

ZASTOSOWANIE SCHEMATU BROADBENTA DO DWUWYMIAROWEGO PRZEPIŁYWU Z KONDENSACJĄ PARY WODNEJ W DYSZY DE LAVALA

MAGDALENA BRATOS i BOŻENA DRZAZGOWSKA (WARSZAWA)

W pracy zastosowano schemat numeryczny E. G. Broadbenta do znalezienia rozwiązania dwuwymiarowego przepływu kondensującej pary wodnej w dyszy de Laval. Przedyskutowano możliwość wykorzystania schematu E. B. Broadbenta nie tylko do wyznaczania rozwiązania dla przepływów adiabatycznych, ale również do konstruowania takiego modelu kondensacji (nukleacji i rośnięcia kropeł), który dawałby najlepszą zgodność teorii z eksperymentem.

1. WSTĘP

Rozpatrywane w tej pracy zjawisko kondensacji w dyszy de Laval występuje w nadźwźwiękowej części dyszy. Na wlocie do płaskiej dyszy de Laval znajduje się przegrzana para wodna, która ekspandując osiąga nasycenie w pobliżu gardzieli dyszy. Metastabilny stan równowagi pary przechłodzonej utrzymuje się jeszcze w pewnej odległości od gardzieli dyszy, gdzie dopiero na skutek ciągłych, statystycznych fluktuacji gęstości stan równowagi metastabilnej ulega załamaniu doprowadzając do gwałtownej, spontanicznej kondensacji. W wyniku tworzenia się fazy ciekłej w postaci rosnących kropeł wydziela się ciepło odpowiadające przejściu międzyfazowemu — ciepło kondensacji, które ogrzewa parę wodną. Opisany przepływ jest szczególnym przypadkiem klasy adiabatycznych przepływów dwuwymiarowych, dla których E. G. BROADBENT wprowadził schemat numeryczny, stosowany w licznych pracach [1, 2, 3 i 4].

2. SFORMUŁOWANIE ZAGADNIENIA ADIABATYCZNEGO PRZEPIŁYWU PRZY UWZGLĘDNIENIU SCHEMATU BROADBENTA

Przepływ mieszaniny dwufazowej bez poślizgu między fazami opisany jest przez prawa zachowania, które (w układzie s, n , — związanym z liniami prądu i normalnymi do nich) wyrażają się przez następujący układ równań:

$$(2.1) \quad \rho u \Delta n = \text{const} = c,$$

$$(2.2) \quad \rho u u_{,s} + p_{,s} = 0,$$

$$(2.3) \quad \rho u^2 \theta_{,s} + p_{,n} = 0,$$

$$(2.4) \quad u \left(c_p T + \frac{u^2}{2} \right)_{,s} = Q,$$

gdzie Δn oznacza szerokość rurki prądu, θ_s krzywiznę linii prądu, θ nachylenie linii prądu względem osi x , c wielkość stała, u prędkość przepływu, p ciśnienie gazu oraz ρ gęstość mieszaniny dwufazowej.

Parametry ρ , p , T są ze sobą związane przez równanie stanu dla gazu doskonałego w postaci

$$(2.5) \quad p = \rho(1 - \mu) \frac{R}{u_v} T.$$

Przy założeniu znajomości masowej koncentracji μ fazy ciekłej gęstość mieszaniny dwufazowej wyraża się bowiem przez gęstość gazu (pary wodnej) ρ_g w następujący sposób:

$$(2.6) \quad \rho = \frac{\rho_g}{1 - \mu}.$$

Idea metody E. G. Broadbenta polega na tym, że dla rozpatrywanego przepływu wprowadza się ustalony z góry kształt linii prądu, np. znany z eksperymentu lub obliczony dla przepływu izentropowego, i zakłada się, że dopływ ciepła nie wpływa na zmianę kształtu rurek prądu. W ten sposób z równania zachowania masy (2.1) można wyznaczyć gęstość mieszaniny ρ i wyeliminować ten parametr z równań zachowania pędu (2.2)–(2.3). W ten sposób problem rozwiązania układu równań (2.1)–(2.4) sprowadza się do poszukiwania parametrów u i p z równań (2.2)–(2.3). Znajac prędkość przepływu u i ciśnienie pary p , można wyznaczyć na podstawie równania stanu dla gazu doskonałego (dla fazy gazowej) oraz z równania (2.4) na zachowanie energii ilość ciepła Q wydzielającego się w procesie kondensacji na jednostkę masy gazu i w jednostce czasu. Daje to możliwość określenia zmian koncentracji masowej fazy ciekłej w czasie przepływu.

Ostatecznie więc chcąc znaleźć rozwiązanie przepływu należy postawić zagadnienie mieszane dla układu dwóch równań, które można zapisać w następujący sposób:

$$(2.7) \quad \begin{aligned} \alpha u_{,s} + p_{,s} &= 0, & \text{gdzie} & \quad \frac{c}{\Delta n} = \alpha(s, n); \\ p_{,n} + \beta &= 0, & \text{gdzie} & \quad \beta(u, s, n) = \alpha u \theta_{,s}. \end{aligned}$$

Układ (2.7) jest systemem liniowym i można go przedstawić w postaci

$$(2.8) \quad a_j^{si}(x^1, x^2) u'_{x^i} + f^s(x^1, x^2, u) = 0, \quad s, j = 1, \dots, l, \quad l = 2, \quad i = 1, 2.$$

Dla układu (2.8) można wprowadzić pojęcie wektorów charakterystycznych $\lambda = (\lambda_1, \lambda_2)$ określonych dla każdego punktu (x^1, x^2, u, p) za pomocą warunku

$$(2.9) \quad \det |[a_j^{si} \lambda_i]| = 0.$$

Każdemu charakterystycznemu wektorowi λ odpowiada co najmniej jeden wektor $\mu = (\mu_1, \mu_2)$ (wektor więzi) określający charakterystyczne związki odpowiadające wektorowi charakterystycznemu λ . Wektor μ dany jest za pomocą dwu liniowych jednorodnych równań:

$$(2.10) \quad \mu_s a^{si} \lambda_i = 0, \quad s = 1, 2.$$

Układ (2.8) jest hiperboliczny, jeśli dla każdego punktu (x^1, x^2, u, p) rozpatrywanego obszaru istnieją dwa liniowo niezależne wektory charakterystyczne λ , którym odpowiadają dwa liniowo niezależne wektory więzi μ .

Wektorami charakterystycznymi są wektory $\lambda^+ = (1, 0)$ i $\lambda^- = (0, 1)$, ponieważ $\det [[a_j^i \lambda_i]] = \alpha \lambda_1 \lambda_2 = 0$. Odpowiadające im wektory więzi wyznacza się na podstawie związków (2.10). Wektorowi $\lambda^+ = (1, 0)$ odpowiada wektor $\mu^+ = (0, 1)$, a wektorowi $\lambda^- = (0, 1)$ jest przyporządkowany wektor $\mu^- = (1, 0)$. Wektory μ^+, μ^- są liniowo niezależne, a więc rozpatrywany układ (2.7) jest hiperboliczny.

W celu sformułowania warunków gwarantujących istnienie i poprawność rozwiązania zagadnienia mieszanego [5 i 6] (2.11) (rys. 1) przypomnijmy następujące definicje i zależności:

$$(2.11) \quad \begin{aligned} u^j(0, x^2) &= \varphi^j(x^2), \quad a_* \leq x^2 \leq b_*; \quad j=1, 2; \\ \alpha_j^\sigma(x^1, x^2) u^j(x^1, x^2) &= a^\sigma(x^1, x^2), \quad (x^1, x^2) \in L_1; \\ \beta_j^\sigma(x^1, x^2) u^j(x^1, x^2) &= b^\sigma(x^1, x^2), \quad (x^1, x^2) \in L_2; \\ \sigma &= 1, 2; \quad x^1 = s, \quad x^2 = n. \end{aligned}$$

Każdej z charakterystyk C^+, C^- odpowiadają liniowo niezależne wektory μ^+, μ^- . Można wtedy dla każdej charakterystyki wprowadzić nową niewiadomą funkcję

$$(2.12) \quad U_s^i = \mu_{sj}^i(x^1, x^2) u^j, \quad s=1, 2.$$

Ze względu na hiperboliczność macierz M , której wierszami są wektory μ^+, μ^- , spełnia warunek

$$(2.13) \quad \det [[M]] \neq 0.$$

A więc przejście od zmiennych zależnych u do U jest wzajemnie jednoznaczne.

Rozpatrzmy ściankę dyszy L_1 (rys. 1). Charakterystyka C^+ (jedna) przecina ściankę L_1 , a więc należy sformułować jeden warunek na ściance. W tym szczególnym przypadku dla układu (2.7) warunek na L_1 można postawić w formie zależności

$$(2.14) \quad \alpha_1 u + \alpha_2 p = a.$$

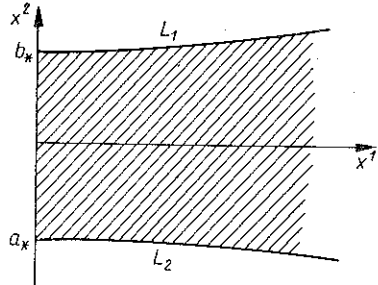
Zagadnienie mieszane (2.11) dla układu (2.7) nie dla wszystkich warunków (2.14) na L_1 ma rozwiązanie i jest poprawnie postawione [7, 8 i 5].

Wprowadźmy zmienne $U = (U^1, U^2)$ za pomocą liniowej transformacji

$$(2.15) \quad U = Mu,$$

gdzie $r [[M]] = 2$. Zmienna U^1 odpowiadająca krzywej charakterystycznej C^+ , przecinającej L_1 jest postaci

$$(2.16) \quad U^1 = \mu_1^+ u^1 = \mu_1^+ u + \mu_2^+ p = p.$$



Rys. 1. Schemat ideowy obszaru przepływu w płaskiej dyszy Laval'a

Chcemy wiedzieć, jaki warunek brzegowy (2.14) można stawiać na L_1 , tzn. w jakim przypadku po wstawieniu zmiennych U^1, U^2 do (2.14) z równania (2.14) można jednoznacznie wyznaczyć U^1 jako funkcję U^2 . Po podstawieniu zmiennych U^1, U^2 do (2.14) otrzymamy związek

$$(2.17) \quad \alpha_i^\sigma \mu_j^{-1\sigma} U^j = A_j U^j = a.$$

Aby warunek (2.14) można było stawiać na L_1 musi być spełniona nierówność

$$(2.18) \quad A_1 \neq 0,$$

a więc

$$(2.19) \quad \alpha_2 \neq 0.$$

Stąd wynika, że dla układu (2.7) warunek $\alpha_2 p = a(x^1, x^2)$ daje poprawne zagadnienie mieszane, a więc na ścianie można zakładać rozkład ciśnienia.

Z przeprowadzonej analizy wynika, że na ścianie nie można przyjmować np. rozkładu prędkości, gdyż otrzymalibyśmy niepoprawne zagadnienie mieszane.

Stosując schemat Broadbenta warunki początkowe formułowano w naddźwiękowej części dyszy de Lavalą przed wystąpieniem efektu cieplnego zjawiska kondensacji. Kształt linii prądu przyjęto na podstawie rozwiązania przepływu pary wodnej z kondensacją przy zastosowaniu innych metod numerycznych (macierzowej faktoryzacji oraz jawnego zmodyfikowanego schematu Laxa) [5 i 6].

3. DWUWYMIAROWE, DWUFAZOWE PRZEPŁYWY Z PRZEMIANĄ FAZOWĄ

Przepływy dwufazowe z przemianą fazową stanowią szczególnie przypadek przepływów adiabatycznych: Metastabilny stan pary przechłodzonej na skutek fluktuacji gęstości i tworzenia się skupisk molekuł ulega załamaniu w części naddźwiękowej dyszy.

Zachodzi spontaniczna, nierównowagowa przemiana fazowa. Strefa intensywnej przemiany fazowej liczona od miejsca maksymalnego przechłodzenia do miejsca osiągnięcia równowagi termodynamicznej tworzy tzw. skok kondensacji. Obszar silnej nukleacji w przepływie, stanowiący front strefy intensywnej przemiany fazowej, jest bardzo wąski, a maksymalna szybkość tworzenia się kropeł krytycznych występuje w miejscu osiągnięcia maksymalnego przechłodzenia.

Stosując schemat Broadbenta do wyznaczania adiabatycznych przepływów w płaskiej dyszy de Lavalą zakłada się znajomość linii prądu w przepływie oraz rozkład ciśnienia na ścianie dyszy. Znając rozkład ciśnienia na ścianie dyszy, kształt linii prądu w przepływie oraz warunki początkowe w przekroju poprzecznym dyszy, w pobliżu jej gardzieli, wyznacza się parametry przepływu: $p, U, \rho, T(p, p, \mu)$ oraz ilość ciepła Q wydzielającego się w procesie przemiany fazowej na jednostkę masy gazu i w jednostce czasu. Linie prądu w tym przypadku nie są przyjęte w sposób dowolny, ale są liniami prądu wyznaczonymi w adiabatycznym przepływie innymi

metodami różnic skończonych, gdzie nie wprowadza się idei zamrożonych linii prądu [5 i 6]. To samo dotyczy rozkładu ciśnienia na ścianie. Przy zastosowaniu tych metod konieczne jest podanie modelu kondensacji oraz sformułowanie warunków początkowych na wielkość (promień kropki) i temperaturę kropeł, które tworząc się w procesie nukleacji mają tendencję do dalszego wzrostu.

W metodzie Broadbenta ilość ciepła wydzielającego się w przepływie w jednostce czasu i na jednostkę masy określa się bezpośrednio z równań (2.1)–(2.4) przy danych liniach prądu i rozkładzie ciśnienia na ścianie. Dlatego też w tym przypadku istnieje możliwość korekty modelu nukleacji przy określonym modelu wzrostu kropeł w przepływie. Mianowicie, jeśli wprowadzimy model średniej kropki podobnie, jak w pracach [5, 6, 15], to układ równań opisujący zmianę masowej koncentracji fazy tworzącej się w przepływie jest następujący:

$$(3.1) \quad \sqrt{u^2 + v^2} \mu_{,s} = \frac{\rho_c}{\rho} \left\{ D(s, y) \rho \frac{d\bar{r}}{dt} + \frac{4}{3} \pi r_0^3 J(s, y) \right\},$$

$$(3.2) \quad \sqrt{u^2 + v^2} D_{,s} = \frac{4\pi r_0^2 J(s, y)}{\rho} + D_1 \left(\frac{d\bar{r}}{dt} \right),$$

$$(3.3) \quad \sqrt{u^2 + v^2} D_{1,s} = \frac{8\pi r_0 J(s, y)}{\rho} + D_2 \left(\frac{d\bar{r}}{dt} \right),$$

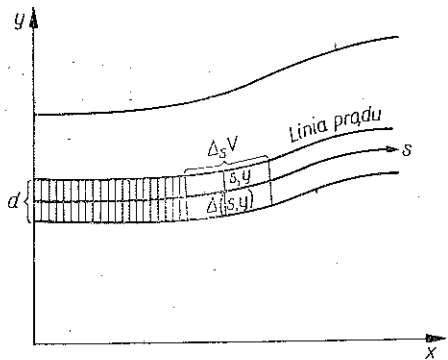
$$(3.4) \quad \sqrt{u^2 + v^2} D_{2,s} = \frac{8\pi J(s, y)}{\rho},$$

gdzie J oznacza szybkość nukleacji, μ masową koncentrację fazy tworzącej się. Symbole D , D_1 , D_2 oznaczają zmienne wprowadzone w celu zredukowania równania całkowo-różniczkowego do czterech równań różniczkowych I-szego rzędu. Równanie całkowo-różniczkowe uzyskuje się analizując tworzenie się i rośnięcie kropeł w wybranej objętości płynnej (rys. 2) $\Delta_s V$:

$$(3.5) \quad D(s, y) = 4\pi \int_0^s \left[\frac{J(y(s_1), s_1)}{\rho \sqrt{u^2 + v^2}} \left(r_0 + \int_{s_1}^s \frac{d\bar{r}}{dt} \frac{ds_2}{\sqrt{u^2 + v^2}} \right)^2 \right] ds_1,$$

$$(3.6) \quad D_1(s, y) = 8\pi \int_0^s \frac{J(y(s_1), s_1)}{\rho \sqrt{u^2 + v^2}} \left(r_0 + \int_{s_1}^s \frac{d\bar{r}}{dt} \frac{ds_2}{\sqrt{u^2 + v^2}} \right) ds_1,$$

$$(3.7) \quad D_2(s, y) = 8\pi \int_0^s \frac{J(y(s_1), s_1)}{\rho \sqrt{u^2 + v^2}} ds_1.$$



Rys. 2. Schemat ideowy linii prądu w przepływie oraz objętości płynnej

Warunki początkowe na wielkości D , D_1 , D_2 formułowane w izentropowej części przepływu naddźwiękowego są następujące:

$$(3.8) \quad D_0 = D_{10} = D_{20} = \lim_{s \rightarrow 0} D = \lim_{s \rightarrow 0} D_1 = \lim_{s \rightarrow 0} D_2 = 0.$$

Szybkość wzrostu kropli (dr/dt) występująca w równaniach (3.1)–(3.3) odpowiada szybkości wzrostu średniej kropli, której promień jest definiowany [15, 5 i 6] jako

$$(3.9) \quad \bar{r}^2 = \frac{2D}{D_2}.$$

Zakłada się, że wzrost średni kropli jest opisany przez model Hertza-Knudsen. Prawa zachowania masy i energii dla rosnącej średniej kropli są takie same, jak dla rzeczywistej kropli. Można z nich wyznaczyć szybkość wzrostu średniej kropli, która zależy nie tylko od ciśnienia i temperatury otaczającej kroplę pary, ale również od temperatury kropli i od jej rozmiarów.

Warunki początkowe dla średniej kropli wynikają z jej definicji

$$(3.10) \quad \lim_{s \rightarrow 0} \bar{r}(s, y)^2 = \bar{r}(0, y)^2 = r_0^2,$$

gdzie

$$(3.11) \quad r_0 \geq r^*,$$

a r^* jest promieniem kropli krytycznej. Temperaturę kropli określa się z równania zachowania energii dla rosnącej kropli biorąc pod uwagę związek (3.10).

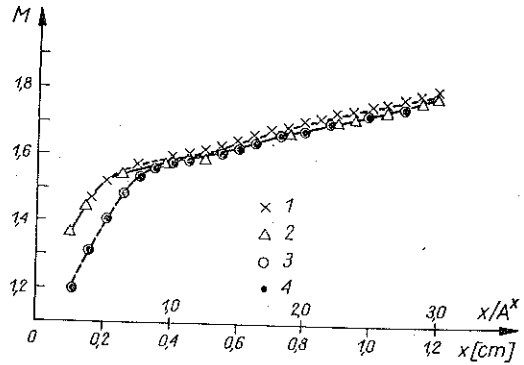
4. UZYSKANE REZULTATY. WNIOSKI

W pracy tej porównano rezultaty numeryczne uzyskane dwiema metodami dla przepływu pary wodnej w dyszy de Laval dla przypadku opisanego w [5 i 6]. Obliczenia prowadzone były dla dyszy płaskiej o następujących parametrach w punkcie spiętrzenia:

$$p_0 = 0,664692 \text{ bara}, \quad T_0 = 409^\circ \text{ K}.$$

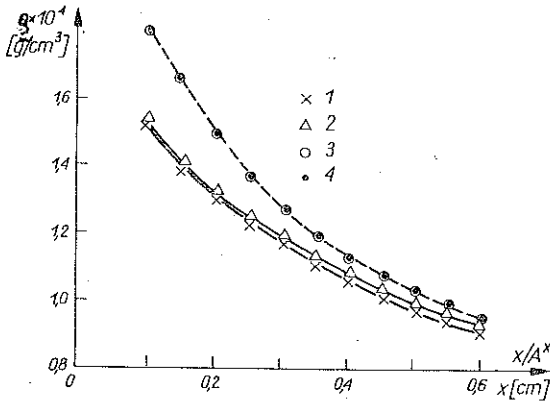
Rysunki 3–5 ilustrują rozkład gęstości mieszaniny dwufazowej, liczby Macha i temperatury dla przepływu w naddźwiękowej dyszy de Laval ze szczególnym uwzględnieniem rezultatów uzyskanych schematem Broadbenta w obszarze występowania efektu cieplnego związanego z kondensacją. Wydzielenie się ciepła kondensacji uzewnętrznia się we wzroście ciśnienia (gęstości) dla przepływu z kondensacją w stosunku do przepływu izentropowego oraz wzrostem temperatury i zmniejszeniem się szybkości wzrostu liczby Macha w obrębie skoku kondensacji. Otrzymane obu metodami rozwiązania wykazują dużą zgodność, w szczególności w centrum strumienia przepływu (poniżej $1^\circ/_{00}$); większe odchylenia między wartościami parametrów charakteryzujących przepływ do 3% występują wzdłuż ścianki dyszy.

Gęstość uzyskana schematem Broadbenta osiąga na ściance nieco mniejsze wartości w strefie kondensacji niż odpowiadająca jej wartość wyznaczona metodą macierzowej faktoryzacji. Liczba Macha oraz temperatura otrzymane na podstawie rozwiązania zagadnienia przepływu metodą Broadbenta charakteryzują się wyższymi wartościami. Znaczniejsze różnice występujące między rozwiązaniami przepływu na ściance dyszy są związane najprawdopodobniej z większą krzywizną linii prądu, a więc z większą nieregularnością siatki. Poza tym siatka stosowana w pracy [5 i 6], związana z linią prądu oraz osią y nie pokrywa się z siatką współrzędnych naturalnych. Dlatego też, w celu znalezienia warunków początkowych oraz rozkładu ciśnienia na ściance dyszy, dodatkowo stosowano interpolację liniową między wartościami parametrów w węzłach siatki, używanej w metodzie macierzowej faktoryzacji.



Rys. 3. Rozkład liczby Macha wzdłuż osi i ścianki dyszy uzyskany różnymi metodami numerycznymi

- 1 — x — schemat Broadbenta
 - 2 — Δ — schemat macierzowej faktoryzacji
 - 3 — ○ — schemat Broadbenta
 - 4 — ● — schemat macierzowej faktoryzacji
- } ścianka
} oś



Rys. 4. Rozkład gęstości gazu na osi i ściance dyszy uzyskany różnymi metodami numerycznymi

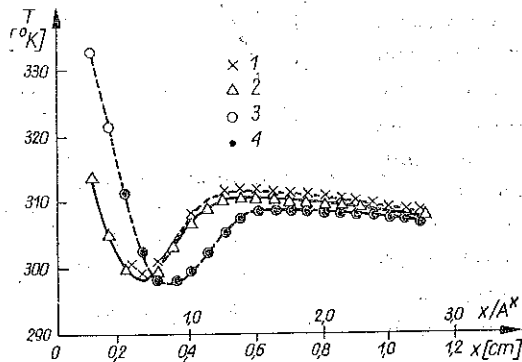
- 1 — x — schemat Broadbenta
 - 2 — Δ — schemat macierzowej faktoryzacji
 - 3 — ○ — schemat Broadbenta
 - 4 — ● — schemat macierzowej faktoryzacji
- } ścianka
} oś

Schemat Broadbenta może być z powodzeniem zastosowany do badań przepływów z kondensacją bez konieczności wnikania w mechanizm tworzenia się i rośnięcia kropeł.

Z drugiej jednak strony możliwość wyznaczenia schematem Broadbenta ilości ciepła wydzielającego się w jednostce czasu na jednostkę masy, proporcjonalnego

do szybkości zmian w przepływie masowej koncentracji fazy ciekłej, daje szansę wyboru najodpowiedniejszego modelu opisującego proces nukleacji i rośnięcia kropeł. Jest to szczególnie ważne ze względu na rozbieżności w opinii na ten temat [9, 10 i 11].

Schemat zaproponowany przez E. G. Broadbenta może być stosowany przede wszystkim przy analizie eksperymentów. Tym bardziej, że podobna idea wykorzystywana była w wielu eksperymentach [12, 13 i 14], dla których dopływ ciepła na jednostkę masy znajdowany był przez rozwiązanie równań jednowymiarowego przepływu w powiązaniu z pomiarami ciśnienia wzdłuż dyszy.



Rys. 5. Rozkład temperatury gazu na osi i ściance dyszy uzyskany różnymi metodami numerycznymi

1 — x —	schemat Broadbenta	} ścianka
2 — Δ —	schemat macierzowej faktoryzacji	
3 — ○ —	schemat Broadbenta	} oś
4 — ● —	schemat macierzowej faktoryzacji	

LITERATURA CYTOWANA W TEKŚCIE

1. E. G. BROADBENT, *An exact numerical method of calculating inviscid heated flows in two dimensions with an example of duct flow*, Ing. Archiv, **40**, 14–28, 1971.
2. E. G. BROADBENT, *Flows with heat addition and associated pressure fields*, IBTP reports 22/1971, FDT, v. VI, p. I.
3. E. G. BROADBENT, *An extended numerical method of calculating two-dimensional or axisymmetric heated flows allowing for dissipation*, Ing. Archiv, **40**, 81–95, 1971.
4. E. G. BROADBENT, *External heat addition for supersonic propulsion*, Ing. Archiv, **40**, 168–187, 1971.
5. M. BRATOS, M. BURNAT, *Wpływ dwuwymiarowości na przepływ pary wodnej z kondensacją w dyszy de Laval*, prace IPPT [w druku].
6. M. BRATOS, M. BURNAT, *Two-dimensional, two-phase flow with phase transition in de Laval nozzle*, AMS [w druku].
7. Б. И. РОЖДЕСТВЕНСКИЙ, Н. Н. ЯНЕНКО, *Системы квазилинейных уравнений*, Москва 1968.
8. A. DOUGLIS, *Comm. Pure and Appl. Math.*, **5**, 119–154, 1952.
9. Ed. by A. C. ZETTMAYER, *Nucleation*, Marcel Dekker, New York 1969.
10. P. P. WEGENER, *Nonequilibrium flows*, Marcel Dekker, **1**, p. I, 1969.
11. M. LOTHE, G. M. POUND, *J. Chem. Phys.*, **36**, 2080, 1962.
12. P. P. WEGENER, J. V. PARLANGE, *Condensation by homogeneous nucleation in the vapor phase*, Naturwissenschaften, **57**, 525–533, 1970.

13. P. P. WEGENER, G. D. STEIN, *Light-scattering experiments and theory of homogeneous nucleation in condensing supersonic flow*, Twelfth Symposium on Combustion, Pittsburgh 1969.
14. P. P. WEGENER, J. V. PARLANGE, *Non-equilibrium nozzle flow with condensation*, AGARD Conference, Proc. No 12, ed. by I. GLASSMAN, 2, 607-634, 1967.
15. P. G. HILL, *Condensation of water vapour during supersonic expansion in nozzles*, J. Fluid Mech., 25, 595-620, 1966.

Резюме

ПРИМЕНЕНИЕ СХЕМЫ Э. Г. БРОДБЕНТА ДЛЯ ДВУМЕРНОГО ТЕЧЕНИЯ С
 КОНДЕНСАЦИЕЙ ВОДЯНОГО ПАРА В СОПЛЕ ЛАВАЛЯ

В работе применена численная схема Э. Г. Бродбента для нахождения решения двумерного течения конденсирующегося водяного пара в сопле Лавалья.

Обсуждена возможность использования схемы Э. Г. Бродбента не только для определения решения для адиабатических течений, но также для построения такой модели конденсации (образования и роста капель), которая давала бы наилучшее совпадение теории с экспериментом.

SUMMARY

APPLICATION OF THE E.G. BROADBENT SCHEME TO THE TWO-DIMENSIONAL
 TWO-PHASE FLOW WITH A WATER VAPOUR CONDENSATION IN THE LAVAL
 NOZZLE

In the paper the numerical E. G. Broadbent scheme was applied to find the solution of two-dimensional water vapour flows with a condensation in the Laval nozzle. The possibility of an application of a Broadbent scheme to diabatic flows was considered as well as the possibility of a construction of a proper condensation model (the nucleation and the droplets growth models).

POLSKA AKADEMIA NAUK
 INSTYTUT PODSTAWOWYCH PROBLEMÓW TECHNIKI

Praca została złożona w Redakcji dnia 20 marca 1974 r.