

P O L S K A A K A D E M I A N A U K
INSTYTUT MASZYN PRZEPŁYWOWYCH

PRACE
INSTYTUTU MASZYN
PRZEPŁYWOWYCH

TRANSACTIONS
OF THE INSTITUTE OF FLUID-FLOW MACHINERY

80

WARSZAWA—POZNAŃ 1981

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

PRACE INSTYTUTU MASZYN PRZEPŁYWOWYCH

poświęcone są publikacjom naukowym z zakresu teorii i badań doświadczalnych w dziedzinie mechaniki i termodynamiki przepływów, ze szczególnym uwzględnieniem problematyki maszyn przepływowych

*

THE TRANSACTIONS OF THE INSTITUTE OF FLUID-FLOW MACHINERY

exist for the publication of theoretical and experimental investigations of all aspects of the mechanics and thermodynamics of fluid-flow with special reference to fluid-flow machinery

RADA REDAKCYJNA - EDITORIAL BOARD

TADEUSZ GERLACH · HENRYK JARZYNA · JERZY KRZYŻANOWSKI
STEFAN PERYCZ · WOJCIECH PIETRASZKIEWICZ · ROMUALD PUZYREWSKI
KAZIMIERZ STELLER (PRZEWODNICZĄCY - CHAIRMAN) · ROBERT SZEWAŁSKI
JÓZEF ŚMIGIELSKI

KOMITET REDAKCYJNY - EXECUTIVE EDITORS

KAZIMIERZ STELLER - REDAKTOR - EDITOR
WOJCIECH PIETRASZKIEWICZ · ZENON ZAKRZEWSKI
ANDRZEJ ŻABICKI

REDAKCJA - EDITORIAL OFFICE

Instytut Maszyn Przepływowych PAN
ul. Gen. Józefa Fiszer 14, 80-952 Gdańsk, skr. pocztowa 621, tel. 41-12-71

Copyright

by Państwowe Wydawnictwo Naukowe
Warszawa 1981

Printed in Poland

ISBN 83-01-02692-8

ISSN 0079-3205

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE - ODDZIAŁ W POZNANIU

Nakład 340+90 egz. Ark. wyd. 10. Ark. druk. 7,5 Papier druk. sat. kl. V,
70 g. 70×100 cm. Oddano do składania 26 kwietnia 1980 r. Druk ukończono
w lutym 1981 r. Zamówienie nr 486/34, T-2/778. Cena zł 40,-

DRUKARNIA UNIWERSYTETU IM. ADAMA MICKIEWICZA W POZNANIU

KRYSTYNA NAMIEŚNIK

Gdańsk

Podobieństwa i różnice pomiędzy skośnym skokiem wodnym i skośną falą uderzeniową w gazie o wykładniku izentropii $\kappa=2$ *

Formowanie się skośnego skoku wodnego na klinach o różnych kątach rozwarcia potraktowano jako elementarne zjawisko, w stosunku do bardziej skomplikowanych układów falowych generowanych na krawędziach spływu łopatek w palisadzie. Porównano otrzymane wyniki z warunkami teoretycznymi, obliczonymi na podstawie modelu skośnej fali uderzeniowej o wykładniku izentropii $\kappa=2$.

Podjęto próbę zbudowania prostego modelu opisującego zachowanie się skośnego skoku wodnego.

Wykaz oznaczeń

c_0 – prędkość rozchodzenia się małych zaburzeń w liniowym przybliżeniu [m/s],	u_2 – prędkość za falą uderzeniową (skokiem wodnym) [m/s],
$c(k)$ – prędkość rozchodzenia się małych zaburzeń dana wzorem dyspersyjnym (12) [m/s],	z – współrzędna [m],
g – przyspieszenie ziemskie [m/s ²],	F – liczba Froude'a,
h_1 – wysokość wody przed skokiem [m],	F_1 – liczba Froude'a przed skokiem wodnym,
h_2 – wysokość wody za skokiem [m],	F_2 – liczba Froude'a za skokiem wodnym,
h – wysokość warstwy wody [m],	F_{1n} – liczba Froude'a określona dla składowej normalnej prędkości,
k – wektor falowy [m ⁻¹],	F_{1t} – liczba Froude'a określona dla składowej stycznej prędkości,
p_1 – ciśnienie gazu przed falą uderzeniową [N/m ²],	K – współczynnik strat energii,
p_2 – ciśnienie gazu za falą uderzeniową [N/m ²],	T – współczynnik napięcia powierzchniowego [N/m],
u – prędkość czynnika [m/s],	β – kąt nachylenia skośnej fali uderzeniowej (skoku wodnego) w stosunku do pierwotnego kierunku prędkości [°],
u_{1n} – składowa normalna prędkości przed falą uderzeniową (skokiem wodnym) [m/s],	η – kształt powierzchni wody,
u_{1t} – składowa styczna prędkości przed falą uderzeniową [m/s],	θ – kąt rozwartości klina [°],
u_{2n} – składowa normalna prędkości za falą uderzeniową [m/s],	κ – wykładnik izentropii gazu,
u_{2t} – składowa styczna prędkości za falą uderzeniową [m/s],	λ – długość fali [m],
u_1 – prędkość przed falą uderzeniową (skokiem wodnym) [m/s],	ρ_1 – gęstość czynnika przed falą uderzeniową [kg/m ³],
	ρ_2 – gęstość czynnika za falą uderzeniową [kg/m ³],
	ω – częstość rozchodzenia się fal w ośrodku dyspersyjnym [s ⁻¹].

* Praca wykonana w ramach problemu międzyresortowego MR. I. 26, „Podstawy projektowania maszyn i urządzeń energetycznych”, grupa tematyczna 02.

1. Wstęp

Badania dotyczące przepływów transsonicznych przez palisady łopatkowe metodą analogii hydrogazodynamicznej zainicjowały próby opracowania metody obliczania strat energii w takich kanałach.

Istnieją trzy podstawowe źródła dyssypacji energii: tarcie czynnika o powierzchnię profilu, skończona grubość krawędzi spływu i fale uderzeniowe. Powodują one straty tarcia, spływu oraz straty na falach uderzeniowych.

Na podstawie koncepcji warstwy przyściennej, wykorzystując rozkład prędkości na profilu, uzyskany metodą analogii hydrogazodynamicznej oszacowano wielkość strat tarcia i strat spływu dla przykładowego profilu transsonicznego [11].

Celem niniejszej pracy jest powiązanie zjawiska powstawania układu fal na krawędzi spływu profilu ustawionego w strumień płytkiej wody ze zjawiskiem skośnych fal uderzeniowych powstających na krawędzi spływu profilu w gazie o wykładniku izentropy $\kappa=2$. Zadanie to jest podstawowe w problemie obliczania strat energii na falach uderzeniowych na podstawie analogii hydrogazodynamicznej.

2. Klasyczny model skoku wodnego

Prosty jednowymiarowy model skoku wodnego sformułowany został przez Rayleigha. Opiera się on na założeniu równości strumienia masy i pędu po obu stronach nieciągłości. Zjawisko to bowiem, podobnie jak fala uderzeniowa w gazie, traktowane jest jak proces, któremu towarzyszy nagle zmiana parametrów wody, takich jak wysokość i prędkość.

Rysunek 1 przedstawia schemat generowania się skośnego skoku wodnego na klinie o kącie rozwarcia θ .

Warunki zgodności strumienia masy i pędu po obu stronach nieciągłości, rozpisane dla składowych normalnych i stycznych wektora prędkości u , mają postać:

$$\begin{aligned} h_1 u_{1n} &= h_2 u_{2n}, \\ h_1 u_{1n}^2 - h_2 u_{2n}^2 &= \frac{g}{2} (h_2^2 - h_1^2), \end{aligned} \quad (1)$$

$$h_1 u_{1n} u_{1t} - h_2 u_{2n} u_{2t} = 0.$$

Model ten dotyczy przepływu stacjonarnego, jednowymiarowego, przy założeniu hydrostatycznego rozkładu ciśnienia wraz z wysokością warstwy wody (tzw. przybliżenie płytkiej wody). Układ (1) stanowi zamknięty układ równań i pozwala obliczyć zmianę wysokości warstwy wody oraz zmianę liczby Froude'a po przejściu przez skok.

Relacje te przedstawiają się w sposób następujący:

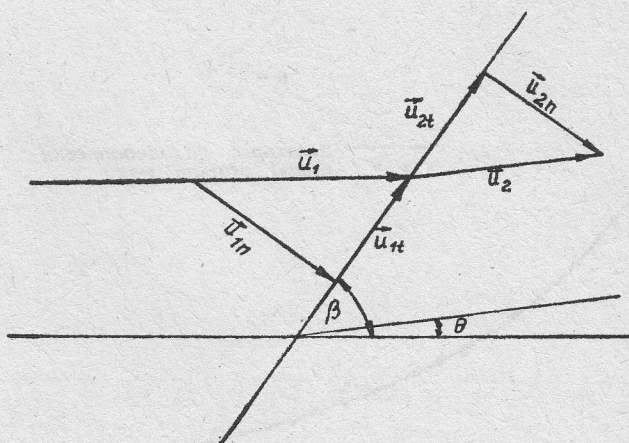
$$\frac{h_2}{h_1} = \frac{\sqrt{1 + 8F_1^2 \sin^2 \beta} - 1}{2}, \quad (2)$$

$$F_2 = F_1 \frac{\sin \beta}{\sin(\beta - \theta)} \left[\frac{2}{\sqrt{1 + 8F_1^2 \sin^2 \beta} - 1} \right]^{3/2}. \quad (3)$$

Liczba Froude'a, odpowiednik liczby Macha w gazie, w „przybliżeniu płytkiej wody” określona jest następująco:

$$F_1 = \frac{u_1}{\sqrt{gh_1}}, \quad F_2 = \frac{u_2}{\sqrt{gh_2}}. \quad (4)$$

Ponadto układ równań (1) określa związek pomiędzy kątem klina θ i kątem β , pod którym



Rys. 1. Schemat tworzenia się skośnego skoku wodnego (skośnej fali uderzeniowej) na klinie o kącie rozwarcia θ

w stosunku do pierwotnego wektora prędkości tworzy się skok wodny

$$\frac{\tan \beta}{\tan(\beta - \theta)} = \frac{h_2}{h_1}. \quad (5)$$

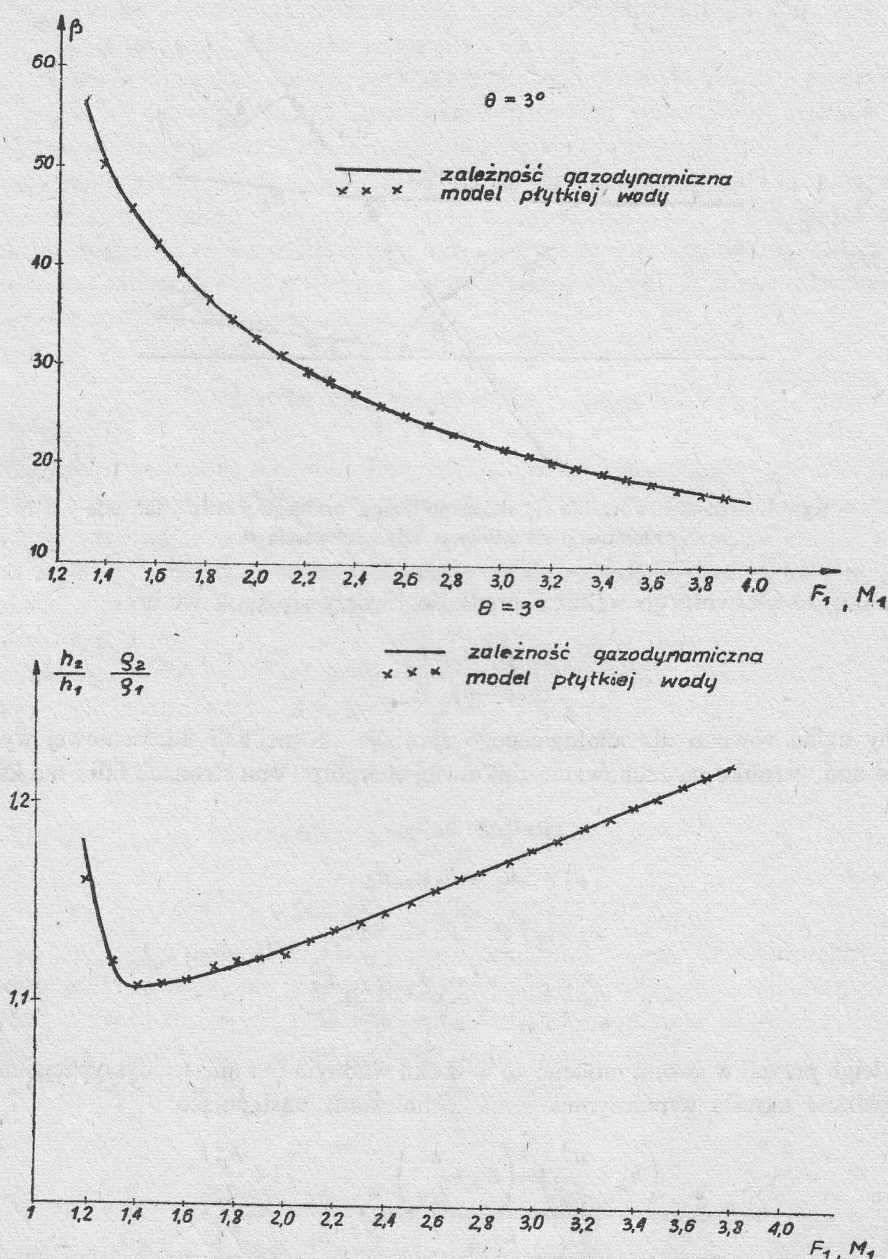
Pełny układ równań dla analogicznego zjawiska skośnej fali uderzeniowej wymaga dodania doń warunku na zachowanie całkowitej energii po obu stronach fali i ma kształt:

$$\begin{aligned} \rho_1 u_{1n} &= \rho_2 u_{2n}, \\ \rho_1 u_{1n} u_{1t} &= \rho_2 u_{2n} u_{2t}, \\ \rho_1 u_{1n}^2 + p_1 &= \rho_2 u_{2n}^2 + p_2, \\ \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{u_1^2}{2} &= \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p_2}{\rho_2} + \frac{u_2^2}{2}. \end{aligned} \quad (6)$$

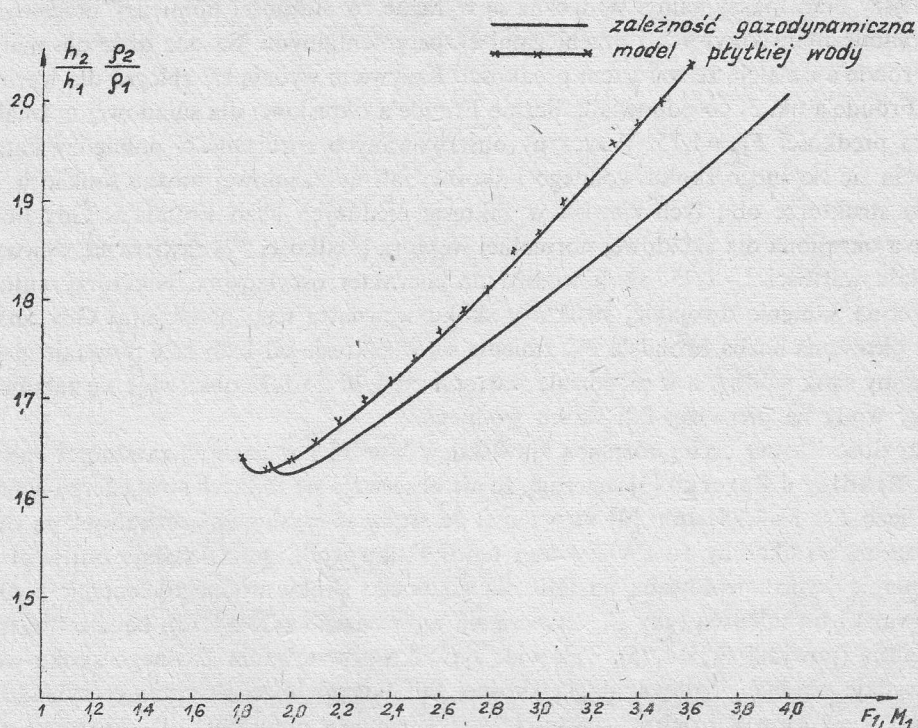
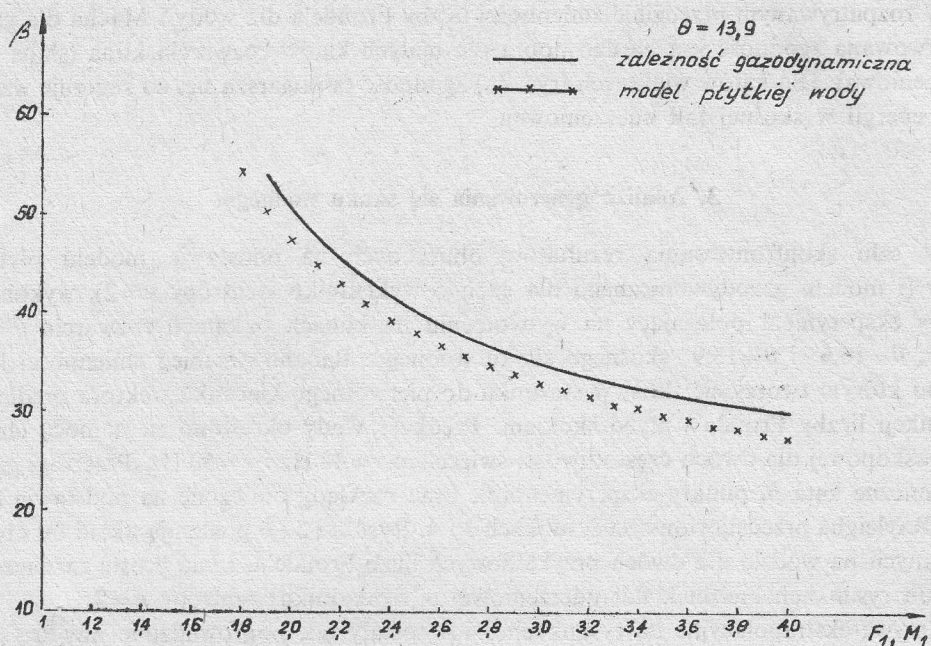
Rayleigh przyjął w swoim modelu, że w skoku wodnym ma miejsce dyssypacja energii, a jej wielkość określa współczynnik strat zdefiniowany następująco:

$$K = \frac{\left(h_1 + \frac{u_1^2}{2g}\right) - \left(h_2 + \frac{u_2^2}{2g}\right)}{\left(h_1 + \frac{u_1^2}{2g}\right)} = 1 - \frac{h_2}{h_1} \cdot \frac{1 + \frac{F_2^2}{2}}{1 + \frac{F_1^2}{2}}. \quad (7)$$

Przebiegi niektórych parametrów obliczone na podstawie klasycznego modelu skoku wodnego w funkcji liczby Froude'a porównano z analogicznymi parametrami dla skośnej fali uderzeniowej w gazie o wykładniku izentropy $\kappa=2$, w funkcji liczby Macha. Na rysunkach 2 i 2a przedstawiono wynik tego porównania. Są to zmiany stosunku gęstości oraz zmiany kąta tworzenia się skoku wodnego i fali uderzeniowej, odpowiednio w funkcji liczby Froude'a i Macha.



Rys. 2. Przebieg zmienności kąta β oraz stosunku h_2/h_1 (ρ_2/ρ_1) w funkcji liczby Froude'a (Macha)



Rys. 2a. Przebieg zmienności kąta β oraz stosunku h_2/h_1 (ρ_2/ρ_1) w funkcji liczby Froude'a (Macha

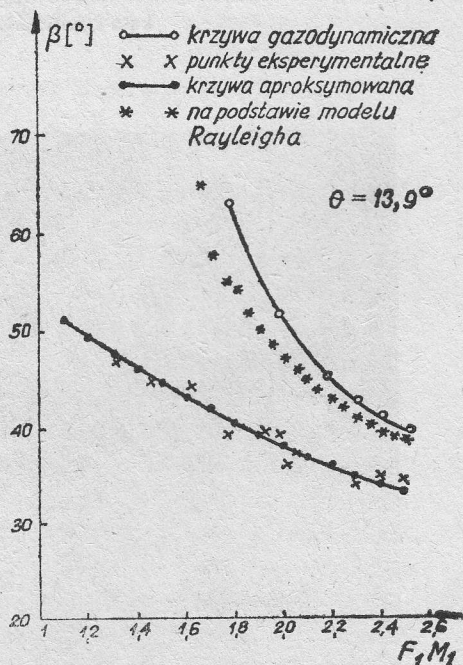
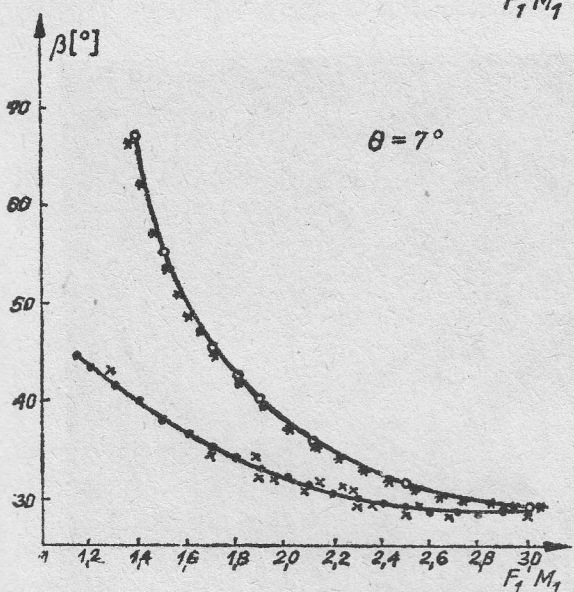
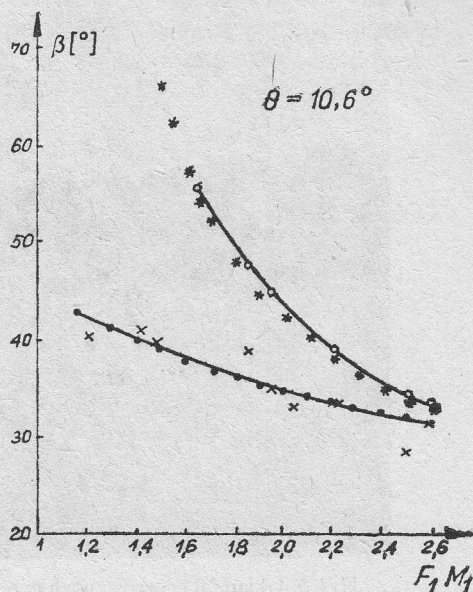
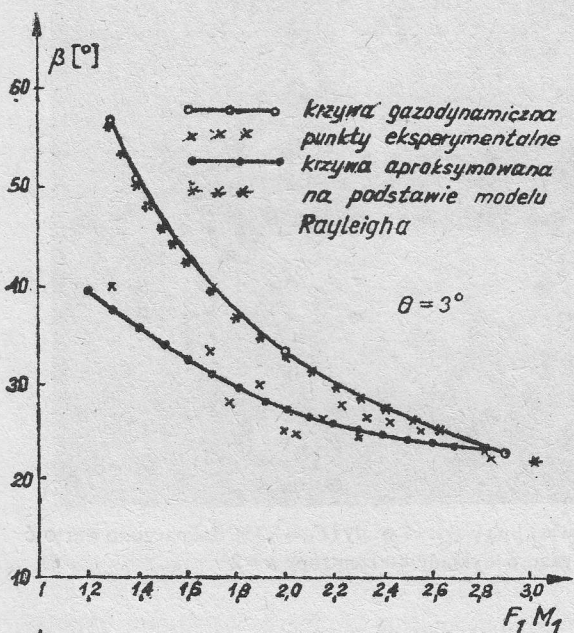
W rozpatrywanym przedziale zmienności liczby Froude'a dla wody i Macha dla gazu, obserwowana zgodność jest bardzo dobra dla małych kątów rozwarcia klina (słaba fala uderzeniowa). Dla kątów większych (rys. 2a) zgodność ta pogarsza się, co sugeruje wzrost strat energii w skośnej fali uderzeniowej.

3. Analiza generowania się skoku wodnego

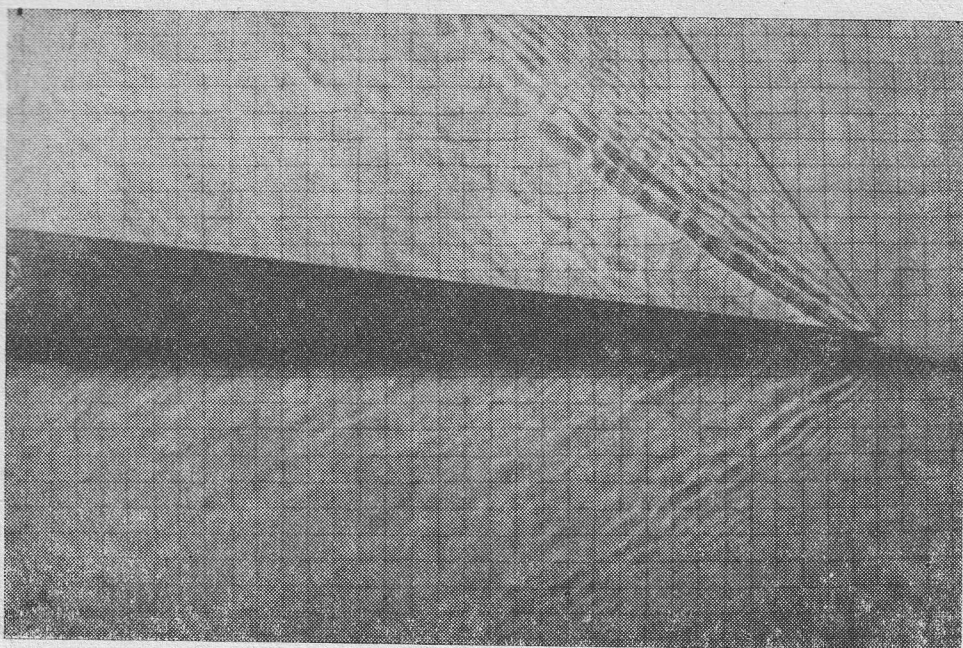
W celu skonfrontowania rezultatów obliczonych na podstawie modelu płytkiej wody (i modelu gazodynamicznego dla gazu o wykładniku izentropy $\kappa=2$), wykonano prosty eksperyment polegający na wytworzeniu na klinach o kątach rozwarcia $\theta=3^\circ$, $\theta=7^\circ$, $\theta=10,6^\circ$ i $\theta=13,9^\circ$ skośnego skoku wodnego. Badano przebieg zmienności kąta β , pod którym tworzy się skok, w stosunku do pierwotnego kierunku wektora prędkości w funkcji liczby Froude'a przed skokiem. Prędkość wody określono za pomocą lampy stroboskopowej dla dwóch częstotliwości świecenia: $\nu=40$ Hz i $\nu=50$ Hz. Przebiegi gazodynamiczne kąta β , punkty eksperymentalne oraz rozkłady obliczone na podstawie modelu Rayleigha przedstawiono na rysunkach 3 i 4. Rysunki 5 i 6 pokazują układ fal obserwowanych na wodzie dla dwóch przykładowych liczb Froude'a. Linia prostą zaznaczono na obu rysunkach kierunek fali uderzeniowej o wykładniku izentropy $\kappa=2$.

Krzywe ekstrapolacyjne na rysunkach 3 i 4 zostały tak poprowadzone aby uzyskać najmniejszy błąd maksymalny. Widoczne są wyraźne rozbieżności pomiędzy przebiegami gazodynamicznymi krzywych i przebiegami eksperymentalnymi. Są one duże dla małych liczb Froude'a i maleją ze wzrostem prędkości. Krzywe te wydają się zbiegać dla wartości liczby Froude'a ok. 3, co odpowiada liczbie Froude'a określonej dla składowej normalnej wektora prędkości $F_{1n}=1,75$. Przyczyny obserwowanych rozbieżności pomiędzy kątami tworzenia się skośnego skoku wodnego i skośnej fali uderzeniowej można szukać w odmiennej strukturze obu tych zjawisk w zakresie niedużych liczb Froude'a. Gdy liczba Froude'a określona dla składowej normalnej wektora prędkości F_{1n} zawiera się wewnątrz przedziału wartości 1 - 1,75, skok wodny ma charakter oscylacyjny. Niektórzy autorzy [2] sugerują istnienie dwojakiej struktury skoku wewnątrz tego przedziału. Gdy analogicznie określona liczba Froude'a F_{1n} zmienia się w zakresie od 1 do 1,26 powstaje gładki zafalowany skok wodny, a w przedziale wartości od 1,26 do 1,75 obserwuje się załamanie warstwy wody na pierwszej fali skoku wodnego.

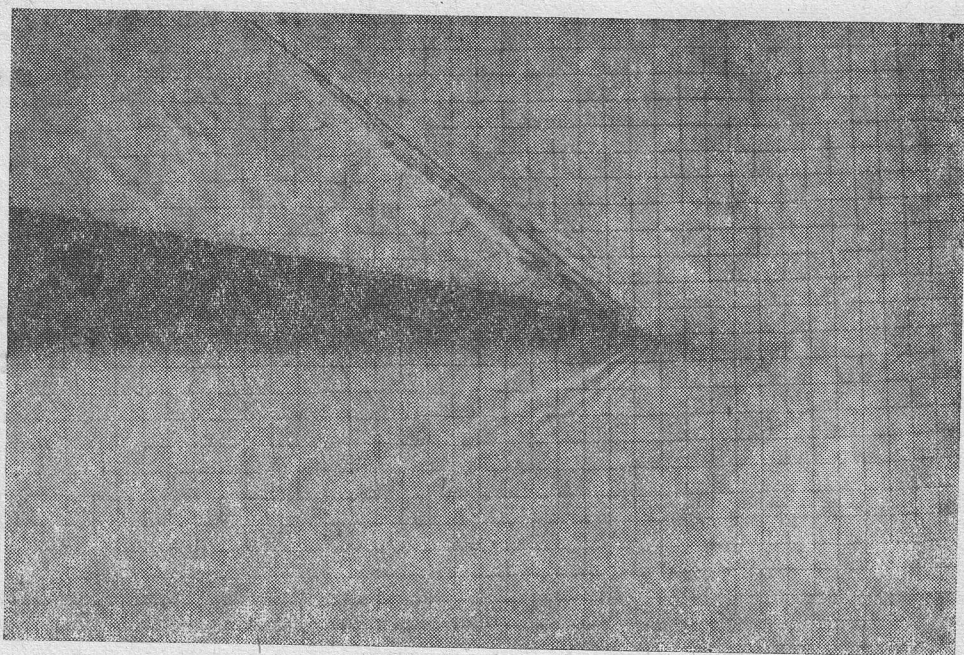
Inną dość istotną cechą różniącą zjawisko w wodzie i w gazie są zależności energetyczne. Bradley i Peterka [3] sugerują, że nie obserwuje się żadnych strat energii w przedziale liczb F_{1n} 1 ÷ 1,75. Inni [4] utrzymują, że straty te występują, aczkolwiek są dużo mniejsze niż wynikałoby to z klasycznej teorii skoku wodnego. Określają oni te straty jako energię wypromieniowaną na fali (dla gładkiego skoku wodnego), energię wypromieniowaną i turbulentną (gdy F_{1n} zawiera się w przedziale 1,26 ÷ 1,75), bądź też energię turbulentną (powyżej $F_{1n}=1,75$). Tak więc zjawisko powstawania skośnego skoku wodnego wydaje się być prostą analogią skośnej fali uderzeniowej w gazie o wykładniku izentropy $\kappa=2$, powyżej pewnej wartości liczby Froude'a określonej dla składowej normalnej wektora prędkości. W zakresie niedużych nadkrytycznych prędkości zasygnalizowane różnice wskazują na brak prostego podobieństwa tych dwóch zjawisk na płytkiej wodzie i w gazie.



Rys. 3 i 4. Przebieg zmienności kąta β na wodzie i porównanie z krzywą teoretyczną obliczoną dla gazu o wykładniku izentropy $\kappa=2$ dla dwóch kątów rozwarcia kłina



Rys. 5. Układ fal generowanych przy opływie klina warstwą wody ($F_1 = 1,35$). Zaznaczono wartość kąta odchylenia dla gazu o wykładniku izentropy $\kappa = 2$



Rys. 6. Układ fal generowanych przy opływie klina warstwą wody ($F_1 = 2,3$). Zaznaczono wartość kąta odchylenia dla gazu o wykładniku izentropy $\kappa = 2$

4. Próba sformułowania modelu zafalowanego skoku wodnego

Klasyczny model skoku wodnego, podobnie jak teoria płytkiej wody, jest uproszczonym opisem, nie uwzględniającym efektów dyspersyjnych i sił napięcia powierzchniowego. W tym pierwszym przybliżeniu związek dyspersyjny ma postać

$$\omega^2 = ghk^2, \quad (8)$$

a prędkość falowa, odpowiadająca prędkości rozchodzenia się małych zaburzeń, dana jest zależnością

$$c_0 = \sqrt{gh}. \quad (9)$$

Zależność ta wiąże się z liniowym równaniem falowym

$$\eta_{tt} - c_0^2 \eta_{xx} = 0, \quad (10)$$

którego ogólne rozwiązanie przedstawia falę prostą.

Uwzględnienie dyspersji i sił napięcia powierzchniowego prowadzi do wzoru dyspersyjnego dla fal na powierzchni wody [6]

$$\omega^2 = gk \tanh kh \left(1 + \frac{T}{\rho g} k^2 \right), \quad (11)$$

któremu odpowiada prędkość rozchodzenia się zaburzeń dana wzorem

$$c(k) = \sqrt{\left(\frac{g}{k} + \frac{Tk}{\rho} \right) \tanh kh} \quad (12)$$

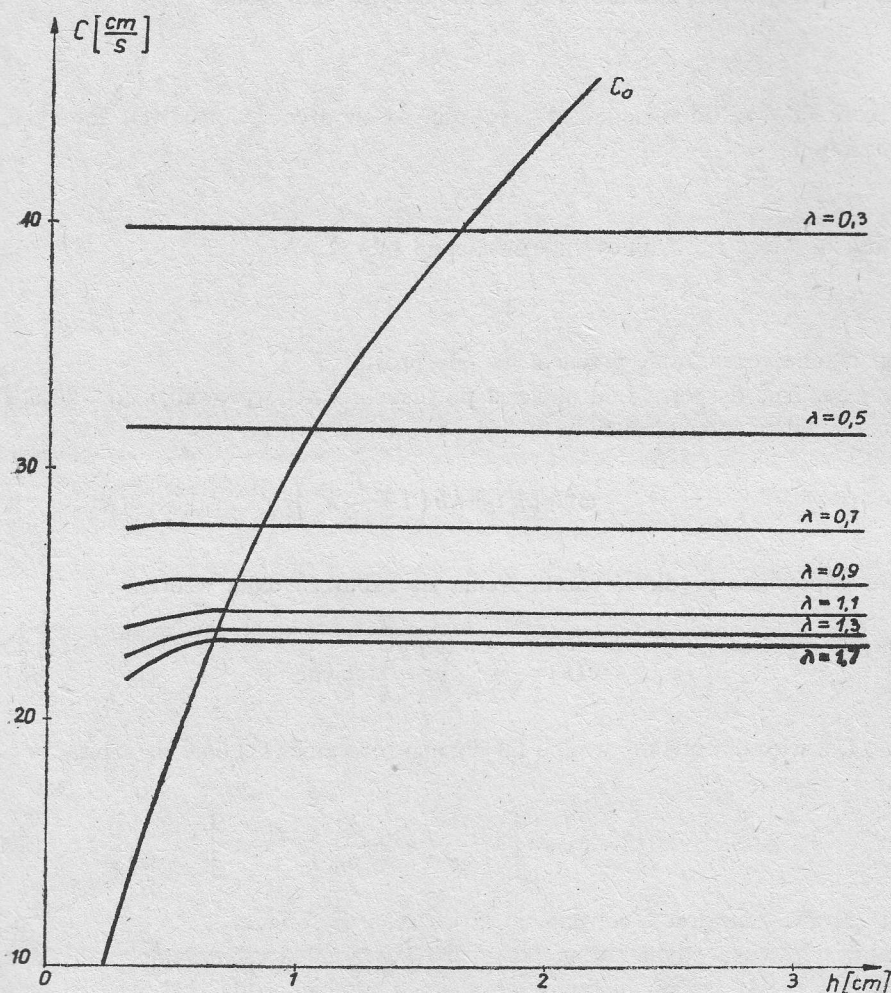
gdy $kh \ll 1$, a więc dla płytkiej wody i fal długich równanie (11) daje się zapisać w postaci szeregu

$$\omega(k) = k \sqrt{gh} \left[1 - \frac{1}{6} \left(h^2 - \frac{3T}{\rho g} \right) k^2 + \dots \right] \quad (11a)$$

i relacja ta związana jest z równaniem Kortewega de Vriesa.

Analogia hydrogazodynamiczna zachodzi tylko pomiędzy równaniami gazodynamiki a pierwszym przybliżeniem nieliniowych równań płytkiej wody [13]. Jest to przybliżenie niedispersyjne – prędkość rozchodzenia się małych zaburzeń dana jest wzorem (9). Dokładniejszy opis fal na powierzchni wody dostarczają równania płytkiej wody z uwzględnieniem dyspersji. Stąd wydaje się, że przyczyną rozbieżności pomiędzy „analogicznymi” parametrami obserwowanymi na wodzie (obliczonymi na podstawie modelu Rayleigha) i modelu gazodynamicznego jest pominięcie efektów dyspersyjnych. Rodzinę krzywych $c(k)$ dla różnych wartości parametru λ w funkcji głębokości wody przedstawia rysunek 7. Naniesiono na nim również krzywą odpowiadającą prędkości rozchodzenia się małych zaburzeń w ujęciu modelu płytkiej wody. Dla interesujących nas głębokości ($1 \div 2$ cm) różnica pomiędzy krzywą c_0 i właściwą krzywą z rodziny $c(k)$ może być przyczyną obserwowanych rozbieżności. Prędkość fazowa $c(k)$ dla określonej długości fali λ nie zmienia

swej wartości powyżej pewnej niedużej i nie stosowanej w eksperymencie wartości grubości wody h . Skłoniło to autorkę do „dobrania” takiej wartości λ , która dałaby określoną prędkość rozchodzenia się dźwięku $c(k)$. Tak określona prędkość dźwięku, przy

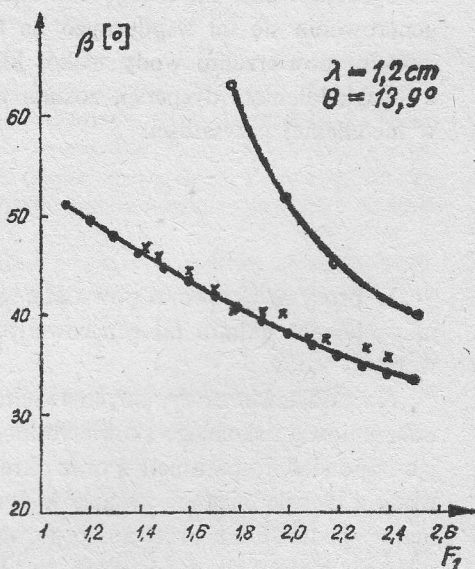
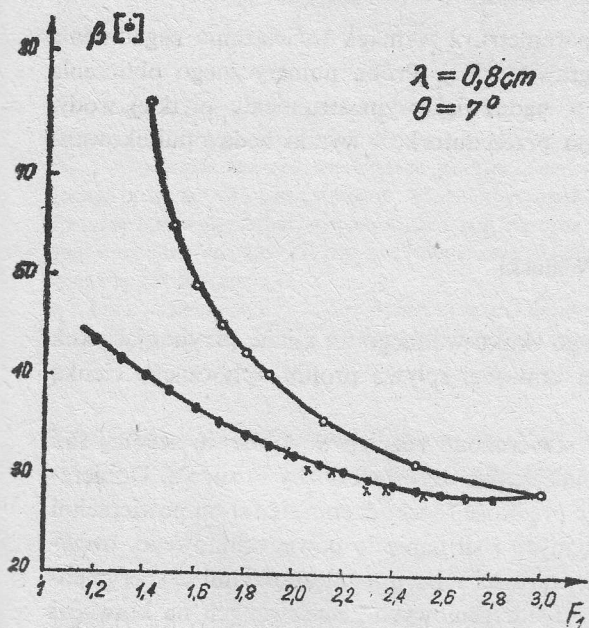
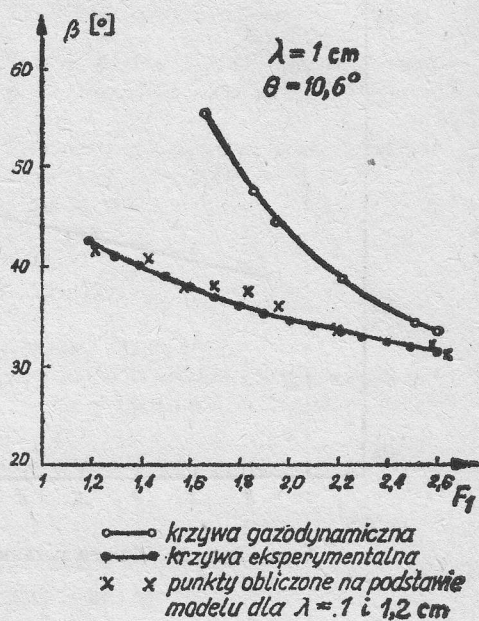
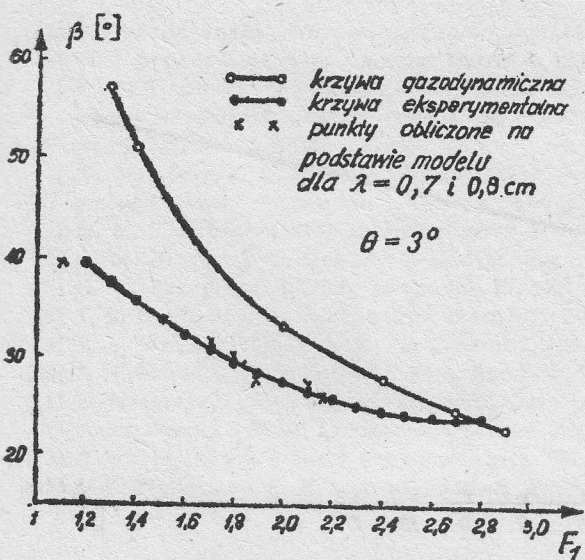


Rys. 7. Rodzina krzywych $c(k)$ dla różnych długości fali w funkcji głębokości

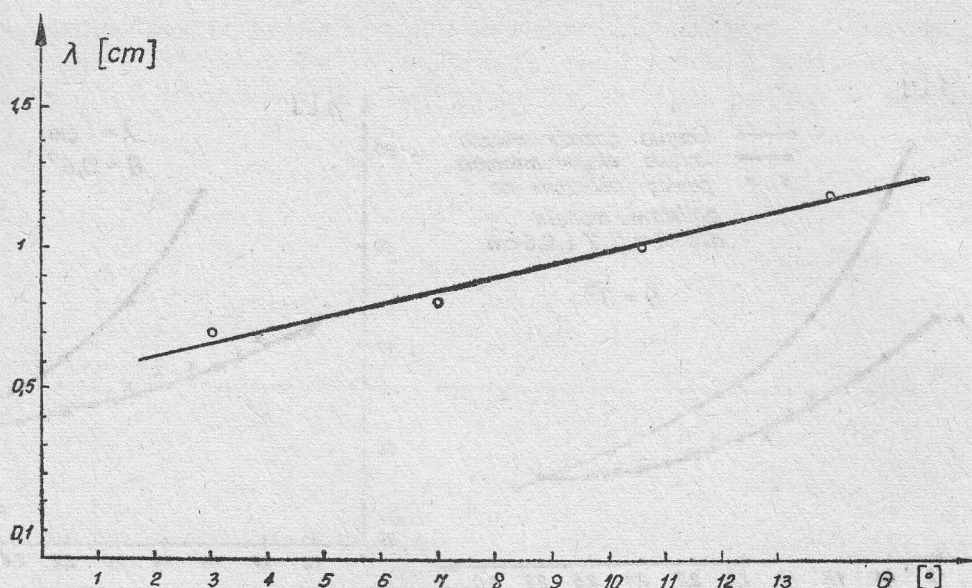
konkretnej głębokości wody, dała pożądaną wartość kąta odchylenia fali β , obliczoną na podstawie modelu gazodynamicznego z wykładnikiem izentropy $\kappa=2$.

Dla każdego z rozpatrywanych klinów dopasowano wartość λ , a przebiegi krzywych eksperymentalnych i otrzymane w wyżej opisany sposób punkty naniesiono na rysunkach 8 i 9.

Dobierana wartość parametru λ w zależności od kąta θ klina, wewnątrz przedziału $3 - 14^\circ$, przedstawiona jest na rysunku 10.



Rys. 8 i 9. Przebieg zmienności kąta β w funkcji liczby Froude'a F_1



Rys. 10. Zmiana parametru λ w funkcji kąta rozwarcia klina θ

Sprecyzowanie fizycznego charakteru parametru λ wymaga rozwiązania zagadnienia generowania się fal kapilarnych na fali grawitacyjnej. Próba numerycznego obliczenia kształtu powierzchni wody wokół klina, w nadźwiękowym strumieniu płytkiej wody, z uwzględnieniem dyspersji, została podjęta przez autorkę i wyniki będą opublikowane w niedalekiej przyszłości.

5. Wnioski

W pracy analizowano powstanie skośnego skoku wodnego na klinie, przyjmując skok jako element układu fal generowanych na krawędzi spływu profilu opływanego cienką warstwą wody.

Na podstawie otrzymanych rezultatów stwierdzono różnicę w położeniu skośnej fali uderzeniowej i skośnego skoku wodnego, malejącą ze wzrostem liczby Froude'a. Dobierając odpowiednio parametr λ oraz określając prędkość rozchodzenia się fal na powierzchni wody z uwzględnieniem związków dyspersyjnych i sił napięcia powierzchniowego, otrzymano zgodność tak przetransformowanych wartości kąta β z zależnościami eksperymentalnymi. Należy się spodziewać, że układ fal uderzeniowych generowanych na krawędzi spływu będzie inaczej usytuowany niż odpowiadający mu układ fal w płytkiej wodzie. Będzie on prawdopodobnie przesunięty w głąb kanału transsonicznego. Wniosek ten zostanie wykorzystany w trakcie obliczania położenia fal uderzeniowych w gazie o współczynniku izentropii $\kappa=2$, na podstawie obrazu fal generowanych na krawędzi spływu.

Literatura

- [1] Ł. G. Łojcianskij, *Miechanika zidkosti i gaza*. Moskwa 1973.
- [2] W. J. Prosnak, *Mechanika płynów*. Warszawa 1971.
- [3] R. Puzyrewski, S. Krzeczowski, T. Król, K. Jucha, *Badanie 8 profili wierzchołkowych łopatek wirnikowych ostatnich stopni. Część I. Badania profilu wierzchołkowego BBC I-136*. Oprac. wewn. IMP PAN, nr 47, 1975.
- [4] K. Namieśnik, L. Bitel, E. Gomułka, T. Król, *Automatyczny, optyczny pomiar rozkładu grubości warstwy cieczy na stoisku analogii hydrogazodynamicznej*. Prace IMP, z. 74, 1977.
- [5] N. N. Suncow, *Mietody analogij w aerodynamikie*. Moskwa-1958.
- [6] A. M. Binnie, J. C. Orkney, *Proc. Roy. Soc. A.*, 230, 1955.
- [7] D. H. Peregrine, *J. Fluid Mech.* vol. 25, part 2, 1966.
- [8] T. B. Benjamin, M. J. Lighthill, *Proc. Roy. Soc. A*, 224, 1954.
- [9] R. E. Meyer, *J. Fluid Mech.*, vol. 28, part 2, 1967.
- [10] J. N. Bradley, A. J. Peterka, *Proc. Am. Soc. C. E.*, p. 1401 - 1406, 1957.
- [11] K. Namieśnik, *Obliczanie współczynnika strat w palisadzie profili na podstawie rozkładu prędkości otrzymanego z analogii hydrogazodynamicznej*. Zeszyt Naukowy IMP PAN nr 51/928/79.
- [12] J. Werle, *Termodynamika fenomenologiczna*. Warszawa 1957.
- [13] J. V. Wehausen, E. V. Laitone, *Surface Waves*, Encyclopedia of Physics, vol. IX, p. 668.

Подобия и разницы между водяным скачком и косой ударной волной в газе с показателем изэнтропы $\kappa=2$

Резюме

Анализируется явление образования косого водяного скачка на нескольких клиньях с углом генерирования косой ударной волны в газе с показателем изэнтропы $\kappa=2$.

Полученные экспериментальные данные сопоставлены с соответствующими величинами выведенными пользуясь классической моделью мелкой воды. Замечаются значительные расхождения в диапазоне небольших значений сверхкритических чисел Фруда. Это привело к поискам модели описывающей явление косого скачка на воде. Предложенная модель хорошо описывает экспериментальные кривые.

Целью дальнейших работ будет присвоение полученных результатов к более осложненным волновым системам, возникающим на выходных кромках при околосзвуковых течениях.

Similarities and Differences Between an Oblique Water Jump and an Oblique Shock Wave in a Gas with the Isentropic Exponent $\kappa=2$

Summary

The effect of oblique water jump was analyzed for several wedges having different wall divergence angles. The angle at which the jump is produced was compared with the angle of occurrence of an oblique shock wave for the isentropic exponent $\kappa=2$.

The experimental results obtained were compared with those given by the classical shallow water model. Large deviations were observed for small supercritical Froude numbers. This gave rise to attempts of finding a model appropriate for the description of an oblique jump in water. Such model, correctly describing the results of experiments, was proposed by the author.

The further work will be aimed at adopting the obtained results to more complex wave systems appearing at trailing edges in transonic flows.