

ДВИЖЕНИЕ ВОЗДУХА НАД СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ НЕАЭРИРОВАННОГО ПОТОКА В ВОДОВОДЕ ЗАМКНУТОГО СЕЧЕНИЯ

Худайбердиев Низомиддин Тожиахмад угли,

Дадамирзаев Отабек Исроил угли

Наманганский инженерно-строительный институт

Каюмов Дилшод Абдугофур угли,

Дадамирзаев Отабек Исроил угли

Наманганский инженерно-строительный институт

Аннотация:

Безнапорное движение может перейти в напорное при недостаточной вентиляции надводного пространства, и недостаточном расстоянии от свободной поверхности воды до потолка. Для обеспечения в водоводе замкнутого сечения безнапорного режима течения необходимо, чтобы воздух в водовод поступал в пространство над водой в достаточном количестве.

Ключевые слова: Водовод, замкнутое сечение, движение воздуха, вентиляция, режим течения, свободная поверхность, вакуум, безнапорное движение.

Постановка вопроса. Как при отсутствии воздуховода в начале безнапорного водовода, так и при его наличии требуется определить расчетом вакуум в начале водовода и гидравлический уклон воздушного потока и установить, нужен ли воздуховод и какова должна быть его пропускная способность.

Известные решения задачи движения воздуха в воздуховоде замкнутого сечения при безнапорном течении были получены из уравнений движения Рейнольдса, которые описывают осредненное турбулентное движение жидкости с учетом касательных напряжений, обусловленных вязкостью и турбулентностью [1,3,8].

Для плоскопараллельного течения уравнения движения жидкости в форме Навье - Стокса в проекции на оси могут быть представлены в следующем виде:

$$\rho \frac{du_x}{dt} = \rho g_x - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \mu \left[\frac{\partial^2 \bar{u}_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}_x}{\partial y^2} \right] - \rho \left[\frac{\partial \bar{u}_x'^2}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}_x' \bar{u}_y'}{\partial y} \right] \quad (1)$$

$$\rho \frac{du_y}{dt} = \rho g_y - \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \mu \left[\frac{\partial^2 \bar{u}_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}_y}{\partial y^2} \right] - \rho \left[\frac{\partial \bar{u}_y'^2}{\partial y} + \frac{\partial \bar{u}_x' \bar{u}_y'}{\partial x} \right]$$

где третий член и правой части каждого уравнения выражает вязкостные напряжения, последний член - нормальные и касательные турбулентные напряжения.

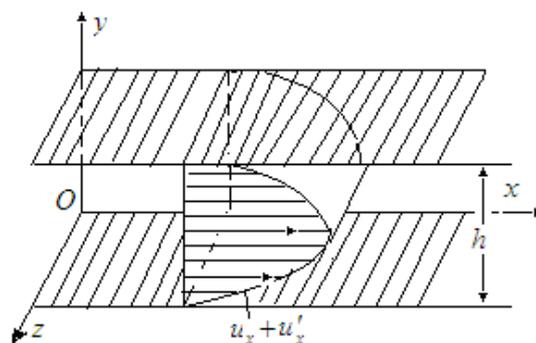


Рис.1. Поток жидкости между параллельными плоскостями.

Рассмотрим плоскопараллельный поток воздуха между горизонтальными - плоскостями, ортогональными оси y ($\rho g_x = 0, g_y = g$), отстоящими друг от друга на расстоянии h (рис.1). Течение в направлении оси Ox ($u_y = 0$)- установившееся ($\frac{du}{dt} = 0$, равномерное (производные по x равны нулю, за исключением $\frac{dp}{dx} = const$. Уравнения движения приводятся к виду [30, с. 239]

$$0 = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \mu \frac{\partial^2 \bar{u}_x}{\partial y^2} - \rho \frac{\partial \bar{u}'_x \bar{u}'_y}{\partial y} \quad (2)$$

$$0 = \rho g - \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} - \rho \frac{\partial \bar{u}'_y{}^2}{\partial y} \quad (3)$$

Интегрируя уравнение (3) по y , получаем:

$$\bar{p} + \rho \bar{u}'_y{}^2 = const$$

Следовательно, распределение давления в плоскостях, перпендикулярных направлению течения, отличается от гидростатического $p = p_0 + \rho g y$ на величину . Величина эта, как правило, невелика обычно не оказывает заметного влияния на распределение скоростей плоскости, параллельной Oxy .

Уравнение (2) может быть записано в следующем виде при

$$u'_x u'_y = -\varepsilon \frac{du_x}{dy} \text{ и}$$

[6, с. 311]):

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} dy = d\mu \frac{d\bar{u}_x}{dy} + d\left(\rho \varepsilon \frac{d\bar{u}_x}{dy}\right) \quad (4)$$

μ - динамическая вязкость; ε - виртуальная кинематическая вязкость $\frac{\partial p}{\partial x}$ от y не зависит.

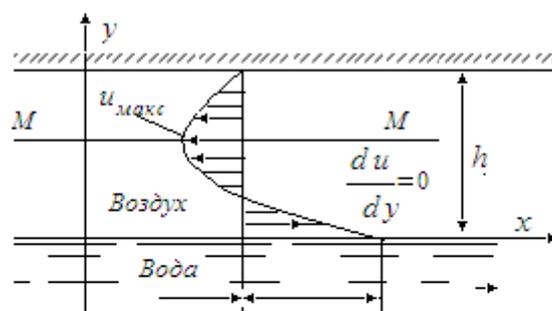


Рис.2. Деление воздушного потока в замкнутом водоводе на области влияния трения на твердой границе и на свободной поверхности воды; $M-M$ — плоскость максимальных скоростей.

После замены $\mu = \nu\rho$ получаем [6,8]:

$$\frac{dp}{dx} dy = \rho d(y + \varepsilon) \frac{d\bar{u}_x}{dy} \quad (5)$$

Для плоскопараллельного турбулентного потока воздуха над свободной поверхностью потока воды в водоводе замкнутого сечения с учетом изменения по сечению воздушного потока коэффициента турбулентной вязкости ε решение уравнения (5) дано в работах [2,4]. Поток воздуха с помощью приема, предложенного академиком Н. П. Павловским [5], делится на две части плоскостью $M-M$, проходящей на уровне максимальных скоростей течения воздуха, направленных в сторону, противоположную течения воды (рис.2). Касательные напряжения в этой плоскости отсутствуют

$$\frac{du}{dy} = 0.$$

Это позволяют рассчитывать поток воздуха между потолком и плоскостью максимальных скоростей лишь в зависимости от касательных напряжений, действующих по потолку, а нижняя часть – от напряжений, действующих на свободной поверхности воды. Скорости потока в верхней и нижней части в плоскости $M-M$ одинаковы, что позволяет совместить решения.

Виртуальная кинематическая вязкость, входящая в уравнения (5), принята на участке у стенок $0,07h$ (h - высота пространства над свободной поверхностью воды до точки, где $\frac{du}{dy} = 0$), на остальной части сечения - постоянная. Такая схема приближает изменение ε к установленному экспериментально (рис. 3, кривая 1.).

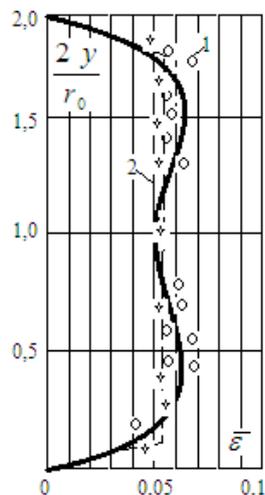


Рис.3. Изменение виртуальной вязкости с расстоянием от стенки для турбулентного течения в круглой трубе. 1- по [25] при $\lambda=0,4$; 2 — по [57].

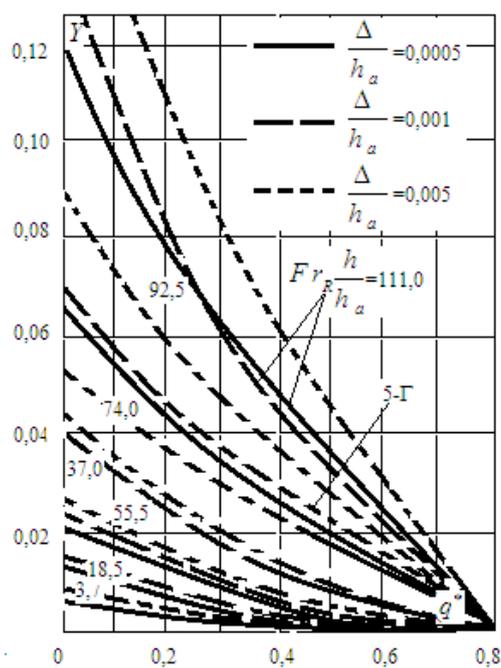


Рис.4. График зависимости $Y=f(q^*)$

Интегрированием (5) с учетом граничных условий получены уравнения эпюры скоростей воздушных потоков выше и ниже плоскости $M - M$, которые используются для решения поставленной задачи.

В итоге искомое решение получено в виде двух уравнений [2], одно из которых выражает равенство скоростей на границе $M - M$, обеспечивающее непрерывность эпюры скоростей, а другое - среднюю скорость по всему сечению. Эта система уравнений, содержащая два неизвестных - гидравлический уклон воздушного потока и расход воздуха, приводится к функциональной зависимости:

$$Y = f(q^*) \quad (6)$$

которая выражает способность потока воды транспортировать воздух. Здесь $Y = \frac{i_a g h_a}{u_0^2}$.

, $q^* = \frac{q}{h u_0}$ - приведенный удельный расход воздуха, зависящий от пьезометрического уклона i_a - воздушного потока, относительной шероховатости русла, заполненного водой, и бурности потока, характеризующейся числом Фруда;
 u_0 - поверхностная скорость воды, равная 0,83 средней скорости; h_a - высота воздушного пространства над водой (для водосбросов непрямоугольного поперечного сечения в расчет вводят эквивалентную высоту, равную площади воздушного

пространства, деленной на ширину потока по урезу воды). Наложение на графики $Y = f(q^*)$ кривой, построенной по формуле:

$$q^* = \sqrt{\frac{Yl}{h_a}} X \quad (7)$$

Где X - выражающей пропускную способность воздуховода в зависимости от перепада давления и площади воздуховода, позволяет определить q^* и Y и по ним искомые неизвестные, т. е. полученное - решение позволяет рассчитать вентиляцию пространства над водой в водоводе замкнутого сечения - определить гидравлический уклон воздушного потока и установить, не произойдет ли захлебывание туннеля, требуется ли; устройство воздуховода в начале туннеля, а также определить его площадь.

Графики функции $Y = f(q^*)$ на рис.4. построены для определенных значений комплекса $Fr_R \frac{h}{h_a}$ и отношений $\frac{\Delta}{h_a}$.

Для определения расхода q^* который должен отвечать и транспортирующей способности потока воды, и пропускной способности воздуховода, имеющего площадь, выходного отверстия ω_a и коэффициент расхода μ , следует нанести на рис.4. отрезок кривой, построенный по (7). Точка пересечения отрезка кривой с кривой, отвечающей заданным $Fr_R \frac{h}{h_a}$ и $\frac{\Delta}{h_a}$ определяет искомое значение q^* и соответствующее ему значение Y

Кривые $Y = f(q^*)$ для промежуточных значений $Fr_R \frac{h}{h_a}$ и $\frac{\Delta}{h_a}$ наносятся с помощью интерполяции. При известном Y вакуум в начале водовода (в единицах водяного столба воды) и расход воздуха равны:

$$h_{\text{вак}} = 1,45 \alpha_q^2 Y l \frac{g^2}{g h_a} \frac{\rho_a}{\rho} \quad (8)$$

$$Q_a = 1,2 \alpha_q q^* \mathcal{B} h_a \quad (9)$$

Где α_q - коэффициент, учитывающий отличие условий течения воздуха над потоком воды в водоводе от условий плоскопараллельного движения; \mathcal{B} - средняя скорость потока воды.

При $2 \leq \frac{b}{h_a} \leq 7$, $\alpha_q = 0,16 \frac{b}{h_a} - 0,12$, здесь b - ширина водовода по свободной поверхности воды.

Выводы

1. Для определения расхода q^* который должен отвечать и транспортирующей способности потока воды, и пропускной способности воздуховода, имеющего площадь, выходного отверстия ω_a и коэффициент расхода μ , следует нанести на рис.4. отрезок кривой, построенный по (7). Точка пересечения отрезка кривой с кривой, отвечающей заданным $Fr_R \frac{h}{h_a}$ и $\frac{\Delta}{h_a}$ определяет искомое значение q^* и соответствующее ему значение Y

2. Кривые $Y = f(q^*)$ для промежуточных значений $Fr_R \frac{h}{h_a}$ и $\frac{\Delta}{h_a}$ наносятся с помощью интерполяции. При известном Y вакуум в начале водовода (в единицах водяного столба воды) и расход воздуха равны:

$$h_{\text{вак}} = 1,45\alpha_q^2 Y l \frac{\mathcal{G}^2 \rho_a}{g h_a \rho} \quad (10)$$

$$Q_a = 1,2\alpha_q q^* \mathcal{G} b h_a \quad (11)$$

Где α_q - коэффициент, учитывающий отличие условий течения воздуха над потоком воды в водоводе от условий плоско параллельного движения; \mathcal{G} - средняя скорость потока воды.

При $2 \leq \frac{b}{h_a} \leq 7$, $\alpha_q = 0,16 \frac{b}{h_a} - 0,12$, здесь b - ширина водовода по свободной поверхности воды.

Использованная литература

1. Васильченко Г. В. Расчет установившегося течения жидкости над шероховатостью. — Водное хозяйство и гидротехническое строительство, 1980, вып. 11.
2. Войнич-Сяноженцкий Т. Г. К оценке устойчивости поверхности раздела двух разноплотностных горизонтальных потоков при наличии свободной поверхности.— Тр. ЗаКНИГМИ. Геология горных рек и динамика разноплотностных потоков, 1971, вып. 42 -48).
3. Bollrich G. Zur Beiuftung von Grundabladvtrschlussen.- Wissenschaftliche Zeitschrift der Ntchnishen Universitet. Dresden: 12(1963),6,S.1709.
4. Историк Б. Л., Лятхер В. М. Распространение волны ирорыип в призматическом русле. - Изв. АН СССРч МЖГ, 1975, № 1.
5. Костин А. Г. Приближенный тепловой расчет подогреваемых водоемов; работающих в нестационарных условиях. — В кн.: Стратифицированные и турбулентные течения. Киев: Наукова думка, 1979.

6. Чўлпонов О., Каюмов Д., Усманов Т. Марказдан қочма икки томонлама “Д” турдаги насосларни абразив емирилиши ва уларни камайтириш усули //Science and Education. – 2022. – Т. 3. – №. 4. – С. 304-311.
7. Najmitdinovich M. N. et al. SUV ISTE’MOLI UCHUN IQTISODIY SAMARADOR QURILMA //Conferencea. – 2022. – С. 227-229.
8. Алиназаров А. Х., Каюмов Д., Дадамирзаев О. ОПТИМИЗАЦИИ РЕЖИМОВ ГЕЛИОТЕПЛОХИМИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ ЗОЛОЦЕМЕНТНЫХ КОМПОЗИЦИЙ //CENTRAL ASIAN JOURNAL OF THEORETICAL & APPLIED SCIENCES. – 2021. – Т. 2. – №. 5. – С. 133-138.
9. Алиназаров А. Х., Каюмов Д. А., Жалолдинов А. А. Исследование эксплуатационных свойств золоцементных материалов с модифицированно-пластифицирующими добавками полифункционального действия //Экономика и социум. – 2020. – №. 3. – С. 183-187.
10. Атамов А. А. ПОДАЧА ЖИДКОГО ГАЗА И МЕРЫ БЫТОВОЙ БЕЗОПАСНОСТИ //Экономика и социум. – 2021. – №. 2-1. – С. 499-501.
11. Алиназаров А. Х., Атамов А. А., Хайдаров Ш. Э. Мощность внутреннего источника тепла с учетом солнечной радиации в многокомпонентных цементных материалах на базе отходов тепловых электростанций. – 2021.