

Моим учителям в мире арматуры
к.т.н. Ивану Григорьевичу Филатову,
к.т.н. Израилю Ильичу Айзенштату
с благодарностью посвящается

ФОРМЫ

и фундаментальные точки расходной характеристики гидравлического сужающего устройства

Э.Е. Благов, к. т. н., ЗАО «Фирма Союз-01»

Проведен анализ форм представления расходной характеристики СУ по их информативности. Указаны фундаментальные точки расходной характеристики, их физический смысл и методы расчетного и экспериментального определения. В основу работы положена аналогия с механикой движения жидкостей в трубах, предложенной Б.В. Пустовойтом [1, 2]

Последние 20...30 лет характеризуются значительными достижениями в различных областях науки и техники, в том числе в гидро- и газодинамике. Существенно расширились наши знания о физических особенностях потоков несжимаемых и сжимаемых сред, обусловленных различными режимами их течения в каналах различной геометрии. На этой экспериментально-теоретической основе уточнены существующие и созданы новые методики гидрогазодинамических расчётов гидравлических сужающих устройств (СУ), к которым относятся диафрагмы, сопла, насадки и трубопроводная арматура. Это позволило повысить уровень достоверности результатов расчёта и, как следствие, технический уровень систем управления технологическими процессами и составляющих их изделий, в том числе, дроссельно-регулирующей арматуры. При этом основным источником информации о физике процессов, происходящих в проточной части сужающих устройств, пока по-прежнему остаются экспериментальные характеристики вида $Q=f(\sqrt{\Delta p})$, где Q – расход среды через СУ (объемный или массовый) и Δp – перепад давления на СУ. В литературе зависимость в указанном виде обычно определяется как гидравлическая характеристика, расходная характеристика и т.д.

Определение «гидравлическая характеристика» применительно к сужающим устройствам, включая трубопроводную арматуру, приемлемо скорее в виде зависимости $\Delta p = f(Q)$, отражающей изменение перепада давления на СУ с дискретной величиной прохода в зависимости от количества проходящей через него среды. Аналогом такой характеристики можно считать напорную характеристику насоса $H = f(Q)$. Гидравлическими характеристиками в литературе называют также коэффициенты гидравлического сопротивления и расхода, критерии кавитации и критического расхода и другие показатели. Хотя эти определения не являются ошибкой, иногда без дополнительных пояснений затруднительно однозначно понять, о чем, собственно, идет речь.

Что касается определения «расходная характеристика», то здесь тоже требуется уточнение. Для СУ типа диафрагмы, сопла, насадки и т.д. расходные характеристики обычно имеют вид той же зависимости $Q = f(\Delta p)$ или $Q = f(\sqrt{\Delta p})$. Расходные характеристики регулирующих органов, т.е. сужающих устройств типа дроссельно-регулирующей арматуры, как правило, оформляются в виде зависимости $Q = f(h)$, где h – ход подвижного элемента затвора, посредством которого изменяется площадь регулируемого проходного сечения ω_{np} . Нетрудно заметить, что обе сравниваемые зависимости являются двухпараметрическими, т.е. расход Q зависит от перепада давления Δp (первый параметр) и площади проходного сечения ω_{np} (второй параметр). Таким образом, в самом общем виде $Q = f(\Delta p, \omega_{np})$. Различие характеристик заключается в том, что в первом случае СУ имеют лимитирующий проход постоянного сечения ($\omega_{np} = const$), а во втором случае – проход переменного сечения ($\omega_{np} = var$), т.е. такие СУ характеризуются также конструктивной характеристикой $\omega_{np} = f(h)$. Таким образом, расходную характеристику СУ с $\omega_{np} = const$ можно рассматривать как частный случай

расходной характеристики СУ с изменяемой площадью регулируемого прохода, соответствующий дискретному открытию прохода при фиксированном положении подвижного элемента затвора h .

Установлено, что характерные режимы течения и их особенности проявляются в виде устойчивых точек на расходной кривой, которые заслуживают названия фундаментальных. Их физический смысл и определение имеют важное теоретическое и практическое значение. В этой связи целесообразно рассмотреть формы представления расходной характеристики, которые она претерпела в процессе углубления наших знаний о физических процессах, происходящих в проточной части СУ.

Первой и используемой иногда до сих пор типовой формой характеристики следует считать параболическую зависимость вида $Q = f(\Delta p)$. Графическое представление результатов экспериментального определения расхода жидкости через СУ согласно указанной зависимости позволило выявить фактически только одну фундаментальную точку, соответствующую достижению при некотором максимальном (критическом) перепаде давления примерно постоянного расхода. При этом производимое по экспериментальной кривой $Q = f(\Delta p)$ определение величины критического перепада давления является в значительной мере субъективным. Это обусловлено как кривизной перехода кривой к полке постоянного расхода, так и разбросом опытных точек. Неоднозначными в силу слабой изученности считались также картины течения через СУ в ламинарном и переходном режимах, в частности, границы смены режимов. Кривая расхода логично экстраполировалась в нуль, поскольку это практически не сказывалось на результатах расчетов и экспериментов.

Продуктивный этап в исследованиях гидравлических свойств СУ связан с привлечением новых методов иссле-

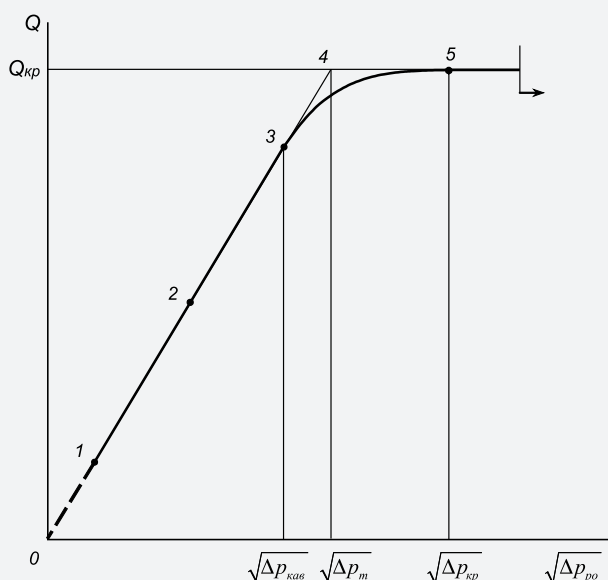
дований и с использованием формы представления расходной характеристики в виде зависимости $Q = f(\sqrt{\Delta p})$. В данном случае процесс изменения расхода жидкости от перепада давлений изображается графически в координатах «корень квадратный из перепада давления – расход». На **рис.1** показан типичный график расходной характеристики для СУ с постоянным лимитирующим проходом и, соответственно, для регулирующего органа в дискретном положении открытия регулируемого прохода. Именно в таком виде подобные расходные характеристики широко представлены в отечественной и иностранной литературе по гидродинамике регулирующей арматуры и других сужающих устройств. В отличие от параболической зависимости $Q = f(\Delta p)$ характеристика клапана $Q = f(\sqrt{\Delta p})$ имеет вид прямой с началом в точке **1**, которая предполагается близкой к началу турбулентного режима. Ламинарно-переходный режим, схематично показанный пунктиром на участке **0-1**, фактически выпал из анализа, как не имеющий практического значения. Тангенс угла наклона прямой, условно проходящей через начало координат, обуславливает величину пропускной способности K_v . Физически обоснованное универсальное выражения для определения величины K_v имеет вид [3, 4]:

$$K_v = Q \sqrt{\frac{\Delta p_0 \rho}{\Delta p \rho_0}}, \quad (1)$$

где $\rho_0 = 1000 \text{ кг/м}^3$ – стандартная плотность воды (испытательной среды) при атмосферном давлении и комнатной температуре; $\Delta p_0 = 0,1 \text{ МПа}$ – стандартный единичный перепад давлений на РО. Формулу (1) как соотношение $Q\sqrt{\rho} = K_v\sqrt{\Delta p}$, где $\bar{\rho} = \rho / \rho_0$ и $\bar{\Delta p} = \Delta p / \Delta p_0$, можно представить в виде $K_v = Q' / \sqrt{\bar{\Delta p}}$. При условии $\bar{\rho} \approx 1,0$ пропускная способность будет определяться как $K_v = Q / \sqrt{\Delta p}$.

При изучении экспериментальных расходных зависимостей на указанной основе было выявлено несколько новых фундаментальных точек на расходной характеристике СУ, которые оказались типичными для любого СУ, но ранее оставались латентными. Принято считать, что прямой участок соответствует турбулентному течению жидкости с постоянным удельным объёмом, т.е. он был соотнесен с условиями нормального (бескризисного) течения. Было также установлено, что с нарастанием расхода через СУ при достижении режима, соответствующего точке **3**, зависимость отклоняется от линейного (пропорционального) закона. Возможность визуального определения точки **3** на экспериментальном графике в сочетании с недостаточной изученностью физики процессов, протекающих в проточной части СУ, привела к тому, что эту точку ошибочно соотнесли с началом кавитации. Точка же фактического начала кавитации, условно обозначенная как **2**, не была выявлена. Было принято, что точке **3** соответствует кавитационный перепад давлений $\Delta p_{кас}$. Такое решение основывалось на предположении, что указанное

Рис. 1. Типичная форма расходной характеристики РО в координатах $Q = f(\sqrt{\Delta p_{po}})$ с фиксированной степенью открытия регулируемого прохода



отклонение обусловлено достижением в сжатом сечении потока давления насыщения p_s при температуре ее на входе в СУ, сопровождаемым образованием паровой фазы с увеличением удельного объёма.

Поэтому в расчетную практику в качестве критерия начала кавитации был введен коэффициент K_c , определяемый согласно [5] как

$$K_c = \Delta p_{\text{кав}} / (p_1 - p_s), \quad (2)$$

В нем индекс «с» соответствует английскому слову cavitation, означающему «кавитация». Выбор расчетной точки на графике, соответствующей значению $\Delta p_{\text{кав}}$, в условиях разброса измеряемых значений расхода и перепада давлений, нередко приводит к существенной погрешности в определении значения K_c , а, значит, и других связанных с ним величин. Еще одной причиной недоверия к этому коэффициенту может послужить тот факт, что экспериментальное определение расходных характеристик регулирующих органов производится, как правило, на гидростендах, где в качестве испытательной среды обычно используется недеаэрированная вода комнатной температуры. Необходимость достижения «критических» расходов и их измерения требует создания повышенного давления среды, что ведет к усложнению и длительности испытаний, не гарантируя при этом получения достоверных результатов. В частности, это обусловлено тем, что в «критическом» режиме запираания расхода вместо паровой происходит газовая кавитация, связанная с выделением воздуха из воды. Согласно [6] значения K_c дроссельно-регулирующей арматуры, определяемые на холодной воде, оказываются завышенными примерно на 13% по сравнению с аналогичными показателями, полученными в условиях паровой кавитации.

В точке 5 (см. рис.1) при критическом перепаде давлений $\Delta p_{\text{кр}}$ расход через СУ достигает предельного максимального значения $Q_{\text{кр}}$, а давление в сжатом сечении – критического $p_{\text{кр}}$. Достижение значения $Q_{\text{кр}}$ принято относить к псевдокритическому перепаду давлений Δp_m в точке 4 на экстраполированном отрезке прямого участка расходной характеристики, т.е. опытное значение коэффициента критического расхода K_m определяется как

$$K_m = \Delta p_m / (p_1 - p_{\text{кр}}), \quad (3)$$

Величина критического давления в этом случае определяется соотношением $p_{\text{кр}} = r_c p_s$ [7]. В свою очередь коэффициент r_c рассчитывается по эмпирической формуле $r_c = 0,96 - 0,28 \sqrt{(p_s / p^*)}$, где $p^* = 22,064$ МПа – критическое термодинамическое давление для воды [8]. Определение значений $\Delta p_{\text{кав}}$ и $\Delta p_{\text{кр}}$ по-прежнему остается достаточно субъективным и зависящим от многих факторов, а, следовательно, не вполне надёжное.

Таким образом, для одного и того же устройства с фиксированной геометрией проточной части используются два различных по величине коэффициента – K_m и K_c . Реже, но используется также коэффициент фактического начала кавитации $K_{c,a}$, определяемый в точке 2 другими методами. При этом указанные коэффициенты трактуют-

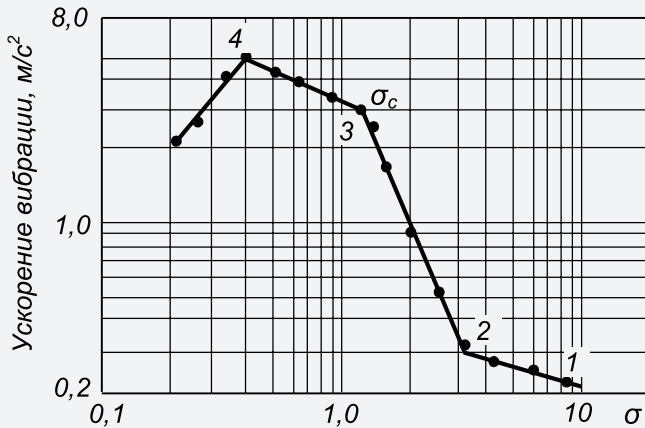
ся как характеристики восстановления давления. Фундаментальные режимные точки, для определения которых эти коэффициенты используются, располагаются в зоне прямой линии, отражающей примерно пропорциональный характер расходной зависимости. В целом такой подход свидетельствует о существенном упрощении реальной картины течения. Поэтому применительно к гидродинамическим показателям существует проблема уточнения их функциональности, расположения на графике и расчетного определения. Поэтому в работе [9] вместо нескольких коэффициентов предложен для использования только один коэффициент $K_{r,c}$.

В более поздних комплексных исследованиях механизма возникновения и развития кавитации в проточной части СУ наряду с расходным были использованы другие методы наблюдения (виброакустический, визуальный, фотографирование). Они позволили выявить сложный многостадийный характер кавитационного течения жидкости со своими специфическими режимами. В качестве примера для подтверждения сказанного рассмотрим графики на рис. 2 [10, 11]. На них показаны результаты виброакустических измерений при кавитационном течении жидкости через проходной регулирующий клапан, которые производились посредством акселерометра, установленного на выходном фланце. Ускорение вибрации представлено в функции так называемого индекса интенсивности кавитации $\sigma = (p_2 - p_s) / (p_1 - p_2)$, что дало характерный график, определяющий различные стадии кавитации. На рис. 2,а участок 1-2 соответствует турбулентному течению жидкости с постоянным удельным объемом. Такое течение характеризуется некоторым ускорением вибрации, вызываемым возрастанием расхода через клапан, которое сопровождается прогрессирующим уровнем турбулентности. В точке 2 график имеет резкий излом с отклонением вверх, который и является первым показателем фактического начала кавитации. Однако на соответствующем расходном графике (рис. 2,б) эта точка не выявляется. Излом свидетельствует также, что после точки 2 расходная характеристика должна отклоняться от начальной линейности. На участке 2-3 ускорение быстро возрастает в связи с развитием кавитационного процесса. Поэтому точку 3 соотнесли с режимом развитой кавитации (σ_c), поскольку уже существует опасность кавитационно-эрозионного разрушения элементов проточной части СУ. Именно в точке 3 подтверждено отклонение расходной зависимости от линейности. После точки 3 темп прироста ускорения уменьшается, хотя само ускорение продолжает возрастать. Достигнув в точке 4 максимума, оно начинает уменьшаться. Точка 4 соответствует режиму «тяжёлой» кавитации с достижением критических параметров течения, сопровождаемых запиранием по расходу и давлению.

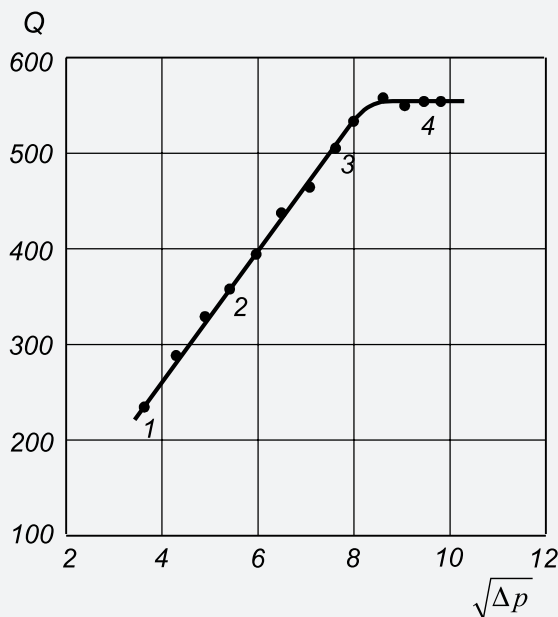
Таким образом, фактическое начало кавитации, т.е. переход в двухфазный режим течения, происходит гораздо раньше – в точке 2, которая оказалась латентной, т.е. не выявляемой расходным методом. Иными словами, этим методом можно обнаружить кавитацию, когда уже

Рис. 2. Результаты испытаний проходного регулирующего клапана с пониженной пропускной способностью [10]

а) Зависимость ускорения вибрации от индекса интенсивности кавитации σ



б) Зависимость расхода Q от корня квадратного из перепада давления $\sqrt{\Delta p}$



Точки 1 – 4 на обеих кривых соответствуют идентичным режимам течения

имеет место заметное изменение удельного объема рабочей среды. Начало же кавитационного процесса оказывается пропущенным. В этом-то и состоит существенный недостаток расходного метода, особенно для регулирующих клапанов с низкой степенью восстановления давления. Он не позволяет зафиксировать локальную кавитацию, возникающую в отдельных зонах проточной части. Проблема определения характеристик в точке 2 является весьма актуальной, так как для СУ, на которые накладываются жесткие ограничения по сроку службы, уровню генерируемого шума и вибрации, предельный режим работы должен соответствовать началу кавитации.

Поэтому коэффициент K_c не рекомендуется применять как критерий начала кавитации для определения допустимого перепада давления, якобы обеспечивающего бескавитационный режим работы СУ. Для использования имеющейся информации по этим коэффициентам некоторые фирмы-изготовители арматуры трансформировали коэффициент K_c в коэффициент K_d (индекс «d» – от английского слова damage, означающего «ущерб, вред»). В этом случае коэффициент K_d используется как коэффициент безопасности для оценки величины перепада давлений, который нельзя превышать из-за возможного кавитационного повреждения проточной части арматуры.

Итак, на расходной характеристике (см. рис. 1) можно указать несколько фундаментальных точек, которые типичны для самых различных СУ. В точке 1 ламинарно-переходный режим трансформируется в турбулентный. Точка 2 соответствует фактическому началу кавитации, устанавливаемому пока методами виброакустики. Точка 3 относится уже к развитой стадии кавитации, когда при дальнейшем увеличении перепада давления среды пропуск среды возрастает с ограничением прироста. Точка 4 соответствует достижению максимального расхода в результате установления в сужении критических условий по истечению. Режим в точке 4 соответствует достижению псевдокритического расхода. Указанный перечень может быть расширен, что потребует более детального подхода к анализу режимов течения на различных стадиях течения жидкости в СУ.

Для этого необходимо пересмотреть и уточнить [6,7] некоторые устоявшиеся представления о физической картине течения в проточной части СУ. Изложенные ниже положения основаны на опыте работы с сужающими устройствами, научной интуиции и результатах исследований в рассматриваемой области, изложенных в литературе. Основой последующего анализа будет элементарная расходная характеристика СУ с фиксированным лимитирующим проходом $Q = f(\sqrt{\Delta p})$. Определение пропускных характеристик $K_v = f(h)$ сложных СУ типа регулирующих органов с изменяемой площадью регулируемого прохода $\omega_{np} = f(h)$ производится путём снятия элементарных расходных характеристик при дискретных значениях хода затвора h . В частности, стандарт ИЕС534-2-3 [12] рекомендует следующие положения: 5%, 10% и далее – через 10% до 100%.

Общая картина течения жидкости через любое СУ, в том числе, через арматуру, включая режимы с образованием паровой фазы, представляется следующей. Дросселирование потока жидкости в СУ сопровождается потерей части входного давления $p_{вх}$, что проявляется в снижении давления среды на выходе $p_{вых}$ по сравнению с давлением на входе и, следовательно, в существовании перепада давления на СУ. Самое низкое давление $p_{мин}$ имеет место в минимальном сечении струи «vena contracta» (vc), в котором поток имеет максимальную скорость. На участке от vc до выходного сечения происходит восстановление давления от $p_{мин}$ до $p_{вых}$. Течение через такие сложные СУ, как регулирующие органы (РО) проходит в условиях генерирования неравномерных полей скоростей, причиной которого является влияние геомет-

рии элементарных местных сопротивлений, образующих проточную часть СУ. От точки 1 до точки 2 (см. рис. 1) имеет место турбулентный бескавитационный режим течения. В точке 2 максимальная скорость при установившемся распределении скоростей достигает величины, соответствующей падению локального статического давления до давления насыщения p_s (начальная стадия кавитации). Дальнейшее снижение давления на выходе ведёт к возрастанию скорости и, соответственно, доли сечения потока при давлении p_s и количества паровой фазы. При перепаде давления, соответствующем точке 3, вследствие неравномерного поля скоростей в сужении достигаются локальная критическая скорость (скорость звука в двухфазном потоке) и локальное критическое давление $p_{кр}$. Далее в связи с эффектом возрастающего «запирания» отдельных элементарных струй двухфазной жидкости прогрессирует отклонение от линейной зависимости вплоть до точки 5, где расход достигает максимального (критического) значения.

Как будет показано ниже, некоторые ответы на возникшие трудности можно найти в весьма близкой к СУ и гораздо лучше исследованной области, а именно – в гидравлике трубопроводов. При этом в основу взяты результаты, полученные в работах [1, 2]. В них описаны физические явления и процессы, возникающие и развивающиеся в жидкостях в зависимости от постепенно увеличивающейся скорости их движения в трубах по мере возрастания расхода жидкости. Они проанализированы применительно к механике ламинарного, переходного и турбулентного течения жидкости в трубах. Основой описываемой механики служит учение об упругом состоянии жидкостей, коэффициент вязкости которых является модулем их упругости. При ламинарном течении весь поток движущейся жидкости образует одну упругодеформированную струю. При переходном и турбулентном движении поток трансформируется в «статистический гидромеханический ансамбль» (по определению Б.В. Пустовойта), состоящий из постепенно увеличивающегося числа упругодеформированных пульсирующих ламинарных струек. Поперечное сечение струек уменьшается по мере увеличения кинетической энергии турбулизирующегося потока жидкости. Поэтому основной закон гидравлического трения однородного по гидродинамическому состоянию ламинарного потока сохраняет свою физическую сущность и для статистического гидромеханического ансамбля, если в него ввести масштаб турбулентности. Под ним понимается число, показывающее, во сколько раз поперечный размер пульсирующих ламинарных струек меньше поперечного сечения однородного ламинарного потока.

В основу привлечения данных по гидравлике трубопроводов положены следующие предпосылки и допущения:

1. Любое местное сопротивление, в том числе и СУ, может быть представлено эквивалентным по сопротивлению аналогом в виде либо участка трубопровода определенной длины (метод эквивалентных длин), либо простого осесимметричного СУ или их комбинации [13]. Однако даже для трубного участка имеет место достаточно сложная картина изменения расхода в зависимости от перепада давлений [14]. Если в зоне ламинарного режима потери давления пропорциональны скорости в первой степени ($n = 1$), то в зоне квадратичного сопротивления (зоне полностью шероховатых труб) потери давления становятся примерно пропорциональны средней скорости в квадрате (показатель степени n изменяется от 1,75 до 2).

2. Заменяя СУ эквивалентным сопротивлением, мы заменяем сложное поле скоростей в проточной части СУ таким распределением профиля скоростей по сечениям, которое типично для трубы соответствующей длины и гидравлической шероховатости и создает при одинаковом режиме течения (в трубе и на входе в СУ) эквивалентный гидравлический эффект.

Таким образом, исходим из положения, что для СУ коэффициент гидравлического сопротивления ζ может быть выражен как

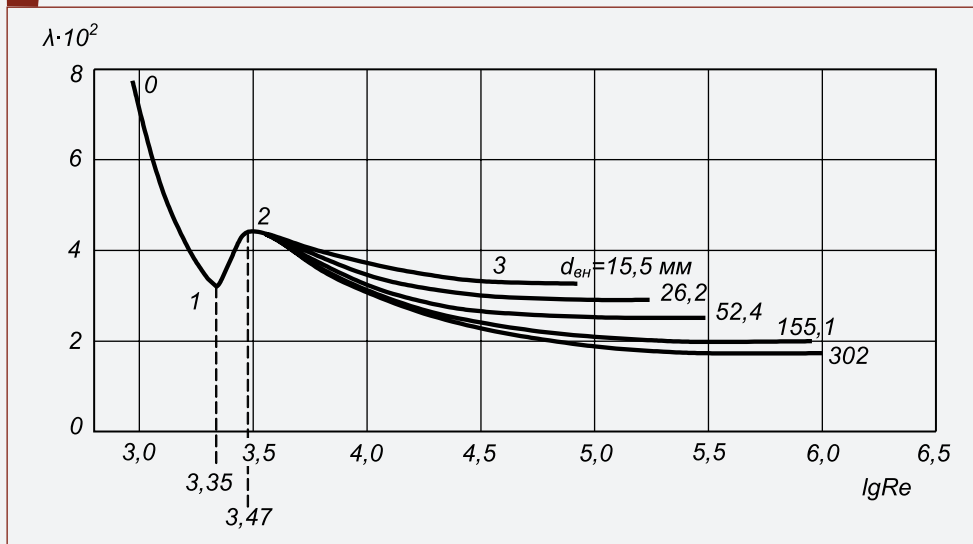
$$\zeta = \lambda L d^{-1}, \tag{4}$$

где Ld^{-1} – безразмерная длина трубопровода, эквивалентная сопротивлению СУ; λ – коэффициент гидравлического трения, определяемый согласно уравнению Стокса в виде

$$\lambda = 64mRe^{-1}, \tag{5}$$

где m – масштаб турбулентности (для ламинарного режима $m = 1$).

Рис. 3. Изменение коэффициента гидравлического трения в зависимости от среднерасходного числа Рейнольдса при движении воды в новых стальных трубах без стыковых соединений [2]



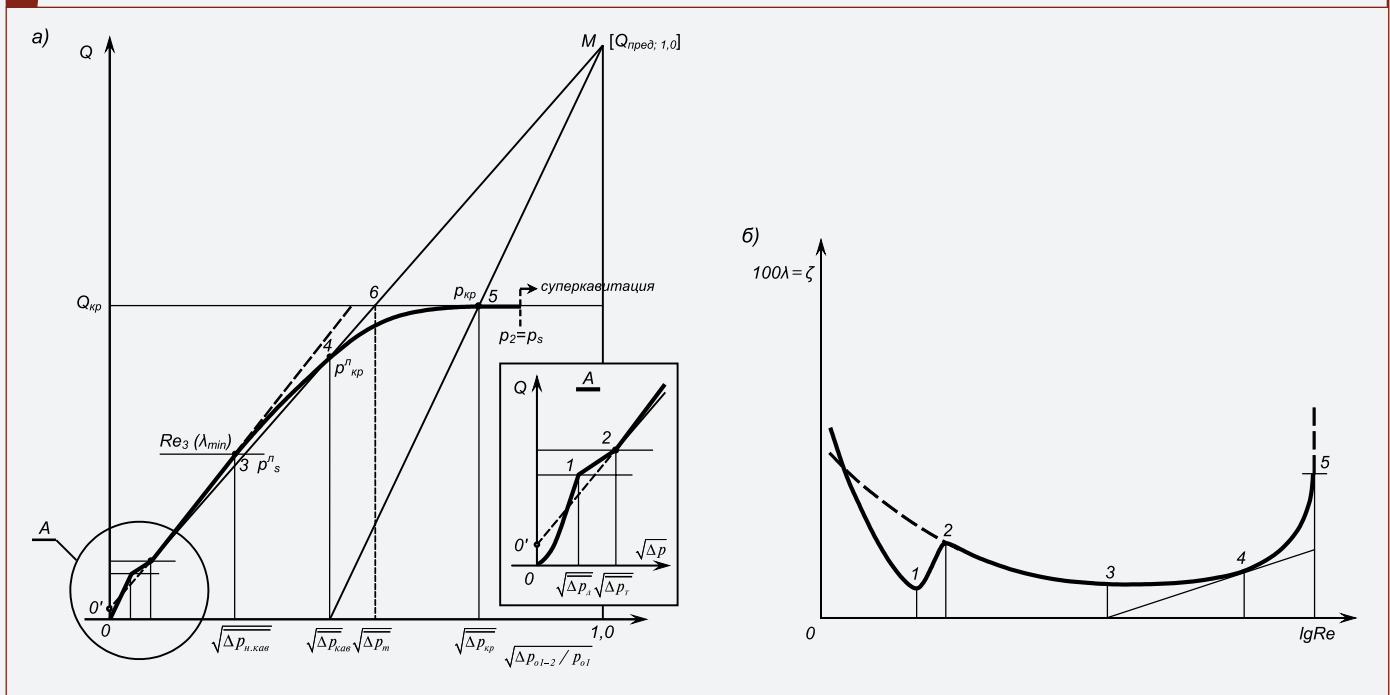
На *рис. 3* изображены экспериментальные кривые, отражающие изменение коэффициента гидравлического трения в зависимости от среднепотоочного числа Рейнольдса [2]. Они получены в опытах с новыми стальными трубами без стыковых соединений на участках измеряемого перепада давлений. Участки *0-1, 1-2, 2-3* последовательно соответствуют ламинарному, переходному и турбулентному движению. Установлено, что точка *1* соответствует первому среднерасходному числу $Re_1 = 2230$ ($lg Re_1 = 3,348$; $lg^2 Re_1 = 11,21$), а точка *2* – второму среднерасходному числу $Re_2 = 2920$ ($lg Re_2 = 3,465$; $lg^2 Re_2 = 12,0$). Таким образом, концы ламинарного и переходного участков с постоянными числами Рейнольдса определяются однозначно. Обращает на себя внимание факт наличия минимума коэффициента гидравлического трения λ_{min} при турбулентном движении ньютоновской жидкости, к которой относится и вода.

На *рис. 4,а* представлена предлагаемая автором версия расходной характеристики РО с фиксированной площадью минимального проходного сечения, т.е. в дискретном положении открытия регулируемого проходного сечения. Соответствующее изменение коэффициента λ в зависимости от числа Re показано на *рис. 4,б*. Отличием этой расходной характеристики от зависимости вида $Q = f(\sqrt{\Delta p})$ заключается в том, что в ней на оси абсцисс перепад давлений выражен в относительной форме $\sqrt{\Delta p/p_{01}}$. При максимальном значении отношения $\Delta p/p_{01} = 1$ достигается теоретический предельный расход $Q_{пред}$ через РО (точка *М*). Реально расход ограничивается критическим значением $Q_{кр}$. Расходная зависимость, которая аппроксимируется прямой линией, экстраполируется из точки *М*, строго говоря, не в нулевую точку *0*, а в точку *0'*. Можно предполо-

жить, что точка *0'* тоже относится к фундаментальным и является единственной точкой пересечения с ординатой *Q* характеристик для любых дискретных положений открытия регулируемого проходного сечения РО как канала с переменной пограничной геометрией. Определение величины отрезка *0-0'* может представить только теоретический интерес.

На практике расходная зависимость для простоты изображается прямой, идущей из нулевой точки, поскольку начальный участок самостоятельного значения не имеет. Другими словами, спрямление характеристики с направлением ее в начало координат не сказывается на величине погрешности определения значения пропускной способности и других гидравлических показателей РО. Чтобы исключить начальный участок из рассмотрения, стандарт ИЕС 534-2 [7] ограничил турбулентную область снизу минимальным числом Рейнольдса $Re = 4000$. Тем не менее, для более глубокого понимания физики течения жидкости через РО, обуславливающей особенность расходной характеристики, рассмотрим расходную зависимость, включая начальный участок, который показан в увеличенном масштабе как узел А более подробно. Приведенная картина выработана на основе анализа данных по движению жидкости в трубах. На *рис. 4,б* в полулогарифмических координатах приведена на основе *рис. 3* графическая зависимость λ от $lg Re$ с указанием фундаментальных точек, но уже применительно к РО. После прохождения минимума величина λ как аналог коэффициента гидравлического сопротивления ζ вяло возрастает с увеличением Re , т.е. скорости и соответствующего перепада давлений. Существенное возрастание имеет место от

Рис. 4. Фундаментальные точки расходной характеристики регулирующего органа



точки 4 вплоть до установления критического режима с запирианием расхода (точка 5).

Итак, от 0 до точки 1 имеет место ламинарный режим течения. При этом приведение в движение массы жидкости из состояния покоя будет характеризоваться некоторым инкубационным периодом (весьма малым), в течение которого возрастание перепада давлений не сопровождается возрастанием расхода среды. Именно поэтому дальнейшее заметное нарастание расхода сдвинуто относительно точки 0. Короткий промежуток между точками 1 и 2 соответствует переходному участку.

На границе начала разрушения упругодеформированного ламинарного движения (точка 1) $m = 1$. Принято, что указанная точка (конец ламинарного участка течения и начало переходного) соответствует первому константному числу Рейнольдса $Re_1 = 2230$. Располагая значением Re_1 , можно определить значения первой среднерасходной скорости при достижении режимной точки $1 W_1 = Re_1 v d^{-1}$ и соответствующего ей объемного расхода через СУ $Q_1 = W_1 \omega_y$, а также потерю давления $\Delta p_1 = \lambda_1 (L/d) \rho W_1^2 / 2$, где ν – коэффициент кинематической вязкости жидкости (для воды при $t = 20^\circ C$ $\nu = 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$). В частности, из уравнения Стокса (4) при $m_1 = 1$ следует $\lambda_1 = 64/2230 = 0,0287 \approx 0,03$.

Точка 2 (конец переходного участка течения и начало турбулентного) соответствует второму константному числу $Re_2 = 2920$. Аналогично определяются вторая среднерасходная скорость $W_2 = Re_2 v d^{-1}$ и расход $Q_2 = W_2 \omega_y$. Критический масштаб турбулентности в точке 2 m_2 изменяется в зависимости от геометрической характеристики потока $X_0 = L_0 d^{-1}$, где $L_0 = 1 \text{ м} = 1000 \text{ мм}$:

$$m_2 = 2,42 \exp(-0,124 \lg X_0), \quad (6)$$

Тогда уравнение для расчета коэффициента гидравлического трения при переходном режиме движения жидкости в трубе приводится к виду

$$\lambda_2 = 64 m_2 / Re_2, \quad (7)$$

Уравнение потери напора при переходном движении описывается уравнением Дарси

$$\Delta p_2 = \lambda_2 (L/d) \rho W_2^2 / 2, \quad (8)$$

Таким образом, указаны еще две стационарные, т.е. устойчивые по величине Re , фундаментальные режимные точки 1 и 2 с однозначной зависимостью λ от Re . При этом величина λ инвариантна к величине внутреннего диаметра трубы.

Несколько иначе обстоит дело с точкой 3. Поскольку исследования (акустические, вибрационные) показывают наличие точки перелома в момент начала кавитации, предлагается соотнести начало кавитации с достижением локального значения давления насыщения p_s . По-видимому, верификацию точки 3 можно экспериментально произвести путем повышения точности числа замеров расхода, а также путем новой методики обработки данных. Очевидно, что база данных должна быть максимально широкой с тем, чтобы с гарантией перекрыть точку 3 скрытого излома расходной характеристики. Из-за на-

личия в ней минимума гидравлического сопротивления допустимо предположение, что именно в этой точке из-за возрастания скорости потока может быть достигнута величина локального давления насыщения, т.е. начнется кавитация.

Точка 3 может быть определена двумя способами. Если известен (или определен по результатам испытаний в соответствии с [9]) коэффициент падения давления $K_{R,c}$, то значение перепада давлений, соответствующего фактическому началу кавитации, легко рассчитывается по формуле

$$\Delta p_{н.кав} = K_{R,c} (p_{01} - p_s), \quad (9)$$

Во втором случае расчет ведется согласно [2]. Значение Re_3 , соответствующее достижению λ_{min} , определяется соотношением

$$\lg Re_3 = 1,15 \alpha_1^{-1}, \quad (10)$$

где расчетный коэффициент α_1 рассчитывается по формуле

$$\alpha_1 = 0,192 \exp(0,0835 \lg^2 X_0), \quad (11)$$

Из вышеприведенного соотношения следует, что точку 3 можно считать стабильной, так как ее положение по числу Re для СУ с $\omega = \text{var}$ зависит только от диаметра трубы (характеристики X_0) и не зависит от изменения сопротивления СУ при вариации лимитирующего прохода. Другими словами, при $D_y = \text{idem} - Re_3 = \text{const}$. Определенные Re_3 позволяет рассчитать значения W_3 , Q_3 и Δp_3 . Таким образом, последовательно находят $\alpha_1 \rightarrow Re_3 \rightarrow W_3 \rightarrow Q_3$ и далее $- m_2 \rightarrow m_r \rightarrow \lambda_r = 64 m_r (Re_3)^{-1}$ и $\Delta p_3 = \lambda_r (L/d) \rho (W_3)^2 / 2$.

Значение реального критического перепада давлений $\Delta p_{кр}$, соответствующее точке 5, в которой достигается критический расход $Q_{кр}$, может быть определено согласно рекомендациям работ [15, 16]. При этом имеется основание предполагать, что можно графически определить значения расхода и перепада давлений в точке 4 путем проведения прямой из точки М через точку 5 и далее, как это показано на **рис. 4,а**. Параметры потока можно определить также аналитически, используя работы Б.В. Пустовойта [1, 2].

Режим турбулентного бескризисного течения, характеризуемый криволинейным изменением расхода через точки 2, 3, 4, на практике заменяется линейной зависимостью между точками 2, 4 и М, так как указанная кривая перекрывается разбросом опытных точек. Более того, эта прямая экстраполируется в нуль. Точка пересечения прямой 2-4 с линией критического расхода $Q_{кр}$ дает точку 6, по которой согласно стандарту ИЕС 534-2 [7] вычисляются коэффициент критического расхода K_m .

Определение координат фундаментальных точек расходной характеристики связано с решением вопроса об эквивалентных значениях диаметра d и длины L , для СУ или РО. Значение диаметра d принимается равным диаметру условного прохода РО на входе (при одинаковом с трубой диаметре) или диаметру присоединяемого трубопровода на входе (при наличии переходных пат-

рубков к РО). В качестве стандартной длины трубного участка принята длина $L_0 = 1 \text{ м} = 1000 \text{ мм}$. Если для трубы ее длина является известной (заданной) величиной, постоянной независимо от режима течения, то этого нельзя сказать об эквивалентной длине регулирующего органа, которая сама подлежит определению и связана с коэффициентом гидравлического сопротивления ζ_{PO} соотношением (4). В общем случае ζ_{PO} является величиной переменной, включая минимальное значение. Однако в силу принятой на практике линеаризации расходной характеристики в турбулентной (квадратичной) области течения ζ_{PO} следует рассматривать как некоторое усредненное значение. Если принять в качестве расчетного значение ζ_{PO} по условиям, близким к точке 2 начала турбулентного участка, то согласно [14] в этой точке, где $Re_2 = 2920$, показатель степени при скорости $n \approx 1,75$. Поэтому в качестве расчетной величины для определения L_0 примем значение $Re_0 = 4000$, рекомендуемое стандартом IEC 534-2-3 [12] в качестве начала квадратичного участка турбулентного течения ($n = 2$). Тогда эквивалентная длина регулирующего органа определяется как $L_0 = \zeta_0 d / \lambda_0$. Таким образом, недостающими данными становятся коэффициенты гидравлического сопротивления ζ_0 и гидравлического трения λ_0 . Предлагается следующая последовательность их расчета. Предварительно оценивается соответствующая Re_0 скорость $W_0 = Re_0 v / d$ и, следовательно, расход Q_0 . Для установленной величины расхода определяют перепад давления на РО. В этом случае коэффициент

гидравлического сопротивления $\zeta_0 = \Delta p / (\rho W_0^2 / 2)$. Согласно [2] рассчитывают масштаб турбулентности по формуле

$$m_r = m_2 \exp[\alpha_1 (\lg_2 Re - \lg_2 Re_2)], \quad (12)$$

где $Re = Re_0$, критический масштаб турбулентности m_2 рассчитывается по формуле (6) и коэффициент α_1 – по формуле (11). Определяют значение коэффициента гидравлического трения λ_0 по общей формуле

$$\lambda_0 = 64 m_r Re^{-1}, \quad (13)$$

где $\lambda_0 = \lambda_0$ и $Re = Re_0$. Используя зависимость (4), находят значение длины L_0 трубы диаметра d , эквивалентной по сопротивлению проточной части РО с конкретной степенью открытия.

Предполагаемое искривление (см. рис. 4) укладывается в поле погрешности измерений. Это действительно позволяет экспериментатору для простоты заменить кривую линию прямой с экстраполяцией в ноль, однако при этом теряется очень важная точка фактического начала кавитации. В этой связи перспективным может быть переход на другую форму расходной характеристики, представляемой, например, в логарифмических координатах. Расходная характеристика в таком виде будет обладать более высокой информативностью, поскольку все криволинейные участки, включая переход к значению критического расхода, будут выражены прямолинейными участками, а фундаментальные точки будут соответствовать точкам излома прямых.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Б.В. Пустовойт. *Механика движения жидкостей в трубах*. Л.: Недра. 1971. 144с.
2. Б.В. Пустовойт. *Механика движения жидкостей в трубах*. 2-е изд., перераб. и доп. Л.: Недра. 1980. 159с.
3. В.Г. Патрикеев. *К расчету гидравлических цепей, содержащих регулирующий орган* // Приборы и системы управления. 1973. №10. С.17-21.
4. M. Schmitt. *Neue einheitliche Gebrauchsformeln für Flüssigkeiten, Gase u. Dämpfe. – Vortrag gehalten anlässlich der Jahresgang der VDI/VDE - Gesellschaft Meß- und Regelungstechnik am 18./19. November 1976 in Wiesbaden.*
5. G.F. Stiles. *Analyzing cavitation in high-recovery valves* // Instrumentation Technology. Apr. 1967. Pp. 49-52.
6. Э.Е. Благов, Б.Я. Ивницкий. *Дроссельно-регулирующая арматура ТЭС и АЭС*. М.: Энергоатомиздат. 1990. 288с.
7. IEC Standard. *Publication 534-2 (1978). Industrial-process control valves/ Part 2: Flow capacity. Section One-Sizing equation for incompressible fluid flow under installed conditions.*
8. А.А. Александров, Б.А. Григорьев. *Таблицы теплофизических свойств воды и водяного пара* /Справочник. М.: Издательство МЭИ. 1999. 168с.
9. Э.Е. Благов. *Расчет интегральных гидродинамических показателей трубопроводных сужающих устройств* // Арматуростроение. 2006. №6 (45). С.44-49.
10. F.M. Cain, R.W. Barnes. *Testing for cavitation in low pressure recovery control valves* //ISA Transactions. 1986. V.25. №2. Pp.61-67.
11. M.L. Riveland. *The industrial detection and evaluation of control valve cavitation* //ISA Transactions. 1983. V.22. №3. Pp.71-80.
12. IEC Standard. *Publication 534-2-3 (1983). Industrial-process control valves. Part 2: Flow capacity. Section Three – Test procedures.*
13. А.Д. Альтшуль. *Гидравлические сопротивления* /2-ое изд., перераб. и доп. М.: Недра. 1982. 224с.
14. А.С. Шифрин. *Внутренняя гидрогазодинамика* /Конспект лекций. Часть 1. М.: МАИ. 1973. 140с.
15. Э.Е. Благов. *Прогнозирование режимов течения жидкости в гидравлических сужающих устройствах* // Арматуростроение. 2007. №4 (49). С. 57-64.
16. Э.Е. Благов. *Критическое отношение давлений и критическая скорость при течении однокомпонентной вскипающей жидкости через сужающие устройства* // Теплоэнергетика. 2005. №6. С.56-66.

В любой науке столько истины, сколько в ней математики.

Иммануил Кант