближении, что коэффициент его сопротивления пропорционален отношению площади набегающей струи к площади миделя шара:

$$\sigma^2 = \frac{r_0^2}{a^2}.$$

В засыпке, где струя, обтекающая шар, формируется в промежутках между шарами, можно предположить, что относительная площадь сформированной таким образом струи пропорциональна ε . В таком случае (16) объясняет экспериментальные результаты, говорящие о том, что $\xi \sim \varepsilon$ и свидетельствует в пользу струйной модели обтекания шара в слое.

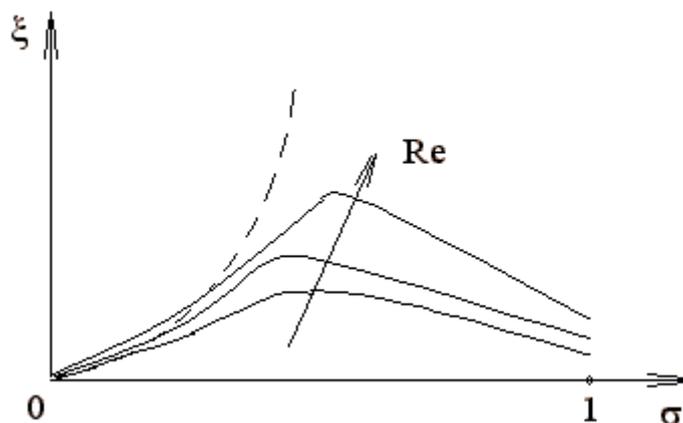


Рис.2. График зависимости ξ от σ

ОПИСАНИЕ ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ

Принципиальная схема установки дана на Рис.3. Установка представляет собой шар $d = 40$ мм (1), подвешенный на жесткой тензометрической балке (2) с помощью жёсткого подвеса (3). Тензометрическая балка изготовлена из текстолита; в корневом сечении ее наклеены два проволочных тензометрических датчика (4), являющиеся плечами измерительного моста. С целью уменьшения колебаний шара в горизонтальной плоскости подвес (3) шара перемещается во фторопластовых втулках упора (5). Шар обдувается воздушным потоком из сопла (6) ($d_c = 20.5$ мм). Сопло с подводящим трубопроводом закреплено на столе (7) и может перемещаться в вертикальном и горизонтальном направлениях с целью регулирования.

Для проведения тарировки тензометрической балки весовым способом имеется система тарировки (8).

При обдуве шара воздушным потоком возникает сила аэродинамического сопротивления, которая жёстким подвесом (3) передаётся на тензометрическую балку и вызывает деформацию проволочных тензорезисторов (4), что ведёт к разбалансу плеч измерительного моста.

Сигнал тензометрическим усилителем УТС-1-ВТ-12 усиливается и регистрируется шлейфовым осциллографом НО41У.

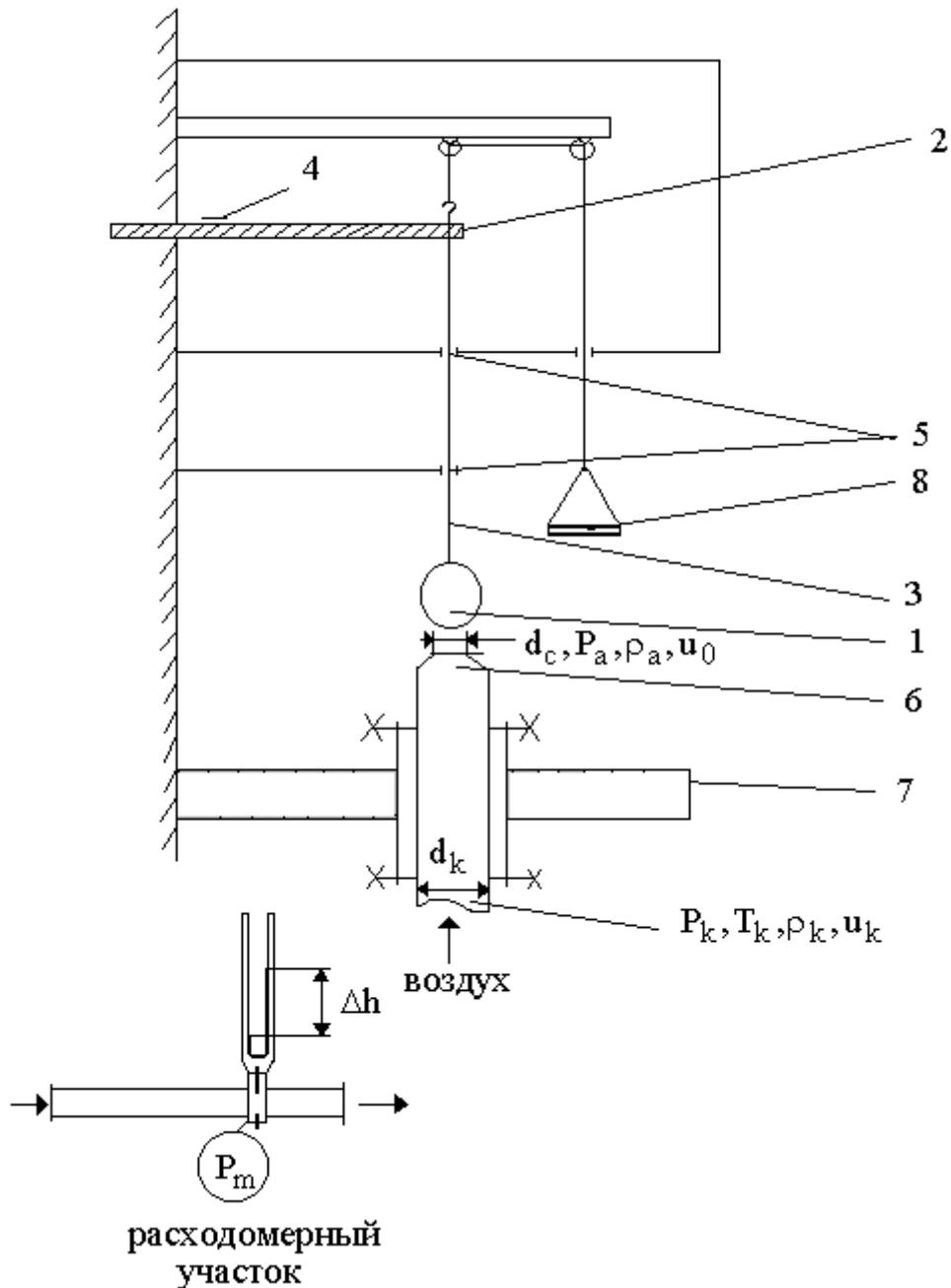


Рис.3. Принципиальная схема установки

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

Перед опытом баллон заполняется сжатым воздухом до давления 0.5-0.6 МПа. После закачки баллона делается выдержка в 5–10 минут для выравнивания температуры воздуха в емкости с температурой окружающей среды. Одновременно проверяется утечка воздуха (за одну минуту допустимо понижение давления на 5 кПа).

Открыть вентиль подачи воздуха в сопло на обдув шара. В процессе истечения записываются в файл данных значения давления воздуха перед дроссельной шайбой P_m , перепад давления на дроссельной шайбе Δh , отклонение светового зайчика на шлейфовом осциллографе h .

Выключить установку. Записать по показаниям барометра и термометра: давление P и температуру t_a окружающей среды.

МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА

По записанным данным проводится обработка результатов.

1. Рассчитать расход воздуха в соответствии с методикой расчета дроссельных расходомерных устройств.

2. Определить скорость воздушного потока в канале на входе в сопло по уравнению неразрывности

$$u_k = \frac{G}{\rho_k S_k}, \text{ м/с,}$$

где G – расход воздуха, измеренный дроссельной шайбой, кг/с (определяется в пункте 1), $S_k = \frac{1}{4}\pi d_k^2$ – площадь канала, м². У данной лабораторной установки $d_k = 25 \cdot 10^{-3}$ м; ρ_k – плотность воздуха в канале, кг/м³,

$$\rho_k = P_{ka} / (RT_k).$$

Здесь

$$P_{ka} = P_k + P_a, \text{ Па,}$$

P_k – давление в канале, измеренное манометром, Па; $P_{атм} = \frac{P \cdot 10^4}{735.6}$ – атмосферное давление, Па; P – атмосферное давление, мм рт.ст.; R – газовая постоянная для воздуха, Дж/кг · ° К; $T_k = 273 + t_k$ – температура воздушного потока в канале, К.

3. Определить скорость воздушного потока u_0 на выходе из сопла

$$u_0 = \sqrt{\frac{2k}{k-1} RT_k \left[1 - \left(\frac{P_a}{P_{ka}} \right)^{\frac{k}{k-1}} \right] + u_k^2}, \text{ м/с,}$$

$k = \frac{c_p}{c_v}$ – показатель адиабаты процесса (для воздуха $k=1.4$).

4. Определить коэффициент сопротивления шара по данным эксперимента

$$\zeta_{\text{экс}} = \frac{2F}{\pi a^2 \rho_a u_a^2},$$

где F – сила аэродинамического сопротивления, измеренная тензометрической балкой, Н (определяется по тарировочному графику), ρ_a – плотность воздушного потока. Определяется из уравнения состояния

$$\rho_a = \frac{P_a}{RT_a}, \text{ кг/м}^3,$$

где $P_{\text{атм}}$ – атмосферное давление, Па; $R = 20$ мм – радиус шара.

5. Определить коэффициент сопротивления шара на основании зависимости

$$\zeta_{\text{теор}} = 2\sigma^2 \left[1 - \left(1 + \beta/\sigma^5 \right)^{-2/3} \right],$$

где $\beta = \frac{12.9}{Re}$, $\sigma = \frac{r_0}{a}$, r_0 – радиус воздушной струи, $r_0 = 10.25 \cdot 10^{-3}$ м.

Число Рейнольдса

$$Re = \frac{2u_0 a}{\nu},$$

где $\nu = \mu/\rho_a$ – кинематический коэффициент вязкости, $\text{м}^2/\text{с}$; $\mu = 1.72 \cdot 10^{-5}$ – динамический коэффициент вязкости, $\text{Па} \cdot \text{с}$.

6. Составить отчёт по проделанной работе.

СОДЕРЖАНИЕ ОТЧЕТА

1. Схема экспериментальной установки.
2. Схема измерения аэродинамической силы сопротивления.

3. Расчет коэффициента сопротивления шара по приведённой методике.
4. Выводы по работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1969. 824 с.
2. Дейч М.Е. Техническая газодинамика. М.: Энергия, 1974. 522 с.
3. Емцев Б.Т. Техническая гидромеханика. М.: Машиностроение, 1978. 463 с.
4. Идельчик И.Е. Гидравлическое сопротивление. М.: Госэнергоиздат, 1954. 316 с.
5. Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В. Теоретическая гидромеханика. Ч.1 и П.М.: Физматгиз, 1963. 727 с.
6. Ламб Г. Гидромеханика. М.: Гостехиздат, 1947. 928 с.
7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика сплошных сред. М.: Наука, 1953. 624 с.
8. Лойцанский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1970. 904 с.
9. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика, Т.1,2, М.: Наука, 1967.
10. Повх И.Л. Теоретическая гидромеханика. М.: Машиностроение, 1976. 502 с.
11. Прандтль Л. Гидроаэромеханика. М.: Изд-во ИЛ, 1949. 520 с.
12. Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1964. 814 с.
13. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. 712 с.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 8

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ НА ПЛОСКОЙ ПЛАСТИНЕ, ОБТЕКАЕМОЙ В ПРОДОЛЬНОМ НАПРАВЛЕНИИ

Цель работы: закрепление основных положений теории пограничного слоя, изучение расчетной методики по определению параметров пограничного слоя, получение необходимых навыков экспериментального исследования и обработки опытных данных.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Рассмотрим пограничный слой на плоской пластине, обтекаемой в продольном направлении (Рис.1). Обозначения: 1 – эпюра скоростей в набегающем потоке; 2 – распределение скоростей в сечении ламинарного пограничного слоя; 3 – распределение скоростей в сечении турбулентного пограничного слоя; x_k – координата точки перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный.

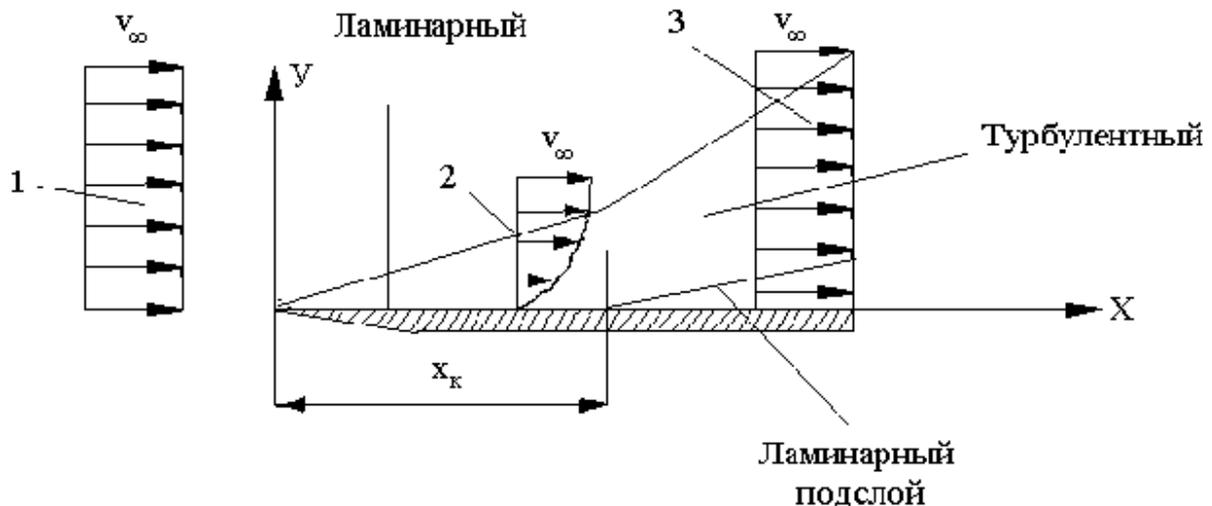


Рис.1. Схема перехода в пограничном слое из ламинарного в турбулентное течение при продольном обтекании плоской пластины

Ламинарный пограничный слой, образовавшийся у передней кромки пластины, на некотором расстоянии x_k переходит в турбулентный. Этот переход характеризуется критическим числом Рейнольдса $Re = \frac{v_\infty x}{\nu}$. Для практических условий можно считать, что при $Re \geq 5 \cdot 10^5$ движение в пограничном слое происходит при турбулентном режиме.

Для несжимаемой жидкости, в отсутствии поля внешних сил и для стационарного обтекания пластины плоскопараллельным потоком жидкости система дифференциальных уравнений пограничного слоя имеет вид:

$$v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} \quad (\text{а}) \quad (1)$$

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} = 0 \quad (\text{б})$$

с граничными условиями

$$v_x = v_y = 0 \text{ при } y = 0 \text{ и } v_x = v_\infty \text{ при } y = \infty. \quad (2)$$

ИНТЕГРАЛЬНОЕ УРАВНЕНИЕ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

Интегрируя уравнение (1а) в пределах толщины пограничного слоя от 0 до δ , можно получить интегральное уравнение пограничного слоя при ламинарном обтекании плоской пластины.

$$\frac{\partial}{\partial x} \int_0^\delta (v_\infty - v_x) v_x dy - \frac{\partial v_\infty}{\partial x} \int_0^\delta v_x dy = \frac{1}{\rho} G_0 + \frac{\partial P}{\partial x} \delta, \quad (3)$$

где G_0 – напряжение трения на поверхности пластины,

$$G_0 = +\mu \left(\frac{\partial v_x}{\partial y} \right)_{y=0}. \quad (4)$$

Введем два новых линейных параметра: толщину вытеснения скорости δ^* и толщину потери импульса δ^{**} .

$$\delta^* = \int_0^\infty \left(1 - \frac{v_x}{v_\infty} \right) dy, \quad (5)$$

$$\delta^{**} = \int_0^\infty \left(1 - \frac{v_x}{v_\infty} \right) \frac{v_x}{v_\infty} dy. \quad (6)$$

Тогда, с учетом (5) и (6), интегральное уравнение (3) будет иметь вид:

$$\frac{\partial}{\partial x} (\delta^{**} v_\infty^2) + v_\infty \delta^* \frac{\partial v_\infty}{\partial x} = \frac{G_0}{\rho}. \quad (7)$$

ПРИБЛИЖЕННОЕ РЕШЕНИЕ ИНТЕГРАЛЬНОГО УРАВНЕНИЯ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

Интегральное уравнение пограничного слоя (7) используется для приближенных решений, в основе которых лежит заданный профиль скорости $v_x(y)$. Например, положим:

$$v_x = A + By + Cy^2 + Dy^3, \quad (8)$$

где постоянные A, B, C, D определяются из следующих граничных условий: при

$$y = 0, v_x = 0, \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} = 0, \quad (9)$$

$$y = \delta, v_x = v_\infty, \frac{\partial v_x}{\partial y} = 0. \quad (10)$$

Удовлетворяя эти условия, получим значения постоянных:

$$A = 0; B = \frac{3}{2} \frac{v_\infty}{\delta}; C = 0; D = -\frac{1}{2} \frac{v_\infty}{\delta^3}. \quad (11)$$

Тогда кривая распределения скорости будет иметь вид:

$$\frac{v_x}{v_\infty} = \frac{3}{2} \frac{y}{\delta} - \frac{1}{2} \left(\frac{y}{\delta}\right)^3. \quad (12)$$

Найдем толщины вытеснения импульса:

$$\delta^{**} = \frac{1}{V_\infty^2} \int_0^\delta (v_\infty - v_x) v_x dy = \frac{39}{280} \delta. \quad (13)$$

Напряжение трения на стенке будет равно:

$$G_0 = \mu \left(\frac{\partial v_x}{\partial y} \right)_{y=0} = + \frac{3}{2} \mu \frac{v_\infty}{\delta}. \quad (14)$$

Тогда, полагая в интегральном уравнении $\frac{\partial v_\infty}{\partial x} = 0$, получим:

$$\frac{39}{280} v_\infty^2 \frac{d\delta}{dx} = -\frac{3}{2} v \frac{v_\infty}{\delta}. \quad (15)$$

После интегрирования (15) получим:

$$\delta = 4.64 \sqrt{\frac{v_x}{v_\infty}}, \quad (16)$$

или

$$\frac{\delta}{x} = \frac{4.64}{\sqrt{Re_x}}. \quad (17)$$

Подставляя (16) в выражение (14), найдем напряжение трения на стенке:

$$G_0 = + \frac{0.323 \rho v_\infty^2}{\sqrt{Re_x}}. \quad (18)$$

или, переходя к безразмерному коэффициенту $C_{fx} = \frac{2G_0}{\rho v_\infty^2}$:

$$C_{fx} = + \frac{0,646}{\sqrt{Re_x}}. \quad (19)$$

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

Изучение пограничного слоя связано с определением распределения по его толщине продольных скоростей V_x , толщины слоя δ , условных толщин δ^* вытеснения скорости и вытеснения импульсов δ^{**} . Давление в различных точках сечения пограничного слоя практически постоянно $\frac{dP}{dy} = 0$, и его можно принять равным давлению на внешней границе это-

го слоя, что справедливо при условии, если толщина пограничного слоя мала по сравнению с поперечными размерами обтекаемого тела.

Статическое давление в пограничном слое, равное его значению в свободном потоке, может быть измерено при помощи дренажного отверстия, просверленного и соединенного с манометром. При экспериментальных исследованиях пограничного слоя микронасадок полного напора закрепляют на координатнике (рис.2), позволяющем производить замеры с шагом $h = 0.25$ мм.

Момент соприкосновения насадки с обтекаемой поверхностью регистрируется с помощью электрического контакта (загорание лампочки). При измерении в пограничном слое трубку полного напора перемещают при помощи координатника до тех пор, пока она не окажется в свободном потоке, т.е. за пределами пограничного слоя, о чем судят по прекращению измерения манометра, измеряющего P_0 .

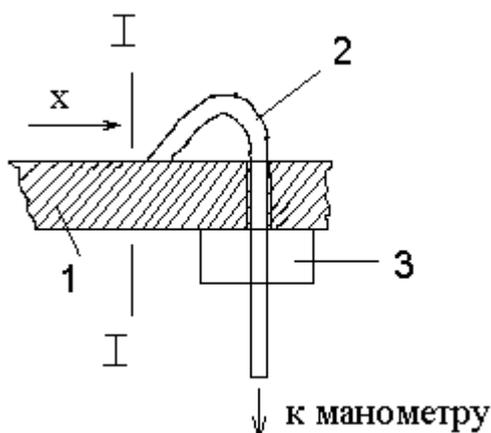


Рис.2. Микронасадок полного напора:
1 – пластина; 2 – чувствительный элемент; 3 – координатник

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

Опытные данные по измерению давления в фиксированном сечении пограничного слоя должны быть представлены в виде эпюры скоростей (рис. 3). При этом толщина пограничного слоя δ находится на эпюре скоростей $V_x(y)$, на которой отыскивается координата $y=\delta$, соответствующая значению $v_x = 0.99v_\infty$. Условные толщины δ^* и δ^{**} определяются по формулам (5) и (6), заменяя верхний предел интегрирования ∞ на δ .

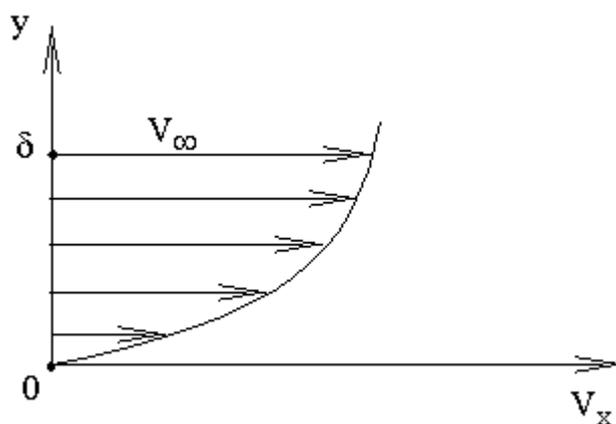


Рис.3. Эпюра скоростей пограничного слоя

Расчеты производятся следующим образом. Прежде всего, зная толщину слоя δ , выбирают шаг изменения аргумента $h_y = \frac{\delta}{n}$ (шаг интегрирования обычно соответствует шагу микрометрического винта в координатнике). Затем в соответствующих точках y_i ($i=0,1,2 \dots n$) из графика $V_x(y)$ определяют скорость и заносят в таблицу интегрирования (таблица 1).

Таблица 1

y_{mm}	v_x м/сек	v_x/v_∞	f^*	Δf^*	$\Delta^2 f^*$	$\Delta \delta^*$	f^{**}	Δf^{**}	$\Delta^2 f^{**}$	$\Delta \delta^{**}$

Введем следующие обозначения для подынтегральных функций в формулах (5) и (6).

$$f^*(y_i) = 1 - \frac{v_x}{v_\infty}; i = 0, 1, 2, \dots, n \quad (20)$$

$$f^{**}(y_i) = \left(1 - \frac{v_x}{v_\infty}\right) \frac{v_x}{v_\infty}; i = 0, 1, 2, \dots, n \quad (21)$$

и определим их значения в узлах интегрирования.

Вычислим конечные разности:

$$(\Delta f^*)_i = f^*(y_{i+1}) - f^*(y_i), (\Delta^2 f^*)_i = (\Delta f^*)_{i+1} - (\Delta f^*)_i, i=0, 1, \dots, (n-1) \quad (22)$$

Конечные $(\Delta f^{**})_i$ и $(\Delta^2 f^{**})_i$ определяются аналогично. Затем вычисляют условные толщины вытеснения скорости δ^* и потери импульса δ^{**} .

$$\delta^* = \int_0^\delta f^*(y) dy = \int_0^{h_y} f^*(y) dy + \int_{h_y}^{2h_y} f^*(y) dy + \dots = \sum_{i=0}^{n-1} \Delta \delta_i^*, \quad (23)$$

$$\delta^{**} = \int_0^\delta f^{**}(y) dy = \int_0^{h_y} f^{**}(y) dy + \int_{h_y}^{2h_y} f^{**}(y) dy + \dots = \sum_{i=0}^{n-1} \Delta \delta_i^{**}, \quad (24)$$

где интегралы $\Delta \delta_i^*$ и $\Delta \delta_i^{**}$ находятся с помощью интерполирующих функций.

$$\Delta \delta_0^* = \int_0^{h_y} f^*(y) dy = h_y \left[f^*(y_0) + \frac{1}{2} (\Delta f^*)_0 - \frac{1}{12} (\Delta^2 f^*)_0 \right], \quad (25)$$

$$\Delta \delta_0^{**} = \int_0^{h_y} f^{**}(y) dy = h_y \left[f^{**}(y_0) + \frac{1}{2} (\Delta f^{**})_0 - \frac{1}{12} (\Delta^2 f^{**})_0 \right], \quad (26)$$

Отметим, что введение трубки полного напора в пограничный слой приводит к нарушению его структуры и ошибкам измерения. Для устранения этих ошибок можно воспользоваться экспериментально установленными зависимостями для условных толщин вытеснения и потери импульса

са, учитывающими искажения измерений трубкой Пито параметров пограничного слоя:

$$\delta^* = \delta_{\text{расч}}^* \left(1 - \frac{d}{\delta}\right)^{0.18}, \quad (27)$$

$$\delta^{**} = \delta_{\text{расч}}^{**} \left(1 - \frac{d}{\delta}\right)^{0.18}, \quad (28)$$

где $\delta_{\text{расч}}^*$, $\delta_{\text{расч}}^{**}$ – величины, рассчитанные по экспериментальным данным, d – наружный диаметр трубки Пито.

По эпюре скоростей можно рассчитать для рассматриваемого сечения напряжение трения на стенке G_0 (4) и соответствующий местный коэффициент трения $C_{fx} = \frac{2G_0}{\rho V_\infty}$.

Для определения производной $\left(\frac{\partial v_x}{\partial y}\right)_{y=0}$ применим метод численного дифференцирования, используя для этой цели конечные разности Δv_{x_0} , $\Delta^2 v_{x_0}$, $\Delta^3 v_{x_0}$. По значениям этих разностей производная $\left(\frac{\partial v_x}{\partial y}\right)_{y=0}$ может быть определена по следующей формуле численного дифференцирования:

$$\left(\frac{\partial v_x}{\partial y}\right)_{y=0} = \frac{1}{h_y} \left(\Delta v_{x_0} - \frac{1}{2} \Delta^2 v_{x_0} + \frac{1}{3} \Delta^3 v_{x_0} \right), \quad (29)$$

где

$$\begin{aligned} \Delta v_{x_0} &= v_{x_1} - v_{x_0} = v_{x_1}, \\ \Delta^2 v_{x_0} &= \Delta v_{x_1} - \Delta v_{x_0}, \\ \Delta^3 v_{x_0} &= \Delta^2 v_{x_1} - \Delta^2 v_{x_0}. \end{aligned} \quad (30)$$

Коэффициент динамической вязкости μ можно определить по замеренной температуре окружающего воздуха, используя формулу Саттерленда.

При использовании указанных методов следует учитывать, что ввиду конечных размеров трубки полного напора не удастся измерить скорость в пристеночной области, поэтому при построении эпюры скоростей прихо-

дится пользоваться экстраполяцией, что снижает точность определения производной $\frac{\partial v_x}{\partial y}$ на стенке.

ПРИБЛИЖЕННЫЕ МЕТОДЫ РАСЧЕТА ТУРБУЛЕНТНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ НА ПЛАСТИНЕ

В случае безградиентного течения несжимаемой жидкости можно использовать следующие зависимости для расчета пограничного слоя:

$$\frac{\delta}{x} = \frac{0,37}{\sqrt[5]{Re_x}}, C_{fx} = \frac{0,0598}{\sqrt[5]{Re_x}}, \frac{\delta^*}{\delta} = \frac{1}{8}, \frac{\delta^{**}}{\delta} = \frac{7}{72}. \quad (31)$$

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЫ

1. Изучить общетеоретические положения для исследования пограничного слоя на плоской пластине, обтекаемой в продольном направлении.
2. Ознакомиться с лабораторной установкой для определения параметров пограничного слоя.
3. Включить трубу и после выхода ее на установившийся режим работы выполнить замер полного давления в сечении пограничного слоя (шаг измерения $h_y = 0.25$ мм), замерить статическое давление в данном сечении.
4. Замерить скорость потока в рабочей части аэродинамической трубы методом перепада давлений и вычислить число Рейнольдса ($Re_x = \frac{V_\infty x}{\nu}$). По числу Re определить характер течения в данном сечении пограничного слоя.
5. Построить эпюру скоростей $V_x(y)$ для данного сечения пограничного слоя и, используя изложенный метод численного интегрирования (формулы (20) – (26), определить δ^* и δ^{**} (с учетом поправки на трубки Пито)).
6. Вычислить местный коэффициент трения C_{fx} по формуле численного дифференцирования (29), (4), (19).
7. Выполнить приближенный теоретический расчет параметров пограничного слоя по формулам (17), (19) и (13). Сделать сравнение с опытными данными.
8. Определить координату точки перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный, считая $Re_{кр} = 5 \cdot 10^5$. Вычислить параметры турбулентного пограничного слоя по (31) и сделать сравнение с параметрами ламинарного пограничного слоя.
9. Результаты расчетов представить в виде отчета по лабораторной работе преподавателю.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Назовите основные положения теории пограничного слоя.
2. Чем физически отличается ламинарный пограничный слой от турбулентного?
3. Дайте определение толщины вытеснения скорости и толщины потери импульса.
4. В чем заключается сложность измерений в пограничном слое?

ЛИТЕРАТУРА

1. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1969. 824 с.
2. Дейч М.Е. Техническая газодинамика. М.: Энергия, 1974. 522 с.
3. Емцев Б.Т. Техническая гидромеханика. М.: Машиностроение, 1978. 463 с.
4. Идельчик И.Е. Гидравлическое сопротивление. М.: Госэнергоиздат, 1954. 316 с.
5. Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В. Теоретическая гидромеханика. Ч.1 и П.М.: Физматгиз, 1963. 727 с.
6. Ламб Г. Гидромеханика. М.: Гостехиздат, 1947. 928 с.
7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика сплошных сред. М.: Наука, 1953. 624 с.
8. Лойцанский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1970. 904 с.
9. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика, Т.1,2, М.: Наука, 1967.
10. Повх И.Л. Теоретическая гидромеханика. М.: Машиностроение, 1976. 502 с.
11. Прандтль Л. Гидроаэромеханика. М.: Изд-во ИЛ, 1949. 520 с.
12. Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1964. 814 с.
13. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. 712 с.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 9

ИЗМЕРЕНИЕ РАСХОДОВ ЖИДКОСТЕЙ, ГАЗОВ И ПАРОВ

Цель работы: ознакомиться с техникой измерения расхода жидкостей, газов и пара.

ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ

Наиболее простыми и достаточно точными способами измерения расхода жидкости, которыми обычно пользуются для тарировки приборов, измеряющих скорость и расход, являются объемный и весовой способы.

При объемном способе жидкость из трубопровода или другого аппарата поступает в тщательно протарированный резервуар (мерную емкость), при этом фиксируется время его наполнения.

Объемный расход в единицу времени будет равен объему резервуара V , деленному на время его наполнения t :

$$Q_0 = \frac{V}{t}.$$

При весовом способе взвешивают втекающую в резервуар жидкость G за время t . Отношение G/t представляет собой весовой расход жидкости в единицу времени, а отношение Q_m – массовый расход в единицу времени.

Объемный расход Q_0 и массовый расход Q_m выражают в следующих единицах: кубический метр в секунду – $\text{м}^3/\text{с}$, кубический метр в час – $\text{м}^3/\text{час}$, литр в час – л/ч, килограмм в секунду – $\text{кг}/\text{с}$, килограмм в час – $\text{кг}/\text{ч}$, тонн в час – т/ч соответственно. Допускаются единицы, выраженные в объеме или массе, отнесенные к минуте.

Для получения сравнимых результатов измерений расход газа, выраженный в единицах объема, приводит к нормальным условиям. При промышленных измерениях нормальными условиями приняты температура $t_n = 20^\circ\text{C}$, давление $p_n = 101325 \text{ Па}$, относительная влажность $\varphi = 0$ (ГОСТ 2939-63). В этом случае объемный расход газа, обозначенный через Q_n , выражают в $\text{м}^3/\text{ч}$.

Прибор, измеряющий расход вещества, проходящего через данное сечение трубопровода в единицу времени, называется расходомером. Если прибор имеет интегрирующее устройство со счетчиком и служит для одновременного измерения и количества вещества, то его называют расходомером со счетчиком.

Для измерения расходов газа через трубопроводы наиболее широкое распространение получили мерные сопла или мерные диафрагмы (шайбы). Им будет ниже уделено основное внимание.

Расходомеры, непосредственно показывающие количество протекающей воды или газа, в большинстве своем основаны на восприятии измерительным

элементом (поплавок, диск, лопасть и т.п.) динамического давления потока и перемещения этого элемента в зависимости от величины расхода жидкости или газа. Тело, обтекаемое потоком, испытывает как воздействие динамического давления, так и разности статических, возникающих с обеих сторон тела. При изменении скорости или расхода это приводит к перемещению тела (обычно прямолинейному) или повороту его вокруг точки оси подвеса. В различного типа ротаметрах и других устройствах величина этого перемещения или поворота и является мерой величины расхода. Погрешность измерений таких приборов лежит в пределах 1.5-4% от предела измерений.

Большое распространение в последние годы для измерений расходов жидкостей получили тахометрические расходомеры с крыльчатками преобразователями. Они имеют большой диапазон измерений ($Q_{\max}/Q_{\min} = 10$ и выше), обладают относительно малой погрешностью (1-2% от предела шкалы) и малоинерционны.

С некоторыми из конструкций расходомерных устройств, в том числе и оригинальных, которые могут быть использованы в народном хозяйстве, при измерениях расходов жидкостей, газов и сыпучих сред, можно ознакомиться по дополнительной литературе [1–6].

ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ И ГРАДУИРОВОЧНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТУРБИННЫХ РАСХОДОМЕРОВ

Чувствительным элементом турбинных расходомеров является крыльчатка, ось которой параллельна направлению движения потока.

В результате силового взаимодействия лопастей крыльчатки с потоком жидкости крыльчатке передается заключенная в потоке энергия, вследствие чего крыльчатка вращается с оборотами, пропорциональными скорости входа потока жидкости на лопасти крыльчатки.

Обороты крыльчатки посредством синхронного магнитоэлектрического генератора преобразуются в электрический сигнал, частота которого пропорциональна измеряемому расходу жидкости.

При вращении постоянного магнита (ротора) в катушках статора наводится ЭДС, частота которой пропорциональна числу пар полюсов ротора:

$$f = pn,$$

где n – число оборотов ротора или крыльчатки, пропорциональное скорости потока жидкости; p – число пар полюсов ротора.

Характеристикой прибора является зависимость частоты выходного сигнала от расхода жидкости:

$$f = V(Q),$$

где f – частота выходного сигнала, Q – расход жидкости.

Основными градуировочными характеристиками датчиков расхода являются:

а) зависимость частоты электрического выходного сигнала f от расхода измеряемой жидкости Q , $f = \varphi(Q)$;

б) зависимость градуировочного коэффициента B от расхода измеряемой жидкости Q , $B = \varphi(Q)$.

Аналитическая зависимость частоты от расхода $f = \varphi(Q)$ записывается в виде уравнения прямой линии:

$$Q = a + b \cdot f,$$

где Q – расход жидкости (л/с), b – градуировочный коэффициент, характеризующий угол наклона линии частоты – расход жидкости (л/имп), a – градуировочный коэффициент, доказывающий величину смещения характеристики $f = \varphi(Q)$ начала координат (л/сек).

Аналитическая зависимость градуировочного коэффициента от расхода жидкости выражается уравнением вида:

$$B = \frac{f}{Q} = \frac{Nf}{V},$$

где B – градуировочный коэффициент, показывающий число электрических импульсов на единицу расхода или объема жидкости (имп/л); Nf – полное число электрических импульсов, генерируемых за время замера (слива) (имп).

Градуировочные характеристики изображаются графически в осях координат, где по оси абсцисс откладывается расход жидкости, а по оси ординат – частота электрического сигнала f или градуировочный коэффициент B .

В зависимости от характера изменений функций B и f от аргумента Q , градуировочные характеристики датчиков расхода турбинного типа могут быть двух типов – линейные (1 тип) и нелинейные (2 тип).

Для 1 типа в измеряемом диапазоне расходов зависимость $B = \varphi(Q)$ есть величина постоянная с точностью до некоторого определенного процентного значения (не превышающего величину основной допустимой погрешности датчиков), а зависимость $f = \varphi(Q)$ характеризуется постоянством угла наклона и проходит через начало координат.

Для 2 типа в измеряемом диапазоне расходов зависимость не является величиной постоянной – градуировочный коэффициент принимает переменное значение с точностью, превышающей в процентах величину основной допустимой погрешности датчиков, а зависимость через начало координат не проходит.

Если зависимость $f = \varphi(Q)$ отсекает на оси абсцисс отрезок $(+a)$, то градуировочная характеристика имеет восходящий характер.

Градуировочные характеристики 2-го типа называются нелинейными. В процессе градуировки датчиков расхода определяется зависимость час-

тоты выходного сигнала от расхода $f = \varphi(Q)$, численные значения градуировочных коэффициентов a , b , B в диапазоне измеряемых расходов, а также частота выходного сигнала на максимальном расходе, вычисляемая по формуле:

$$f_{\max} = B_{\text{ср. max}} Q_{\max}, \text{ (Гц)}.$$

Для регулировки по частоте выходного сигнала датчики снимаются со стенда.

Регулировку в датчиках ДР-1-ДР6 проводят перемещением круглой пластины (кольца), вследствие чего изменяется объем рабочей пластины. Для обеспечения точности получения градуировочных характеристик датчиков их градуировку проводят на специальных гидростендах, отвечающих предъявляемым к ним требованиям.

ОСНОВЫ ТЕОРИИ И УРАВНЕНИЯ РАСХОДА

Наиболее распространенным и изученным в практике измерений является способ измерения расхода жидкостей, газов и пара в трубопроводах по перепаду давления в сужающем устройстве. Сужающее устройство устанавливается в трубопроводе и создает в нем местное сопротивление, выполняя функции первичного преобразователя. При протекании вещества через него повышается скорость в суженном сечении по сравнению со скоростью потока до сужения. Увеличение скорости, а, следовательно, и кинетической энергии, вызывает уменьшение потенциальной энергии потока в суженном сечении. При этом статическое давление в суженном сечении будет меньше, чем в сечении до сужающего устройства.

Характер потока и распределение статического давления при установке в трубопроводе диафрагмы (а), сопла (б) и сопла Вентури (в) показаны на Рис.1. При протекании жидкости через сужающее устройство создается перепад давлений $\Delta p = p_1 - p_2$ (см. рис.1), зависящий от скорости потока и от расхода жидкости. Перепад Δp является мерой расхода вещества, протекающего по трубопроводу.

В качестве сужающих устройств для измерения расхода жидкостей, газов и пара широко применяют стандартные диафрагмы, сопла и сопла Вентури (см. рис. 1-в). В особых случаях измерения расхода используют не нормализованные типы сужающих устройств.

Диафрагма представляет собой тонкий диск с отверстием круглого сечения с острой кромкой, центр которого лежит на оси трубы. Сужение потока начинается до диафрагмы, и на некотором расстоянии за диафрагмой поток достигает минимального сечения, расширяясь далее до полного сечения трубопровода. Давление за диафрагмой полностью не восстанавливается. За ней в углах сопряжения диафрагмы со стенкой трубы образуется

зона, в которой вследствие разности давлений возникает обратное вихревое движение жидкости – вторичный поток.

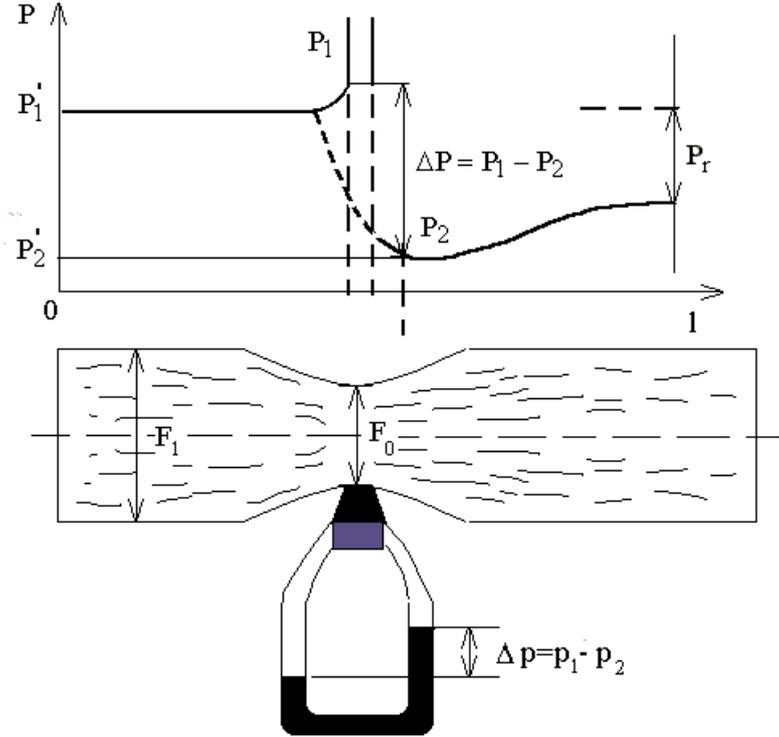


Рис.1. а) диафрагма

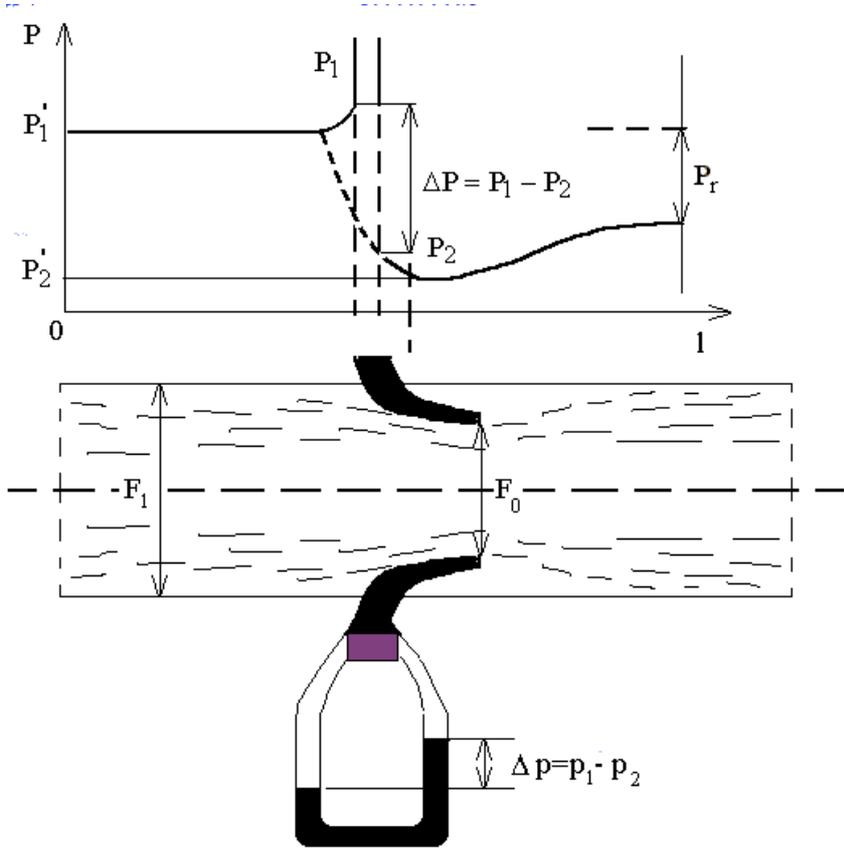


Рис.1. б) сопло

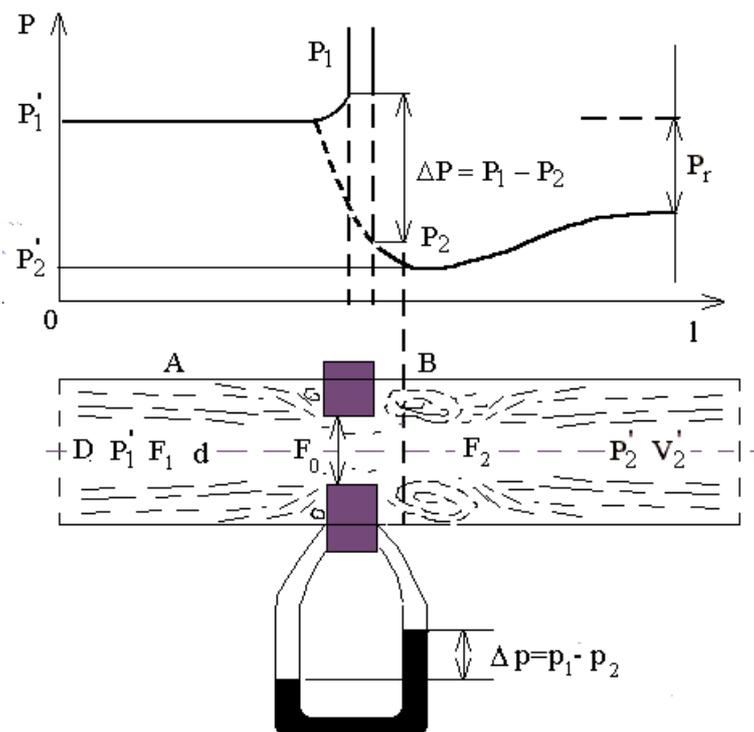


Рис.1. в) сопло Вентури

Вследствие вязкости жидкости струйки основного и вторичного потоков, двигаясь в противоположных направлениях, свертываются в виде вихрей, на что затрачивается часть энергии. Следовательно, имеет место и значительная потеря давления. Изменение направления струек перед диафрагмой и сжатие струи после диафрагмы имеют незначительное влияние.

Принцип измерения расхода вещества по перепаду давления, создаваемому сужающим устройством, и основные уравнения одинаковы для всех типов сужающих устройств, различны лишь некоторые опытные коэффициенты в этих уравнениях.

УРАВНЕНИЕ РАСХОДА ДЛЯ НЕСЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ

Рассмотрим поток жидкости и предположим, что в сечениях А-А и В-В (рис.1) скорости по всему сечению равны средней скорости и направлены параллельно оси горизонтально расположению трубы.

Из закона сохранения энергии:

$$\int v dv = -\int \frac{dp}{\rho}, \quad (1)$$

для случая несжимаемой жидкости ($\rho = \rho_1 = \rho_2 = \text{const}$) получим:

$$P_1' - P_2' = \frac{\rho}{2}(v_2'^2 - v_1'^2), \quad (2)$$

где $P_1' - P_2'$ – абсолютные давления в сечениях А-А и В-В соответственно, Па; ρ – плотность жидкости, кг/м³; v_1', v_2' – средние скорости потока жидкости в сечениях А-А и В-В соответственно, м/с.

Используя уравнение неразрывности и ряд дополнительных соотношений, находим уравнение для средней скорости v_2 в наиболее узком сечении потока в виде:

$$v_2 = \frac{\xi}{\sqrt{1 - \mu^2 m^2}} \sqrt{\frac{2}{\rho} (P_1 - P_2)}, \quad (3)$$

а для секундного расхода в единицах массы – в виде:

$$Q_\mu = \frac{\mu \xi}{\sqrt{1 - \mu^2 m^2}} F_0 \sqrt{2\rho(P_1 - P_2)}. \quad (4)$$

Здесь $\mu = F_2 / F_0$ – коэффициент сужения струи, F_2 – площадь поперечного сечения струи, F_0 – площадь отверстия сужающего устройства;

$m = \frac{F_0}{F_1} = \frac{d^2}{D^2}$ – относительная площадь сужающего устройства, d и D – соответственно диаметр отверстия сужающего устройства и трубопровода

при рабочей температуре, м; ξ – поправочный коэффициент, учитывающий измерение давлений в реальных условиях.

Коэффициенты μ и ξ не могут быть определены с достаточной точностью независимо друг от друга и определяют общий коэффициент распада:

$$\alpha = \frac{\mu \xi}{\sqrt{1 - \mu^2 m^2}}, \quad (5)$$

а уравнение (4) представляют в виде:

$$Q_\mu = \alpha F_0 \sqrt{2\rho(P_1 - P_2)}, \quad (6)$$

$$Q_0 = \alpha F_0 \sqrt{\frac{2}{\rho} (P_1 - P_2)}, \quad (7)$$

где $Q_0 = \frac{Q_\mu}{\rho}$ – расход в единицах объема.

УРАВНЕНИЕ РАСХОДА ДЛЯ СЖИМЕМОЙ ЖИДКОСТИ

В этом случае учитывается изменение плотности вещества с изменением давления при протекании через сужающее устройство, например, при помощи приближенного уравнения адиабатического процесса:

$$P = C\rho^k, \quad (8)$$

где k - показатель адиабаты, $C = \text{const}$.

Средняя скорость v_2' для сечения F_2 определяется по формуле:

$$v_2' = \frac{1}{\sqrt{1 - \mu_k^2 m^2 \left(\frac{P_2'}{P_1'}\right)^{2/k}}} \sqrt{\frac{2P_1'}{\rho} \frac{k}{k+1} \left[1 - \left(\frac{P_2'}{P_1'}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]}, \quad (9)$$

а секундный расход – по формуле:

$$Q_\mu = \frac{\mu_k \xi}{\sqrt{1 - \mu_k^2 m^2 \left(\frac{P_2'}{P_1'}\right)^{2/k}}} F_0 \sqrt{2\rho \frac{k}{k-1} P_1' \left[\left(\frac{P_2'}{P_1'}\right)^{2/k} - \left(\frac{P_2'}{P_1'}\right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}. \quad (10)$$

Уравнение (10) представим в виде, аналогичном уравнению для несжимаемой жидкости в виде:

$$Q_\mu = \alpha \varepsilon F_0 \sqrt{2\rho \Delta P}, \quad (11)$$

$$Q_0 = \alpha \varepsilon F_0 \sqrt{\frac{2}{\rho} \Delta P}, \quad (12)$$

где $\Delta P = P_1 - P_2$ – перепад давления в сужающем устройстве, Па; ε – поправочный множитель на расширение измеряемой среды, равный:

$$\varepsilon = \frac{\alpha_k}{\alpha} \sqrt{\frac{1 - \mu_k^2 m^2}{1 - \mu_k^2 m^2 \left(\frac{P_2'}{P_1'}\right)^{2/k}}} \sqrt{\frac{P_1}{P_1 - P_2} \frac{k}{k-1} \left[\left(\frac{P_2'}{P_1'}\right)^{2/k} - \left(\frac{P_2'}{P_1'}\right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}, \quad (13)$$

где $\alpha_k = \frac{\mu_k \varepsilon}{\sqrt{1 - \mu_k^2 m^2}}$, μ_k – коэффициент сужения, который отличается от

коэффициента сужения для несжимаемой жидкости и зависит от отношения P_2/P_1 . При $\varepsilon=1$ уравнения (11) и (12) справедливы и для несжимаемой жидкости.

Следует отметить, что выведенные уравнения расхода могут применяться в том случае, когда скорость потока в сужающем устройстве не достигает критической, т.е. скорости звука в данной среде.

Наименьшее сечение струи в случае сопл и сопл Вентури может быть принято равным сечению цилиндрической части этих сужающих уст-

ройств, т.е. $\mu=\mu_k=1$, поэтому радиальное расширение струи можно не принимать во внимание, а, следовательно, $\alpha_k=\alpha$. Поправочный множитель на расширение ϵ для сопел и сопел Вентури подсчитывается по уравнению (13). Для диафрагм поправочный множитель на расширение ϵ определяется экспериментально.

Стандартные диафрагмы, которые используются в экспериментальных стендах лаборатории, показаны на рис. 2.

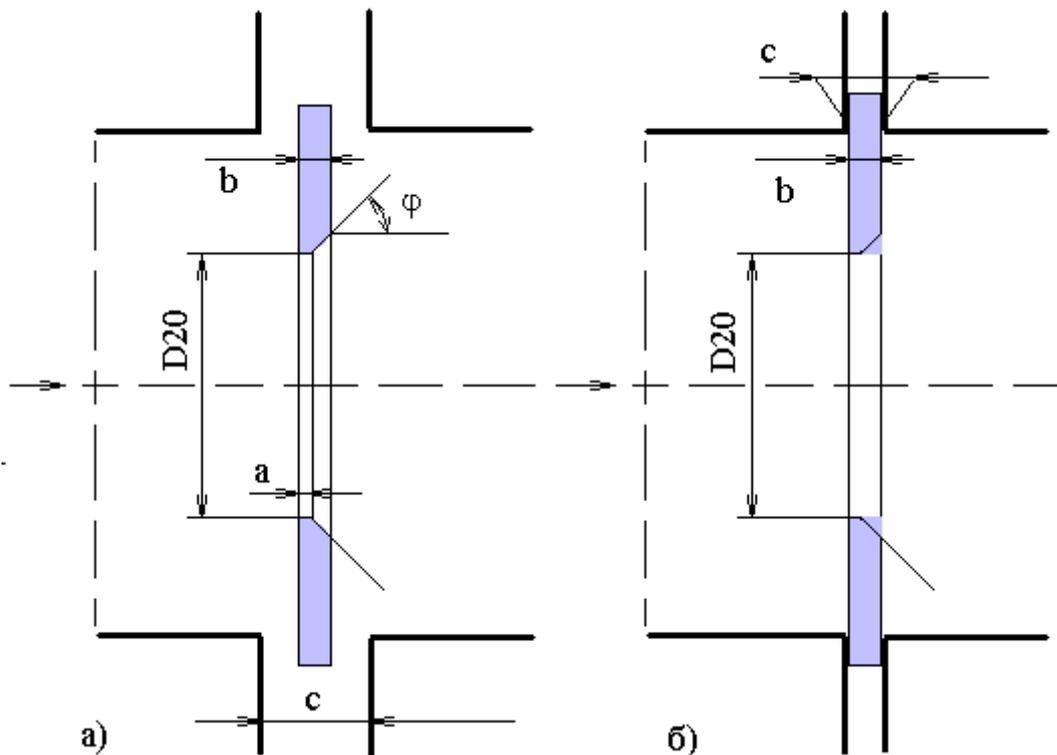


Рис.2. Стандартные диафрагмы

ОПИСАНИЕ ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ

Принципиальная схема установки представлена на рис. 3.

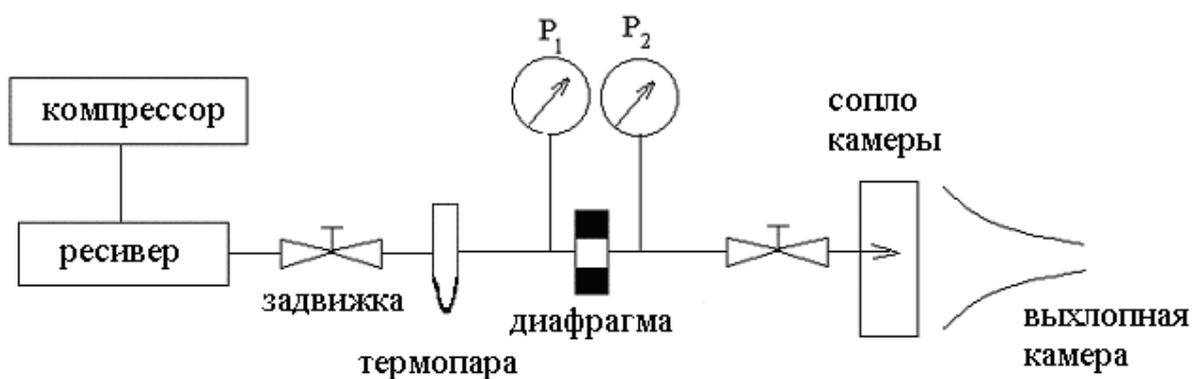


Рис.3

Компрессор обеспечивает закачку воздуха в ресивер под давлением до ≈ 9 атм. После ресивера установлена регулировочная задвижка, после которой воздух поступает на рабочий участок трубопровода диаметром $D = 20$ мм при рабочей температуре $T_1 \approx T_H$, в котором размещается сужающее устройство в виде диафрагмы с диаметром сужающего устройства $d = 18$ мм. Замер давления P_1 до диафрагмы и P_2 после диафрагмы осуществляется образцовыми манометрами до 10 атм. Длина участка до диафрагмы составляет $l_1 = 1700$ мм (≈ 85 калибров), после диафрагмы $l_2 = 650$ мм ($\approx 32,5$ калибра). Подбор давления на участке осуществляется задвижкой перед камерой или при помощи сопла камеры.

ОСНОВНЫЕ РАСЧЕТНЫЕ ФОРМУЛЫ РАСХОДА

Уравнения расхода (11), (12) для удобства расчетов представим в виде:

$$Q_{\mu} = 1,252 \cdot 10^{-2} \alpha \varepsilon d^2 \sqrt{\rho \Delta p}, \quad (14)$$

$$Q_0 = 1,252 \cdot 10^{-2} \alpha \varepsilon d^2 \sqrt{\frac{\Delta p}{\rho}}, \quad (15)$$

где $1.252 \cdot 10^{-2} = 3600 \cdot 10^{-6} \frac{\pi}{4} \sqrt{2 \cdot 9.81}$; здесь 9.81 – множитель для перевода значения Δp , выраженного в кгс/м², в значение, выраженное в Па; α – коэффициент расхода сужающегося устройства; ε – поправочный множитель на расширение измеряемой среды; d – диаметр отверстия сужающего устройства при температуре измеряемой среды, мм; согласно формуле $F_0 = 10^{-6} \frac{\pi}{4} d^2$, (F_0 выражено в м²); ρ – плотность измеряемой среды в рабочих условиях при p_1, t_1 ; Δp – перепад давления в сужающем устройстве, кгс/м².

Диаметр d_{20} отверстия сужающего устройства и внутренний диаметр D_{20} трубопровода обычно измеряют при температуре 20⁰С или приводят к ней. Значения диаметров d и D , соответствующие рабочей температуре среды, протекающей в трубопроводе, определяем по формулам:

$$d = d_{20} [1 + \alpha_{\text{м.с.}} (t - 20)] = d_{20} \cdot K'_t, \quad (16)$$

$$D = D_{20} [1 + \alpha_{\text{М.Т.}} (t - 20)] = D_{20} \cdot K''_t, \quad (17)$$

где $\alpha_{\text{м.с.}}$, $\alpha_{\text{М.Т.}}$ – средний коэффициент линейного расширения материала соответственно сужающего устройства и трубопровода в интервале от 20⁰С до t ; K^{-1} , $d = 18$ мм $\rightarrow F_0$, $D = 20$ мм $\rightarrow F_1$.

Значение поправочного множителя K_t для некоторых металлов приведены в таблицах.

Если температура t измеряемой среды находится в интервале от -20 до $+60^{\circ}\text{C}$, то можно принимать $K_t' = K_t'' = 1$, $d = d_{20}$, $D = D_{20}$.

Если перепад давления Δp выражен в кгс/см^2 , то в приведенные выше основные формулы расхода подставляем значения Δp , умноженные на коэффициент 10^4 .

Коэффициенты расхода стандартных сужающих устройств определяются экспериментальным путем. Для одного и того же сужающего устройства значение коэффициента расхода зависит от плотности измеряемой среды, ее вязкости, скорости потока, геометрических размеров и от шероховатости стенок трубы.

В общем случае коэффициент расхода сужающего устройства описывается функцией:

$$\alpha = f\left(\frac{vD}{\nu}, m\right) = f(\text{Re}_D, m). \quad (18)$$

В этой зависимости число Рейнольдса, отнесенное к диаметру трубопровода D , определяется по формуле:

$$\text{Re}_D = \frac{vD}{10^3 \nu} = \frac{vD\rho}{10^3 \eta}, \quad (19)$$

где ν – кинематическая вязкость измеряемой среды в рабочих условиях, $\text{м}^2/\text{с}$; 10^3 – множитель для перевода значения D , выраженного в мм, в значение, выраженное в м; η – динамическая вязкость измеряемой среды в рабочих условиях.

Коэффициент расхода определяется по формулам:
для диафрагм

$$\alpha = \alpha_n K_\eta K_m K_M, \quad (20)$$

для сопл и сопл Вентури

$$\alpha = \alpha_n K_\eta K_M, \quad (21)$$

где K_η – поправочный множитель, учитывающий влияние числа Рейнольдса (вязкости) – из графика (рис. 4); K_m – поправочный коэффициент к исходным коэффициентам расхода диафрагм, сопл и сопл Вентури, учитывающий влияние шероховатости трубопровода из графика (рис. 5); K_M – поправочный множитель к исходным коэффициентам расхода диафрагм на неостроту входной крошки – из графика (рис. 6); α_n – исходный коэффициент расхода – из графика (рис. 7).

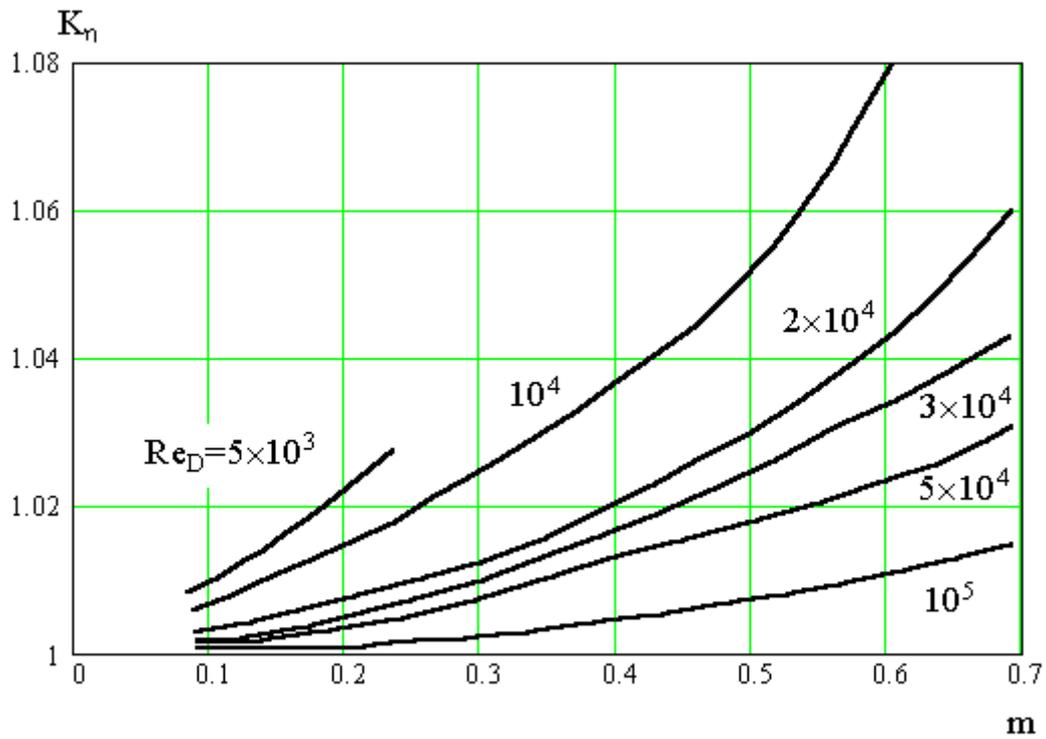


Рис.4. Поправочный множитель K_η для диафрагм

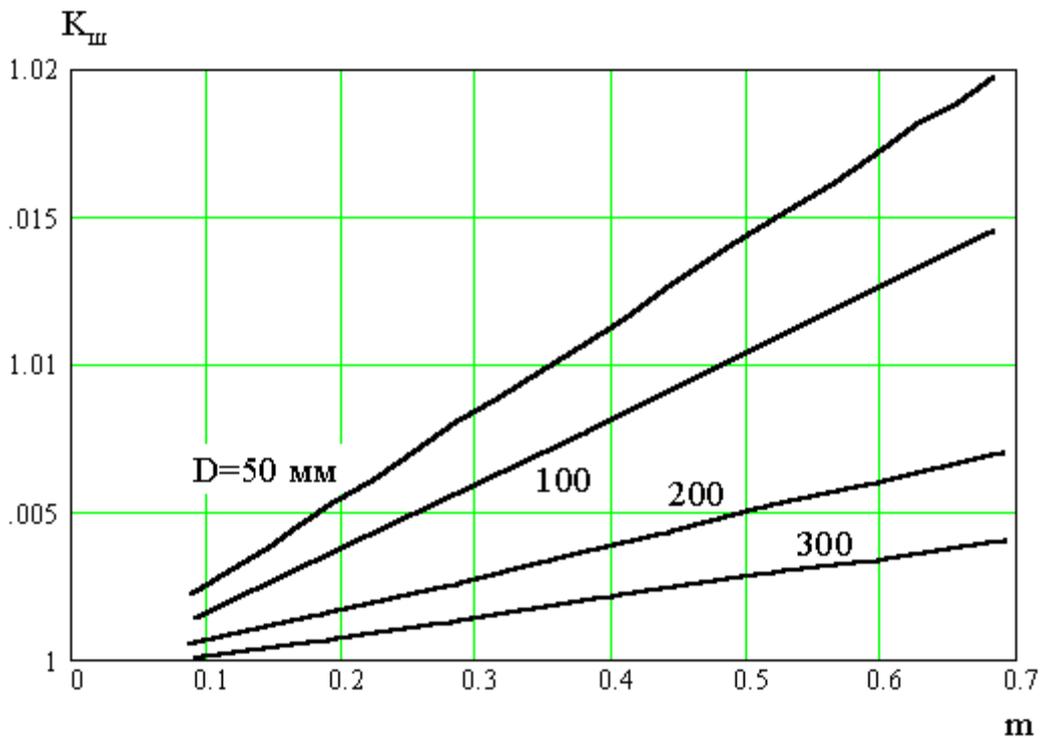


Рис.5. Поправочный множитель на шероховатость трубопровода для диафрагмы

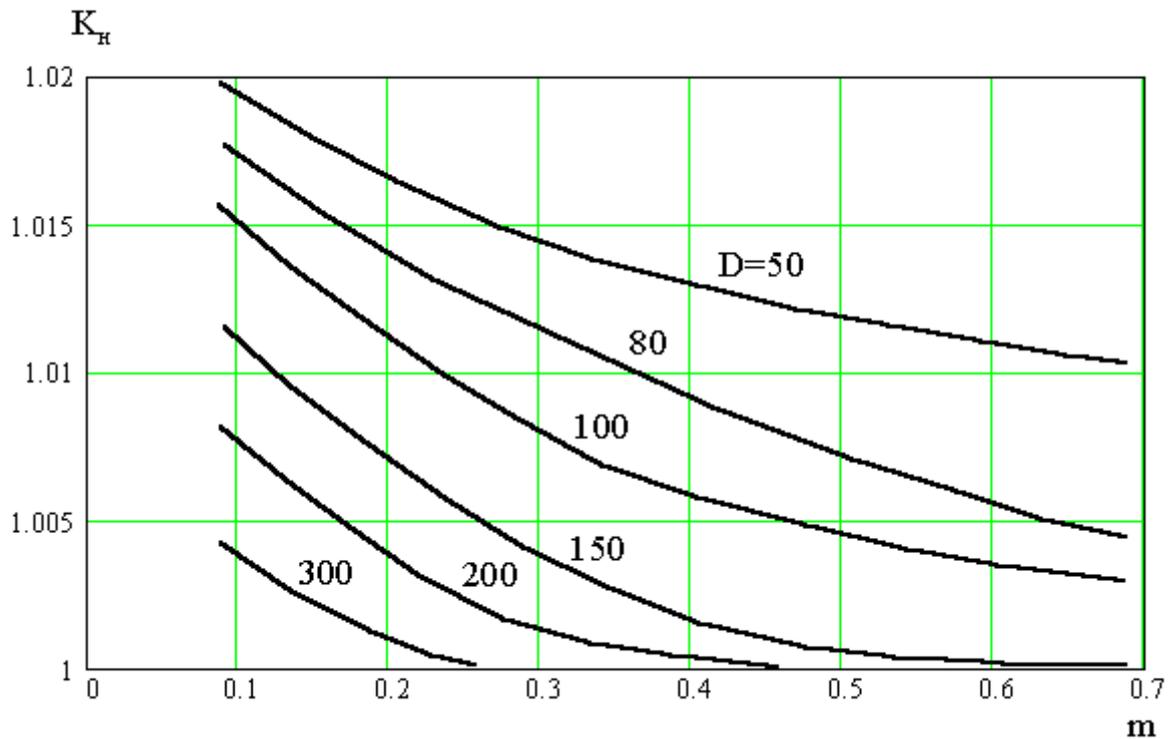


Рис.6. Поправочный множитель на неостроту входной кромки диафрагмы

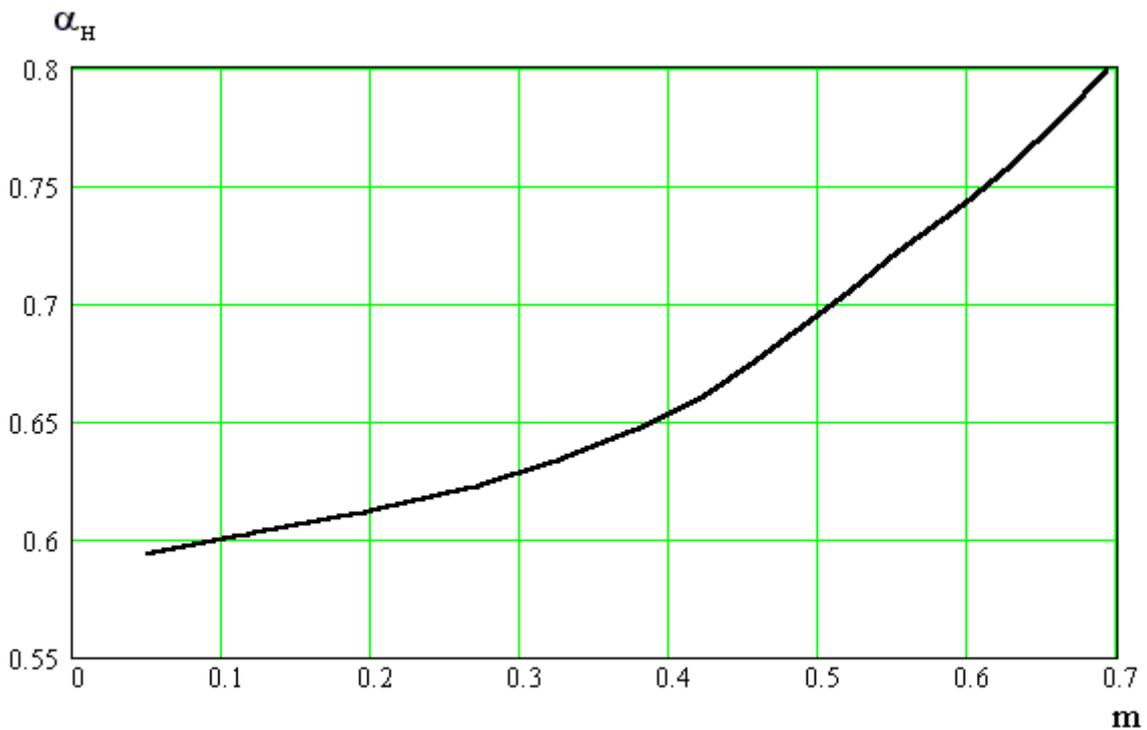


Рис.7. Исходный коэффициент расхода стандартных диафрагм в зависимости от m

Поправочный множитель ϵ на расширение измеряемой среды (газа или пара) вводится вследствие того, что плотность газа или пара изменяет-

ся при прохождении через сужающее устройство. Основным параметром, определяющим ε , является отношение $\Delta p/p_1$, или $\Delta p_2/p_1$, характеризующее степень изменения плотности ρ среды при прохождении через сужающее устройство. Чем больше $\Delta p/p_1$, или меньше $\Delta p_2/p_1$, тем значительнее изменение ρ и тем больше ε отличается от единицы. При малых значениях $\Delta p/p_1$ поправочный множитель ε близок к единице.

При одном и том же значении $\Delta p/p_1$ для диафрагмы поправочный множитель всегда больше, чем для сопл и сопл Вентури. Это объясняется тем, что у диафрагм имеет место радиальное расширение струи, приводящее к увеличению площади ее сужающей части, у диафрагм $\mu_k > \mu$.

Числовые значения поправочного множителя ε для диафрагм, сопл и сопл Вентури определяются в зависимости от $\Delta p/p_1$ и K, m по номограммам, приводимым в Правилах 28-64 (рис.8).

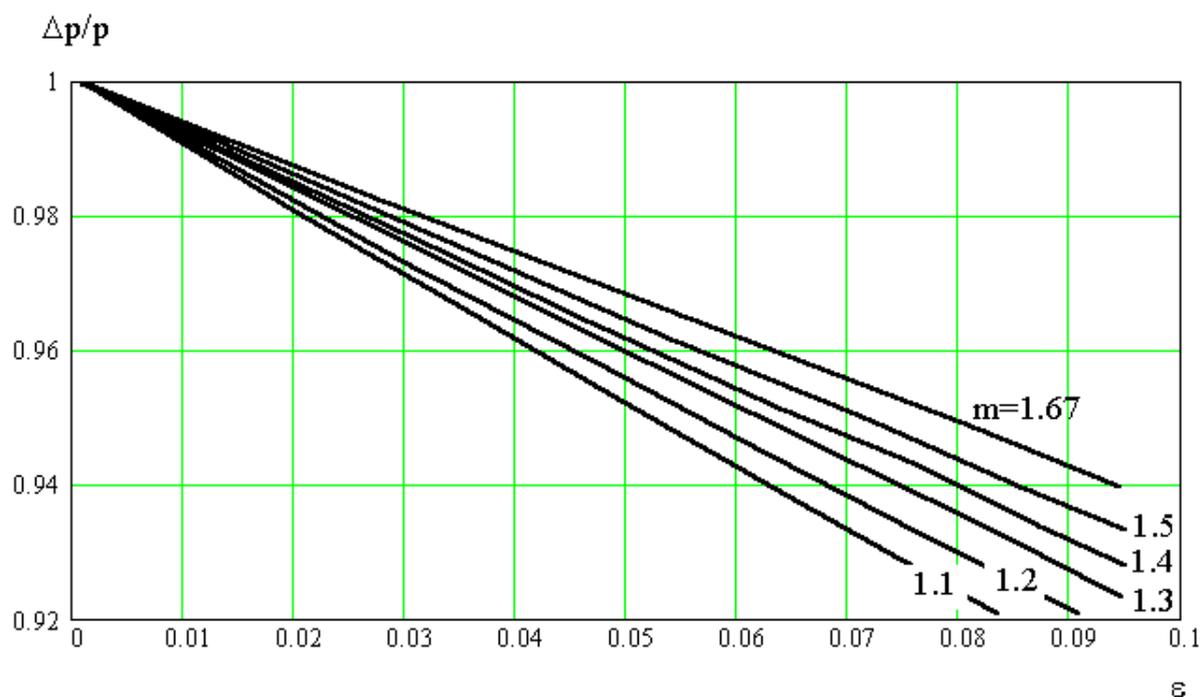


Рис.8-а. Номограмма для определения поправочного множителя ε для диафрагмы при $\Delta p/p_1 \leq 0.1$

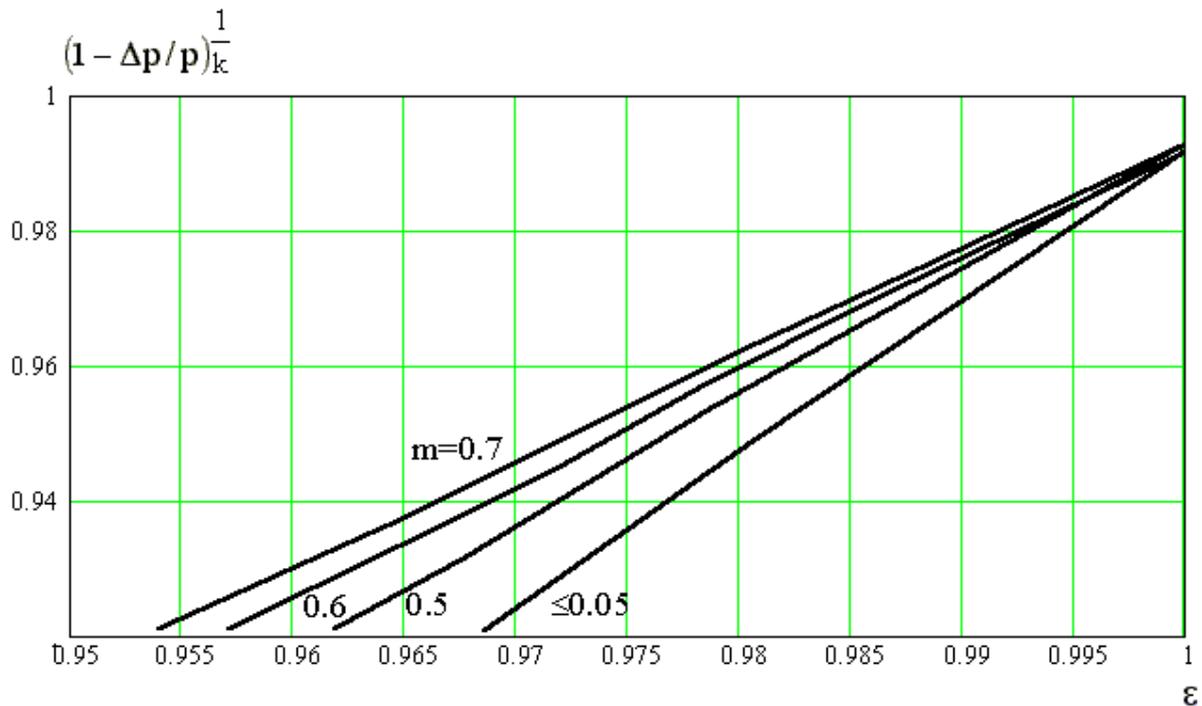


Рис.8-б. **Номограмма** для определения поправочного множителя ε для диафрагмы при $\Delta p/p_1 \leq 0.1 (1 - \Delta p/p)_k^{-1}$

Плотность среды, протекающей по трубопроводу, должна определяться с максимально возможной точностью из табличных данных, путем непосредственного измерения или путем расчета в зависимости от давления и температуры среды перед сужающим устройством.

Значения плотности для наиболее распространенных газов в парообразном состоянии приведены в таблицах. За нормальное состояние газа принимается состояние, при котором температура газа $t_n = 20^{\circ}\text{C}$, давление $P_n = 101325 \text{ Па}$ и относительная влажность $\varphi = 0$.

Если известна плотность ρ_n сухого газа в нормальном состоянии, то его плотность в рабочем состоянии при P_1 и T_1 вычисляем по формуле:

$$\rho = \frac{\rho_n \cdot P_1 T_n}{T_1 \cdot P_n \cdot K}, \quad (22)$$

где K – коэффициент сжимаемости газа. Он введен в связи с тем, что действительная плотность газа в рабочем состоянии при P_1 и T_1 отличается от теоретического значения $\rho_{т.з.}$, подсчитанного по законам идеального газа (исходя из плотности при температуре 0°C и давлении 101325 Па). Коэффициент сжимаемости определяется по формуле:

$$K = \frac{\rho_{т.з.}}{\rho}$$

ПОРЯДОК ПРОВЕДЕНИЯ РАБОТЫ

Выписать основные геометрические размеры диафрагмы, трубопровода (d, D, F_0, F_1) и записать плотность воздуха при $t_1 = 0^\circ\text{C}$, при $t = 20^\circ\text{C}$.

Запустить установку и измерить значения давлений P_1, P_2 и температуры t при одном и том же газодинамическом режиме.

СОДЕРЖАНИЕ ОТЧЕТА

По записанным данным проводится обработка результатов.

1. Определить вязкость воздуха при рабочих условиях по формуле (22).
2. Определить из таблиц кинематическую или динамическую вязкость при рабочих условиях.
3. Определить среднюю скорость потока v и число Рейнольдса по формуле (19).
4. Определить значение диаметра отверстия сужающего устройства d и D по формулам (16) и (17).
5. Определить из рис. 7 значение α_n , а из рис. 4 – 6 соответственно значения K_η, K_m, K_M .
6. Определить коэффициент расхода α по формуле (20).
7. Определить поправочный множитель ϵ по рис. 8.
8. Вычислить значения Q_m и Q_0 по расчетным формулам (14) и (15).
9. Повторить вычисления и расчеты по п.п. 3 – 11 для 3 – 4-х новых газодинамических режимов при изменении расходов и давлений воздуха.
10. Построить зависимость $G = f(\Delta p)$ для рассчитанных точек при рабочих условиях.
11. Составить краткий отчет по данной работе (цель работы, схема установки, основные расчетные формулы, график зависимости).
12. Просмотреть дополнительные вопросы к работе.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Физическое явление, составляющее основу способа измерения расхода жидкости, газа, пара по перепаду давления в сужающем устройстве.
2. Основные уравнения расхода для несжимаемой и сжимаемой жидкостей.
3. Стандартные сужающие устройства.
4. Основные расчетные формулы по измерению расхода через сужающее устройство.
5. Коэффициенты расхода и поправочные множители к ним.
6. Поправочный множитель на расширение измеряемой среды.
7. Определение плотности измеряемой среды.

8. Основные типы расходомерных устройств, применяемых в промышленности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Горлин С.М. Экспериментальная аэромеханика. М.: Высшая школа, 1970.

2. Лукс А.Л. Расходомер. Авторское свидетельство на изобретение № 657 252. Официальный бюллетень Государственного комитета СМ СССР по делам изобретений и открытий. 1979. № 4. 15 апреля.

3. Лукс А.Л. Вихревой акустический расходомер. Авт. св-во на изобретение № 699330. Офиц. бюллетень Госкомизобретений. 1979. № 43. 15 ноября.

4. Лукс А.Л., Кравцов В.Н. Расходомер. Авт. св-во на изобретение. № 685915. Офиц. бюллетень Госкомизобретений. 1979. № 34. 15 сентября.

5. Повх И.Л. Аэродинамический эксперимент в машиностроении. Изд-во «Машиностроение», 1974.

6. Попов С.Г. Некоторые задачи и методы экспериментальной аэромеханики, Гостехиздат, 1952.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 10

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ОГРАНИЧЕННОГО ВИХРЕВОГО СТОКА

Цель работы: приобретение студентами навыков постановки и проведения экспериментальных исследований; расчет аэродинамических характеристик ограниченного вихревого стока по распределению статического давления по радиусу вихревой камеры; экспериментальное исследование влияния геометрических характеристик вихревой камеры на аэродинамические характеристики ограниченного вихревого стока.

ВИХРЕВАЯ КАМЕРА

Вихревая камера имеет следующие геометрические характеристики:

- 1) начальный диаметр вихревой камеры $d_k = 270\text{мм}$,
- 2) начальная высота вихревой камеры $h_0 = 30\text{мм}$,
- 3) диаметр осевого выходного отверстия $d_c = 40\text{мм}$,
- 4) ширина подводящего коллектора $h_k = 30\text{мм}$,
- 5) высота коллектора $z = 170\text{мм}$.
- 6) число щелей соплового аппарата $n = 64$,
- 7) ширина щели соплового аппарата b [мм], угол ее наклона задаются

каждому студенту индивидуально.

Конструкция вихревой камеры позволяет устанавливать плоские торцевые стенки и торцевые стенки, профиль которых выполнен по гиперболическому закону.

Распределение статического давления по радиусу вихревой камеры измеряется групповым регистрирующим манометром.

Давление в подводящем коллекторе измеряется U – образным водяным педометром.

Давление и температура окружающей среды измеряются барометром и ртутным термометром.

Принципиальная схема приведена на рис. 1. Воздух, поступающий в вихревую камеру (1), подается вентилятором высокого давления ВВД (2) через расходомерный участок (2).

Для замера давления в подводящем коллекторе и торцевых стенках камеры просверлены отверстия диаметром 2 мм, в которые установлены штуцера, соединенные резиновыми трубками с групповым регистрирующим манометром. Групповой регистрирующий манометр одновременно измеряет статическое давление в 11 точках по радиусу камеры. Опорным давлением является давление в коллекторе. Координаты точек измерения статического давления приведены в табл. 2.

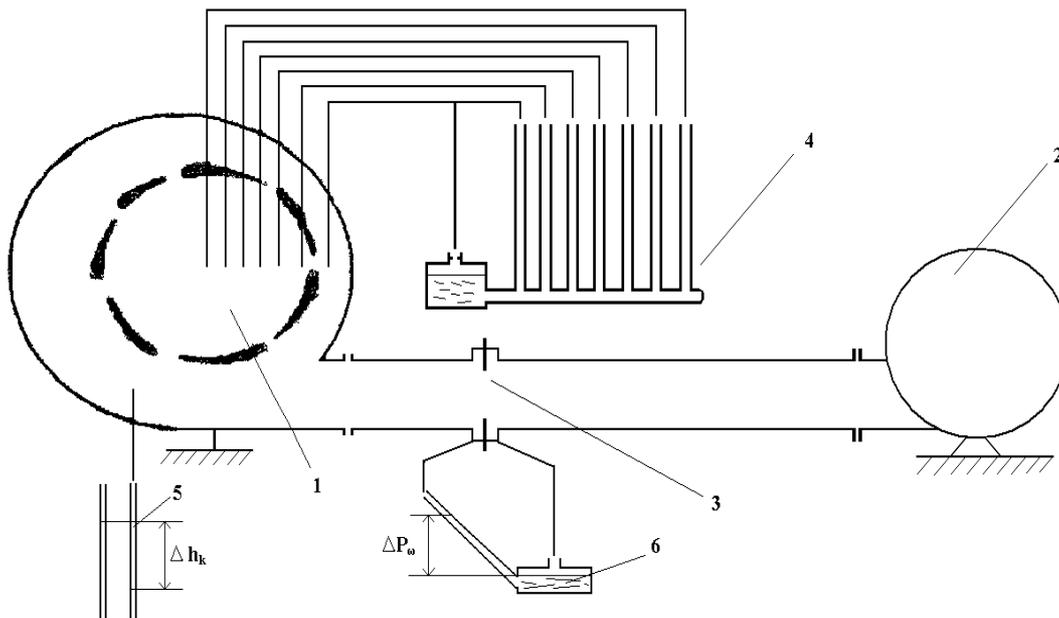


Рис.1. Принципиальная схема вихревой камеры

Расход воздуха, поступающего в вихревую камеру, измеряется стандартным дроссельным расходомерным участком, изготовленным и установленным в соответствии с «Правилами 28-64. Измерение жидкостей, газов и паров стандартными диафрагмами и соплами». Перепад статического давления на дроссельной шайбе измеряется микроманометром многопредельным с наклонной трубкой типа ММН – 240.

МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА

1. Расчет расхода воздуха, поступающего в камеру, выполнить в соответствии с рекомендациями Правил 28-64.

2. Определить абсолютное и относительное значение статического давления в каждой точке замера по радиусу вихревой камеры.

$$P_{x_{абс}} = B + \Delta h_k ; \quad P_{i_{абс}} = P_{k_{абс}} - \Delta h_i .$$

где B – барометрическое давление окружающей среды, H/m^2 ; относительное значение $\bar{P}_{i_{абс}} = P_{i_{абс}} / P_{1_{абс}}$.

Результаты расчета записать в таблицу 1. По результатам расчета построить график $P_i = f(\bar{r}_i)$; $\bar{P}_i = f(\bar{r}_i)$.

3. Определить скорость воздушного потока в коллекторе:

$$v_k = \frac{GRT}{F_k P_k}, \text{ м/с.}$$

где G – расход, кг/с, $R = 287,4$ Дж/кг, $^{\circ}\text{K}$ – газовая постоянная для воздуха, T – температура воздуха в коллекторе, $^{\circ}\text{K}$, $S_k = h_k z$ – площадь поперечного сечения коллектора, $P_{\text{кол}}$ – давление в коллекторе, н/м².

4. Определить скорость воздушного потока на входе в вихревую камеру:

$$v_{\text{вх}} = \sqrt{\frac{2kRT}{k-1} \left(1 - \left(\frac{P_1}{P_k} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right)} + V_k^2, \text{ м/с},$$

где $k=1.4$ – показатель адиабаты для воздуха.

5. Вычислить число Рейнольдса для вихревой камеры:

$$\text{Re} = \frac{v_{\text{вх}} d_k}{\nu},$$

где ν – кинематическая вязкость воздуха, м²/с.

6. Определить изменение полного вектора скорости от радиуса камеры по распределению статического давления:

$$v_i = \sqrt{v_{\text{вх}}^2 \frac{1}{P_i} + 2RT \left(\frac{1}{P_i} - 1 \right)}, \text{ м/с}.$$

7. Определить изменение радиальной составляющей полного вектора скорости по радиусу вихревой камеры:

$$v_{r_i} = \frac{GRT}{F_{\text{ц}_i} P_i}, \text{ м/с}.$$

где $S_{\text{ц}_i} = 2\pi r_i h_i$ – площадь образующей поверхности на радиусе, м²; P_i – статическое давление на радиусе r_i , н/м².

8. Определить изменение тангенциальной составляющей полного вектора скорости от радиуса вихревой камеры:

$$v_{t_i} = \sqrt{v_i^2 - v_{r_i}^2}, \text{ м/с}.$$

9. Сравнить распределение v_{t_i} , полученное экспериментально, с распределением:

$$v_{t_i} = v_{t_k} r_k / r_i,$$

где $v_{t_k} = v_{\text{вх}} \cdot \cos \varphi$.

10. По результатам расчета построить графики:

$$v_i = f(\bar{r}_i); v_{t_{\text{изэк}}} = f(\bar{r}_i); v_{t_{\text{иппа}}} = f(\bar{r}_i); v_{r_i} = f(\bar{r}_i).$$

Результаты расчета записать в таблицу.

Таблица 1

r_i мм	$\bar{r}_k = \frac{r_i}{r_k}$	Δh_k мм, H ₂ O	$P_{k \text{ абс}}$ н/м ²	Δh_i мм, H ₂ O	$P_{i \text{ абс}}$ н/м ²	$\bar{P}_i = \frac{P_i}{P_k}$
1	2	3	4	5	6	7

Таблица 1 (продолжение)

$V_{\text{кол}}$ м/с	V_i м/с	G кг/с	$V_{\text{гi}}$ м/с	V_{ti} м/с	$v_{t_i} = \frac{v_{t_i}}{v_{t_k}}$	$v_{t_i} = v_{t_k} \frac{r_k}{r_i}$
8	9	10	11	12	13	14

Координаты точек замера статического давления.

Таблица 2

Вихревая камера с плоскими торцевыми стенками.		Вихревая стенка с профилированными торцевыми стенками.	
№ п/п	r_i , мм	№ п/п	r_i , мм
1	117	1	117
2	95	2	95
3	85	3	86
4	74	4	75
5	64	5	65
6	53,5	6	55
7	48	7	45
8	32	8	35
9	20	9	25
10	11,5	10	0
11	0		

СОДЕРЖАНИЕ ОТЧЕТА

1. Краткое описание методики проведения опыта.
2. Принципиальная схема опытной установки.
3. Протокол записи измерений.
4. Обработка результатов опыта.

ЛИТЕРАТУРА

1. Будунов Н.Ф. О некоторых расчетах закрученных течений несжимаемых жидкостей // Изв. СО АН СССР, серия техн. наук, 1977, № 13, вып. 3. с.3-10.
2. Гольдштик М.А. Вихревые потоки. Новосибирск: Наука, Сибирское отделение, 1981.
3. Гольдштик М.А., Ли Т.В., Ханин В.М., Смирнов Н.П. О скорости вращения газожидкостного слоя в вихревой камере. Процессы переноса в энергетических многофазных системах. Новосибирск, 1983.

Печатается в авторской редакции
Компьютерная верстка, макет В.И. Никонов

Подписано в печать 29.09.05

Гарнитура Times New Roman. Формат 60x84/16. Бумага офсетная. Печать оперативная.

Усл.-печ. л. 6,375. Уч.-изд. л. 5,27. Тираж 150 экз. Заказ № 346

Издательство «Универс-групп», 443011, Самара, ул. Академика Павлова, 1

Отпечатано ООО «Универс-групп»