

L'ACTION RECIPROQUE DES CORPS CONTOURNES AVEC LE FLUX

ВЗАЄМОДІЯ ТІЛ З ПОТОКОМ ПРИ ЇХ ОБТІКАННІ

Ph.D., assistant prof. Shandyba A.B. / к.т.н., доцент Шандиба О.Б.
Sumy National Agrarian University, Sumy, Kondrat'ev St. 160, 40021

Abstract. *The conical contraction is the most widespread unit of many technical systems. For the inside problem of Hydrodynamics it is the noticeable sample of power interaction between flow and streamlining surface. In this consideration we shall be limited by the developed turbulence regime that allows to examine the influence of contraction geometry on pressure distribution, energy losses and drag resistance. The paper presents the calculation model for hydraulic resistance of bodies in water flow. Experimental verification is made for the axially symmetric cases. A satisfactory agreement is obtained to confirm the influence of the local attack angle and current cross-sectional area of flow contraction.*

Key words: *conical contraction, inside problem of hydrodynamics, power interaction, contraction geometry, energy losses, drag resistance, local attack angle, ring contraction, external problem of hydrodynamics, streamlining pontoon.*

INTRODUCTION. Le probleme de l'action reciproque des corps contournes avec le flux est d'un probleme d'actualite de la technique moderne. On distingue le probleme exterieur et le probleme interieur de telle liaison. Avec cela on peut noter que le calcul des parameters hydrauliques du flux a l'interieur des murs restrictifs avec la connue section transversale est plus argumente et resolu plus facile [1], [2], [3], [4], [5], [6], [7], [8], [9], [10], [11], [12], [13], [14], [15], [16], [17], [18].

D'autre part, le probleme exterieur de l'hydrodynamique est traditionnellement resolu par les methodes des fonctions analytiques, de la theorie des masses attaches et de la theorie d'une couche frontiere. Les resolutions theoriques de telle sorte dans les limites de la methode continuum de Euler liees avec les considerables difficultes mathematiques et les restrictions physiques a l'emploi dans les conditions hydrodynamiques en realite. Donc, la distribution des caracteristiques de cinematique du flux autour des corps contournes est ecrit par des methodes d'Euler et de Lagrange. Le plus repandre methode d'Euler decrit le champ des vitesses comme le continuum et est fonde sur la conception de la vitesse locale.

Au contraire, la methode de Lagrange considere le flux plus naturellement, plus individuellement en distinguant chaque parcelle du flux. Cependant, dans l'inconnues des trajectoires du mouvement des parcelles de Lagrange cette methode

n'a pas de la préférence. D'autre part, il existe la série des problèmes du génie où ces trajectoires sont définies a priori, donc il n'y a besoin de décrire en détail la totalité des caractéristiques hydrodynamiques. Par exemple, dans le calcul de l'action réciproque des corps avec le flux il est nécessaire de trouver la distribution de la pression seulement sur la surface contourne qui permette les plus simples solutions par la détermination des trajectoires des courants frontières. L'application de la loi de conservation de l'impulsion et le modèle des courants frontières dans le contournement des corps donne la possibilité du calcul des coefficients de la résistance frontale et la portance pour des différents degrés de la contraction.

Par exemple, le changement de la portance du profil segmentaire mince dans le flux à points fixes de la division et de la réunion du flux se passe sans changement de l'intensité du tourbillon adjoint, parce que dans ce cas il y aurait le rapprochement des points de la division et de la réunion du flux. Les autres résultats parlent de la contradiction de la théorie de tourbillon adjoint au phénomène physique réel. L'introduction de la force tirant qui se dirige contre le courant est surtout en contradiction avec le phénomène physique. L'augmentation théorique de la pression sur la surface frontale au problème extérieur ne se réalise pas dans le problème intérieur. Cela est contraire au phénomène physique et à l'analogie entre ces problèmes. À ce temps-ci même la distribution de la pression sur la surface du cylindre classique placée en travers du flux 2D peut être reçue sans l'emploi des fonctions analytiques. On remarque que W. Thomson (Kelvin) et W. Lamb indiquaient encore aux limites de l'application du modèle du liquide idéal dans les calculs de la résistance hydrodynamique [2, 5]. Mais le développement de la théorie des fonctions analytiques dans la résolution du problème extérieur de l'hydrodynamique pendant 100 ans entièrement a éliminé d'autres points de vue (la théorie mécanique de Newton etc.). Cependant, il est bien évident que la pression excessive du flux réel relativement du flux idéal est fonction $\sin^2\alpha$ d'un angle d'attaque et est confirmé expérimentalement pour les plaques dans le courant séparé aux grands angles d'attaque. Par exemple, l'augmentation de la portance du cerf-volant est observée jusqu'à l'angle d'attaque tout près 54° . Cela est conforme au

maximum de la fonction $\sin^2\alpha \cdot \cos \alpha$. La naissance de la portance du profil asymétrique aux petits angles d'attaque s'explique par la contraction du flux qui est plus grand sur le dos convexe du profil. Aux moyens angles d'attaque la portance est déterminé par les deux facteurs. Si nous admettons que le tourbillon adjoint est implantée en conformite de la theorie de liquide parfait pour la naissance de la portance nous trouverons que cette theorie ignore la contraction evidente ineqale du flux au-dessus du profil et au-dessous du profil. Au examen de la distribution des vitesses et des pressions sur la surface frontale on peut noter que le degre de la compression est la valeur different pour le bas et le dos du profil dans la meme section transversale. Alors, les vitesses des courants frontieres sur le dos du profil sont plus grands. Cependant, ce n'est pas de la preuve pour le tourbillon ajoint de Joukowski autour du profil. Aussi c'est bien probable que la diffusion de l'effet de Magnus au profil asymétrique qui ne tourne pas n'est pas correcte. Les donnees hydrauliques en premier lieu Daily, Harleman, Idelchik ne prouvent pas l'origine de tourbillon de l'action reciproque du corps et du flux. [1], [11], [15], [16], [17], [18].

Donc, pour les recherches des solutions effectives dans le probleme exterieur il faut reconnaitre le droit à l'existence des approches hydrauliques. A present on ne peut changer l'opinion dominante sur les raisons principales de l'origine de la portance du profil asymétrique que par les experiences hydrauliques et aerodynamiques selon la methode de Lagrange.

1. Le problème intérieur. L'action du flux du liquide visqueux incompressible sur les corps est accompagnée des pertes de l'énergie. Cependant, la fixation pratique de la résistance hydrodynamique même pour les plus simples corps géométriques est liée avec une série des difficultés de principe. Il y a des restrictions pour les décisions obtenues dans le modèle du liquide idéal. On examine la contraction comme le plus typique élément de l'action réciproque des corps contournés avec le flux (fig.1). La distribution de la pression sur la surface frontale dépend d'un angle d'attaque, de la rugosité de la surface, du nombre de Reynolds et

du degré de la contraction $\varepsilon = S_0/S$ où S_0 est la section maximale, $S =$ section courante.

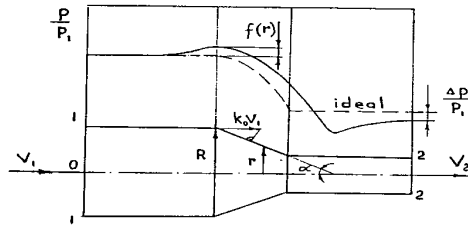


Fig.1. La distribution de la pression sur la surface frontale [1, 11]

Avec cela l'agrandissement d'un angle de l'ouverture (d'attaque) est accompagnée de l'agrandissement relatif du composant d'inertie et de la diminution du composant du frottement. Dans ce travail nous nous restreindrons de la recherche de l'influence de la forme géométrique en négligeant du frottement à des angles d'attaque assez grands.

On a été présenté plus tôt [1,9] que la pression excessive du flux réel relativement du flux idéal sur la surface frontale est en conformité de la formule:

$$\Delta p S_1 = 2\pi \int_r^R f(r) r dr \quad (1)$$

où $\Delta p =$ composant d'inertie des pertes de la pression, $S_1 = \pi r^2$ section minime de la contraction, $f(r) =$ fonction de la pression excessive du flux réel relativement du flux idéal, $r, R =$ rayons de la contraction. Les données expérimentales affirment de la pression excessive non seulement pour la contraction mais pour la superficie frontale des corps hydrodynamiques de la forme volontaire aussi [1, 2, 11]. En effet, si telle pression excessive n'a pas été, le contournement des corps se passerait sans les pertes de l'énergie mais ce qui est possible pour le liquide idéal.

On présente le flux comme la totalité des courants élémentaires d'eau où les pressions et les vitesses sont égalisée par le temps (modèle de Reynolds-Boussinesque). A la condition du changement de la structure du flux près de la superficie conique il faut examiner deux portions caractéristiques du mouvement des parcelles liquides élémentaires. Ce sont devant et au-dedans de la contraction. A ce point de vue les courants frontiers qui bordent avec les murs du flux sont très

intéressant car ils ont les trajectoires connues. Dans la supposition du contournement sans la séparation on peut noter que ces trajectoires copient des murs restrictifs.

Au régime développé tourbillonnaire le secteur du tournant des courants frontières dans la contraction sera assez court et le mouvement le long des murs restrictifs sera accéléré. On peut fixer la pression excessive des courants frontières à tel tournant par la loi de conservation de l'impulsion.

Nous supposons que dans la section 1-1 la parcelle liquide avec la masse ρ avait l'impulsion $\rho k_0 V_0$, où k_0 – le paramètre en tenant compte de la vitesse du courant frontière par rapport à la vitesse moyenne.

Après l'influence de la réaction normale du mur restrictif cette parcelle liquide aura l'impulsion $\rho k_0 V_0 \cos \alpha$ et l'énergie cinétique $0,5 \rho (k_0 V_0)^2 \cos^2 \alpha$. Alors la pression dans le point initial de la contraction sera définie par l'équation de Bernoulli:

$$p(R) = p_1 + \frac{\rho (k_0 V_0)^2}{2} - \frac{\rho (k_0 V_0)^2}{2} \cos^2 \alpha = p_1 + \frac{\rho (k_0 V_0)^2}{2} \sin^2 \alpha \quad (2)$$

où la pression excessive est
$$f(R) = \frac{\rho (k_0 V_0)^2}{2} \sin^2 \alpha \quad (3)$$

Il faut noter que les données expérimentales concordent bien avec la dépendance en fonction $\sin^2 \alpha$ d'un angle d'attaque (Tabl.1).

En outre, on constate l'augmentation de la pression excessive le long des murs de la contraction. On peut cela expliquer par la nouvelle répartition de l'énergie entre les courants dans la contraction. Cela se passe à cause de la diminution de l'impulsion des courants intérieurs qui n'ont pas la possibilité de contacter avec les murs de la contraction. Dans cette nouvelle répartition les courants frontières reçoivent l'énergie additionnelle pour la accélération et la pression excessive.

La caractéristique du changement de la fonction de la pression excessive nous fixons par les considérations suivantes. En premier lieu, l'excès de la pression du flux réel relativement du flux idéal sur la surface frontale est le résultat de l'action réciproque du corps contourne et du flux réel. Cela est accompagné du changement des directions et des vitesses du mouvement des parcelles liquides dans la contraction. Pour l'augmentation d'énergie potentielle des courants frontières se dépense seulement la partie de l'énergie de l'impulsion en conformité de la fonction $\sin^2 \alpha$.

D'autre part, pour l'augmentation d'énergie cinétique des courants frontières se dépense la partie de l'énergie de l'impulsion en conformité de la fonction $\cos^2 \alpha$. Donc, sur la surface de la contraction nous avons la distribution déterminée de l'énergie complémentaire dE qui sont obtenu des courants intérieurs:

$$dE = dE \sin^2 \alpha + dE \cos^2 \alpha = df + d\varphi \quad (4)$$

$$\text{où} \quad \frac{df}{d\varphi} = \frac{\sin^2 \alpha}{\cos^2 \alpha} \quad (5)$$

où α = angle d'attaque local.

On peut alors dire que le changement de la pression excessive depend de la distribution des vitesses des courants interieurs et d'un angle d'attaque local.

Dans la suite, selon la condition de la ininterruption du flux à la diminution de la section de la contraction les vitesses des courants frontières augmentent en proportion du paramètre de la contraction et l'énergie cinétique en conformité de la fonction ε^2 . Avec cela l'augmentation de l'énergie cinétique des courants frontières du liquide réel $d\varphi_r$ se compose du composant idéal $d\varphi_i$ en conformité de l'équation de Bernoulli et du composant impulsional $d\varphi$ qui est recue des courants intérieurs:

$$d\varphi_r = d\varphi_i + d\varphi \quad (6)$$

$$\text{ou} \quad d\varphi = d\varphi_r - d\varphi_i = \varphi_r d(\varepsilon^2) - \varphi_i d(\varepsilon^2) \quad (7)$$

où φ_r, φ_i - son les dérivées de l'énergie cinétique des courants frontières du flux réel et du flux idéal.

Naturellement que la vitesse de l'augmentation de l'énergie cinétique des courants frontières dans le flux réel sera plus que dans le flux idéal:

$$\varphi_r' - \varphi_i' = \frac{\rho(kV_0)^2}{2} \cos^2 \alpha \quad (8)$$

$$\text{Le composant impulsional s'écrit alors} \quad d\varphi = \frac{\rho(kV_0)^2}{2} \cos^2 \alpha d(\varepsilon^2) \quad (9)$$

où k, α, ε - son les fonctions du rayon courant de la contraction.

De manière analogue par l'équation (5) nous établissons le différentiel d'énergie potentielle: $df = \frac{\rho(kV_0)^2}{2} \sin^2 \alpha d(\varepsilon^2)$ (10)

A la forme intégrale la fonction de la pression excessive s'écrit:

$$f(r) = \frac{\rho V_0}{2} \int_1^\varepsilon k^2 \sin^2 \alpha d(\varepsilon^2) + f(R) \quad (11)$$

A son tour la résistance frontale de la contraction dans le flux réel se définit par

$$\text{l'intégrale: } F_x = \Delta p S_1 = 2\pi \int_r^R \left[\frac{\rho V_0^2}{2} \int_1^\varepsilon k^2 \sin^2 \alpha d(\varepsilon^2) + f(R) \right] r dr \quad (12)$$

Naturellement ici nous ne comptons pas le frottement.

2. Le problème extérieur. On peut examiner les possibilités de la méthode exposée au problème extérieur et dans calculs de l'action réciproque du corps et du flux réel. Si nous avons le cylindre de diamètre $2r$ avec la tête conique placée dans le tube coaxial de diamètre $2R$ (fig.2) alors sa résistance frontale est la somme des résistances des contraction, frottement et expansion de Borda.

Dans les conditions du problème extérieur: $k = 1$ et $\sin^2 \alpha = \text{const}$,

$$\text{par intégration (12) on obtient: } \Delta p = (1-n) \sin^2 \alpha \frac{\rho V_1^2}{2} = \xi \frac{\rho V_1^2}{2} \quad (13)$$

où $n = V_0 / V_1 = (R^2 - r^2) / R^2$ est le rapport des vitesses moyennes,

ξ = coefficient de résistance.

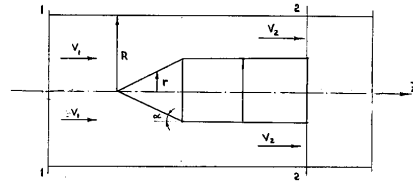


Fig. 2. Le cylindre de diamètre $2r$ avec la tête conique placée dans le tube coaxial de diamètre $2R$

Nous établissons la perte de pression à la expansion de Borda par

$$\Delta p' = (1-n)^2 \frac{\rho V_1^2}{2} = \xi \frac{\rho V_1^2}{2} \quad (14)$$

Il faut noter que le frottement est assez considérable pour le cylindre avec la longueur plus grossière que le diamètre en 3-4 fois. Pour le court cylindre sans la tête nous avons l'augmentation des pertes en rapport de l'influence réciproque de la contraction et de l'expansion. On examine le cylindre avec la longueur de 3 diamètres et le coefficient de résistance frontale $C_x = 0,82$. En négligeant du frottement sur la surface du cylindre on peut écrire la résistance complète comme la somme des

résistances de la contraction et de la expansion de Borda (relativement du flux contractant): $\Delta p_x = \Delta p + \Delta p' = (\xi - \xi') \frac{\rho V_1^2}{2}$ (15)

ou relativement la section du tube: $\Delta p_x = \frac{1}{n^2} (\xi + \xi') \frac{\rho V_0^2}{2}$ (16)

La force de la résistance frontale du corps pour le problème intérieur de la hydrodynamique sera déterminé par la formule: $F_x = \Delta p_x S_x = \frac{1}{n^2} (\xi + \xi') \frac{\rho V_0^2}{2} S_x$ (17)

ou S_x est la section transversale du cylindre. De l'autre côté, cette force peut présenter d'une manière traditionnelle pour le problème extérieur: $F_x = C_x \frac{\rho V_0^2}{2} S_x$ (18)

Donc, le coefficient de la résistance frontale du cylindre alors écrire sous la forme

$$C_x = \frac{1}{n^2} (\xi + \xi') \quad (19)$$

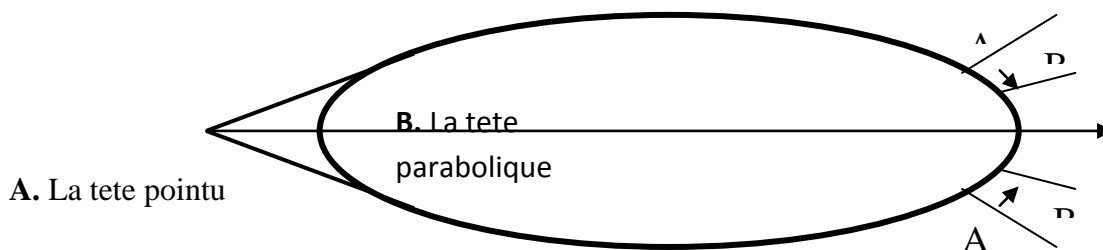
Il est facile de marquer que l'augmentation du diamètre du tube et la diminution du degré de la contraction ε réduit à la diminution de la résistance frontale mais jusqu'à la limite connu qui caractérise la résistance du corps contourne dans le flux libre: $0,82 = \frac{1}{n^2} [(1-n) + (1-n)^2]$ (20)

d'où $n = 0,696$ et le rayon de l'influence R (c'est-à-dire le rayon minimal du tube où la résistance frontale s'égale la résistance frontale dans le flux libre) compose 1,81 du rayon de la section transversale du cylindre. Après la définition du rayon de l'influence on peut calculer des résistances frontales du cylindre avec les cônes frontales différentes (Tabl.1).

Table 1. La influence d'angle d'attaque et le degré de la contraction

| n | angle d'attaque | | | |
|------------------------|-----------------|-------------|-------------|-------------|
| | 30 ° | 45 ° | 60 ° | 90 ° |
| 0,1 | 103,5 / 102 | 126 / 125 | 148,5 / 146 | 171 / 174 |
| 0,2 | 21 / 20 | 26 / 26 | 31 / 30 | 36 / 37 |
| 0,3 | 7,4 / 7,2 | 9,3 / 9,5 | 11,3 / 11,5 | 13,2 / 13 |
| 0,4 | 3,2 / 3,3 | 4,1 / 4,2 | 5,1 / 4,9 | 6,0 / 6,1 |
| 0,5 | 1,5 / 1,6 | 2,0 / 2,0 | 2,5 / 2,4 | 3,0 / 2,9 |
| 0,6 | 0,72 / 0,7 | 1,0 / 0,98 | 1,3 / 1,3 | 1,56 / 1,6 |
| 0,695 | 0,35 / 0,39 | 0,51 / 0,52 | 0,67 / 0,67 | 0,82 / 0,83 |
| Flux libre(expérience) | 0,38 | 0,52 | 0,66 | 0,82 |

3. La etape experimentale. Pendant la etape experimentale, on considere le coefficient de resistance frontale pour les corps prolongees “a le sous-marin”. En cas de la tete (la proue) pointu avec la poupe prolonge nous avons de plus grand coefficient de resistance. D’autre part, la tete parabolique avec la poupe identique fournit la diminution de ce coefficient (environ 15 % selon “G.Fuhrmann “Jahbuch der Motorluftschiff-Studiengesellschaft. Bd.5”). Les resultats montrent que la reserve d’energie des courants frontieres, dans le derniere cas, permet de deplacer du point de separation le long de la poupe dans de direction du flux. Cependant, si l’accroissement la resistance de la tete parabolique sera plus grand que la reduction de la resistance de la poupe par ce deplacement, la somme certainement sera plus grand. Il est clair que ceci demande une analyse beaucoup plus detaillee des resultats experimentales. A l’heure actuelle, il n’existe par de travaux qui permettent d’evaluer de ce modele applique au probleme des actions reciproques dans les systemes aquatiques. Nous avons voulu illustrer par la qu’il est possible de donner une image theorique simple du coefficient de resistance comme la somme des resistances des tete, corps et la poupe. De toute facon, une experience a confirme ce phenomene.



**Fig. 3. Le deplacement des points de separation le long de la poupe
A devant B dans le cas la tete parabolique et la poupe identique**

References:

1. Daily J., Harleman D. Mécanique des fluides (la traduction d’anglais), Maison d’édition “Energie”, Moscou, 1971.
2. Lamb W. Hydrodynamique (la traduction), Ed.”Gostechizdat”, Moscou, 1947.
3. Wirtz H.J., Smolderen J.J. (eds) Numerical Methods in Fluid Dynamics, Von Karman Institute for Fluid Dynamics, Hemisphere Publ.: Rhode-Genese, Belgium, 1978.
4. Gurevich M.I. Theory of jets in idéal fluids.- New York-London: Academic Press, 1965.
5. Kelvin (Thomson W.) On the doctrine of discontinuity of fluid.- Nature, 1894, t.50; Math and Phys. Papers, v.IV – Cambridge, 1910.
6. Sedov L.I. Sur le developpement de la méthode de Joukowski pour le mouvement à jet.- Ed.CAGI Math. Ann., v.342, 1938.

7. Kochin N.E. Application de la théorie de la couche limite au problème de la circulation générale de l'atmosphère.- Chambéry, Paris, pp. 201-205, 1933.
8. Levi-Chivita T. Scie e leggi di resistenza. Rend. Circola, Math. Palermo, 1907, t.XXIII.
9. Norwood J. High Speed Saling. Design Factors.- Granada publishing: London-Toronto-New York, 1983.
10. Riabouchinsky D. On steady fluid motion with free surfaces.- Proc.London Math.Soc., v.19, 1921.
11. Shandyba A.B. Hydraulic resistance of conical contraction. – in “Collection of articles on Chem. Machine Build.” TMK Publ., Kiev, pp 89-94,1992.
12. Shandyba A.B., Nazarenko AM. Optimization of the head surface configuration of bridge supports.- Mech. Eng.Journal, vol.2, Sumy, SDAU, pp.322-325, 1998.
13. Shandyba A.B. (2002) Hydraulic Resistance of Bodies in Water Flow.-BWW Journal, Physics: Fluid Mechanics, No 3, May-June issue 2002, USA.
14. Shandyba A.B. (2002) Note on Power Interaction Between Viscous Flow and Some Profiles with Forward Sharp Edge.- BWW Journal, Physics: Fluid Mechanics, No 5, September-October issue 2002, USA.
15. Tolbatov A.V. Improving the information support of management of agricultural enterprises through innovations / O.B. Viunenko, M.M. Ruban, H.A. Smoliarov, I.H. Smoliarov, A.V. Tolbatov, V.A. Tolbatov, S.V. Tolbatov // SW Journal Agriculture. Scientific world, Ivanovo, 2015. – Volume J21509 (9). [November 2015]. – P. 8–13. – URL: <http://www.sworld.com.ua/e-journal/j21509.pdf>
16. Tolbatov A.V. Organization of investments support in innovation activities of agriculture of the region / A.V. Tolbatov, G.A. Smolyarov, V.A. Yefanov, Y.G. Smoliarov, V.A. Tolbatov, M.N. Ruban, S.V. Tolbatov // SW Journal Management and Marketing. – Scientific world, Ivanovo, 2016. – Volume 07 J116 (10). [May 2016]. P. 3–9. – URL: <http://www.sworld.com.ua/e-journal/j11607.pdf>
17. Tolbatov A.V. Development concept modeling of business processes of modern industrial enterprises in terms of theoretical and legal approaches to the analysis information security / A.V. Tolbatov, V.A. Tolbatov // International scientific-technical magazine Measuring and computing devices in technological processes. – Khmel'nyts'ky, 2017. – №1 –P.196–199.
18. Tolbatov A.V. Functional modeling – methodological basis for investigation of business processes at industrial enterprises / A.V. Tolbatov, S.V. Tolbatov, O.O. Tolbatova, V.A. Tolbatov // International scientific-technical magazine Measuring and computing devices in technological processes. – Khmel'nyts'ky, 2017. – №3 –P.186–189.

Анотація: Конфузор є одним з розповсюджених елементів багатьох технічних систем. Для внутрішньої проблеми гідродинаміки це є характерний зразок силової взаємодії потоку з поверхнею, що ним омивається. В цьому розгляді ми обмежимося розвинутим турбулентним режимом обтікання, що дозволить дослідити вплив геометрії конфузора на розподіл тиску, втрати енергії та лобовий опір. В статті представлена розрахункова модель для визначення лобового опору у водному потоці. Експериментальне підтвердження отримано для вісесиметричних випадків. Задовільні результати підтверджують вплив локального кута атаки та ступеня стиснення потоку.

Ключові слова: конфузор, внутрішня задача гідродинаміки, силова взаємодія, геометрія стиснення, втрати енергії, лобовий опір, локальний кут атаки, кільцьове стиснення, зовнішня задача гідродинаміки, обтічний понтон.