

В.С. ВЕРБИЦКИЙ

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение «Всероссийский научно-исследовательский институт гидротехники и мелиорации имени А.Н. Костякова», г. Москва, Российская Федерация

ЛОКАЛЬНЫЙ ПРИНЦИП МИНИМАКСА ДИССИПАЦИИ И ЭНТРОПИИ В ГИДРАВЛИКЕ ОТКРЫТЫХ ПОТОКОВ

Рассматривается дальнейшее развитие в гидравлике одностороннего принципа минимума энтропии и диссипации, который был предложен ранее физиком – теоретиком Ю.Л. Климонтовичем для описания перехода ламинарного течения в турбулентное. На большом опытном материале гидравлики открытых потоков аналитически и геометрически показано, что при взаимном переходе двух соседних режимов течения с разными законами сопротивления в одних случаях выполняется обоюдный принцип минимума диссипации и энтропии, в других – принцип максимума. Суммарно этот принцип назван локальным принципом минимакса. В частности, принцип минимума имеет место для слабых турбулентных течений в устьях и на поймах рек. Принцип максимума имеет место для речных русел с размываемым дном при максимуме высоты донных форм. Для минимума диссипации отрезок графика зависимости коэффициента гидравлического трения от обычного или от динамического числа Рейнольдса или от динамической скорости представляет собой локальную яму, а для максимума диссипации – локальный холм. В геометрическом плане указанные принципы реализуются с помощью экстраполяции каждого закона в области действия смежного закона и с помощью сравнения экстраполируемого закона с реальным. В первом случае экстраполируемые законы «подныривают» под реальные, а во втором – наоборот, экстраполированные законы «приподнимаются» над реальными. Представлен график различных вариантов зависимости коэффициента гидравлического сопротивления от указанных аргументов, который показывает, что локальный принцип минимакса диссипации и энтропии широко распространен в гидравлике открытых, в частности, натуральных потоков. Локальный принцип минимакса диссипации отличается от неоднократно предлагавшегося в гидравлике, например, В.А. Великановым, Ю.А. Ибад-заде, Леопольдом и Вольманом, априорного, глобального принципа минимума диссипации энергии в открытых потоках. Неожиданная и парадоксальная, новизна работы заключается в том, что в общеизвестной, привычной гидравлике открытых потоков широко, «сплошь и рядом» работает и наглядно накладывается на полученные результаты неизвестный локальный принцип минимакса энтропии. В физическом плане гидравлический принцип минимакса диссипации показывает, что в потоках с разными законами сопротивления действуют различные «механизмы» турбулентности. Содержание статьи позволяет расширить знание и понимание специалистами некоторых основ гидравлики.

Диссипация, энтропия, минимум, максимум, переход, сопротивление.

Введение. Диссипация – это необратимый термодинамический процесс перехода механической энергии потока жидкости в тепло, что сопровождается ростом энтропии. При постоянстве плотности и абсолютной температуры жидкости энтропия и диссипация прямо пропорциональны и их можно рассматривать совместно.

Как известно, энтропия определяет меру порядка и беспорядка в сложных системах различной природы. Потоки жидкости с меньшими значениями энтропии и диссипации более упорядочены, чем потоки с большими значениями этих величин и, соответственно, с большим беспорядком, хаосом.

В монографии Ю.Л. Климонтовича [1], по-видимому, впервые был поставлен вопрос о степени упорядоченности ламинарного и турбулентного течений. «До последнего времени доминирующей и кажущейся почти очевидной, была точка зрения, согласно которой турбулентное движение является более хаотическим, чем ламинарное». Отсюда возникает вопрос: «следует ли рассматривать переход от ламинарного движения к турбулентному как переход от более упорядоченного движения к менее упорядоченному, или, напротив, как переход от более хаотического движения к более сложному, но более упорядоченному». Свою точку зрения на правомерность второго варианта Ю.Л. Климонтович обосновал следующим образом: «При значениях числа Рейнольдса больше критического, т.е. при условии, когда турбулентное движение устойчивое, а ламинарное движение неустойчиво, производство энтропии при том же закритическом числе Рейнольдса, при турбулентном устойчивом течении меньше, чем производство энтропии воображаемого неустойчивого ламинарного течения». Следовательно, «неравновесный фазовый переход от менее упорядоченного (ламинарного) течения к более упорядоченному (турбулентному) есть процесс самоорганизации». Физическая сущность этого процесса – это переход от молекулярного переноса импульса к молярному, который имеет много большие пространственные размеры, сравнимые с глубиной потока. При прохождении точки бифуркации (перегиба) при $Re = Re_{кр}$ реальный процесс идет по принципу минимума производства энтропии. Ю.Л. Климонтович в общем виде сформулировал принцип минимума производства энтропии в процессах самоорганизации. Для несжимаемой жидкости этот принцип соответствует принципу минимума диссипации энергии. Принцип минимума означает, что производство энтропии (диссипации) в новом состоянии (за точкой бифуркации) меньше производства энтропии (диссипации) в старом состоянии, которое мысленно продолжено в неустойчивую область.

При обосновании своей точки зрения Ю.Л. Климонтович опирался на закон гидравлического сопротивления в частной форме $Re = f(Re_*)$. В настоящей работе, где рассматриваются достаточно общие закономерности гидравлического сопротивления, логично учесть и развить новый физический

подход Ю.Л. Климонтовича для гидравлики открытых потоков.

Результаты и обсуждение. Физической и математической основой описания движения вязкой, весомой, несжимаемой жидкости являются дифференциальные уравнения Навье – Стокса, в которых фигурируют физические константы ν , g , ρ_0 , (кинематический коэффициент молекулярной вязкости, ускорение силы тяжести, плотность жидкости). Примем стандартные значения: $\nu = 0,01 \text{ см}^2/\text{с}$, $g = 980,665 \text{ см}/\text{с}^2$, $\rho_0 = 1 \text{ г}/\text{см}^3$. В классе единиц длина (L), время (T), масса (M) эти константы имеют независимые размерности L^2/T , L/T^2 , M/L^3 . Следовательно, на основе этих констант можно определить новую систему единиц, которую по существующей терминологии (Д. Клайн) можно назвать естественной для уравнений Навье–Стокса или просто навье – стоксовской системой единиц (НСЕ). В частности, ограничиваясь только кинематическими характеристиками и обозначениями ν и g , имеем для навье – стоксовских, вязко-гравитационных масштабов (единиц) длины, времени, скорости, диссипации и расхода $l_{\nu g} = (\nu^2/g)^{1/3} = 4,67 \cdot 10^{-3} \text{ см}$.

$$t_{\nu g} = (\nu/g^2)^{1/3} = 2,18 \cdot 10^{-3} \text{ с}, u_{\nu g} = (\nu g)^{1/3} = 2,14 \text{ см}/\text{с},$$

$$\varepsilon_{\nu g} = g \cdot u_{\nu g} = 2098,6 \text{ см}^2/\text{с}^3, Q_{\nu g} = u_{\nu g} \cdot l_{\nu g}^2 = 4,67 \cdot 10^{-5} \text{ см}^3/\text{с}.$$

В НСЕ величины $\tilde{\nu} = \tilde{g} = \tilde{\rho}_0 = 1$. Соответственно, величины ν , g , ρ_0 из всех формул исчезают, например, $Re = UH / \nu = \tilde{U}\tilde{H}$, $Fr = U^2 / gH = \tilde{U}^2 / \tilde{H}$. Безразмерные нормированные величины $\tilde{H} = H / l_{\nu g}$, $\tilde{U} = U / u_{\nu g}$ по общему правилу имеют обозначения с «тильдой». При использовании НСЕ нужно вместо размерного коэффициента Шези C ввести его безразмерный аналог $C_U = C / \sqrt{g} = U / u_*$ и дополнить его стандартным коэффициентом сопротивления $\lambda_U = (u_* / U)^2 = C_U^{-2} = \lambda_R / 2 = \lambda_D / 8$. В своё время введенные величины (с другими обозначениями) широко использовались М.А. Великановым.

В дальнейшем рассматриваются широкие равномерные открытые потоки со средней глубиной \tilde{H} и уклоном дна i , динамической скоростью $\tilde{u}_* = (\tilde{H}i)^{0,5}$, динамическим числом $Re_* = \tilde{u}_*\tilde{H}$, средней по глубине диссипацией энергии $\tilde{\varepsilon} = giUl_{\nu g} = i\tilde{u}_*$.

Начнем с равномерных ламинарных открытых потоков с гладким дном. Согласно известной формуле Пуазейля

в НСЕ $\lambda_U = 9 / Re_*^2 = 9 / \tilde{H}^3 i = 3 / Re(1)$, $\tilde{U} = \tilde{H}^2 i / 3$, $Re = Re_*^2 / 3$, $Fr = \tilde{H}^3 i^2 / 9$, $\tilde{\varepsilon} = i\tilde{U} = \tilde{u}_*^4 / 3$. Эти формулы справедливы для спокойных ламинарных потоков при $Fr < 1$ и при числах Рейнольдса меньше критических значений, которые по данным А.П. Зегжды [2] равны, соответственно, $Re_{кр} = 794,14$, $Re_*^{кр} = 48,81$.

Известно, что при соблюдении тщательных мер предосторожности ламинарное течение в трубах можно «затянуть» до чисел Рейнольдса 10^4 – 10^5 , которые намного превышают «обычное» критическое число $Re_{кр} \approx 10^3$. Однако малейшее, неконтролируемое внешнее возмущение мгновенно, «скачком», переводит это затянувшееся, предельно неустойчивое ламинарное течение в турбулентное. Поэтому терминологически точнее назвать за критическое ламинарное течение не воображаемым, а виртуальным, возможным при соблюдении мер предосторожности.

По лабораторным данным А.П. Зегжды ламинарный режим течения в открытых потоках заканчивается при указанных значениях $Re_{кр}$, $Re_*^{кр}$. При увеличении чисел Рейнольдса $Re > Re_{кр}$, $Re_* > Re_*^{кр}$ начинается переходный режим течения от полностью ламинарного до полностью турбулентного. Для этого переходного режима А.П. Зегжда не дал аналитической зависимости, а Ю.Л. Климонтович [1] предположил, что отношение энтропий переходного турбулентного и ламинарного режимов $\sigma^T / \sigma^L = 1 - a((Re - Re_{кр}) / Re_{кр})$ (2), энтропия $\sigma = \rho_0 \varepsilon / T^0$, где T^0 – абсолютная температура.

Полагая, что $\rho_0, T^0 = \text{const}$, $a = 1$, из соотношения (2) автор нашел зависимости гидравлических сопротивлений первого переходного режима $\lambda_U^T = 9[1 + (Re_* / Re_*^{кр})^2]^2 / 4 Re_*^2$ (3). При $Re_* = Re_*^{кр}$, $\lambda_U^T = \lambda_U^L = 3,78 \cdot 10^{-3}$. С ростом числа $Re_* > Re_*^{кр}$ величина λ_U^T резко возрастает ($\sim Re_*^2$). Поэтому совместно быстро убывающая зависимость $\lambda_U^L(Re_*)$ и возрастающая $\lambda_U^T(Re_*)$ образуют «яму» с крутыми бортами.

Аналитические зависимости гидравлического сопротивления, описывающие совместно ламинарное, переходное и гладкостенное течения, предлагались ранее А.Н. Патрашевым и Доу Го-женем в форме рядов по отношениям $Re / Re_{кр}$ и $Re_* / Re_*^{кр}$. Зависимость (3) согласуется с этими предложениями, давая явную аналитику переходного режима. Совместно все три зависимости дают возрастание величины λ_U с ростом Re_*

для переходного режима. Суммарно опытные данные ряда авторов в определенной мере подтверждают этот теоретический результат (как и исходное предположение Ю.Л. Климонтовича). Зависимость (3) позволяет объединить зависимости ламинарного и переходного течения с аналитическими зависимостями А.П. Зегжды для турбулентных течений. Эти зависимости в форме $\lambda_U = f(Re, H / \Delta)$ были модифицированы автором в единообразной форме $\lambda_U = f(Re_*, H / \Delta)$.

Вслед за Ю.Л. Климонтовичем будем сравнивать гидравлические сопротивления виртуального ламинарного и реального турбулентного равномерного течения при одинаковых значениях глубины H , уклона i , динамической скорости u_* и динамического числа Рейнольдса Re_* . Для любого вида течения средняя по глубине диссипация энергии открытого потока определяется по формуле НСЕ $\tilde{\varepsilon} = i\tilde{U} = i\tilde{u}_* / \lambda_U^{0.5} = Re_* i / \tilde{H} \lambda_U^{0.5}$. При указанных одинаковых значениях отношение величины ε^T для турбулентного (первого переходного) течения со значением и величины $\tilde{\varepsilon}^T$ со значением λ_U^T виртуального ламинарного равно отношению соответствующих значений гидравлического сопротивления (ГС) $\tilde{\varepsilon}^T / \tilde{\varepsilon}^L = (\lambda_U^T / \lambda_U^L)^{0.5} = 2 / (1 + (Re_* / Re_*^{кр})^2) \leq 1$ при $Re_* > Re_*^{кр}$. Полученная формула работает и при $Re_* < Re_*^{кр}$. В этом случае $\tilde{\varepsilon}^T / \tilde{\varepsilon}^L > 1$, т.е. диссипация реального ламинарного течения при докритических числах Рейнольдса оказывается меньше, чем диссипация продолженного в эту докритическую область виртуального (по терминологии Ю.Л. Климонтовича – воображаемого) турбулентного течения. Это продолжение не только виртуальное, но и реальное. По опытным данным, в трубах наблюдается переход турбулентного течения в ламинарное при числах Рейнольдса меньших критического значения.

На рисунке представлен пересчитанный график А.П. Зегжды для величины λ_U .

Из точки ламинарно-турбулентной бифуркации $Re_* = Re_*^{кр}$ проведена вниз и вправо штриховая линия сопротивления виртуального ламинарного течения в за критическую область турбулентного течения ($Re_* > Re_*^{кр}$). Из этой же точки вниз и влево проведена штриховая линия сопротивления виртуального турбулентного течения, которая продолжает большую сплошную линию сопротивления турбулентного течения ($Re_* < Re_*^{кр}$). В точке бифуркации имеется наглядная геометрическая картина:

при продолжении ламинарного течения в закритическую область линия его виртуального гидравлического сопротивления «подныривает» под линию реального сопротивления турбулентного течения. Наоборот, при продолжении турбулентного течения в докритическую область, линия его виртуального гидравлического сопротивления «подныривает» под линию реального сопротивления ламинарного течения. И в том, и в другом случае это «подныривание» оз-

начает, что как при увеличении числа Рейнольдса больше критического значения, так и при его уменьшении, диссипация реального течения оказывается меньше диссипации виртуального (соответственно, упорядоченность первого течения оказывается больше упорядоченности второго). Таким образом, принцип минимума диссипации оказывается не односторонним, как полагал Ю.Л. Климонтович, а двухсторонним, «обоядным».

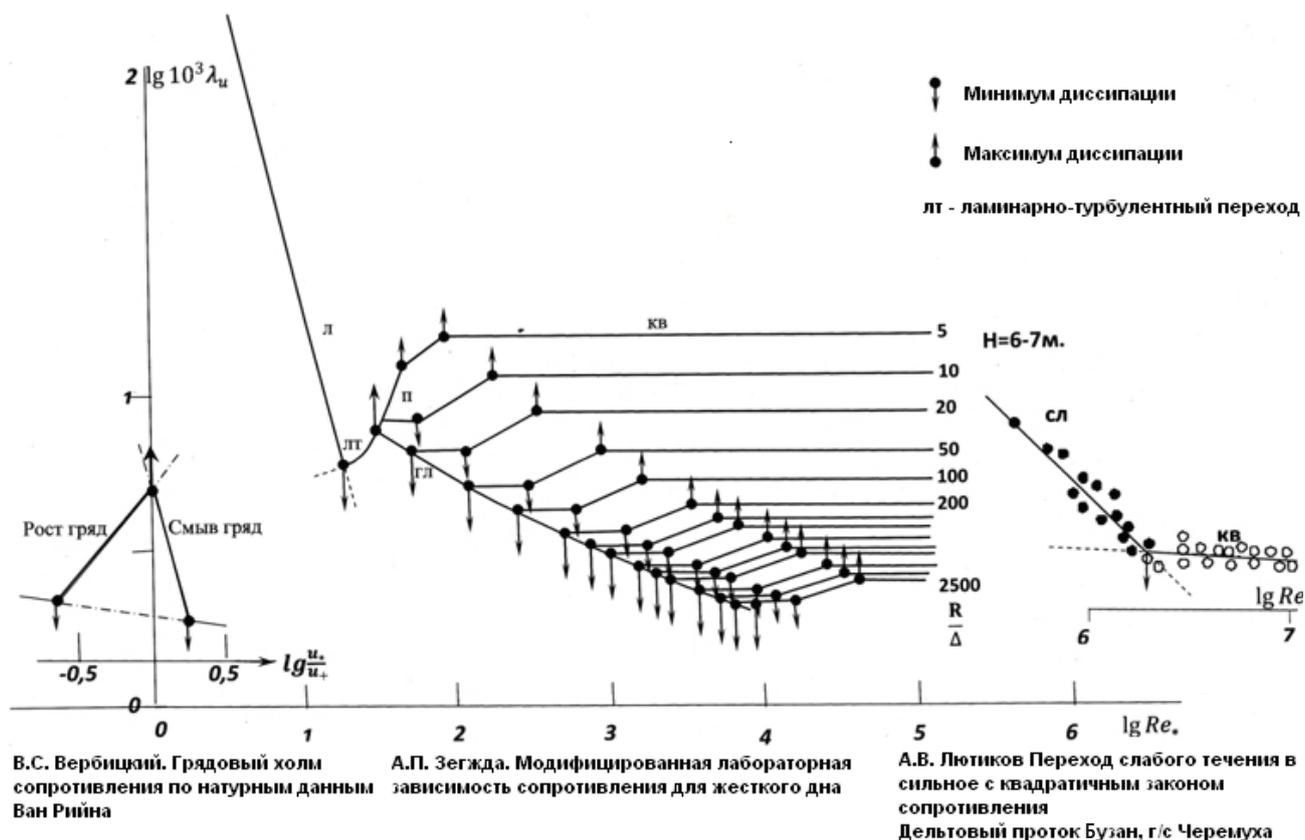


Рис. Различные зависимости коэффициента гидравлического сопротивления и принцип минимакса диссипации в открытых потоках

Пусть имеется лабораторный лоток с переменным уклоном, в котором устанавливается равномерное течение, отвечающее точке бифуркации. В этой точке могут существовать два различных режима течения (ламинарный и турбулентный), с разными законами ГС при одинаковых значениях H, i, u_*, Re_* имеют равные значения $\lambda_{\chi}, U, Re, Fr, \varepsilon$. Небольшое увеличение уклона при постоянной глубине приводит к четкому выделению турбулентного течения. Наоборот, небольшое уменьшение уклона приводит к выделению ламинарного течения. И в том, и в другом случае выделение происходит по принципу минимума диссипации. Но если в первом случае, вслед

за Ю.Л. Климонтовичем, можно считать, что это выделение – есть процесс самоорганизации, то во втором случае такое выделение можно назвать процессом самодезорганизации, в котором происходит переход молярного переноса импульса к молекулярному (намного меньшему по пространственному масштабу).

По опытным данным известно, что при увеличении числа Рейнольдса в ламинарном потоке сначала появляются пульсации продольной скорости, а затем пульсации вертикальной (и поперечной) скорости. Пока эти пульсации не коррелированы, соблюдается закон ламинарного сопротивления. Но как только эти пульсации «зацепля-

ются» друг за друга, становятся коррелированными (вначале в придонной области), закон становится турбулентным. По данным Доу Го-жэня, для полностью устойчивого ламинарного течения максимальное динамическое число $Re_* = 18,99$. Логично считать, что при данном числе Re_* появляются первые пульсации скорости. До значения $Re_*^{кр} = 48,81$ эти пульсации не влияют на «ламинарность» сопротивления. Можно сказать, что в диапазоне $Re_* = 18,99 \div 48,81$ в открытых потоках идут «внутренние» видоизменения ламинарного течения. Эти видоизменения растут и накапливаются до критического момента, когда по известному закону перехода количества в качество, меняется «внешний» закон сопротивления. В конце первого переходного режима пульсации скорости увеличиваются, а их корреляции охватывают всю глубину (и ширину) потока.

Обратный переход от турбулентного течения к ламинарному означает «затухание» пульсаций скорости и их «расщепление». Совершенно аналогичное (в частности, геометрическое) рассмотрение изменения величины λ_U в других случаях показывает, что для чисто турбулентных потоков обоюдный принцип минимума диссипации имеет место при переходе гладкостенного течения в квадратичное, слабого течения в сильное, спокойного течения в бурное. Во всех этих переходах графически одноаргументные зависимости величины λ_U от Re_* , i похожи на «ямь», с дном в точке перехода. Во всех этих ямах соблюдается принцип минимума диссипации. На рисунке такие турбулентные «ямь» отчетливо видны при отходе кривых сопротивления для различных значений R/d от нижней кривой гладкостенного сопротивления.

На рисунке нанесена также реальная кривая сопротивления $\lambda_U = f(Re)$ слабого и сильного турбулентных течений, полученная А.В. Лютиковым [3] в натуральных условиях. К этим реальным кривым в точке их пересечения добавлены виртуальные кривые (штриховые линии), которые находятся под реальными кривыми и наглядно демонстрируют принцип минимума диссипации в точке бифуркации.

Как следует из данных рисунка, зависимость $\lambda_U = f(Re_*, R/d)$ имеет не только «ямь», но и «бугры». Например, при переходе от первого переходного течения к гладкостенному и от второго переходного течения

к квадратичному. Простой геометрический способ определения характера экстремума диссипации в точке «перелома» графической зависимости вершины λ_U заключается в следующем. Пусть при значениях аргумента $x \leq x_1$ имеет место первый закон изменения $\lambda_U^{(1)}(x)$, а при $x \geq x_1$ второй – $\lambda_U^{(2)}(x)$, $\lambda_U^{(1)}(x_1) = \lambda_U^{(2)}(x_1)$, x_1 – точка перелома. «Продлим» зависимость $\lambda_U^{(1)}(x)$ в «чужую» область $x > x_1$ и проведем соответствующую пунктирную линию. Аналогично продолжим зависимость $\lambda_U^{(2)}(x)$ в «чужую» область $x < x_1$ и проведем соответствующую линию. В физическом плане эти геометрические продолжения соответствуют «виртуальным» неустойчивым течениям 1 и 2 в «чужих» областях. Сравнение реальных и «виртуальных» линий (сплошные и пунктирные линии на графике) происходит при одинаковом значении аргумента в каждой из областей $x \leq x_1$, $x \geq x_1$.

В первом случае виртуальные линии коэффициента сопротивления «подныривают» под реальные, во втором – наоборот, виртуальные линии поднимаются над реальными. Этот подъем соответствует взаимному переходу течений по обоюдному принципу максимума диссипации на «буграх» одноаргументных зависимостей λ_U . Образно говоря, в таких переходах различные течения идут «напролом», «навстречу» друг к другу. Физическая причина этого пока не понятна. Но во всех случаях ясно, что первоначальный принцип однонаправленного минимума диссипации Ю.Л. Климонтовича в ламинарно-турбулентных переходах для открытых потоков жидкости должен быть заменен обобщенным обоюдным принципом экстремумов диссипации в точках «перелома» различных одноаргументных зависимостей величины λ_U .

При одинаковых значениях аргумента диссипация обратно пропорциональна коэффициенту гидравлического сопротивления. Поэтому там, где этот коэффициент больше, диссипация меньше и наоборот. При одинаковых значениях аргумента реальный коэффициент сопротивления, когда он больше виртуального, уменьшает скорость и диссипацию по сравнению с виртуальными значениями, когда меньше, наоборот, увеличивает. Отметим, что все эти сравнения имеют место только в небольшой окрестности точки перелома, т.к. «далеко» от этой точки виртуальные течения не распространяются. На рисунке на соответству-

ющие графики коэффициентов сопротивления А.П. Зегжды и А.В. Лютикова в точках их перелома нанесены «стрелки» минимума и максимума диссипации. Многочисленное «собрание» этих стрелок показывает, что в гидравлике открытых потоков имеет место «широкий» принцип минимакса диссипации. Как показано на рисунке, и при $Re_* < Re_*^{кр}$, и при $Re_* > Re_*^{кр}$, реальные линии выше виртуальных, что соответствует принципу минимума диссипации. На этом же рисунке показано, что для значения $Re_* = Re_{*1} = 82,97$, в точке соединения первого переходного течения с гладкостенным течением, ситуация обратная: реальные линии коэффициента сопротивления ниже виртуальных.

В предыдущем изложении рассматривались течения с жестким дном. Для течений с размываемым дном и грядами в работе [4] на основе натурных данных Л. Ван Рийна была получена зависимость $\lambda_{г} = f(u_* / u_{*0})$, которая имеет геометрическую форму «холма» (или «бугра»). Высшая точка этого холма соответствует максимальной высоте гряд, и в этой точке имеет место максимум диссипации, что подтверждается и геометрическим построением.

Подводя некоторые итоги рассмотрения нового подхода в гидравлике открытых потоков, можно согласиться с точкой зрения Ю.Л. Климонтовича, что переход ламинарного течения в турбулентное – есть фазовый переход. С другой стороны, общеизвестны такие примеры фазовых переходов, как замерзание воды и таяние льда, кипение воды и конденсация водяного пара. Но эти фазовые переходы являются двухсторонними процессами, которые могут проходить в противоположных направлениях при повышении или понижении температуры около соответствующих критических значений. Совершенно аналогично и естественно в физическом плане можно считать, что и переход ламинарного течения в турбулентное неразрывно связан с обратным переходом турбулентного течения в ламинарное при увеличении или уменьшении числа Рейнольдса около критического значения. Отсюда следует, что рассмотренный Ю.Л. Климонтовичем односторонний фазовый переход в действительности является двухсторонним.

В гидравлике открытых потоков существуют и другие двухсторонние переходы, в которых соблюдаются принцип минимума диссипации, а также обнаружены двухсто-

ронные переходы, где соблюдается принцип максимума диссипации. Объединяя все вышесказанное, можно сказать, что в точках перелома одноаргументных зависимостей коэффициента гидравлического сопротивления открытых потоков действует общий принцип двустороннего минимакса диссипации. Этот новый принцип характеризует широкий круг соответствующих фазовых переходов и является дальнейшим развитием принципа минимума диссипации Ю.Л. Климонтовича, который был предложен для единичного одностороннего ламинарно-турбулентного перехода.

Выводы

В физическом плане гидравлический принцип минимакса диссипации означает, что в потоках с разными законами сопротивления действуют различные «механизмы» турбулентности. Детальное описание этих механизмов является задачей «точной» теории турбулентности, которая в настоящее время еще далека от завершения.

Предлагаемый локальный принцип минимакса диссипации отличен от известного общего принципа минимума диссипации, в котором сравниваются потоки, несвязанные между собой гидравлическими сопротивлениями. В совокупности эти изменения дают физическую подоснову фундаментальных представлений о течении открытых потоков.

В течение ста лет после открытия турбулентности О. Рейнольдсом ни у него самого, ни у многочисленных исследователей турбулентности и практиков ее использования, не возникало и малейшей тени сомнения в том, что турбулентный поток со случайными пульсациями скоростей и с «изломанными» траекториями жидких частиц намного сложнее детерминированного, плоскопараллельного ламинарного течения. Парадокс состоит в том, что в противовес существующим представлениям, в монографии Ю.Л. Климонтовича и в настоящей статье автора в аналитической и графической формах доказано, что сложный турбулентный поток вблизи от точки перехода является более упорядоченным, чем простой ламинарный поток.

Этот парадокс имеет общеизвестную аналогию. И в древности, и, как ни странно, в настоящее время многие убеждены в том, что Солнце вращается вокруг Земли. По их мнению, об этом со всей очевидностью свидетельствуют ежедневные восходы и заходы

Солнца. Научный факт, открытый Н. Коперником, опровергает это мнение и доказывает, что наоборот, это Земля вращается вокруг Солнца. Такое «наоборот» имеет место и в рассмотренном ламинарно – турбулентном переходе.

Неожиданная и вероятно также парадоксальная новизна работы заключается в том, что в общеизвестной, привычной гидравлике открытых потоков широко, с размахом, «сплошь и рядом» работает неизвестный локальный принцип минимакса и энтропии. Этот принцип как бы накладывается на известную гидравлику.

Судя по известной автору гидродинамической и гидравлической литературе ничего похожего в ней на указанный принцип не имеется. Поэтому вполне возможно, что Ю.Л. Климонтович и автор статьи в будущем могут оказаться первооткрывателями этого принципа. Но это может произойти только тогда, когда широкая гидравлическая общественность привыкнет к представленным парадоксам и новизне и введет их в обычный научный обиход.

V.S. VERBITSKY

Federal state budgetary scientific institution «All-Russian research institute of hydraulics and melioration named after A.N. Kosryakov», Moscow, Russian Federation

LOCAL PRINCIPLE OF MINIMAX DISSIPATION AND ENTROPY IN OPEN FLOW HYDRAULICS

The article deals with the further development in hydraulics of the one-sided principle of minimum entropy and dissipation which was proposed earlier by the theoretical physicist Yu.L. Klimontovich to describe the transition of laminar flow to turbulent flow. On the basis of a large experimental material of open flow hydraulics it is analytically and geometrically shown that in the mutual transition of two neighboring flow regimes with different resistance laws, in some cases the mutual principle of minimum dissipation and entropy is fulfilled, in others – the maximum principle. Totally this principle is called a local minimax principle. In particular, the minimum principle is for weak turbulent flows in the mouths and floodplains of rivers. The maximum principle takes place for river beds with a washable bottom at a maximum height of bottom forms. For a minimum of dissipation the section of the graph of the dependence of the coefficient of hydraulic friction on the usual or on the dynamic Reynolds number or on the dynamic velocity is a local pit, and for a maximum of dissipation – a local hill. Geometrically, these principles are realized by extrapolating each law in the action area of the related law and by comparing the extrapolated law with the real one. In the first case extrapolated laws “dive” under real, and in the second – on the contrary, extrapolated laws “rise” above the real ones. A graph of various variants of the dependence of the coefficient of hydraulic resistance on these arguments is presented which shows that the local principle of minimax dissipation and entropy is widely distributed in the hydraulics of open, in particular, natural flows. The local principle of minimax dissipation is different from the one proposed repeatedly in hydraulics, for example, by V.A. Velikanov, Yu.A. Ibad-zade, Leopold and Wolman, the a priori global principle of minimum energy dissipation in open flows. The unexpected and paradoxical novelty of the work is that in the well-known, usual hydraulics of open flows, an unknown local principle of minimax entropy works and visually overlays the obtained results. Physically, the hydraulic principle of minimax dissipation

Библиографический список

- 1 **Климонтович Ю.Л.** Турбулентное движение и структура хаоса.– М.: Наука, 1990. – 320 с.
- 2 **Зегжда А.П.** Гидравлические потери на трение в каналах и трубопроводах. – Л.:М.: Госстройиздат, 1957. – 278 с.
- 3 **Лютиков А.В.** Пропускная способность и устойчивость русел крупных каналов при малых уклонах. Автореферат канд. дисс. ВНИИГиМ. 1987.
- 4 **Вербицкий В.С., Ходзинская А.Г.** Учет форм движения наносов при определении гидравлических сопротивлений русловых потоков. // Гидротехническое строительство. – 2005.– № 8. – С. 46-50.

Материал поступил в редакцию 15.08.2017 г.

Сведения об авторе

Вербицкий Владимир Саулович, старший научный сотрудник ФГНБУ ВНИИГиМ им. А.Н. Костякова; 127550, г. Москва, ул. Большая Академическая, д. 44. кор. 2; тел.:+ 8(499)9770816, e-mail: asher5@mail.ru

shows that in flows with different resistance laws various «mechanisms» of turbulence take place. The content of the article makes it possible to expand the knowledge and understanding of some hydraulics fundamentals by specialists.

Dissipation, entropy, minimum, maximum, transition, resistance.

References

1. **Klimontovich Yu.L.** Turbulentnoe dvizhenie i struktura haosa. – M.: Nauka, 1990. – 320 s.

2. **Zegzhda A.P.** Gidravlicheskie poteri na trenie v kanalah i truboprovodah. – L.M.: Gosstrojizdat. 1957, 278 s.

3. **Lyutikov A.V.** Propusknaya sposobnost i ustojchivost rusel krupnyh kanalov pri malyh uklonah. Avtoreferat cand. Diss. VNIIGiM. 1987.

4. **Verbitskiy V.S., Hodzinskaya A.G.** Uchet form dvizheniya nanosov pri opredele-

nii gidravlicheskih soprotivlenij ruslovyh potokov. // Gidrotehnicheskoe stroiteljstvo. – 2005. – № 8. – S. 46-50.

The material was received at the editorial office
15.08.2017

Information about the author

Vladimir Saulovich Verbitskiy, senior researcher FSRBI VNIIGiM named after A.N. Kostyakov; Moscow, ul. Boljshaya Akademicheskaya, d. 44, cor. 2, tel.: 8(499)9770816, e-mail: asher5@mail.ru

УДК 502/504:532.5:626.4

Ю.Г. БУРКОВА, В.А. ФАРТУКОВ

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Российский государственный аграрный университет – МСХА имени К.А. Тимирязева», г. Москва, Российская Федерация

Л.Б. БЕКИШЕВА

Акционерное общество «Концерн «Моринсис – Агат», г. Москва, Российская Федерация

ИМИТАЦИЯ ОТКАЗОВ ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ НАПОРНОЙ ГИДРАВЛИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Представлены результаты имитационного моделирования работы напорной гидравлической системы, представляющей собой разветвленную (кольцевую) схему водоподачи. В основе имитационной модели лежит анализ многомерной случайной величины, базирующийся на методах теории временных рядов. Полученные результаты имитационного моделирования показали хорошее согласование с натурными экспериментами напорной гидравлической системы (НГС). При проектировании и реконструкции НГС необходимо учитывать фактор риска. Учет этого фактора может существенно снизить стоимость всей системы в целом. Имитационное моделирование НГС позволяет получить интервальные оценки надежности с учетом влияния отключения участков, снижения напоров в системе в расчетный час и часы максимального водопотребления, числа отказов за период эксплуатации. Полученные результаты могут служить основой оптимизации как вновь создаваемой, так и реконструируемой НГС с целью обеспечения заданной надежности подачи воды.

Напорная гидравлическая система, имитационное моделирование, факторный анализ, надежность водоподачи, оптимизация работы напорной гидравлической системы.

Введение. Процесс функционирования напорной гидравлической системы (НГС) можно представить в виде смены различных состояний, характеризующихся величиной водопотребления и техническим состоянием входящих в нее элементов. При этом имеющая место стохастичность ха-

рактеризуется не регулируемым случайным процессом отбора воды потребителями, процессами износа и старения, аварийностью, отказами работы оборудования.

При моделировании гидравлических режимов водопроводных сетей в условиях аварийных отключений отдельных участков