ЛЕКЦИЯ 11

3. Истечение жидкости через отверстия и насадки

Во многих случаях инженерной практики возникает задача об установлении зависимости между давлением в резервуаре и расходом струи, вытекающей из него через отверстие или насадок. Истечение жидкости из отверстий — одна из основных задач гидравлики, отправная точка ее научного развития. Над решением этой задачи работали выдающиеся ученые и инженеры. Следует отметить, что основное уравнение гидравлики — уравнение Бернулли — было получено именно в результате одного из подобных решений.

3.1. Истечение из донного отверстия в тонкой стенке

Задача об истечении через отверстие в тонкой стенке или через отверстие с острой кромкой сводится к определению скорости истечения и расхода вытекающей жидкости. Стенку можно считать тонкой, если ее толщина $\delta < 0{,}2d_0$, где d_0 - диаметр отверстия. В этом случае толщина стенки не влияет на форму и условия истечения струи и при течении возникают только местные потери напора, аналогичные потерям при внезапном сужении потока.Наиболее просто эта задача решается в случае, когда напор одинаков по всему поперечному сечению отверстия.

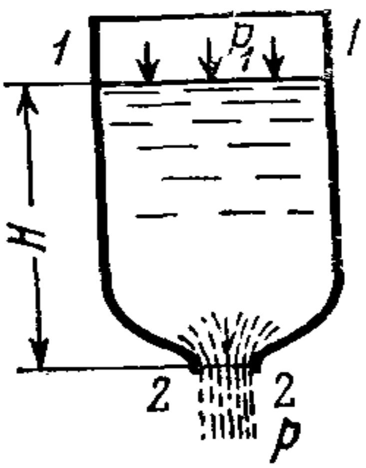


Рис.3.1. Истечение из донного отверстия

Рассмотрим удовлетворяющий этому требованию случай истечения жидкости из горизонтального отверстия в дне сосуда (так называемое *донное отверстие,* рис. 3.1). Пусть в общем случае давление на свободной поверхности жидкости в сосуде и давление в среде, в которую происходит истечение, отличны от атмосферного и равны p и p_1.

Будем считать также, что в сосуд все время поступает такое количество жидкости, какое из него вытекает через отверстие, т. е. примем, что уровень жидкости в сосуде поддерживается постоянным и, следовательно, движение жидкости будет установившимся. Одновременно сделаем предположение, что отверстие расположено достаточно далеко от боковых стенок, не оказывающих ввиду этого никакого влияния на условия истечения и достаточно глубоко погружено под свободной поверхностью, которая вследствие этого может считаться горизонтальной.

Рассматривая сначала истечение идеальной жидкости, составим уравнение Бернулли для двух сечений: сечения *1-1* на свободной поверхности жидкости в сосуде и сечения *2-2* по отверстию. Площади сечений соответственно обозначим S и s. Имеем

$$H + \frac{p_1}{\rho g} + \frac{v_1^2}{2g} = \frac{p}{\rho g} + \frac{v_2^2}{2g},$$

где: v_1 и v_2 — средние скорости движения жидкости в указанных сечениях.

Уравнение постоянства расхода для тех же сечений дает

$$Q = v_1 S = v_2 s.$$

откуда

$$v_1 = v_2 \frac{s}{S}.$$

Подставив это значение в предыдущее уравнение, получим:

$$H + \frac{p_1}{\rho g} + \frac{v_2^2}{2g}\left(\frac{s}{S}\right)^2 = \frac{p}{\rho g} + \frac{v_2^2}{2g},$$

или:

$$H + \frac{p_1}{\rho g} - \frac{p}{\rho g} = \frac{v_2^2}{2g}\left[1 - \left(\frac{s}{S}\right)^2\right].$$

Отсюда:

$$v_m = v_2 = \sqrt{\frac{2g\left[H + \left(\frac{p_1}{\rho g} - \frac{p}{\rho g}\right)\right]}{1 - \left(\frac{s}{S}\right)^2}}. \qquad (3.1)$$

Здесь и далее v_2 обозначена v_m — скорость теоретическая. Практически площадь S бывает значительно больше площади s, поэтому в большинстве случаев величиной $\left(\frac{s}{S}\right)^2$ можно пренебречь (что равносильно пренебрежению скоростью v_1—так называемой скоростью подхода, меньшей по сравнению со скоростью истечения v_m). Тогда

$$v_m = \sqrt{2g\left(H + \frac{p_1}{\rho g} - \frac{p}{\rho g}\right)}. \qquad (3.2)$$

В частном случае, когда $p_1 = p = p_{атм}$ (сосуд открыт и истечение происходит в атмосферу),

$$v_m = \sqrt{2gH}. \qquad (3.3)$$

Выражение (3.3) носит название *формулы Торичелли* по имени выдающегося итальянского физика, установившего эту зависимость. Формула Торичелли и известная из теоретической механики формула для определения скорости падения тела в пустоте с высоты *H* тождественны.

Таким образом, при истечении идеальной несжимаемой жидкости в атмосферу из отверстия в сосуде с постоянным уровнем и атмосферным давлением на свободной поверхности скорость истечения равна скорости падения твердого тела в пустоте при начальной скорости, равной нулю, с высоты, соответствующей напору жидкости над отверстием.

Действительные явления, наблюдаемые при истечении жидкости из отверстия, однако, существенным образом отличаются от рассмотренной здесь упрощенной схемы как вследствие неизбежных потерь напора на преодоление сопротивлений, возникающих при движении реальной жидкости, так и в результате явления сжатия струи. Поэтому полученные зависимости могут быть использованы только для определения теоретической скорости истечения и теоретического расхода жидкости. Для решения практических задач требуется введение соответствующих корректирующих коэффициентов.

3.2. Коэффициенты скорости, сжатия и расхода

В обычных условиях истечения при большой площади поперечного сечения сосуда и малом отверстии скорости движения жидкости в самом сосуде, по сравнению со скоростью истечения из отверстия, будут весьма малы. Поэтому при истечении реальной (вязкой) жидкости будут незначительными и потери напора при ее движении по сосуду. Эти потери напора будут возрастать лишь с приближением к отверстию, в непосредственной близости от него и, особенно, в самом отверстии. Значит, в рассматриваемом случае потери напора могут быть отнесены к категории местных потерь. Особенностью этих потерь является то, что они обусловливаются торможением скорости вследствие трения жидкости о стенки и образованием пограничного слоя на поверхности струи, что в действительности приводит к неравномерности распределения скоростей.

Имея это в виду, примем $\alpha_1 = \alpha_2 = 1$ и составим аналогично указанному выше уравнение Бернулли для тех же сечений *1 -1* и *2-2* (рис. 3.1). Получим:

$$H + \frac{p_1}{\rho g} + \frac{v_1^2}{2g} = \frac{p}{\rho g} + \frac{v_2^2}{2g} + h_м .$$

$h_м$ - потери напора при истечении, $h_м = \zeta \frac{v_д}{2g}$,

где: $v_д$ - действительная скорость истечения; ζ - коэффициент сопротивления при истечении. Отсюда находим

$$v_\partial = \sqrt{\frac{2g\left[H + \left(\frac{p_1}{\rho g} - \frac{p}{\rho g}\right)\right]}{1 + \zeta - \left(\frac{s}{S}\right)^2}}. \qquad (3.4)$$

Пренебрегая величиной $\left(\frac{s}{S}\right)^2$, получим

$$v_\partial = \frac{1}{\sqrt{1+\zeta}}\sqrt{2g\left(H + \frac{p_1}{\rho g} - \frac{p}{\rho g}\right)}. \qquad (3.5)$$

В частном случае, когда $p_1 = p = p_{атм}$

$$v_\partial = \frac{1}{\sqrt{1+\zeta}}\sqrt{2gH}. \qquad (3.6)$$

Формулы (3.4…3.6) для действительной скорости истечения показывают, что эта скорость, как и следовало ожидать, оказывается всегда несколько меньше теоретической, определяемой по одной из формул, полученных в ранее. Объясняется это тем, что, как указывалось, некоторая часть энергии, которой обладает находящаяся в сосуде жидкость, затрачивается на преодоление возникающих при ее движении гидравлических сопротивлений и на создание скорости идет меньший напор, чем это было принято ранее.

Отношение действительной скорости истечения к теоретической называется *коэффициентом скорости* и обозначается буквой φ. Следовательно,

$$\varphi = \frac{v_\partial}{v_т} = \frac{1}{\sqrt{1+\zeta}}. \qquad (3.7)$$

Для предыдущих выводов считалось, что при истечении жидкость вытекает полным сечением, т. е. поперечное сечение струи по выходе из отверстия равно сечению самого отверстия, а скорости отдельных элементарных струек в плоскости отверстия параллельны между собой. В действительности, однако, это наблюдается лишь тогда, когда стенки сосуда имеют при подходе к отверстию плавные очертания.

Во всех других случаях струя жидкости при истечении претерпевает значительные изменения. Частицы жидкости в плоскости отверстия движутся по непараллельным траекториям, что обусловливает уменьшение площади поперечного сечения струи по выходе из отверстия.

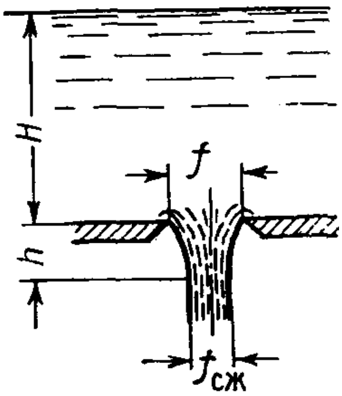


Рис.3.2. Истечение через отверстие в тонкой стенке

Поэтому, например, при истечении из отверстия в тонкой стенке с острыми кромками (рис. 3.2) струя жидкости испытывает сжатие и площадь ее сечения на некотором небольшом расстоянии от отверстия оказывается меньше площади отверстия. При этом в случае истечения через некруглые отверстия наблюдается также изменение формы струи (явление *инверсии струи),* вызываемое в основном действием сил поверхностного натяжения. В случае круглого отверстия, расположенного в дне сосуда симметрично по отношению к его стенкам, струя жидкости со всех сторон подвергается одинаковому сжатию и в сжатом сечении также имеет форму круга. Опыт показывает, что в таком случае длина участка, на котором происходит сжатие струи, равна примерно 0,5 диаметра отверстия.

Указанное явление характеризуется коэффициентом сжатия ε, представляющим собой отношение площади сжатого сечения струи $s_{сж}$ к площади сечения отверстия s.

Таким образом,

$$\varepsilon = \frac{s_{сж}}{s}. \qquad (3.8)$$

Необходимо учесть, что ввиду непараллельности траекторий и кривизны элементарных струек жидкости для участка струи между отверстием и сжатым сечением уравнение Бернулли в его обычной форме применять нельзя. Поэтому при выводе формул для определения скорости истечения это уравнение следует составлять не для сечения в самом отверстии, как это было сделано в ранее, а для сжатого сечения, находящегося на некотором расстоянии h от отверстия, где имеет место медленно изменяющееся движение жидкости. Траектории струек можно считать здесь параллельными, а давление — постоянным по всему сечению. Поступая таким образом, вместо формулы (3.3) для действительной скорости истечения мы получим выражение

$$v_{д} = \varphi\sqrt{2g(H + h)}$$

Однако величиной h, как весьма малой по сравнению с *H,* обычно пренебрегают, считая, что ее влияние учитывается коэффициентом скорости.

Перейдем к определению расхода жидкости. Теоретический расход

$$Q_{т} = v_{т}s\,.$$

Учитывая сжатие струи, в это уравнение вместо теоретической скорости следует подставить действительную $v_{д} = \varphi v_{т}$, а вместо площади отверстия площадь сжатого сечения струи $s_{сж} = \varepsilon s$. При этом расход

$$Q_{д} = \varepsilon\varphi s v_{т} = \mu s v_{т} = \mu Q_{т}, \qquad (3.9)$$

или

$$Q = \mu s\sqrt{2gH}\,, \qquad (3.10)$$

где:

$$\mu = \varepsilon\varphi = \frac{Q_{д}}{Q_{т}}\,. \qquad (3.11)$$

μ - *коэффициент расхода;* он показывает, насколько действительный расход жидкости при истечении из отверстия уменьшается по сравнению с теоретическим в идеальном случае, т. е. при истечении идеальной жидкости без сжатия струи.

Обычно коэффициенты μ и ε определяют опытным путем, а φ находят путем вычислений. Средние значения этих коэффициентов при истечении воды из донных отверстий в тонкой стенке следующие:

$$\mu=0{,}62; \quad \varepsilon=0{,}64; \quad \varphi=0{,}97.$$

Сжатие струи оказывается различным в зависимости от расположения отверстия, из которого происходит истечение жидкости, относительно боковых стенок сосуда.

Сжатие называется *совершенным,* если отверстие находится на значительном расстоянии от стенок и последние не оказывают влияния на характер истечения. Опытами установлено, что совершенное сжатие наблюдается лишь в тех случаях, когда расстояние от стенок до отверстия не меньше утроенной длины соответствующего размера отверстия.

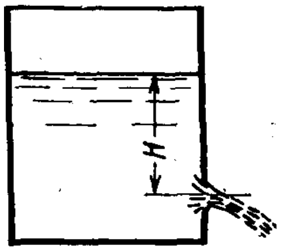
Для круглого отверстия это расстояние должно быть не менее трех диаметров отверстия. Совершенное сжатие характеризуется наименьшими значениями коэффициентов сжатия и расхода. На основании опытов коэффициент совершенного сжатия ε для круглых и прямоугольных отверстий составляет 0,60—0,64 (меньшим отверстиям соответствуют большие значения, а большим — меньшие значения этого коэффициента). При практических расчетах для малых отверстий в тонкой стенке наиболее часто применяют значение $\varepsilon=0{,}64$.

Если установленные выше условия не соблюдаются и отверстие находится на более близком расстоянии от боковых стенок, сжатие называют *несовершенным.* В этом случае коэффициент сжатия оказывается несколько выше, чем при совершенном сжатии. При расчетах указанное обстоятельство учитывают путем увеличения коэффициента расхода.

Если отверстие какой-либо частью своего периметра непосредственно примыкает к стенкам сосуда и сжатие на этой части периметра вообще устраняется, то такое сжатие называют *неполным.* Из сказанного выше следует, что неполное сжатие не может быть совершенным, оно всегда несовершенное.

3.3. Истечение из отверстий в боковой стенке

Если отверстие сделано не в дне, а в боковой стенке сосуда (вертикальной или наклонной), приведенные выше формулы для скорости истечения и расхода жидкости, строго говоря, неприменимы. При истечении из подобного отверстия (рис. 3.3) напор H не будет одинаковым во всем сечении отверстия. Для точек, расположенных в нижней части сечения, он будет больше, а для точек в верхней части сечения — меньше. В то же время давление во всех точках вытекающей струи будет одним и тем же (например, при истечении в атмосферу будет равным атмосферному давлению), что не соответствует распределению давления по гидростатическому закону. Поэтому здесь уравнение Бернулли можно применить не ко всей струе в целом, как было сделано ранее, а лишь к отдельным элементарным струйкам. Для определения средней скорости истечения и расхода жидкости площадь поперечного сечения отверстия необходимо разделить на элементарные площадки и для каждой из них установить элементарный расход. Полный расход находят суммированием (интегрированием) элементарных расходов по всему сечению.



Рисм.3.3. Истечение через отверстие в боковой стенке.

3.4. Истечение при переменном напоре

Задача об истечении жидкости при переменном напоре обычно сводится к определению времени опорожнения или наполнения всего или некоторой части сосуда в зависимости от начального наполнения, формы и размеров сосуда и отверстия.

Необходимо иметь в виду, что в отличие от рассмотренных ранее задач во всех указанных случаях вследствие непрерывного изменения напора и, следовательно, непрерывного изменения скоростей и давлений всегда имеет место неустановившееся движение жидкости, что делает неприемлемым обычное уравнение Бернулли. Поэтому при решении таких задач полное время истечения разделяют на бесконечно малые промежутки, в течение каждого из которых напор считают постоянным, а движение жидкости — независимым от времени, т. е. установившимся. Это позволяет использовать для решения полученные выше зависимости и приводит к достаточно точным результатам.

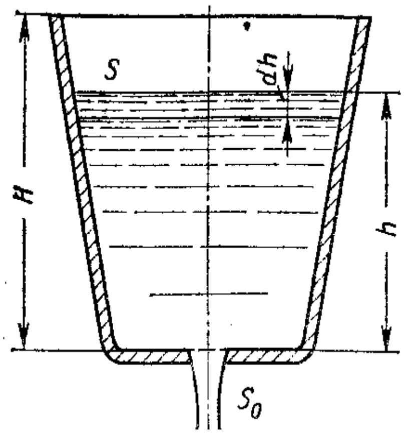


Рис. 3.5. Схема опорожнения резервуара

Рассмотрим простейший пример истечения жидкости в атмосферу через донное отверстие с коэффициентом расхода μ из открытого вертикального цилиндрического сосуда произвольной формы (рис. 3.5).

Если напор, и, следовательно, и скорость истечения изменяются медленно, то движение в каждый данный момент времени можно рассматривать как установившееся (квазистационарное), и для решения задачи применить уравнение Бернулли.

Обозначим:

h - переменная высота жидкости в резервуаре, отсчитываемая от дна;

S – площадь сечения резервуара на этом уровне;

S_0 – площадь отверстия.

Тогда через бесконечно малый промежуток времени dt уравнение объемов имеет вид:

$$S\,dh = -Q\,dt \text{ или } S\,dh = -\mu S_0 \sqrt{2gh}\,dt,$$

где dh - изменение уровня жидкости в сосуде за время dt.

Отсюда время полного опорожнения сосуда высотой H найдем путем интегрирования, считая $\mu = const$

$$t = -\frac{1}{\mu S_0 \sqrt{2g}} \int_{h=H}^{h=0} S \frac{dh}{h}. \qquad (3.14)$$

.

Этот интеграл можно подсчитать, если известен закон изменения площади S по высоте h. Для призматического сосуда $S - const$, тогда

$$t = \frac{S}{\mu S_0 \sqrt{2g}} \int_0^H \frac{dh}{\sqrt{h}}$$

или

$$t = \frac{2S}{\mu S_0 \sqrt{2g}} \sqrt{H} = \frac{2SH}{\mu S_0 \sqrt{2gH}}. \qquad (3.15)$$

Или

$$t = \frac{2V}{Q_0}, \qquad (3.16)$$

где V - первоначальный объем сосуда;

Q_0 - расход в начальный момент опорожнения.

При неполном опорожнении сосуда

$$t = \frac{2S}{\mu S_0 \sqrt{2g}} \left(\sqrt{H_1} - \sqrt{H_2} \right), \qquad (3.17)$$

где H_1, H_2 - начальная и конечная высота соответственно.

3.5. Истечение из затопленного отверстия

На практике иногда сталкиваются с истечением жидкости не только в газообразную среду, как это рассматривалось выше, но и в жидкость, уровень которой расположен выше отверстия (при этом оно может быть как в дне, так и в боковой стенке сосуда). Такой случай носит название *истечение жидкости под уровень,* или из *затопленного отверстия,* и встречается, например, при спуске воды через щитовые окна и придонные отверстия в воротах шлюзов.

Предположим (рис. 3.6), имеется открытый сосуд, разделенный перегородкой на два отделения *A* и *B,* причем уровни жидкости в этих отделениях разные. Пусть в перегородке сделано отверстие *C,* через которое жидкость из отделения *A* с более высоким уровнем перетекает в отделение *B* с низким уровнем.

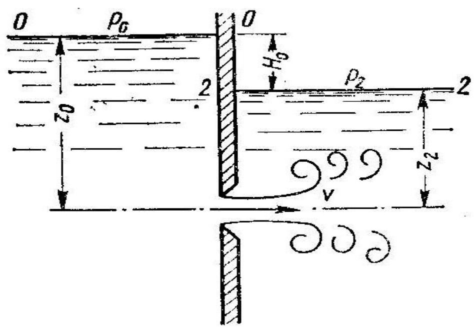


Рис. 3.6. Истечение через затопленное отверстие

Примем, что оба уровня неизменны во времени и площадь сечения отверстия f мала по сравнению с площадью сечения самого сосуда. Тогда для определения скорости истечения можно воспользоваться установленными ранее зависимостями. Причем ввиду того, что в данном случае истечение происходит в среду с давлением, отличным от атмосферного на свободной поверхности, для определения теоретической скорости истечения следует применить формулу :

$$v_m = \sqrt{2g\left(H_1 + \frac{p_0}{\rho g} - \frac{p_2}{\rho g}\right)}$$

где H_1 — глубина погружения центра тяжести отверстия под свободной поверхностью жидкости в той части сосуда, из которой происходит истечение; p_0 - давление на свободной поверхности жидкости, равное здесь атмосферному; p_2 - давление в центре тяжести отверстия со стороны жидкости, в которую происходит истечение; ρ - плотность жидкости.

Так как по условию задачи (сосуд открыт) $p_0=p_{атм}$, а по основному уравнению гидростатики $p_2 = p_{атм} + \rho g H_2$ (здесь H_2 - глубина погружения центра тяжести отверстия под свободной поверхностью жидкости в той части сосуда, куда происходит истечение), то исходная формула принимает вид

$$v_m = \sqrt{2g(H_1 - H_2)} = \sqrt{2g\Delta H}, \qquad (3.18)$$

где $\Delta H = H_1 - H_2$.

Таким образом, при истечении жидкости из затопленного отверстия скорость истечения определяется разностью двух уровней жидкости.

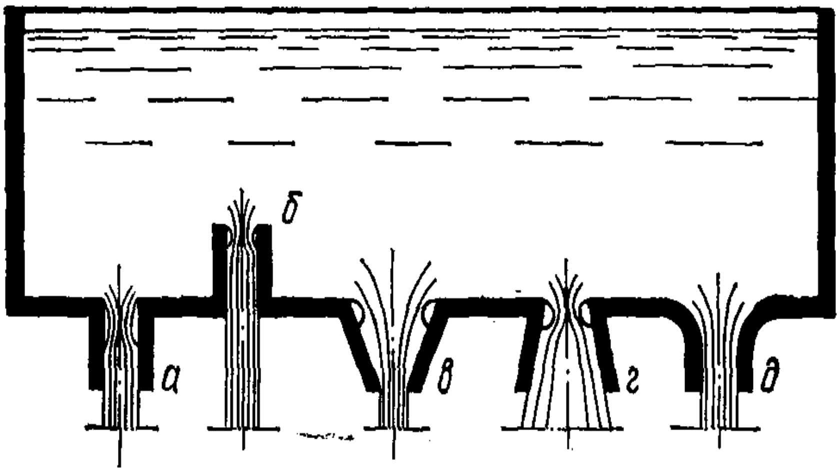
Действительный расход жидкости при этом

$$Q = \mu s \sqrt{2g\Delta H}. \qquad (3.19)$$

Опыты показывают, что коэффициент расхода при истечении из затопленного отверстия получается несколько меньшим, чем при истечении в атмосферу. Но разница настолько незначительна, что при расчетах ею обычно пренебрегают и принимают те же значения коэффициента расхода, что и для незатопленных отверстий.

3.6.Истечение через насадки

Выше были рассмотрены случаи истечения жидкости из отверстий в тонкой стенке (стенка считается тонкой, если ее толщина $\delta < 0.2d_0$, где d_0 - диаметр отверстия).



При значительной толщине стенки характер явлений, наблюдаемых при истечении, существенно меняется вследствие влияния, оказываемого на струю толстой стенкой. Те же явления будут наблюдаться и при истечении из отверстия в тонкой стенке, снабженной короткой трубкой такого же диаметра, что и отверстие, и имеющей длину, равную толщине стенки в первом случае. Такие трубки называют насадками, они имеют весьма ирокое применение.

Наиболее распространенными типами насадков являются:

1) цилиндрические – внешний (Вентури) (рис. 3.7, а) и внутренний (Борда) (рис. 3.7,6);

2) конические - сходящийся (рис. 3.7, в) и расходящийся (рис. 3.7, г);

3)коноидальные, криволинейного очертания, имеющие форму сжатой струи (рис. 3.7,*д)*.

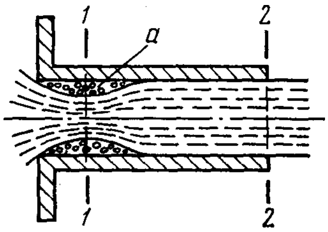


Рис.3.8. Истечение через внешний цилиндрический насадок

Рассмотрим истечение жидкости через внешний цилиндрический насадок (рис. 3.8), представляющий собой короткую ($l = (3...4)d$) цилиндрическую трубку, приставленную к отверстию в стенке сосуда. Струя жидкости после выхода из сосуда и входа в такой насадок подвергается некоторому сжатию ($d_{сж} = 0{,}8d$), затем постепенно расширяется и заполняет все поперечное сечение насадка. Сжатие струи происходит только внутри насадка (внутреннее сжатие), выходное же сечение насадка работает полностью, поэтому коэффициент сжатия, отнесенный к выходному сечению, $\varepsilon = 1$.

Многочисленными опытами, проведенными над истечением жидкости через внешний цилиндрический насадок, установлено значение коэффициента расхода $\mu = 0{,}82$. Сопоставляя это значение со значением коэффициента расхода при истечении из отверстия в тонкой стенке, получаем:

$$\frac{\mu_{нас}}{\mu_{отв}} = \frac{0{,}82}{0{,}62} = \frac{4}{3}.$$

Следовательно, расход жидкости при истечении через насадок будет примерно в *4/3* раза больше, чем при истечении из отверстия в тонкой стенке. А так как в этом случае $\varepsilon = 1$, то коэффициент скорости $\varphi = \mu = 0{,}82$, т. е. оказывается значительно меньше, чем при истечении из отверстия. Таким образом, внешний цилиндрический насадок, увеличивая расход жидкости, значительно снижает скорость истечения. Объясняется это тем, что в месте сжатого сечения струи образуется кольцевая вихревая область *а* (рис. 3.8), заполненная жидкостью, находящейся в вихреобразном, круговоротном движении. Наличие вихревой области в сочетании с явлениями сжатия и последующего расширения струи является основной причиной увеличения потерь напора и, следовательно, уменьшения скорости истечения.

Если истечение происходит в атмосферу, то вследствие сжатия струи в начале насадка давление в вихревой области оказывается меньше атмосферного и в ней создается разрежение (вакуум), способствующее выделению из жидкости растворенного в ней воздуха. Этот воздух затем захватывается протекающей по насадку жидкостью и увлекается ею, понижая прозрачность струи.

В том, что в вихревой области образуется вакуум, легко убедиться, применяя уравнение Бернулли для двух сечений: сжатого *1-1* и выходного *2-2* в конце насадка.

$$\frac{p_1}{\rho g}+\frac{v_1^2}{2g}=\frac{p_2}{\rho g}+\frac{v_2^2}{2g}+\sum h_{1-2}\,.$$

Поскольку в рассматриваемом случае из-за незначительной длины насадка потери на трение по длине между сечениями будут ничтожно малы, их можно не учитывать и определять потери напора только как местные на внезапное расширение струи, т.е.

$$h_м=\zeta\frac{v_2^2}{2g}=\left(\frac{S_2}{S_1}-1\right)^2\frac{v_2^2}{2g},$$

Используя уравнение неразрывности, и считая коэффициент сжатия для насадка $\varepsilon=0{,}64$, окончательно получим:

$$\frac{p_1}{\rho g}=\frac{p_2}{\rho g}-1{,}12\frac{v_2^2}{2g}.$$

При истечении в атмосферу $p_2 = p_{атм}$, а давление p_1, как это видно из последнего уравнения, всегда меньше p_2, следовательно, во внешнем цилиндрическом насадке действительно имеется вакуум. Наличием вакуума в насадке можно объяснить также непонятное на первый взгляд увеличение расхода при истечении через насадок по сравнению с истечением из отверстия в тонкой стенке. Благодаря вакууму насадок работает как насос, дополнительно подсасывая жидкость. Поэтому, несмотря на увеличение потерь напора, расход жидкости возрастает.

Внутренний цилиндрический насадок (рис.3.7 *б*) выполняется в виде трубки, приставленной к отверстию сосуда изнутри.

В таком насадке по сравнению с внешним ухудшены условия для входа жидкости, вследствие чего увеличивается степень сжатия струи внутри насадка и, следовательно, уменьшается коэффициент сжатия и возрастают потери напора на вихреобразование.

Режим истечения через внутренний насадок определяется напором и отношением длины насадка l к диаметру отверстия d. При длине насадка $l > 2{,}5d$ жидкость заполняет все его выходное сечение; коэффициент сжатия в этом сечении $\varepsilon = 1$, коэффициент скорости $\varphi = 0{,}71$. При $l \le 1{,}5d$ насадок работает неполным сечением и жидкость вытекает из отверстия, не касаясь стенок насадка, что приводит к значительному уменьшению расхода ($\mu = 0{,}5$).

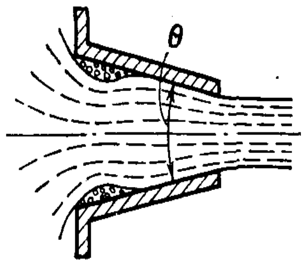


Рис.3.9. Конфузорный насадок.

В коническом сходящемся (конфузорном) насадке (рис. 3.9) кроме явления внутреннего сжатия струи, которое здесь сказывается меньше, чем в цилиндрическом насадке, при выходе жидкости из насадка происходит второе (внешнее) сжатие, после чего она течет параллельными струйками. Благодаря незначительности внутреннего сжатия потери напора в этом насадке оказываются меньшими, чем в цилиндрическом, коэффициент (φ - большим, а ε вследствие дополнительного сжатия в выходном сечении - меньшим.

Все коэффициенты истечения ($\varepsilon, \varphi, \mu$) для конических насадков зависят от угла конусности θ. Опыт показывает, что в коническом сходящемся насадке коэффициент скорости φ возрастает с увеличением θ, а коэффициент расхода сначала увеличивается, достигая наибольшего значения $\mu = 0{,}946$ при $\theta = 13^0$, затем начинает убывать.

Следует иметь в виду, что при рассмотрении истечения жидкости через насадки все коэффициенты относятся к их выходному сечению. Если коэффициент расхода отнести к сечению отверстия в стенке, то вследствие конусности самого насадка он окажется значительно меньше, поэтому конические сходящиеся насадки по сравнению с цилиндрическими при больших выходных скоростях характеризуются меньшими расходами жидкости.

В конических расходящихся (диффузорных) насадках (рис. 3.10) струя жидкости при входе в насадок испытывает значительное сжатие, затем быстро расширяется и заполняет все сечение. Внешнего сжатия при выходе из насадка здесь нет, и, следовательно, коэффициент сжатия $\varepsilon = 1$. Однако при угле конусности $\theta > 8^0$ этот насадок перестает работать полным сечением. Струя вытекает, не касаясь стенок, и истечение происходит так же, как из отверстия в тонкой стенке. Коэффициенты истечения в расходящихся насадках, как и в сходящихся, зависят от угла конусности. В среднем (при $\theta < 8^0$) $\varphi = \mu = 0{,}45$.

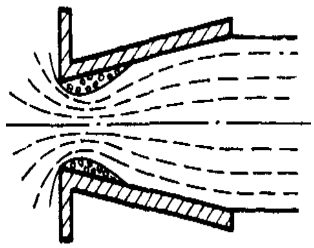


Рис. 3.10. Диффузорный насадок

Таким образом, в конических расходящихся насадках скорость в выходном сечении оказывается значительно меньшей, чем во всех рассмотренных выше случаях. Причина этого - большие потери напора при резком сжатии и расширении струи в самом насадке. Расход же жидкости здесь увеличивается. На первый взгляд ввиду незначительности коэффициента расхода это может показаться несколько странным. Но необходимо учесть, что этот коэффициент относится к большому выходному сечению насадка. Если его отнести к малому выходному сечению, т. е. к сечению отверстия в стенке, он окажется много больше и достигнет значения $2\ldots3$. В конических расходящихся насадках в месте сжатия струи создается значительный вакуум, поэтому они обладают свойством всасывания даже в большей степени, чем цилиндрические.

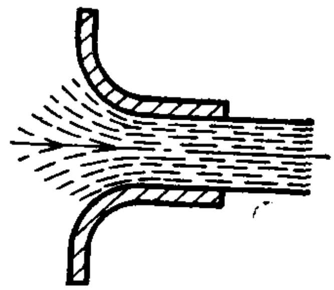


Рис.3.11. Коноидальный насадок

Коноидальные насадки (рис. 3.11) имеют форму лемнискаты Бернулли, близкую к форме струи жидкости, которая вытекает из отверстия в тонкой стенке. Естественно, что в этих насадках внутреннее сжатие оказывается наименьшим, внешнее сжатие отсутствует ($\varepsilon = 1$) и коэффициенты скорости и расхода больше, чем во всех рассмотренных случаях. Опыты показывают, что среднее значение $\varphi = \mu = 0{,}97$, а при особой тщательности выполнения и гладких стенках - до $0{,}995$.

Несмотря на то что коноидальные насадки дают наибольшие выходные скорости и расходы, их сравнительно редко применяют, главным образом из-за сложности изготовления.

В таблице 3.1 приведены данные о средних значениях коэффициентов истечения воды.

Таблица 3.1

Средние значения коэффициентов истечения воды для различных случаев

Тип отверстия и насадка	ε	φ	μ
Отверстие в тонкой стенке	0,64	0,97	0,62
Цилиндрический,внешний	1,00	0,82	082
Цилиндрический, внутренний	1,00	0,71	0,71
Конический сходящийся ($\theta = 13^0$)	0,98	0,96	0,94
Конический, расходящийся $\left(\theta = 8^0\right)$	1,00	0,45	0,45
Коноидальный насадок	1,00	0,97	0,97

Примерами цилиндрических насадков служат трубы для выпуска жидкости из резервуаров и водоемов, а также всевозможные краны. Конические сходящиеся насадки (ими часто заменяют насадки коноидальные) применяют для получения больших выходных скоростей, увеличения силы и дальности полета струи жидкости в пожарных брандспойтах, в форсунках для подачи топлива, гидромониторах для размыва грунта, фонтанных соплах, соплах активных гидравлических турбин. Конические расходящиеся насадки используют для замедления течения жидкости и соответственно для повышения давления — во всасывающих трубах гидравлических турбин, трубах под насыпями, для замедления подачи смазочных масел и др. Весьма широко применяются насадки в разнообразных приборах и устройствах для подъема жидкости (эжектор и инжектор), разбрызгивания и распыления ее (в брызгальных градирнях и бассейнах), а также в химической технологии.