

## 2. Движение газов

Бытовая дровяная печь представляет собой устройство, автоматически создающее внутри себя непрерывный поток газов. Тем самым в работающей дровяной печи обеспечивается постоянная подача свежего воздуха и постоянный вывод дымовых газов, несмотря на полное отсутствие каких-либо внешних механических газодувных устройств.

Поскольку законы движений газов лежат в основе работы дровяных печей всех типов, напомним основные понятия газодинамики.

### 2.1. Понятие идеального газа

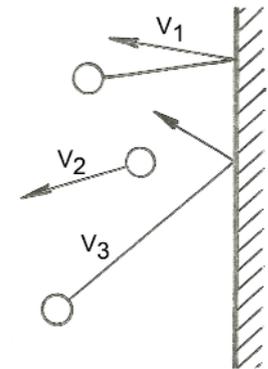
Печные газы представляются сплошной /как-бы “жидкой”, “текучей”/ средой, но в действительности имеют дискретную микроструктуру, описываемую молекулярно-кинетической теорией /см. раздел 1.3.1/.

В настоящей книге используется модель “идеального газа”, согласно которой газ состоит из отдельных частиц-молекул. Молекулы находятся в свободном прямолинейном движении за исключением моментов соударений между собой или со стенками сосуда /в отличии от жидкостей, в которых молекулы постоянно испытывают силы притяжения между собой/. Молекулы в газе многочисленны, часто соударяются, и газ в виде “толпы молекул” представляется сплошной субстанцией.

Сплошная среда с микроструктурой “идеального газа” характеризуется тремя параметрами - давлением  $p$ , температурой  $T$  и плотностью  $\rho$  /или концентрацией молекул  $n = \rho/m$ , где  $m$  - масса одной молекулы/. Эти параметры входят в так называемое “уравнение состояния” идеального газа  $p = nkT = \rho RT$ , где  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/град - постоянная Больцмана,  $R = \kappa A = 8,31$  Дж/г-моль.град =  $287$  м<sup>2</sup>/сек<sup>2</sup>град - универсальная газовая постоянная,  $A = 6,02 \cdot 10^{23}$  г-моль<sup>-1</sup> - число Авогадро.

Наука о движении газа как сплошной среды называется газодинамикой /или аэродинамикой в случае воздуха/. Основным параметром в динамике газа является давление газа  $p$ , имеющее физический смысл силы механического воздействия газа на единицу поверхности стенки

Рис. 88. Молекулы идеального газа, отскакивая от стенки, создают механическое давление на стенку.



сосуда /в том числе и в виде силы сжатия одних объемов газа другими объемами газа/. Механическое воздействие обусловлено ударами молекул по стенке сосуда /рис.88/.

Газы способны сжиматься под действием внешних механических воздействий. При сжатии объема газа происходит повышение давления газа, а также производится работа, равная произведению текущего давления на изменение объема. Эта работа внешних сил идет на нагрев объема газа. Факты сжимаемости газов и их нагрева от сжатия особенно важны в авиации и космонавтике [57-59].

Однако, в печах изменения давления оказываются крайне незначительными. Так, даже при ураганах со скоростью ветра 30 м/сек напор воздуха /давление “заторможенного ветра”/ составляет всего 700 Па при величине атмосферного давления 100000 Па. А в печах перепады давления и вовсе не превышают 70 Па, то есть относительные изменения плотности воздуха не превышают сотых долей процента. В этих условиях печные газы можно считать практически не сжимаемыми, тем более не подвергаемыми заметным нагревам от столь малых сжатий.

Поэтому при анализе течений газов в печах будем использовать законы гидравлики - науки о течениях несжимаемых жидкостей.

### 2.2. Гидравлическое приближение

Предположение о несжимаемости газов в печах наверняка смутит многих печников. Действительно, газы в печах то нагреваются и расширяются, то охлаждаются и сжимаются. Значит, газы в печах все время изменяют свой объем. Как же увязать эти реально проявляющиеся расширения газов с предположением о несжимаемости газов?

Дело в том, что гидравлическое приближение применительно к газам подразумевает, что существенные рас-

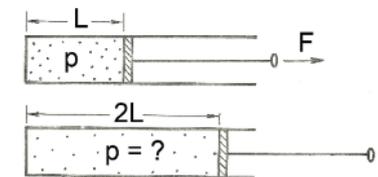


Рис.89. Расширение газа поршнем.

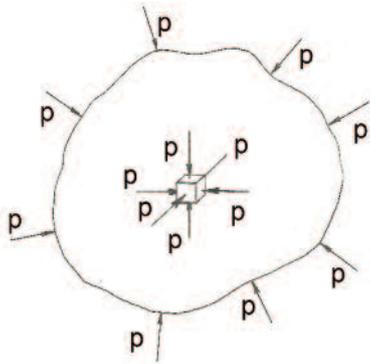


Рис.90. Иллюстрация закона Паскаля применительно к невесомой среде /жидкости или газа/.

ширения и сжатия газов возможны только за счет изменений температуры газов /обусловленных процессами горения или теплопередачи от внешних источников тепла или холода/. Изменения же давления настолько малы, что не в состоянии заметно изменить объемы газов и, тем более,

заметно нагреть или охладить газы. Иными словами, гидравлическое приближение по существу означает, что процесс предполагается изобарическим, то есть протекающим при постоянном давлении.

Попробуем с силой “растянуть” /расширить/ газ поршнем в два раза /рис.89/. Концентрация молекул  $n$  /и соответственно плотность газа  $\rho$ / уменьшится в два раза. А на сколько уменьшится давление газа? Казалось бы, тоже в два раза. Но на самом деле, молекулы при столкновениях с “ускользающим от них” поршнем теряют скорость. Поэтому температура газа при расширении уменьшается. Значит и давление газа  $p = \rho RT$  в этом случае падает быстрее, чем падает плотность газа. Если процесс идет в теплоизолированном объеме /то есть без потерь тепла - адиабатически/, то уравнение состояния идеального газа приобретает вид  $p = K\rho^\gamma$ , где  $K$  - коэффициент прямой пропорциональности,  $\gamma = c_p/c_v$  - степенной показатель адиабаты,  $c_p$  и  $c_v$  - удельные теплоты газа при постоянном давлении и постоянном объеме соответственно [58]. Степенной показатель адиабаты  $\gamma$  равен для одноатомных газов 1,66, для двухатомных 1,40 и для многоатомных 1,33. Все это и приводит к известным /но порой парадоксальным, с точки зрения печника/ явлениям в авиационной и космической аэродинамике, в частности явлениям ускорения сверхзвуковых потоков в расширяющихся соплах реактивных двигателей.

Так вот в печах подобных явлений нет, поскольку нет адиабатических процессов - объемы газа успевают обмениваться энергией. Так, при принудительном расширении охлаждающийся газ успевает нагреться извне /например, от массивного поршня/ с сохранением своей прежней температуры /изотермически, то есть как-бы с “показателем адиабаты”, равным единице/ либо даже с сохранением своего прежнего давления /изобарически, то есть как-бы с “показателем адиабаты”,

равным нулю/. И наоборот, при принудительном нагревании газ успевает расширяться так, чтобы давление практически не изменялось бы.

В дальнейшем мы будем рассматривать только изобарические процессы с постоянным давлением  $p = nkT = \rho RT = \text{const}$ , то есть такие, при которых изменения плотности газа происходят только из-за принудительного нагрева или охлаждения газов [60-62].

Вместе с тем, в реальных изобарических процессах в печах неминуемо возникают незначительные временные или пространственные изменения давления /в виде перепадов давления/, которые способны вызвать только механические движения-перемещения /ускорения или торможения/ газа, но не изменения температуры и плотности газа. Поэтому примем, что хотя везде и всегда величины давления примерно одинаковы  $p_1 = p_2$ , но тем не менее различия /перепады/ давлений ( $p_1 - p_2$ ), хоть и малы по величине, но могут реально отличаться от нуля.

Когда это может наблюдаться? Легко сообразить, что на больших глубинах гидростатическое давление настолько велико, что намного превышает возможные локальные изменения давления, вызванные движением самой жидкости /например, под воздействием гребных винтов подводной лодки/. Иными словами, для изучения газов будем привлекать гидродинамическую модель медленных придонных течений “глубокой воды”. Поэтому в дальнейшем вместо слова “газ” будем часто употреблять термин “жидкость”.

### 2.3. Гидростатика

По закону Паскаля /основному закону гидростатики/ давление, производимое на покоящуюся жидкость или газ, передается в любую точку жидкости или газа одинаково по всем направлениям. То есть, если весь объем газа в сосуде сжимается, то сжимаются с таким же давлением и все микрообъемы этого газа. Причем силы внешнего сжатия микрообъемов газа урав-

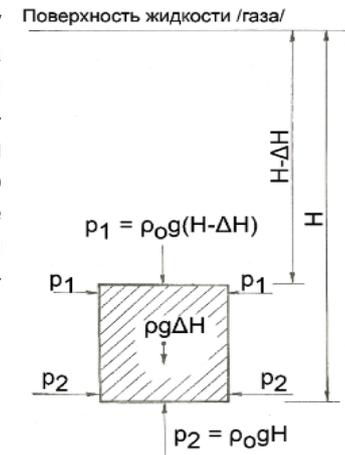


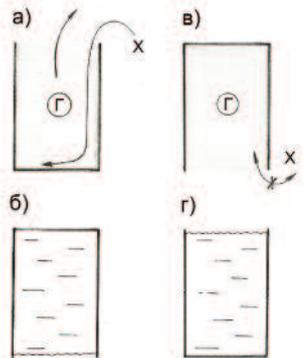
Рис.91. Иллюстрация закона Паскаля применительно к весомай среде /жидкости или газа/. Здесь и далее под значком  $\Delta$  /дельта/ будем понимать изменение /увеличение или уменьшение/ величины параметра, в данном случае глубины /высоты/  $H$ .

новешивается “силами внутреннего противодействия” за счет давления внутри микрообъемов газа, так что в газе все уравновешено /рис.90/.

Именно такое понимание школьного закона зачастую приводит, по давнему признанию В.Е.Грум-Гржимайло, к известным недоразумениям среди печников: “Закон Паскаля излагается в учебниках для невесомой жидкости, но не излагается для жидкостей весомых. Для людей, живущих на земле, надо сделать оговорку, что для весомых жидкостей нужно внести поправку на гидростатическое давление жидкости” [60].

Дело в том, что очень часто, например, печники считают, что в любой камере /в частности, в топливнике печи или в дымовой трубе/ давление всюду одинаковое /потому, что это, мол, один ни чем не разделенный объем газа/. Но даже в не разделенном объеме газа величины давлений на разных высотных отметках отличаются /даже в статическом случае неподвижного газа/ из-за наличия веса самого газа - нижние слои в объеме газа сжимаются под весом вышележащих слоев газа.

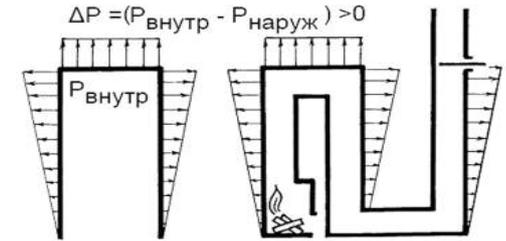
Конкретизируем это утверждение с точки зрения вышеупомянутой модели придонных течений “глубокой воды”. Действительно, движения газов в печах /как свежего воздуха, так и дыма/ происходят в нижних слоях атмосферы /на дне воздушного “океана”/, где на каждый объем газа давит вес вышележащих слоев воздуха. Глубина этого воздушного “океана” в пересчете на однородную атмосферу составляет порядка  $H = 10$  км, а с учетом падения плотности воздуха по высоте по закону Больцмана - десятки километров /рис.91/. Это подтверждает, что величины перепадов давлений газов в печах /с высотой трубы не более 10 метров/ очень малы по сравнению с величиной самого давления атмосферного воздуха на уровне земли. Но в этом разделе мы хотели бы подчеркнуть нечто иное, а именно, указать, что эти “микрорезультаты” давлений в печи неизбежны.



Дело в том, что давление /как сила внешнего сжатия микрообъема газа в расчете на единицу поверхности микрообъема/ в каждой точке газа на глубине  $H$  воздушного “океана” равно  $\rho_0 g H$  /рис.91/. То есть давление равно весу столба воздуха высотой  $H$  и

Рис. 92. Гидравлические аналогии: а - легкий горячий воздух Г вытесняется из стакана тяжелым холодным газом Х, б - вода выливается из перевернутого стакана, в - легкий горячий воздух Г удерживается в опрокинутом стакане, г - вода удерживается в стакане.

Рис.93. Избыточные давления легких горячих газов относительно давления воздуха атмосферы на том же высотном уровне в колпаке и в канальной системе печи /с закрытой вьюшкой - заслонкой на дымовой трубе/. Направления стрелок указывают на то, что горячие газы в случае наличия отверстий должны выходить наружу.



поперечным сечением один квадратный метр. Таким образом, давление в нижней части микрообъема больше чем в верхней части микрообъема. Эта разность давлений  $\rho_0 g H - \rho g (H - \Delta H)$ , направленная вверх, как раз и компенсирует силу тяжести микрообъема газа  $\rho g \Delta H$ , направленную вниз /закон Архимеда/. Если же плотность газа внутри микрообъема  $\rho$  меньше, чем плотность газа снаружи микрообъема  $\rho_0$ , то микрообъем газа начинает всплывать, то есть выталкиваться окружающей средой вверх силой Архимеда  $(\rho_0 - \rho) g \Delta H$ .

Таким образом, горячий газ в обычном /дном вниз/ “стакане” может быть выдавлен вверх окружающим холодным воздухом, то есть находится в гидравлически не устойчивом состоянии /рис. 92-а/. И наоборот, горячий воздух, помещенный в “опрокинутый стакан” /по российской печной терминологии “колпак”, по зарубежной “bell” - купол, колокол/, находится в гидравлически устойчивом состоянии. Это обусловлено тем, что горячий воздух легче холодного воздуха. Поэтому, если мы вместо легкого горячего воздуха возьмем тяжелую воду, то картина изменится на противоположную - вода будет устойчива в стакане и будет выливаться из опрокинутого стакана /рис.92-б/. Эти обыденные и очевидные факты лежат в основе известной умозрительной идеи - гидравлической модели-анalogии В.Е.Грум-Гржимайло: “Пламенный поток есть обращенная река” [60]. То есть движение горячих газов в печи можно условно моделировать /мысленно представлять себе/ как течение воды в перевернутой “вверх ногами” схеме печи.

Ясно также, что давление на дне стакана /как и в глубине любого водоёма/ больше давления воздуха вне стакана на том же высотном уровне. То есть, если сделать отверстие в дне стакана, то вода под напором хлынет наружу. Значит, по аналогии, и в верхней части колпака, заполненного горячими газами, существует повышенное давление /рис.93/. Действительно, давление на нижнем срезе колпака  $\rho_0$  одинаково как внутри, так и снаружи колпака, и для определения давления

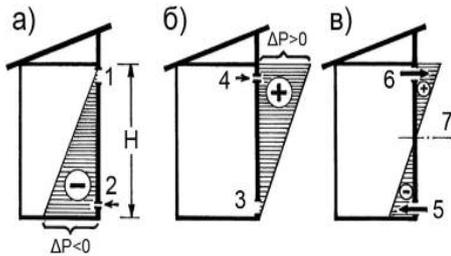


Рис. 94. Эпюры перепадов давления воздуха на стенах теплого здания в холодной атмосфере. а) - при открытом верхнем отверстии давление внутри меньше, чем снаружи, б) - при открытом нижнем отверстии давление внутри больше, чем снаружи, в) - при открытых верхнем и нижнем отверстиях давление распределяется так, что возникает поток воздуха /см. текст/.

на более высоких высотных отметках надо вычесть вес столба газа, расположенного выше среза колпака. При этом вес столба легкого горячего газа будет меньше веса столба тяжелого холодного воздуха. А следовательно, давление горячих газов внутри колпака будет больше, чем давление воздуха снаружи на том же высотном уровне.

Вышеуказанные перепады давления являются гравитационными, поскольку обусловлены наличием сил земного тяготения. В печном деле эти перепады давления называют тягой /или самотягой/. Тяга принимает положительное значение, если в печи образуется разрежение /если величина давления внутри меньше величины давления снаружи/. Так что в колпаке тяга отрицательная /"обратная" - не путать с понятием "обращенной" тяги В.Е.Грум-Гржимайло/, и при наличии отверстия воздух не всасывается в печь, а наоборот, выталкивается.

Аналогично и в отапливаемых зданиях зимой - при открытых нижних окнах 3 и закрытых верхних окнах 4 давление внутри здания будет выше, чем снаружи /рис.94/. В этом легко убедиться, приоткрывая верхние окна 4 - воздух изнутри будет выходить наружу. А если наоборот, открыть верхние окна 1 и закрыть нижние окна 2, то давление внутри здания будет ниже, чем снаружи. Если же открыть верхние 6 и нижние 5 окна одновременно, то в верхней части здания будет повышенное давление /выталкивающее воздух/, а в нижней части здание пониженное давление /всасывающее воздух/. При этом возникает непрерывный вентиляционный поток воздуха снизу вверх. Появляется также некий высотный уровень 7, называемый "нейтральным", разделяющий зоны разрежения /со знаком "минус"/ и напора /со знаком "плюс"/.

Наличие выявленных перепадов давления означает наличие сил механического воздействия на газ. А сила всегда вызывает ускорение движения тела - увеличение или уменьшение скорости движения газа.

Печники зачастую судят о характере таких движений и ускорений газов незатейливо - исходя из привычных бытовых представлений о

движениях воды при различных воздействиях. Последуем этой традиции и проанализируем простейшие случаи динамики газов в первом приближении на модели идеальной жидкости неизменной плотности.

## 2.4. Гидродинамика невязкой жидкости

Идеальной жидкостью называют некую абстрактную условную жидкость, не имеющую вязкости. Понятие идеальной жидкости не эквивалентно понятию идеального газа. Идеальный газ обладает свойствами переноса молекул из одной области газа в другие области /свойствами диффузии/, свойствами переноса импульса молекул /свойствами вязкости/ и свойствами переноса кинетической и потенциальной энергии молекул /свойствами теплопроводности/. Идеальная же жидкость всеми этими свойствами молекулярного переноса не обладает. Так что модель идеальной жидкости является абсолютно не реальной моделью, по физической сути не совместимой с моделью идеального газа, но формально может рассматриваться предельным случаем ничтожно низкой вязкости. Ричард Фейнман остроумно назвал идеальную жидкость "сухой водой", поскольку такая жидкость не может удержаться на руке и тотчас стекает из-за отсутствия вязкости и адгезии [61].

Если такую идеальную жидкость налить в "тазик" и привести ее в движение рукой, то она будет бесконечно долго двигаться каким-то

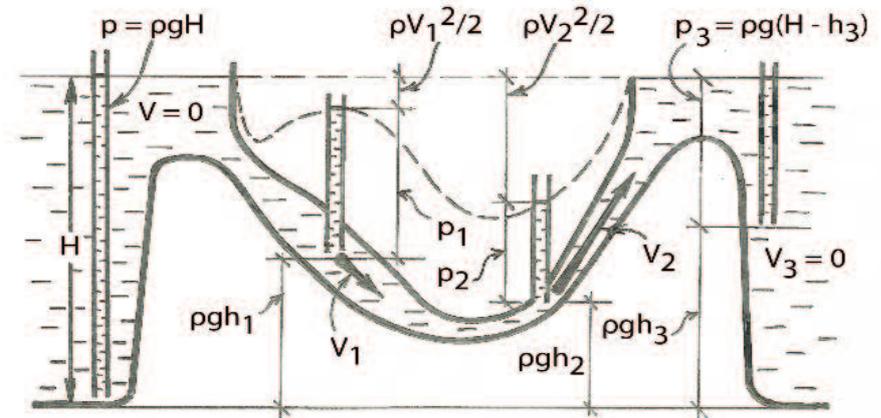


Рис.95. Пояснение физической сути уравнения Бернулли - приведены параметры движения идеальной жидкости из одного бесконечно большого сосуда в другой бесконечно большой сосуд по трубе переменного поперечного /проходного, "живого"/ сечения.

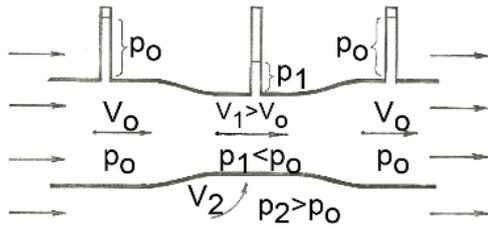


Рис.96. Течение идеальной жидкости в горизонтальной трубе с переменным поперечным сечением. В местах сужений скорость течения жидкости увеличивается, а статическое давление снижается. Собственно, газ в местах сужений разгоняется именно за счет снижения статического давления.

определенным образом, не изменяя во времени своей скорости и траектории движения. Причем, если в результате такого внешнего /принудительного/ механического воздействия возникнут вихревые течения, то и они будут продолжаться бесконечно долго, поскольку не существует сил вязкости, способных остановить вращение и кручение микрообъемов идеальной жидкости в объеме не вращающейся жидкости.

#### 2.4.1. Уравнение Бернулли для невязкой жидкости

Движения идеальной жидкости математически описываются дифференциальными уравнениями Эйлера. Математики посвятили тысячи печатных работ для аналитического решения этих уравнений движения [62-63]. В простейших случаях анализ облегчается тем обстоятельством, что картину течений идеальной жидкости можно условно представить как совокупность многочисленных “трубок тока” - параллельных потоков жидкости, не взаимодействующих между собой из-за отсутствия вязкости. Более наглядными понятиями являются “линии тока” - траектории движения мысленно вводимых в жидкость “меток” /пылинок/. Линии тока как раз и образуют стенки гипотетических трубок тока.

Для конкретной трубки тока удастся проинтегрировать систему уравнений Эйлера и получить решение в форме так называемого уравнения Бернулли:  $\rho/\rho + gh + V^2/2 = \text{const}$ . Это простое уравнение /формула, теорема, решение/ широко известно, в том числе и бытовым печникам [62-75]. Оно выра-

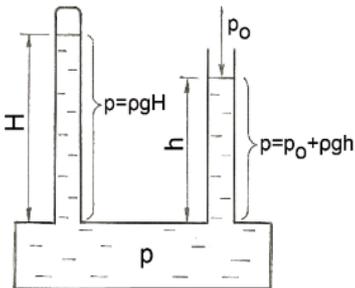


Рис.97. Манометрическая трубка для измерения статического давления жидкости в сосуде : слева - запаянная сверху вакуумированная трубка, справа - открытая сверху на атмосферу.

жает закон сохранения энергии для единицы массы жидкости, движущейся внутри трубки тока. Вся беда только в том, что заранее “нарисовать” /предугадать/ форму и расположение трубок тока в движущейся жидкости не представляется возможным.

Но если идеальная жидкость течет по трубе малого поперечного сечения, то трубкой тока становится сама труба. Так, если в некоей трубной системе возбудить /например, взмахом руки/ течение идеальной жидкости /например, из одного бесконечно большого водоема в другой/, то это течение будет продолжаться бесконечно долго без изменений после прекращения механического воздействия /рис.95/.

Если плотность идеальной жидкости  $\rho$  является неизменной /а именно такой случай рассматривается в разделах 2.4 и 2.5/, то уравнение Бернулли приобретает вид  $p + \rho gh + \rho V^2/2 = \text{const}$ , где  $p$  - давление /как потенциальная энергия сжатия единицы объема жидкости/,  $\rho gh$  - потенциальная энергия объема жидкости в поле тяготения,  $h$  - высотный уровень объема жидкости относительно “дна водоема” /напор/,  $\rho V^2/2$  - кинетическая энергия объема жидкости.

В случаях снижения суммы слагаемых  $(p + \rho gh)$ , жидкость ускоряется. То есть, напор  $h$  может преобразовываться либо в сжатие  $p$ , либо в скорость  $V$ . Ускоряется жидкость и в местах сужения трубки /вследствие сохранения массового расхода жидкости вдоль трубки/, причем для обеспечения этого ускорения давление  $p$  или напор  $h$  должны неизбежно уменьшаться в ускоряющейся жидкости /рис.96/.

На горизонтальном участке трубы уравнение Бернулли упрощается:  $p + \rho V^2/2 = P_0 = \text{const}$ . Причем использовавшееся нами ранее понятие давления  $p$  называют обычно “статическим давлением”, а член  $\rho V^2/2$  - называют “динамическим давлением”. Сумма статического и динамического давлений называется “полным давлением”  $P_0$ . При этом полное давление приобретает смысл статического давления при полном торможении потока /например, в водоеме-сосуде большого объема/.

Распределение статических давлений вдоль по потоку определяется

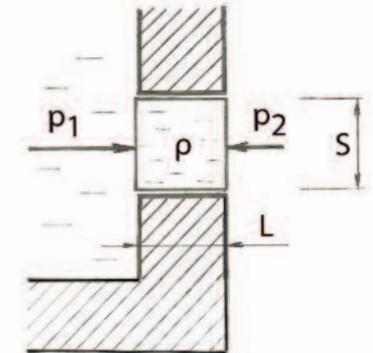


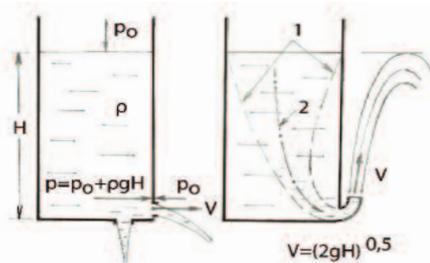
Рис.98. Истечение жидкости /слева направо/ из сосуда через отверстие длиной  $L$  и поперечным /“живым”/ сечением  $S$  под действием перепада давления  $\Delta p = (p_1 - p_2)$ .

с помощью манометрических трубок /рис.97/. В запаянной сверху манометрической трубке над столбом жидкости находится невесомый вакуум, так что статическое давление жидкости в сосуде равно давлению столба жидкости в манометрической трубке. В случае открытой манометрической трубки статическое давление в сосуде соответствует сумме давления столба жидкости в манометрической трубке  $\rho gh$  и давления атмосферного воздуха  $p_0$  /рис.97/.

### 2.4.2. Истечение жидкости из отверстия

Оценим линейную скорость истечения  $V$  идеальной жидкости из отверстия в стенке бесконечно большого открытого сосуда в атмосферу /рис.98/. Поскольку жидкость в большом сосуде практически неподвижна, то согласно уравнению Бернулли  $p_1 = p_2 + \rho v^2/2$ , причем вне зависимости от того, в боковой стенке или на дне сосуда расположено отверстие. Отсюда следует, что  $V = [2(p_1 - p_2)/\rho]^{0,5} = (2\Delta p/\rho)^{0,5}$ , где  $\Delta p$  - перепад давления на стенке сосуда. Именно с такой скоростью будет выдавливаться и теплый газ из верхнего вентиляционного отверстия 4 в теплое домике /рис.94/.

Аналогичную формулу можно получить и из закона Ньютона  $F = ma$ , где  $F = (p_1 - p_2)S$  - сила, действующая на объем жидкости в отверстии /канале/ длиной  $L$  и поперечным сечением  $S$ ,  $m = SL\rho$  - масса объема жидкости в отверстии. Отсюда следует, что на длине отверстия  $L$  жидкость движется с ускорением  $a = (p_1 - p_2)S/SL\rho = \Delta p/L\rho$ . Пользуясь известными соотношениями  $V(t) = at$  и  $L(t) = at^2/2$ , где  $L(t)$  - путь, пройденный за время  $t$ , получаем  $V = (2\Delta p/\rho)^{0,5}$ . То есть скорость истечения идеальной жидкости не зависит ни от длины отверстия  $L$ , ни от площади поперечного сечения отверстия  $S$ . Действительно, переход потенциальной энергии сжатия жидкости в сосуде в кинетическую энергию струи по закону сохранения энергии не должен зависеть количественно от конкретных условий перехода.



Предположим, что перепад давления  $\Delta p$  обусловлен напором /высотой столба/ жидкости  $H$  в

Рис.99. Истечение идеальной жидкости из отверстия под напором жидкости  $H$ . Здесь  $p_0$  - давление атмосферы, 1 - неверное изображение трубки тока /см раздел 2.4.8/, 2 - линия тока жидкости.

сосуде:  $\Delta p = \rho gH$ . Тогда, линейная скорость истечения идеальной жидкости составит  $V = (2gH)^{0,5}$  - формула Торричелли [76, 77]. Такая скорость истечения не зависит от плотности жидкости и может обеспечить фонтанирование жидкости до высоты уровня свободной поверхности жидкости в сосуде /рис.99/. Такая величина линейной скорости истечения в точности равна скорости предмета, падающего с высоты  $H$ .

### 2.4.3. Свободное падение струи жидкости

После истечения из отверстия со скоростью  $V_1$ , жидкость начинает падать в атмосфере в поле земного тяготения с ускорением свободного падения  $g$ , формируя непрерывно сужающуюся струю /рис.100/.

Поэтому, руководствуясь известной формулой  $V_2 = (V_1 + gt)$ , казалось бы, линейная скорость движения жидкости в нижней точке падения  $S_2$  должна была бы быть равной  $V_2 = V_1 + [2g(H_2 - H_1)]^{0,5} = [2gH_1]^{0,5} + [2g(H_2 - H_1)]^{0,5}$ . Но это совсем не так, поскольку свойствами аддитивности обладают не скорости, а кинетические энергии. Действительно, точный расчет дает значение  $V_2 = [2gH_2]^{0,5}$ , причем независимо от соотношения высот  $H_1$  и  $H_2$  /рис.100/.

Эти простейшие факты удивительны со многих точек зрения. Во-первых, оказывается, что принципиально нельзя энергетически разделить процессы истечения из отверстия и процессы дальнейшего ускорения струи в атмосфере. Во-вторых, согласно тому же закону сохранения энергии линейная скорость движения жидкости определяется лишь расстоянием от верхней /свободной/ поверхности жидкости до рассматриваемой точки падающей струи. В-третьих, линейная скорость жидкости не зависит от того, выдавливается ли она из отверстия под напором жидкости  $h$  или свободно падает с высоты  $h$ . В-четвертых, массовый расход жидкости  $\rho V_2 S_2$  определяется вовсе не величиной  $H_2$  /как в случае линейной скорости/, а именно только величиной  $H_1$ . Так что для повышения массового расхода жидкости необходимо опускать отверстие  $S_1$  как можно ниже. В-пятых, в силу закона сохранения потока массы  $\rho V_1 S_1 = \rho V_2 S_2$  увеличе-

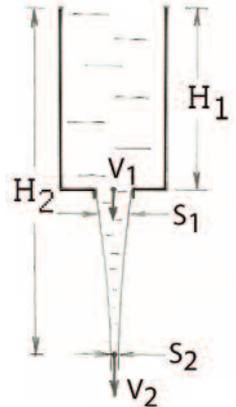


Рис.100. Геометрия струи жидкости, истекающей из отверстия и затем свободно ускоряющейся в воздухе под действием сил земного тяготения /см. текст/.

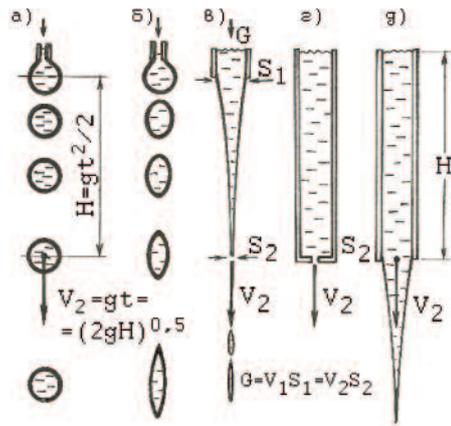


Рис.101. Модельные представления падающей жидкости /см. текст/.

ние линейной скорости падения жидкости приводит к уменьшению поперечного сечения струи жидкости. То есть, при свободном падении струя жидкости непрерывно утоньшается /сужается/. Соответственно, направленная строго вверх струя жидкости /фонтан/ при замедлении в поле тяготения непрерывно расширяется вплоть до остановки.

Эффект сужения падающей струи жидкости можно пояснить и на языке механики, если условно представить падающую струю жидкости как непрерывную цепочку /последовательность/ отдельных падающих капель /рис.101-а/. Каждая капля падает “сама по себе” с ускорением свободного падения, так что расстояние между соседними каплями непрерывно увеличивается /точно так же, как увеличивается интервал между автомобилями в ускоряющемся после включения светофора потоке/. Но ведь и внутри самих капель жидкость в лобовой части успевает пройти больший путь, чем жидкость в тыльной части капли, поскольку раньше начала падать. Поэтому капли при свободном падении удлиняются и /ввиду сохранения объема/ сужаются /рис. 101-б/. Рано или поздно, эти удлиняющиеся продолговатые капли сливаются в единую сужающуюся струю.

Здесь мы молчаливо предположили, что окружающий воздух не оказывает сопротивления падающей капле /поскольку воздух тоже считаем идеальной жидкостью без вязкости/. Кроме того, не учли, что при сильном утоньшении струи она вновь разбивается на капли за счет сил поверхностного натяжения /рис.101-в/.

#### 2.4.4. Напор жидкости как аналогия печной тяги

Остановимся на вопросах расхода истекающей жидкости /объемного или массового, что по сути одно и то же при неизменности плотности жидкости  $\rho$ /. Мы уже убедились, что по закону сохранения энергии линейная скорость падающей жидкости зависит только от расстояния до верхней /свободной/ поверхности жидкости. Значит, расход истекающей

Рис.102. Линейная скорость истечения идеальной жидкости зависит только от напора  $H$  вне зависимости от формы сосуда. Поэтому подсоединение к отверстию в сосуде /б/ удлиняющего насадка неизменного сечения /в/ приводит к повышению массового расхода жидкости.

жидкости в случае рис.100 можно увеличить либо увеличением  $H_1$ , либо увеличением площади поперечного сечения отверстия  $S_1$ . Участки же струи, уже находящиеся “в свободном полете”, уже не в состоянии “увлекать за собой” жидкость из сосуда и повышать ее расход.

В то же время ясно, расход жидкости через сливное отверстие в сосуде можно увеличить не только повышением уровня верхней /свободной/ поверхности жидкости в сосуде и не только увеличением поперечного сечения сливного отверстия, но и подсоединением к сливному отверстию “удлиняющего нисходящего насадка” /штуцера, шланга, трубы/ того же проходного сечения /рис.102-в/. Так, если к “бачку клизмы” подсоединить длинный нисходящий шланг, то скорость опорожнения “клизмы” существенно увеличится /рис.103/. Такой эффект можно объяснить и увеличением напора жидкости  $H$  в сливное отверстие сосуда /ведь насадок является фактически частью-продолжением сосуда/, и дополнительным “вытягиванием” жидкости из отверстия сосуда весом столба жидкости в насадке. Ясно, что этот “вытягивающий” эффект тут же пропадает, как только в насадок попадает воздух, и столб жидкости превращается в

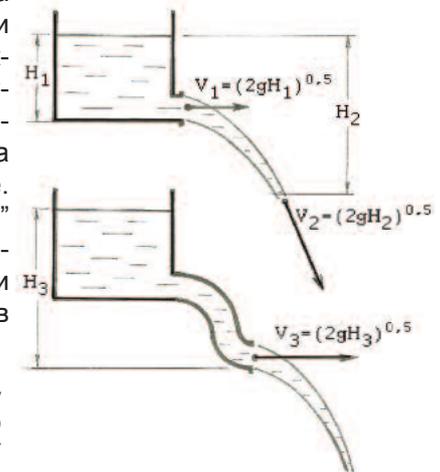
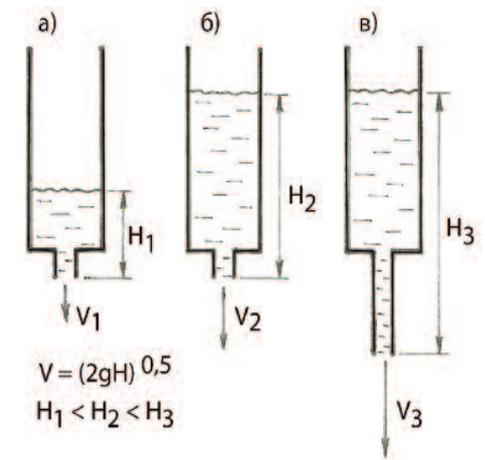


Рис.103. Подсоединение к сливному отверстию сосуда нисходящего насадка того же проходного /“живого”/ сечения позволяет увеличить расход жидкости.

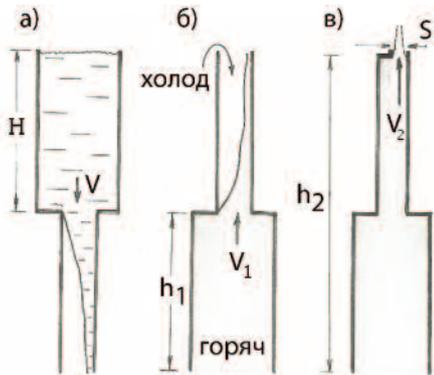


Рис.104. Проникновение воздуха в нисходящий сливной шланг гидравлической системы /а/ или в дымовую трубу печи /б/ тотчас “уничтожают” тягу /шланга или трубы/. Тяга дымовой трубы проявляется только тогда, когда вся дымовая труба заполнена горячими дымовыми газами /или, по крайней мере, имеются участки полного перекрытия всего поперечного сечения трубы дымовыми газами, выполняющие роль движущегося вверх поршня/.

падающую или стекающую по стенке струю /рис.104-а/.

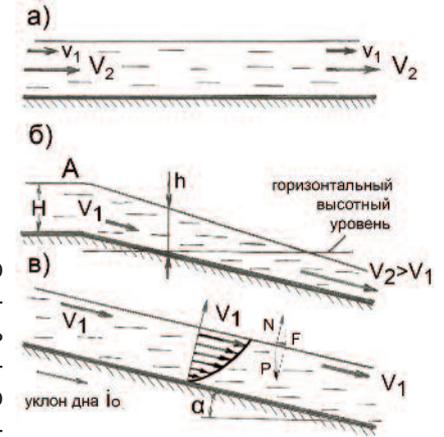
Забегая вперед, отметим, что точно такие же по физическому смыслу явления происходят в печах с дымовыми вытяжными трубами. Как тяжелая жидкость вытекает из сливного отверстия сосуда в атмосферу вниз, так и легкие дымовые газы вытекают из хайла печи в атмосферу вверх. При этом наличие дымовой трубы способствует многократному увеличению объемных потоков газов через печь, но только в том случае, если вся труба заполнена легкими дымовыми газами /рис.104-в/. Как только холодный атмосферный воздух проникает в дымовую трубу, тяга трубы пропадает - поток дымовых газов в трубе превращается из “поршня”, вытягивающего газы из печи, в обычные свободно всплывающие и не на что не влияющие объемы горячих газов /рис.104-б/. Поэтому в печной практике остерегаются расширяющихся участков восходящих дымовых каналов и стараются заузить дымовые трубы вверх для предотвращения “прорыва” вниз атмосферного воздуха /рис.104-в/.

#### 2.4.5. Течение жидкости “рекой”

Жидкость может не только заполнять сосуд, вытекать из него из отверстия и свободно падать. Жидкость может также и течь по открытым поверхностям и переливаться через барьеры /через края открытых сосудов/.

Ввиду отсутствия вязкости идеальная жидкость не в состоянии противодействовать механическим силам сдвига и течет по поверхности не взаимодействующими между собой слоями. При этом “трубки тока” вырождаются на плоских поверхностях в “слои тока” жидкости. Так, при плоском дне идеальная жидкость либо покоится, либо течет прямолинейно и непрерывно с неизменной во времени скоростью со строго гори-

Рис.105. Движение слоя воды на плоской поверхности: а - равномерное движение идеальной жидкости на горизонтальной поверхности, б - ускоренное движение идеальной жидкости по наклонной поверхности, в - равномерное движение вязкой жидкости по наклонной поверхности /модель реки с наклонным дном/.



зональной верхней поверхностью /рис.105-а/. Причем, ввиду отсутствия вязкости идеальная жидкость может течь горизонтальными слоями с совершенно разными, но неизменными во времени скоростями, что конечно же на практике не случается с реальными жидкостями.

Будем считать условно, что скорости всех слоев жидкости в “живом” сечении потока равны между собой  $V_1 = V_2$  /рис.105-а/. Тогда при стекании в точке А на наклонное дно жидкость начинает течь вниз по уклону с ускорением  $gsin\alpha$  /как скатывается с ускорением шарик с горки за счет сил тяготения/. Причем, с увеличением линейной скорости непрерывно снижается глубина потока по закону сохранения массового расхода  $\rho V_1 h_1 = \rho V_2 h_2$ , где  $h$  - локальная глубина жидкости /рис.105-б/. И только при наличии вязкости /см.раздел 2.5/ жидкость сможет течь вниз “как река” /без нескончаемого ускорения потока/, но с наличием определенного распределения скоростей по глубине /рис.105-в/.

Более сложно растекается жидкость, поступающая на плоскую поверхность /рис.106/. Здесь она и ускоряется, растекаясь за счет собственного напора, и замедляется при радиальном растекании во все стороны /то есть за счет “геометрического фактора”/.

Но в любом случае идеальная жидкость может ускоряться в горизонтальном направлении только за счет наличия собственного напора - наличия разности высот  $h$  верхней /свободной/ поверхности жидкости, что создает перепады давления в

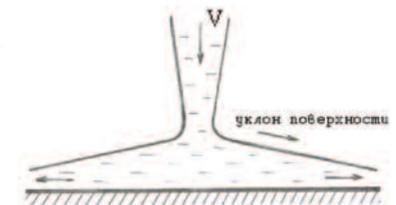


Рис.106. Растекание по плоской горизонтальной поверхности свободно падающей струи идеальной жидкости.

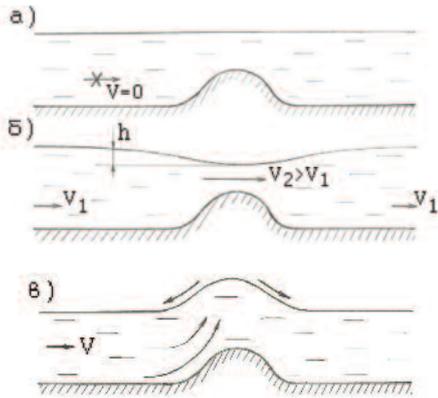


Рис. 107. Течение идеальной жидкости по горизонтальному дну с подводной плотиной /донной возвышенностью/: а - жидкость покоится со строго горизонтальной верхней поверхностью, б - жидкость движется с понижением уровня своей поверхности над возвышенностью, в - к механизму появления повышенного уровня поверхности жидкости перед возвышенностью /см. текст/.

жидкости  $\Delta p = \rho gh$  на одном и том же высотном уровне /рис.105-б/.

Так, например, если на плоском горизонтальном дне имеется затопленная плотина /бесконечно длинная возвышенность или сплошной "валик" типа "лежащего полицейского" поперек реки/, то при возникновении движения поверхность жидкости уже не остается строго горизонтальной /рис. 107-а/. Над подводной /затопленной/ плотиной линейная скорость потока увеличивается /в случае сохранения расхода жидкости/, поскольку поток жидкости вынужденно сужается в вертикальном направлении. То есть, жидкость ускоряется на "мельководье" /в предположении равенства линейных скоростей на всех глубинах/.

Какая же сила заставляет жидкость ускоряться над затопленной плотиной? Такой силой и в этом случае может быть только самонапор жидкости  $h$ . То есть на "мельководье" идеальная жидкость не просто ускоряется, но и снижает уровень своей верхней /свободной/ поверхности - поток "мельчает" /рис.107-б/. Снижение уровня верхней поверхности происходит и в случае сужения русла реки своими берегами, и на этом принципе даже имеются приборы для измерения расхода жидкости в открытых каналах [68]. Геометрия течения во всех этих случаях становится

похожей на геометрию сужающейся трубы /рис.96/.

Но как возникает повышенный уровень поверхности воды перед возвышенностью на дне? Дело в том, что при внезапном появле-

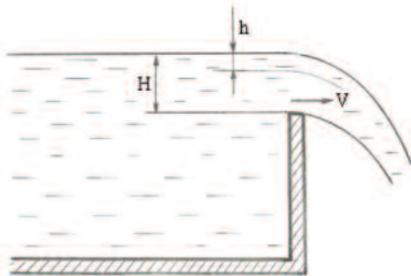
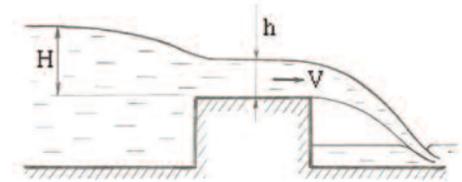


Рис. 108. Перелив жидкости через плотину /верхний край стенки сосуда/.

Рис.109. Перелив жидкости через протяженный порог свободного гидрослива /через "незатопленную" плотину/.



нии плотины на дне, поток жидкости устремляется вверх, создавая возвышенность /"валик"-бурун/ на поверхности жидкости над плотиной /рис.107-в/. При этом появляется и напор жидкости, заставляющий жидкость течь обратно /назад/, повышая тем самым уровень жидкости перед плотиной, пока не установится стационарное течение /рис.107-б/.

Но если мы имеем не сплошную затопленную плотину-преграду поперек всей реки, а одиночный подводный "бугор" /локальное препятствие на дне реки, например, в виде камня/, то заметный подъем поверхности перед препятствием становится невозможным, поскольку камень свободно обтекается жидкостью по бокам. Тогда "валик"-бурун сохраняется на поверхности потока жидкости именно над камнем.

#### 2.4.6. Перелив жидкости через незатопленную плотину

Перелив жидкости /гидрослив/ через стенку /верхний край/ открытого сосуда /емкости, водоема/ в атмосферу происходит также за счет собственного самонапора жидкости  $H$  /рис.108/. Действительно, перелив можно рассматривать как свободное истечение жидкости в атмосферу через обычное сливное отверстие в тонкой стенке /рис.98/, но расположенное в самой верхней части сосуда. Перепад давления, приводящий в движение жидкость, пропорционален  $H$ , а значит линейная скорость истечения пропорциональна  $H^{0.5}$ . Учитывая, что объемный /и массовый/ расход пропорционален площади отверстия, получаем, что объемный расход  $G$  пропорционален  $H^{1.5}$ . Именно такую закономерность учитывают и при анализе печей /см. статью И.Г.Есьмана в [60]/.

В действительности же, жидкость переливается горизонтальными слоями. Причем чем ниже располагается слой, тем больше напор жидкости и тем больше линейная скорость. Линейная скорость жидкости на глубине  $h$  составляет  $V = (2gh)^{0.5}$ . Суммируя /интегрируя/ все объемные расходы послойно до глубины  $H$ , получаем уточненную формулу для общего объемного расхода  $G = 0,66b(2g)^{0.5}H^{1.5}$ , где  $b$  - ширина перелива перпендикулярно к поверхности рисунка [68].

Если толщина стенки сосуда большая, то мы имеем перелив /гидрослив, а в случае воды - водослив/ с широким порогом /рис.109/. На таком

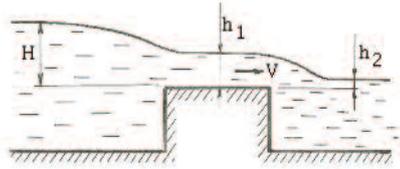


Рис.110.Перелив жидкости через протяженный порог подтопленного гидрослива /через “частично затопленную” плотину/.

протяженном переливе происходит плавное снижение верхней поверхности жидкости с постепенным повышением линейной скорости потока. Скорость жидкости составляет в этом случае  $V = [2g(H - h)]^{0,5}$ , а объемный расход жидкости через порог перелива  $G = bh[2g(H - h)]^{0,5}$ . Согласно принципу Буссинька-Беланже, при заданном напоре  $H$  на пороге перелива устанавливается такая глубина  $h$ , которая обеспечивает максимальный расход жидкости. Приравняв нулю дифференциал объемного расхода, находим экстремум, достигающийся при  $h = 0,66H$ . То есть условная глубина жидкости на протяженном пороге равна двум третям от исходного напора жидкости  $H$  [68]. По аналогии такое соотношение также используется при анализе металлургических печей и сводовых духовых печей русского типа [60].

#### 2.4.7. Понятие “разрыва напора”

Если верхний уровень жидкости всюду /в том числе и после плотины/ располагается выше уровня перелива или слива, то такие гидрореливы /гидросливы/ называются затопленными /с истечением “под урветет”/. Например, переливы на рисунках 108 и 109 являются незатопленными, на рис.107 затопленными полностью, а на рис.110 - затопленными частично /подтопленными/. Наличие напора  $h_2$  /рис.110/ снижает воздействие исходного напора  $H$ , и расход жидкости снижается. То есть поведение жидкости за затопленной /или частично затопленной/ плотиной может влиять на поведение жидкости перед плотиной. А в случае незатопленной плотины жидкость за плотиной падает свободно и ее поведение никак не сказывается на поведении жидкости перед плотиной - такое явление называется “разрывом напора” потока /или “разрывом струи” в трубной системе/.

Применяемое нами понятие затопленности сливов /сливных отверстий/ не совсем совпадает с обыденным /житейским/ представлением, но оказывается полезным при гидравлическом анализе печных процессов. Поясним понятие затопленности сливов гидравлической схемой /рис.111/. Свободный слив 2 из верхнего резервуара 1 является незатопленным, поскольку за сливом жидкость падает “свободно” - не ощу-

щая воздействия напора жидкости в резервуаре и не оказывая воздействия на истечение жидкости из резервуара /хотя сверху сливное отверстие полностью перекрыто жидкостью/.

Слив же в сливную трубу 3, полностью заполненную жидкостью, является полностью затопленным. Поэтому в сливе в трубу 3 нет “разрыва” напора, и жидкость в трубе движется под действием не только своей силы тяжести, но и “принудительно” под действием напора вышележащих слоев жидкости в резервуаре/.

В то же время слив при выходе из трубы 3 может быть незатопленным /если нижний конец трубы 3 не погружен в жидкость/, или частично затопленным - подтопленным /если нижний конец трубы 3 погружен в жидкость/, или полностью затопленным /если вся труба 3 находится под свободной поверхностью воды 8 /рис. 111/. Ситуация с трубой 3 аналогична ситуации со сливом 10 из бака 9, когда вытекающая из трубы /или даже отверстия - трубы нулевой длины/ жидкость 12 не успевает растекаться по плоскости - по дну 11. Такая ситуация случается потому, что скорость растекания жидкости по горизонтали по дну вбок определяется вовсе не высотным уровнем 9, а перепадом высот поверхности жидкости 12 над дном 11. При этом подъем поверхности жидкости 12 замедляет /“тормозит”/ истечение жидкости из резервуара 9, что способствует установлению равновесного /стационарного/ уровня поверхности жидкости 12, растекающейся по дну 11.

Жидкость, попадая из сливов 2 и 3 на горизонтальную поверхность 4, растекается под действием напора  $H$  и затем сливается в сливное отверстие 5. Если вся жидкость сливается в сливное отверстие 5 по траектории 7, то слив считается незатопленным /и за сливом воздействие напора  $H$  исчезает - происходит “разрыв напора”/.

Если же жидкость “не успевает” слиться в сливное отверстие 5 и “проскакивает мимо” по траектории 8, то такой слив может стать затопленным, если

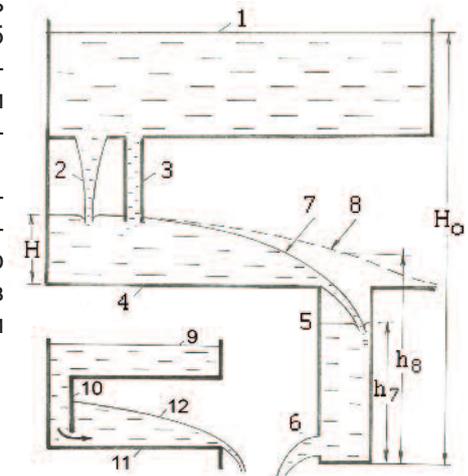


Рис. 111. Иллюстративная схема затопленных и незатопленных сливов жидкости /см. текст/.

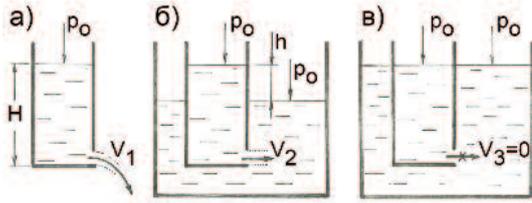


Рис.112. Истечения жидкости из донных отверстий под напором жидкости в сосуде: а - истечение в атмосферу /фактически без противодействия/, б - истечение в жидкость, в - прекращение истечения при сравнении уровней жидкости.

вся труба 5 заполнена жидкостью. Затоплению слива 5 может способствовать уменьшение “живого” сечения сливной трубы 5 или “живого” сечения незатопленного сливного отверстия 6. При затоплении слива 5 напор жидкости в сливе 6 может увеличиться с  $h_7$  до  $h_8$ . Таким образом, напор жидкости в сливе 6 может быть намного меньше, чем возможный напор /перепад высот  $H_0$ / в гидравлической системе /рис.111/.

Понятия затопленности относятся и к струйным донным сливам /рис.112/. Ясно, что свободно истекающие струи /рис. 112-а/ могут сильно видоизменяться при истечении не в атмосферу /с условно нулевой плотностью/, а в жидкость /рис.112-б/. Струи жидкости, истекающие в жидкость, называются затопленными /или частично затопленными/. При затоплении струи происходит уменьшение напора истечения жидкости с величины  $H$  до величины  $h$  /рис.112-а и рис.112-б/, что приводит к снижению линейной скорости истечения с  $V_1$  до  $V_2$ , вплоть до полного исчезновения истечения при сравнении высот свободных поверхностей жидкости в сосуде и во внешней среде /рис.112-в/.

Режимы истечений на рис.112 приобретают практическое значение при наличии “длинных сливных насадок” /штуцеров, труб, шлангов/, том числе, и в виде сообщающихся сосудов и сифонов /рис.113/. Так, в частности, оказывается, что при одном и том же высотном уровне окончания “сливного насадка”, скорости истечения  $V_1$  и  $V_2$  не зависят от высоты расположения сливного отверстия в стенке сосуда /поз.1 или поз.2/. При этом восходящие каналы /как сообщающиеся сосуды/ вполне естественно не вызывают никаких затруднений для течения жидкости

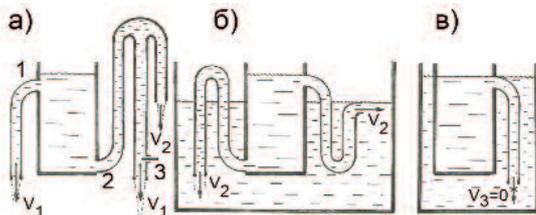
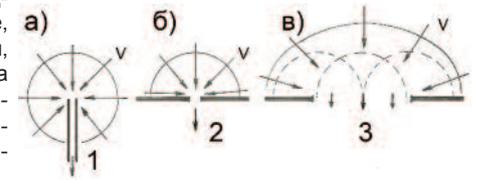


Рис.113. Истечения жидкости из отверстий в сосуде через оборотные, в том числе сифонные, насадки /каналы, трубы/ в условиях равновысотности уровней жидкости: 1 и 2 - равновысотные сливные отверстия в стенке сосуда, 3 - задвижка.

Рис.114. Спектр стока идеальной жидкости: а - точечный в бесконечном объеме, б - точечный на бесконечной поверхности, в - сток в большое отверстие как сумма точечных стоков. 1 - микротрубка всасывающая, 2 - микротверстие всасывающее, 3 - крупное отверстие /всасывающее/ в бесконечной поверхности.



/как и нисходящие каналы в печных системах, вопреки распространенному мнению печников/. Сифонные же системы /при высоте перевала выше уровня жидкости/ работоспособны лишь при полном заполнении системы жидкостью, что особенно важно и критично для нисходящих каналов /рис.113-а/. Поэтому на конце нисходящего канала сифона часто делают заужение-задвижку 3 для предотвращения попадания воздуха в нисходящий поток жидкости /рис.104-а/ при незатопленном сливе канала сифона. При этом вес столба жидкости до верхнего перевала сифона не должен превышать величину  $1 \text{ кг/см}^2$ . В противном случае жидкость в восходящем канале “разорвется” /например, при высоте столба воды более 10 м/, и над ее поверхностью возникнет вакуум /вернее, пустое пространство, заполненное парами жидкости при давлении насыщенных паров при заданной температуре/. Если же давление внешней атмосферы снизить ниже  $1 \text{ кг/см}^2$  /например, на высокогорье/, то максимально допустимая высота сифона также снизится.

#### 2.4.8. Понятие точечного стока

В основе уравнения Бернулли лежит понятие “трубки тока” идеальной жидкости /см. раздел 2.4.1/. Какую же форму имеет трубка тока в сливном отверстии, где происходит резкое сужение поперечного сечения потока? В литературе иногда встречается изображения трубок тока в виде постепенно сужающихся течений 1 /рис. 99/. Но в таком случае, в сосуде должны были бы возникать упорядоченные течения, распространяющиеся на большие рас-

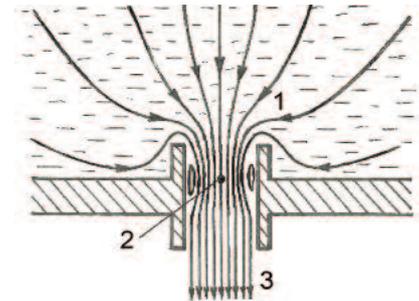


Рис.115. Характер входа жидкости в трубу: 1- спектр стока, 2 - инерционное заужение, 3 - прямоточная струя.

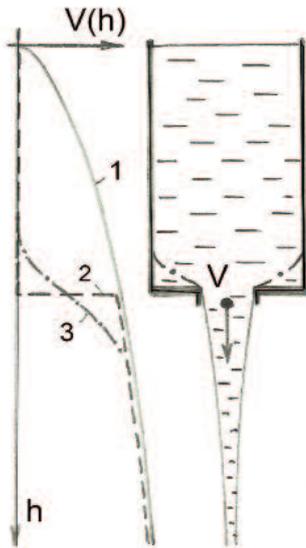


Рис.116. Набор скорости жидкости по мере удаления  $h$  от верхней поверхности: а - ускорение при свободном падении в поле тяготения, 2 - абстрактная модель мгновенного ускорения в сливном отверстии, 3 - реальное постепенное ускорение под действием напора жидкости при истечении через сливное отверстие.

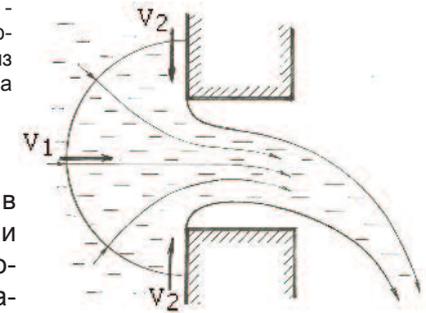
стояния от сливного отверстия. В действительности же, столь “дальнобойных” сливных струй в невязких жидкостях никогда не наблюдается. Невозможно “высасывать” из объема жидкости некие удаленные зоны жидкости, оставляя неподвижными /неприкосновенными/ другие зоны жидкости. Так что схема течения на рис.99 применительно к идеальной жидкости абсолютно не верна - жидкость в сосуде опускается всюду практически с одной скоростью по всему поперечному сечению сосуда и

сужается только непосредственно у сливного отверстия.

Дело в том, что при возникновении в некой зоне объема жидкости области пониженного давления /“точки разрежения”/, туда устремляются “равноправно” под действием перепада давления все без исключения микрообъемы жидкости со всех сторон “с целью” устранить разрежение и вновь восстановить равновесие гидравлической системы. Но если область разрежения неустранима и непрестанно захватывает в себя как “черная дыра” все новые и новые микрообъемы жидкости, то возникает стационарное течение, называемое “точечным стоком”. Именно таким стоком и является сливное отверстие в сосуде /рис. 114/.

Таким образом, сливное отверстие в стенке сосуда можно рассматривать не только как слив /под давлением жидкости в сосуде/, но и как сток /под действием разрежения вне сосуда/. Все микрообъемы жидкости будут “равноправно” /и без трения между собой даже в присутствии вязкости/ двигаться по радиусу к “точке стока” /рис.115-а и рис.115-б/, а при значительных размерах отверстия - по неким траекториям как суперпозициям точечных стоков /рис.115-в/. Причем разгон жидкости будет происходить тем энергичнее, чем ближе к отверстию приближается жидкость. А значит, кривая набора скорости жидкости в сосуде 3 не совпадает с кривой набора скорости при свободном падении жидкости 1 /рис.116/. Тем не менее, в ходе истечения из сосуда под действием

Рис.117. Инерционный “спектр стока” - сужение струи идеальной жидкости, истекающей под давлением в атмосферный воздух из отверстия в тонкой стенке сосуда /рис.98/, за счет сходящегося потока жидкости  $V_2$ .



напора  $H$  жидкость приобретает в точности такую же скорость, как и при свободном падении в поле тяготения с высоты  $H$  /по закону сохранения энергии/.

Таким образом, основное ускорение жидкость приобретает в непосредственной близости от сливного отверстия. Поэтому, при анализе истечений иногда условно считают, что скорость жидкости практически мгновенно увеличивается 2 при выходе из сосуда, что фактически предполагалось и нами при расчете скорости истечения /см. раздел 2.4.2/.

А вот в вязких жидкостях скорость движения у стенок действительно уменьшается /см. далее рис.129/, и картина вытекания может приобретать вид некой воронки - “трубки” слива /типа поз.1 на рис.99/.

#### 2.4.9. Инерционные явления

На самом же деле, жидкость, даже идеальная, как и любое тело, не может ускоряться, поворачиваться, разворачиваться или останавливаться мгновенно /рывком/. Жидкость имеет некую массу, то есть обладает свойством инерции. Поэтому жидкость в отверстии всегда разгоняется постепенно /кривая 3 на рис.116/. А ускорившийся поток жидкости 8 может даже “проскочить” /по крайней мере, частично/ по инерции мимо пустой “ямы” в полу 5 /рис.111/.

Втекая в донное сливное отверстие, жидкость, казалось бы, приобретает однонаправленное движение 2 /рис.115/. Но ведь при входе в отверстие жидкость ускорялась не только в продольном  $V_1$ , но и в

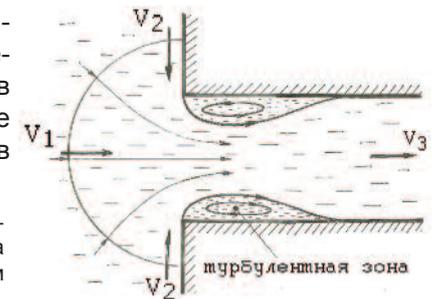


Рис. 118 Сужение струи идеальной жидкости, истекающей под давлением из сосуда в трубу /или насадок/, с образованием застойных турбулентных /вихревых/ зон.

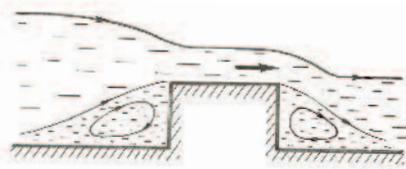
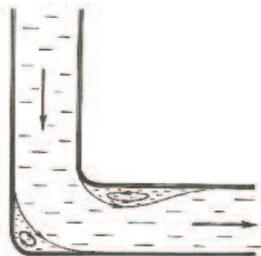


Рис.119. Образование застойных турбулентных зон в затопленном гидропереливе через донную плотину.

поперечном  $V_2$  /радиальном/ направлении /рис.117/. И поперечная составляющая  $V_2$  должна заставлять струю дополнительно сжиматься, сдавливаясь. Но сама линейная скорость жидкости в струе сохраняется равной  $V = [2(p_1 - p_2)/\rho]^{0,5} = (2\Delta p/\rho)^{0,5}$  /см. раздел 2.4.2/. Так что реальный расход жидкости приходится рассчитывать с учетом поправочного множителя - коэффициента сжатия струи  $\epsilon$ , равного отношению площади струи на участке предельного сжатия струи /при достижении параллельности трубок тока/ к реальной площади отверстия /см. стр.130/. Так, в отверстии в тонкой стенке сосуда площадь поперечного сечения струи жидкости сужается до 62% от площади отверстия, а в случае сливной трубы, глубоко вдающейся в сосуд /рис.115/, коэффициент сужения струи оказывается в точности равным  $\epsilon = 50\%$  [61].

Эффект инерционного сужения струи /отрыва струи от стенок/ проявляется и при истечении жидкости из сосуда в трубу /рис.118/. При этом на входе в трубу в месте сужения струи образуются пустоты, заполняющиеся неподвижной жидкостью. В этих затопленных застойных зонах могут возникать вихревые движения жидкости [78-80]. Напомним, что при анализе течений вязких жидкостей и газов в затопленных трубах вместо коэффициентов сжатия струи  $\epsilon$  используются коэффициенты газогидродинамического сопротивления  $\xi$ , рассчитанные не на расход жидкости, а на кинетическую энергию жидкости /см. раздел 2.5.4/.

Аналогичные инерционные явления с образованием вихревых зон наблюдаются и при высоких скоростях течений идеальной жидкости на затопленных и частично затопленных сливах и гидропереливах /рис.119/, а также при течениях жидкости в открытых каналах или закрытых трубах в местах поворотов потока /рис.120/.



Появление вихрей наглядно проявляется в затопленной струе /поз.2 на рис.115/ в момент ее возникновения /см. далее раздел 2.5.5/. Этот эффект известен как "дымовые кольца курильщика сигарет" /рис 121/. Эффект реализуется в

Рис.120. Образование застойных турбулентных зон в местах затопленных поворотов потока жидкости в трубе.

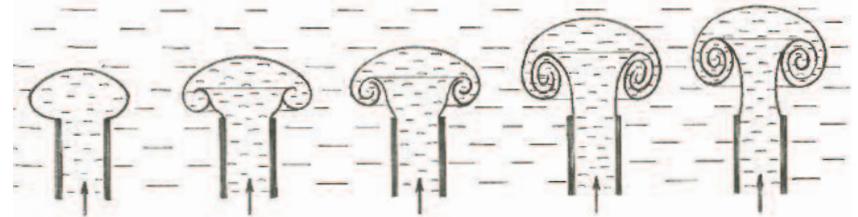


Рис.121. Гидравлическая модель развития воздушного вихря /в частности, "дымового кольца табакокурильщика"/ - появление вихревых колец в воде при импульсной подаче в нее малого количества подкрашенной воды через цилиндрическую трубку [79].

момент подачи жидкости /газа/ с малой скоростью в среду другой жидкости /газа/ и приводит к образования вихря в виде движущегося вперед вертящегося дымового кольца /рис.122/.

#### 2.4.10. Турбулентности, вихри, циклоны.

Образующиеся вихри будем относить к турбулентностям, то есть к отклонениям от ламинарности /упорядоченности/ потока жидкости.

Вообще говоря, это не совсем верно. Во избежание недоразумений уточним, что турбулентности бывают не только в виде вихрей, но и в виде всевозможных неустойчивостей потока - извилистостей, пульсаций, перемешиваний, распадов "рвущихся" вихрей и т.п. [81-82].

А сами вихри в свою очередь бывают и в виде строго упорядоченных закрученных потоков жидкости или газа. То есть вихри бывают и ламинарными - вращающимися вокруг единой оси объемами жидкости или газа. При этом вихри могут быть самых разнообразных форм.

Кроме того, в теории идеальной жидкости имеется математически абстрактное понятие вихревого состояния /движения/ жидкости, когда любой /каждый/ микрообъем жидкости не только перемещается в пространстве, но и вращается вокруг своей собствен-

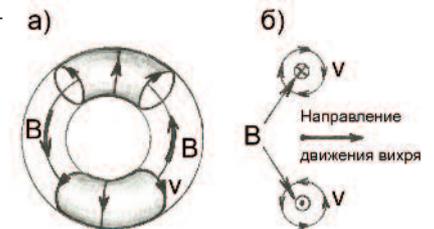


Рис. 122. Внутреннее строение воздушного вихря /"дымового кольца курильщика"/: а - вид сбоку, б- поперечный разрез, V - вектор скорости движения воздуха /дыма/ в вихре, B - замкнутые векторные вихревые линии.

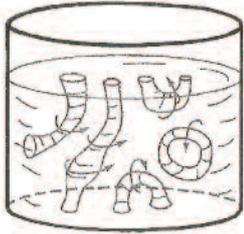


Рис.123. Вихри в жидкости, в том числе перемещающиеся. Оси вихрей /вихревые линии/ замыкаются в кольцо или обрываются на поверхности жидкости, на дне или на стенке сосуда. В мощных течениях вихри могут “рваться”, образуя неупорядоченные турбулентности [80].

ной оси. Эта ось вращения, естественно, не совпадает ни с направлением движения микрообъемов жидкости, ни с направлением движения вихря и называется вихревой линией [80]. Причем смежные микрообъемы идеальной жидкости при вихревом /“бурлящем”, абсолютно турбулизованном/ состоянии жидкости могут вращаться в противоположных /произвольных/ направлениях, поскольку силы трения /вязкости/ отсутствуют.

Мы будем рассматривать только безвихревые состояния /в том числе “турбулентные”, описываемые на языке высшей математики условием  $\text{rot } V(x,y,z) = 0$ . “Ротор” /“вихрь”-curl/ вектора скорости представляет собой вектор, направленный по вихревой линии /по оси вихря по школьному “правилу буравчика” и имеющий пространственные составляющие /проекции на геометрические оси/ в виде разности частных производных по координатам типа  $\text{rot}_z V(x,y,z) = (\partial V_x / \partial y - \partial V_y / \partial x)$ . Если ротор вектора скорости отличен от нуля, то значит возможно вращение объемов жидкости.

В вихревом /в “математически абсолютно вихревом”/ состоянии жидкости ротор вектора скорости отличен от нуля абсолютно всюду во всем объеме жидкости. Но если ротор вектора скорости отличен от нуля лишь относительно каких-либо отдельных /одиночных/ вихревых линий, а в остальном пространстве равен нулю, то такое состояние является в основном потенциальным /ламинарным, безвихревым/, но с отдельными вихрями. Действительно, именно в потенциальном поле вектор скорости равен  $V = \text{grad } \varphi$ , и именно  $\text{rot } \text{grad } \varphi = 0$  математически всегда равен нулю /здесь  $\varphi$  - потенциал поля, например поля тяготения/. Так что понятие вихрей в ламинарном потоке /или в неподвижной жидкости/ подразумевает вращения жидкости только относительно единичных, а не относительно бесконечного множества произвольных осей. Именно такое вращение жидкости относительно одиночной оси мы и будем называть вихрем /одиночным потенциальным/.

Характерной особенностью такого вихря является замкнутость его оси вращения В /рис. 122/. Ось вихря /вихревая линия/ не может “исчезать” /прерываться/, “неожиданно обрывая” вихрь внутри жидкости. Ось вихря может лишь замыкаться сама на себя, либо обрываться на поверхности жидкости или на поверхности сосуда /рис.123/. Обратим внимание, что траектории скорости  $V$  в структуре вихря на рис.122 вовсе не являются спиральными линиями /что характерно для вихревого состояния жидкости/, а являются однонаправленными линиями /что характерно именно для потенциального поля/. Интересно отметить

также, что подобный вихрь с замкнутой осью наблюдается и в капле жидкости, падающей в среде более легкой жидкости /рис. 124/.

К одиночным вихрям можно условно отнести и круговые движения жидкости в вертикальном цилиндрическом сосуде /рис.125-а/. Размешав ложкой чай в стакане, можно увидеть, что поверхность вращающейся жидкости приобретает вид параболы  $h(r) = h(0) + \rho \omega^2 r^2 / 2$ , где  $\rho$  - плотность жидкости,  $r$  - радиус вращения,  $\omega$  - угловая /круговая/ скорость /частота вращения/ жидкости. При этом жидкость вращается как квазитвердое тело с частотой  $\omega(r) = \text{const}$ . То есть, с увеличением радиуса вращения увеличивается линейная скорость вращения  $V(r) = \omega r$ . Увеличивается и центробежная сила  $\rho \omega^2 r$ , что и обуславливает параболическую форму верхней /свободной/ поверхности жидкости и аналогичную форму радиального распределения давления жидкости на дне  $\rho g h(r)$ .

Из-за постоянства угловой скорости  $\omega(r) = \text{const}$ , слои вращающейся жидкости не сдвигаются /не проскальзывают/ друг относительно друга. Так что, если бы у невязкой жидкости вдруг появилась бы вязкость, то это бы никак не сказалось бы на вращении жидкости.

Но на стенке и на дне стакана вязкость неминуемо приводит к замедлению потока /если только стакан сам не вращается относительно своей оси с той же угловой скоростью, что и жидкость в стакане/. При этом повышенное статическое давление на дне у стенки /за счет большей глубины жидкости/ перестает уравниваться центробежными силами. Появляется придонный поток жидкости 1 от периферии к оси вращения. Именно этот поток 1, появляющийся именно при торможении, заставляет песчинки сахара 2 /или чаинки/ собираться в конце концов на дне именно на оси вращения /рис.125-а/.

Технологические аппараты с вращающейся жидкостью /или газом/ называются циклонами /рис.126-а/. Сила “тяготения” в циклоне направлена от оси к стенке, так что твердые частицы отбрасываются за счет центробежной силы на стенки и ссыпаются в бункер.

Вообще говоря, в идеальной жидкости различные слои вращающейся жидкости могут в принципе вращаться с произвольными и даже встречными скоростями /из-за отсутствия вязкости/. Поэтому анализ дви-

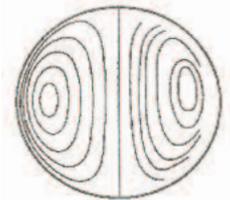


Рис.124. Сравнение теоретических /слева/ и наблюдаемых /справа/ линий тока в сферической капле глицерина, падающей в касторовом масле [79].

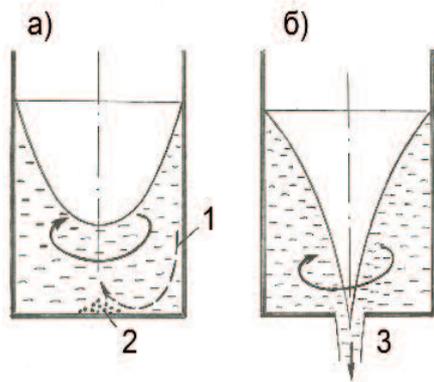


Рис. 125. Картины вращений жидкости в цилиндрических аппаратах при различных условиях: а - квазитвердое вращение жидкости, б - вращение со стоком жидкости вниз по оси /см. текст/. 1 - поток жидкости, возникающий при пристеночном торможении, 2 - чайники, собирающиеся на дне на оси вращения, 3 - отверстие на дне для стока вращающейся жидкости.

жений жидкости возможен лишь при введении каких-либо условий механической взаимосвязи слоев

жидкости. Так, на рис. 125-а было условно принято “квазитвердое” вращение жидкости с одинаковыми угловыми скоростями слоев.

Но могут быть и иные условия взаимного влияния слоев. Например, если раскрутить чай в стакане и потом неожиданно открыть в центре на дне отверстие 3 /рис.125-б/, то форма верхней /свободной/ поверхности жидкости резко изменится. Дело в том, что при стекании жидкости к оси по спирали должен будет сохраняться момент количества движения  $\rho V r = \text{const}$ . То есть линейная скорость вращения вынуждена будет увеличиваться по мере приближения к оси /эффект раскрутки вращающегося фигуриста, прижимающего руки к телу/. Соответственно, и центробежная сила будет увеличиваться при приближении к оси вращения. Эта сила и отбрасывает жидкость в стороны, образуя воронку.

Такое явление наблюдается, в частности, в проточных газовых вихревых аппаратах при высоких рабочих перепадах давления газа /от 6 атм и выше/, когда линейные скорости движения приближаются к скорости звука и когда сжимаемостью газа пренебрегать нельзя. При этом за счет расширения газа /при падении давления/ газ по оси 4 аппарата выходит охлажденным /порой на десятки градусов/, а по стенкам аппарата 5 выходит нагретым /рис.126-б/. Это явление “парадоксального” вихревого охлаждения называется эффектом Ранка [83].

В заключение отметим, что вихри и турбулентности, раз возникнув, не могут исчезнуть сами собой в идеальной жидкости ввиду полного отсутствия вязких торможений в гидравлической системе /и из-за беспрепятственных “проскальзываний” слоев жидкости и трубок тока между собой абсолютно без трения/. Поэтому турбулентности и вихри в идеальной жидкости имеют в своей основе инерционную природу /обусловлены инерцией жидкости, невозможностью остановиться/.

Но в то же время, турбулентности не могут и возникнуть сами собой в отсутствии вязкости, поскольку для образования вихрей в ламинарном потоке или в неподвижной жидкости необходимы механические закручивающие воздействия /принудительные силы сдвига слоев жидкости/. Поэтому в реальности вихри и турбулентности могут возникать лишь при одновременном наличии и инерции, и вязкости.

## 2.5. Гидродинамика вязкой жидкости

Явление вязкости проявляется наличием сил трения при сдвиге /смещении, проскальзывании/ слоев жидкости друг относительно друга, а также относительно стенок /поверхностей/ тел, погруженных в жидкость.

Силы трения проявляются в форме механических воздействий типа торможений /сопротивлений/ или ускорений /увлечений/ одних слоев жидкости другими. В то же время, силы трения проявляются и в форме перевода механической энергии в тепловую, что сопровождается нагревом жидкости /в отличие от чисто инерционных газодинамических ускорений - “подталкиваний” одних потоков жидкости другими, например, при выдавливаниях или смешиваниях/.

Сила трения между смещающимися слоями жидкости является векторной величиной, направленной по касательной к поверхности раздела смещающихся слоев. Сила трения направлена вдоль вектора скорости движения: по вектору скорости для медленного /ускоряющегося/ слоя и против вектора скорости для быстрого /замедляющегося/ слоя. В результате, слой жидкости с более высокой скоростью замедляется, а слой жидкости с более низкой скоростью ускоряется.

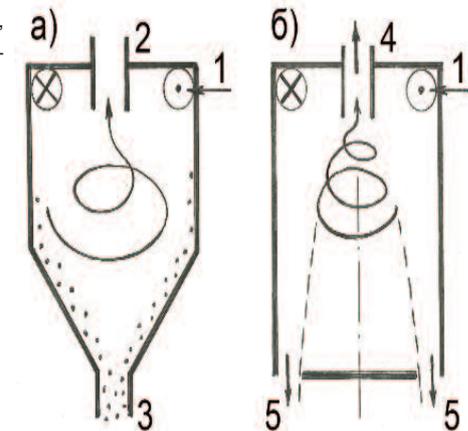


Рис. 126. Аппараты с тангенциальным вводом газа: а - циклонный аппарат атмосферного давления, отбрасывающий тяжелые твердые частицы на стенки [84,85], б - вихревой аппарат Ранка с высоким перепадом давления [83]. 1 - тангенциальный /закручивающий/ ввод газа, 2 - выход газа с неизменной температурой, 3 - конус для ссыпания твердых частиц, 4 - выход охлажденного газа, 5 - выход нагретого газа.

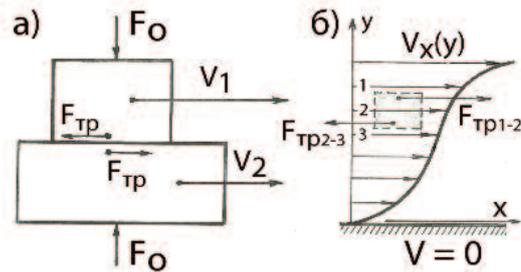


Рис. 127. Виды трения: а - "внешнее" трение скольжения между твердыми телами, б - "внутреннее" трение /вязкости/ между слоями жидкости /газа/. Здесь  $V_x(y)$  - поперечное распределение продольных скоростей потока.

Трение внутри жидкости сильно отличается по своей природе и

по своим закономерностям от трения твердых тел. Трение между сдвигаемыми твердыми телами обусловлено свойствами трущихся внешних поверхностей /шероховатостями, твердостями, кристаллическими и т.п./. Поэтому такое трение поверхностей твердых тел называется "внешним" трением /рис.127-а/. Внешнее трение подразделяется на статическое трение /трение покоя/ и на кинематическое трение /на трение скольжения и на трение качения/. Абсолютная величина всех сил внешнего трения определяется по формуле  $F_{TP} = K F_O$ , где  $K$  - соответствующий коэффициент трения /покоя, скольжения или качения/,  $F_O$  - сила прижима тел между собой /в случае неподвижной опоры  $V_2 = 0$  под силой прижима понимается сила реакции опоры  $N$ /. Сила внешнего трения слабо зависит от скорости взаимного сдвига трущихся тел ( $V_1 - V_2$ ).

Внутри же жидкостей нет поверхностей "со своей шероховатостью и твердостью" - сдвигаются между собой слои одной и той же жидкости. Поэтому такое трение называется "внутренним" трением /вязкостью/. Понятия трения покоя отсутствует - сколь угодно малая сила способна сдвинуть слой жидкости и сообщить ему ускорение.

Сила внутреннего трения /на единицу площади контакта/ между слоями 1 и 2 равна  $F_{TP1-2} = \mu(V_1 - V_2)/(y_1 - y_2) = \mu[dV_x(y)/dy]$ , где  $\mu$  - коэффициент динамической вязкости. Ввести понятие разности скоростей слоев ( $V_1 - V_2$ ) без указания поперечного расстояния ( $y_1 - y_2$ ) между сдвигаемыми слоями жидкости не удастся, поскольку скорость смещения слоев ( $V_1 - V_2$ ) изменяется плавно /рис. 127-б/ и равна нулю при бесконечно малом ( $y_1 - y_2$ ) /но производная  $dV_x(y)/dy$  отлична от нуля/.

Линейная зависимость силы внутреннего трения от скорости сдвига слоев обусловлена самой природой вязкости - встречными проникновениями /диффузией/ молекул из одних слоев жидкости /газа/ в другие. Молекулы, диффундирующие из более быстрого слоя в более медленный, переносят с собой и свой избыточный направленный импульс, который ускоряет более медленный слой, а затем приводит и к нагреву медленного слоя за счет "максвеллизации" /см. раздел 1.3.1/ распределения скоростей молекул в медленном слое. Поскольку природа вязкости родственна сущности теплопереноса в жидкостях /газах/, коэффициенты диффузии, вязкости и теплопроводности близки между собой численно и связаны между собой соотношениями молекулярно-кинетической теории /см. раздел 1.5/. А вот при внешнем трении никаких обменов молекулами между жидкостью /газом/ и твердым телом нет, поэтому и закономерности внешнего трения совсем иные.

### 2.5.1. Особенности движения вязкой жидкости

Таким образом, если в вязкой жидкости появляются потоки /слои/ жидкости с разными скоростями движения, то появляются и силы механического взаимодействия между этими потоками жидкости /рис.127/. Причем обычно считается, что на стенке тела, погруженного в жидкость, движение жидкости из-за вязкости вообще отсутствует /жидкость "прилипает и удерживается"/. Иными словами, скорость движения вязкой жидкости у стенки трубы или на дне реки равна нулю. Так что вязкая жидкость является "мокрой" /удерживается на руке/, а порой может и вообще не стекать /как мед на ладони/.

В общем случае, при течении под напором в зазоре между неподвижными плоскостями /или в трубе/ поперечное распределение продольных /аксиальных - направленных по оси/ скоростей  $V_x(y)$  приобретает условно некую "параболическую" форму в смысле наличия максимума скорости на оси течения /рис.128-а/. Такое "параболическое" распределение продольных скоростей объясняется тем, что по мере удаления от стенки влияние стенки на поток ослабевает. Действительно, силы трения вблизи стенки вынуждены тормозить движущийся /вернее, стремящийся ускориться под действием напора/ поток большего поперечного сечения, а значит, и большей массы. "Параболический" вид поперечного распределения продольных скоростей /с пространственным изменением величин сил трения/ наблюдается и при стекании вязкой жидкости "под собственным весом" по наклонному дну /рис.128-в/. А вот при движении вязкой жидкости без напора в горизонтальном зазоре между неподвижной /например, нижней/ и подвижной /например, верхней, специально с усилием сдвигаемой/ поверхностями поперечное распределение скоростей  $V_x(y)$  приобретает линейный вид, то есть силы трения между слоями всюду одинаковы /рис.128-б/.

Есть и такие виды течений, на которые не влияют явления вязкости. Так, например, при истечении жидкости в точечный сток /рис.114-а/ соседствующие слои движутся со строго одинаковой скоростью и не

Рис. 128. Установившиеся равномерные движения вязкой жидкости: а - течение в зазоре /или трубе/, б - сдвиг верхней плоскости, в - на наклонной плоскости в поле тяготения.



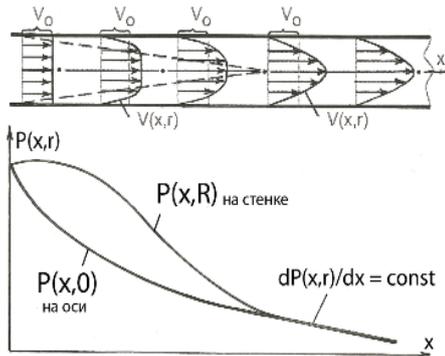


Рис.129. Изменение профиля скоростей вязкой жидкости при входе в трубу [80]. Вязкость тормозит движение жидкости у стенок трубы, в результате чего поток жидкости перетекает в приосевые зоны.

сдвигаются относительно друг друга. Поэтому трений внутри вязкой жидкости нет. Не сдвигаются относительно друг друга и слои вихря жидкости, вращающиеся как квазитвердое тело с одинаковой угловой скоростью.

Виды течений, указанные на рис 128, являются стационарными, то есть установившимися, не изменяемыми во времени. Более того, эти течения к тому же являются равномерными - не изменяющимися по направлению движения жидкости. Но зачастую стационарные /установившиеся/ течения бывают не равномерными, то есть изменяющимися по тракту течения, например, при переливе через плотину или при истечении жидкости из сосуда в трубу.

Так, например, рассмотрим процесс входа вязкой жидкости в трубу с внутренним радиусом  $R$  /рис.129/. Для простоты предположим, что начальное радиальное распределение продольных /аксиальных - направленных вдоль трубы/ скоростей является однородным /"ступенькообразным", "стержневым"/:  $V_x(0,r) = V_0 = \text{const}$ . Ясно, что по мере продвижения жидкости по трубе проявляется эффект притормаживания пристеночных зон жидкости за счет трения жидкости о стенки трубы. Сама зона пристеночного притормаживания называется обычно пограничным слоем /ее граница указана пунктирными линиями на рис.129/. Жидкость из подторможенных пристеночных зон, приобретающих повышенное давление  $P(x,R)$ , перетекает /вытесняется/ в приосевые зоны, где и образуется "ядро потока" в виде некоего "параболического" распределения продольной скорости по радиусу  $V_x(x,r)$ . Разгон приосевых зон жидкости вдоль оси происходит при этом за

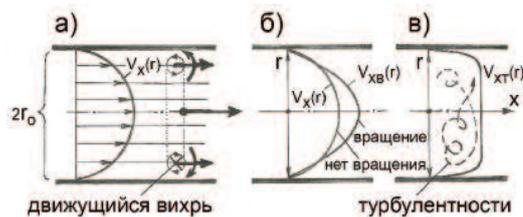


Рис.130. Радиальные распределения аксиальных скоростей жидкости в трубе: а - образование вихря при параболическом профиле скоростей  $V_x(r)$ , б - распределение скоростей  $V_{XB}(r)$  во вращающейся трубе, в - распределение скоростей  $V_{XT}(r)$  при турбулентном течении.

счет понижения давлений  $P(x,0)$  вдоль оси трубы, то есть за счет отличия от нуля градиента давления  $dP(x,0)/dx$ . В результате, на начальном участке трубы возникает сложная пространственная картина давлений  $P(x,r)$ . Завершается процесс перестройки течений установлением стационарного /неизменного/ радиального распределения скоростей  $V_x(x,r) = V(r)$  и постоянного градиента давления вдоль трубы  $dP(x,r)/dx = \text{const}$ .

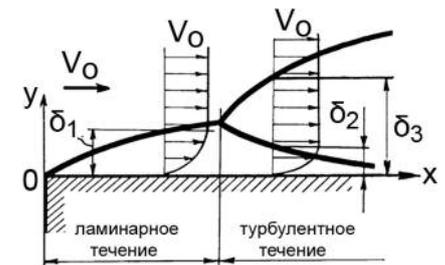
Факт продольного падения давления именно у стенок трубы  $dP(x,R)/dx = \text{const} = A$  может вызвать удивление. Ведь при стационарном течении жидкость у стенки, как мы предположили, не движется. В то же время, наличие продольных перепадов давления должно, казалось бы, как раз и приводить к движению жидкости. Но дело в том, что продольный перепад давления в жидкости компенсируется продольным же действием сил вязкости. Так, на торцы цилиндрического объема жидкости радиусом  $r$  и длиной  $\Delta x$  продольно действует суммарная сила давления  $F_{\text{давл}}(r) = \pi r^2 A \Delta x$ . А касательно к стенкам этого же "цилиндра" действует продольная сила вязкости  $F_{\text{вязк}}(r) = 2\pi r \Delta x \mu [dV_x(r)/dr]$ . Из условия стационарности течения /отсутствия ускорений/ следует  $F_{\text{давл}}(r) = F_{\text{вязк}}(r)$ , откуда после интегрирования имеем  $V_x(r) = (A/4\mu)(R^2 - r^2)$ . Это выражение известно под названием "параболы Пуазейля" [80]. При этом скорость на оси вдвое превышает среднюю скорость  $V_0$ . Таким образом, действительно, распределение скоростей вязкой жидкости в трубе имеет параболический вид, а скорость жидкости на стенке трубы равна нулю, несмотря на падение давления на стенке трубы  $dP(x,R)/dx = \text{const}$ .

Напомним, что параболическое радиальное распределение продольных скоростей в трубе  $V_x(r)$  "заостряется" до  $V_{XB}(r)$  при вращении трубы вокруг своей оси [86] /рис.130-б/. Развитие же в трубе турбулентностей, наоборот, "затупляет" радиальное распределение продольных скоростей до образования "плато"  $V_{XT}(r)$  /рис.130-в/.

## 2.5.2. Число Рейнольдса

На рис.127-б выделен объем жидкости, на который одновременно действуют две противоположно направленные силы  $F_{\text{Тр}1-2}$  и  $F_{\text{Тр}2-3}$ ,

Рис.131. Развитие пограничного слоя и зоны турбулентности при движении ламинарного потока вязкой жидкости /газа/ вдоль твердой поверхности /например, стенки трубы или зазора/. Здесь  $\delta_1$  - толщина утолщающегося вязкого ламинарного пограничного слоя,  $\delta_2$  - толщина утончающегося вязкого подслоя,  $\delta_3$  - толщина утолщающегося турбулентного пограничного слоя [63].



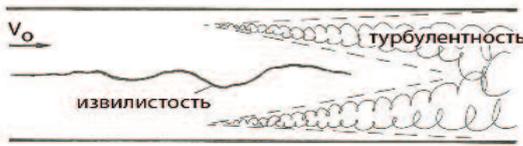


Рис.132. Развитие неустойчивостей - сначала появляются "извилистости" течения, а затем при достижении критического значения числа Рейнольдса  $Re = 2300$  появляются турбулентности.

создающие крутящий момент. Конечно, этот объем жидкости не является твердым телом, которое привычно закрутить парой сил. Но сам по себе факт наличия момента сил все же может свидетельствовать о возможности образования вращательного движения.

Это представляется неожиданным. Ведь вязкость, казалось бы, должна препятствовать образованию встречных движений, гасить вихри и турбулентности. Действительно, высоковязкий мед в банке труднее взбурлить ложкой, чем низковязкую воду.

Как раз в этой противоречивости и кроются коренные условия образования и подавления турбулентностей. Именно силы внутреннего трения /вязкости/ способны образовывать встречные течения и вызывать неустойчивости. И в то же время именно силы внутреннего трения способны предотвратить или подавить неустойчивости.

Как мы уже отмечали, условием наличия вихрей является отличие ротора вектора скорости  $rot V(x,y,z)$  от нуля, в частности отличие от нуля выражения  $(\partial V_x/\partial y - \partial V_y/\partial x)$  /см. раздел 2.4.10/. Поскольку в установившемся режиме  $\partial V_x/\partial x = 0$ , то отличие от нуля  $\partial V_x/\partial y$  действительно указывает на вихревой характер движения жидкости /рис. 130-а/.

Сила внутреннего трения  $\tau_x$  /в расчете на единицу площади касательного контакта/ тоже выражается через  $\partial V_x/\partial y$ , а именно формулой Ньютона  $\tau_x = \mu(\partial V_x/\partial y) = \nu\rho(\partial V_x/\partial y)$ , где  $\mu = \nu\rho$  - коэффициент динамической вязкости жидкости,  $\nu$  - коэффициент кинематической вязкости жидкости,  $\rho$  - плотность жидкости,  $\partial V_x/\partial y$  - темп поперечного изменения /"поперечный градиент"/ продольной /аксиальной/ компоненты скорости жидкости

Так что конкуренция сил закручивания /инерции/ вихрей и сил торможения /трения/ тех же вихрей в ламинарной среде обуславливается вовсе не неоднородностью течения (то есть не величиной скорости сдвига слоев  $\partial V_x/\partial y$ ), а соотношением численных значений коэффициентов при  $\partial V_x/\partial y$  в уравнении движения. Это соотношение в уравнении Навье-Стокса /см. раздел 2.5.3/ имеет вид  $Re = \rho VL/\mu$  и называется критерием /числом/ Рейнольдса.

Разделив кинетическую энергию  $\rho V^2/2$  на силу внутреннего трения  $\mu V/L$  (где  $L$  - характерный размер неоднородности течения), получаем безразмерное число Рейнольдса  $Re = \rho VL/\mu$ , которое показывает,

насколько силы инерции /приводящие к образованию вихрей/ превышают силы вязкости /приводящие к затуханию вихрей/. При превышении некоего критического значения числа Рейнольдса  $Re_{крит}$  возможно нарушение ламинарности течения и возникновение неустойчивостей /вихрей, пульсаций, турбулентностей/. В качестве характерной скорости  $V$ , характерного размера  $L$  и  $Re_{крит}$  обычно условно принимают:

- при течении в канале /в трубе или в щели-зазоре / - среднюю по поперечному сечению канала линейную скорость и внутренний поперечный размер /диаметр/ канала,  $Re_{крит} = 2300$ ,

- при внешнем обтекании твердого тела - линейную скорость вдали от поверхности тела и поперечный размер /диаметр, "мидель"/ тела,  $Re_{крит} = 40$ ,

- при течении вдоль плоской поверхности - линейную скорость вдали от поверхности и продольную координату,  $Re_{крит} = 500000$  /рис.131/.

Так, при течении воздуха с температурой  $20^\circ C$  по трубе диаметром 10 см турбулентность может возникнуть при скорости 0,5 м/сек, а с температурой  $500^\circ C$  при скорости 1,5 м/сек /см. далее рис.137/. В действительности же порой в гладких трубах удается сохранить ламинарность при величинах скоростей на порядок выше. В то же время, использование турбулизаторов позволяет "закрутить" поток и при меньших скоростях /с последующей возможной ламинаризацией потока/.

В момент касания неподвижной поверхности /стенки/ ламинарный поток как-бы "прилипает" к поверхности, то есть начинает тормозиться у поверхности с образованием ламинарного пограничного /приторможенного/ слоя /рис.131/. Затем, при достижении критической толщины ламинарного пограничного слоя  $\delta_1$  создается некий "крутящий момент", достаточный для образования вихря. При этом возникает турбулентная зона пограничного слоя  $\delta_2$ , расширяющаяся вдоль по течению /рис.132/.

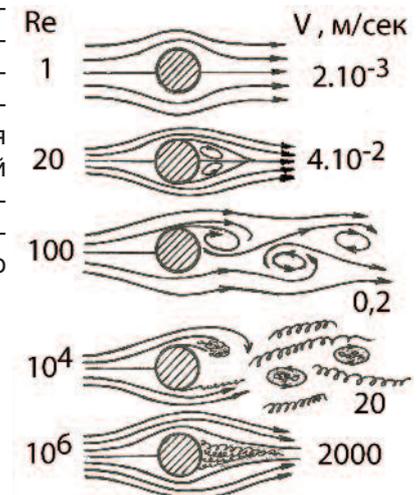


Рис.133. Развитие турбулентностей в процессе обтекания цилиндра потоком жидкости /газа/ при увеличении чисел Рейнольдса [61]. Справа приведены примерные справочные значения скоростей воздуха при  $20^\circ C$  /для диаметра цилиндра 1 см/, соответствующие указанным числам Рейнольдса.

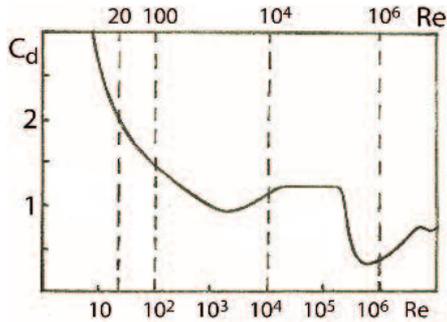


Рис.134. Коэффициент увлечения цилиндра как функция числа Рейнольдса [61]. Пунктиры соответствуют режимам течений на рис. 133.

На рисунке 133 представлен характер обтекания цилиндра поперечным исходно ламинарным потоком жидкости при различных скоростях потока.

При низких скоростях потока  $Re < 1$  цилиндр обтекается плавно. Сила “увлечения” /сила механического воздействия потока на цилиндр/ при этом пропорциональна скорости обтекания  $V$ . Так, сила увлечения сферы в этих условиях по известной формуле Стокса равна  $F = 3\pi\mu Vd$ , где  $d$  - диаметр сферы.

Представим силу увлечения цилиндра поперечным потоком жидкости в виде  $F = C_d DL(\rho V^2/2) = \xi(\rho V^2/2)$ , где  $C_d$  - коэффициент увлечения /рис.134/,  $D$  - диаметр цилиндра,  $L$  - длина цилиндра,  $\xi$  - коэффициент сопротивления,  $(\rho V^2/2)$  - кинетическая энергия потока /давление торможения/. Тогда, при низких скоростях потока коэффициент увлечения  $C_d$  и коэффициент сопротивления  $\xi$  будут обратно пропорциональны линейной скорости набегающего потока /то есть будут обратно пропорциональны  $Re$ /. Поскольку поток при этом ламинарен, то  $\xi$  имеет в этом случае смысл коэффициента трения  $\xi_{тр} = A/Re = ARe^{-1}$ , где  $A$  - коэффициент пропорциональности.

При числе Рейнольдса порядка  $Re = (10-20)$  за цилиндром образуется пара устойчивых вихрей, а при  $Re = (40-100)$  вихри начинают попеременно отрываться за счет “выталкивания” под напором набегающего потока жидкости. При  $Re > 100$  коэффициенты  $C_d$  и  $\xi$  начинают стремиться к постоянному значению. Значит, сила увлечения  $F$  начинает зависеть от скорости потока не линейно, а квадратично /пропорционально квадрату числа Рейнольдса/. Поскольку такое изменение зависимости обусловлено возникновением за цилиндром турбулентной зоны, то  $\xi$  приобретает смысл коэффициента “газодинамического сопротивления”  $\xi_{гд}$ , который близок к константе вплоть до  $Re = 10^5$ .

Стремление числа Рейнольдса к бесконечности можно формально трактовать как стремление вязкости к нулю, то есть как переход к идеальной жидкости. Но очень трудно разглядеть в этих “рваных” турбулентностях за цилиндром /рис.133/ те “гладкие” потоки, что мы рассматривали в разделе 2.4. Все дело в том, что идеальная жидкость

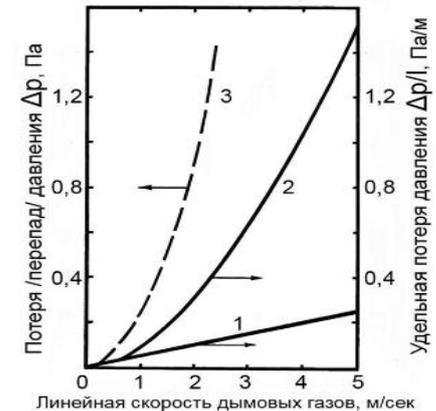
может существовать в предельных случаях - в безтурбулентном состоянии и в абсолютно турбулентном состоянии. Причем переход из одного состояния в другое без участия вязкости невозможен. Таковы уж следствия противоречивости принятых свойств идеальной жидкости [61].

### 2.5.3. Уравнение Бернулли для вязкой жидкости

Дифференциальные уравнения Эйлера /см. раздел 2.4.1/, в которые введены члены для учета вязкости, называются уравнениями Навье-Стокса. Хотя многомерные уравнения Навье-Стокса ввиду своей сложности могут быть проинтегрированы только численно на электронно-вычислительных машинах, тем не менее, решения порой могут предугадываться исходя из общего интегрального вида уравнений в форме соотношения Бернулли  $\Delta(p + \rho gh + \rho V^2/2) = \rho V(\partial V_x/\partial y) + (\mu/L)(\partial V_x/\partial y)$ , где  $L$  - характерный размер неоднородности потока, а под значком  $\Delta$  /дельта/ по-прежнему понимается изменение величины параметра, в данном случае величины  $(p + \rho gh + \rho V^2/2)$ .

Первый член в правой части соотношения Бернулли условного вида  $\Delta p_{вихр} = \rho V(\partial V_x/\partial y)$  учитывает образование вихрей /с переходом поступательной скорости во вращательную/. Второй член условного вида  $\Delta p_{тр} = (\mu/L)(\partial V_x/\partial y)$  учитывает внутреннее трение внутри жидкости /вязкость/. Вклады этих членов соотносятся численно между собой как критерий Рейнольдса  $(\Delta p_{вихр})/(\Delta p_{тр}) = Re = \rho VL/\mu$ . Если же  $\Delta p_{вихр}$  и  $\Delta p_{тр}$  равны нулю, то получаем прежний вид уравнения Бернулли для течений ламинарной идеальной жидкости  $(p + \rho gh + \rho V^2/2) = const$ .

Рис.135. Расчетные характеристики прямой вертикальной дымовой трубы поперечным сечением  $0,12 \times 0,12$  м /в “полкирпича”/ с температурой  $400^\circ C$ , плотностью дымовых газов  $0,5 \text{ кг/м}^3$  и кинематической вязкостью  $\mu/\rho = 0,4 \text{ см}^2/\text{сек}$ : 1 - потеря давления за счет сопротивления трения при ламинарном потоке дыма по формуле Пуазейля с линейной скоростью  $V$  м/сек, 2 - потеря давления за счет сопротивления трения при турбулентном потоке дыма по формуле Блазиуса с линейной поступательной скоростью турбулентного потока  $V$  м/сек, 3 - потеря давления  $\Delta p = \rho V^2/2$  при ускорении потока дыма от нулевой скорости до  $V$  м/сек.



Физический смысл  $\Delta p_{\text{вихр}}$  и  $\Delta p_{\text{тр}}$  становится ясным из уравнения Бернулли ( $p_1 + \rho gh_1 + \rho V_1^2/2$ ) = ( $p_2 + \rho gh_2 + \rho V_2^2/2$ ) +  $\Delta p_{\text{вихр}}$  +  $\Delta p_{\text{тр}}$ , где индексами 1 и 2 обозначаются состояния потока жидкости /газа/ в разных сечениях трубки тока. Если мы имеем установившееся горизонтальное течение ( $h_1 = h_2$  и  $V_1 = V_2$ ), то перепад статического давления оказывается равным  $(p_1 - p_2) = \Delta p = (\Delta p_{\text{вихр}} + \Delta p_{\text{тр}})$ . То есть, сумма ( $\Delta p_{\text{вихр}} + \Delta p_{\text{тр}}$ ) представляет собой общую потерю /падение/ статического давления вдоль по тракту течения. При этом  $\Delta p_{\text{вихр}}$  представляет собой потери давления из-за развития турбулентностей, а  $\Delta p_{\text{тр}}$  - потери давления из-за внутреннего трения в жидкости. Вообще говоря, столь четкое разделение потерь давления не является строгим и используется для удобства анализа. Эти потери не делимы и не обратимы, воспринимаются потоком как сопротивление движению.

Потери давления  $\Delta p_{\text{тр}}$ , обусловленные внутренним трением /вязкостью/, принято выражать через коэффициенты сопротивления трения  $\xi_{\text{тр}}$  по формуле  $\Delta p_{\text{тр}} = \xi_{\text{тр}}(\rho V^2/2)$ , хотя сама величина  $\xi_{\text{тр}}$  тоже зависит от линейной скорости  $V$ . В свою очередь коэффициенты сопротивления трения  $\xi_{\text{тр}}$  обычно представляют в виде соотношения Дарси-Вейсбаха  $\xi_{\text{тр}} = \lambda(l/d)$ , где  $\lambda$  - так называемый гидравлический коэффициент трения,  $l$  - длина трубы,  $d$  - диаметр трубы,  $(l/d)$  - геометрический фактор /длина трубы в калибрах/. Отметим, что и гидравлический коэффициент трения  $\lambda$  не является константой и зависит не только от  $V$ , но и от  $d$ .

Для ламинарного течения в круглой трубе справедлива формула Пуазейля  $\xi_{\text{тр}} = 64(l/d)\mu/(\rho Vd) = 64(l/d)/Re$ , где  $\lambda = 64/Re$ , а  $Re = \rho Vd/\mu$  (для трубы  $L = d$  в соответствии с определением числа Рейнольдса на стр.119). Тогда потеря /перепад/ давления на один погонный метр трубы составит  $\Delta p_{\text{тр}}/l = 32\mu V/d^2 = 128\mu G/\pi d^4$ , где  $V$  - линейная скорость в м/сек,  $G$  - объемный расход жидкости в м<sup>3</sup>/сек,  $\mu$  - динамическая вязкость [87]. Это чрезвычайно

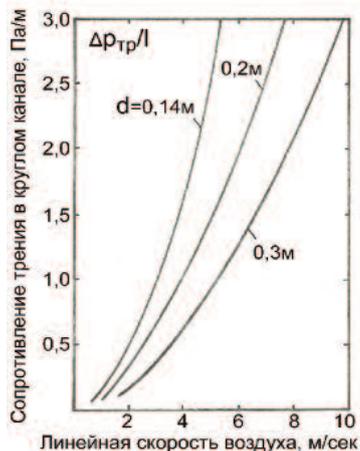
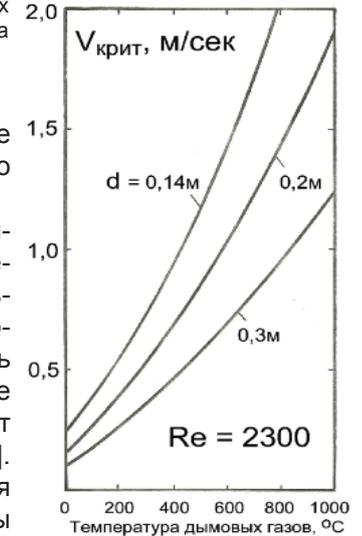


Рис.136. Удельные потери /перепады/ давления воздушного потока на турбулентное трение  $\Delta p_{\text{тр}}/l$  в расчете на 1 погонный метр круглого воздуховода из листового металла [71]. Цифрами на кривых указаны диаметры воздуховодов  $d$  (140мм, 200мм и 300мм). Указанные зависимости могут быть использованы и для оценки сопротивления трения металлических дымовых труб классических открытых каминов.

Рис.137. Критическая линейная скорость дымовых газов при температуре  $T$ , отвечающая переходу потока дыма в турбулентный режим при  $Re = 2300$  [49].



малые потери давления, и в большинстве печных случаев ими можно пренебречь по сравнению с тягой трубы /рис.135/.

Для турбулентных же течений коэффициент сопротивления трения в трубе определяется эмпирической /экспериментальной, полученной из натуральных опытов/ формулой Блазиуса  $\xi_{\text{тр}} = 0,32(l/d)Re^{-0,25}$ , то есть  $\lambda = 0,32Re^{-0,25}$ . Удельное сопротивление трения в турбулентном режиме составляет  $\Delta p_{\text{тр}}/l = 0,16\mu^{0,25}\rho^{0,75}V^{1,75}d^{-1,25}$  [63]. Эмпирическая формула Ритшеля дает для турбулентного воздуха схожие результаты  $\Delta p_{\text{тр}}/l = 8 \cdot 10^{-3}\rho^{0,85}V^{1,92}d^{-1,28}$  [49].

При эксплуатации печей и вентсистем обычно имеют дело с турбулентными режимами течения /рис. 136/. Во всяком случае ламинарные течения газов в каналах печей /отвечающие линейным скоростям  $V < 0,5$  м/сек и  $Re < 2300$ / наблюдаются только при растопках печей /рис.137/. При ламинарном режиме течения потери давления на трение  $\Delta p_{\text{тр}}/l$  пропорциональны линейной скорости, а при сильнотурбулентном режиме течения потери давления пропорциональны квадрату линейной скорости. Мы видим, что по формуле Блазиуса потери давления пропорциональны  $V^{1,75}$ , а по формуле Ритшеля пропорциональны  $V^{1,92}$ . Так что формула Ритшеля соответствует более турбулентным режимам с высокими числами Рейнольдса  $10^4 - 10^5$  /отвечающим промышленным принудительным вентсистемам/, а формула Блазиуса справедлива при слаботурбулентном течении, когда у стенок трубы сохраняется медленный ламинарный поток в виде пограничного слоя /рис.131/.

Важно отметить в связи с этим, что формула Блазиуса не учитывает наличие шероховатостей стенок реальных труб и называется "формулой для гидравлически гладких труб". Ясно, однако, что при утоньшении ламинарного пограничного слоя  $\delta_2$  высоты реальных шероховатостей рано или поздно смогут выйти за пределы медленного ламинарного пограничного слоя  $\delta_2$ . И скоростное турбулентное обтекание высоких зубцов шероховатостей  $a > \delta_2$  даст свой вклад в увеличение общих потерь на пристеночное трение.

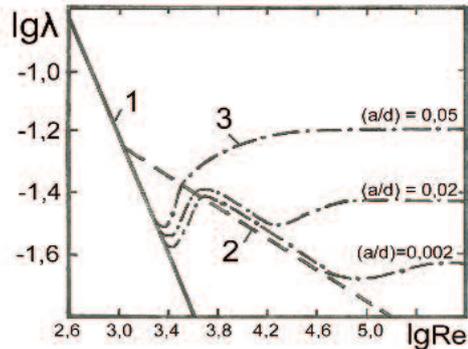


Рис.138. Характер зависимости логарифма гидравлического коэффициента трения  $\lambda$  от логарифма числа Рейнольдса  $Re$ . 1 - зависимость Пуазейля для ламинарного потока, 2 - зависимость Блазиуса для турбулентного потока в гладкой трубе, 3 - зависимости Никурадзе для больших шероховатостей стенок трубы [72]. Цифрами на кривых 3 указаны численные значения степеней шероховатостей стенок трубы  $(a/d)$ , где  $a$  - высота шероховатостей,  $d$  - диаметр трубы.

Общий характер зависимости сопротивления трения от величины шероховатостей представлен на рис.138 в логарифмическом масштабе величин /для "спрямления" степенных зависимостей Пуазейля и Блазиуса/. При малых  $Re$  /то есть при малых скоростях потока/ имеем в логарифмических координатах линейную зависимость Пуазейля /сплошная прямая 1/. При больших  $Re$  имеем зависимость Блазиуса /пунктирная прямая 2/. Переход от ламинарного режима к турбулентному при  $Re = 2300$  /то есть при  $lgRe = 3,36$ / происходит скачком с повышением гидравлического коэффициента трения  $\lambda$  по штрихпунктирной кривой 3.

Штрихпунктирная кривая 3 учитывает шероховатость стенок трубы  $a$  и носит название зависимости Никурадзе. Видно, что при низких шероховатостях, например, при  $(a/d) < 0,001$  /где  $a$  - высота выступов,  $d$  - диаметр трубы/, формула Блазиуса остается справедливой вплоть до  $lgRe = 4,6$  (то есть до  $Re = 40000$ ) и выше. А вот при высоких шероховатостях отклонения кривых Никурадзе от прямой Блазиуса наблюдаются уже при относительно низких  $Re$ . Так, для кирпичных труб при шероховатости стенок  $(a/d) > 5\%$  зависимость Никурадзе начинает проявляться уже при появлении турбулентности при  $Re = 2300$ , и формула Блазиуса не справедлива вообще /рис.138/.

Сопротивление трения для турбулентного потока - это уже весьма значительная величина. Потери давления от трения порой сопоставимы с величиной потерь давления на ускорения и повороты потоков газа в печах /рис.135/. Так что при расчете длинных прямых воздухопроводов промышленных вентсистем и высоких вытяжных /дымовых/ труб вклад сопротивления трения может оказаться решающим. А вот в коротких и "извилистых" внутридомовых водопроводах и в многооборотных дымо-

вых каналах бытовых кирпичных печей потерями давления на трение порой можно пренебречь по сравнению с "гидродинамическими" потерями давления  $\Delta p_{\text{вихр}}$ , возникающими при поворотах потоков из-за возникновения мощных вихревых турбулентностей, где кинетическая энергия поступательного движения потока в значительной степени преобразуется в кинетическую энергию вращения жидкости /газа/ в вихрях.

#### 2.5.4. Гидрогазодинамические потери давления

Вышерассмотренная турбулентность Блазиуса является "ленивой" крупномасштабной "круткой" жидкости в трубе, когда пространственный масштаб турбулентности соответствует геометрическим размерам трубы /диаметру и длине трубы/. При этом в каждой локальной точке трубы поток выглядит ламинарным /"микраламинарным"/, хотя в целом по трубе микрообъемы жидкости могут двигаться "клубами" /завитками/ в произвольных /хаотических/ направлениях с разными скоростями. В печах такая картина является типичной и общеизвестна по характеру истечения дыма из дымовой трубы.

При резких же заужениях или поворотах трубы может наблюдаться переход от крупномасштабной турбулентности в более мелкомасштабную /рис.118-121/. При этом в соответствии с теорией "прямого энергетического каскада" каждый ламинарный "завиток" крупномасштабной турбулентности может делиться поэтапно на множество все более и более мелких "завитков" /вихрей/, которые в конце концов на микроскопическом уровне переходят за счет вязкости в энергию отдельных молекул - в тепло [88]. С уменьшением пространственного /геометрического/ масштаба турбулентности длинноволновые возмущения жидкости превращаются в коротковолновые, что сопровождается увеличением частоты звуковых колебаний и повышением уровня звука - от глухих шумов в трубе до свиста и рева, что даже используется практически в частотных расходомерах газов и жидкостей.

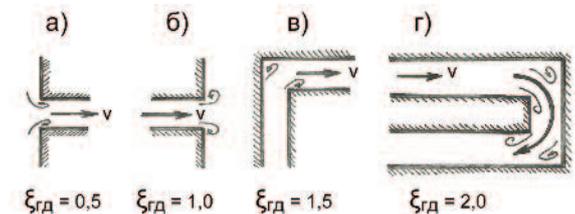


Рис.139. Оценочные значения величин коэффициентов газодинамического сопротивления резких изменений течений  $\xi_{гд}$ , относящиеся к величинам скоростей  $V$  в местах расположения стрелок.

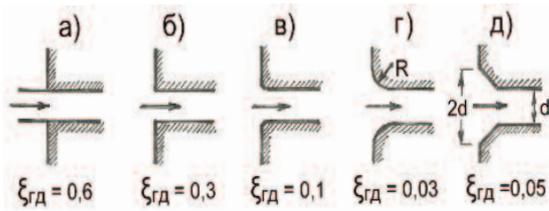


Рис. 140. Коэффициенты газодинамического сопротивления входа в трубу: а - труба выступает /выдается/, б - острые кромки, в - затупленные кромки  $R=0,1d$ , г - закругленные кромки  $R=0,5d$ , д - кромки под углом  $45^\circ$ .

Потери давления из-за таких мелкомасштабных вихрей также учитываются формулой общего вида  $\Delta p_{\text{вихр}} = \xi_{\text{гд}}(\rho V^2/2)$ , где  $\xi_{\text{гд}}$  - коэффициент "газодинамического сопротивления". Часто  $\xi_{\text{гд}}$  обозначают как коэффициент местного сопротивления  $\xi_{\text{м.с.}}$ , поскольку потери давления в этих случаях образуются преимущественно локально при резких местных изменениях скоростей и направлений движений жидкости.

Вообще говоря, общее физическое понятие коэффициента газодинамического сопротивления  $\xi_{\text{гд}}$  охватывает и ламинарные, и турбулентные течения. При ламинарности исходного потока коэффициенты газодинамического сопротивления  $\xi_{\text{гд}}$  могут зависеть от линейной скорости потока /от числа  $Re$ / очень сильно из-за возможности появления турбулентности "за поворотом" [72]. Но поскольку в каналах печей, как правило, наблюдается уже сформировавшаяся крупномасштабная турбулентность, то для таких уже турбулизованных потоков  $\xi_{\text{гд}}$  обычно слабо зависят от числа Рейнольдса при  $Re > 10^4 - 10^5$  [89-91].

В печной практике полезно помнить в уме порядок величин коэффициентов  $\xi_{\text{гд}}$  для основных случаев сужения, расширения, поворота и разворота потока /рис. 139/. Для определения общего газодинамического сопротивления газодымовой системы надо арифметически просуммировать все величины местных газодинамических потерь давления  $\Delta p = \sum \Delta p_{\text{вихр}} = \sum [\xi_{\text{гд}}(\rho V^2/2)]$  вдоль по всему тракту течения.

Сложив ориентировочные значения коэффициентов газодинамического сопротивления открытой дверки поддувала  $\xi_{\text{гд}} = 0,5$ , колосниковой решетки  $\xi_{\text{гд}} = 1,5$ , поворота в топке  $\xi_{\text{гд}} = 1,5$ , хайла  $\xi_{\text{гд}} = 0,5$ , двух дымооборотов  $\xi_{\text{гд}} = 4$  и выхода из дымовой трубы  $\xi_{\text{гд}} = 1$  получаем ориентировочный коэффициент газодинамического сопротивления канальной бытовой кирпичной печи порядка  $\sum \xi_{\text{гд}} = 10$ . При средней скорости течения газов в каналах 2 м/сек общее газодинамическое сопротивление такой кирпичной печи составит ориентировочно 20 Па. Сопротивление же трения при общей длине тракта печи 10 метров составит ориентировочно 5 Па /рис. 136/. Таким образом, газодинамические потери давления вносят основной вклад в сопротивление печи,

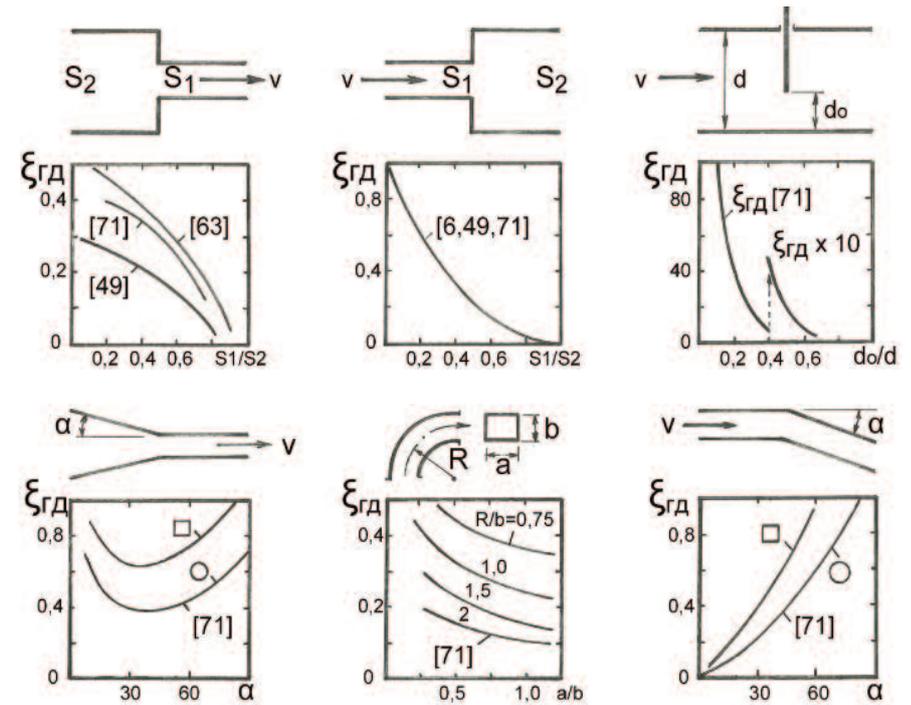


Рис. 141. Коэффициенты газодинамического сопротивления трубных переходов.

а с учетом повышенного сопротивления полуоткрытых дверок и задвижек, полузаваленности решетки углями - определяющий.

В связи с этим, в многооборотных кирпичных печах возникает потребность снижения газодинамических сопротивлений для обеспечения достаточно высокого расхода воздуха на горение дров в печи. Такая потребность обусловлена, в частности, тем, что скорость газификации дров в раскаленных массивных топливниках кирпичных печей может быть очень высокой.

А вот в металлических печах и котлах скорости газификации дров в топках могут быть существенно меньшими за счет низкой температуры стенок, интенсивно охлаждающихся теплоотводом во внешнюю среду. Поэтому в металлических печах стараются порой, наоборот, увеличить газодинамические сопротивления для предотвращения чрезмерного поступления воздуха в топку. Главным образом это касается установки "отбойников" /горизонтальных дымооборотов/ перед дымовой трубой.

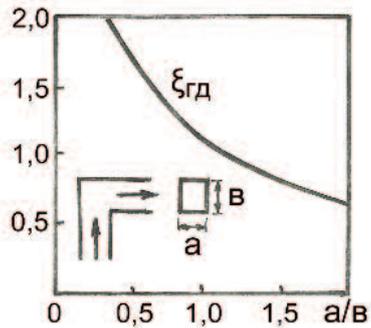
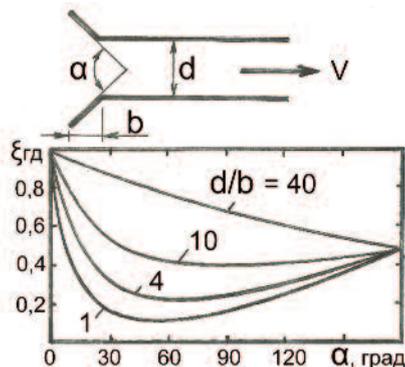


Рис.142. Коэффициенты газодинамического сопротивления колена трубы прямоугольного сечения [71].

Первым, наиболее действенным фактором снижения газодинамических потерь является округлость поворотов и плавность расширений и сужений потока /рис.140/. Плавности переходов устраняют застойные зоны /очаги возникновения турбулентности/ и “сдувают” вихри в момент их зарождения.

Вторым важным фактором снижения коэффициентов газодинамического сопротивления является округлость поперечных сечений каналов печей, поскольку в углах прямоугольных труб создаются застойные зоны, где и могут возникать вихри. Обычно квадратные трубы в местах расширений или поворотов /в коленах/ имеют газодинамические сопротивления на 20-50% большие, чем круглые трубы. А вот трубы прямоугольного сечения в местах поворота могут иметь еще большие сопротивления, причем именно в случаях “просторной широкой дороги на повороте” в плоскости чертежа /рис.142/. Это может показаться весьма неожиданным, поскольку печники обычно интуитивно стремятся делать подветки и перевалы высокими /и “глубокими” - вытянутыми по направлению движения газа в первичном канале/, чтобы поворот газового потока был бы не столь “крутым”. Но как раз именно в этих случаях образуются благоприятные условия для образования застойных зон “за углом”.



зольных осадений/ целесообразней выполнять горизонтальные каналы в виде широких щелей малой высоты, причем так, чтобы газовый поток при поворотах сразу утыкался бы в стенку вторичного канала и как можно круче поворачивал.

Рис.143. Коэффициенты газодинамического сопротивления круглого всасывающего патрубка с разными размерами и углами раскрытия раструбы [90].

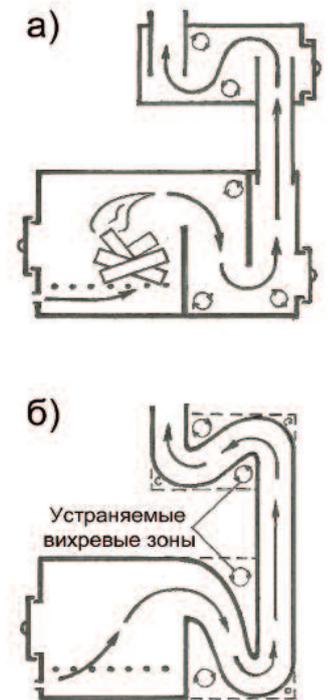
Третьим важным фактором снижения коэффициентов газодинамического сопротивления является малая шероховатость стенок каналов в местах поворотов. Так, для прямоугольного колена трубы квадратного сечения с гладкой поверхностью первоиспытатель гидравлических сопротивлений Вейсбах определил величину  $\xi_{гд} = 1$ . Впоследствии выяснилось, что для технически гладких труб это значение повышается до  $\xi_{гд} = 1,1$ . А для шероховатых труб получен большой разброс экспериментальных данных в диапазоне  $\xi_{гд} = (1,1 - 2,0)$ . Для прямоугольного колена кирпичного канала квадратного сечения можно условно принимать  $\xi_{гд} = 1,5$ , а для прямоугольного сечения - до  $\xi_{гд} = 2$  [49].

В производстве каминов важным фактором является угол раскрытия раструба вытяжного зонта /дымоуловителя/. Наименьшим газодинамическим сопротивлением обладают раструбы с круглым поперечным сечением с полным углом раскрытия конуса  $\alpha$  от 30 до 90 градусов в расчете “от стенки до стенки” /рис.143/.

Незатопленное истечение жидкости в отверстие /рис.117/ сопровождается сжатием струи, что воспринимается потоком жидкости как гидравлическое сопротивление /см. раздел 2.4.9/. Это сопротивление “входа” жидкости в отверстие выражается в уменьшении объемного /массового/ расхода жидкости  $G = \epsilon G_0 = \epsilon S(2\Delta p/\rho)^{0,5}$ , где  $G_0 = S(2\Delta p/\rho)^{0,5}$  - теоретический объемный расход при отсутствии сужения,  $\epsilon$  - коэффициент сжатия струи,  $S$  - площадь отверстия,  $\epsilon S$  - площадь суженного участка струи /см. стр. 108/.

При затопленном истечении жидкости в жидкость, в области сжатия струи в периферийной пристеночной зоне образуется кольцевая вихревая зона /типа рис.118/. Вихревое движение жидкости за счет вязкости испытывает торможение на стенках, что воспринимается как добавочное сопротивление трения. Расход жидкости еще больше уменьшается  $G = \phi \epsilon G_0 = \mu G_0$ , где  $\phi$  - добавочный “коэффициент скорости”, учитывающий трение, а суммарный коэффициент  $\mu = \phi \epsilon$

Рис.144. Пример металлической печи с дымооборотами [94]: а - места возможных завихрений, б - сглаживание поворотов устраняет наличие вихревых зон.



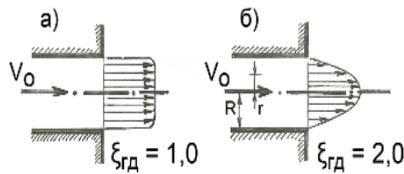


Рис. 145. Коэффициенты газодинамического сопротивления затопленного выхода из прямой трубы квадратного или круглого сечения при различных исходных поперечных распределениях скорости газа в струе: а - равномерное распределение  $V(r) = V_0$ , б - параболическое распределение  $V(r) = V_0[1 - (r/R)^2]$ .

носит название “коэффициента расхода”. Коэффициент скорости  $\phi$  можно выразить через коэффициент сопротивления трения  $\xi_{тр}$  по формуле  $\phi = (1 + \xi_{тр})^{-0,5}$ , которая следует из соотношения Бернулли  $\rho V^2/2 = \Delta p - \Delta p_{тр} = \Delta p - \xi_{тр}(\rho V^2/2)$ . Характерные величины коэффициентов для отверстия в тонкой стенке составляют  $\epsilon = 0,62$ ,  $\phi = 0,98$ ,  $\mu = 0,61$ ,  $\xi = 0,06$  и могут уточняться в зависимости от числа  $Re$  по формулам [90].

Аналогичная ситуация самопроизвольного сужения потока может происходить и при вращательном истечении жидкости в отверстие /рис.125-а/. С той лишь разницей, что сужение происходит за счет образования осевой воздушной воронки, которая в случае проникновения в отверстие снижает пропускную способность отверстия. Критический напор  $H_{кр}$ , при котором происходит прорыв воздушного ядра воронки в донное отверстие, определяется формулой [90]:  $H_{кр}/d = 0,5V^{0,56}(gd)^{-0,28}$ , где  $d$  - диаметр отверстия,  $V$  - средняя скорость в сжатом сечении струи /примерно на 0,5d ниже плоскости отверстия/.

При прямоточном истечении жидкости не через отверстие, а через удлиненный насадок, сужающийся участок /рис.118/ может оказаться затопленным так, что в зоне сужения давление станет меньше, чем давление во внешней среде, поскольку внешняя среда не будет иметь непосредственного контакта с зоной сужения. Так что линейная скорость в месте сужения, а также объемный расход жидкости при подключении насадка может существенно повышаться:  $\epsilon = 1,0$ ,  $\phi = 0,82$ ,  $\mu = 0,82$ ,  $\xi = 0,49$  [63]. Повышенная в месте сужения скорость по мере продвижения жидкости по насадку снижается с повышением давления до уровня давления внешней среды.

Рассматривая втекание жидкости в трубу /рис.139-а/ как истечение жидкости через длинный насадок, можно вместо коэффициента газодинамического сопротивления входа  $\xi_{гд} = 0,5$  формально ввести понятие инерционного сужения потока жидкости на входе в трубу  $\epsilon = (1 + \xi_{гд})^{-0,5} = 1,5^{-0,5} = 0,82$ .



Рис. 146. При истечении затопленной струи в пространство, заполненное жидкостью, возникают инерциальные течения за счет подсоса внешней среды в область пониженного давления /инжекция/ и вязкостные течения за счет увлечения неподвижной внешней среды движущейся струей /эжекция/.

Рис. 147. Схема образования турбулентного пограничного слоя в свободной затопленной струе. Крупные белые стрелки - вихри истекающего газа. Черные стрелки - вихри подсосываемого /эжектируемого/ газа внешней среды.



Подробнее с численными значениями коэффициентов газодинамического сопротивления можно познакомиться в монографиях [89-92].

Таким образом, о высоком сопротивлении потоку газа можно судить в первую очередь по наличию сильных вихрей в каналах. Поэтому в классических каминах издавна пытались устранять вихри, особенно в порталах, тем более, что вихри приводили и к выбросам дыма в помещение [93]. На примере известной садовой металлической печи [94] можно проследить последствия устранения завихренностей путем сглаживания резких поворотов /рис.144/. Напомним, что кондуктивная теплоотдача в стенки печи определяется именно уровнем сопротивления трения /из-за схожести физической сути трения и теплопроводности/.

### 2.5.5. Свободная затопленная струя вязкой жидкости

Ранее в разделах 2.4.2 - 2.4.4 мы рассматривали струю жидкости, истекающую в воздух, то есть в среду не просто малоплотную, но и крайне низковязкую, слабо воздействующую механически на саму струю жидкости /рис.99, 100, 115, 117/. Но если жидкость истекает в жидкость, то картина изменяется кардинально. Истекающая жидкость утыкается в вязкую /липкую/ инерционную массу с малой подвижностью и не способ-

ной

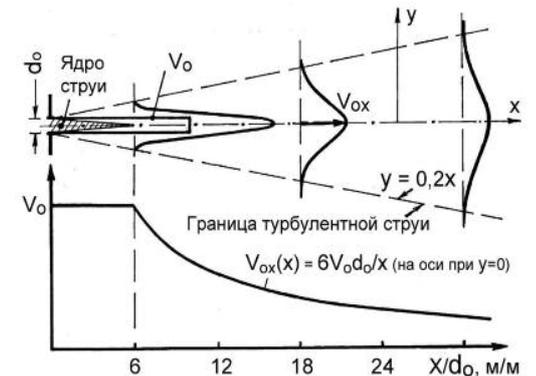


Рис. 148. Линейные скорости газа в турбулентной затопленной осесимметричной струе, истекающей из отверстия диаметром  $d_0$  со скоростью  $V_0$ . Внизу - график уменьшения скорости движения газа на оси струи по мере удаления от отверстия по теоретической формуле  $V_x = 6V_0(d_0/x) \cdot \exp(-74,5y^2/x^2)$ .

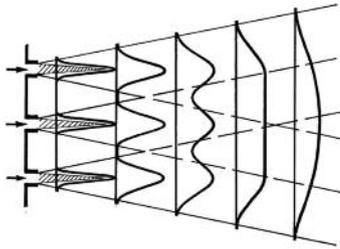


Рис. 149. Схема слияния отдельных прямооточных струй в единый фронт движущегося газа.

на своим скоростным напором “пробиться” на большую глубину.

Струя называется затопленной, если жидкость струи истекает в такую же жидкость /например, вода в воду или воздух в воздух/. Жидкость, выталкиваясь

из сопла в объем жидкости, испытывает сопротивление на так называемый “удар” [90]. При этом наибольшее противодействие получают низкоскоростные струи. Поэтому струя с равномерным поперечным распределением продольной /поступательной/ скорости испытывает меньшее сопротивление, чем струя с “параболическим” распределением скорости /при одной и той же осевой скорости/, поскольку медленные периферийные слои струи просто не могут “раздвинуть” жидкость, чтобы продвинуться вперед /рис. 145/.

Ясно, что струя жидкости в объеме внешней среды вначале имеет большую скорость, а потом затормаживается. Значит, вдоль струи статическое давление повышается в соответствии с уравнением Бернулли  $p + \rho V^2/2 = \text{const}$ . При этом на периферии струи возникает обратный поток жидкости, подсасывающейся в начало струи, что и формирует вихрь вокруг струи. Это явление называется инжекцией, оно вызвано перепадом давления и не обусловлено наличием вязкости /рис. 146/.

Одновременно, движущаяся струя за счет сил трения тянет /увлекает/ за собой неподвижную внешнюю жидкость. Это явление вовлечения в струю неподвижной жидкости за счет наличия вязкостных сил называется эжекцией. При этом говорят, что струя “повышает свою массу”. Обычно граница неподвижной и подвижной жидкости взвихривается с образованием так называемого турбулентного пограничного слоя /рис. 147/. Скорость эжекции при этом резко повышается. Одновременно уменьшается линейная скорость жидкости за счет вязкого и турбулентного сопротивлений /фактически по закону сохранения кинетической энергии из-за увеличения массы движущейся жидкости/.

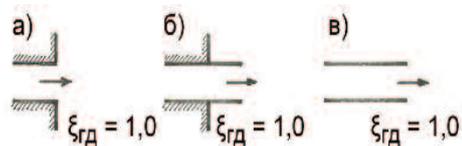
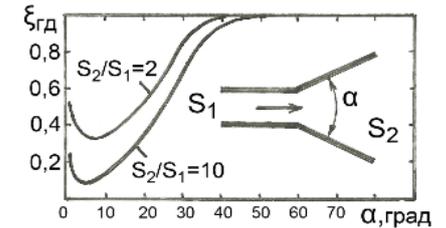


Рис. 150. Коэффициенты газодинамического сопротивления свободного выхода из прямолинейного канала не изменяются при удлинении выступающей трубы за пределы плоскости.

Рис. 151. Коэффициенты газодинамического сопротивления свободного выхода затопленной струи из расширяющегося сопла /диффузора/ с разными углами раскрытия конуса диффузора  $\alpha$ .



В соответствии с общепринятыми теоретическими моделями считается, что прямооточная струя 2 /рис. 115/ с равномерным /“столбикообразным”/ поперечным распределением поступательной скорости /рис. 145-а/ способна “растолкать” внешнюю жидкость на расстоянии шести калибров, то есть проникает на глубину шести диаметров сопла  $x = 6d_0$  внутрь неподвижной жидкости с сохранением величины осевой скорости /рис. 148/. Затем скорость на оси струи начинает снижаться обратно пропорционально расстоянию от сопла, а сама струя “рассыпается” на вихри с образованием “турбулентного следа”, расширяющегося конусом с полным углом раскрытия примерно  $25^\circ$ . Так, струя с начальной скоростью в сопле 1 м/сек, истекающая из прямооточного сопла диаметром 10 см с начальным расходом воздуха 28 м<sup>3</sup>/час, на расстоянии 3 м имеет диаметр 1,2 м, скорость на оси 0,2 м/сек и расход 280 м<sup>3</sup>/час. Коэффициент эжекции  $\beta$ , характеризующий интенсивность присоединения к струе массы окружающей среды на единицу длины струи за счет вязкости и вихреобразования, достигает при этом значений  $\beta = (G/G_0)/(x/d_0) = 0,34$  [70]. Отдельные струи могут пливаться в единый фронт /рис. 149/.

Рассмотренные турбулентные процессы в затопленной струе создают газодинамическое сопротивление истечению потока жидкости  $\Delta p_{\text{вихр}} = \xi_{\text{гд}}(\rho V^2/2)$ . При этом коэффициенты газодинамического сопротивления  $\xi_{\text{гд}}$  равны единице вне зависимости от формы сопла /рис. 150/. Это фактически означает необратимую потерю струей всей своей кинетической

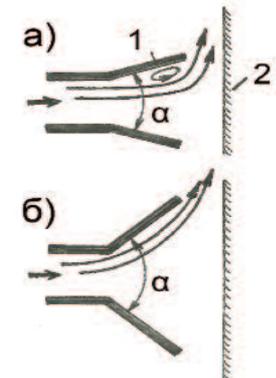


Рис. 152. Экран 2 за цилиндрическим выходом или за диффузором 1 с углами расширения  $\alpha < 30^\circ$  всегда вызывает увеличение газодинамического сопротивления. Экран за криволинейным /с увеличивающимся углом расширения/ диффузором или за конусным диффузором с углами расширения  $\alpha > 30^\circ$  может значительно уменьшать газодинамическое сопротивление истечения /при соответствующем выборе расстояния от экрана до диффузора/ за счет “сдува вихрей” [91].

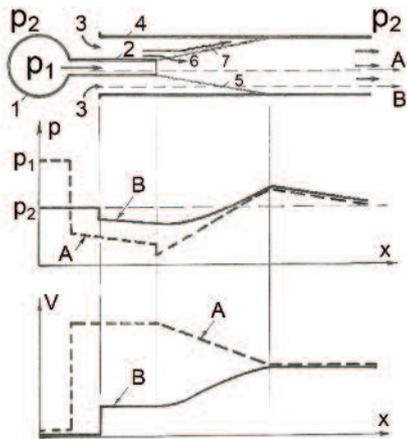


Рис. 153. Схема газового струйного аппарата: 1 - сосуд повышенного давления /ресивер, подкачиваемый насосом/, 2 - сопловой тракт, 3 - подсос воздуха /эжектор/, 4 - открытая с торцов на атмосферу внешняя труба /камера смешения/, 5 - турбулентная граница струи, 6 - инжекция, 7 - эжекция. Внизу - продольное распределения давления и поступательной скорости в приосевой А и в периферийной /пристеночной/ зонах,  $p_1$  - давление в ресивере,  $p_2$  - давление в атмосфере.

энергии. Причем торможение происходит путем вязкого и вихревого смешения струи с массами неподвижной среды.

### 2.5.6. Стесненная затопленная струя вязкой жидкости

Если струя /то есть поток газа из трубки-канала в полость-пространство/ может касаться неких стенок, то она называется стесненной /ограниченной, полуограниченной/ и приобретает новые свойства.

Так, если выход затопленной струи дополнить длинным патрубком-диффузором /конически расширяющимся участком/, то стенки диффузора не позволят неподвижным массам окружающей среды подсосываться-подмешиваться в струю /и тем самым тормозить струю/. В результате, газодинамическое сопротивление выходу струи в пространство резко снизится /рис.151/.

Но если угол раскрытия конуса диффузора уменьшать /то есть превращать диффузор в трубу/ или увеличивать /сверх угла "естественного" расширения турбулентной струи 25°, то все преимущества диффузора пропадают из-за возобновления подсоса внешней среды, и коэффи-

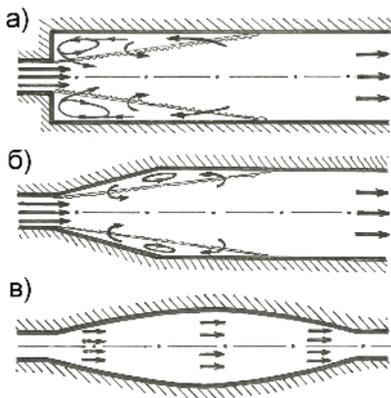
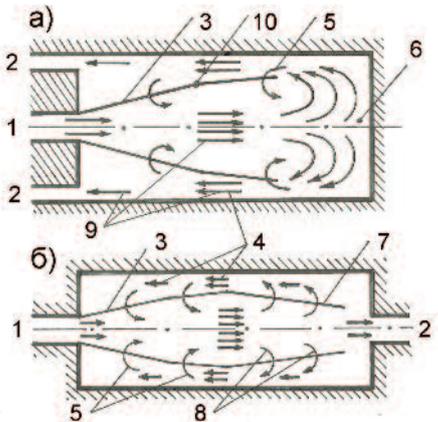


Рис.154. Уменьшение вихреобразования при уменьшении резкости расширения трубы: а - внезапное расширение, б - постепенное, в - плавное.

Рис.155. Поведение затопленных струй в полостях: а - тупиковая /возвратная/ полость, б - прямоточная /транзитная/ полость. 1 - вход струи, 2 - выход струи, 3 - граница расширяющейся струи, 4 - встречный /обратный/ поток, 5 - захват /увлечение/ струей внешней среды, 6 - тупиковая застойная зона, 7 - граница сужающейся струи, 8 - образование обратного потока, 9 - число стрелок показывает расход в потоке, 10 - начало стесненного расширения струи.



циент газодинамического сопротивления будет вновь расти, стремясь к единице, если не предпринять иные меры /рис.152/.

Можно пространственно ограничить не начальный, а промежуточный /конечный/ участок струи. Например, в струйном аппарате струя 5 сначала расширяется свободно без контакта с преградами /рис.153/. И только затем касается стенки внешней трубы 4. При этом струя захватывает внешнюю среду инжекционным всасыванием 6 и одновременно увлекает эжекцией 7 /вязкостью и турбулентностью/, в результате чего реализуется подсос внешней среды 3 /например, воздуха/.

Отметим, что подобные струйные аппараты иногда называют инжекторами (если они служат для нагнетания газа или жидкости через правый торец трубки 4) или эжекторами (если они служат для для удаления газа или жидкости через левый торец трубки 4). Так что, разные авторы понимают термины "инжекция" /инъекция/ и "эжекция" по-разному [63].

Можно пространственно ограничить и всю струю целиком /рис.154/. Так, если в струйном аппарате преградить подсос воздуха 3, то получится канал с внезапным расширением сечения /рис.154-а/. Однако, при этом подсос в струю внешней среды не предотвращается - в качестве внешней среды начинают выступать встречные возвратные потоки /вихревые/. При сглаживании расшире-

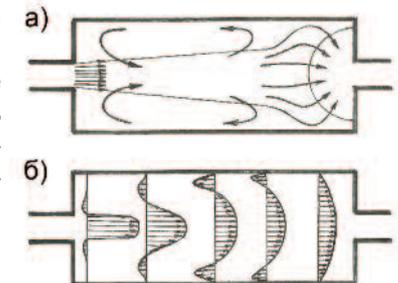


Рис.156. Траектории движения (а) и эпюры скоростей (б) в газовой /жидкостной/ струе, затопленной в прямоточной полости.

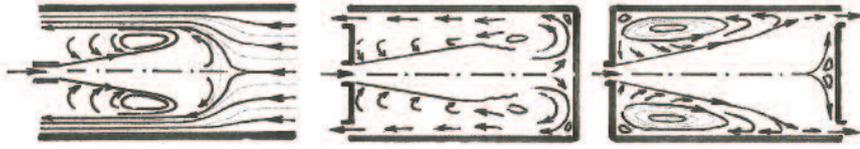


Рис. 157. Разновидности стесненных затопленных газовых /жидкостных/ струй в полостях: во встречном потоке, в тупике и в сквозном слутном протоке [72].

ний канала вихреобразование уменьшается /рис. 154-б/ и может исчезнуть совсем /рис. 154-в/. Строго говоря, только безвихревое течение на рис. 154-в и является полностью стесненной струей, поскольку на рис. 154-а и рис. 154-б имеются участки свободного расширения струи.

Если расширившийся участок канала затем вновь сужается, то такой расширенный участок канала понимается как затопленная полость в канале /рис. 155-157/. В случае тупиковой полости /рис. 155-а/ струя 1 сначала расширяется обычным образом 3 /"свободно" в том смысле, что "не чувствует" ограждающих стенок/ с захватом внешней среды до заполнения 22-25% площади поперечного сечения полости. Затем струя

начинает чувствовать стеснение 10, и угол расширения струи постепенно снижается. Когда сечение струи достигает 42-45% площади поперечного сечения полости, захват /увлечение/ окружающей среды в струю становится невозможным вследствие "увеличенного сопротивления". Имеется в виду, что линейная скорость встречных /возвращающихся из тупика/ потоков 4 сравнивается с линейной скоростью жидкости в струе. С этого момента струя уже не в состоянии увлечь за собой встречные массы внешней среды. Образуется некая стоячая турбулентная зона 6 /застойная/, в которой струя просто перемешивается с противоположно направленным встречным потоком 4. Иными словами, полость "запирается", и если ее длину увеличить, то ничего не изменится. Это означает, что можно говорить о некоем

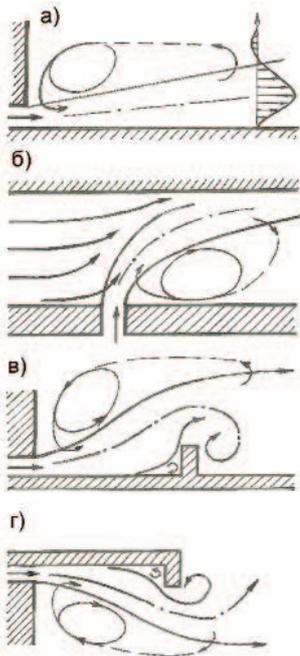
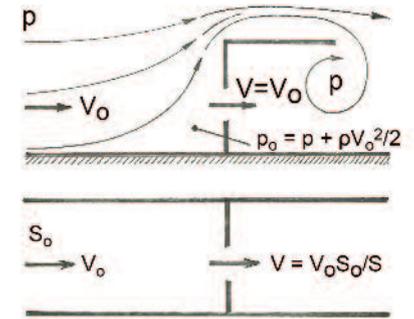


Рис. 158. Схемы полуограниченных струй газа /жидкости/.

Рис. 159. В полуограниченных потоках газа /жидкости/ скорость в отверстиях преград не может превышать скорость набегающего потока /скорость воздуха в "форточке" здания не может превышать скорость ветра/. В полностью ограниченных потоках скорость в отверстиях преград увеличивается обратно пропорционально площади отверстия.



понятии "дальнобойности" струи в тупиковой полости. Если дальнобойность струи больше длины полости, то тупик полости считается полностью проточным. А если дальнобойность струи меньше длины полости, то тупик полости является непроточным. Аналогично, и струя воды /"из шланга"/, падая на поверхность бассейна, уходит вглубь лишь на конечную глубину и может не достичь дна бассейна.

Подчеркнем, что струя в тупиковой полости "затапливается" не в некой произвольной "жидкости полости", а во вполне определенной жидкости, а именно в той, что ранее вошла в тупиковую полость. Другой жидкости в полости попросту быть не может. Так что струя развивается фактически во встречном потоке жидкости /рис. 157-а/.

Струя жидкости в транзитной полости /рис. 155-б/ сначала развивается подобно струе в тупиковой полости, захватывая очень большие массы внешней жидкой среды - много большие, чем вводятся самой струей через патрубок 1. Но выйти через патрубок 2 может только то количество жидкости, которое вошло через патрубок 1. А это означает, что захватываемые струей массы внешней жидкости должны постоянно возвращаться к истоку струи, создавая тем самым встречный поток 4 /"ветер"/, который характерен и для тупиковых струй.

Полуограниченные /настильные-стелющиеся, обтекающие, набегающие/ струи подобно неограниченным /нестесненным/ струям также подсасывают внешнюю газовую среду, в том числе и с образованием вихревых турбулентностей /рис. 158/, но подсасывают далеко не со всех сторон. В результате, дальнобойность полуограниченных струй больше, чем неограниченных /рис. 158-а/. Вместе с тем, и в полуограниченных течениях не удастся создавать /даже нагнетателем/ повышенный статический напор из-за самопроизвольных расширений потока /в отличии от ограниченных/. Поэтому в полуограниченных течениях скорость потока не может быть повышена выше исходной скорости, поскольку статический напор создается только динамическим напором /рис. 159/.