ISNN 3030-3907

2026/4
VOLUME 3

DEVELOPMENT OF SCIENCE

ILMIY JURNAL



Development of science

Ilmiy jurnal

2026/4 VOLUME 3

ISSN 3030 -3907

Ilmiy jurnal OAK rayosatining 2024 yil 27 sentabrdagi 361-son qaroriga asosan 02.00.00 kimyo fanlari hamda 2025 yil 12 fevral 367- son qaroriga asosan 05.00.00 texnika fanlari bo‘yicha falsafa doktori (PhD) va fan doktori (DSc) ilmiy darajasiga talabgorlarning dissertatsiya ishlari yuzasidan dissertatsiyalari asosiy ilmiy natijalarini chop etish tavsiya etilgan milliy ilmiy nashrlar ro‘yxatiga kiritilgan.

BOSH MUHARRIR:
Temirov Alisher Hoshim o‘g‘li – texnika fanlari falsafa doktori (PhD),Dotsent.
TAHRIRIYAT KENGASH RAISI:
Fozilov Sadriddin Fayzullayevich – texnika fanlari doktori, professor
TAHRIRIYAT KENGASH A’ZOLARI

TEXNIKA FANLARI/ TECHNICAL SCIENCES/ ТЕХНИЧЕСКИЕ НАУКИ

Bozorov G‘ayrat Rashidovich
Buxoro Davlat Texnika Universiteti, professor
Abdurahmonov Olim Rustamovich
Buxoro Davlat Texnika Universiteti, professor
Adizov Bobur Zamirovich
O‘zbekiston Respublikasi Fanlar akademiyasi Umumiy va noorganik kimyo instituti, professor
Hayitov Ruslan Rustamjonovich
Buxoro Davlat Texnika Universiteti, professor
Jumayev Qayum Karimovich
Buxoro Davlat Texnika Universiteti, professor.
Berdiyev Dorob Murodovich
Islom Karimov nomidagi Toshkent Davlat Texnika Universiteti, professor
Maxmudov Rafiq Amonovich
Buxoro Davlat Texnika Universiteti, professor.
Tilloyev Lochin Ismatilloyevich
Buxoro Davlat Texnika Universiteti, dotsent.
Raxmonov Qahramon Sanakulovich
Buxoro Davlat Texnika Universiteti, dotsent.
Barakayev Nusratullo Rajabovich
Islom Karimov nomidagi Toshkent Davlat Texnika Universiteti, professor.
Jo‘rayev Xayrullo Fayziyevich
Buxoro Davlat Texnika Universiteti, professor.
Panoyev Erali Rajabboyevich
Buxoro Davlat Texnika Universiteti, dotsent.
Ataullayev Sherzod Nabiullyevich
Buxoro Davlat Texnika Universiteti, dotsent.
Murodov Malik Negmurodovich
Buxoro Davlat Texnika Universiteti, dotsent.
Axmedova Ozoda Bahronovna
Islom Karimov nomidagi Toshkent Davlat Texnika Universiteti.
Safarov Bahri Jumayevich
Buxoro Davlat Texnika Universiteti, dotsent.
Xaydarov Axtam Amonovich
Buxoro Davlat Texnika Universiteti, dotsent.
Safarov Jasur Alijon o‘g‘li
Buxoro Davlat Texnika Universiteti, dotsent.
Асадова Раъно Дилмуратовна
Тошкент Давлат техника университети доценти

KIMYO FANLARI/ CHEMICAL SCIENCES/ ХИМИЧЕСКИЕ НАУКИ

Axmedov Voxid Nizomovich
Buxoro Davlat Texnika Universiteti, professor
Umarov Baqo Bafoyevich
Buxoro Davlat Universiteti, professor
Kodirov Abduaxad Abduraximovich
Qarshi davlat Universiteti, professor
Qurbonov Mingniqul Jumagulovich
Qarshi davlat Universiteti, dotsent
Turemuratov Sharibay Naurizbaevich
O‘zbekiston Respublikasi Fanlar akademiyasi Qoraqalpog‘iston bo‘limi Bosh ilmiy kotibi, professor
Tursunov Kaxor Shonazarovich
Qarshi davlat Universiteti, professor
Do‘stov Hamro
Buxoro Davlat Texnika Universiteti, professor
Panoyev Nodir Shavkatovich
Buxoro Davlat Texnika Universiteti, dotsent.
Olimov Bobur Bahodir o‘g‘li
Buxoro Davlat Texnika Universiteti, dotsent.
Kasimov Sherzod Abduazimovich
Termiz Davlat Universiteti, professor.
Aliqulov Rustam Valiyevich
Termiz Davlat Universiteti, professor
Tropov Xamza Tursunovich
Samarqand Davlat Universiteti, professor

IQTISODIYOT FANLARI/ ECONOMICS/ ЭКОНОМИЧЕСКИЕ НАУКИ

Nizamov Aslitdin Badreddinovich
Buxoro Davlat Texnika Universiteti, professor.
Boboyev Akmal Choriyevich
Buxoro Davlat Texnika Universiteti, professor.
Ergashxojayeva Shaxnoza Djasurovna
Toshkent davlat iqtisodiyot universiteti, professor
Saidaxmedova Nodira Ilxomovna
Toshkent davlat iqtisodiyot universiteti, professor
Muxsinov Bekzod Toxirovich
Buxoro Davlat Texnika Universiteti, dotsent.
Shakarov Qulmat Ashirovich
Renessans ta'lim universiteti,dotsent.
Jumaeva Zulfiya Qayumovna
Buxoro Davlat Texnika Universiteti, dotsent.
Norova Salomat Yusupovna
Buxoro Davlat Texnika Universiteti, dotsent.
Avezova Shaxnoza Maxmudjonovna
Buxoro Davlat Texnika Universiteti, dotsent.
Jalilov Jamshid G‘anijonovich
Toshkent davlat iqtisodiyot universiteti, dotsent
Xasanova Gulruh Djumanazarovna
Buxoro Davlat Texnika Universiteti, dotsent.

PEDAGOGIKA FANLARI/ PEDAGOGICAL SCIENCES / ПЕДАГОГИЧЕСКИЕ НАУКИ

Siddiqova Sadoqat G‘afforovna
Buxoro Davlat Texnika Universiteti, dotsent.
Zoyirov Erkin Xalilovich
Buxoro Davlat Texnika Universiteti, DSc, professor
Gaffarov Feruz Hasanovich
Puchon Universiteti, *professor*
Ruziyev Davron Yuldashevich
Buxoro Davlat Universiteti, professor
Muradova Firuza Rashidovna
Buxoro Davlat Texnika Universiteti, professor.
Yunusova Gulandon Samiyevna
Buxoro Davlat Texnika Universiteti, professor.
To‘xtayeva Zebo Sharifovna
Buxoro Davlat Texnika Universiteti, professor.
Navro‘zova Gulchixra Nigmatovna
Buxoro Davlat Texnika Universiteti, dotsent.
Uzoqova Laylo Polvonovna
Buxoro muhandislik – texnologiya instituti, dotsent.
To‘raqulova Marjona Qiyom qizi
Buxoro Davlat Texnika Universiteti, dotsent.
Muradova Zarina Rashidovna
Buxoro Davlat Texnika Universiteti, dotsent.
Murodov Sanjar Aslonovich
Buxoro Davlat Texnika Universiteti, dotsent.
Shodiyev Jahongir Jo‘raqulovich
Buxoro Davlat Texnika Universiteti, dotsent
Gaffarov Laziz Hasanovich
Buxoro muhandislik – texnologiya instituti, dotsent.

Tahririyat a’zolarning to‘liq ro‘yxati jurnalning www.devos.uz saytida keltirilgan.

Tahririyat hay’ati a’zolarining tarkibini o‘zgartirish hamda qo‘shimcha kiritish yoki tahririyat a’zoligidan chiqarish bosh muharrir tomonidan amalga oshiriladi.

ISSN 3030-3907

Development of science ilmiy jurnali 2024 yil 15 aprel kuni №256445 sonli guvohnoma bilan Davlat ro‘yxatidan o‘tgan.

To‘plam elektron ko‘rinishda (pdf formatida) mualliflarga taqdim etiladi. To‘plamga kiritiladigan maqolalarning mazmuni, ulardagi statistik ma’lumotlar va me’yoriy hujjatlarning to‘g‘riligiga hamda har qanday fikr - mulohazalarga mualliflarning o‘zlari mas’ul hisoblanadilar. Talablarga javob bermaydigan maqolalar to‘plamga kiritilmaydi. Tashkiliy qo‘mita maqola matnini qisqartirish, qisman tuzatish kiritish, seksiyalarga joylashtirish huquqiga ega.

ISSN 3030-3907

УДК 502/504.062.4;

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТЕЧЕНИЯ ЖИДКОСТИ ВДОЛЬ ПРЯМОГО КАНАЛА, ЗАПОЛНЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕННЫМ ПОТОКОМ СВЕРХУ.

Юлдашов Аскар Адизович

Старший преподаватель (PhD) кафедры информационных и коммуникационных технологий Бухарского государственного технического университета, Бухара, Республика Узбекистан.

E-mail: askar021954@mail.ru.

Юлдашова Лайло Аскаровна

Магистрантка кафедры информационных и коммуникационных технологий Бухарского государственного технического университета, Бухара, Республика Узбекистан.

Annatatsiya. В одномерном приближении и при отсутствии сил трения разработана математическая модель стационарного течения несжимаемой жидкости вдоль прямой линии, например, водосточного желоба, в который сверху поступает распределенный поток. Граничное условие, отсутствующее при решении системы уравнений импульса и неразрывности, определяется с использованием принципа минимальной потенциальной энергии. Для прямоугольного желоба получены уравнения, позволяющие рассчитать распределение толщины слоя и скорости жидкости вдоль длины желоба с пробкой на одном конце и без пробки, с уклоном и без уклона к горизонту, в зависимости от интенсивности входящего потока, размера желоба и плотности жидкости. Эта модель, посредством простого перерасчета, может быть также распространена на течение в желобе с другим профилем поперечного сечения. Результаты исследования могут быть применены к расчету наружных дренажных систем.

Ключевые слова: математическая модель, жидкость, течение, желоб, прямоугольный желоб, уравнение импульса, уравнение неразрывности, расход жидкости, скорость потока жидкости.

Abstract. Abstract. In a one-dimensional approximation and in the absence of friction forces, a mathematical model has been developed for the steady flow of an incompressible fluid along a straight line, for example, a drainage gutter, into which a distributed flow flows from above. The boundary condition missing for solving the system of equations of momentum and continuity is determined using the principle of minimum potential energy For a rectangular trough, equations have been derived for calculating the layer thickness and fluid velocity distribution along the trough's length, with and without a plug at one end,

ISSN 3030-3907

with and without a slope to the horizon, depending on the incoming flow rate, trough size, and fluid density. This model can also be expanded through simple recalculation. to the flow in a trough of a different cross-sectional profile. The results of the study can be applied to the calculation of external drainage systems.

Keywords: mathematical model, fluid, flow, chute, rectangular chute, momentum equation, continuity equation, fluid flow rate, fluid flow velocity.

Annatatsiya. Yuqoridan taqsimlangan oqimni qabul qiluvchi nov kabi to‘g‘ri chiziq bo‘ylab barqaror holatdagi siqilmaydigan suyuqlik oqimining matematik modeli bir o‘lchovli yaqinlashuvda va ishqalanishsiz ishlab chiqilgan. Momentum va uzluksizlik tenglamalari tizimini yechishda mavjud bo‘lmagan chegara sharti minimal potensial energiya printsipi yordamida aniqlanadi. To‘rtburchak nov uchun tenglamalar olingan bo‘lib, ular qatlam qalinligi va suyuqlik tezligining nov uzunligi bo‘ylab taqsimlanishini, bir uchida vilka bilan va vilkasiz, ufqqa qiyalik bilan va vilkasiz, kiruvchi oqim tezligi, nov hajmi va suyuqlik zichligiga qarab hisoblash imkonini beradi. Ushbu model, oddiy qayta hisoblash orqali, boshqa kesim profiliga ega novda ichidagi oqim uchun ham kengaytirilishi mumkin. Tadqiqot natijalari tashqi drenaj tizimlarini hisoblashda qo‘llanilishi mumkin.

Kalit so‘zlar: matematik model, suyuqlik, oqim, Nov, to‘rtburchak Nov, momentum tenglamasi, uzluksizlik tenglamasi, suyuqlik oqimi tezligi, suyuqlik oqimi tezligi.

1 ВВЕДЕНИЕ

Данная задача относится главным образом к системам отвода дождевой воды с крыш зданий или других сооружений, хотя возможны и другие применения. Проблема выбора оптимальных размеров водосточных желобов (поддонов) и углов их наклона к горизонту имеет большое практическое значение и решалась в основном экспериментальным путем. В литературе отсутствуют теоретические работы по этой проблеме. В данной работе представлена математическая модель и дан метод расчета характеристик потока (скорость потока, толщина слоя жидкости) в зависимости от размера желоба, угла его наклона, наличия или отсутствия пробки и интенсивности потока, поступающего в желоб [1].

2. Модель и метод. Задача решается приближенно аналитически при следующих допущениях, которые несколько искажают суть процесса, но значительно упрощают вычисления и делают их более наглядными:

– отсутствие трения; – стационарное одномерное течение (вдоль желобов); – кинетическая энергия входящего потока пренебрежимо мала. Расчетные схемы показаны на рис. 1 и 2, на которых указаны:

ISSN 3030-3907

Начало координат в верхней части желоба; ось x направлена вдоль желоба; угол наклона желоба к горизонту; Q [кг/(м·с)] – равномерно распределенный в горизонтальном направлении; вертикальный линейный поток жидкости, поступающей в желоб.

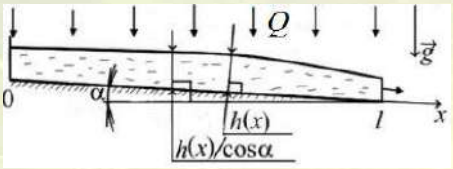


Рис. 1. Схема расчета потока жидкости в желобе с пробкой.

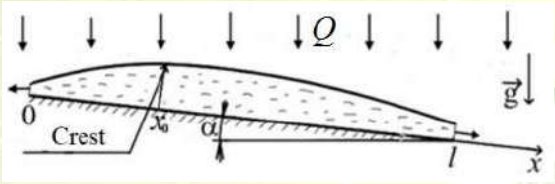


Рис. 2. Схема расчета потока жидкости в желобе без пробки.

Поток несжимаемой жидкости в желобе можно описать следующей системой уравнений [1]: – непрерывность

$$G = Qx\cos(a) \tag{1}$$

где $G = G(x)$ скорость потока жидкости через участок x; - величина перемещения

$$d(Gv) = dp \tag{2}$$

где v- скорость жидкости, усредненная по поперечному сечению;

P- это проекция на ось x результирующей всех внешних сил, действующих на поток [2-3]. Жидкость движется только под действием силы тяжести. Ее удобно разделить на две части:

1) гидростатическое давление, вызванное изменением вдоль оси x высоты столба жидкости;

2) продольная (вдоль оси x) составляющая силы тяжести, возникающая из-за наклона желоба к горизонту.

$$dp = -d(pF) + \rho g\sin(a)Fdx, \tag{3}$$

где ρ – плотность жидкости; p – средневысотное гидростатическое давление столба жидкости; F – площадь поперечного сечения слоя;

g – ускорение свободного падения 9,81 м/с². Объединяя (2) и (3) и учитывая, что

$$G = \rho vF, \tag{4}$$

мы получаем

$$\rho d(Fv^2) + d(pF) - \rho g\sin(a)Fdx = 0, \tag{5}$$

Интеграция дает

ISSN 3030-3907

$$/\ \rho(Fv^2) + pF - \rho g \sin(a)\int_0^x F dx = C, \qquad (6)$$

Где С — постоянная интегрирования.

3 Исследование и результаты Прямоугольный водосточный желоб Далее необходимо определить значения *p* и *F*, которые зависят от формы поперечного сечения желоба. На практике используются желоба различного поперечного сечения: прямоугольные, *V*-образные, *U*-образные, полукруглые и т. д. Для каждого из них существуют разные формулы расчета p и *F*[4]. Чтобы продемонстрировать математическую модель, мы ограничимся прямоугольным желобом. Для него

$$\begin{cases} F(x) = bh(x), \\ p(x) \neq \dfrac{1}{2}\rho g h(x)\cos(a), \end{cases} \qquad (7)$$

где *h(x)* — толщина слоя жидкости в направлении, перпендикулярном оси x, *b*- ширина внутренней полости желоба [5]. Подставляя уравнение (7) в (5) и (6), получаем в общем случае уравнение импульса для стационарного потока жидкости в отсутствие гидравлических потерь в прямоугольном желобе:

$$d\left(hv^2 + \frac{1}{2}gh^2\cos(a)\right) = gh\sin(a)dx; \qquad (8)$$

$$h\left(v^2 + \frac{1}{2}gh\cos(a)\right) = gh\sin(a)\int_0^x h dx + C. \qquad (9)$$

Существует два разных способа слива жидкости через желоб:

1) с пробкой в верхнем конце желоба;

2) без пробки.

Водосточный желоб с пробкой. Пример показан на рис. 1. В этом случае $v_0 = 0$. Тогда из (9) следует

$$C = \frac{1}{2}gh_0^2\cos(a), \qquad (10)$$

где h_0 — толщина слоя в начальном участке. Вместо (9) можно написать

$$\left(hv^2 + \frac{1}{2}gh^2\cos(a)\right) = g\sin(a)\int_0^x h dx + \frac{1}{2}gh_0^2\cos(a). \qquad (11)$$

Поскольку h_0 все еще неизвестно, мы получаем задачу без необходимого граничного условия. Для определения h_0 мы используем хорошо известный принцип минимальной потенциальной энергии (в данном случае только механической энергии) для жидкости в замкнутой

ISSN 3030-3907

стационарной системе, которой является система «жидкость-желоб» [6]. Запишем (11) для выходного сечения $x = l$, выразив $v(l)$ через h, используя (1) и (7)

$$g\sin(a)\int_0^l h\,dx+\frac{1}{2}gh_0^2\cos(a)=\frac{Q^2l^2\cos^2(a)}{(\rho b)^2h(l)}+\frac{1}{2}gh^2(l)\cos(a). \quad (12)$$

In equation (12), *up* to a factor ρb, on the left is the maximum linear potential energy accumulated by the flow, and on the right is the linear kinetic energy acquired by the flow, plus its residual linear potential energy at the output[7,8].

В уравнении (12) с точностью *up* до множителя ρb слева находится максимальная линейная потенциальная энергия, накопленная потоком, а справа – линейная кинетическая энергия, приобретенная потоком, плюс его остаточная линейная потенциальная энергия на выходе[7,8].

Поскольку величины Q,ρ,b,l,a заданы, единственной переменной может быть только $h(l)$. Как видно из (12), потенциальная энергия действительно имеет минимум в $h(l)$, который находится из условия

$$\frac{d}{dh(l)}\left(g\sin(a)\int_0^l h\,dx+\frac{1}{2}gh_0^2\cos(a)\right)=-\frac{Q^2l^2\cos^2(a)}{(\rho b)^2h^2(l)}+gh(l)\cos(a)=0,$$

Отсюда

$$h(l)=\left(\frac{Ql}{\rho b}\right)^{\frac{3}{2}}\left(\frac{\cos(a)}{g}\right)^{\frac{1}{3}}. \quad (13)$$

Подставляя (13) в (12), получаем

$$\frac{1}{2}gh_0\cos(a)+g\sin(a)\int_0^x h(x)dx=\frac{3}{2}\left(\frac{Ql}{\rho b}\right)^{\frac{1}{3}}g^{\frac{1}{3}}(\cos(a))^{\frac{5}{3}}. \quad (14)$$

Учитывая (14), (1), (4), мы можем преобразовать уравнение (11) в форму

$$\left(\frac{Qx\cos(a)}{\rho b}\right)^2\frac{1}{h(x)}+\frac{1}{2}gh^2(x)\cos(a)+$$

$$+g\sin(a)\int_0^x h(x)dx=\frac{3}{2}\left(\frac{Ql}{\rho b}\right)^{\frac{1}{3}}g^{\frac{1}{3}}(\cos(a))^{\frac{5}{3}}=0. \quad (15)$$

Решив численно полуаналитическое уравнение (15), можно найти зависимость $h(x)$, затем, используя (7) и (4), вычислить $v(x)$. Рассмотрим два частных случая течения в желобе с пробкой [9]. Желоб без наклона к горизонту $a = 0$ течение происходит под действием только градиента гидростатического давления. Из (13) и (14) следует

ISSN 3030-3907

$$h_0 = \sqrt{3}\left(\frac{Ql}{(\rho b)}\right)^{\frac{2}{3}} g^{-\frac{1}{3}};\quad h(l) = \left(\frac{Ql}{(\rho b)}\right)^{\frac{2}{3}} g^{-\frac{1}{3}}.$$

Уравнение (15) сводится к

$$\left(\frac{Qx}{(\rho b)^2}\right)^2 + \frac{gh^3(x)}{2} - \frac{3}{2}\left(\frac{Ql}{(\rho b)^2}\right)^{\frac{4}{3}} g^{\frac{1}{3}} h(x) = 0. \qquad (16)$$

Вычислив *h(x)* из (16), мы можем вычислить зависимость *v(x)*, используя уравнение

$$v(x) = \frac{Qx}{(\rho b h(x))} \qquad (17)$$

Получено из (1) и (4). В этом случае скорость потока на выходе из желоба равна

$$v(l) = \left(\frac{Q\lg}{(\rho b)}\right)^{\frac{1}{3}} \qquad (18)$$

Таким образом, при отсутствии наклона желоба задача расчета характеристик потока в прямоугольном желобе с пробкой полностью решается аналитически [10]. Для расчетов уравнение (16) удобно представить в безразмерной форме, введя обозначение

$$\hat{h} = \frac{h}{h_0};\quad \hat{x} = \frac{x}{l}. \qquad (19)$$

Разделив все члены (16) на h_0^3 и преобразовав, получаем уравнение, которое явно не содержит физических параметров.

$$\hat{h}^3 - \hat{h} + 2 \cdot 3^{-\frac{3}{2}} \hat{x}^2 = 0. \qquad (20)$$

Также вводится обозначение безразмерной скорости потока.

$$\hat{v}(\hat{x}) = \frac{v(x)}{v(l)} = \hat{x}\left(\sqrt{3}\hat{h}(\hat{x})\right), \qquad (21)$$

Может быть получено из распределения. Оба этих распределения представлены в таблице 1.

ISSN 3030-3907

Таблица 1.

Распределение $\hat{h}(x)$ и $\hat{v}(x)$ для водостока с пробкой без наклона к горизонту.

$\hat{x}$	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0
$\hat{h}(x)$	1	0.9975	0.9916	0.9816	0.9671	0.9470	0.9210	0.8868	0.8401	0.7717	0.5773
$\hat{v}$	0	0.0579	0.1164	0.1764	0.2387	0.3048	0.3361	0.4557	0.5497	0.6732	1.0

Эти распределения для данного типа и местоположения водостока являются универсальными, то есть не зависят от физических параметров

$$Q, \rho, b, l, a .$$

В качестве примера для конкретных значений (вода):

$$Q = 0.1,...,1.0 кГ/(м \cdot с); l = 10 м; b = 0.1 м; \rho = 103 кГ/м^3$$

Основные параметры : $h_0 = 0.037,.....0.1732 м;$

$$h(l) = 0.02154,...,0.1 м; v(l) = 0.4640,...,1.0 м/с;$$

Из уравнения (14) видно, что при малых углах h_0 уменьшается с его увеличением. Для некоторых, которые мы называем критическими $a_{кр}, h_0 = 0.$

$$\frac{\sin(a)_{кр}}{(\cos(a)_{кр})^{\frac{5}{3}}} = \frac{\frac{3}{2}\left(\frac{Ql}{\rho b}\right)^{\frac{4}{3}}}{\left(g^{\frac{2}{3}}\int_0^l h(x)dx\right)}, \qquad (22)$$

и из уравнения (22) мы можем вычислить $a_{кр}$.

Однако определить $a_{кр}$ из уравнения (22) сложно, когда распределение неизвестно *h(x)* [11]. Другой способ менее трудоемкий. Из уравнения (15).

$$\frac{dh}{dx} = \frac{\left(\sin(a) - \left(\frac{Q\cos(a)}{\rho b}\right)^2 \frac{2x}{9h^2}\right)}{\left(\cos(a) - \left(\frac{Q\cos(a)}{\rho b}\right)^2 \frac{x^2}{gh^3}\right)}, \qquad (23)$$

Анализ этой производной позволяет увидеть характер изменения *h(x).* При $a = 0$ функция *h(x)* имеет максимум при x=0 и монотонно убывает по мере роста a , положение максимума смещается в сторону больших x, и при некотором

$$a = a_{кр} \frac{dh}{dx} = 0 \text{ для } x = 1 .$$

ISSN 3030-3907

Следует отметить, что относительно горизонта h непрерывно уменьшается с увеличением x, иначе потока не было бы [12,13]. Таким образом, из (23) можно получить, подставив в него $\left(\frac{dh}{dx}\right)_{x=l} = 0$,

$$\frac{\sin(a_{кр})}{\cos^2(a_{кр})} = \frac{\left(\frac{Q}{(\rho b)}\right)^2 2l}{\left(gh^2(l)\right)},$$

или, заменив h(l) его выражением в уравнении (13),

$$\frac{\sin(a_{кр})}{\cos^2(a_{кр})} = 2\left(\frac{Q}{(\rho b)^{\frac{2}{3}}}\right)(\lg)^{-\frac{1}{3}}, \qquad (24)$$

При $a = a_{кр}$, производная гидростатического давления положительна по всей длине желоба, и жидкость движется только под действием продольной (вдоль оси x) силы тяжести [14]. Однако с ростом количество жидкости, хранящейся в желобе, уменьшается. Если сделать $a > a_{кр}$, характер потока не изменится, но количество жидкости станет еще меньше, а активная длина канавки уменьшится [15]. Сравнивая уравнения (22) и (24), можно получить

$$\int_0^l h(x)dx = \frac{3}{4}lh(l). \qquad (25)$$

Полученный результат интересен тем, что его можно использовать для определения количества жидкости, хранящейся в желобе при $a = a_{кр}$, без численного интегрирования *h(x)*. Действительно, масса жидкости в этом случае равна

$$M_{кр} = \rho b\int_0^l h(x)dx = \frac{3}{4}\rho blh(l). \qquad (26)$$

Например, для воды без учета незначительной поправки на $\cos(a_{кр})^{\frac{1}{3}}$ в том же диапазоне параметров, что и в предыдущем примере, *Мкр = 16,15…75 кг*.

Для сравнения, масса накопившейся воды в водостоке без уклона при тех же условиях, рассчитанная по таблице 1, составляет *М = 33,92…157,49 кг*, т.е. вдвое больше Мкр.

Таким образом, желоб с наклоном $a = a_{кр}$, имеет преимущество в меньшей нагрузке по сравнению с желобом без наклона. Кроме того, $a > a_{кр}$,

ISSN 3030-3907

заглушка не требуется. Критический угол, рассчитанный для тех же параметров, равен $a_{кр} = 0{,}247^0 \ldots\ldots 1{,}146^0$.

В то же время провисание нижнего конца водоотводного желоба относительно горизонта составляет 0,043 ... 0,2 м.

Жалюзи без пробки. В общем случае жидкость может вытекать с обоих концов желоба (рис. 2). Когда желоб не имеет уклона, образуются два равных потока, направленных в противоположные стороны. Между ними, точно посередине желоба, появляется неподвижный гребень (выступ), который действует как пробка. Оба потока движутся, отталкиваясь от этого гребня под действием только гидростатического давления [16].

Если желоб наклонен, например, вправо, то гребень смещается влево. Левая сторона укорачивается, а правая удлиняется. Левый поток движется только под действием силы давления, ослабленной из-за обратного действия продольной силы тяжести, а правый поток ускоряется под действием обеих этих сил, действующих в одном направлении. При критическом угле наклона гребень выталкивается из желоба, и остается только один правый поток [17]. Этот случай уже рассматривался в разделе 1.2. Целесообразно решать задачу отдельно для каждого участка водосточного желоба. Раздел 2 $(x_0 < x \le 1)$. В этом случае уравнение (9) следует записать в форме

$$h\left(v^2 + \frac{1}{2}gh\cos(a)\right) - g\sin(a)\int_{x_0}^{x} h dx = C. \qquad (27)$$

Мы также находим константу C для границы $x = x_0$:

$$C = \frac{1}{2}gh^2(x_0)\cos(a). \qquad (28)$$

Уравнение непрерывности будет таким же, как (1*), только $v = 0$. Затем, учитывая (28), (1*) и (4), уравнение (27) преобразуется в форму

$$\left(\frac{Q(x-x_0)\cos(a)}{\rho b}\right)^2 \frac{1}{h} + \frac{gh^2\cos(a)}{2} - g\sin(a)\int_{x_0}^{x} h dx - \frac{gh^2(x_0)\cos)a)}{2} = 0. \quad (27^*)$$

Кроме того, минимизируя потенциальную энергию, мы получаем

$$h(l) = \left(\frac{Q(l-x_0)}{(\rho b)}\right)^{\frac{2}{3}} (\cos(a)^{\frac{1}{3}} g^{\frac{-1}{3}},$$

и получаем полуаналитическое решение уравнения импульса в окончательной форме.

ISSN 3030-3907

$$\left(\frac{Q(x-x_0)\cos(a)}{\rho b}\right)^2\frac{1}{h(x)}+\frac{gh^2(x)\cos(a)}{2}- \tag{29}$$

$$-g\sin(a)\int_x^l hdx-\frac{1}{3}\left(\frac{Q(l-x_0)}{\rho b}\right)^{\frac{2}{3}}(\cos(a))^{\frac{5}{3}}g^{\frac{1}{3}}=0.$$

Приравнивая левые части уравнений (27) и (29) к $x=x_0$, получаем уравнение для вычисления координаты гребня x_0, разделяющего два потока.

$$\frac{3}{2}\left(\frac{Q}{\rho b}\right)^2(\cos(a)^{\frac{5}{3}}g^{\frac{1}{3}}\left(x^{\frac{4}{3}}-(l-x_0)^{\frac{4}{3}}\right)=g\sin(a)\int_0^l hdx, \tag{30}$$

Когда решая $a=0,$ это уравнение $x_0=\frac{l}{2}.$ В этом случае уравнения (27) и (30) идентичны и имеют вид

$$\left(\frac{Q(x-\frac{l}{2}}{\rho b}\right)^2\frac{1}{h(x)}+\frac{gh^2(x)}{2}-\frac{3}{2}\left(\frac{Ql}{\rho b}\right)^{\frac{1}{3}}g^{\frac{1}{3}}=0, \tag{31}$$

То есть, они совпадают с уравнением для водостоков с пробкой при $a=0,$ только вместо l берется l/2, а аргумент в первом члене равен не x, а x - l/2 (или l/2 - x). Введя безразмерные переменные:

$$\hat{h}=\frac{h(x)}{h\left(\frac{l}{2}\right)};\quad \hat{x}=\frac{\frac{l}{2}-x}{\frac{l}{2}}.$$

и, разделив все члены уравнения (31) на h_3 (x_0), мы получаем уравнение в безразмерной форме, которое точно совпадает с уравнением (20). Для безразмерной скорости $\hat{v}=\frac{v(x)}{v(x)},$ (где $v(l)=v_0,$) мы получаем уравнение, совпадающее с уравнением (21).

Таким образом, данные в таблице 1 также действительны для этого варианта водостока на половине его длины. Значения основных (граничных) параметров, рассчитанные для тех же значений, что и в пункте 1.1, следующие: h(l/2) = 0,0235…0,1094 м; h(0)=h(l)=0,0136…0,0630 м; v(0)=v(l)=0,363…0,7937 м/с, то есть. Меньше (но не в 2 раза, а все же меньше), чем для водосточного желоба с пробкой. Масса воды, накопившейся в каждой половине водостока, M1/2 = 21,37…99,48 кг. Однако для всего водостока масса воды в 2 раза больше, что значительно превышает

ISSN 3030-3907

массу воды, накопившейся в водостоке с пробкой без уклона. То есть водосток без пробки нагружен сильнее [18].

Из анализа следует, что из всех вариантов наименее нагруженным при заданном Q является желоб с критическим углом наклона. Однако он далек от оптимального на практике из-за сильно неравномерной нагрузки по длине. Кроме того, поскольку Q может изменяться, фиксированный угол наклона не всегда будет критическим. Поэтому на практике целесообразно использовать желоба с малыми углами наклона (меньше критического для рабочего диапазона Q). Принятые сантехнические нормы для угла наклона водоотводных желобов составляют не более 3–5 мм на 1 м [19]. Следует отметить, что, хотя модель была приведена к расчетам только для прямоугольного желоба, ее можно применять путем простого перерасчета для потока в желобе другого профиля: полукруглом, трапециевидном, треугольном и т. д. [20].

Использование представленной в данном исследовании математической модели позволит более обоснованно выбирать оптимальные параметры водосточных желобов на практике.

4. Численние расчёты

Продолжена разработка нового метода численного решения начально-краевой задачи для уравнений Навье-Стокса вязкого теплопроводного газа. Использование комбинации полу-Лагранжевого метода при аппроксимации по времени и метода конечных элементов для дискретизации по пространству позволило уменьшить сложность построения дискретных аналогов на каждом временном слое и снять ограничение Куранта на соотношение шагов по времени и пространству. В частности, применение нового метода не требует согласования триангуляций на соседних временных слоях. Это значительно облегчает динамическое разрежение или сгущение триангуляций по пространству для оптимизации вычислительной работы или улучшения аппроксимации в пограничных слоях и ударных волнах. В итоге создан экономичный алгоритм для реализации на высокопроизводительных вычислительных системах.

Полученный пакет программ позволяет определять численное решение в широком диапазоне чисел Маха и Рейнольдса. Он использован для моделирования сверхзвукового обтекания клина в плоском канале вязким теплопроводным газом (рис. 3.1 и рис. 3.2). Как следует из расчётов, за клином формируется зона нулевых и отрицательных значений скорости, и наблюдается резкое падение давления.

ISSN 3030-3907

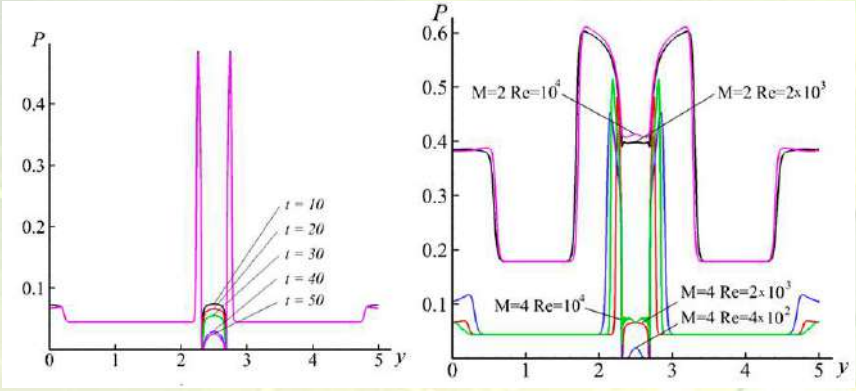


рис. 3.1 **рис. 3.2**

На рис. 3.1 приведено распределение давления P в сечении канала, перпендикулярном набегающему потоку, вдоль основания клина для пяти моментов времени. Числа Маха и Рейнольдса равны M = 4 и Re = 2000. Угол полураствора клина равен $\alpha=45^0$. Из расчётов (рис. III.14) следует, что в угловых точках основания клина происходит, отрыв потока и давление падает до нуля, потом вдоль основания клина давление имеет конечные значения и уменьшается с течением времени, что свидетельствует об увеличении протяжённости донного течения за клином. Давление в канале возрастает до максимальных значений при прохождении через головной скачок уплотнения.

На рис. 3.2 приведено распределение давления P вдоль основания клина при обтекании потоком вязкого теплопроводного газа для различных чисел Маха и Рейнольдса в момент времени t = 20. С увеличением числа Маха давление вдоль основания клина резко уменьшается по сравнению с основным течением в канале, что соответствует экспериментальным представлениям.

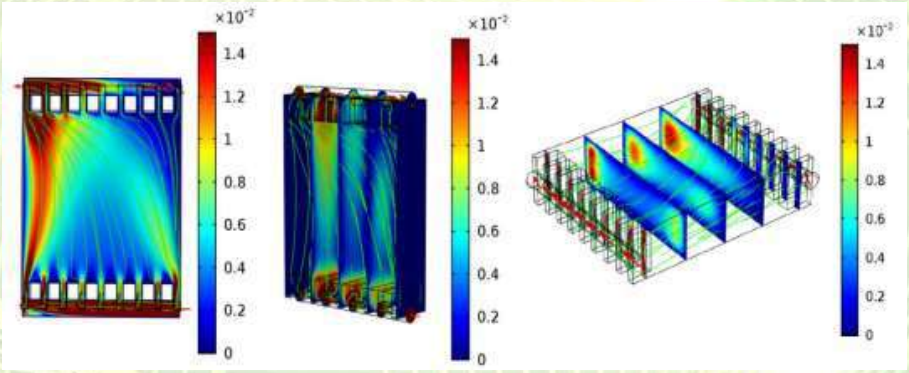


Рис. 2 – Распределение скорости потока в поперечных сечениях исследуемой системы, построенных в различных плоскостях

Для оценки и сопоставления различных вариантов параллельных реализаций использовался алгоритм численного решения двумерного уравнения переноса полу-Лагранжевым методом.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

ISSN 3030-3907

Применение принципа минимальной потенциальной энергии позволило разработать математическую модель одномерного стационарного течения идеальной несжимаемой жидкости в прямом желобе, в который сверху поступает распределенный поток.

Для прямоугольного желоба были получены аналитические и полуаналитические решения уравнения импульса для расчета распределения скорости и толщины слоя жидкости по длине желоба с наклоном к горизонту и без него, при наличии пробки на одном конце и без пробки, в зависимости от интенсивности входящего потока, размера желоба и плотности жидкостей.

Получено уравнение для расчета значения угла наклона, при котором значение толщины слоя на верхнем конце желоба с пробкой становится равным нулю (критический угол), и необходимость в пробке исчезает.

Показано, что при углах меньше критического в желобе без пробки между двумя потоками, текущими с обоих концов, образуется устойчивый гребень (высота), координаты которого зависят как от угла наклона, так и от физических параметров потока.

ЛИТЕРАТУРЫ

1. Y. Deniskin, P. Miroshnichenko, A. Smolyaninov, E3S Web of Conferences 110, 01057 (2019) doi: 10.1051/e3sconf/201911001057
2. Y.I. Bityukov, Y.I. Deniskin, Quality Control of Structures Made of Composite Materials, Polymer Science - Series D 11(2) (2018)] 197–201. doi: 10.1134/S1995421218020041
3. Y.I.Bityukov, Y.I. Deniskin, Dynamics of Systems, Mechanisms and Machines, Dynamics, 7818981 (2016) doi:10.1109/Dynamics.2016.7818981
4. E.N. Desyatirikova, L.V. Chernenkaya, V.E. Mager, International Russian Automation
5. Conference, RusAutoCon 2018, 8501747 (2018) doi:10.1109/RUSAUTOCON.2018.8501747
6. E.N. Desyatirikova, A.V. Vasilenko, A.V. Polukazakov, V.E Mager, L.V. Chernenkaya, IEEE Conference of Russian Young Researchers in Electrical and Electronic Engineering, ElConRus 2019, 471-473 (2019) doi:10.1109/EIConRus.2019.8657054
7. E.N. Desyatirikova, V.I. Akimov, D.V. Sysoev, V.E. Mager, L.V. Chernenkaya, IEEE Conference of Russian Young Researchers in Electrical and Electronic Engineering, ElConRus 2019, 474-477 (2019) doi:10.1109/EIConRus.2019.8657217
8. Konstantinov, V.Tereshonkov, Journal of Physics: Conference Series 1925(1) (2021) doi:10.1088/1742-6596/1925/1/012080

ISSN 3030-3907

9. L.N. Aleksandrovskaya, O.B. Kerber, P.A. Iosifov, G.V. Pankina, B.V. Boitsov, Russian Aeronautics 62(2), 199-205 (2019) doi:10.3103/S1068799819020041
10. S. Ivanov, S. Stankov, Lecture Notes in Networks and Systems 371, 24-34 (2022) doi:10.1007/978-3-030-93247-3_3
11. M. He, G. Zhang, S. Hu, C. Wang, Fire Technology 58(1), 435-455 (2022) doi:10.1007/s10694-021-01128-8
12. N.A.L. Sathiabalan, A.F.M. Lokimi, O.Z. Jin, N.S.M. Hasrin, A.S.M. Zain, N. Ramli, M.H.M. Taib, Journal of Physics: Conference Series 2107(1) (2021) doi:10.1088/1742-6596/2107/1/012060
13. N.A.L. Sathiabalan, A.F.M. Lokimi, O.Z. Jin, N.S.M. Hasrin, A.S.M. Zain, N. Ramli, M.H.M. Taib, Journal of Physics: Conference Series 2107(1) (2021) doi:10.1088/1742-6596/2107/1/012060
14. D.S.Shavelkin, V.A. Kaigorodova, Journal of Physics: Conference Series 2094(4) (2021) doi:10.1088/1742-6596/2094/4/042054
15. O. Dolgov, S. Bibikov, I. Pocebneva, E3S Web of Conferences 110, 01068 (2019) doi:10.1051/e3sconf/201911001068
16. Barabanov, S. Serebryansky, Proceedings of 2020 13th International Conference Management of Large-Scale System Development MLSD 2020, 9247777 (2020) doi:10.1109/MLSD49919.2020.9247777
17. D. Yurin, A. Deniskina, B. Boytsov, M. Karpovich, E3S Web of Conferences 244, 11010 (2021) doi:10.1051/e3sconf/202124411010
18. V. Smolyaninov, I.V. Pocebneva, A.R. Deniskina, International Russian Automation Conference, RusAutoCon 2021, 277-282 (2021) doi:10.1109/RusAutoCon52004.2021.9537471
19. R. Deniskina, I.V. Pocebneva, A.V. Smolyaninov, Proceedings - 2021 International Russian Automation Conference, RusAutoCon 2021, 17-22 (2021) doi:10.1109/RusAuto Con52004.2021.9537333
20. B. Safoklov, O.S. Dolgov, Journal of Aeronautics, Astronautics and Aviation 53(2), 227-234 (2021) doi:10.6125/JoAAA.202106_53(2).14
21. O. Dolgov, B. Safoklov, S. Sergeeva, A. Ivanova, E3S Web of Conferences 244, 08001 (2021) doi:10.1051/e3sconf/202124408001

ISSN 3030-3907