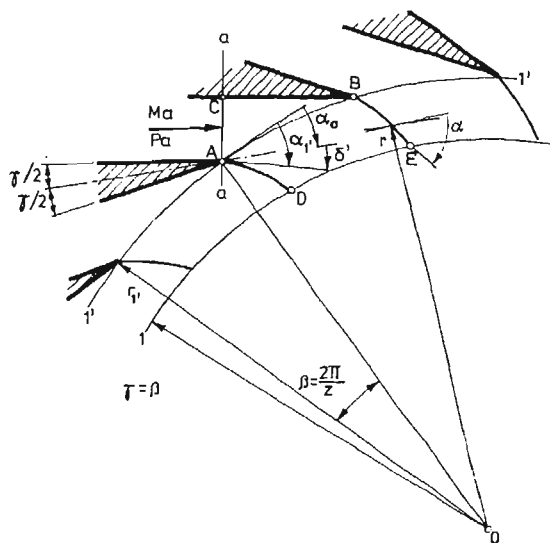


NADDŹWIĘKOWY PRZEPŁYW W OBSZARZE WYLOTOWYM DOŚRODKOWEGO WIENĆCA
KIERUJĄCEGO

JACEK LEBRECHT (ŁÓDŹ)

1. Wstęp

Znane z literatury modele naddźwiękowego przepływu za układami łopatkowymi dotyczą jedynie prostych, nieskończenie długich palisad łopatkowych [1, 2, 4, 5, 6, 7, 8]. Celem niniejszej pracy jest przedstawienie modelu przepływu za dośrodkowym wieńcem łopatkowym oraz wykazanie, że skośne fale uderzeniowe pojawiające się na krawędziach splywu powinny powstawać w każdych warunkach pracy wieńca, przy tym fale te oraz



Rys. 1. Rozważany model wieńca dośrodkowego.

linie rozdzielające strugi wypływające z sąsiednich kanałów łopatkowych będą zawsze krzywoliniowe — nawet przy jednorodnym polu parametrów w przekroju $a-a$ (rys. 1). Celem pracy jest także określenie charakteru zmiany parametrów na linii rozdziálu w niewielkiej odległości od krawędzi łopatek: $0,95 \leq r \leq 1,0$.

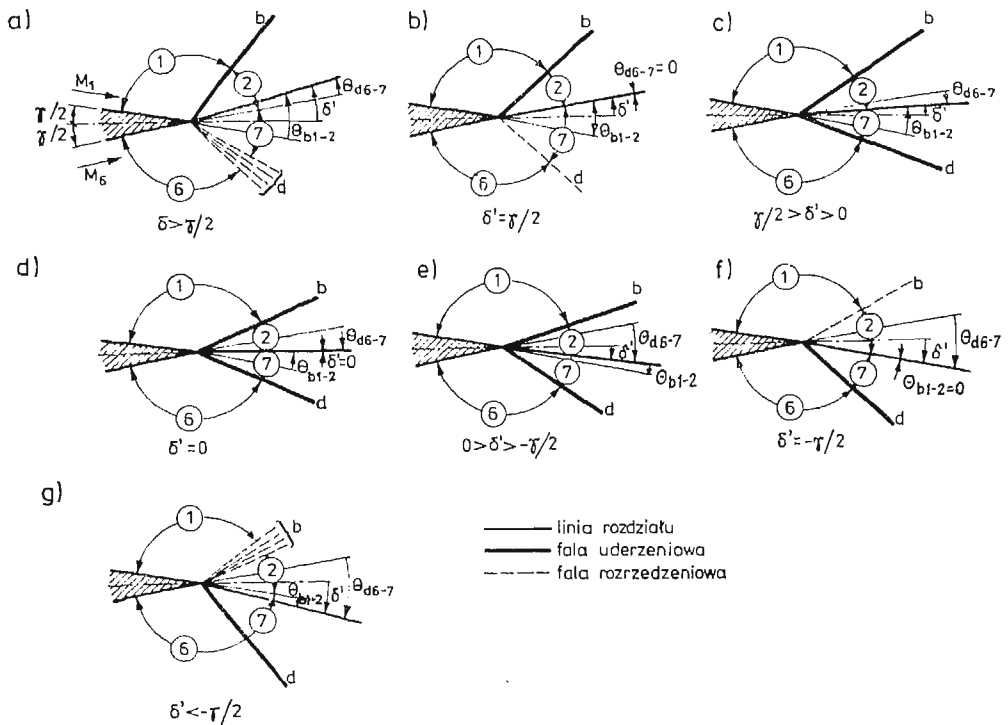
2. Założenia

Rozważany jest naddźwiękowy wypływ gazu z dośrodkowego wieńca ograniczonego dwiema równoległymi ścianami. Łopatki ukształtowane są tak, że w części wylotowej ściany kanałów łopatkowych są równoległe (rys. 1). Parametry przepływowe w przekroju $a-a$ (w obszarze przed pierwszą falą powstającą na krawędzi splywu) są jednorodne.

Wprowadzono ograniczenie, że w przepływie nie pojawiają się lokalne obszary poddźwiękowe oraz skośne fale uderzeniowe nie są falami odsuniętymi.

3. Model przepływu

Konfiguracje fal powstających na krawędziach splywu są zależne od kąta ustawienia łopatek α_a , liczby Macha w przekroju $a-a$ oraz ciśnienia za wieńcem. Wszystkie możliwe układy fal zestawiono na rys. 2¹⁾. Należy zwrócić uwagę na ścisły związek między konfiguracją fal i kątem $\delta' = \alpha_a - \alpha_1$, kątem odchylenia linii rozdziału na krawędzi splywu.

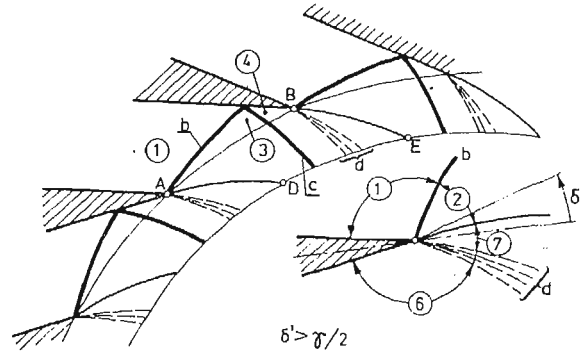


Rys. 2. Możliwe konfiguracje fal na krawędzi splywu łopatki. Oznaczenia obszarów: 1 — przed falą „b”, 2 — za falą „b” i nad linią rozdziału, 6 — przed falą „d” i pod łopatką, 7 — za falą „d” i pod linią rozdziału.

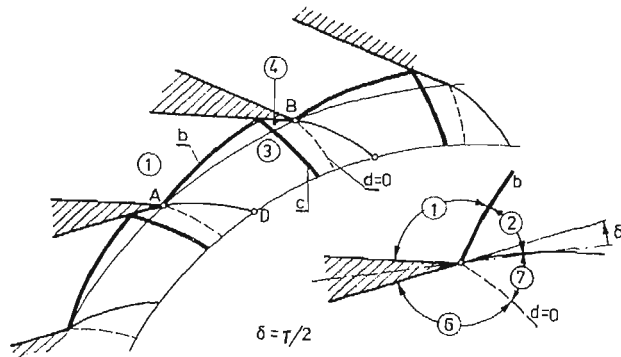
¹⁾ Na rys. 2 i dalszych symbolami 1, 2 ... oznaczono nieskończenie małe obszary w bezpośrednim sąsiedztwie ścianek i linii rozdziału, w których fale uderzeniowe mogą być potraktowane jako prostoliniowe. Na rysunkach symbole cyfrowe oznaczone są w kółkach.

Na przykład dla kąta $\delta' > \frac{\gamma}{2}$ (rys. 2a) fala „b” może być jedynie falą uderzeniową zaś fala „d” — jedynie falą rozrzedzeniową. Odpowiedni model przepływu dla tego przypadku podany jest na rys. 3a. Przepływ za wieńcem będzie powtarzalny wzdłuż całego obwodu, jeżeli ciśnienie wzdłuż linii rozdziału (A—D) będzie się zmieniać identycznie jak wzdłuż (B—E). W szczególności w bezpośrednim sąsiedztwie krawędzi spływu —

a)



b)



Rys. 3. Model przepływu za wieńcem dośrodkowym a — dla $\delta' > \frac{\gamma}{2}$, b — dla $\delta' = \frac{\gamma}{2}$

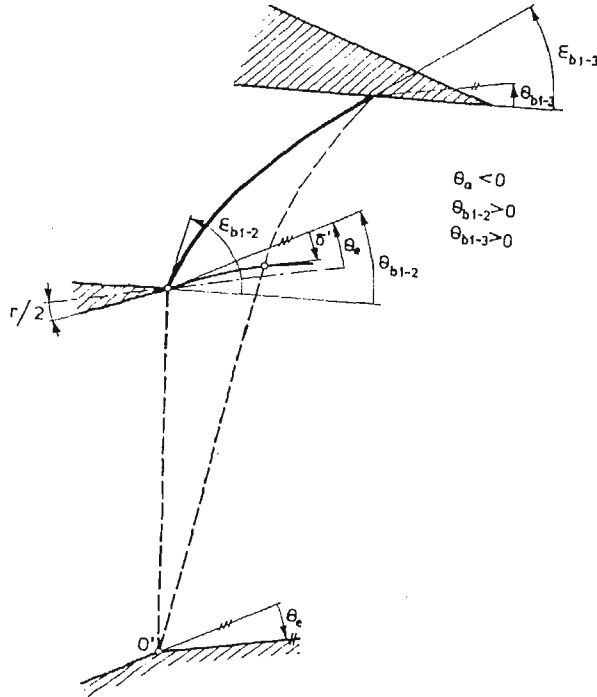
w obszarach 2 i 7 — ciśnienie musi mieć równą wartość. Ponadto być powinna zachowana równość kąta δ' w punktach A i B; przy czym może być $M_2 \neq M_7$.

Powyższe warunki zapisane przy pomocy znanych związków dla skośnych fal uderzeniowych i prostych fal rozrzedzeniowych wiążących liczby Macha oraz ciśnienia przed i za falą przy pominięciu nieznacznej zmiany parametrów między obszarami 4 i 6 ($M_4 = M_6$), daje się sprowadzić do układu ośmiu równań (1) ÷ (8) z niewiadomymi: $M_2, M_3, M_6, M_7, \theta_e, \epsilon_{b1-3}, \epsilon_{c3-4}, \epsilon_{b1-2}$ (patrz oznaczenia na rys. 4).

$$(1) \quad \delta' - \frac{\gamma}{2} = \sqrt{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}} \left[\arctg \sqrt{\frac{\kappa-1}{\kappa+1}} (M_7^2 - 1) - \arctg \sqrt{\frac{\kappa-1}{\kappa+1}} (M_6^2 - 1) \right] + \\ + \arctg \sqrt{M_6^2 - 1} - \arctg \sqrt{M_7^2 - 1},$$

$$(2) \quad \operatorname{ctg} \left(\delta' + \frac{\gamma}{2} \right) = \operatorname{tg} \varepsilon_{b1-2} \left(\frac{\frac{\kappa+1}{2} M_a^2}{M_a^2 \sin^2 \varepsilon_{b1-2} - 1} - 1 \right),$$

$$(3) \quad \operatorname{tg} \varepsilon_{b1-3} \left(\frac{\frac{\kappa+1}{2} M_a^2}{M_a^2 \sin^2 \varepsilon_{b1-3} - 1} - 1 \right) = \operatorname{tg} \varepsilon_{c3-4} \left(\frac{\frac{\kappa+1}{2} M_3^2}{M_3^2 \sin^2 \varepsilon_{c3-4} - 1} - 1 \right),$$

Rys. 4. Kąt θ_e zakrzywienia linii rozdziału

$$(4) \quad \left[1 + \frac{2\kappa}{\kappa+1} M_3^2 \sin^2 \varepsilon_{c3-4} - 1 \right] \left[1 + \frac{2\kappa}{\kappa+1} (M_a^2 \sin^2 \varepsilon_{b1-3} - 1) \right] =$$

$$= \left[1 + \frac{2\kappa}{\kappa+1} (M_a^2 \sin^2 \varepsilon_{b1-2} - 1) \right] \left(\frac{1 + \frac{\kappa-1}{2} M_7^2}{1 + \frac{\kappa-1}{2} M_6^2} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}},$$

$$(5) \quad -\theta_e = \delta' + \frac{\gamma}{2} - \operatorname{arctg} \left[\operatorname{tg} \varepsilon_{b1-2} \left(\frac{\frac{\kappa+1}{2} M_a^2}{M_a^2 \sin^2 \varepsilon_{b1-2} - 1} - 1 \right) \right],$$

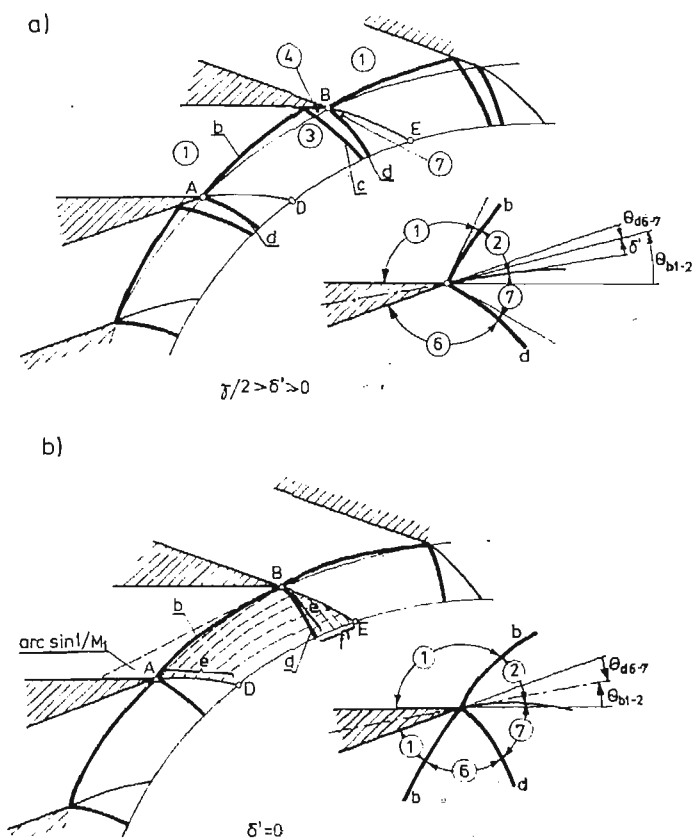
$$(6) \quad M_2^2 = \frac{\left(M_a^2 + \frac{2}{\kappa-1} \right) M_a^2 \sin^2 \varepsilon_{b1-2}}{\left[1 + \frac{\kappa-1}{\kappa+1} (M_a^2 \sin^2 \varepsilon_{b1-2} - 1) \right] \left[1 + \frac{2\kappa}{\kappa+1} (M_a^2 \sin^2 \varepsilon_{b1-2} - 1) \right]} - \frac{2}{\kappa-1},$$

$$(7) \quad M_3^2 = \frac{\left(M_a^2 + \frac{2}{\kappa - 1}\right) M_a^2 \sin^2 \varepsilon_{b1-3}}{\left[1 + \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} (M_a^2 \sin^2 \varepsilon_{b1-3} - 1)\right] \left[1 + \frac{2\kappa}{\kappa + 1} (M_a^2 \sin^2 \varepsilon_{b1-3} - 1)\right]} - \frac{2}{\kappa - 1},$$

$$(8) \quad M_4^2 = \frac{\left(M_3^2 + \frac{2}{\kappa - 1}\right) M_3^2 \sin^2 \varepsilon_{c3-4}}{\left[1 + \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} (M_3^2 \sin^2 \varepsilon_{c3-4} - 1)\right] \left[1 + \frac{2\kappa}{\kappa + 1} (M_3^2 \sin^2 \varepsilon_{c3-4})\right]} - \frac{2}{\kappa - 1}.$$

Układ ten przy warunku conajmniej dźwiękowego przepływu we wszystkich rozpatrywanych obszarach ($M_i \geq 1$; $i = 1, 2 \dots 7$) ma zawsze tylko jedno sensowne fizycznie rozwiązanie dla zestawu danych wejściowych $M_a, \kappa, \delta', \gamma$ skąd wynika, że w omawianym przypadku ($\delta' > \frac{\gamma}{2}$) model przepływu podany na rys. 3a może zapewnić powtarzalność przepływu wzdłuż całego obwodu wieńca.

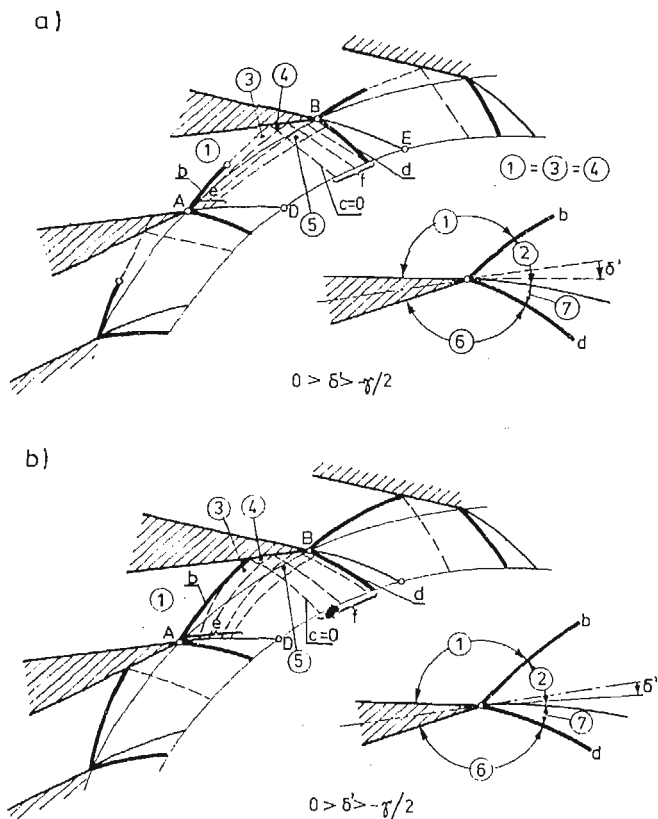
Do analogicznych wniosków o powtarzalności przepływu dochodzi się [9] rozpa-



Rys. 5. Model przepływu za wieńcem dośrodkowym a — dla $\frac{\gamma}{2} > \delta' > 0$, b — dla $\delta' = 0$

trując pozostałe warianty podane na rys. 2b ÷ g określone różną wartością kąta δ' . Odpowiadające im modele przepływu przedstawiono na rys. 5 ÷ 7.

3.1. Wyniki obliczeń. Kąt θ_e wyraża w sposób uwikłany krzywiznę fal uderzeniowych — dla $\theta_e = 0$ fale te są prostoliniowe. Obliczenia wskazują (rys. 8 i 9), że kąt $\theta_e \neq 0$ w całym



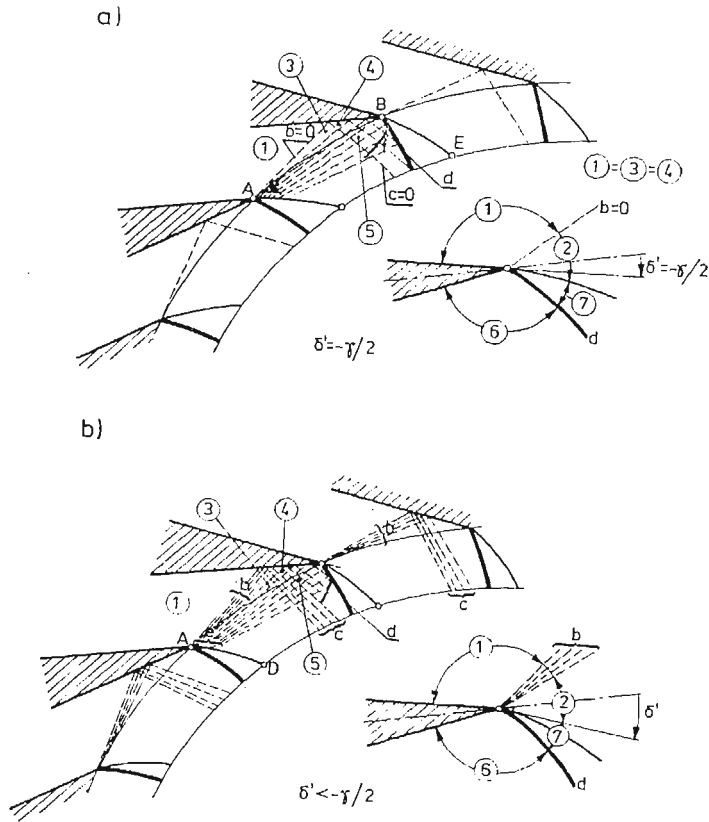
Rys. 6. Model przepływu za wieńcem dośrodkowym dla $0 > \delta' > -\frac{\gamma}{2}$.

zakresie kątów δ' , a jego wartość zależy od liczby łopatek i liczby Macha w przekroju $a-a$. Oznacza to, że fale uderzeniowe powstające na krawędzi splywu są zawsze krzywoliniowe.

Wraz ze wzrostem liczby łopatek kąt θ_e maleje i dla $z \rightarrow \infty$ (a więc jedynie dla nieskończenie długiej palisady cienkich łopatek) kąt $\theta_e \rightarrow 0$ i skośne fale są prostoliniowe.

Wykresy na rys. 10 przedstawiają zależność liczby Macha M_i ($i = 1, 2 \dots 7$) w poszczególnych obszarach w funkcji kąta δ' . Interesujące jest, że dla $\delta' \geq -\frac{\gamma}{2}$ liczba Macha po obydwu stronach linii rozdziału ma taką samą wartość: $M_2 = M_7$.

Zakres wartości M_a i δ' , dla których podane rozwiązania mają sens fizyczny podano na rys. 11. Przepływ na wylocie wieńca będzie naddźwiękowy, bez lokalnych obszarów poddźwiękowych, o ile tylko graniczne wartości $(M_a)_{gr}$ i $(\delta')_{gr}$ będą leżały powyżej krzywej podanej na rys. 11.

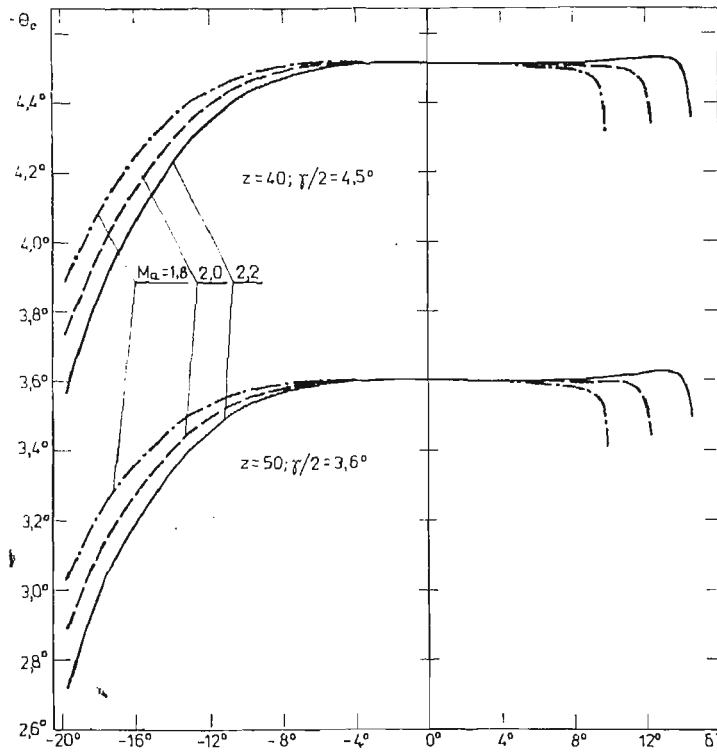


Rys. 7. Model przepływu za wieńcem dośrodkowym a — dla $\delta' = -\frac{\gamma}{2}$, b — dla $\delta' < -\frac{\gamma}{2}$.

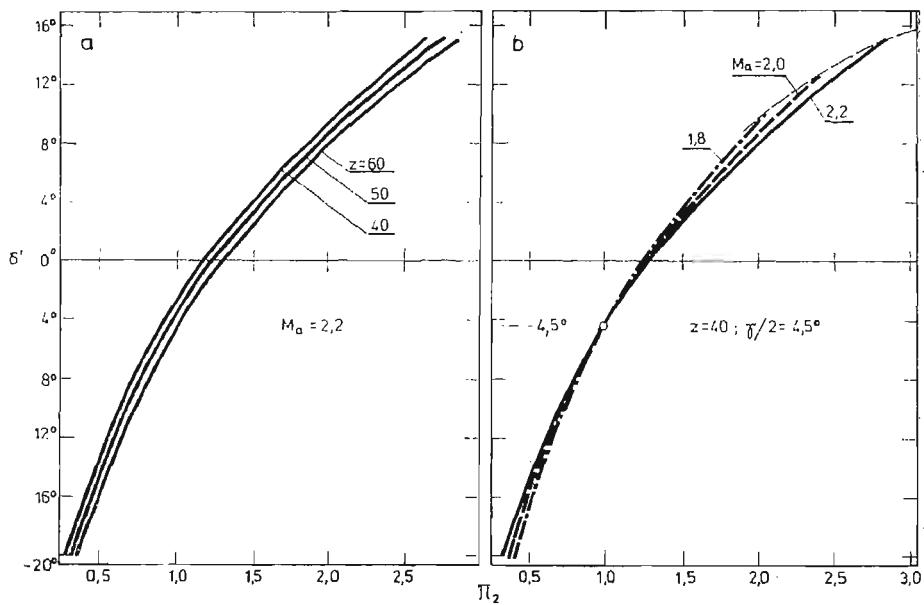
4. Obliczenie pewnych charakterystycznych parametrów przepływu na linii rozdziału

Celem niniejszej części jest określenie zależności bezwymiarowego ciśnienia π_m , liczby Macha M_m i kąta α_m w punktach leżących na linii rozdziału od bezwymiarowego promienia $\bar{r} = r/r_1$, oraz związku między konfiguracją fal w obszarze wylotowym i kątem ustawienia łopatek α_a (rys. 12).

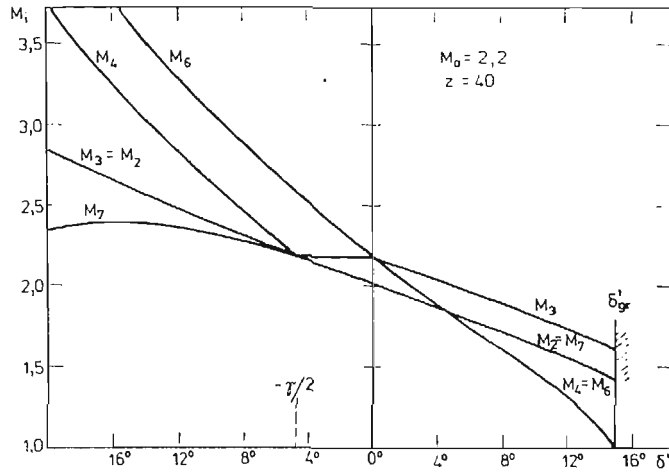
Wykorzystując zależności geometryczne (9) ÷ (14) między promieniem \bar{r}_m i współrzędnymi (x_m, y_m) punktów leżących na linii rozdziału oraz współrzędnymi (x_B, y_B) krawędzi spływu B sąsiedniej łopatki, a także mając na uwadze fakt, że wzdłuż linii rozdziału (A—D) zachodzi izentropowy związek (15) między ciśnieniem i liczbą Macha okazuje się, że poszukiwane zależności daje się określić, jeśli znane są współrzędne x_B, y_B krawędzi spływu sąsiedniej łopatki. Konieczna jest przy tym znajomość zależności $M_m = f(x_m, y_m)$, która będzie określona, jeżeli dopuści się, że linia rozdziału jest np. linią prądu prostej fali rozrzedzeniowej zogniskowanej w pewnym punkcie O' — patrz rys. 13 oraz wzory (16) ÷ (21).



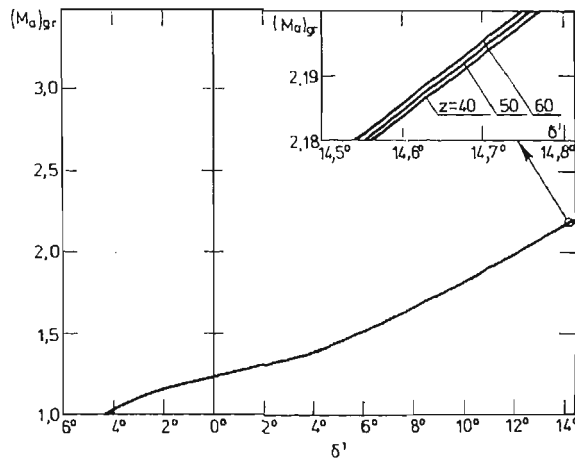
Rys. 8. Wykres zależności $\theta_e = f(\delta')$



Rys. 9. Wykres zależności $\delta' = f(\pi_2)$; a — dla trzech różnych wartości z , b — dla trzech różnych wartości M_a .



Rys. 10. Wykres zależności $M_i = f(\delta')$. Nieciągłość pochodnych $\partial M_i / \partial \delta'$ w punktach $\delta' = \frac{\gamma}{2}; 0; \frac{\gamma}{2}$ związana jest ze zmianą charakteru fal „b” i „d” (por. rys. 2)



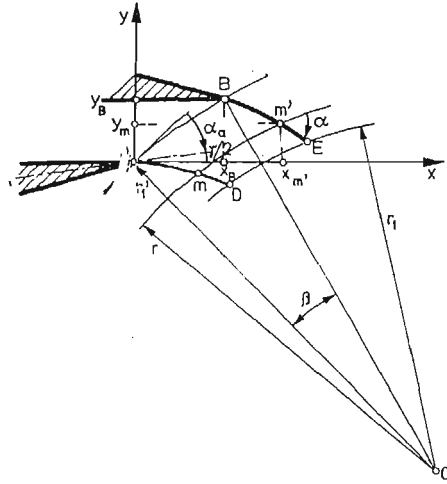
Rys. 11. Wykres zależności $(M_a)_{gr} = f(\delta')_{gr}$. Wpływ liczby łopatek jest nieznaczący

$$(9) \quad \bar{r}_m = \sqrt{\left[\sin\left(\alpha_a + \frac{\gamma}{2}\right) - \frac{x_m}{r_{1'}} \right]^2 + \left[\cos\left(\alpha_a + \frac{\gamma}{2}\right) + \frac{y_m}{r_{1'}} \right]^2},$$

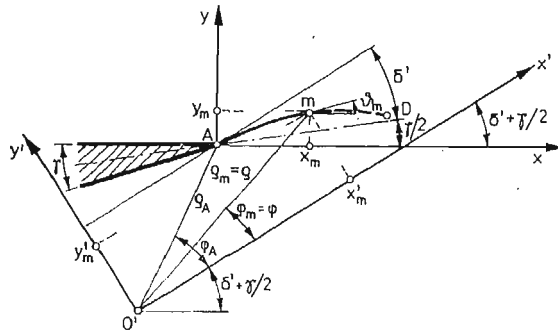
$$(10) \quad \alpha_m = \arctg \frac{r_{1'} \sin\left(\alpha_a + \frac{\gamma}{2}\right) - x_m}{r_{1'} \cos\left(\alpha_a + \frac{\gamma}{2}\right) + y_m} - \vartheta_m,$$

gdzie:

$$(11) \quad \vartheta_m = \vartheta_2 + \chi_2 - \chi_m,$$



Rys. 12. Zależności geometryczne między \bar{r}_m i x_m, y_m, x_B, y_B .



Rys. 13. Współrzędne linii rozdziálu w układzie $x-y$.

$$(12) \quad \chi = \sqrt{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\kappa-1}{\kappa+1} (M^2-1)} - \operatorname{arctg} \sqrt{M^2-1},$$

$$(13) \quad \alpha_a = \operatorname{arctg} \frac{y_B}{x_B},$$

$$(14) \quad r_{1'} = \frac{\sqrt{x_B^2 + y_B^2}}{2 \sin \frac{\gamma}{2}},$$

$$(15) \quad \pi_m = \pi_2 \left(\frac{1 + \frac{\kappa-1}{2} M_2^2}{1 + \frac{\kappa-1}{2} M_m^2} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}},$$

$$(16) \quad x_m = \bar{\varrho}_m \cos \left(\varphi_m + \delta' + \frac{\gamma}{2} \right) - x_{0'}$$

$$y_m = \bar{\varrho}_m \sin \left(\varphi_m + \delta' + \frac{\gamma}{2} \right) - y_{0'}$$

$$(17) \quad x_{0'} = \cos \left(\varphi_A + \delta' + \frac{\gamma}{2} \right),$$

$$y_{0'} = \sin \left(\varphi_A + \delta' + \frac{\gamma}{2} \right),$$

$$(18) \quad \bar{\varrho}_m = \frac{\varrho_m}{\varrho_A} \left\{ \frac{\cos \left[\arctg \sqrt{\frac{\kappa-1}{\kappa+1}} (M_2^2 - 1) \right]}{\cos \left[\arctg \sqrt{\frac{\kappa-1}{\kappa+1}} (M_m^2 - 1) \right]} \right\}^{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}},$$

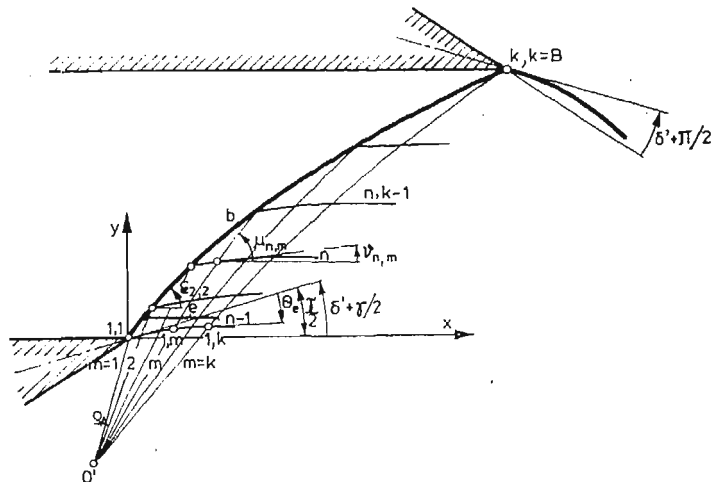
$$(19) \quad \varphi_m = \varphi_A - \sqrt{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}} \left[\arctg \sqrt{\frac{\kappa-1}{\kappa+1}} (M_m^2 - 1) - \arctg \sqrt{\frac{\kappa-1}{\kappa+1}} (M_2^2 - 1) \right],$$

$$(20) \quad \varphi_A = \arcsin \frac{1}{M_2},$$

$$(21) \quad \varrho_A = 1.$$

Tak więc poszukiwane zależności $\pi_m = f(\bar{r}_m)$, $M_m = f(\bar{r}_m)$, $\alpha_m = f(\bar{r}_m)$ będą określone, jeśli dla danych M_2 , κ , δ' i γ znane będą współrzędne x_B, y_B krawędzi spływu sąsiedniej łopatki.

Obliczenia wykonywane są począwszy od przypadku, w którym $\delta' = 0^{2)}$. Wówczas (rys. 2d, 5b oraz 14) uderzeniowa fala „b” pada na sąsiednią łopatkę właśnie w punkcie

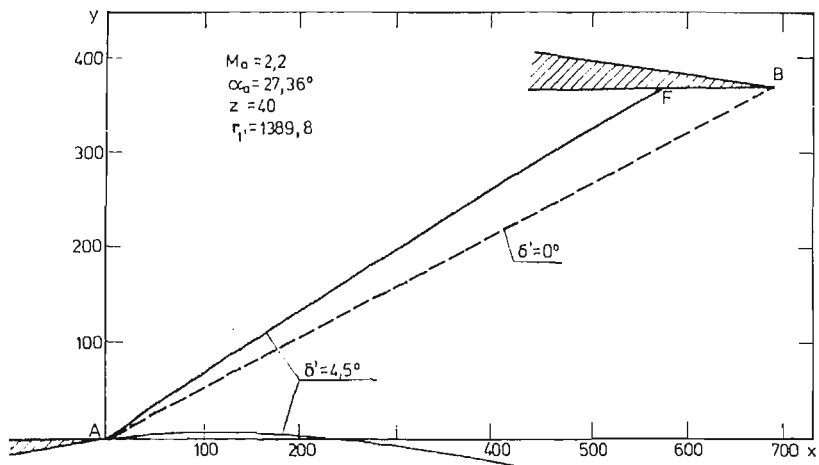


Rys. 14. Siatka do obliczenia kształtu fali „b” dla $\delta' = 0$.

²⁾ Przypadek ten jest szczególnie wyróżniony gdyż dla danej liczby łopatek z oraz liczby Macha M_a istnieje tylko jedna wartość kąta $\alpha_a = (\alpha_a)_{\delta'=0}$ przy której możliwy jest układ taki, aby $\delta' = 0$. Jeśli $\delta' > 0$ to $\alpha_a \geq (\alpha_a)_{\delta'=0}$; jeśli $\delta' < 0$ to $\alpha_a < (\alpha_a)_{\delta'=0}$.

B pokrywającym się z sąsiednią krawędzią splywu a jej intensywność w tym punkcie jest nieskończenie mała. Do wyznaczenia kształtu fali zastosowano metodę charakterystyk. Wprowadzono przy tym uproszczenia polegające na pominięciu wpływu fali rozrzedzeniowej odbijającej się od fali uderzeniowej.

4.1. Wyniki obliczeń Rys. 15 przedstawia porównanie położenia i kształtu fali uderzeniowej dla dwóch wartości kąta δ' : $\delta' = 0^\circ$ i $\delta' = 4,5^\circ$. Obliczony kąt ustawienia łopatek,



Rys. 15. Porównanie położenia i kształtu fali uderzeniowej „b” dla $\delta' = 0^\circ$ i $\delta' = 4,5^\circ$

dla którego możliwe są takie konfiguracje przepływu wynosi $\alpha_a = 27,36^\circ$. W obydwu przypadkach krzywoliniowość fali objawia się w zasadzie nie kształtem lecz malejącą intensywnością w miarę oddalania się od punktu A — zakrzywienie fali jest niewielkie.

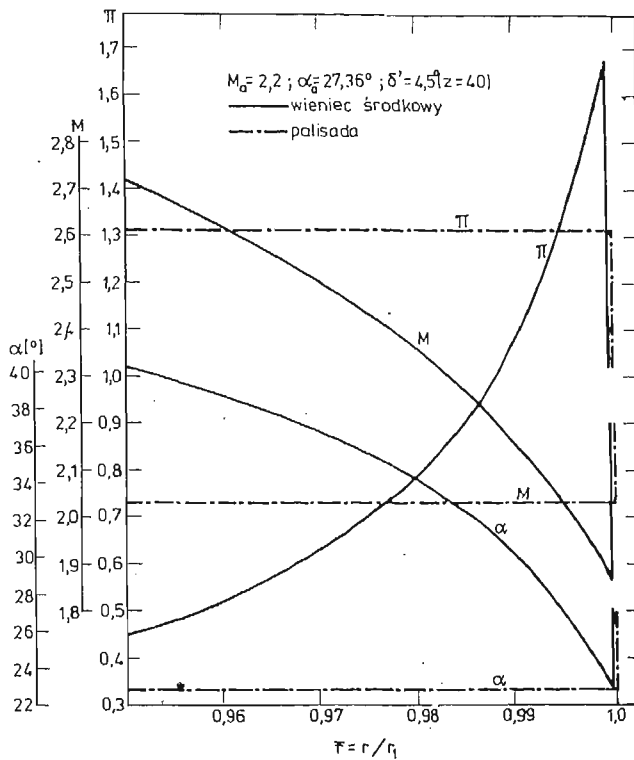
Jednakże wzdłuż linii rozdziału parametry przepływowe zmieniają się znacznie — rys. 16. W miarę oddalania się od krawędzi splywu ciśnienie znacznie maleje zaś wartości liczby Macha i kąta α znacznie wzrastają. W odległości $\bar{r} = 0,95$ odpowiednie parametry na linii rozdziału wynoszą: $\pi \cong 0,45$; $M \cong 2,7$; $\alpha \cong 40^\circ$.

Dla porównania w przepływie z prostoliniowymi falami uderzeniowymi, a więc dla nieskończonej palisady prostej (linie „kreska kropka” na rys. 16) wielkości te pozostają niezmiennie w miarę oddalania się od krawędzi splywu i wynoszą: $\pi \cong 1,3$; $M \cong 2,0$; $\alpha \cong 23^\circ$.

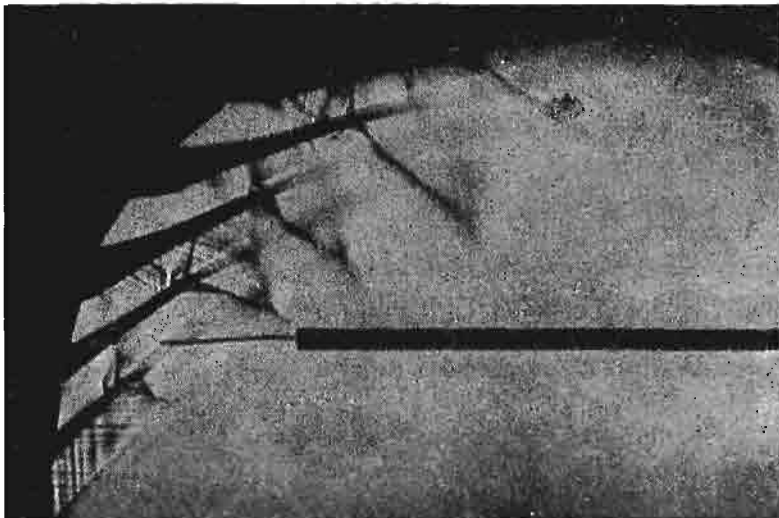
Różnica między przepływem w obszarze wylotowym zawierającym fale prostoliniowe i krzywoliniowe jest istotna, a więc w wieńcach dośrodkowych mimo niewielkiego zakrzywienia fal uderzeniowych nie można w obliczeniach zastąpić ich falami prostoliniowymi; powodowałoby to znaczne niedokładności wyników.

5. Wizualizacja przepływu

Sprawdzający eksperyment, polegający na wykonaniu wizualizacji przepływu przez wycinek wieńca dośrodkowego, przeprowadzono przy pomocy naddźwiękowego tunelu impulsowego. Na krawędziach splywu łopatek (rys. 17) widoczne są fale uderzeniowe



Rys. 16. Wykres zależności ciśnienia, liczby Macha i kąta α w funkcji bezwymiarowego promienia $\bar{r} = r/r_1$ dla $\delta' = 4,5^\circ$



Rys. 17. Obraz naddźwiękowego przepływu w obszarze wylotowym wycinka wieńca dośrodkowego.
 $M_a \cong 1,34$; $z = 40$; $\gamma \cong 9^\circ$; $\alpha_a \cong 18^\circ$; $r_{1,1} = 114,3$ mm, profil TS-2R

„b” i „d” oraz rozmyte linie rozdziału strug — ślady załatkowe (por. rys. 2e). Jak widać uderzeniowa fala „b” nie odbija się od sąsiedniej łopatki (można też powiedzieć, że odbija się jako nieskończenie słaba fala „c”) co świadczy, że jej intensywność w punkcie padania jest nieskończenie mała.

Ponieważ w kanale łopatkowym nie otrzymuje się jakiegoś szczególnego rozkładu parametrów przed falą „b”, który mógłby spowodować jej malejącą intensywność, to można wnioskować, że fala „b” jest krzywoliniowa (w sensie podanym w części 4) na skutek doganiania jej przez inną falę rozrzedzeniową. Z porównania rys. 17 i 6 wynika, że otrzymany eksperymentalnie układ fal odpowiada przypadkowi $0 > \delta' > -\frac{\gamma}{2}$.

6. Wnioski

Obliczenia i wizualizacja przepływu wskazują, że w obszarze wylotowym naddźwiękowego wieńca dośrodkowego powinny pojawiać się krzywoliniowe fale uderzeniowe i linie rozdziału. Fale uderzeniowe na krawędziach spływu powinny występować w każdych warunkach pracy wieńca (rys. 2 i 8).

Wartość kąta δ' jest ściśle związana z konfiguracją fal powstającą w obszarze wylotowym i w sposób istotny zależy od π , M_a oraz z .

Zakrzywienie fal uderzeniowych jest niewielkie i trudne do zidentyfikowania na drodze wizualizacji — objawia się zmianą intensywności tych fal.

W miarę oddalania się od krawędzi spływu parametry na linii rozdziału i w całym obszarze wylotowym ulegają zmianie i znacznie różnią się od parametrów w przekroju $a-a$.

Przepływ w obszarze wylotowym wieńca dośrodkowego jest istotnie różny od przepływu za palisadą prostą — wynika to z różnego charakteru fal uderzeniowych.

7. Uwagi końcowe

Naddźwiękowy wieńiec dośrodkowy może być zastosowany jako np. aparat wywołujący zawirowanie wstępne przed pierwszym — osiowym wieńcem wirującym turbiny lub też jako kierownica turbinowego stopnia promieniowo-osowego [3]. Z przedstawionych rozważań płynie szereg praktycznych wniosków przydatnych konstruktorom takich stopni:

— powstające fale uderzeniowe powodują znaczne przyrosty entropii wpływające na sprawność stopnia

— na wlocie do wirnika (promień r_1) parametry będą silnie niejednorodne wzdłuż obwodu

— uśredniony wzdłuż podziałki kąt napływu na wirnik będzie większy (czasem nawet znacznie) od kąta ustawienia łopatek kierownicy

— uśrednione parametry na promieniu r_1 będą silnie zależały od warunków pracy stopnia.

Wnioski te należy uwzględnić przy projektowaniu łopatek wirnika.

Literatura cytowana w tekście

1. K. BRIEDEN; *Die anisentrope Überschalldurchströmung des Streckengitters*, ZAMP IXb 1958.
2. M. E. DEICZ; *Technicheskaja gazodynamika*. Energia, Moskwa 1974, s. 541 - 549.
3. W. R. GUNDLACH, J. POROCHNICKI, J. PRYWER; *Method of optimisation of the centripetal double — flow inlet stages for the low pressure part of wet steam turbines*. Appendix to Proceedings of VI conference on Steam Turbines of Large Output. Pilzno 16 - 19. IX 1975.
4. C. H. HAUSER, W. W. PLOHR, G. SONDE; *Study of Flow Conditions and Deflection Angle at Exit of Two — Dimensional Cascade of Turbine Rotor Blades at Critical and Supercritical Pressure Ratios*. NACA RM E9K25, 1950.
5. O. LAWACZECK; *Calculation of the Flow Properties Up — and Downstream of and within a Supersonic Turbine Cascade*. ASME — paper 72-GI-47 1972.
6. H. J. LICHTFUSE, H. STARKEN; *Supersonic Cascade Flow*. Progress in Aerospace Science, vol. 15, Pergamon Press, Oxford 1974.
7. H. J. LICHTFUSS, W. STARKEN; *A Critical Review of the Outlet Flow of Supersonic Turbine Nozzles*. Prace Instytutu Maszyn Przepływowych 1976, nr 70 - 72.
8. J. LEBRECHT; *Metody obliczania kąta odchylenia strugi w obszarze „skośnego ścięcia” palisady*. CMP 1976, nr 81.
9. J. LEBRECHT; *Odchylenie strugi na wylocie transsonicznego wieńca dośrodkowego*. Praca doktorska. Arch. Prac. IMP, 1977, nr 608.

Р е з ю м е

МОДЕЛЬ СВЕРХЗВУКОВОГО ТЕЧЕНИЯ ЗА ЦЕНТРОСТРЕМИТЕЛЬНОЙ РЕШЕТКОЙ

В статье представлен модель сверхзвукового течения за центростремительной решеткой. Показывается, что на выходных кромках, в любых условиях работы решетки должны возникать косые криволинейные ударные волны. Кроме того определяется характер изменения термодинамических параметров на линиях тока на небольшом расстоянии от выходной кормки.

Результаты показаны на фотографии сверхзвукового течения через модельный отрезок радиальной решетки.

S u m m a r y

SUPERSONIC OUTLET FLOW IN A CENTRI PETAL BLADE CASCADE

In the paper a model of supersonic outlet flow in centripetal blade cascade has been presented. It has been proved that on the trailing edges under all working conditions of the blade cascade oblique curves shock waves should arise.

Moreover, the character of a change of flow parameters on the slip line close to the trailing edge has been determined.

The results have been illustrated on a photograph of supersonic flow through the model section of the centripetal blade cascade.

POLITECHNIKA ŁÓDZKA

Praca została złożona w Redakcji dnia 19 marca 1979 roku