

Государственный комитет РСФСР по делам науки и высшей школы

ЛЕНИНГРАДСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

---

Кафедра гидроаэродинамики

СВОБОДНЫЕ СТРУЙНЫЕ ТЕЧЕНИЯ

Методические указания  
к лабораторным работам

ЛЕНИНГРАД 1991

Составители: Н.И.Акатнов, Ю.А.Викультев, С.Н.Исаков, Р.Л.Петров, Е.М.Смирнов.

УДК 532;621

Свободные струйные течения. Метод. указания к лабораторным работам/ Сост. Н.И.Акатнов, Ю.А.Викультев, С.Н.Исаков, Р.Л.Петров, Е.М. Смирнов. Л.: Ленингр. гос. техн. университет, 1991. 43 с.

Рассмотрены программы пяти лабораторных работ, посвященных изучению важнейших свойств дозвуковых и сверхзвуковых затопленных струй и выполняемых на трех различных установках. В первых трех работах измеряют скорости, температуры, а также энергию турбулентности в дозвуковой круглой турбулентной струе. В четвертой работе исследуют распределение газодинамических неоднородностей на начальном участке сверхзвуковой турбулентной круглой струи при различных числах Маха и параметрах нерасчетности. В пятой работе изучают взаимодействие дозвуковой плоской турбулентной струи с близко расположенной пластиной. Применительно к каждой работе пояснены особенности течения газа, указаны порядок выполнения экспериментов, методика обработки экспериментальных данных, определена форма отчетности.

Предназначены для студентов, выполняющих лабораторные работы по курсам "Теория турбулентных течений" и "Газовая динамика".

Табл. 2. Ил. 16. Библиогр.: 8 назв.

Рекомендованы к изданию кафедрой гидроаэродинамики и методическим советом физико-механического факультета.

### СВОБОДНЫЕ СТРУЙНЫЕ ТЕЧЕНИЯ

Составители: Акатнов Николай Иванович  
Викультев Юрий Александрович  
Исаков Сергей Николаевич  
Петров Руслан Леонидович  
Смирнов Евгений Михайлович

Редактор Д.И.Романова  
Технический редактор А.И.Кодаляжная

Подписано к печати 17.06.91. Формат 60x84/16. Бумага тип. № 3.  
Печать офсетная. Усл.печ.л. 2,75. Уч.-изд.л. 2,75. Тираж 300.  
Заказ 323 Бесплатно.

Издаваемые ЛПУ, 195251, Ленинград, Политехническая, 29.  
Отпечатано на рохадпринте ЛПУ, 195251, Ленинград, Политехническая, 29.

## 1. КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ СВОБОДНЫХ СТРУЙНЫХ ТЕЧЕНИЙ

### 1.1. Общие замечания

Как известно, струю жидкости или газа, вытекающую в безграничное пространство, затопленное неподвижной жидкостью или газом с теми же физическими свойствами, что и вещество струи, называют затопленной струей. Данные методические указания предназначены для студентов, выполняющих лабораторные работы, посвященные исследованию струй, а именно: 1) измерениям полей скорости ей, температур, а также энергии турбулентности в дозвуковой круглой турбулентной струе; 2) исследованию картины распределения скачков уплотнения и волн разрежения на начальном участке сверхзвуковой газовой круглой струи, 3) изучению взаимодействия дозвуковой плоской турбулентной струи с близко расположенной пластиной, вызванного эжекционными свойствами струи.

Если истечение затопленной струи газа или жидкости из источника происходит с дозвуковой скоростью, то абсолютное давление в струе на выходе из источника практически не отличается от давления в окружающем пространстве и основную роль в изменениях скорости с удалением от источника играют силы трения, обусловленные молекулярной или турбулентной вязкостью. Частицы струи благодаря трению передают импульс и кинетическую энергию частиц струи частицам окружающего пространства, вследствие чего скорость и кинетическая энергия частиц струи постепенно уменьшаются по мере удаления от источника струи. Если температура истекающей среды выше температуры среды, заполняющей окружающее пространство, то за счет молекулярной или турбулентной теплопроводностей тепловая энергия частиц струи передается частицам окружающего пространства и температура частиц струи вниз по потоку уменьшается.

В области течения в изотермической струе можно условно выделить начальный участок (рис. 1.1), состоящий из потенциального ядра 1 и слоев смешения 2, небольшой по протяженности переходный участок 3 и

основной участок 4. На основном участке профили скоростей обладают свойством самоподобия или автомодельности. На начальном и переходном участках самоподобие профилей скорости отсутствует.

Если истечение из источника происходит со сверхзвуковой скоростью, то абсолютное давление на выходе из сопла может сильно отличаться от давления в среде окружающего пространства. Поэтому уменьшение скорости газа в струе от сверхзвуковой до звуковой, имеющее место на начальном участке струи, происходит не столько из-за действия сил трения в слоях смещения, сколько через систему газодинамических скачков уплотнения и волн разрежения.

Схема течения в сверхзвуковой недорасширенной струе приведена на рис. 1.2. Здесь так же, как и в дозвуковой струе, выделяются три участка. Строение начального участка сверхзвуковой струи, на котором определяющую роль играют газодинамические процессы, оказывается более сложным, чем в дозвуковой струе. На переходном и основном участках сверхзвуковой струи скорости дозвуковые, и эти участки имеют такие же качественные особенности, что и в дозвуковой затопленной невязтармической струе.

Струи обладают эжекционным эффектом, который заключается в том, что жидкость из окружающего пространства "засасывается" в область струйного течения и суммарный расход жидкости или газа через поперечное сечение струи увеличивается вниз по потоку. Это свойство струй используют в эжекторах, в которых с помощью высокоскоростной струи газа с малым расходом можно получить поток с большим расходом, но с малой скоростью. Эжекционные свойства струи приводят также к тому, что струи взаимодействуют с твердыми поверхностями, расположенными вблизи струи. Например, струя газа, выбрасываемая из источника в направлении, параллельном плоской твердой стенке, расположенной недалеко от оси источника, "притягивается" к этой стенке. Такое "притягивание" или "присасывание" к стенке - относительно слабое у круглой струи и более сильное - у плоской.

#### 1.2. Затопленная круглая турбулентная струя несжимаемой жидкости

Переход от ламинарного течения к турбулентному в струях происходит при относительно небольших значениях числа  $Re = 10 \dots 100$ , где  $Re = U_0 d / \nu$ ;  $U_0$  - средняя скорость в выходном сечении источника;  $d$  - диаметр выходного сечения;  $\nu$  - кинематический коэффициент мо-

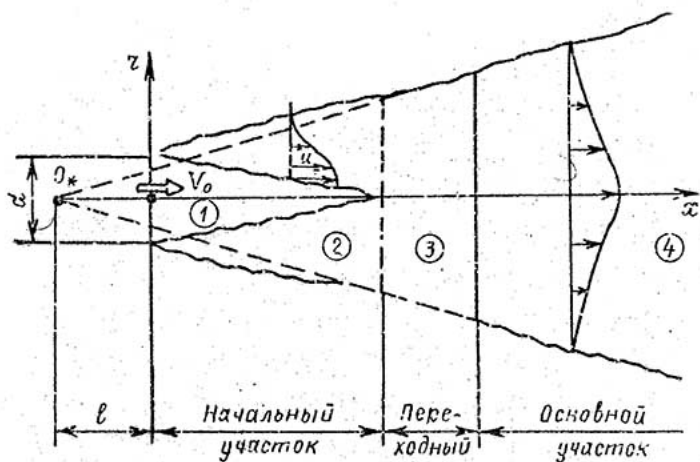


Рис. 1.1

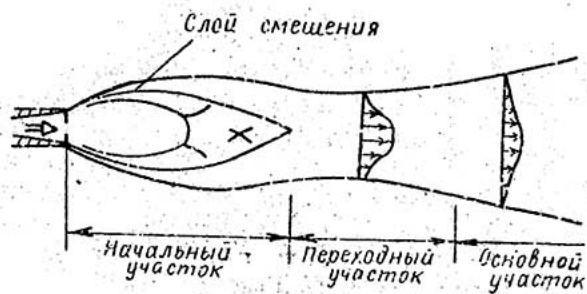


Рис. 1.2

лекулярной вязкости. Поэтому струйные течения, встречающиеся в природе и используемые в инженерной практике, как правило, турбулентны.

Расположим начало  $O$  цилиндрической системы координат  $Oxyz$  в плоскости среза осесимметричного сопла-источника, а ось  $x$  направим вдоль оси симметрии сопла. Обозначим  $\bar{u}$  и  $\bar{v}$  проекции осредненных скоростей частиц газа в струе соответственно на оси  $x$  и  $z$ . Пусть скорости частиц газа в выходном сечении сопла одинаковые и дозвуковые, и равны  $\bar{V}_0 (u_0, 0, 0)$ . В этом случае затопленная струя является осесимметричной (часто ее называют круглой) и ее развитие происходит следующим образом (см. рис. 1.1). Вблизи среза сопла имеется область струйного течения конической формы (область 1 на рис. 1.1), в которой скорость частиц газа остается постоянной и равной  $\bar{V}_0 (u_0, 0, 0)$ . Эту область называют потенциальным ядром струи, поскольку в ней отсутствует завихренность поля скорости. В узкой области между потенциальным ядром и практически неподвижным газом окружающего пространства, начиная от кромки сопла, имеет место турбулентный свободный пограничный слой, чаще называемый слоем смешения (область 2 на рис. 1.1). В этом слое продольная составляющая скорости  $\bar{u}$  с увеличением радиальной координаты  $z$  монотонно уменьшается от  $u_0$  в потенциальном ядре до  $\bar{u} = 0$  в окружающем пространстве. Как известно из теории струй, в слое смешения имеется радиальная составляющая скорости  $\bar{v}$ , которая равна нулю на внутренней границе слоя смешения (со стороны ядра) и имеет отрицательные значения на внешней границе, за счет чего  $(|\bar{v}| \neq 0)$  происходит увеличение массы газа в струю — эжекция газа в струю из окружающего пространства.

На основании соображений размерности можно показать, что течение в слое смешения должно быть автомодельным, а его характерная толщина  $\delta_2$  — увеличиваться линейно с расстоянием от среза сопла, т.е.

$$\delta_2 = a_2 x + \delta_{20}, \quad (1.1)$$

где  $\delta_{20}$  — условная начальная толщина слоя смешения на кромке сопла;  $a_2$  — эмпирический коэффициент. В соответствии с нарастанием толщины слоя смешения с увеличением  $x$  поперечный размер потенциального ядра струи уменьшается и на расстоянии  $x = 4d - 5d$  потенциальное ядро оканчивается. Участок, на котором оно существует, называют начальным. При данных условиях истечения из источника давление в области начального участка, а также и далее вниз по течению остается постоянным, поскольку оно постоянно в окружающем пространстве и в ядре струи, а поперек пограничного слоя, как известно, не меняется.

За начальным участком следует сравнительно небольшой по протяженности переходный\* (область 3 на рис. 1.1), длина которого равна приблизительно  $1d - 1,5d$ , а далее идет основной участок (область 4 на рис. 1.1).

На основании соображений размерности можно показать, что на больших расстояниях от источника течение в струе автомодально. Эту область струйного течения называют основным участком (область 4 на рис. 1.1). Характерная толщина струи на этом участке растет прямо пропорционально  $x$ , т.е.

$$\delta_4 = a_4 (x + \ell), \quad (1.2)$$

где  $a_4$  — эмпирический коэффициент, а  $\ell$  — так называемое плюсовое расстояние, которое определяет на оси  $x$  положение фиктивного точечного источника  $O_*$ , из которого как бы начинается истечение автомодельной струи.

Для расчета течения в слое смешения и на основном участке можно использовать уравнения турбулентного пограничного слоя в виде

$$\rho(\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}) = \frac{1}{y^j} \frac{\partial}{\partial y} (y^j \tau_t), \quad \frac{\partial}{\partial x} (y^j \bar{u}) + \frac{\partial}{\partial y} (y^j \bar{v}) = 0. \quad (1.3)$$

Здесь  $j = 0$  соответствует плоскому течению в слое смешения и в этом случае  $y$  — декартова координата;  $j = 1$  — соответствует осесимметричному течению и здесь  $y$  — радиальная координата  $z$ . Касательное напряжение турбулентного трения может быть выражено с помощью формулы Буссинеска

$$\tau_t \equiv -\rho \overline{u'v'} = \eta_t \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}. \quad (1.4)$$

Коэффициент турбулентной вязкости  $\eta_t$  может быть найден по первой или второй гипотезе Прандтля.

В слое смешения распределение продольной составляющей скорости имеет вид

$$\frac{\bar{u}}{u_0} = F_2(y_2/a_2 x). \quad (1.5)$$

Здесь  $y_2 = R - z$ ;  $R = d/2$ . График функции  $F_2$ , найденный при интегрировании (1.3) (первая гипотеза Прандтля), приведен на рис. 1.3.

Профиль продольной составляющей скорости на основном участке, найденный при интегрировании (1.3) (вторая гипотеза Прандтля), имеет

\* Имеется в виду переход от начального участка к основному.

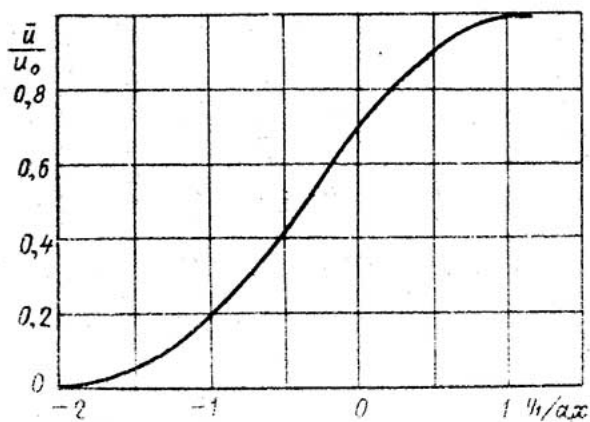


Рис. 1.3

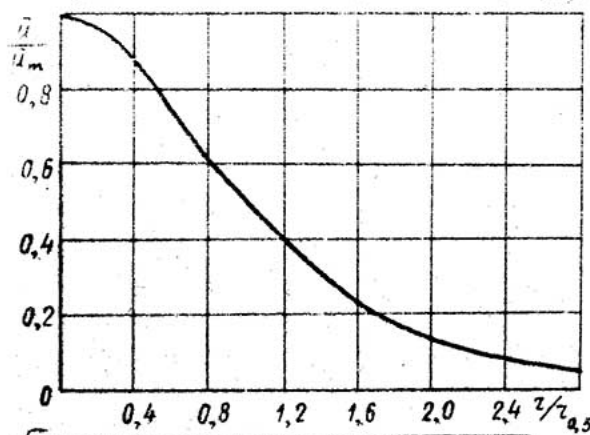


Рис. 1.4

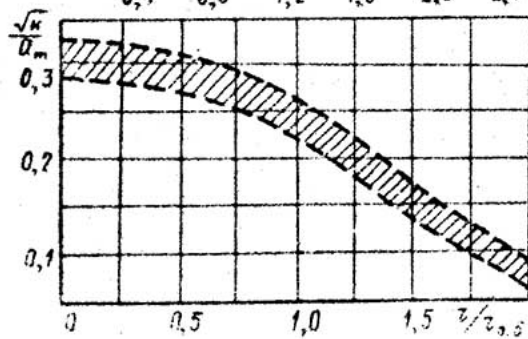


Рис. 1.5



вид

$$\bar{u}/\bar{u}_m(x) = (1 + \xi^2/8)^{-2} \quad (1.6)$$

Здесь  $\xi = z/\delta_4$ ;  $\bar{u}_m$  - максимальное значение скорости в плоскости  $x = \text{const}$ ,  $\delta_4$  - определяется формулой (1.2). На основном участке также имеется в радиальная составляющая скорости, за счет которой происходит эжектирование воздуха из окружающего пространства в струю.

Как известно, интенсивность течения жидкости в струе может быть задана с помощью суммарного импульса струи

$$I_0 \equiv 2\pi\rho \int_0^\infty \bar{u}^2 r dr = \text{const} \quad (1.7)$$

Используя (1.7) на основном участке, а также учитывая автоподобность профиля скорости (1.6), можно найти зависимость максимальной скорости  $\bar{u}_m$  от  $x$  в виде

$$\bar{u}_m = A \sqrt{I_0 / 2\pi\rho} (x + \ell)^{-1} \quad (1.8)$$

Здесь  $A = (a_4 \int_0^\infty F_4^2 \xi d\xi)^{-1/2}$  - число. Если воспользоваться решением (1.6) и вычислить коэффициент  $A$ , а импульс струи  $I_0$  определить через скорость  $\bar{u} = u_0$  на срезе сопла, то из (1.8) можно найти зависимость  $\bar{u}_m$  от  $x$  в виде

$$\frac{\bar{u}_m}{u_0} = \frac{0,96 \cdot R}{a_4 (x + \ell)} \quad (1.9)$$

При выводе формулы (1.9) сделано предположение, что начальный участок сразу переходит в основной. Решение на начальном участке сравнивается с решением на основном участке в сечении  $x = \text{const}$ , соответствующем приблизительно середине переходного участка.

Длину начального участка струи можно найти из (1.9), считая, что в конце начального участка при  $x = x_n$   $\bar{u}_m = u_0$ . Отсюда получим

$$x_n + \ell = 0,96 \cdot R / a_4 \quad (1.10)$$

При сравнении теоретических распределений скорости с экспериментальными на основном участке в качестве характерной толщины струи в данном сечении  $x = \text{const}$  часто принимают длину  $r_{0,5}$ , равную радиусу окружности, на которой  $\bar{u} = 0,5 \bar{u}_m$ . По данным тщательно поставленных экспериментальных исследований,  $r_{0,5} \approx 0,09 (x + \ell)$ . Положив в (1.6)  $\bar{u}/\bar{u}_m = 0,5$ , можно найти отношение  $r_{0,5}/\delta_4$  и преобразовать (1.6) к виду

$$\frac{\bar{u}}{\bar{u}_m} = \left[ 1 + 0,412 \left( \frac{z}{r_{0,5}} \right)^2 \right]^{-2} \quad (1.11)$$

График распределения скоростей, вычисленный по формуле (1.11), приведен на рис. 1.4.

Кинетическая энергия турбулентного движения единицы массы жидкости равна

$$k = \frac{(u'^2 + v'^2 + w'^2)}{2} \quad (1.12)$$

Здесь  $u'$ ,  $v'$ ,  $w'$  — пульсационные составляющие скорости: осевая, радиальная и окружная соответственно. Распределение энергии турбулентности  $k$  в круглой струе на основном участке автомодельно. На рис. 1.5 в пределах заштрихованной области расположены значения  $\sqrt{k}/\bar{u}_m$  по измерениям многих авторов.

### 1.3. Особенности круглой струи, вытекающей из отверстия в тонкой стенке

Приведенная выше схема течения в струе реализуется только при условии однородного распределения скоростей частиц газа на срезе источника, что может быть обеспечено путем использования специального конфузорного сопла с гладкими внутренними стенками. Но если начальное распределение скоростей неоднородно, то картина течения, в особенности на начальном участке, будет иной. Например, если воздух вытекает из круглого отверстия в тонкой стенке, то вначале струя испытывает некоторое сужение, распределение скоростей вблизи отверстия оказывается неоднородным: около оси струи скорости частиц воздуха несколько меньше, а на краях струи больше. Соответственно имеет место градиент давления — вблизи оси (в области меньших скоростей) давление повышено по сравнению с атмосферным, имеющим место на внешней границе струи. В данном случае начальным участком струи можно назвать часть струи, расположенную недалеко от отверстия, где большую роль играют условия истечения из отверстия.

По мере удаления от источника начальный профиль скоростей перестраивается и превращается в обычный колоколообразный профиль скорости (1.6) или (1.11), соответствующий основному участку струи. Но угол раствора границ струи на основном участке при истечении из отверстия больше, чем при истечении из конфузорного сопла. Соответственно максимальная скорость  $\bar{u}_m$  с увеличением  $x$  в первом случае бу-

дет убывать быстрее, чем во втором случае. Причиной увеличения толщины струи является то, что при истечении воздуха из отверстия с заостренными кромками последние порождают на границах струи мощную турбулентность и наиболее крупные вихри этой турбулентности, имея длительное время жизни, переносятся в область основного участка, где дают дополнительный вклад в энергию турбулентности по сравнению с "естественным" уровнем энергии турбулентности, возникающим на основном участке струи вследствие работы напряжений Рейнольдса.

#### 1.4. Круглая турбулентная неизоэнтальпическая струя

Рассмотрим распространение струи подогретого воздуха в пространстве, затопленное более холодным неподвижным воздухом, при условии, что разность температур струи и окружающего воздуха невелика и можно принять, что плотность воздуха  $\rho \approx \text{const}$ . Предполагаем, что струя вытекает из хорошо профилированного конфузорного сопла и имеет на срезе однородное распределение скоростей. Кроме того, с помощью особых средств обеспечивается одинаковость температуры частиц воздуха на срезе сопла, которая равна  $T_0$ . Температура окружающего воздуха  $T_\infty = \text{const}$ . В этом случае существует аналогия между полем продольной составляющей скорости  $\bar{u}$  и избыточной температурой  $\Delta T = \bar{T} - T_\infty$ . Вблизи устья источника существует ядро конической формы, где температура равна  $T_0$ . Между ядром и окружающим воздухом имеет место тепловой слой смешения, в котором  $\Delta T$  с увеличением расстояния от оси струи изменяется от  $\Delta T = T_0 - T_\infty$  в ядре до  $\Delta T = 0$  на внешней границе. Часть струи, где существует ядро с  $\bar{T} = T_0$  и тепловой слой смешения, может быть названа начальным участком поля температуры. За начальным участком следует небольшой по длине переходный участок и далее основной, где распределение  $\Delta T$  автомодельно.

Для расчета поля температуры в слое смешения и на основном участке в дополнение к динамическим уравнениям (1.3) следует использовать уравнения переноса тепла в виде

$$\rho \left( \bar{u} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} \right) = \frac{1}{y^j} \frac{\partial}{\partial y} \left[ y^j (-\rho \bar{v}' T') \right], \quad (1.13)$$

где  $j = 0$  в слое смешения и  $j = 1$  на основном участке. Турбулентный перенос тепла может быть выражен обобщенной формулой Бурье

$$-\rho \bar{v}' T' = \frac{\eta_t}{\rho \alpha_t} \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} \quad (1.14)$$

( $P_{r_t}$  - турбулентное число Прандтля). Введем безразмерную температуру  $\theta_1 = (\bar{T} - T_\epsilon) / (T_0 - T_\epsilon)$  и подставим ее вместе с (1.14) в (1.13), в результате чего получим

$$\rho \left( \bar{u} \frac{\partial \theta_1}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \theta_1}{\partial y} \right) = \frac{1}{y^j} \frac{\partial}{\partial y} \left( y^j \frac{\eta_t}{\rho r_t} \frac{\partial \theta_1}{\partial y} \right). \quad (1.15)$$

Можно показать, что в случае автомодельности течения имеет место соотношение

$$\theta_1 = \left( \frac{\bar{u}}{u_0} \right)^{P_{r_t}} \quad (1.16)$$

В слое смещения  $P_{r_t} = 0,5 \dots 0,75$ , в круглой струе на основном участке  $\bar{P}_{r_t} = 0,75$ . Поэтому профили  $\theta_1$  на начальном и основном участках оказываются несколько шире, чем профили безразмерных скоростей. Это обстоятельство указывает на то, что турбулентный перенос тепла в струе поперечными пульсациями скорости  $v'$  происходит более интенсивно, чем перенос количества движения, за счет которого возникает касательное напряжение турбулентного трения.

### 1.5. Эжекционные свойства струй. Эффект Коанда

Эжекционные свойства затопленной струи проявляются в том, что она непрерывно захватывает окружающую жидкость и увлекает за собой. В случае турбулентных струй захват определяется турбулентным перемешиванием и, очевидно, намного интенсивнее, чем при ламинарном движении, где увлечение окружающей жидкости обусловлено только молекулярным переносом.

Из условия неразрывности следует, что жидкость, уносимая струей из граничной области, должна восполниться из окружающего пространства, и, таким образом, в последнем имеет место движение. Если подтекание в струе не стеснено ограничивающими поверхностями, то движением вихри струи можно пренебречь. Ситуация меняется в том случае, когда струя распространяется вблизи достаточно протяженной непроницаемой поверхности, ухудшающей условия подтекания. Наиболее чувствительны к наличию близлежащих поверхностей струи, вытекающие из щелей (плоские), и струи, создаваемые с помощью относительно узких кольцевых сопел (кольцевые). При определенных условиях струя может резко отклониться от направления, задаваемого соплом, прилипая к близлежащей поверхности и далее распространяться вдоль нее (рис. 1.6, а, с). Если плоская струя вытекает вдоль криволинейной стенки, то она, не стываясь, бу-

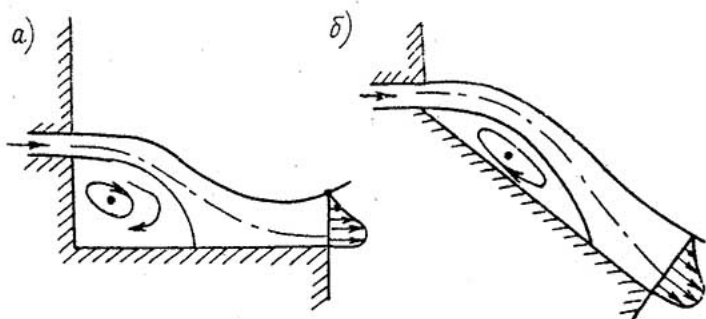


Рис. 1.6

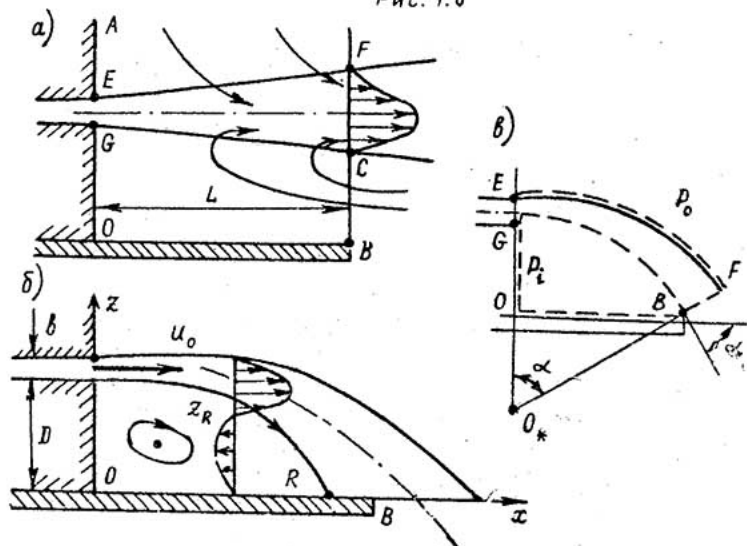


Рис. 1.7

дет обтекать поверхность даже в случае весьма большой кривизны (рис. 1.6, в). Приведенные примеры иллюстрируют явление "эффекта Коанда", названного в честь румынского инженера А. Коанда, обратившего внимание на это явление в 1910 году.

Эффект Коанда следует иметь в виду при организации вентиляционных и заградительных струй, газовых завес, а также при проектировании топочных устройств. На эффекте Коанда и характерном для него явлении гистерезиса основана работа элементов струйной автоматики (пневмоники).

Рассмотрим подробнее течение, схема которого показана на рис. 1.7. Плоская струя вытекает со среднерасходной скоростью  $U_0$  из сопла (щели) шириной  $\delta$  по нормали к поверхности  $OA$ . На расстоянии  $D$  от сопла параллельно его оси располагается пластина длиной  $L$ . В зависимости от  $L$  могут наблюдаться две качественно различные формы струйного движения. В одном случае струя будет распространяться практически по направлению, задаваемому соплом (рис. 1.7, а), а в другом — сильно искривляться и присоединяться к пластине (рис. 1.7, б).

При достаточно большой длине пластины первая форма движения оказывается неустойчивой. Причина этого заключается в проявлении эжеционных свойств струи. Действительно, струя захватывает жидкость на обеих боковых границах  $EF$  и  $GC$  (рис. 1.7, а), но подтекание жидкости к границе  $GC$  затруднено, так как вся жидкость должна пройти через сечение  $CB$ , ширина которого при большой величине  $L$  будет существенно меньше протяженности границ  $EF$  и  $GC$ . Характерная скорость движения жидкости, протекающей через  $CB$ , будет больше, чем у внешней границы  $EF$  и, согласно теореме Бернулли, в области  $OCGB$  возникает большее разрежение (относительно удаленных точек окружающего пространства), чем у границы  $EF$ . Под действием возникающего поперечного перепада давления струя искривляется по направлению к пластине, что, очевидно, еще более затрудняет подтекание в область  $OCGB$ , вызывая большее разрежение. В результате струя присоединяется к пластине и образуется замкнутая область с рециркуляционным движением. Для геометрической характеристики этой области обычно вводят понятие разделяющей линии тока как множества точек  $Z_R$ , определяемых соотношением

$$\int_0^{Z_R} u dz \neq 0.$$

Точку ветвления  $R$  разделяющей линии тока называют точкой присоединения. Она находится ближе к соплу, чем кромка пластины. При еще большей длине пластины формируется течение с образованием присоединенной струи (см. рис. 1.6,а).

В результате экспериментов обнаружено, что существует диапазон значений  $L$ , для которого (при прочих равных условиях) могут быть реализованы обе формы движения, показанные на рис. 1.7. Установление одной или другой формы обуславливается предисторией потока.

Введем обозначения:  $L_1$  - минимальная длина пластины, при которой еще возможна присоединенная струя;  $L_2$  - максимальная длина пластины, при которой еще наблюдается неприсоединенная струя;  $[L_1, L_2]$  - интервал гистерезиса.

Значения  $L_1$  и  $L_2$  зависят от величин, определяющих движение, в число которых входят:  $U_0$ ,  $b$ ,  $D$ , физические свойства жидкости  $\rho$ ,  $\mu$ . Будем относить  $L_1$  и  $L_2$  к расстоянию  $D$  и запишем

$$L_1^* = L_1 / D = \varphi_1(Re, D/b), \quad L_2^* = L_2 / D = \varphi_2(Re, D/b).$$

Известно, что при достаточно большом значении числа Рейнольдса  $Re = U_0 b / \nu$  ( $Re > Re_S = O(10^3)$ ) характеристики турбулентных струй автомодельны по этому критерию. Это проявляется в на зависимости  $L_1^*$ ,  $L_2^*$  от  $Re$ . Установление значения  $Re_S$  представляет практический интерес. Отметим, что уменьшение  $Re$  в области  $Re < Re_S$  приводит к росту  $L_1^*$  и  $L_2^*$ , обусловленному ухудшением эжекционных свойств струи из-за неразвитости процесса турбулентного перемешивания.

Влияние геометрического фактора  $D/b$  существенно при значениях  $D/b = O(1)$ . При  $D/b \gg 1$  этот параметр также выпадает из числа определяющих величин.

Важным динамическим свойством течения с присоединением является разрежение в рециркуляционной области. Для случая  $L_1 < L < L_2$  оценку разрежения можно получить из следующих соображений. Выберем замкнутую поверхность, показанную штриховой линией на рис. 1.7. Предположим, что вдоль стенки  $OG$  давление постоянно и равно  $P_i$ ; вдоль внешней границы струи  $EF$  и в нормальном сечении  $BF$  давление равно давлению  $P_0$  в окружающем пространстве; поперек выходного сечения сопла давление линейно изменяется от  $P_0$  до  $P_i$ . Из интегральной теоремы количества движения в проекции на ось  $x$  получим

$$(p_0 - p_i)(D + b/2) = \rho \int_G^E v^2 dn - \rho \cos \alpha \int_G^E v^2 dn, \quad (1.17)$$

где  $n$  — координата, отсчитываемая поперек струи. Примем, что интегралы в (1.17) равны, т.е. поток количества движения через  $BF$  равен потоку количества движения через сечение сопла  $EG$ ; последний равен произведению  $\rho U_0^2 b$ . Аппроксимируя центральную линию струи частью окружности, найдем приближенную связь между углом отклонения струи  $\alpha$  и длиной пластины  $L$

$$\alpha = 2\alpha r \cos \frac{1}{\sqrt{1 + (D/L)^2}} \quad (1.18)$$

Подставив (1.18) в (1.17) и введя поправочный эмпирический коэффициент  $\xi$ , запишем формулу для безразмерного значения разрежения у стенки

$$\frac{p_0 - p_i}{\rho U_0^2 / 2} = \xi \frac{2b}{(D + b/2)} \left[ 1 - \cos \left( 2\alpha r \cos \frac{1}{\sqrt{1 + (D/L)^2}} \right) \right] \quad (1.19)$$

Значение  $\xi$  определено по результатам калибровочных опытов:  $\xi \approx 1$ .

### 1.6. Сверхзвуковая струя идеального газа

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

Рассмотрим структуру и отметим основные свойства сверхзвуковой осесимметричной струи на начальном участке [1, с. 50–52]. На рис. 1.8 приведена схема течения струи идеального газа. Граница струи  $AB$  является поверхностью тока, вдоль которой давление неизменно и равно давлению в неподвижной среде. Область I — невозмущенная область течения, продолжение течения в канале. Область II — осесимметричная центрированная волна разрежения, аналог волны Прандтля-Майера для плоского случая. Взаимодействие волны разрежения с границей струи  $AB$  приводит к искривлению границы с выгибностью в сторону неподвижной среды. В результате взаимодействия волны сжатия, образующихся при отражении волны разрежения от свободной поверхности  $AB$ , формируется осесимметричный виский скачок уплотнения  $OC$ . При малой нерасчетности скачок  $OC$  может достигать оси симметрии. При значительной нерас-



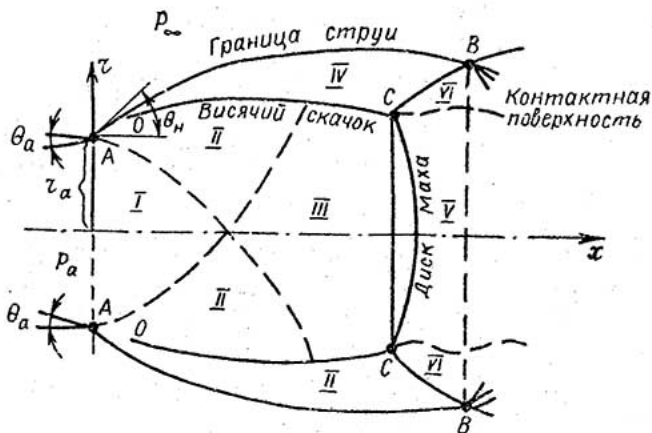


Рис. 1.8

четности вблизи оси симметрии образуется дискообразный, близкий к плоскому скачок уплотнения  $CC$  (диск Маха). На окружности  $CC$  сходятся три скачка: висячий скачок  $OC$ , диск Маха  $CC$  и отраженный скачок  $CB$ . При взаимодействии скачка  $CB$  со свободной границей  $AB$  возникает отраженная от границы волна разрежения, свободная поверхность струи за сечением  $BB$  вновь расширяется. Область струи между сечениями  $AA$  и  $BB$  называют иногда первой "бочкой". За первой "бочкой" следует вторая, далее третья и т.д., так что струя особенно при небольшой нерасчетности имеет периодическую структуру, состоящую из бочкообразных звеньев.

Течение в области II волн разрежения и в области III взаимодействия волн разрежения не зависит от противодавления; течение в области IV существенно неизэнтропическое, линии тока сильно искривлены, однако резких изменений давления в этой области нет. Между областью V газа, прошедшего диск Маха, и областью VI газа, прошедшего скачки уплотнения  $OC$  и  $CB$ , существует сильный стационарный разрыв — контактная поверхность, через которую нет переноса массы. Эта контактная поверхность является линией тока. Вектор скорости в областях I, VI

образует малый угол с осью симметрии.

Основная масса газа сосредоточена в периферийных областях струи. В областях II, III число  $M$  велико и плотность мала.

Истечение перерасширенных струй отличается от вышеописанного тем, что за срезом сопла вместо волны разрежения образуется конический скачок уплотнения, сходящийся с кромки  $A$  сопла, — см. рис. 1.9 [1,

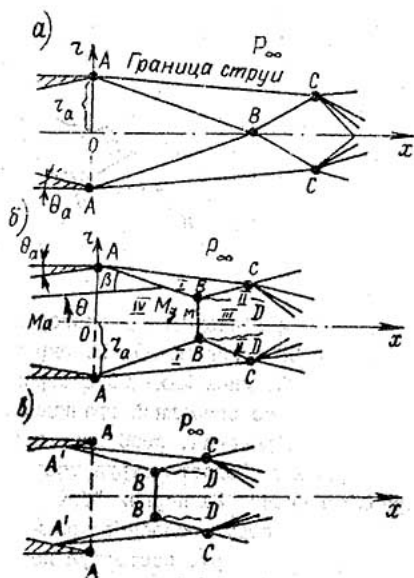


Рис. 1.9

с. 110]. Плотность газа за скачком уплотнения заметно возрастает, скорость уменьшается незначительно, так что поверхности тока образуют не расходящиеся, как при  $k > 1$ , а сужающиеся "каналы".

При малой интенсивности конического скачка АВА (рис. 1.9, а) возникает слабый конический скачок СВС с осью по отношению к перес-

начальному скачку вершиной В в форме круглого диска малого диаметра. Увеличение нерасчетности, т.е. уменьшение числа  $n$ , может приводить, как и в случае недорасширенной струи, к появлению диска Маха ВВ (рис. 1.9,б). Диск Маха возникает при небольших сверхзвуковых числах  $M$  потока ( $M_a = 1,5 \dots 2,5$ ). Дальнейшее уменьшение параметра нерасчетности сопровождается перемещением основания конического скачка АВВА внутрь сопла (рис. 1.9,в). Схемы течения нерасчетных сверхзвуковых струй в плоском случае не отличаются в основных чертах от приведенных на рис. 1.8, 1.9 для осесимметричного случая, однако количественные характеристики плоских и осесимметричных струй будут различаться. Так, при одинаковом числе  $M_a$  и параметре  $n$  относительное расстояние от среза сопла до диска Маха в плоском течении значительно больше, чем в осесимметричном.

Приближенный расчет начального участка сверхзвуковой струи может быть выполнен на основе модели идеального газа [1-4].

**Ндорасширенная струя.** Воспользуемся методом, развитым в работе [3]. Метод позволяет рассчитать течение на оси симметрии струи, определить положение диска Маха, форму границы струи, где давление равно давлению во внешней неподвижной среде, найти интенсивность висячего и отраженного скачков в точке С (см. рис. 1.8) и оценить положение висячего скачка.

Число Маха  $M_0$  в зависимости от расстояния вдоль оси симметрии в зонах I, III до диска Маха (см. рис. 1.8) можно рассчитать по формуле [1, с. 61-62]

$$M_0(\bar{x}) = M_a^{-1} + \frac{a(\bar{x} - \sqrt{M_a^2 - 1}) + b}{\bar{x} - \sqrt{M_a^2 - 1} + c}, \quad (1.20)$$

где  $\bar{x} = x/r_a$ ;  $x$  - расстояние от среза сопла;  $r_a$  - радиус сечения выхода сопла;  $M_a$  - число Маха на срезе сопла;  $a, b, c$  - постоянные, зависящие от отношения теплоемкостей, при  $\kappa = 1,4$  равны:  $a = 11,507$ ,  $b = 6,642$ ,  $c = 9,52$ ; при  $\kappa = 5/3$  равны:  $a = 31,9$ ,

$b = 16,96$ ,  $c = 26,3$ . Формула (1.20) является аппроксимацией данных, полученных методом характеристик. При  $x = 0$  величина  $M_0$  несколько больше  $M_a$ , однако различие между точными и приближенными значениями  $M_0(\bar{x})$  уменьшается с увеличением  $\bar{x}$ .

Расстояние  $x_{gm}$  от среза сопла до диска Маха может быть найдено из физически ясного, но приближенного условия равенства давления  $p_{\bar{x}}$  газа за диском Маха давлению  $p_{\infty}$  в покоящемся газе. Из условия

изэнтропичности течения в областях I, III (см. рис. 1.8) с учетом формулы для расчета давления за прямым скачком уплотнения легко получить

$$n = \left( \frac{1 + \frac{\kappa-1}{2} M_{gm}^2}{1 + \frac{\kappa-1}{2} M_a^2} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \cdot \frac{1}{\frac{2\kappa}{\kappa+1} M_{gm}^2 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1}} \quad (1.21)$$

Определив из соотношения (1.21) для заданных  $M_a$ ,  $n$ ,  $\kappa$  число  $M_{gm}$  потока, набегающего на диск Маха, расстояние  $\bar{x}_{gm}$  находят по формуле, следующей из (1.20),

$$\bar{x}_{gm} = \frac{\beta - \alpha c}{M_{gm} - M_a - \alpha + 1} + \sqrt{M_a^2 - 1} - c \quad (1.22)$$

Для  $\kappa = 1,4$

$$\bar{x}_{gm} = \frac{102,9}{10,507 - M_{gm} + M_a} + \sqrt{M_a^2 - 1} - 9,52 \quad (1.23)$$

Поскольку действительное давление  $p_v$  за диском Маха несколько превышает давление  $p_\infty$ , расчетные значения  $\bar{x}_{gm}$  обычно больше экспериментальных.

Для оценки положения границы струи учитывают, что давление на этой границе (свободной поверхности) равно давлению в окружающей среде, скорость и число  $M_{gp}$  - постоянны. Число  $M_{gp}$  находят по изэнтропической формуле, разрешенной относительно  $M_{gp}$ ,

$$M_{gp} = \sqrt{\left[ n^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \left( 1 + \frac{\kappa-1}{2} M_a^2 \right) - 1 \right] \frac{2}{\kappa-1}} \quad (1.24)$$

Величину  $\bar{p} = (p_{\bar{v}} / p_{\bar{v}})$ , обратную интенсивности косога скачка СВ (см. рис. 1.8), рассчитывают по формуле [3, с.324-325]

$$\bar{p} = 0,275 - 0,277(d - 0,227e) + \frac{d}{M_{gm}} - \frac{e}{M_{gm}^2} \quad (1.25)$$

где  $d = d(\kappa)$ ,  $e = e(\kappa)$  и при  $\kappa = 1,4$   $d = 0,9688$ ,  $e = 0,5092$ , при  $\kappa = 5/3$   $d = 0,9578$ ,  $e = 0,7478$ . Затем определяют вспомогательную величину  $\nu^2$ :

$$\nu^2 = \frac{2(1-\bar{p})}{n(\kappa M_a^2 + 1) - 1} \quad (1.26)$$

Начальный угол поворота струи  $\theta_n$  находят по формулам для плоской волны разрежения Прандтля-Гийера [5, с. 247-251] с учетом угла раствора сопла  $\theta_a$

$$\theta_H = \theta_a + \sigma(M_{rp}) - \sigma(M_a), \quad (1.27)$$

$$\sigma(M) = \sqrt{\frac{K+1}{K-1}} \operatorname{arctg} \left( \sqrt{\frac{K-1}{K+1}} \sqrt{M^2-1} \right) - \operatorname{arctg} \sqrt{M^2-1}.$$

Максимальный относительный радиус границы струи  $\bar{r}_m = r_m / r_a$  определен соотношением

$$\bar{r}_m = \sqrt{1 + \frac{\theta_H^2}{\gamma^2}}. \quad (1.28)$$

Относительная длина дуги  $\bar{S}_m = S_m / r_a$  от среза сопла до сечения, в котором  $r = r_m$ , равна

$$\bar{S}_m = \frac{1}{\gamma} \operatorname{arctg} \frac{\theta_H}{\gamma}. \quad (1.29)$$

Уравнение границы струи может быть записано в параметрической форме с параметром  $\bar{S} = S / r_a$ :

$$\begin{cases} \bar{r} = \bar{r}_m \cos [\gamma (\bar{S}_m - \bar{S})], \\ \bar{x} = \bar{S} \left( 1 - \frac{\bar{r}_m^2 \cdot \gamma^2}{4} \right) + \frac{\bar{r}_m^2 \gamma}{8} [\sin 2\bar{S}_m \gamma - \sin 2\gamma (\bar{S}_m - \bar{S})] \end{cases} \quad (1.30)$$

Перерасширенная струя [3, с. 332-337]. Пусть известно число  $M_a$  сверхзвукового потока на выходе конического сопла Лаваля и задан параметр нерасчетности  $n = \frac{p_a}{p_\infty} < 1$  (рис. 1.9,б). За срезом сопла возникает скачок уплотнения АВ такой интенсивности, что давление за скачком равно давлению  $p_\infty$  в окружающей среде. Угол наклона скачка  $\beta$  по отношению к направлению набегающего потока определяют из соотношения для косого скачка уплотнения [5, с. 235-247]

$$\beta = \arcsin \sqrt{\left( \frac{1}{n} \frac{p_a}{p_{IV}} + \frac{K-1}{K+1} \right) \cdot \frac{K+1}{2K M_{IV}^2}}. \quad (1.32)$$

На рис. (1.9,б) цифрой I отмечена область ВАС между скачком уплотнения и внешней границей струи, цифрой II - область СВД между отраженным скачком уплотнения и контактной поверхностью ВП, цифрой III - область дозвукового течения за диском Маха ВВ, цифрой IV - область сверхзвукового течения за срезом сопла, ограниченная скачком уплотнения АВ и диском Маха.

Для однородного потока  $p_{IV} = p_a$ ,  $M_{IV} = M_a$ . Для расходящегося потока, вытекающего из конического сопла с углом полураствора  $\theta_a$ , течение можно считать течением от источника, расположенного в геометрической вершине сопла. Тогда число  $M_{IV}$  потока как функция расстояния  $\bar{x} = x / r_a$ , отсчитываемого от среза сопла, может быть оп-

ределено из соотношения [5, с. 113]

$$(1 + \bar{x} \cdot \operatorname{tg} \theta_a)^2 = \frac{M_a}{M_{IV}} \cdot \left( \frac{1 + \frac{\kappa-1}{2} M_{IV}^2}{1 + \frac{\kappa-1}{2} M_a^2} \right)^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}} \quad (1.33)$$

Подстановка числа  $M_{IV}(\bar{x})$  в (1.32) позволяет уточнить форму скачка

Число  $M_{gm}$  потока перед диском Маха при условии  $\rho_I = \rho_\infty$ ,  $\rho_{II} = \rho_{II}^*$  можно найти из уравнения

$$\frac{\left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M_{gm}^2\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}}{\left(\frac{2\kappa}{\kappa+1} M_{gm}^2 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1}\right) \frac{\rho_I}{\rho_{II}}} = \left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M_a^2\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \cdot n, \quad (1.34)$$

где отношение  $\rho_I/\rho_{II}$  рассчитывает по формуле (1.25). Подстановка в формулу (1.33)  $M_{IV} = M_{gm}$  определяет  $\bar{x}_{gm}$ .

Радиус  $\bar{r}_{gm}$  диска Маха, считая образующую AA поверхности скачка уплотнения прямой линией, находят по формуле

$$\bar{r}_{gm} = 1 + \bar{x}_{gm} \cdot \operatorname{tg} \beta_a, \quad (1.35)$$

где  $\beta_a = \beta_{ск} + \theta_a$ ,  $\beta_{ск} = -\arcsin \sqrt{\left(\frac{1}{n} + \frac{\kappa-1}{\kappa+1}\right) \frac{\kappa+1}{2\kappa M_a^2}}$ . (1.36)

Для сильно перерасширенных струй ( $n \ll 1$ , рис. 1,9,в) характерен отрыв потока от стенок внутри сопла.

#### 1.7. Основные особенности течения на начальном участке сверхзвуковой струи вязкого газа

Реальные нерасчетные струи на начальном участке отличаются от рассмотренных схем (см. рис. 1.8, 1.9), в первую очередь, наличием свободных слоев смешения на внешних границах струй и на внутренних контактных разрывах. Влияние этих слоев на картину течения может быть весьма существенным. Так, при  $M_a \gtrsim 4$  в осесимметричной струе слой смешения смыкается на оси симметрии и диск Маха не образуется.

Режим течения в слое смешения на внешней границе струи зависит от числа Рейнольдса  $Re_L = \frac{Re_*}{n}$ , где  $Re_* = \frac{\rho_n u_n d_n}{\mu_n}$ ,  $d_n$  - диаметр критического сечения сопла.

Принято различать следующие режимы течения в слое смешения [1, с. 108-109].

1. При  $Re_L > 10^4$  течение турбулентное. Толщина слоя смешения

$\delta$  растет линейно с увеличением расстояния от среза сопла. Характеристики струи не зависят от  $Re_L$ .

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

3. При  $10^2 < Re_L < 10^3$  течение в слое смешения ламинарное. Уменьшение числа  $Re_L$  в этом диапазоне приведет к утолщению слоя смешения и уменьшению диаметра висящего скачка.

4. При  $Re_L < 10^2$  на картину течения влияют эффекты разреженности. Скачки уплотнения размываются и смываются со слоем смешения. Увеличивается диффузия молекул газа затопленного пространства внутрь струи.

В диапазоне чисел  $Re_L$  от  $10^2$  до  $10^6$  вязкость не влияет на положение диска Маха. Диаметр диска Маха не зависит от числа  $Re_L$  в турбулентном режиме течения и сильно изменяется в переходном и ламинарном режимах течения.

Систематические эксперименты со сверхзвуковыми струями позволили получить аппроксимационные зависимости, определяющие основные геометрические характеристики начального участка струи. Для расстояния  $x_{gm}$  от среза сопла до диска Маха в недорасширенных струях предложена обобщенная критериальная зависимость вида [6]

$$\bar{x}_{gm} = \frac{x_{gm}}{d_a} = \frac{B}{j+1} (k M_a^2 n)^{\frac{1}{j+1}} (k M_a)^{j-1}, \quad (1.37)$$

где  $B$  — постоянная;  $j = 0$  или  $1$  соответственно для плоских и осесимметричных струй. В частности, для осесимметричных струй гелия, азота и углекислого газа при  $n = 2 \dots 80$ ;  $M_a = 1,5 \dots 3,3$ ;  $k = 1,67$ ;  $1,4$ ;  $1,3$  [1, с. 112]  $B = 1,38$  и согласно (1.37)

$$\bar{x}_{gm} = 0,69 M_a \sqrt{k n}. \quad (1.38)$$

При  $M_a \geq 4$ , когда диск Маха отсутствует, характерным продольным размером является расстояние  $x_0$  от среза сопла до точки смыкания внутренней границы слоя смешения, расположенной на оси симметрии.

Экспериментальные данные для перерасширенных струй воздуха, истекающих из конических сопел при  $\theta_a < 17^\circ$ , аппроксимированы зависимостью [1, с. 111]

$$\bar{x}_0 = x_0/d_a = 0,72 M_a \sqrt{k n} + 1,05 \sqrt{t g \theta_a} - 1,4, \quad (1.39)$$

где  $x_0$  — расстояние от среза сопла до точки В (см. рис. 1.9,а) или до диска Маха.

При малых значениях "  $n$  " конический скачок уплотнения переме-

щается внутри сопла (см. рис. 1.9, в). Взаимодействие скачка с пристенным пограничным слоем приводит к отрыву пограничного слоя от стенок сопла. Так, для  $M_a = 3$  турбулентный пограничный слой отрывается при  $n \leq 0,35$  [2, с. 10]. Формула (1.39) справедлива и для течений с отрывом потока, если величины  $M_a$  и  $n$  определять в сечении отрыва.

Основные геометрические соотношения для недорасширенных турбулентных струй воздуха при  $n = 1 \dots 4 \cdot 10^4$ ,  $M_a = 1 \dots 6$ ,  $\theta_a = 0 \dots 20^\circ$  можно определить, используя аппроксимационные зависимости [1, с. 114, 115]:

$$x_{gM}/d_a = [0,8 + 0,085(M_a - 2,1)^2] M_a (n - 0,5)^{0,5}, \quad M_a = 1 \dots 3,6; \quad (1.40)$$

$$x_{gM}/d_a = (2 + 0,435 M_a) (n - 0,5)^{0,5}, \quad M_a = 3,6 \dots 6; \quad (1.41)$$

$$x_1/x_{gM} = 0,55 - 3 \cdot n^{-2}, \quad n > 4; \quad (1.42)$$

$$x_2/x_{gM} \approx 0,9, \quad n > 6; \quad (1.43)$$

$$d_1/d_a = (1,7 \cdot M_a^{0,25} - 1)(n^{0,5} - 1), \quad n > n_*; \quad (1.44)$$

$$d_1/d_a = 1, \quad n \leq n_*, \quad n_* \approx [M_a^2 / (M_a^2 - 0,59)]^2; \quad (1.45)$$

$$d_2/d_1 = 1,38 + 2/n, \quad n > 5; \quad (1.46)$$

$$d_{gM}/d_a = 0,65(n^{0,5} - 1) \cos[\pi(M_a - 1,9)/4,6], \quad M_a = 1 \dots 4,2; \quad (1.47)$$

$$d_{gM}/d_a \approx 0; \quad M_a > 4,2, \quad (1.48)$$

где  $d_1$  - максимальный диаметр висячего скачка уплотнения;  $x_1$  - расстояние от среза сопла до сечения с максимальным диаметром висячего скачка уплотнения;  $d_2$  - максимальный диаметр внешней границы струи;  $x_2$  - расстояние от среза сопла до сечения с максимальным диаметром струи;  $d_{gM}$  - диаметр диска Маха.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ

### 2.1. Установка ТС-1 (турбулентные струи)

Экспериментальная установка ТС-1 предназначена для проведения



ряда лабораторных работ по курсу турбулентных струйных течений и схематично показана на рис. 2.1.

Установка состоит из блока электропитания, соплового блока, вентилятора и координатного устройства. Сопловый блок расположен на раме 2. На входном участке блока установлен электронагреватель 3. За нагревателем имеется успокоительная форкамера 4 внутренним диаметром 81 мм и длиной 300 мм. Наружная поверхность форкамеры теплоизолирована асбестовыми кольцами. В форкамере установлены перфорированные пластины для лучшего перемешивания воздуха, выходящего из нагревателя (выравнивание поля температуры). Конфузорное сопло 5 выполнено по профилю Витопинского [7] со степенью поджатия  $n = 7,29$  (отношение площади входного сечения конфузора к площади выходного сечения). Перед соплом установлен мелкоячеистая латунная сетка для подавления крупномасштабной турбулентности, возникающей в потоке при прохождении перфорированных пластин форкамеры. Коэффициент сопротивления сетки близок к оптимальному  $\xi = 2$  для наилучшего выравнивания потока. Большая степень поджатия потока и применение сеток позволяют получить однородный малотурбулентный поток в выходном сечении соплового блока. Установленный вентилятор создает скорость струи на выходе из сопла от 3 до 20 м/с. Нагреватель обеспечивает подогрев до 60° С. В координатном устройстве 1 устанавливается первичный преобразователь измерительного прибора (трубку полного напора, датчик термоанемометра или термометра).

## 2.2. Установка Ж для исследования эффекта Коанда

Установка Ж предназначена для изучения особенностей течения, связанных с эффектом присоединения плоской струи к близлежащей поверхности.

Основные элементы установки – сопловый блок и рабочий участок (рис. 2.2) – собраны на двух параллельных металлических пластинах 1 размерами 320x130x5 мм. Расстояние между пластинами 50 мм. Стенка 2 сопла подвижная, ее перемещение осуществляется посредством вращения винта 3. Благодаря этому ширина в выходной щели может меняться в пределах от 0 до 10 мм. На расстоянии  $B = 20$  мм от ближней кромки щели располагается пластина 4. Длина  $L$  выдвинутой наружу части пластины изменяется от 5 до 90 мм путем вращения винта 5.

В опорные пластины 1 вмонтированы оптические стекла, обеспечивающие возможность визуализации струи теневым методом (такая визу-

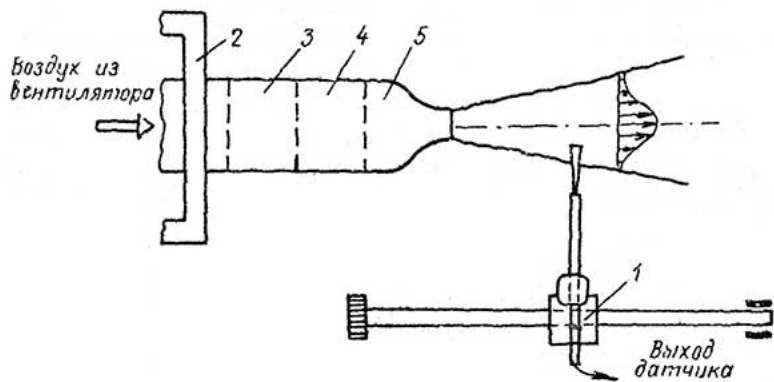


Рис. 2.1

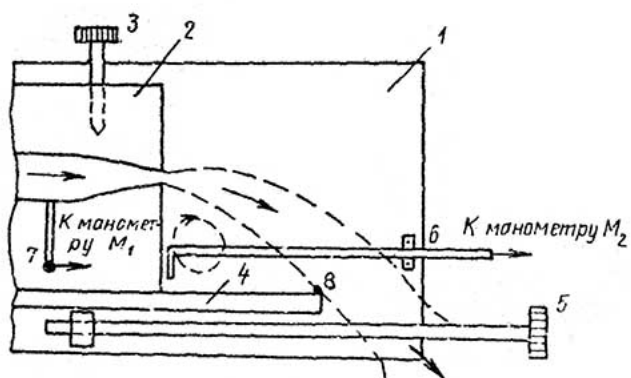


Рис. 2.2

лизация была проведена и фотографии, полученные для разных значений определяющих физических параметров, используются как иллюстративный материал при подготовке к выполнению лабораторных работ). На одной из пластин 1 закреплен приемник статического давления - трубка 6.

Воздух в сопловый блок поступает от центробежного вентилятора, приводимого во вращение двигателем постоянного тока. Различная скорость истечения струи обеспечивается изменением напряжения источника электрической энергии, подсоединенного к двигателю. Среднюю скорость струи на выходе из щели определяют по показаниям манометра  $M_1$ , подключенного к штуцеру 7 (второй вход манометра открыт на атмосферу), используя градуировочные зависимости (указаны на установке).

Для определения вида реализующегося течения (со струей, присоединенной к пластине 4, или с неприсоединенной струей) используют совместно метод визуализации шелковинками и метод термоанемометра. На кромке пластины укреплен датчик 8 простейшего термоанемометра постоянного тока (нагретая металлическая нить, включенная в мостовую схему). Переход от одной формы течения к другой приводит к резкому изменению скорости обдува нити, изменению ее температуры и сопротивления, и, как следствие, к изменению разности потенциалов, снимаемой с мостовой схемы. Эта разность потенциалов определяет показания стрелочного индикатора прибора - терморегулятора. По резким отклонениям стрелки устанавливают факт смены формы струйного движения. Прибор "Терморегулятор" одновременно служит источником питания двигателя вентилятора. При визуализации течения теневым методом этот прибор используют в качестве управляющего в системе подогрева струи до заданной температуры.

Смена формы течения может быть зафиксирована также по резкому изменению показания манометра  $M_2$ , который присоединен к трубке статического давления 6 с приемным отверстием, расположенным в зоне рециркуляции потока.

### 2.3. Измерительно-вычислительный комплекс СТ-1

Назначение. Измерительно-вычислительный комплекс ИЭК-СТ-1, выполненный в виде автономной приборной стойки, предназначен для полной или частичной автоматизации измерений скорости и температуры.

Использование серийных приборов и стандартных блоков обеспечивает гибкость комплекса и быструю перестройку для решения различных аэродинамических задач. Источником полезного сигнала в зависимости

от целей эксперимента могут служить различные приборы и первичные преобразователи (термосанометр, термометр сопротивления, термспара и т.п.). Цифровой принцип обработки и хранения результатов измерений в сочетании с современными приборами обеспечивает высокую точность и надежность получаемых результатов.

Управление экспериментом и последующей обработкой результатов производится специализированной вычислительной машиной (СВМ) "Электроника ТЗ-16" (ТЗ-16М).

Состав и принцип работы. функциональная схема ИВК-СТ-1 изображена на рис. 2.3. Через блок интерфейсных плат (БИП) к СВМ подключается

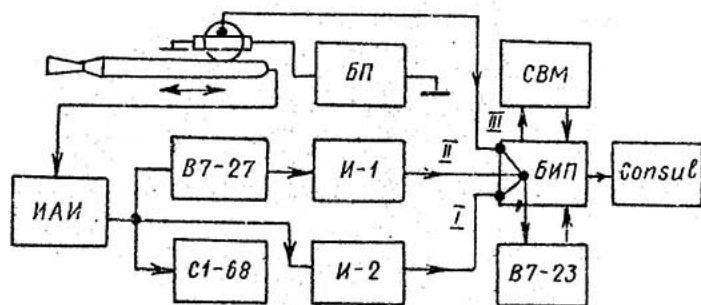


Рис. 2.3

ется цифровой интегрирующий вольтметр В7-23 (с временем осреднения 40 мс) к устройству вывода результатов Consul-254. Вольтметр В7-23 является для СВМ источником цифровой информации, которая обрабатывается процессором СВМ.

Вход вольтметра В7-23 через встроенный в БИП коммутатор по командам СВМ подключается к одному из трех каналов поступления информации:

I - канал измерения осредненных по времени значений скорости или температуры;

II - канал измерения среднеквадратичных значений пульсации скорости или температуры;

III – канал измерения одной пространственной координаты первичного преобразователя.

Работа комплекса в различных режимах. При измерениях осредненной скорости и среднеквадратичного значения ее пульсаций источником аналоговой информации является термоанемометр ЛПИ-81, разработанный и изготовленный на кафедре гидроаэродинамики.

Для получения осредненной скорости вход вольтметра В7-23 подключают непосредственно к выходу термоанемометра и по командам СЭМ производится необходимое число измерений для получения среднего значения с заданной погрешностью. Вычисление текущего значения измеряемой величины и контроль его относительного изменения осуществляется СЭМ по заданной программе.

При измерении среднеквадратичной величины пульсаций скорости вход вольтметра В7-23 подключают к выходу термоанемометра через преобразователь переменного напряжения по уровню среднеквадратичных значений с отделением постоянной составляющей сигнала. В качестве этого преобразователя в ИВК используется соответствующий аналоговый блок серийного цифрового вольтметра В7-27. Необходимый интервал времени осреднения, как и при работе по первому каналу, достигается увеличением числа измерений с последующим осреднением в СЭМ.

Для определения положения первичного преобразователя (канал III) используют специальный координатный механизм, в котором перемещение державки преобразователя вдоль ее оси вызывает изменение угла поворота прецизионного переменного резистора. Последний включен по схеме делителя напряжения, поступающего от стабилизированного блока питания (БП). По команде "Измерение координаты" вольтметр В7-23 подключается к резистору и измеряет напряжение на одном из плеч делителя. Значение напряжения вводится в память СЭМ и с помощью специальной программы пересчитывается в значение пространственного перемещения.

При проведении измерений в потоках с крупномасштабными низкочастотными пульсациями параметров время осреднения следует значительно увеличивать. Для этого в схеме ИВК предусмотрено использование дополнительных интеграторов (И-1, И-2). Осциллограф С1-68 служит для визуального контроля сигнала, поступающего с выхода термоанемометра.

При работе ИВК в режиме измерения осредненной температуры источником аналогового сигнала служит термометр. Сигнал поступает на вход вольтметра В7-23, который автоматически переводится на нижний диапазон измерения напряжения с максимальной чувствительностью. Пр-

цесс измерений и осреднения аналогичен рассмотренному выше при определении осредненной скорости. В дальнейшем СВМ по соответствующей программе вычисляют температуру потока в данной точке.

Для получения сигнала, несущего информацию о пульсациях температуры, обычно в качестве источника аналоговой информации применяют термометр сопротивления. Измерения, преобразование переменного напряжения с выхода термометра сопротивления по уровню среднеквадратичных значений и осреднение происходят аналогично измерению среднеквадратичной величины пульсаций скорости.

Программное обеспечение ИВК. Управление экспериментом и последующей обработкой производится СВМ по набору специальных программ. Каждая программа составлена для определенного режима работы ИВК и в общем случае включает следующие блоки:

- проведение градуировки первичного преобразователя;
- статистическая обработка результатов градуировки и занесение в память СВМ коэффициентов аппроксимирующей зависимости;
- проведение измерений по трем каналам и вычисление среднего значения измеряемого напряжения с заданной степенью точности;
- пересчет по аппроксимирующей зависимости измеренного напряжения в соответствующую физическую величину;
- вычисление производной от аппроксимирующей зависимости и пересчет измеренных пульсаций напряжения в пульсации соответствующей физической величины;
- вывод результатов эксперимента на печатающее устройство.

Все программы записаны на магнитных картах и перед началом эксперимента вводятся в оперативную память СВМ через встроенный магнитофон.

#### 2.4. Установка ИГС (импульсные газовые струи)

Лабораторную работу по исследованию установившихся струйных сверхзвуковых течений выполняют на импульсной газодинамической установке (рис. 2.4), представляющей собой трубу Лавы с камерой высокого давления 1, заполненной сжатом до давления  $p_0$  газом, и подсоединенным к торцу камеры соплом Лавала 3. Диафрагма или быстродействующий клапан 2 перекрывают камеру 1, отделив сжатый газ от неподвижного газа в окружающем пространстве давлением  $p_\infty$ .

При разрыве диафрагмы или запуске быстродействующего клапана на выходе сопла Лавала вначале возникает нестационарное, а затем форми-

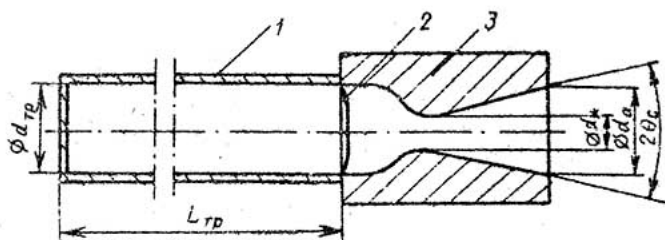


Рис. 2.4

уется и устанавливается стационарное струйное истечение, которое существует до тех пор, пока к выходу сопла не подойдет волна разрежения, возникшая при пуске установки и отразившаяся от торца камеры высокого давления. Измерительная система установки позволяет регистрировать как процесс установления, так и стационарное течение сверхзвуковой струи. Установка укомплектована сменными соплами Лавала и смонтирована в барокамере.

Основные газодинамические и геометрические параметры струйной установки:

- истекающий из сопла газ - воздух ( $\kappa = 7/5$ ) или аргон ( $\kappa = 5/3$ );

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

давление  $p_{0a}$  в покоящемся газе -  $10^3 \dots 10^5$  Па;

температура  $T_0 = T_{0a}$  - комнатная (290 К);

диаметр  $d_{гп} = 16$  мм,  $L_{гп} = 0,9$  м,  $d^* = 8$  мм для всех сопел;

сопло 1:  $d_a = d^* = 8$  мм,  $2\theta_c = 0$ ,  $M_a = 1$ ;  $M_a = 1$ ;

сопло 2:  $d_a = 11,3$  мм,  $2\theta_c = 5^\circ$ ,  $M_a = 2,2$ ;  $M_a = 2,40$ ;

сопло 3:  $d_a = 16,4$  мм,  $2\theta_c = 12^\circ$ ,  $M_a = 3,0$ ;  $M_a = 3,52$ ;

сопло 4:  $d_a = 26,6$  мм,  $2\theta_c = 30^\circ$ ,  $M_a = 4,03$ ;  $M_a = 5,24$ .

Наличие нестационарной волны разрежения в камере  $\bar{1}$  влияет на параметры торможения газа не только при неустановившемся истечении газа из сопла, но и в период установившегося течения, так как волна разрежения вовлекает в движение все частицы сжатого газа. Действительно, уравнение баланса энергии для идеального газа имеет вид:

$$\frac{d}{dt} (C_p T_0) = \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dt} \quad [5, \text{ с. } 97], \text{ и для любой частицы начальные пере-}$$

метры торможения не сохраняются.

При обработке экспериментальных данных следует в качестве давления торможения  $P_0$  ввести эффективное давление торможения  $P_{0 \text{ эфф}}$ , связанное с давлением  $P_{0м}$ , измеренным манометром, следующим соотношением:

$$\frac{P_{0 \text{ эфф}}}{P_{0м} + P_{атм}} = \frac{\left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M_{вх}^2\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}}{\left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M_{вх}^2\right)^{\frac{2\kappa}{\kappa-1}}}, \quad (2.1)$$

где  $P_{атм}$  - атмосферное давление;  $M_{вх}$  - число Маха потока на входе в дозвуковую часть сопла Лавала, найденное для известного отношения площади поперечного сечения камеры к площади критического сечения сопла  $A_{тр}/A^* = (d_{тр}/d^*)^2$  по формуле, аналогичной (1.33) [5, с. 114].

В нашем случае для  $\kappa = 1,4$  (воздух)  $A_{тр}/A^* = 4$ ,  $M_{вх} = 0,146$ .  $P_{0 \text{ эфф}}/(P_{0м} + P_{атм}) = 0,83$ ; для  $\kappa = 5/3$  (аргон)

$$M_{вх} = 0,1425 \frac{P_{0 \text{ эфф}}}{P_{0м} + P_{атм}} = 0,8064.$$

Схема струйной установки совместно с блок-схемой системы измерений и схемой основных элементов вспомогательного оборудования приведена на рис. 2.5. Трубка 1, являющаяся камерой высокого давления, с быстродействующим пневматическим клапаном 2 диаметром проходного сечения 16 мм и сменным соплом Лавала 3 установлена внутри герметичной вакуумируемой барокамеры 4 объемом 2 м<sup>3</sup>; срез сопла попадает в поле зрения теневой оптической системы 5 (прибор ИАВ-451). Воздух из барокамеры откачивает вакуумным насосом 6. Трубку заполняют сжатым рабочим газом из баллона 7 через вентиль на пульте управления. Давление в трубке измеряют образцовым стрелочным манометром 8, давление в барокамере - высокоточным вакууметром-анероидом 9 и регулируют вентилем, отсекающим барокамеру от атмосферы.

Пуск установки осуществляют, нажав кнопку 10 на пульте управления. При этом соединяют с выпрямителем электромагнитный клапан 11 диаметром проходного сечения 8 мм, запускающий пневматический клапан 2. Сжатый рабочий газ устремляется в сопло 3. На выходе сопла через небольшое время порядка 1-2 мс с момента начала истечения устанавливается стационарное струйное течение, время которого зависит от длины трубки 1 и скорости звука в истекающем газе и составляет около 5 мс при длине трубки  $L_{тр} = 0,9$  м для воздуха. Для визуализации оп-



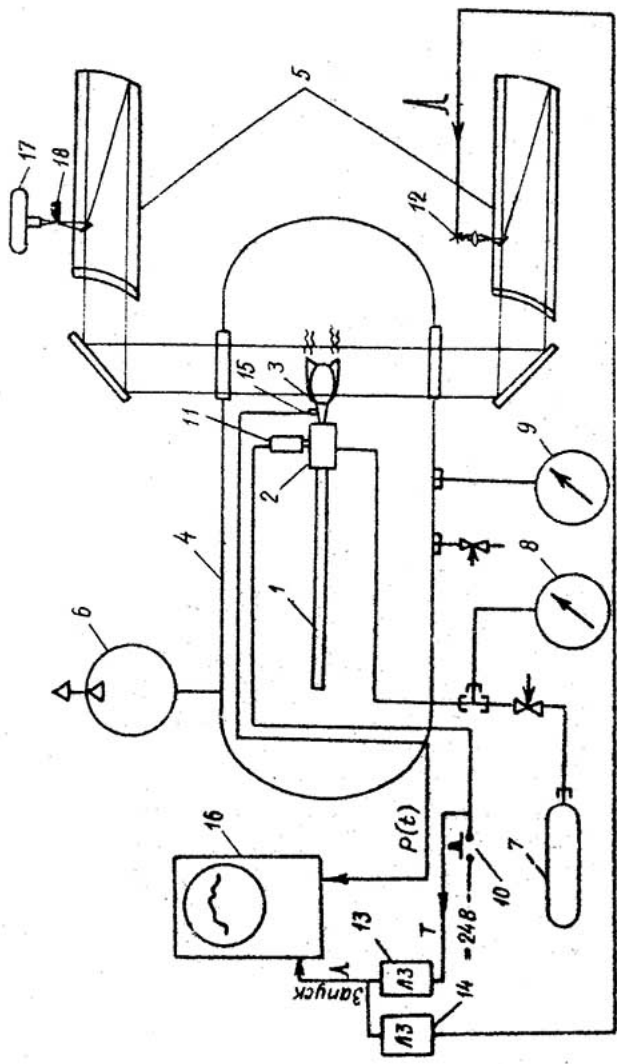


Рис. 2.5

тических неоднородностей, созданных струей газа, используют теневой прибор ИАБ-451 с полем зрения диаметром 220 мм. Источником света при фотографировании служит электрический разряд. Электрический заряд накапливается в батарее конденсаторов, заряженной до 15 кВ, и выдвигается в заданный момент в искровом разряднике И2 в виде электрической искры длительностью несколько микросекунд. Включение разрядника инициируют нажатием кнопки И0, причем вследствие заметной инерционности электромагнитного клапана И1 струя возникает примерно через  $3 \times 10^{-2}$  с с момента нажатия кнопки И0. Временной сдвиг электрического сигнала задают электронными линиями задержки И3 и И4.

Пьезоэлектрический датчик И5 на стенке сопла Лаваля служит для контроля за установлением течения. Сигнал датчика, регистрируемый на запоминающем осциллографе И6, позволяет судить о процессе истечения и о моменте включения искрового источника И2. Картина течения фиксируется на пленке фотоаппарата И7 с предварительно открытым затвором. Чувствительность оптической системы регулируется смещением ножа флюка И8, помещенного в фокальной плоскости приемной части оптической системы 5.

### 3. ПРОГРАММЫ ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ И ПРАВИЛА СОСТАВЛЕНИЯ ОТЧЕТОВ

#### 3.1. Общие правила подготовки к работам и составления отчетов

При подготовке к лабораторной работе необходимо:  
усвоить положения, изложенные в разделе I настоящих указаний;  
изучить описание соответствующей экспериментальной установки;  
ознакомиться с программой выполнения работы и указаниями по обработке опытных данных;

пройти инструктаж по технике безопасности.

В отчете по лабораторной работе следует:

указать цели лабораторной работы;  
привести схему экспериментальной установки и блок-схему системы измерений, дать краткое их описание;

кратко изложить программу лабораторной работы;

привести таблицы экспериментальных данных и использованные расчетные формулы с комментариями, поясняющими введенные обозначения и назначение формул;

аккуратно оформить графики: выполнить их простым карандашом на

листах миллиметровой бумаги размером 210x297 мм, отчетливо представить экспериментальные точки (использовать разные символы: кружки, треугольники, крестики, квадратик и т.д.);

дать комментарии к рисункам;

обсудить полученные результаты и сопоставить их с теоретическими зависимостями и опытными данными, известными из литературы;

сформулировать выводы по работе.

Отчет по лабораторной работе следует оформлять согласно требованиям СТП ЛГУВ 1.01-91 "Документы учебные. Общие требования, структура и правила оформления".

### 3.2. Круглая турбулентная струя с однородным начальным распределением скорости

Цель работы - овладение значениями основных закономерностей круглой турбулентной затопленной струи, а также навыками измерения средних скоростей движения воздуха и энергии турбулентных пульсаций с помощью термоанометра и автоматизированной измерительной аппаратуры.

Измерения. С помощью термоанометра измеряют продольные составляющую средней скорости  $\bar{u}$ , а также значения  $\sqrt{u'^2}$  в сечениях  $x/d = 0,2; 2; 4; 6; 8; 12; 16$  по диаметрам струи, проходящим в сечении  $x = const$  через точки с максимальной скоростью. В сечении  $x/d = 0,2$  в слое смещения измерения проводят через каждые 0,5 мм, а в ядре струи - через 2 мм; при  $x/d = 2$  в слое смещения через 1 мм, в ядре - через 2 мм;  $x/d = 4$  - через 2 мм;  $x/d = 6; 8$  - через 5 мм;  $x/d = 12; 16$  - через 10 мм.

Обработка опытных данных. Результаты измерений и их обработка оформляет в виде таблиц и рисунков, на которых строят следующие зависимости:

рис. 1:  $\bar{u}/u_0$  от  $r/R$  для всех сечений  $x/d = const$ ; ( $R = d/2$ );

рис. 2:  $v_{0,5}/R$  и  $v_{0,95}/R$  от  $x/d$ ;

рис. 3:  $\bar{u} (v=0)/u_0$  и  $u_0/\bar{u} (v=0)$  от  $x/d$ ;

рис. 4:  $\bar{u}/u_0$  от  $y_1/a_2 x$  в сечениях  $x/d = 2; 4$  ( $y_1 = R - r$ ,  $a_2 = 0,09$ );

теоретический график -  $\bar{u}/u_0$  от  $y_1/a_2 x$ , используя рис.

1.3 настоящих указаний;

рис. 5:  $\bar{u}/\bar{u}_m$  от  $r/r_{0,5}$  в сечениях  $x/d = 6; 8; 12; 16$ ;

такой же теоретический график, используя рис. 1.4 указаний;  
рис. 6:  $\sqrt{3/2} \sqrt{\bar{u}^2} / \bar{u}_m$  от  $r/r_{0,5}$  в сечениях  $x/d = 6$ ;  
8; 12;

график, осредняющий экспериментальные данные других авторов, представленные на рис. 1.5 указаний. Координаты  $r_{0,5}$  определяют как половину расстояния между двумя точками на профиле скорости, в которых  $\bar{u} = 0,5 \bar{u}_m$ . Аналогично величины  $r_{0,95}$  находят как половину расстояния между двумя точками на профиле, в которых  $\bar{u} = 0,95 \bar{u}_m$ .

### 3.3. Турбулентная струя, вытекающая из отверстия с острыми кромками

Цель работы - ознакомление с закономерностями развития струи, истекающей из круглого отверстия, и сопоставление их с закономерностями струи, истекающей из профилированного конусообразного сопла.

Измерения. С помощью термоанемометра измеряют продольную составляющую скорости  $\bar{u}$ , а также  $\sqrt{\bar{u}^2}$  в струе, вытекающей из отверстия в тонкой стенке с острыми кромками, в сечениях  $x/d = 0,5; 2; 4; 6; 8; 12$ , вдоль диаметров, проходящих через точку с  $\bar{u} = \bar{u}_m$ . В сечении  $x/d = 0,5$  измеряют через 1 мм; при  $x/d = 2$  - через 2 мм;  $x/d = 4; 6; 8$  - через 5 мм;  $x/d = 12$  - через 10 мм.

Обработка опытных данных. Результаты измерений и их обработки представляют в виде таблиц и рисунков, отражающих следующие зависимости:

рис. 1:  $\bar{u}/u_0$  от  $r/R$  для всех сечений  $x/d = const$ ;

рис. 2:  $r_{0,5}/R$  от  $x/d$ ; аналогичный график, полученный для случая истечения струи из сопла (см. п. 3.2);

рис. 3:  $\bar{u}_m/u_0$  от  $x/d$ ; такой же график, полученный ранее (см. п. 3.2);

рис. 4:  $\bar{u}/\bar{u}_m$  от  $r/r_{0,5}$  в сечениях  $x/d = 6; 8; 12$ ; такой же теоретический график, используя рис. 1.4 указаний;

рис. 5:  $\sqrt{3/2} \sqrt{\bar{u}^2} / \bar{u}_m$  от  $r/r_{0,5}$  в сечениях  $x/d = 8; 12$ ; график, осредняющий аналогичные экспериментальные данные, полученные ранее (см. п. 3.2).

### 3.4. Нейзотермическая круглая турбулентная струя

Цель работы - ознакомление с закономерностями распределения температуры в круглой турбулентной затопленной нейзотермической струе и определение кривыми измерения осредненной температуры с помощью ниточ-

ного термометра или термопары.

**Измерения.** При помощи термопар или ниточного термометра сопротивления производят измерения поля температуры в круглой турбулентной слабоподогретой струе ( $\Delta T = T_0 - T_E = 30 \dots 40^\circ$ ). Определяют температуру вдоль диаметров, проходящих через точки с наибольшим значением  $\Delta T$ , в сечениях  $x/d = 0,2; 2; 4; 6; 8; 12; 16$ . В сечении  $x/d = 0,2$  измеряют через 1 мм в слое смещения и через 2 мм в ядре струи; при  $x/d = 2$  - через 2 мм;  $x/d = 4; 6$  - через 5 мм;  $x/d = 8; 12; 16$  - через 10 мм.

**Обработка опытных данных.** Результаты измерений и расчетов представляют, как указано ранее (см. п. 3.2 и 3.3), в виде следующих зависимостей:

рис. 1:  $\theta_1 = (\bar{T} - T_E) / (T_0 - T_E)$  от  $z/R$  для всех сечений  $x/d = const$ ;

рис. 2:  $\tau_{0,5T} / R$  и  $\tau_{0,95T} / R$  от  $x/d$ ; график зависимости  $\tau_{0,5} / R$  от  $x/d$ , найденный ранее (см. п. 3.3);

рис. 3:  $[\bar{T}(z=0) - T_E] / (T_0 - T_E)$  от  $x/d$ ; график зависимости  $\bar{u}_m / u_0$  от  $x/d$ , найденный ранее (см. п. 3.2).

На рис. 4 отчета строят зависимость безразмерных значений температуры

$$\theta = \theta_1 \frac{(T_0 - T_E)}{(T_m - T_E)}$$

от  $z/R$  для сечения  $x/d = 8$ . На том же рисунке наносят профиль скорости  $\bar{u} / \bar{u}_m$  для соответствующего сечения  $z$  (см. п. 3.2). В десяти точках по координате  $z/R$  вычисляют функцию  $\varphi = (\bar{u} / \bar{u}_m)^{P_{T_1}}$ , приняв  $P_{T_1} = 0,75$ , и изображают на рис. 4. Анализируют степень близости кривых, полученных для  $\theta$  и  $\varphi$ .

### 3.5. Эффект Коанда

**Цель работы** - приобретение знаний закономерностей, характерных для струйного течения с эффектом Коанда. Студенты определяют области значений параметров подбора, обеспечивающих эффект присоединения струи к близлежащей пластине; устанавливают диапазон изменения параметров, в котором проявляется гистерезис; оценивают границы областей независимости эффекта от значений числа Рейнольдса и относительной ширины сошла; измеряют величину разрежения в рециркуляционной области.

**Материалы.** Измерения выполняют в следующем порядке:

1. Получают у преподавателя набор калибровочных пластин, которые используют для установки требуемой ширины сопла (щели). При этом соответствующую пластину вставляют в сопло, слегка поджимают вращением ручки винта (см. рис. 2.2) и затем удаляют.

2. Создают регулировку скорости  $U_0$  истечения струи, вращая ручку прибора "Терморегулятор" и наблюдая за показаниями манометра  $M_1$ ; выясняют способ задания и измерения длины  $L$  выдвинутой части пластины.

3. Для двух заданных преподавателем значений  $\beta$  определяют длины  $L_1$  и  $L_2$  при восьми-десяти показаниях регулируемого манометра  $M_1$  (скорости истечения); при каждой скорости истечения сначала находят значение  $L_2$ . Для этого постепенно увеличивают длину пластины, значение  $L_2$  фиксируют по резкому изменению показаний приборов: термоанемометра с датчиком на краю пластины и манометра  $M_2$  с датчиком в рециркуляционной области. Затем при постепенном уменьшении длины пластины определяют значение  $L_1$ .

4. При максимальной скорости истечения струи для  $\beta = 1; 1,5; 2; 2,5; 3; 4; 5$  мм измеряют значения  $L_1, L_2$  по методике, изложенной в предыдущем пункте.

5. Для двух заданных преподавателем значений  $\beta$  при скорости  $U_0$ , близкой к максимальной, измеряют давление  $P_2$  у стенки  $OB$  (см. рис. 1.7) в зависимости от длины  $L$  (шесть замеров для каждого значения  $\beta$ , для чего интервал  $[L_1, L_2]$  разделяют на пять приблизительно равных промежутков).

Обработка сырых данных. По данным экспериментов:

1) на рис. 1 отчега строят зависимости

$$L_1/D = \varphi_1(Re; D/\beta = \text{const}), \quad L_2/D = \varphi_2(Re; D/\beta = \text{const})$$

и оценивают нижнюю границу области независимости от значения числа Рейнольдса;

2) на рис. 2 изображают зависимости

$$L_1/D = f_1(D/\beta), \quad L_2/D = f_2(D/\beta)$$

и определяют область нечувствительности к значению относительной ширины сопла;

3) на рис. 3 строят зависимость безразмерной величины давления  $(P_0 - P_2) = (P_0 - P_2) / (\rho U_0^2 / 2)$  в рециркуляционной области от относительной длины пластины  $L/D$  для двух значений относительной ширины сопла  $\beta/D$ ; опытные данные сопоставляют с рассчитанными по формуле (1.19).

### 3.6. Начальный участок сверхзвуковой струи

Цель работы - приобретение знаний структуры и основных свойств сверхзвуковых струй, навыков простых методов расчета сверхзвуковых струй, умения использовать экспериментальные методы создания и исследования сверхзвуковых течений газа.

Измерения. Основной экспериментальный материал работы - фотографии картин течения сверхзвуковых струй. На фотонегативах должен быть зафиксирован диск Маха, положение которого относительно сопла зависит от величин  $M_a$ ,  $n$ ,  $k$ . Учитывая ограниченность поля зрения оптического прибора, до проведения экспериментов определяют по формуле (1.38) для каждого сопла максимальные значения параметра  $n$  из следующего условия: расстояние  $x_{гм}$  не превышает 120 мм.

При заданном давлении воздуха или аргона  $p_0$  в трубке I, равном 1-5 МПа, для каждого из четырех сопел Лаваля с учетом сделанных поправок для  $n_{max}$  и  $p_{0\infty}$  выполняют 3-5 экспериментов с различными, равномерно изменяющимися начальными давлениями  $p_0$  в барокамере. В процессе эксперимента регистрируют начальные давления  $p_0$  в барокамере и давления  $p_{01}$  в трубке I, фиксируют мгновенные картины установившегося течения струй на фотопленку, перерисовывают на калку с экраном осциллографа осциллограммы сигналов датчика давления на выходе сопла.

Обработка опытных данных. Для каждого эксперимента вычисляют параметр невязанности  $n = p_a / p_{0\infty}$ . Давление  $p_a$  рассчитывают для заданного числа  $M_a$  по изэнтропической формуле

$$p_a = p_{0,эфф} \left( 1 + \frac{k-1}{2} M_a^2 \right)^{-\frac{n}{k-1}} \quad (3.1)$$

с учетом эффективного давления торможения  $p_{0,эфф}$  (см. п. 2.4).

Определив значение  $n$ , приступают к обработке фотонегативов. Первичная обработка состоит в следующем. Каждую картину течения зарисовывают на бумагу в масштабе 1:1 по отношению к действительному течению, помещают негатив в фотоувеличитель и пользуются масштабными метками на негативе. Расстояние между масштабными метками - 100 мм. На зарисовке должны быть отмечены основные особенности течения: диск Маха; внешние видимые границы струи; косые слои ускорения; слои смещения на начальном участке; звуковые возмущения, тесно связанные со струей; зернистость, обусловленная турбулентностью; переломленная структура струи при малых невязанностях. Вместе зарисовки могут быть

представлены фотографии в масштабе 1:1 с указанием на фото внешнеперечисленных особенностей течения. Обработка зарисовок или фотографий сводится к следующим измерениям:

а) линейкой с миллиметровыми делениями измеряют расстояние от среза сопла до диска Маха;

б) угломером (транспортиром) с ценой деления не более  $1^\circ$  измеряют полный угол расширения струи  $2\beta_n$  на срезе сопла (см. рис. 1.8) по видимой границе струи при  $n > 1$  и угол  $\beta_n$  конического скачка [см. рис. 1.9 и ф-лу (1.36)] при  $n < 1$ ;

в) далее измеряют следующие геометрические характеристики струи:  
 $d_1$  - максимальный диаметр висячего скачка уплотнения,  $x_1$  - расстояние от среза сопла до сечения с максимальным диаметром висячего скачка уплотнения;

$d_2$  - максимальный диаметр внешней границы струи,  $x_2$  - расстояние от среза сопла до сечения с максимальным диаметром струи;

$d_{gm}$  - диаметр диска Маха.

Методом наименьших квадратов [8] выполняют статистическую обработку данных, определяющих положение диска Маха в недорасширенных струях для всех сопел. Относительное расстояние  $\bar{x}_{gm} = x_{gm}/d_a$  считают прямо пропорциональным величине  $M_a \sqrt{kn}$  согласно формуле (1.38). Находят оценку  $\hat{c}$  коэффициента пропорциональности  $c$  для зависимости  $\bar{x}_{gm} = c \cdot M_a \sqrt{kn}$ , а также рассчитывают величины  $\hat{\sigma}^2$ ,  $\hat{D}\{\hat{c}\}$ ,  $\Delta \bar{c}$  по формулам

$$\hat{c} = \frac{\sum_{i=1}^N \bar{x}_{gmi} \cdot (M_a \sqrt{kn})_i}{\sum_{i=1}^N (M_a \sqrt{kn})_i^2}; \quad \hat{\sigma}^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N [\bar{x}_{gmi} - (M_a \sqrt{kn})_i]^2; \quad (3.2)$$

$$\hat{D}\{\hat{c}\} = \frac{\hat{\sigma}^2}{\sum_{i=1}^N (M_a \sqrt{kn})_i^2}, \quad \Delta \bar{c} = \frac{t_\alpha \sqrt{\hat{D}\{\hat{c}\}}}{\hat{c}},$$

где  $N$  - число экспериментов;  $t_\alpha$  - коэффициент Стьюдента;  $\alpha$  - вероятность того, что истинное значение коэффициента  $c$  лежит в пределах  $\hat{c} - t_\alpha(N-1)\sqrt{\hat{D}\{\hat{c}\}} < c < \hat{c} + t_\alpha(N-1)\sqrt{\hat{D}\{\hat{c}\}}$ . В частности,  $t_{0,95}(3) = 3,18$ ;  $t_{0,95}(5) = 2,57$ ;  $t_{0,95}(8) = 2,31$ ;  $t_{0,95}(12) = 2,18$ .

Составляют для каждого опыта измеренные величины  $\bar{x}_{gm}$ ,  $d_1$ ,



$\bar{x}_1, \bar{d}_2, \bar{x}_2, \bar{d}_{gm}, \theta_{11}, \beta_a$  с соответствующими значениями, рассчитанными по теоретическим формулам (1.22), (1.27) (1.28), (1.30), (1.31), (1.35), (1.36) и найденными из аппроксимаций литературных экспериментальных данных [формулы (1.38)-(1.48)].

Указания к составлению отчета. В дополнение к вышесказанному общим для всех лабораторных работ разделам отчета следует:

- отметить особенности течения турбулентной сверхзвуковой не-расчетной струи, изложить методику расчета положения, диаметра диска Маха и внешней границы струи при  $n > 1$  и  $n < 1$ , записать эмпирические формулы для расчета геометрических характеристик струи;

- приложить зарисовки картин течения в масштабе 1:1 с указанием положения диска Маха и других особенностей течения на начальном участке или фотографии течения в масштабе 1:1, отметив на них диск Маха и другие характерные элементы картины течения; привести и обсудить осциллограммы сигналов датчиков давления на стенке сопла; нанести на зарисовках или на фотографиях внешние границы струй идеального газа, расчетные положения и диаметры дисков Маха;

- составить сводную таблицу результатов измерений, результатов расчетов и результатов сопоставления экспериментальных и расчетных данных; указать числа Рейнольдса  $Re = u d \rho / \mu$ , найденные по значениям переменных в критическом сечении и на срезе сопла; представить в координатах  $\bar{x}_{gm}, M_a \sqrt{\kappa n}$  экспериментальные данные о положении диска Маха или точки слияния вязких слоев смещения, выделив случаи  $n < 1$ ; привести график зависимости  $\bar{x}_{gm} = \hat{c} M_a \sqrt{\kappa n}$  для  $n > 1$  и график зависимости (1.39) для  $n < 1$ ;

- сформулировать выводы, сопоставляя данные расчетов с результатами экспериментов; обсудить достоинства и недостатки экспериментальной установки и использованного экспериментального метода исследования сверхзвуковых струй.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дулов В. Г., Лукьянов Г. А. Газодинамические процессы истечения. - Новосибирск: Наука: СО, 1984.

2. Абдуевский И. В. С. и др. Газодинамика сверхзвуковых невозмущенных струй. - М.: Машиностроение, 1989.

3. Г и н з б у р г И . П . Аэрогазодинамика. - М.: Высшая школа, 1966.

4. С в е р х з в у к о в ы е газовые струи: Сб. статей/ Под ред. В.Г.Дулоба. - Новосибирск: Наука, 1983.

5. Л о й ц я н с к и й Л . Г . Механика жидкости и газа. - М.: Физматгиз, 1987.

6. Д р и ф т м а й е р . Корреляция параметров свободных струй// Ракетн. техн. косм. 1972. № 8. Т. 10. С. 159-160.

7. А к а т н о в Н . И . , Ч у м а к о в Ю . С . Теория струйных течений и ее применение в инженерных расчетах: Учебное пособие. - Л.: ЛПИ, 1989.

8. З а й д е л ь А . Н . Погрешности измерений физических величин. - Л.: Наука, 1985.

1. КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ СВОБОДНЫХ СТРУЙНЫХ ТЕЧЕНИЙ.....	3
1.1. Общие замечания.....	3
1.2. Затопленная круглая турбулентная струя несжимаемой жидкости.....	4
1.3. Особенности круглой струи, вытекающей из отверстия в тонкой стенке.....	10
1.4. Круглая турбулентная неадиабатическая струя.....	11
1.5. Эжекционные свойства струи. Эффект Коанда.....	12
1.6. Сверхзвуковая струя идеального газа.....	16
1.7. Основные особенности течения на начальном участке сверхзвуковой струи вязкого газа.....	22
2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ.....	24
2.1. Установка ТС-1 (турбулентные струи).....	24
2.2. Установка ЭС для исследования эффекта Коанда.....	25
2.3. Измерительно-вычислительный комплекс СТ-1.....	27
2.4. Установка ИГС (импульсные газовые струи).....	30
3. ПРОГРАММЫ ЛАБОРАТОРНЫХ РАБОТ И ПРАВИЛА СОСТАВЛЕНИЯ ОТЧЕ- ТОВ.....	34
3.1. Общие правила подготовки к работам и составления отчетов.....	
3.2. Круглая турбулентная струя с однородным начальным распределением скорости.....	35
3.3. Турбулентная струя, вытекающая из отверстия с остры- ми кромками.....	36
3.4. Неадиабатическая круглая турбулентная струя.....	36
3.5. Эффект Коанда.....	37
3.6. Начальный участок сверхзвуковой струи.....	39
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	41