

Na prawach rękopisu

INSTYTUT TECHNIKI CIEPLNEJ I MECHANIKI PŁYNÓW
POLITECHNIKI WROCŁAWSKIEJ

Raport serii PREPRINTY nr 54/92

BADANIA PRACY
DYFUZORA TERMICZNEGO
W DOLNYM ZAKRESIE
PRZEPŁYWU PODDŹWIĘKOWEGO

Małgorzata WIEWIÓROWSKA

Rozprawa doktorska

Promotor: prof. dr hab. inż. Ryszard Wyszynski

Słowa kluczowe: dyfuzor termiczny,
przepływ poddźwiękowy,
badania przepływu.

WROCŁAW 1992

Spis treści

Zestawienie oznaczeń	3
1. Wprowadzenie	5
1.1. Dyfuzory	5
1.2. Dyfuzory termiczne	8
1.3. Cel i zakres pracy	13
2. Modele przepływu dyfuzorowego	14
2.1. Proces sprężania w kanale dyfuzorowym ...	14
2.2. Podstawowe zależności	17
2.3. Przepływ izentropowy.....	20
2.4. Adiabatyczny przepływ z tarciem	28
2.5. Przepływ z wymianą ciepła	34
2.6. Równanie Wulisa	40
3. Przepływ gazu z odbiorem ciepła	48
3.1. Przepływ z tarciem	48
3.2. Kryterium dyfuzorowości przepływu	51
3.3. Wielkości charakteryzujące przepływ	53
4. Stanowisko doświadczalne	62
4.1. Opis stanowiska	62
4.2. Metodyka pomiaru	64
4.3. Pomiar wstępny-testowanie stanowiska	66
4.4. Program eksperymentu	69
4.5. Algorytm obliczeń	69
5. Porównanie podstawowych parametrów termodyna- micznych charakteryzujących przepływ dyfuzo- rowy z wynikami uzyskanymi na drodze analizy teoretycznej	72
5.1. Zestawienie rezultatów doświadczalnych ..	72
5.2. Wyniki obliczeń wielkości charaktery- stycznych przepływu	73
5.3. Porównanie uzyskanych rezultatów teore- tycznych i doświadczalnych	77
6. Dyskusja uzyskanych rezultatów	82
6.1. Analiza wyników pomiarów	82
6.2. Wpływ kryterium dyfuzorowości	84
6.3. Charakterystyka stanowiska doświadczalnego	86
7. Podsumowanie	88
Literatura	89
Załączniki	90
- Program komputerowy	92
- Charakterystyka zwężki	95

Zestawienie oznaczeń

a	- prędkość dźwięku,
A	- pole przekroju poprzecznego,
b	- odczyt barometru rtęciowego,
c	- prędkość przepływu czynnika,
c_*	- prędkość krytyczna (Laval),
c_p	- właściwa pojemność ciepła,
C_p	- współczynnik przyrostu ciśnienia statycznego,
d	- wewnętrzna średnica rury,
g	- przyspieszenie ziemskie,
h	- wysokość położenia, entalpia całkowita uogólniona,
i	- entalpia właściwa,
k	- wykładnik adiabaty,
l	- długość kanału,
L	- praca,
m	- masa,
$\dot{m}$	- strumień masy,
M	- liczba Macha,
n	- stopień rozwarcia,
p	- ciśnienie,
q	- ciepło przekazywane przez 1 kg czynnika,
$\bar{q}$	- współczynnik intensywności chłodzenia,
R	- stała gazowa,
Re	- liczba Reynoldsa,
s	- entropia właściwa,
S	- liczba kryterialna,
T	- temperatura absolutna,
v	- objętość właściwa,
x	- współrzędna w kierunku osi x,
α	- kąt rozwarcia kanału dyfuzorowego, współczynnik rozszerzalności liniowej,
δ	- fizyczna grubość warstwy przyściennej,
δ^*	- miara liniowa straty wydajności,
δ^{**}	- miara liniowa straty pędu,
δ^{***}	- miara liniowa straty energii,

- Δ - przyrost,
- Δ^* - powierzchnia przepływu odpowiadająca stracie wydajności,
- Δ^{***} - powierzchnia przepływu odpowiadająca stracie energii,
- Δ^* - względna powierzchnia przepływu odpowiadająca stracie wydajności,
- Δ^{***} - względna powierzchnia przepływu odpowiadająca stracie energii,
- Λ - wskaźnik długości,
- ζ - współczynnik strat wewnętrznych, współczynnik oporu,
- ζ_c - współczynnik strat całkowitych,
- η - parametr przepływowy,
- η_D - sprawność dyfuzora,
- λ - prędkość bezwymiarowa,
- μ - dynamiczny współczynnik lepkości,
- ξ - współczynnik przyrostu ciśnienia,
- ν - kinematyczny współczynnik lepkości,
- ρ - gęstość czynnika,
- τ - sumaryczne naprężenie styczne,
- φ - wilgotność względna.

Indeksy dolne

- 0 - przepływ bezgradientowy, całkowite, spoczynkowe,
- 1 - przekrój wlotowy,
- 2 - przekrój wylotowy,
- a - absolutne,
- b - barometryczne,
- c - całkowity,
- d - dynamiczne,
- f - tarcia,
- k - krytyczne,
- l - dotyczy długości kanału,
- m - mechaniczna,
- od - odniesienia,
- s - izentropowy, statyczny, suchy,
- t - teoretyczna,
- w - na sciance, wilgotny, wylotowe.

1. WPROWADZENIE

1.1. Dyfuzory

Nieustanny rozwój przemysłu w wielu dziedzinach techniki wymaga stosowania coraz sprawniejszych maszyn i urządzeń przepływowych. Zmusza to konstruktorów do nieprzerwanego doskonalenia ich rozwiązań konstrukcyjnych głównie w kierunku otrzymania możliwie najwyższej sprawności. Uzyskanie tego rodzaju efektów wymaga rozwiązania wielu zagadnień przepływowych. Badania przepływowe prowadzone są w kierunku minimalizacji strat przepływu. Straty w dyfuzorach w pewnych warunkach mogą oddziaływać w zdecydowany sposób na sprawność całej maszyny czy też instalacji.

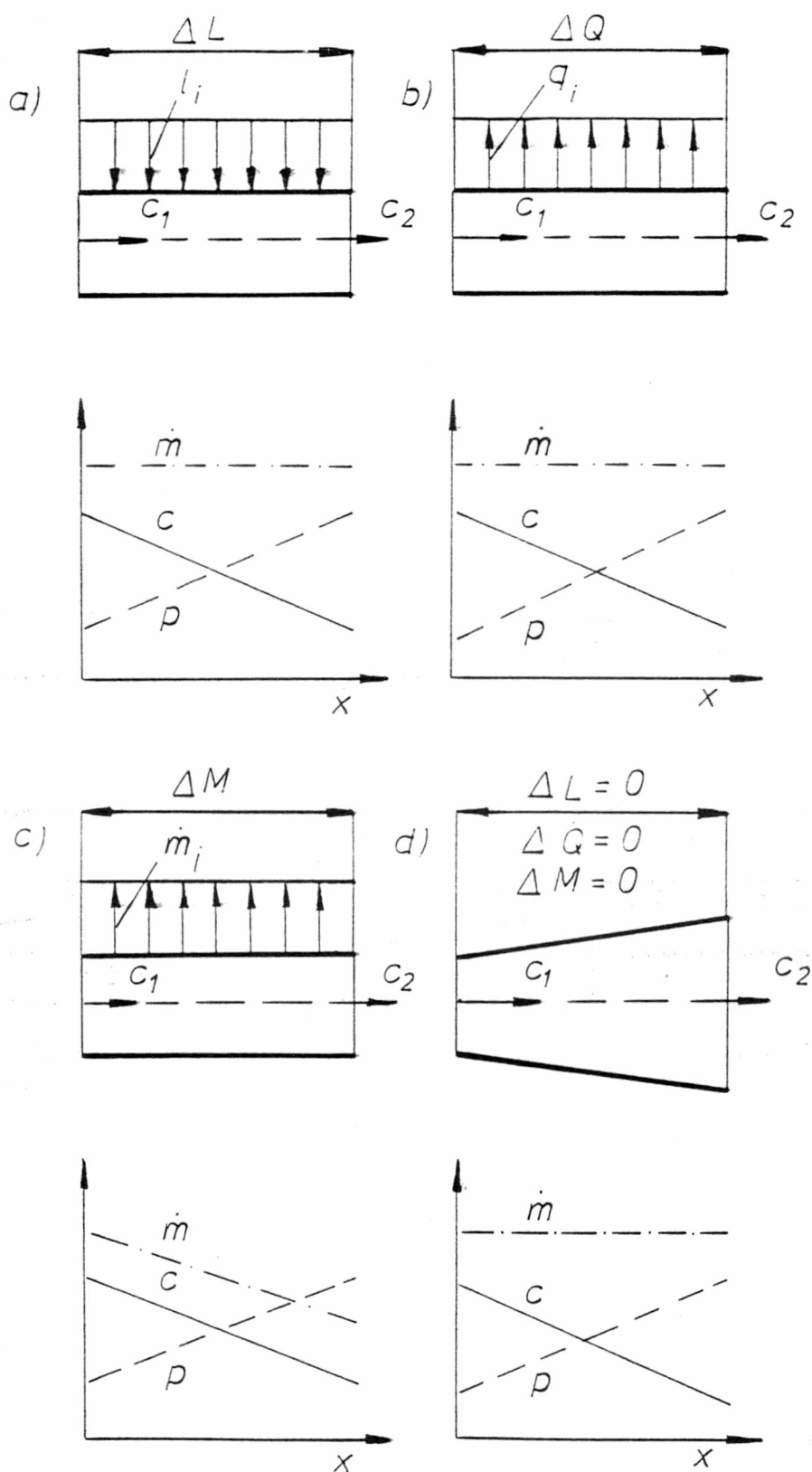
W każdej maszynie przepływowej lub urządzeniu, związanym z ruchem płynu, zachodzi na niektórych odcinkach konieczność zmniejszenia prędkości czynnika. W związku z tym bardzo ważnym elementem zarówno maszyn, jak i układów przepływowych, jest dyfuzor. W mechanice płynów należy przez to pojęcie rozumieć wszelkie urządzenia, służące do przekształcania energii kinetycznej płynącego czynnika w energię potencjalną. Ta konwersja energii może się odbywać na różnych zasadach.

W zależności od sposobu oddziaływania na strumień czynnika, dyfuzory można podzielić (rys. 1.1.) na [20]:

- mechaniczne,
- termiczne,
- upustowe,
- geometryczne,
- kombinowane.

W pierwszy z nich (rys. 1.1a) wspomniane opóźnienie przepływu, czyli zamiana spadku energii kinetycznej na przyrost energii potencjalnej, odbywa się kosztem dostarczania pracy z zewnątrz, jak na przykład za pośrednictwem wieńca wirnikowego. Rozwiązaniem konstrukcyjnym dyfuzora mechanicznego może być wentylator lub sprężarka.

W dyfuzorze termicznym [17], [21], [23], [50] wspomniane hamowanie strumienia następuje w wyniku odbierania ciepła od płynu, na odcinku pomiędzy przekrojami kontrolnymi: wlotowym i wylotowym analizowanego kanału (rys. 1.1b). W wyniku takiego oddziaływania spada



Rys. 1.1. Podstawowe typy dyfuzorów oraz zmiana parametrów c , $\dot{m}$ i p wzdłuż osi x : a) mechaniczny, b) termiczny, c) upustowy, d) geometryczny

temperatura czynnika a zwiększa się natomiast jego gęstość ρ . Przy stałym strumieniu masy i niezmiennym polu przekroju poprzecznego wzdłuż osi dyfuzora, prędkość na wylocie c_2 jest mniejsza od prędkości w przekroju wlotowym c_1 . Specyficzną odmianą takiej konstrukcji jest np. wylot turbiny gazowej. Odbiór ciepła od spalin i obniżenie ich temperatury uzyskuje się poprzez wtrysk wody. Omawiane rozwiązanie spełnia w tym przypadku rolę zbliżoną do kondensatora turbiny parowej, umożliwiając powiększenie rozporządzalnego spadku entalpii czynnika roboczego.

Dyfuzor upustowy (rys. 1.1c) także powoduje zmniejszenie prędkości płynu, ponieważ w kanale o stałym przekroju poprzecznym strumień objętości i strumień masy maleją w miarę oddalania się od wlotu. Przykładami takiego dyfuzora mogą być odcinki głównych rurociągów z odprowadzeniami czynnika.

W dyfuzorach geometrycznych (rys. 1.1d), w odróżnieniu od wyżej wymienionych, następuje konwersja energii kinetycznej w potencjalną w wyniku określonej zmienności pola przekroju poprzecznego wzdłuż osi kanału.

W zależności od wartości liczby Macha na wlocie, rozróżnia się dyfuzory:

- poddźwiękowe (subsoniczne); $M_1 < 1$,
- przydźwiękowe (transoniczne); $M_1 \approx 1$,
- naddźwiękowe (supersoniczne) $M_1 > 1$.

Ostatni, piąty rodzaj dyfuzorów, tzn. kombinowane, zawiera takie rozwiązania, które posiadają wspólne cechy pierwszych czterech grup, przedstawionych na rys. 1.1.

Najczęściej spotykane w praktyce są różnego rodzaju dyfuzory geometryczne. Charakterystyczną cechą takich kanałów poddźwiękowych jest określony wzrost pola powierzchni przekroju poprzecznego w miarę przemieszczania się od wlotu ku wylotowi. Ten przyrost powierzchni może mieć charakter liniowy lub nieliniowy.

Na zakończenie warto podkreślić, że właściwie zaprojektowany dyfuzor osiąga zadowalającą sprawność, natomiast dyfuzor zaprojektowany nieumiejętnie może pracować nie tylko z niższą sprawnością, ale także może wywoływać szkodliwe warunki przepływu przez następne elementy maszyn przepływowych oraz instalacji takie jak wloty silników samolotowych, gaźników, tłumików hałasu, wymienników ciepła, itp. [9], [10], [11], [13].

1.2. Dyfuzory termiczne

Badania dynamiki gazów z uwzględnieniem wymiany ciepła i dysypacji energii były tematem wielu prac naukowych. Zjawiska występujące przy tego rodzaju przepływach analizowano z punktu widzenia termodynamiki. Wyniki prac na ten temat są opublikowane w licznych artykułach, książkach i skryptach zarówno polskich jak i zagranicznych. Jak wnioskować można z ogromnej literatury, zainteresowanie dynamiką gazów sięga lat trzydziestych ostatniego stulecia i nie traci na popularności do chwili obecnej.

Wśród wielu spotykanych w technice rodzajów dyfuzorów, stosunkowo mało uwagi poświęcono dotychczas tzw. dyfuzorom termicznym [10] [17], [21], [23], [50]. Wynika to m. in. z tej przyczyny, że problemy związane z aerodynamiką, zjawiskami zachodzącymi w przepływie oraz stratami, nie były uważane w wymiennikach ciepła (poza kondensatorami turbin parowych) za najbardziej istotne. Przepływy, którym towarzyszy odprowadzenie ciepła były w literaturze rzadko analizowane.

Założeniem niniejszej pracy jest zbadanie poddźwiękowego przepływu gazu w rurze przy jednoczesnym odbiorze ciepła. Problematyka ta analizowana jest nie tylko w sposób tradycyjny tzn. z punktu widzenia teorii wymiany ciepła, ale przede wszystkim jako przepływ dyfuzorowy, czyli jako przepływ, w którym prędkość średnia spada wzdłuż osi kanału. Podstawowym zagadnieniem jest określenie warunków pracy w których wymiennik typu rura w rurze działa jako dyfuzor termiczny.

Przepływ gazu z wymianą ciepła i udziałem pracy tarcia rozważano w większości prac naukowych z punktu widzenia doprowadzania ciepła oraz w wąskim zakresie prędkości przepływu. Liczba Reynoldsa zwykle nie przekraczała wartości $Re = 0,2 \cdot 10^6$. Przepływy, którym towarzyszy odprowadzanie ciepła były w literaturze opisywane raczej sporadycznie.

Równolegle z badaniami dynamiki gazów i aerodynamiki rozwijały się zainteresowania wymianą ciepła między gazem a ścianką z uwzględnieniem warstwy przyściennej. Do wczesnych prac tego rodzaju zaliczyć należy [31], w której autor przedstawił wyniki badań doświadczalnych wymiany ciepła między ścianką a powietrzem przepływającym kanałem o różnych powierzchniach przekroju poprzecznego (kołowym,

prostokątnym lub trójkątnym) i różnej charakterystyce powierzchni kanału. Uwzględniono średnie stosunki temperatur $T_w/T_0 = 1,1 \div 3,5$ (dla danej długości przewodu). Liczba Reynoldsa przyjmowała wartości z przedziału $Re = (1 \div 500) 10^3$, natomiast końcowa liczba Macha zbliżała się do jedności. Względna długość przewodu zmieniała się w zakresie $l/d = 15 \div 120$. W analizie odwołano się do metod wyznaczania profilu prędkości oraz współczynnika tarcia opracowanych przez von Karmana i Deisslera.

Perkins [29] opublikował wyniki swoich prac dotyczących pomiarów miejscowych współczynników tarcia oraz wymiany ciepła przy stałej gęstości strumienia cieplnego w elektrycznie ogrzewanej rurze. Wykazał, że rezultaty dotyczące tarcia i wymiany ciepła zależą w znacznym stopniu od zmian własności płynu.

W pracy [32] autor przeprowadził analizę wymiany ciepła między powietrzem a ścianką przy dużych prędkościach przepływu (238 m/s), ale poddźwiękowych. Badania przeprowadził dla kilku wartości stosunku długości kanału do jego średnicy $l/d = 12,5; 25; 50; 100$. Rezultaty badań przedstawiono graficznie.

Jak wynika z dostępnej literatury [1], [4], [16], [17], [37-41] wyczerpująco scharakteryzowano tylko dwie krzywe:

- Fanno (przepływ adiabatyczny z udziałem tarcia),
- Rayleigha (przepływ z wymianą ciepła, ale bez tarcia).

W pracach [2], [3], [6], [15], [32], [34], [45] autorzy analizowali przepływ jednowymiarowy zarówno z procesem ogrzewania jak i chłodzenia uwzględniając pracę tarcia. Rozwiązanie równania bilansu energetycznego z zastosowaniem analogii Colburna [7] dla trzech przypadków:

- 1) stałego stosunku temperatur bezwzględnych T_w/T_0 ,
- 2) stałej temperatury ścianki T_w ,
- 3) stałej różnicy temperatur $T_w - T_0$

poznajemy w pracy [9]. Autor podkreśla, że na wykresie entropowym krzywe będące obrazem zmiany parametrów podczas przepływu z wymianą ciepła i z tarciem stanowią razem z krzywymi Fanno i Rayleigha wspólną rodzinę krzywych.

W ostatnich pracach np. [6] i [45], analiza przepływów oparta jest głównie na teorii jednowymiarowej. Należy podkreślić, iż badania wymiany ciepła podczas przepływu burzliwego dotyczące zjawisk zachodzących w warstwie przysciennej mają wciąż jeszcze raczej charakter eksperymentów poznawczych. W pracy [35] można znaleźć stwier-

dzenie, że w przypadku przepływu gazu przez rurę analiza jednowymiarowa jest wystarczająca.

Znaczenie problematyki przepływu różnych czynników z jednoczesną wymianą ciepła wciąż nie traci na znaczeniu [5], [12], [14], [18], [36], [37], [44] i [46]. Nieustanny wzrost mocy maszyn i urządzeń energetycznych (np. turbin parowych i gazowych, turbogeneratorów), silników lotniczych, jak również szybki rozwój i wzrost wydajności urządzeń kriogenicznych, stawiają coraz to nowe wymagania wobec urządzeń wymiany ciepła. Wysoka sprawność, zwarta budowa, mały ciężar i technologiczność konstrukcji wyróżniają nowoczesne wymienniki ciepła, stosowane szczególnie w lotnictwie, technice niskich temperatur i innych gałęziach techniki. Wszystkie te wymagania spowodowały konieczność zintensyfikowania prac mających na celu poprawienie warunków wymiany ciepła. Wynikiem tych badań było pojawienie się nowych typów urządzeń wymiany ciepła.

Analiza opublikowanych prac [20], [24] i [30], umożliwia wyodrębnienie dwóch zasadniczych kierunków rozwoju tych urządzeń, takich jak:

- a) doskonalenie konstrukcji wymienników ciepła, polegające głównie na zwiększeniu prędkości czynnika i wzroście stopnia turbulencji strumienia,
- b) zastosowanie różnego rodzaju tzw. powierzchni "rozwinętych".

Możliwości związane z pierwszym kierunkiem rozwoju są stosunkowo ograniczone, ponieważ wzrost intensywności wymiany ciepła na skutek zwiększenia prędkości przepływu czynnika wiąże się ściśle ze wzrostem strat ciśnienia, co nie zawsze jest pożądane.

Znacznie szersze perspektywy mają działania przynależne do drugiego kierunku. Otrzymano nowe rodzaje rozwiniętych powierzchni wymiany ciepła, zarówno rurowych jak i płaskich, odznaczających się różnymi charakterystykami geometrycznymi i roboczymi, odmiennymi materiałami i technologią wykonania. Okazuje się, że pod względem aerodynamicznym większość wymienników ciepła ma nieprawidłowy wpływ nośnika ciepła na powierzchniach jego wymiany. Na zagadnienia te dotychczas nie zwracano wystarczającej uwagi.

Jednak w połowie naszego stulecia [43] udowodnił, że kanał o stałym polu przekroju poprzecznego do którego jest doprowadzane bądź odbierane ciepło zachowywał się będzie w jednym przypadku jak dysza,

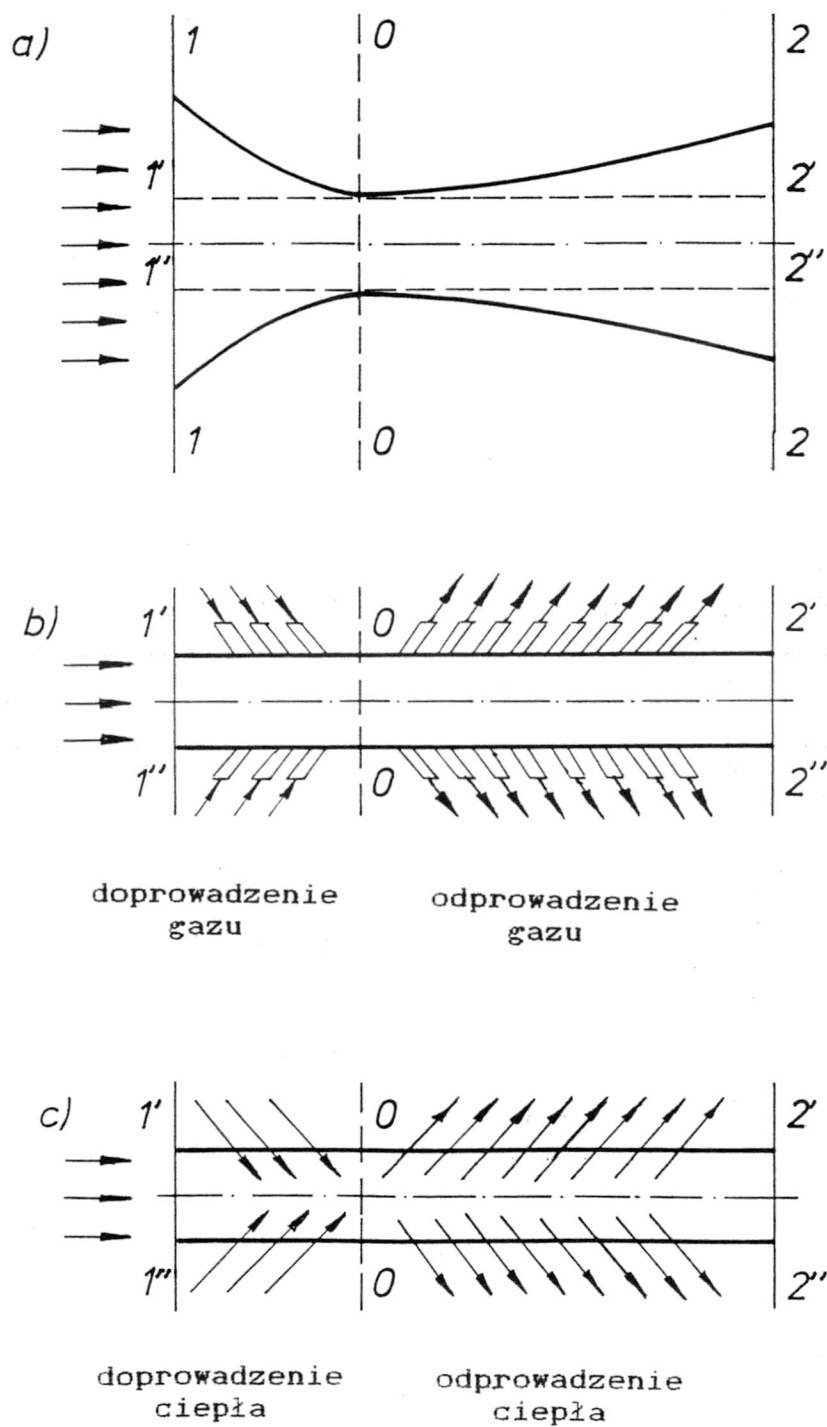
a w drugim jak dyfuzor. Kanał z doprowadzeniem ciepła określił mianem dyszy cieplnej. Wykazał również, iż przepływ naddźwiękowy gazu można uzyskać nie tylko za pomocą dyszy Laval'a.

Rozważając niektóre własności przepływu strumienia gazu przez dyszę geometryczną przedstawioną na rys.1.2. Nietrudno zauważyć, że w przepływie ustalonym przez dyszę, przez przekrój kontrolny 1-1 winna przepływać w jednostce czasu taka sama ilość gazu, co przez przekrój minimalny 0-0. Zakładając, że przepływ jest adiabatyczny, energia całkowita przenoszona przez gaz w jednostce czasu przez przekrój 1-1, powinna być również równa strumieniowi energii w przekroju 0-0.

Zaznamyśmy myślowo wewnątrz dyszy Laval'a cylindryczny odcinek $1'-1''-2'-2''$, którego pole przekroju poprzecznego równe jest polu przekroju minimalnego dyszy 0-0. Analizując wydzielony odcinek dyszy między przekrojem $1'-1''$ a przekrojem 0-0, zauważamy, że strumień masy w przekroju 0-0 będzie większy od odpowiedniego strumienia w $1'-1''$, ponieważ przekrój $1'-1''$ stanowi jedynie część całego przekroju 1-1. W taki sam sposób kształtuje się energia całkowita przenoszona w jednostce czasu. Wobec tego w wyodrębnionej części pola przepływu następuje zwiększenie transportu masy i energii gazu w ciągu sekundy w kierunku przepływu od przekroju $1'-1''$ do przekroju 0-0.

Należy zauważyć, iż po to, aby w przewodzie cylindrycznym uzyskać zmianę parametrów gazu, analogiczną do zmian zachodzących w dyszy Laval'a należy zapewnić na odcinku $1'-0$ odpowiedni wzrost strumienia masy. Analogicznie rozważając przepływ gazu w cylindrycznym odcinku pomiędzy przekrojami $2'-2''$ oraz 0-0, należy wnioskować, że w celu uzyskania na wylocie z odcinka cylindrycznego takiej samej prędkości naddźwiękowej, jak w przekroju wylotowym dyszy, trzeba na tym odcinku zapewnić ciągłe odprowadzanie strumienia masy.

Reasumując, należy podkreślić, że osiągnięcie w przewodzie cylindrycznym naddźwiękowych prędkości wymaga najpierw doprowadzenia do przewodu określonej ilości gazu i energii, a następnie odprowadzenie ich. To doprowadzenie (albo odprowadzenie) masy lub energii do (lub też z) przewodu cylindrycznego oddziaływa, jak wykazał Wu-lis [43], na wartość prędkości gazu i jest analogiczne do zwiężenia (lub też rozszerzenia) przekroju strumienia gazu. Dyszę cylindryczną, pracującą na zasadzie doprowadzania i odprowadzania odpowied-



Rys. 1.2. Dysze, w których uzyskuje się naddźwiękowy przepływ gazu
a) mechaniczna, b) o zmiennej wydajności c) cieplna

niego strumienia masy gazu nazwał Wulis dyszą o zmiennym wydatku, a dyszę pracującą na zasadzie doprowadzania i odprowadzania ciepła - dyszą cieplną. Ponadto przedstawił koncepcję dyszy mechanicznej, opartej na wykonaniu przez gaz pracy i związanego z tym rozprężania.

1.3. Cel i zakres pracy

Celem pracy jest zbadanie poddźwiękowego przepływu gazu w rurze przy jednoczesnym odbiorze ciepła. Zagadnienie to analizowane jest nie tylko w sposób tradycyjny tzn. z punktu widzenia teorii wymiany ciepła, ale przede wszystkim jako przepływ w którym prędkość średnia spada wzdłuż osi kanału, czyli przepływ dyfuzorowy.

Podstawowym zagadnieniem jest określenie warunków w których wymiennik typu rura w rurze pracuje jako dyfuzor termiczny, analiza teoretyczna takiego przepływu oraz jego zbadanie przy różnych parametrach w przekroju wlotowym.

Analiza procesu wymiany ciepła w przepływach z dodatnimi wartościami wzdłużnego gradientu ciśnienia umożliwi określenie wpływu efektu dyfuzorowego na pracę wymienników ciepła, oraz pozwoli na uwzględnienie tego efektu w procesie projektowania wymiennika.

Zakres pracy obejmuje:

- analizę teoretyczną poddźwiękowego przepływu gazu w rurze o stałym przekroju poprzecznym w warunkach odbioru ciepła wzdłuż kanału,
- określenie kryterium pracy wymiennika typu "rura w rurze" jako dyfuzora termicznego,
- porównanie rezultatów analizy teoretycznej z wynikami badań eksperymentalnych.

W wielu urządzeniach technicznych prędkość przepływu powietrza znajduje się w przedziale od kilku do kilkudziesięciu metrów na sekundę. Dlatego też założony program badawczy dotyczy dolnego zakresu prędkości poddźwiękowych. W praktyce to oznacza, że we wlotowym przekroju dyfuzora termicznego maksymalne wartości liczby Macha są rzędu 0,15 (na stanowisku badawczym uzyskano maksymalną prędkość wlotową $c_{\max} = 55,2 \text{ m/s}$).

2. MODELE PRZEPŁYWU DYFUZOROWEGO

2.1. Proces sprężania w kanale dyfuzorowym

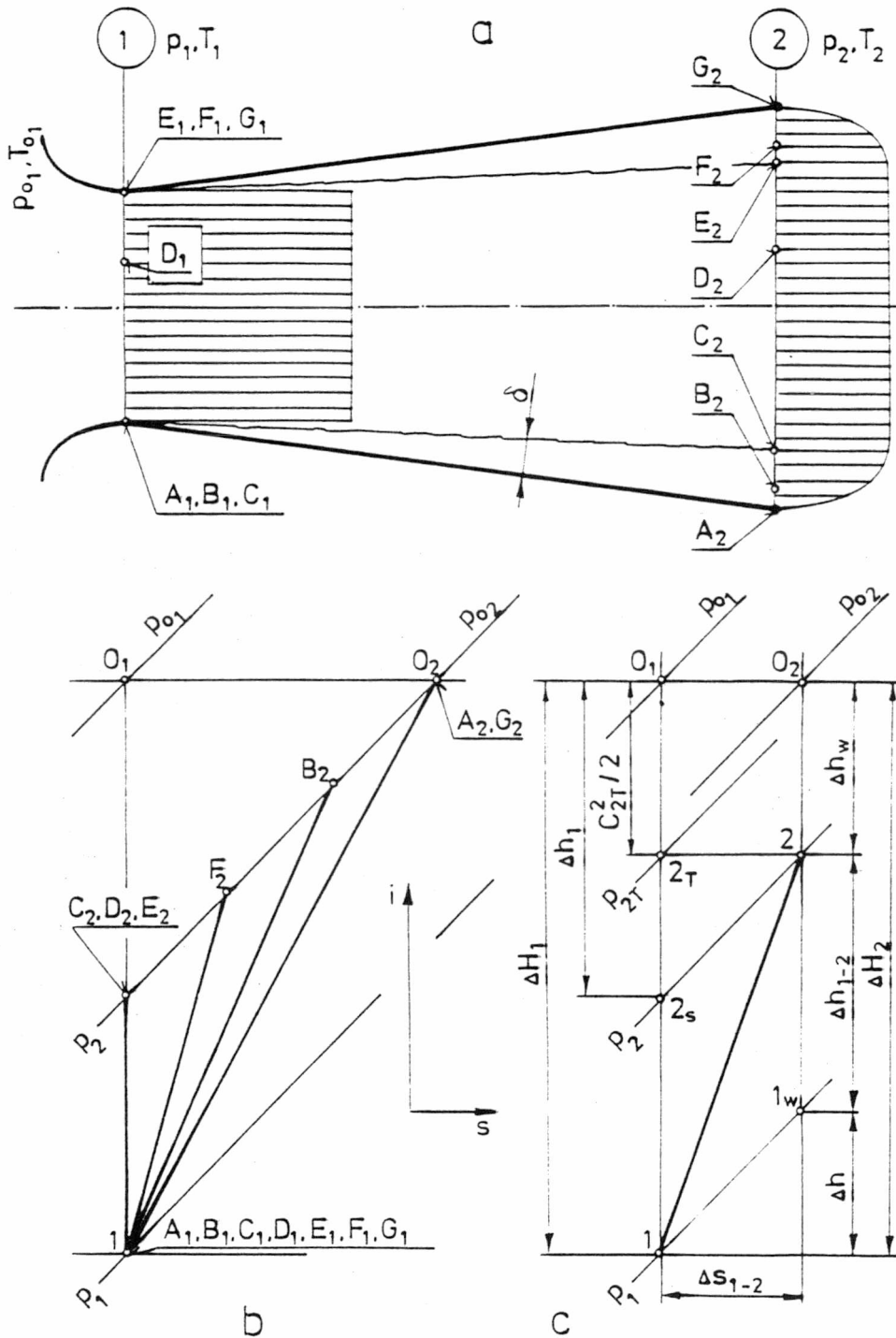
Fizyczną stronę procesu zachodzącego w elemencie dyfuzorowym najwygodniej jest analizować na podstawie wykresu $i-s$ (rys. 2.1), dla przypadku dyfuzora geometrycznego. Przyjęto, że krótki konfuzor wlotowy zapewnia tu prawie izentropowe rozprężanie od parametrów spoczynkowych p_{01} , T_{01} przed wlotem kanału (punkt 0_1), do parametrów p_1 , T_1 , ρ_1 występujących w przekroju wlotowym 1 dyfuzora. W związku z powyższym stan czynnika w tym przekroju jest określony przez punkt 1 na rysunku 2.1, oraz przez rozporządzalną właściwą energię kinetyczną, odpowiadającą prędkości wlotowej c_1 i równocześnie różnicy entalpii ΔH_1 .

Hamowanie strumienia w rzeczywistym przepływie dyfuzorowym zachodzi w odmienny sposób dla różnych linii prądu. Niektóre z nich zaznaczono na rys. 2.1a. Zakładając, że w rdzeniu potencjalnym straty są równe zeru, profil prędkości na wylocie z kanału można w układzie $i-s$ zilustrować jak na rys. 2.2b. Punkty końcowe wszystkich składowych procesów sprężania dla poszczególnych linii prądu leżą na izobarze p_2 , ponieważ w przepływach poddźwiękowych ciśnienie statyczne jest wyrównane na całej powierzchni przekroju wylotowego. Dla niewielkich wartości liczby Macha w analizowanym przekroju przyjmuje się także stałą wartość gęstości.

W przepływie dyfuzorowym grubość warstwy przysciennej rośnie stosunkowo szybko kosztem zmniejszania się rdzenia potencjalnego, w związku z czym większe są także straty, wynikające z istnienia lepkości płynu.

Analiza procesu sprężania obejmującego pełny profil prędkości wylotowej (rys. 2.1b) nie jest wygodna, dlatego zazwyczaj przyjmuje się pewną prędkość średnią w przekroju c_2 . Przy tym uproszczeniu przemiana obrazująca sprężanie w dyfuzorze może być przedstawiona jak na rys. 2.2c. Proces przebiega ze stratami, co ilustruje przyrost entropii Δs_{1-2} i kończy się w punkcie 2 na izobarze p_2 . Parametry spoczynkowe p_{02} i T_{02} w przekroju wylotowym kanału określa punkt 0_2 leżący na tej samej izentalpii, na której jest punkt 0_1 .

W przepływie czynnika idealnego, przy tej samej stracie wylo-



Rys. 2.1. Sprężanie w przepływie dyfuzorowym
a) schemat dyfuzora, b) proces sprężania dla różnych linii prądu,
c) proces sprężania w układzie $i-s$

towej Δh_w związanej ze skończonymi wymiarami analizowanego dyfuzora, sprężanie izentropowe przebiegałoby od punktu 1 do punktu 2T, leżącego na pewnej izobarze odpowiadającej maksymalnemu możliwemu ciśnieniu p_{2T} . Wylotowa strata Δh_w jest równa energii kinetycznej strumienia płynu w wylotowym przekroju dyfuzora. Straty wewnętrzne energii w rzeczywistym przepływie czynnika ilustruje odcinek 2s-2T na wykresie i-s.

Biorąc pod uwagę krótki dyfuzor, zapewniający niewielki przyrost ciśnienia można przyjąć, że w rozważanym obszarze wykresu i-s izobary są równoległe. Wtedy przyrost entalpii odpowiada następującym różnicom

$$i_{2s} - i_1 = i_2 - i_{1w} = \Delta h_{1-2} \quad (2.1)$$

natomiast straty wewnętrzne uwzględniające tarcie i ewentualne oderwanie strumienia od ścianki można przedstawić jako

$$i_{2T} - i_{2s} = \Delta h \quad (2.2)$$

W rezultacie zaznaczone na rys. 2.1c odpowiednie spadki entalpii, określają takie wielkości jak:

- ΔH_1 - rozporządzalna energia kinetyczna na wlocie,
- Δh_{1-2} - przyrost entalpii w dyfuzorze,
- Δh - straty wewnętrzne,
- Δh_w - strata wylotowa,
- Δh_0 - strata całkowita.

Tutaj

$$\Delta H_1 = \frac{c_1^2}{2} = \frac{c_{1t}^2}{2} \quad (2.3)$$

gdyż ze względu na prawie izentropowe rozprężanie w konfuzorze wlotowym i wyrównany profil prędkości na wlocie dyfuzora (rys. 2.2a), przyjęto uprzednio

$$c_1 = c_{1t} = \sqrt{2\Delta H_1} \quad (2.4)$$

gdzie c_{1t} - prędkość teoretyczna odpowiadająca rozporządzalnemu spadkowi entalpii ΔH_1 .

Na podstawie przedstawionych rozważań i wprowadzonych na rysunku 2.2 oznaczeń, można zapisać równanie bilansu energii dla kanału dyfuzorowego w następującej postaci:

$$\Delta H_1 = \Delta h_w + \Delta h_{1-2} + \Delta h \quad (2.5)$$

skąd wynika, że rozporządzalna energia kinetyczna ΔH_1 na wlocie tylko w pewnej części (równej Δh_{1-2}) jest zamieniana na energię potencjalną (przyrost ciśnienia), ze względu na stratę Δh_w związaną z prędkością wylotową c_2 , oraz straty wewnętrzne Δh , które w końcowym efekcie "przechodzą" w ciepło.

2.2. Podstawowe zależności

W wielu pracach, np. [9-11], [19], [20], [42], [47] zamieszczono cały szereg różnego rodzaju współczynników, charakteryzujących proces sprężania w kanałach dyfuzorowych.

O ile dla porównywania różnych przepływów nie jest bardzo istotne, który z wielu współczynników będzie brany pod uwagę, o tyle w obliczeniach aerodynamicznych sens mają głównie te, które umożliwiają (przy zadanych warunkach wlotowych) określenie parametrów strumienia w przekroju wylotowym dyfuzora. Z tego punktu widzenia najbardziej korzystne są współczynniki:

- strat całkowitych ζ_c ,
- przyrostu ciśnienia statycznego ξ .

Równanie bilansu energetycznego (2.5) napisane w postaci bezwymiarowej

$$1 = \frac{\Delta h}{\Delta H_1} + \frac{\Delta h_w}{\Delta H_1} + \frac{\Delta h_{1-2}}{\Delta H_1} \quad (2.6)$$

określa i wiąże trzy współczynniki

$$1 = \zeta + \zeta_w + \xi_{1-2} \quad (2.7)$$

które charakteryzują efektywność przekształcania energii w kanałach dyfuzorowych, przy czym:

współczynnik strat wewnętrznych jest zdefiniowany ilorazem

$$\zeta = \frac{\Delta h}{\Delta H_1} \quad (2.8)$$

współczynnik strat związany z prędkością wylotową

$$\zeta_w = \frac{\Delta h_w}{\Delta H_1} \quad (2.9)$$

a współczynnik przekształcania energii kinetycznej w energię poten-

cjalną

$$\xi = \frac{\Delta h_{1-2}}{\Delta H_1} \quad (2.10)$$

Oczywiste jest teraz, mając na względzie zależność (2.5), że strata całkowita w przepływie dyfuzorowym jest sumą strat wewnętrznych i wylotowej

$$\Delta h_1 = \Delta h + \Delta h_w \quad (2.11)$$

skąd współczynnik strat całkowitych

$$\zeta_c = \zeta + \zeta_w \cong \frac{\Delta h_1}{\Delta H_1} \quad (2.12)$$

W przypadku sprężania izentropowego (od punktu początkowego 1 na izobarze p_1 , rys. 2.1c) straty wewnętrzne są równe zeru $\Delta h = 0$. W dyfuzorze o zadanej geometrii przemiana doskonała, zamiast w punkcie 2 na izobarze p_2 , kończy się w punkcie 2T na izobarze p_{2T} . Istnieje więc tylko strata wylotowa, związana ze skończonymi wymiarami dyfuzora

$$\Delta h_w = \frac{c_{2t}^2}{2} \quad (2.13)$$

gdzie c_{2t} jest prędkością teoretyczną w przekroju wylotowym, odpowiadającą spadkowi entalpii Δh_w , lub prędkością wypływu płynu idealnego.

W przepływie rzeczywistym natomiast proces sprężania kończy się w punkcie 2, rys. 2.1c. W odniesieniu do ciśnienia p_2 , strumień ma rozporządzalną energię, ekwiwalentną spadkowi entalpii Δh_1 . Energia ta jest w pełni stracona podczas przepływu w analizowanym dyfuzorze. Bilansuje ona bowiem zarówno straty wewnętrzne Δh powstające w warstwie przysściennnej, jak i stratę wylotową Δh_w związaną z tym, że strumień opuszczający dyfuzor ma określoną energię kinetyczną.

Dla przepływu rzeczywistego z jądrem potencjalnym, w którym istnieje warstwa przysścienna, współczynnik strat całkowitych może być określony na podstawie zależności podanej w pracach [9], [10], [20]

$$\zeta_c = \left[\frac{p_1}{p_2} \right]^2 \frac{1}{n^2 (1 - \Delta_2^*)^2} \quad (2.14)$$

gdzie: n - stopień rozwarcia dyfuzora

$$n = \frac{A_2}{A_1} \quad (2.15)$$

a pewna bezwymiarowa powierzchnia, zdefiniowana dla i-tego przekroju przez formułę

$$\Delta_i^* = \frac{\Delta_i^*}{A_i} = \int_0^1 \left(1 - \frac{(\rho c)_i'}{\rho_t c_t} \right) \frac{dA}{A_i}, \quad (2.16)$$

jest nazywana względną powierzchnią przepływu odpowiadającą stracie wydajności, a Δ_i^* - miarą powierzchniową straty wydajności. Iloczyn $(\rho \cdot c)'$ oznacza lokalną gęstość przepływu.

W podobny sposób można wyprowadzić wyrażenie na współczynnik strat wewnętrznych w postaci

$$\zeta = \frac{\Delta_2^{***}}{n^2 (1 - \Delta_2^*)^3}, \quad (2.17)$$

gdzie bezwymiarowa powierzchnia

$$\Delta_i^{***} = \frac{\Delta_i^{***}}{A_i} = \int_0^1 \frac{(\rho c)_i'}{\rho_t c_t} \left(1 - \frac{c_i'^2}{c_t^2} \right) \frac{dA}{A_i}, \quad (2.18)$$

jest nazywana względną powierzchnią przepływu odpowiadającą stracie energii kinetycznej, a Δ_i^{***} jest miarą powierzchniową straty tej energii.

Do obliczania sprawności i współczynników przyrostu ciśnienia jako przemianę porównawczą przyjmuje się zazwyczaj izentropę, jak na przykład odcinek 1-2s na rys. 2.1. Dotyczy ona oczywiście przepływu płynu idealnego. W takich warunkach równanie (2.14) upraszcza się do postaci

$$\zeta_c = \frac{1}{n^2}, \quad (2.19)$$

a wtedy współczynnik przyrostu ciśnienia statycznego, na podstawie wyrażeń (2.12), (2.7) i (2.19), określa powszechnie znana w literaturze dotyczącej przepływu dyfuzorowego zależność

$$\xi_{1-2}^{id} = C_p^{id} = 1 - \frac{1}{n^2}. \quad (2.20)$$

Jest ona przydatna do obliczania sprawności dyfuzora, gdzie służy jako wielkość odniesienia, gdyż

$$\eta_D = \frac{C_p}{C_p^{id}} = \frac{\xi_{1-2}}{\xi_{1-2}^{id}}, \quad (2.21)$$

gdzie $\xi_{1-2} = C_p$ jest rzeczywistym współczynnikiem przyrostu ciśnienia statycznego.

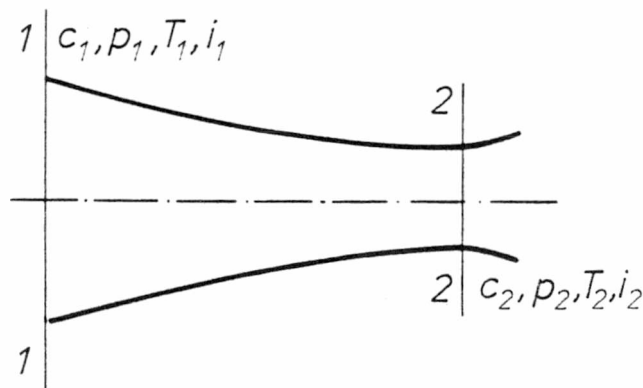
Na podstawie wyrażeń (2.12) i (2.7) oraz (2.20) otrzymuje się inną postać równania (2.21), wiążącą sprawność i współczynnik strat

$$\eta_D = \frac{1 - \zeta_c}{1 - \frac{1}{n^2}}. \quad (2.22)$$

2.3. Przepływ izentropowy

Uwzględnienie wpływu tarcia na przebieg przepływu gazu jest dość trudne. Dlatego, jako najprostszy przypadek szczególny rozpatruje się przepływ bez uwzględnienia tarcia. Wyidealizowany przepływ beztarciowy można traktować jako przemianę odwracalną mimo, że przemiana ta nie przebiega nieskończenie powoli.

Przeanalizujmy izentropowy przepływ gazu w przewodzie o zmiennym przekroju w celu ustalenia związku pomiędzy podstawowymi parametrami charakteryzującymi przepływ: prędkością (c), ciśnieniem (p), temperaturą (T), gęstością (ρ) oraz prędkością rozchodzenia się w gazie fal dźwiękowych (a).



Rys. 2.2 Jednowymiarowy przepływ gazu

W oparciu o równanie energii dla przekrojów 1-1 i 2-2 można napisać zależność

$$i_1 + \frac{c_1^2}{2} = i_2 + \frac{c_2^2}{2} \quad (2.23)$$

Wprowadźmy entalpię spoczynkową (entalpię całkowitą) i_0 , która wystąpiłaby, gdyby przepływ rozpoczynał się w przekroju, w którym prędkość jest niemal równa zeru

$$i_0 = i + \frac{c^2}{2} \quad (2.24)$$

gdzie: i - entalpia właściwa,

c - prędkość w dowolnym przekroju kanału.

skąd

$$\frac{k}{k-1} R T_0 = \frac{k}{k-1} R T + \frac{c^2}{2} \quad (2.25)$$

gdzie: k - wykładnik adiabaty,

R - stała gazowa.

Z zależności tych można wnioskować, że przy $i_0 = \text{const.}$ będzie się zmieniała wraz ze zmianą prędkości przepływu gazu c również wartość temperatury gazu T . Równanie (2.25) wykazuje, że wraz ze spadkiem prędkości przepływu temperatura gazu będzie wzrastała.

Najwyższą temperaturę osiągnie gaz przy prędkości $c = 0$. Oznaczmy tę temperaturę symbolem T_0 (temperatura spiętrzenia). Z wyrażenia (2.24) wynika, że prędkość gazu, który miał w stanie spoczynku określoną entalpię i_0 , nie może przekroczyć pewnej maksymalnej wartości c_{max} , przy zbliżaniu się do której wielkości i , T , a, oraz p dążą do zera. Nasuwa się wniosek, że przy prędkości przepływu gazu równej c_{max} ustają w gazie ruchy cząsteczkowe. Zatem prędkość c osiągnie swe maksimum wtedy, gdy cała entalpia i_0 zamieni się w energię kinetyczną gazu

$$i_0 = \frac{c_{\text{max}}^2}{2} \quad (2.26)$$

skąd

$$c_{\text{max}} = \sqrt{2 i_0} \quad (2.27)$$

Z równania (2.27) można wnioskować, że prędkość maksymalna jest

funkcją tylko entalpii całkowitej i_0 . Wykorzystując definicję entalpii oraz równanie stanu, ostatnie wyrażenie można zapisać w postaci

$$c_{\max} = \sqrt{2 i_0} = \sqrt{\frac{2 k}{k-1} R T_0} = \sqrt{\frac{2 k}{k-1} \frac{p_0}{\rho_0}} \quad (2.28)$$

Równanie powyższe łączy maksymalną prędkość przepływu gazu z wielkościami jego parametrów spiętrzenia.

Wyprowadźmy teraz związek pomiędzy prędkością przepływu gazu c i prędkością dźwięku a . Wykorzystując równanie (2.24) oraz zakładając, że przepływ jest izentropowy otrzymuje się następujące współzależności

$$\frac{p}{p_0} = \left(1 - \frac{c^2}{c_{\max}^2} \right)^{\frac{k}{k-1}} \quad (2.29)$$

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \left(1 - \frac{c^2}{c_{\max}^2} \right)^{\frac{1}{k-1}} \quad (2.30)$$

$$\frac{T}{T_0} = 1 - \frac{c^2}{c_{\max}^2} \quad (2.31)$$

Ponieważ prędkość dźwięku w gazie jest związana z jego temperaturą następującą zależnością

$$a^2 = k g R T \quad (2.32)$$

więc

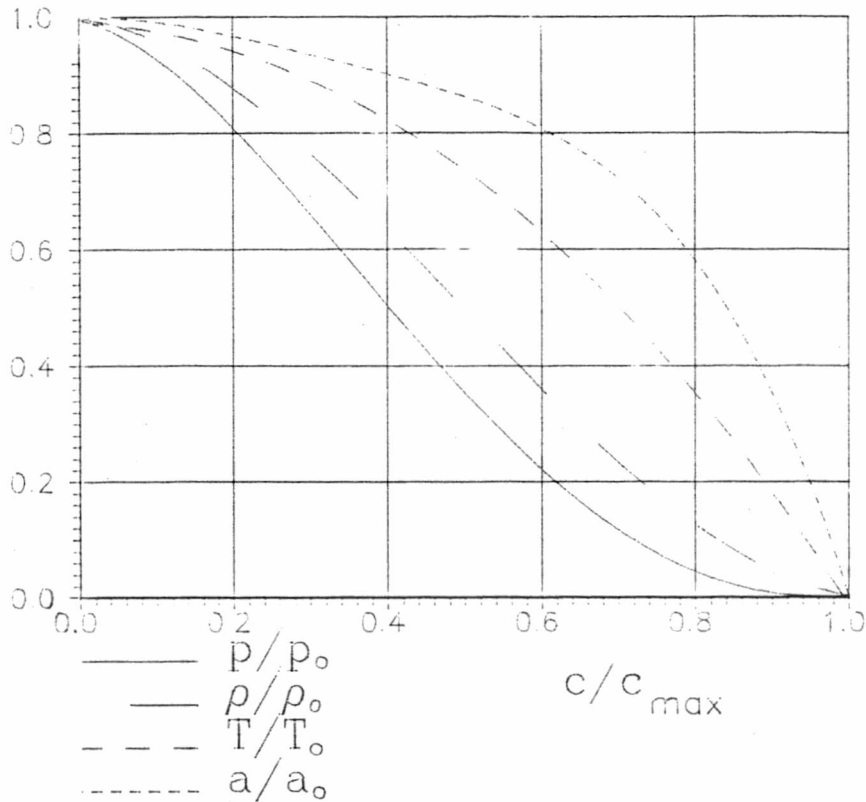
$$\frac{T}{T_0} = \frac{a^2}{a_0^2} = 1 - \frac{c^2}{c_{\max}^2} \quad (2.33)$$

Zmienność ciśnienia, gęstości, temperatury oraz lokalnej prędkości dźwięku w zależności od prędkości przepływu gazu (w postaci bezwymiarowej) przedstawiono na rys. 2.3.

Z zależności tej wynika, że podczas izentropowego przepływu gazu wzrost jego energii kinetycznej może nastąpić jedynie w przypadku zmniejszenia się entalpii gazu co oznacza równocześnie spadek jego temperatury. Ponieważ ciśnienie spada wtedy bardziej intensywnie niż temperatura, gęstość gazu zmniejsza się ze wzrostem prędkości.

Przeanalizujemy zależności zachodzące pomiędzy zmianą podstawowych parametrów przepływającego gazu w funkcji pola powierzchni

przekrojów poprzecznych kanału. Znajomość tego zagadnienia pozwoli określić, w jaki sposób należy zmieniać powierzchnie kolejnych przekrojów strugi, aby podstawowe parametry przepływu gazu, a w szczególności



Rys.2.3. Zależność ciśnienia, gęstości, temperatury oraz prędkości dźwięku strumienia gazu od jego prędkości.

gólności prędkość zmieniały się w oczekiwany sposób. Do analizy wykorzystamy równanie Eulera, które dla przepływu jednowymiarowego ma postać

$$c \frac{dc}{dx} = - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} , \quad (2.34)$$

oraz równanie zachowania masy

$$\rho c A = \text{idem}. \quad (2.35)$$

Przyjmując oś kanału o zmiennym polu przekroju jako oś x oraz różniczkując zależność (2.35) względem x i otrzymuje się wyrażenie

$$\frac{dp}{dx} c A + \rho \frac{dc}{dx} A + \rho c \frac{dA}{dx} = 0 . \quad (2.36)$$

Mnożąc wszystkie człony otrzymanego równania przez $\frac{c}{\rho A}$ i odpowiednio przekształcając uzyskamy ostatecznie

$$\left(1 - \frac{c^2}{a^2}\right) \frac{dp}{dx} = p \frac{c^2}{A} \frac{dA}{dx} \quad (2.37)$$

Równanie (2.34) ustala zależność między pochodnymi $\frac{dc}{dx}$ i $\frac{dp}{dx}$ zaś równanie (2.37) pomiędzy pochodnymi $\frac{dp}{dx}$ i $\frac{dA}{dx}$. Natomiast obydwie wiążą ze sobą trzy wielkości: A , c i p .

Analizując równanie (2.37) wyodrębnić można następujące możliwe przypadki przepływu:

1. Prędkość przepływu gazu c jest mniejsza od prędkości dźwięku a . W takich okolicznościach

$$\left(1 - \frac{c^2}{a^2}\right) > 0, \quad (2.38)$$

z równania (2.37) wynika, że znak pochodnej $\frac{dp}{dx}$ jest zgodny ze znakiem pochodnej $\frac{dA}{dx}$. Jeżeli przekrój kanału A zmniejsza się $\frac{dA}{dx} < 0$ to i ciśnienie maleje ($\frac{dp}{dx} < 0$). Zatem zgodnie z równaniem (2.34) prędkość c będzie się przy tym powiększała.

Rozumując analogicznie można wykazać, że w przypadku zwiększania się pola powierzchni przekroju poprzecznego kanału A ciśnienie p będzie rosło, natomiast prędkość c będzie malała.

2. Prędkość przepływu gazu c jest większa od prędkości dźwięku a , wtedy

$$\left(1 - \frac{c^2}{a^2}\right) < 0, \quad (2.39)$$

a więc znaki $\frac{dp}{dx}$ i $\frac{dA}{dx}$ będą przeciwne. Jeśli przekrój kanału zmniejsza się, wtedy ciśnienie rośnie. Z równania (2.34) wynika, że prędkość będzie wtedy malała. Zatem zauważyć należy, że jeśli prędkość gazu c jest większa od prędkości dźwięku, charakter przepływu jest całkowicie odmienny niż charakter przepływu z prędkościami poddźwiękowymi. Charakter takiego przepływu zależy w sposób istotny od stosunku prędkości przepływu do prędkości dźwięku, czyli od liczby Macha M . Zależność prędkości przepływu od kształtu kanału pokazano na rys. 2.4.

3. Prędkość przepływu gazu c równa jest prędkości dźwięku.

W tym przypadku

$$1 - \frac{c^2}{a^2} = 0, \quad (2.40)$$

i z równania (2.37) wynika, że

$$\frac{dA}{dx} = 0 \quad (2.41)$$

Ponieważ przy wzroście prędkości poddźwiękowego przepływu gazu pole powierzchni przekroju strugi maleje, a przy wzroście prędkości przepływu naddźwiękowego pole to powiększa się, więc przy ciągłym narastaniu prędkości przepływu od wartości poddźwiękowych do wartości naddźwiękowych, przekroje kanału będą początkowo malały a następnie rosły, rys. 2.4.

	$M < 1$	$M > 1$
prędkość rośnie		
prędkość maleje		

Rys. 2.4 Zależność prędkości przepływu od kształtu strumienia

Jak wynika z równania (2.37)

$$\frac{dA}{dx} = 0 \quad \text{przy} \quad \frac{c}{a} = 1,$$

czyli prędkość przepływu osiąga prędkość dźwięku w najmniejszym przekroju kanału. Z przedstawionej analizy wynika, że aby przejść z prędkości poddźwiękowej przepływu do prędkości naddźwiękowej konieczne jest początkowe zwężenie kanału do momentu uzyskania w nim prędkości równej lokalnej prędkości dźwięku, a potem rozszerzenie kanału w celu otrzymania prędkości naddźwiękowej. W ten sposób konstruowane są dysze naddźwiękowe Laval'a.

Zachowanie się strumienia gazu w przepływie poddźwiękowym lub naddźwiękowym można również wyjaśnić analizując zależność jednostkowego wydatku gazu (ρc) od prędkości c . W tym celu wydatek jednostkowy (ρc) nazywany też gęstością przepływu zapisuje się w postaci

$$\rho c = \rho_0 c \frac{\rho}{\rho_0}, \quad (2.42)$$

gdzie: ρ_0 - gęstość gazu przy prędkości równej zero.

Wykorzystując równanie (2.30) ostatecznie równanie przybiera formę

$$\rho c = \rho_0 c \left(1 - \frac{c^2}{c_{\max}^2} \right)^{\frac{1}{k-1}}. \quad (2.43)$$

Wynika stąd, że gęstość przepływu (ρc) równa jest zero w dwóch przypadkach: przy $c = 0$ oraz przy $c = c_{\max}$. Przy wartości pośredniej prędkości $0 < c < c_{\max}$ wydatek (ρc) powinien osiągać wartość maksymalną.

Znajdźmy tę wartość prędkości c , przy której (ρc) osiąga maksimum. W tym celu przyrównuje się do zera pochodną wydatku względem prędkości c :

$$\frac{d(\rho c)}{dc} = 0,$$

i otrzymuje

$$\begin{aligned} \frac{d(\rho c)}{dc} &= \rho_0 \left(1 - \frac{c^2}{c_{\max}^2} \right)^{\frac{1}{k-1}} - \\ &- \frac{\rho_0 c}{k-1} \left(1 - \frac{c^2}{c_{\max}^2} \right)^{\frac{1}{k-1} - 1} \frac{2c}{c_{\max}^2} = 0. \end{aligned} \quad (2.43)$$

Ponieważ szukana wartość $c \neq c_{\max}$, możemy więc podzielić powyższe wyrażenie przez

$$\left(1 - \frac{c^2}{c_{\max}^2} \right)^{\frac{1}{k-1}},$$

i otrzymamy

$$1 = \frac{2}{k-1} \frac{c^2}{c_{\max}^2} \left(1 - \frac{c^2}{c_{\max}^2} \right)^{-1},$$

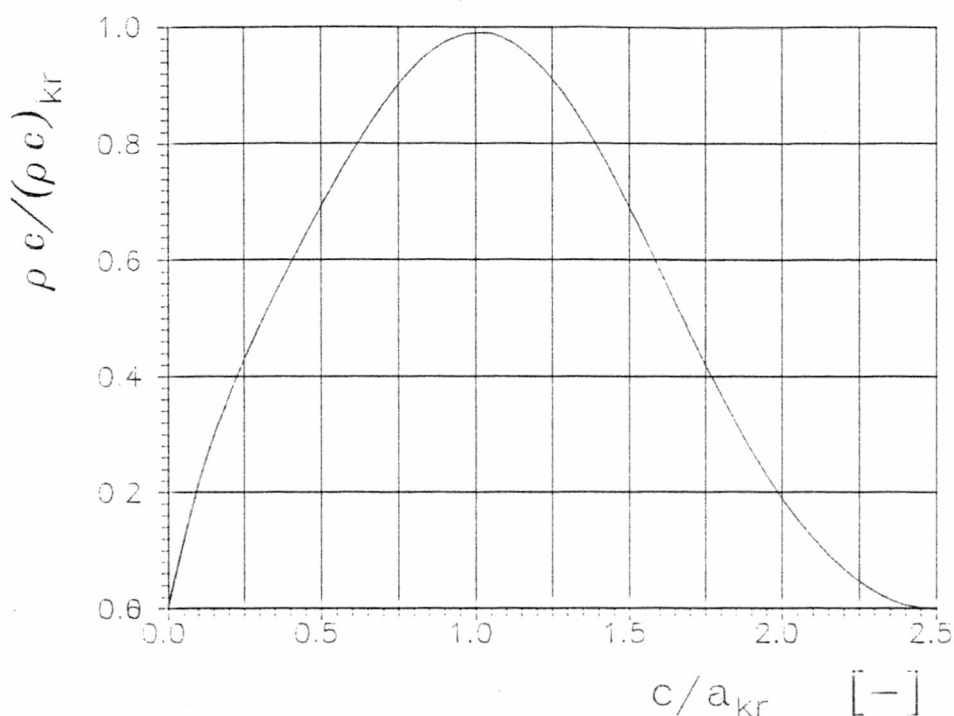
lub

$$1 - \frac{c^2}{c_{\max}^2} = \frac{2}{k-1} \frac{c^2}{c_{\max}^2}.$$

Rozwiązując ostatnie równanie uzyskuje się

$$c^2 = \frac{k-1}{k+1} c_{\max}^2 = a_{kr}^2. \quad (2.45)$$

Wydatek jednostkowy osiąga maksimum przy $c = a_{kr}$. Zależność wydatku jednostkowego od prędkości gazu przedstawiono na rys. 2.5.



Rys. 2.5. Gęstość przepływu w funkcji prędkości gazu

Z analizy tego rysunku wynika, że początkowo ze wzrostem prędkości c wydatek (pc) rośnie, osiąga swe maksimum przy $c = a_{kr}$, a potem maleje. Uwzględniając równanie (2.35) oraz powyższą zależność należy zauważyć, że w obszarze prędkości poddźwiękowych, gdzie gęstość przepływu (pc) rośnie, pole powierzchni przekroju kanału A maleje, osiąga minimum przy $(pc)_{max}$ i następnie w obszarze prędkości naddźwiękowych zaczyna rosnąć stosownie do zmniejszania się (pc) .

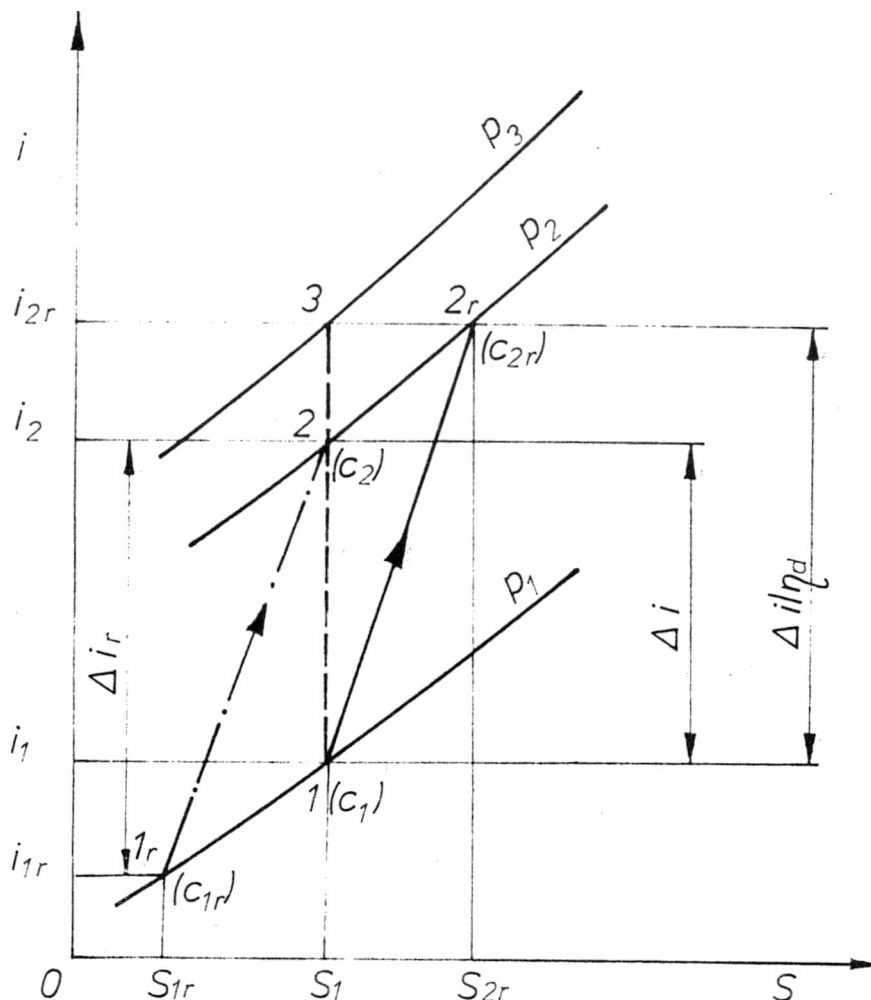
Minimalny przekrój jest przekrojem krytycznym, ponieważ w nim $c = a_{kr}$. A zatem charakter zmiany wydatku jednostkowego (pc) pozwala wytłumaczyć, dlaczego strumień gazu zwęża się przy zwiększaniu prędkości gazu w obszarze poddźwiękowym, a rozszerza się w obszarze naddźwiękowym.

Zmiana pola przekroju wraz ze zmianą prędkości przepływu określa również charakter zmiany gęstości gazu. W przepływach poddźwiękowych, gęstość zmienia się wolniej niż prędkość przepływu. Wydatek jednostkowy rośnie przy zwiększeniu prędkości, natomiast pola przekrojów maleją. W przepływach naddźwiękowych, gęstość zmienia się szybciej niż prędkość przepływu gazu, maleje ze wzrostem prędkości wydatek jednostkowy, a pola przekrojów strumienia powiększają się.

2.4. Adiabatyczny przepływ z tarcie

W rzeczywistości przepływów izentropowych nie ma i zawsze, zarówno wewnątrz strumienia między drobinami czynnika, jak też przy ścianie kanału występują opory tarcia wywołane skończonymi wartościami prędkości względnej ciał o siebie trących.

Pokonanie oporów tarcia wymaga wykonania określonej pracy, która zamienia efekty energetyczne na efekty cieplne. Ciepło wchłonięte przez gaz podwyższa jego temperaturę a zarazem entalpię. Nie można odzyskać w całości pracy wykonanej na pokonanie oporów tarcia. Ponieważ proces jest nieodwracalny, charakteryzuje się również wzrostem entropii.



Rys. 2.6. Rzeczywiste sprężanie w dyfuzorze przedstawione na wykresie i - s .

Na rysunku 2.6 przedstawiono przebieg sprężania w dyfuzorze z uwzględnieniem tarcia, na tle sprężania izentropowego w układzie $i-s$ łatwo stwierdzić, że występuje tu zjawisko przyrostu entalpii i entropii końcowej czynnika. Znając parametry początkowe można określić sprawność dyfuzora η_d

$$\eta_d = \frac{c_1^2 - c_2^2}{c_1^2 - c_{2r}^2} = \frac{i_2 - i_1}{i_{2r} - i_1} = \frac{\Delta i}{\Delta i_{2r}} \approx \frac{T_2 - T_1}{T_{2r} - T_1}, \quad (2.46)$$

gdzie: c_2 - prędkość teoretyczna w przekroju wylotowym,

c_{2r} - prędkość rzeczywista w przekroju wylotowym.

Na przykładzie równania Bernoulliego określa się zmianę prędkości przepływu

$$c_1^2 - c_2^2 = \frac{2k}{k-1} \left(\frac{p_2}{\rho_2} - \frac{p_1}{\rho_1} \right), \quad (2.47)$$

lub stosunek ciśnień statycznych w przekrojach wlotowym i wylotowym dyfuzora

$$\begin{aligned} \frac{p_2}{p_1} &= \frac{\rho_2}{\rho_1} \left[1 + \frac{k-1}{2k} \frac{\rho_1}{p_1} (c_1^2 - c_2^2) \right] = \\ &= \frac{\rho_2}{\rho_1} \left[1 + \frac{k-1}{2} M_1^2 \left(1 - \frac{c_2^2}{c_1^2} \right) \right]. \end{aligned} \quad (2.48)$$

Uwzględniając wpływ tarcia

$$c_1^2 - c_2^2 = \eta_d (c_1^2 - c_{2r}^2) = \frac{2k}{k-1} \left(\frac{p_2}{\rho_2} - \frac{p_1}{\rho_1} \right), \quad (2.49)$$

lub

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{\rho_2}{\rho_1} \left[1 + \eta_d \frac{k-1}{2k} \frac{\rho_1}{p_1} (c_1^2 - c_{2r}^2) \right], \quad (2.50)$$

Znacznie wygodniej jest posługiwać się tymi równaniami wyrażonymi przy pomocy entalpii. W tym celu równanie (2.47) przekształca się do postaci

$$c_1^2 - c_2^2 = \frac{2kR}{k-1} (T_2 - T_1) = 2 (i_2 - i_1). \quad (2.51)$$

Uwzględniając formułę (2.46) otrzymamy

$$c_1^2 - c_2^2 = \eta_d (c_1^2 - c_{2r}^2) = 2 (i_2 - i_1) ,$$

skąd

$$\frac{1}{2} (c_1^2 - c_2^2) = \frac{i_2 - i_1}{\eta_d} . \quad (2.52)$$

Z wyrażenia (2.50) i (2.52) uzyskuje się

$$\begin{aligned} \frac{p_2}{p_1} &= \frac{p_2}{p_1} \left[1 + \frac{k-1}{kRT_1} (i_2 - i_1) \right] = \\ &= \frac{p_2}{p_1} \left(1 + \frac{i_2 - i_1}{i_1} \right) , \end{aligned}$$

czyli

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{p_2}{p_1} \frac{i_2}{i_1} . \quad (2.53)$$

Wychodząc z równania ciągłości określić można pole przekroju dyfuzora geometrycznego

$$A = \frac{Q v_2}{\sqrt{\frac{2k}{k-1} R T_2 \left[\left(\frac{p}{p_2} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p}{p_2} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right] + c_2^2 \left(\frac{p}{p_2} \right)^{\frac{2}{k}}}}$$

Przeanalizujemy teraz adiabatyczny przepływ z uwzględnieniem tarcia przez kanał o niezmiennym polu przekroju poprzecznego. Zakładając, że $dA=0$, $dq=0$ i $dL_f > 0$ równanie Wulisa można zapisać w następującej postaci

$$(M^2 - 1) \frac{dc}{c} = - \frac{k}{a^2} dL_f . \quad (2.54)$$

Ponieważ praca tarcia przyjmuje zawsze wartości dodatnie, z równania powyższego wnioskować należy, że:

- w obszarze przepływu poddźwiękowego ($M < 1$) przy uwzględnieniu oporów tarcia następuje przyspieszenie,
- w obszarze przepływu nadźwiękowego ($M > 1$) przy uwzględnieniu oporów tarcia następuje opóźnienie ruchu.

Opory tarcia w kanale zależą od rodzaju przepływu. O jego charakterze przepływu informuje bezwymiarowa liczba Reynoldsa. Opór tarcia w trakcie przepływu koncentruje się głównie na ścianie kanału.

Elementarną pracę tarcia możemy wyrazić równaniem stosowanym w mechanice płynów

$$dL = \zeta \frac{c^2}{2} \frac{dx}{d}, \quad (2.55)$$

gdzie: ζ - współczynnik oporu,
 c - prędkość przepływu,
 d - średnica kanału,
 dx - elementarna długość kanału.

Pracę tarcia określoną powyższą zależnością podstawiając do wyrażenia (2.54) otrzymuje się

$$(M^2 - 1) \frac{dc}{c} = - \frac{k}{2} \zeta \frac{c^2}{a^2} \frac{dx}{d}, \quad (2.56)$$

a korzystając z zależności $\frac{c^2}{a^2} = M^2$ równanie powyższe daje się zapisać w postaci

$$(M^2 - 1) \frac{dc}{c} = - \frac{k}{2} \zeta M^2 \frac{dx}{d}. \quad (2.57)$$

Liczba Macha M zmienia się wzdłuż osi rozpatrywanego kanału wraz z temperaturą, ponieważ zmienia się zarówno prędkość przepływu, jak miejscowa prędkość dźwięku. Dlatego więc liczba ta nie daje jasnego obrazu zmian prędkości przepływu czynnika. W tych warunkach zmiany prędkości lepiej jest wyrazić za pomocą liczby Laval'a, która określa stosunek lokalnej prędkości przepływu do prędkości krytycznej uwzględniając, że prędkość krytyczna λ ma stałą wartość wzdłuż rozpatrywanej linii prądu. Jeśli liczbę Macha, jako wyróżnik prędkości zastąpić liczbą Laval'a to można przyjąć, że

$$\frac{dc}{c} = \frac{d\lambda}{\lambda}, \quad (2.58)$$

wówczas równanie (2.48) dla przepływu nadkrytycznego $\lambda > 1$ przybierze postać

$$(\lambda^2 - 1) \frac{d\lambda}{\lambda} = - \zeta \frac{k}{k+1} \lambda^2 \frac{dx}{d}, \quad (2.59)$$

natomiast dla przepływu podkrytycznego, gdzie $\lambda < 1$

$$(1 - \lambda^2) \frac{d\lambda}{\lambda} = \zeta \frac{k}{k+1} \lambda^2 \frac{dx}{d} \quad (2.60)$$

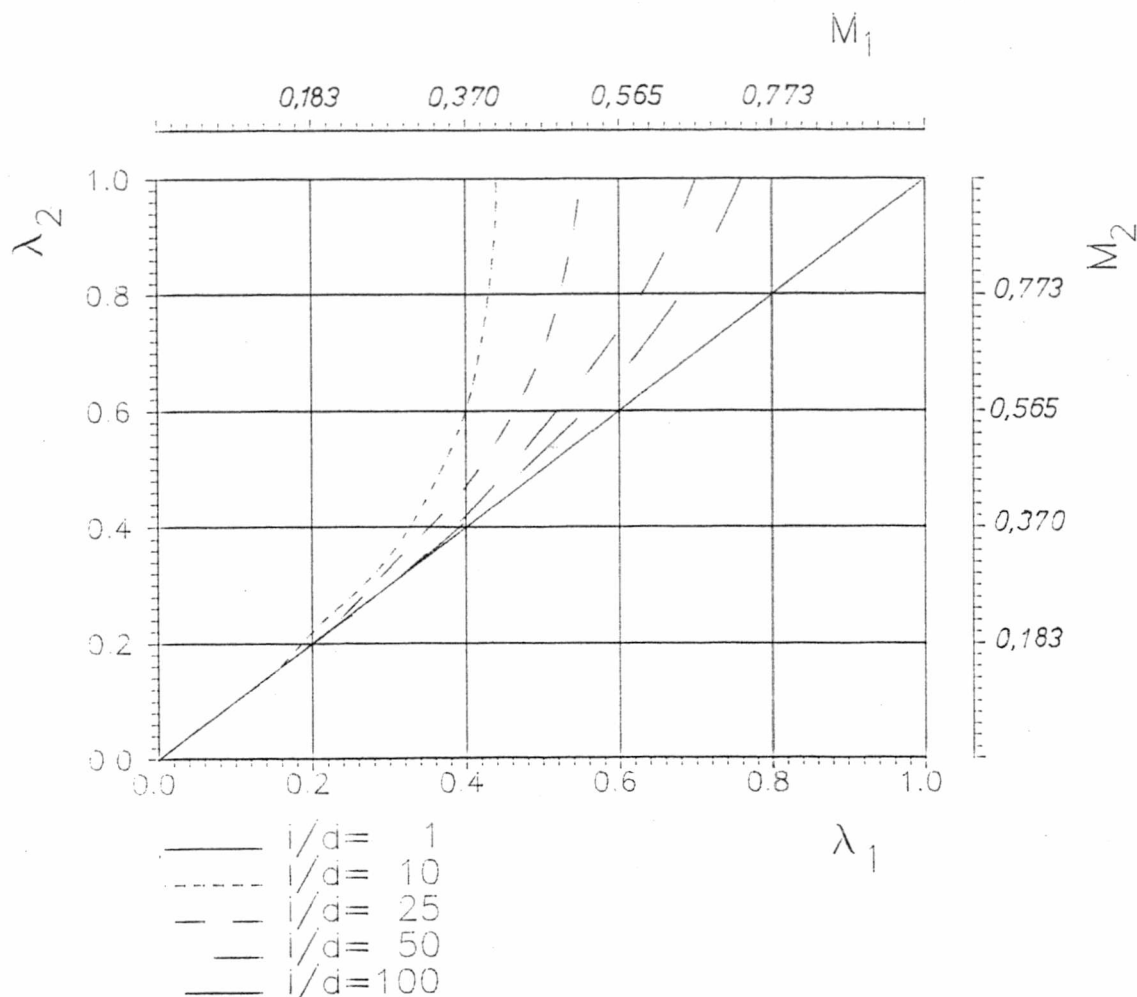
Rozwiązując to równanie oraz wprowadzając dodatkowe oznaczenie Λ nazywane wskaźnikiem długości lub długością zredukowaną

$$\Lambda = \zeta \frac{2k}{k+1} \frac{1}{d}, \quad (2.61)$$

otrzymano rozwiązanie równania Wulisa, wyrażające zmiany prędkości przepływającego czynnika wywołane pracą tarcia w postaci

$$\lambda_2^2 \exp \frac{1}{\lambda_2^2} = \frac{\lambda_1^2 \exp \frac{1}{\lambda_1^2}}{\exp} \quad (2.62)$$

Szczegółowe wyprowadzenie powyższej zależności można znaleźć w pracy [33].



Rys. 2.7. Zależność bezwymiarowej prędkości wlotowej λ_1 w funkcji prędkości wylotowej λ_2

Obrazem graficznym otrzymanego rozwiązania jest rys. 2.7, gdzie przedstawiono zależność bezwymiarowej prędkości wlotowej λ_1 od bezwymiarowej prędkości wylotowej λ_2 . Zależność ta dotyczy obszaru przepływów poddźwiękowych. Prosta określona równaniem $\lambda_1 = \lambda_2$, przechodząca przez początek układu współrzędnych odpowiada przepływowi bez uwzględnienia wpływu tarcia. Pole powyżej tej prostej określa przepływy z ogrzewaniem, natomiast poniżej z chłodzeniem. Wpływ tarcia pokazano w postaci krzywych o stałym stosunku długości kanału do jego średnicy. Wpływ tarcia w rozpatrywanym zakresie objawia się wzrostem prędkości przepływającego czynnika oraz związanym z tym wzrostem temperatury całkowitej w przekroju wylotowym T_{02} . Przepływ czynnika z uwzględnieniem tarcia można przyjąć jako równoważny przepływowi bez tarcia z podgrzewaniem. Z analizy przebiegu krzywych wynika, że w miarę wzrostu długości badanego kanału (co pociąga za sobą wzrost pracy tarcia), wartości prędkości początkowej maleją. Przy stosunku $l/d=100$, λ_{1j} jest równe 0,44.

Istnieje ścisła zależność między długością kanału, prędkością wlotową, i prędkością wylotową określona równaniem

$$\frac{1}{\lambda_1^2} - \frac{1}{\lambda_2^2} - \ln \frac{\lambda_2^2}{\lambda_1^2} - \zeta \frac{2k}{k+1} \frac{1}{d} = 0 \quad (2.63)$$

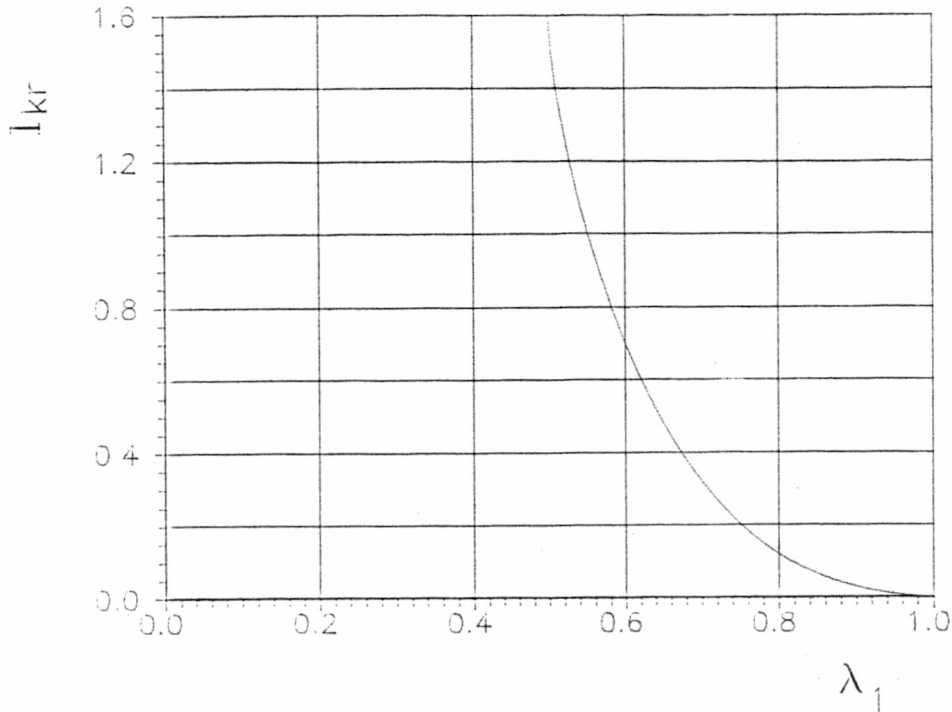
omówionym szczegółowo w pracach [22], [53]. Istnieje określona maksymalna długość kanału $l_{\max}$, przy której wartość prędkości $\lambda_2=1$. Wartość krytyczna zredukowanej długości kanału Λ_{kr} odpowiada krytycznej wartości liczby Laval'a $(\lambda_2)_{kr}=1$. Uwzględniając powyższe oraz równanie (2.60) i (2.63)

$$\Lambda_{kr} = \zeta \frac{2k}{k+1} \frac{l_{kr}}{d} = \frac{1}{\lambda_1^2} - \ln \frac{1}{\lambda_1^2} - 1 \quad (2.64)$$

Równanie to określa związek między początkową wartością liczby Laval'a a długością krytyczną kanału. Zależność (2.64) przedstawiono na rys. 2.8.

Wykres ten przedstawia krytyczną wartość Λ_{kr} przy danej wartości początkowej λ_1 lub maksymalną wartość $(\lambda_1)_{\max}$, która przy danej długości zredukowanej Λ nie może być przekroczona.

Istnieje pewna zależność między liczbą Laval'a a liczbą Macha określona równaniem



Rys. 2.8. Zależność między początkową liczbą Lavalą a długością krytyczną kanału

$$M^2 = \frac{\frac{2}{k+1} \lambda^2}{1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2} \quad (2.65)$$

Odpowiednie przeliczenia wykonane w oparciu o to równanie pozwoliły na sporządzenie podwójnych osi liczbowych na rys. 2.7. W ten sposób istnieje możliwość korzystania z wyróżników prędkości przedstawionych w postaci zarówno liczby Macha jak i liczby Lavalą.

2.5. Przepływ z wymianą ciepła

Początkowo przeanalizujemy przepływ przez kanał o stałym przekroju bez uwzględnienia tarcia.

Równanie Wulisa dla założonego modelu: $dA=0$, $dm=0$, $dl_m=0$ i $dl=0$ przyjmuje postać

$$(M^2 - 1) \frac{dc}{c} = - \frac{k-1}{2} \frac{dq}{a} \quad (2.66)$$

Parametrem decydującym o zmianie prędkości przepływu jest jedynie

wpływ gradientu strumienia cieplnego.

Wykorzystujemy definicję temperatury spoczynkowej

$$T_0 = T + \frac{c}{2 c_p} , \quad (2.67)$$

różniczkując otrzymujemy

$$dT_0 = dT + \frac{c}{c_p} dc , \quad (2.68)$$

a to pozwoli na określenie gradientu strumienia cieplnego

$$dQ = di_0 = c_p dT_0 = c_p dT + c dc . \quad (2.69)$$

Następnie przedstawimy $\frac{dc}{c}$ w funkcji liczby Macha i temperatury. Z definicji

$$M = \frac{c}{a} ,$$

po zróżniczkowaniu

$$dc = a dM + M da , \quad (2.70)$$

a prędkość rozchodzenia się dźwięku w danym ośrodku

$$a = k R T , \quad (2.71)$$

przy założeniu stałej wartości k i R możemy określić

$$\frac{da}{a} = \frac{1}{2} \frac{dT}{T} .$$

Ostatecznie

$$\frac{dc}{c} = \frac{dM}{M} + \frac{1}{2} \frac{dT}{T} . \quad (2.72)$$

Po podstawieniu do równania (2.66) otrzymamy

$$(1 - M^2) \left(\frac{dM}{M} + \frac{1}{2} \frac{dT}{T} \right) = \frac{k-1}{a^2} (c_p dT + c dc) . \quad (2.73)$$

Wyrażenie $\frac{c}{a^2} dc$ przedstawimy w postaci

$$\frac{c}{a^2} dc = M dM + \frac{1}{2} M^2 \frac{dT}{T} . \quad (2.74)$$

i po uporządkowaniu uzyskujemy rozwiązanie równania Wulisa w formie

$$\frac{2 dM}{M(1 + kM^2)} - \frac{2 kM dM}{1 + kM^2} = \frac{dT}{T} . \quad (2.75)$$

Otrzymane wyrażenie całkujemy obustronnie i ostatecznie otrzymujemy

następujące rozwiązanie

$$\frac{M_2}{|1 + kM_2^2|} = \frac{M_1}{|1 + kM_1^2|} \sqrt{\frac{T_2}{T_1}} \quad (2.76)$$

Przy bardzo małych wartościach M , można nie uwzględniać wielkości kM^2 i nie popełnimy znaczącego błędu. Wyrażenie (2.76) uprości się do postaci

$$M_2 = M_1 \sqrt{\frac{T_2}{T_1}} \quad (2.77)$$

Otrzymana zależność przedstawia równanie linii prostej o kącie nachylenia wyznaczonym przez T_2/T_1 . Współzależność liczb M_1 i M_2 zarazem dla procesu chłodzenia jak i ogrzewania jest zależnością liniową. Pamiętać jednak należy, że równanie to słuszne jest dla liczb Macha nie większych od 0,3. Kąt nachylenia prostej będzie zmieniał się w zakresie od 0^0 do 90^0 :

- dla przepływu bez wymiany ciepła

$$\frac{T_{02}}{T_{01}} = 1, \rightarrow \alpha = 45^0,$$

- dla przepływu z odprowadzeniem ciepła, wartość kąta α zależy od stopnia schłodzenia czynnika

$$T_{02} < T_{01}, \text{ to } 0^0 < \alpha < 45^0,$$

- dla przepływu z doprowadzeniem ciepła, wartość kąta α zależy od stopnia ogrzania czynnika

$$T_{02} > T_{01}, \text{ to } 45^0 < \alpha < 90^0.$$

Dla liczb Macha $M_1 > 0,3$, M_2 należy wyznaczyć z równania (2.76). Zakładamy w tym celu wartość początkową M_1 i T_2/T_1 oraz wprowadzimy pomocniczą zmienną b , która wyrażać będzie

$$\frac{M_1}{1 + kM_1^2} \sqrt{\frac{T_2}{T_1}} = b. \quad (2.78)$$

Wówczas rozwiązaniem równania (2.76) będą pierwiastki rzeczywiste

$$M_{2(1;2)} = \frac{1}{2bk} \sqrt{1 \pm (1 - 4b^2k)}. \quad (2.79)$$

Obrazem graficznym powyższej zależności jest rysunek 2.9. Obliczenia wykonano dla $M_1 = 0 \div 0,9$ oraz $T_2/T_1 = 0,2 \div 2$. Zatem wykres

ten obrazuje obszar przepływu poddźwiękowego. Prosta opisana równaniem $M_1 = M_2$ przedziela to pole na dwie części: część, w której do czynnika doprowadzamy ciepło oraz część, w której od czynnika odprowadzamy ciepło. Jest ona jednocześnie asymptotą dla krzywych stałego stosunku temperatur statycznych i całkowitych. Krzywe stałego stosunku temperatur statycznych w kontrolnym przekroju wlotowym i wylotowym w przepływie poddźwiękowym mają ten sam charakter zarówno w procesie ogrzewania jak i chłodzenia. W procesie chłodzenia krzywe te mają swoje maksimum przy tej samej wartości prędkości wlotowej

$$M_1 = \frac{1}{\sqrt{k}} = 0,845$$

Tej wartości M_1 przyporządkowane są różne wartości prędkości wylotowej zależne od stopnia schłodzenia. Z wykresu wynika, że maksimum krzywych odpowiadających wartości M_2 także wynoszą

$$M_2 = \frac{1}{\sqrt{k}} = 0,845$$

Każdemu wierzchołkowi krzywej odpowiada ściśle określona maksymalna wartość prędkości wlotowej zależna od stopnia ogrzewania.

Przy prędkościach początkowych $M_1 \leq 0,3$ krzywe stałego stopnia schłodzenia lub ogrzewania możemy uważać za odcinki proste wychodzące z początku układu. Krzywe obrazujące stosunek temperatury całkowitej w przekroju wlotowym i wylotowym mają charakter podobny do przedstawionych wyżej.

Maksimum osiągają dla ogrzewania przy wartościach $M_2 = 1$, natomiast dla chłodzenia przy $M_1 = 1$.

Wykres ten daje pełny obraz zjawisk zachodzących w przepływie z wymianą ciepła. Analiza poszczególnych krzywych pozwala sądzić o intensywności wymiany ciepła i ustalić optymalne jego warunki. Należy podkreślić, że intensywność procesu wymiany wzrasta w miarę wzrostu prędkości początkowej M_1 , ale tylko do określonej granicy wynoszącej 0,845. Powyżej dalszy wzrost prędkości jest niecelowy, ponieważ omawiane krzywe pokrywają się z krzywymi stałej pojemności cieplnej c_p co jest równoznaczne z niemożliwością dalszej wymiany ciepła. Dlatego też doprowadzanie ciepła w dalszym ciągu będzie powodować tylko wzrost prędkości wylotowej, co nie jest naszym oczekiwaniem.

Prawidłowość przeprowadzonej analizy potwierdzona jest przedstawionym w [33] wykresem zależności M_1 i M_2 . Krzywe w obu przypadkach obrazują ten sam charakter przebiegu jak i poszczególne wartości liczbowe.

Przeanalizujemy teraz przepływ uwzględniający wpływ pracy tarcia. Przyjęty model przepływu opisuje następująca postać równania Wulisa

$$(M^2 - 1) \frac{dc}{c} = - \frac{k}{a^2} dL_f - \frac{k-1}{a^2} dq. \quad (2.80)$$

Jeśli liczbę Macha zastąpimy liczbą Lavalą i równanie (2.80) rozdzielimy na dwie części:

- przepływ bez wymiany ciepła z uwzględnieniem tarcia posiadający rozwiązanie w postaci

$$\lambda_2^2 \exp \frac{1}{\lambda_2^2} = \frac{\lambda_1^2 \exp \frac{1}{\lambda_1^2}}{\exp \Lambda}, \quad (2.81)$$

które przy założeniu wartości M oraz Λ możemy zapisać

$$\lambda_2^2 \exp \frac{1}{\lambda_2^2} = B, \quad (2.82)$$

oraz

- przepływ z wymianą ciepła bez uwzględnienia tarcia

$$\frac{M_2 \sqrt{1 + \frac{k-1}{2} M_2^2}}{1 + k M_2^2} = \frac{M_1 \sqrt{1 + \frac{k-1}{2} M_1^2}}{1 + k M_1^2} \sqrt{\frac{T_{02}}{T_{01}}}$$

wstawiając w miejsce liczby Macha liczbę Lavalą oraz

$$a^2 = a_{kr}^2 \frac{k+1}{2},$$

$$\frac{dc}{c} = \frac{d\lambda}{\lambda},$$

$$c_p = \frac{k R}{k-1},$$

po uporządkowaniu i uproszczeniu ostateczne rozwiązanie ma postać

$$\frac{\lambda_2}{\exp \frac{\lambda_2^2}{2}} = \frac{\lambda_1}{\exp \frac{\lambda_1^2}{2}} \left(\frac{T_{02}}{T_{01}} \right)^{\frac{2}{k+1}}. \quad (2.83)$$

Zakładając, że λ_1 oraz T_{02}/T_{01} są określone możemy napisać

$$\frac{\lambda_2}{\exp \frac{\lambda_2^2}{2}} = C \quad (2.84)$$

Wyrażenia (2.84) oraz (2.82) tworzą układ równań którego rozwiązaniem będzie zależność

$$\lambda_2 = f \left(\lambda_1, \frac{T_{02}}{T_{01}}, \Lambda \right)$$

Ponieważ nie udało się analitycznie otrzymać takiego rozwiązania, równanie Wulisa przeanalizowano w sposób przybliżony rozpatrując kolejno dwa wyżej przytoczone przypadki:

- przepływ z wymianą ciepła bez tarcia dla założonego stopnia schłodzenia lub ogrzania T_{02}/T_{01} i znanej prędkości początkowej M_1 ,
- przepływ adiabatyczny z tarciem dla danej prędkości M_1 i założonego stosunku l/d .

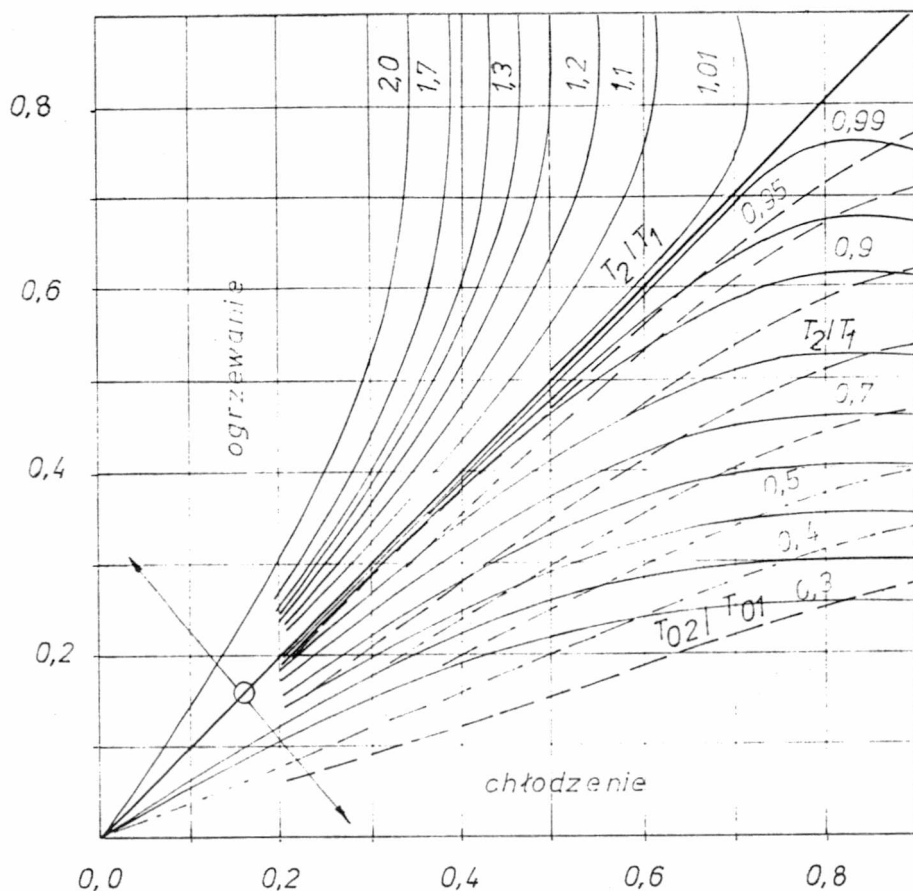
M_2 obliczono wg (2.84), co pozwoliło wyznaczyć średnią prędkość przepływającego czynnika. Ponieważ praca tarcia zależy od kwadratu prędkości, do obliczeń wzięto średnią kwadratów. W ten sposób obliczoną prędkość podstawiono do równania (2.81) opisującego zmianę prędkości wywołaną tarciem i wyznaczono całkowitą prędkość w przekroju wylotowym M_2 . Wykonano obliczenia dla stopnia schłodzenia $T_{02}/T_{01} = 0.7$ i przyjętej długości badanego kanału $l/d = 100; 50; 25; 12,5$. Wyniki obliczeń przedstawiono wykreślnie na rys. 2.9.

Przebieg krzywych jest podobny do przebiegu krzywych charakteryzujących przepływ adiabatyczny. Różnica polega tylko na przesunięciu ich w prawo, co uzależnione jest od stopnia schłodzenia. Wpływ pracy tarcia obrazuje przejście z obszaru chłodzenia w obszar ogrzewania. Na podstawie wykresu można wyznaczyć wartości prędkości początkowej, przy której skutki tarcia równoważone są w całości poprzez chłodzenie i wtedy można mówić o przepływie izentropowym.

Dla przyjętego przypadku, przepływ izentropowy uzyskujemy przy następujących wartościach:

- $l/d = 100 \rightarrow M_1 = 0,27$,
- $l/d = 50 \rightarrow M_1 = 0,38$,
- $l/d = 25 \rightarrow M_1 = 0,57$,

$$- 1/d = 12,5 \rightarrow M_1 = 0,70$$



Rys. 2.9. Zależność liczby Macha M_1 na wlocie w funkcji M_2 na wylocie

2.6. Równanie Wulisa

Do najprostszych przypadków przetwarzania energii należą:

- zamiana energii potencjalnej płynu w kinetyczną realizowana w konfuzorze,
- zamiana odwrotna, energii kinetycznej w potencjalną zachodząca w kanale dyfuzorowym.

Szczególnemu zainteresowaniu w prezentowanej pracy podlega proces przekształcania energii w dyfuzorze.

W ogólnym przypadku na strumień przepływającego czynnika mogą oddziaływać:

- doprowadzenie lub odprowadzenie ciepła, masy, energii mechanicznej,
- siły tarcia, itd.

Równoczesne oddziaływanie wszystkich lub większej części wymienionych czynników utrudnia szczegółową analizę przepływu i zachodzi wtedy potrzeba wykorzystania ustalonych matematycznych współzależności. Otrzymać je można poprzez rozwiązanie następującego układu równań:

a) równanie ciągłości strugi

$$\frac{dm}{m} = \frac{dp}{p} + \frac{dc}{c} + \frac{dA}{A} , \quad (2.85)$$

b) równanie impulsów

$$\begin{aligned} \frac{dp}{p} = \frac{1}{2} k M^2 \frac{dc^2}{c} + \frac{1}{2} k M^2 \left(4 \zeta dx + \frac{2 \sum d X_i}{k p M^2 A} \right) + \\ + k M^2 (1 - y) \frac{dm}{m} = 0 , \end{aligned} \quad (2.86)$$

c) równanie energii

$$\frac{dq - dL_f}{c_p dT} = \frac{dT}{T} + \frac{k-1}{2} M^2 \frac{dc^2}{c^2} , \quad (2.87)$$

d) równanie stanu

$$\frac{dp}{p} = \frac{dp}{p} + \frac{dT}{T} , \quad (2.88)$$

e) równanie entropii

$$ds = ds_1 + \left(\frac{1}{m} \right) \sum ds_i dm_i . \quad (2.89)$$

Pięć przedstawionych równań daje możliwość znalezienia pięciu logarytmicznych pochodnych parametrów dc/c , dp/p , dT/T , dp/p , ds/s . Rozwiązanie takiego układu prowadzi do uzyskania równania, sformułowanego przez Wulisa [63]

$$(M^2 - 1) \frac{d\eta}{dx} \frac{1}{\eta} = \sum g_m \frac{dR_x}{dx} , \quad (2.90)$$

gdzie: η - parametr przepływu, którego zmienność analizujemy (może to być prędkość - c , ciśnienie - p , gęstość - ρ , temperatura - T),

dR_x - charakterystyka rozpatrywanego oddziaływania na wybrany parametr przepływu η :

dA/A - oddziaływanie geometryczne,

dQ - oddziaływanie cieplne,

dL_m - oddziaływanie mechaniczne,

dm/m - oddziaływanie upustowe,

ε_m - współczynnik wpływu danego rodzaju oddziaływania na przepływający strumień.

Rozwiązania tego równania uwzględniające poszczególne oddziaływania na przepływający strumień zestawiono w tabeli 2.1.

Przeanalizujemy niektóre szczególne przypadki zewnętrznych oddziaływań, przy założeniach:

- $dA = 0$ (przekrój poprzeczny kanału pozostaje niezmienny),
- $dL_f = 0$ (nie występuje tarcie).

1) Oddziaływanie mechaniczne

Zgodnie z przyjętymi w termodynamice zasadami przyjmuje się, że jeżeli gaz wykonuje pracę względem sił zewnętrznych, to $dL_m > 0$, jeśli praca zaś jest przez gaz przejmowana, to $dL_m < 0$.

Korzystając z tabeli 2.1 i równania (2.90) przy założeniu, że pozostałe oddziaływania nie występują, otrzymuje się następujące współzależności dla logarytmicznych pochodnych prędkości i ciśnienia

$$(M^2 - 1) \frac{1}{c} \frac{dc}{dx} = - \frac{1}{a^2} \frac{dL_m}{dx}, \quad (2.91)$$

$$(M^2 - 1) \frac{1}{p} \frac{dp}{dx} = \frac{k}{a} \frac{dL_m}{dx}. \quad (2.92)$$

Jeśli gaz wykonuje pracę ($dL_m > 0$), to przy $M < 1$ strumień ulega przyspieszeniu ($dc < 0$), a przy $M > 1$ opóźnieniu ($dc < 0$). Granicą przyspieszenia poddźwiękowego przepływu i opóźniania naddźwiękowego strumienia przy wykonaniu zewnętrznej pracy jest wartość liczby Macha $M = 1$. Przy przechodzeniu w naddźwiękowy obszar przepływu zachodzi (w przypadku kanału o stałym przekroju) konieczność zmiany znaku oddziaływania na strumień, tzn. realizacja doprowadzenia pracy do gazu ($dL_m < 0$).

Kanał o stałym przekroju poprzecznym, w którym poprzez doprowadzenie i odprowadzenie pracy mechanicznej, realizuje się zwiększanie prędkości czynnika albo też opóźnianie strumienia, nazywa się odpowiednio:

Tabela 2.1.

Rozwiązania równania Wulisa w postaci (2.90), uwzględniające różnego rodzaju oddziaływania na strumień w kanale o stałym przekroju

η	$\xi_{1\eta}$	$\xi_{2\eta}$	$\xi_{3\eta}$	$\xi_{4\eta}$	$\xi_{5\eta}$
p	$-k M^2$	$\frac{k(k-1)}{a^2} M^2$	$\frac{k}{a^2}$	$\frac{k}{a^2} [1 + (k-1) M^2]$	$k M^2 [1 + (k-1)(1-y) M^2]$
c	1	$-\frac{k-1}{a^2}$	$-\frac{1}{a^2}$	$-\frac{k}{a^2}$	$-[1 + k(1-y) M^2]$
ρ	$-M^2$	$\frac{k-1}{a^2}$	$\frac{1}{a^2}$	$\frac{k}{a^2}$	$M^2 [1 + k(1-y)]$
T	$-(k-1) M^2$	$\frac{k-1}{a^2} (k M^2 - 1)$	$\frac{k-1}{a^2}$	$\frac{k(k-1)}{a^2} M^2$	$(k-1) M^2 [1 + k(1-y) M^2]$
dR_x	$\frac{dF}{F}$	dq	dL_T	dL_K	$\frac{\dot{dm}}{\dot{m}}$

- dyszą mechaniczną ($dc > 0$),
- mechanicznym dyfuzorem ($dc < 0$).

Podczas wykonywania pracy całkowita entalpia spoczynkowa gazu h_0 zmniejsza się i osiąga minimalną wartość w krytycznym przekroju kanału, gdzie $M = 1$. Doprowadzenie energii do obszaru dyszy nadźwiękowej prowadzi do wzrostu entalpii h_0 . W dyfuzorze mechanicznym obraz będzie odwrotny i w przekroju krytycznym będzie osiągane maksimum całkowitej entalpii spoczynkowej.

Parametry termodynamiczne p , ρ , T w konfuzorze maleją ze strumieniem, natomiast w dyfuzorze wzrastają.

2) Wymiana masy z otoczeniem

Przyjmując teraz $dq = 0$ i $dL_f = 0$, oraz korzystając z tabeli 2.1 otrzymuje się następujące równanie wyjściowe

$$(M^2 - 1) \frac{1}{c} \frac{dc}{dx} = - [1 + (1 - y) k M^2] \frac{1}{\dot{m}} \frac{d\dot{m}}{dx}, \quad (2.93)$$

lub

$$(M^2 - 1) \frac{1}{p} \frac{dp}{dx} = k M^2 [1 + (k - 1)(1 - y) M^2] \frac{1}{\dot{m}} \frac{d\dot{m}}{dx},$$

z którego wynika, że wprowadzenie dodatkowej masy gazu podwyższa prędkość przepływu poddźwiękowego (przy $M < 1$ i $d\dot{m} > 0$ otrzymujemy $dc > 0$) a odprowadzenie masy powoduje jego opóźnianie.

Obszar przyspieszenia poddźwiękowego przepływu objawia się osiągnięciem $M = 1$ w niektórych pośrednich przekrojach kanału o stałym przekroju poprzecznym. Dla dalszego podwyższenia prędkości (przejście w obszar naddźwiękowy), konieczna jest zmiana znaku oddziaływania i odprowadzenie części masy z zasadniczego strumienia. W obszarze poddźwiękowym iloczyn gęstości przepływającego strumienia i jego prędkości (tzw. gęstość przepływu) ρc zwiększa się, a temperatura, gęstość i ciśnienie spada; w obszarze naddźwiękowego przepływu występuje zjawisko odwrotne. W celu opóźnienia naddźwiękowego przepływu koniecznym jest doprowadzenie do strumienia uzupełniającej masy, a przy $M < 1$; odprowadzenie części masy.

W przepływie dyfuzorowym zmienność podstawowych parametrów jest przeciwstawna zmienności podstawowych parametrów w przepływie konfuzorowym.

3) Oddziaływania cieplne

Przy analizie oddziaływania wymiany ciepła na charakter przepływu gazu w kanale o stałym przekroju poprzecznym wykorzystuje się następujące współzależności

$$(M^2 - 1) \frac{1}{c} \frac{dc}{dx} = - \frac{k - 1}{a^2} \frac{dq}{dx} , \quad (2.94)$$

$$(M^2 - 1) \frac{1}{p} \frac{dp}{dx} = - \frac{k - 1}{a^2} k M^2 \frac{dq}{dx} , \quad (2.95)$$

z których wynika, że przy doprowadzeniu ciepła do poddźwiękowego przepływu prędkość gazu zwiększa się i w wartości granicznej może osiągnąć prędkość dźwięku. Dalsze podwyższenie możliwe jest tylko przy zmianie znaku oddziaływania, tzn. na drodze odprowadzenia ciepła ($dq < 0$).

Analizowany kanał o stałym przekroju poprzecznym nazywany jest w takim przypadku dyszą cieplną. Jeśli zmieniając odprowadzenie i doprowadzenie ciepła, realizować można opóźnianie strumienia gazu, to odpowiadający kanał pełni rolę dyfuzora cieplnego.

Rozpatrując oddziaływanie cieplne na strumień, należy zastanowić się nad ważnym w praktyce przypadkiem skoncentrowanego doprowadzenia ciepła do strumienia np. podczas spalania lub podczas reakcji chemicznej.

Poddamy teraz analizie wpływ poszczególnych czynników na zmianę liczby Macha, zarówno w obszarze przepływu poddźwiękowego jak i nadźwiękowego. Do analizy tej, jako czynnik przepływający przyjmuje się gaz doskonały lub półdoskonały.

Strumień masy określa równanie

$$\dot{m} = \rho \cdot c \cdot A , \quad (2.96)$$

lub

$$d\dot{m} = d(\rho \cdot c \cdot A) . \quad (2.97)$$

Różniczkując powyższy iloczyn i dzieląc go obustronnie przez zależność (2.96) otrzymuje się

$$\frac{d\dot{m}}{\dot{m}} = \frac{d\rho}{\rho} + \frac{dc}{c} + \frac{dA}{A} . \quad (2.98)$$

Różniczkując z kolei równanie stanu

$$p = \rho \cdot R \cdot T ,$$

uzyskuje się wyrażenie

$$dp = R (\rho dT + T d\rho) , \quad (2.99)$$

które po podzieleniu przez ρ przyjmuje następującą postać

$$\frac{dp}{\rho} = R (dT + T \frac{d\rho}{\rho}) . \quad (2.100)$$

Podstawiając do ostatniej zależności iloraz dp/ρ z określonego na podstawie (2.98) otrzymuje się

$$\frac{dp}{\rho} = R dT + R T \left(\frac{dm}{m} - \frac{dA}{A} - \frac{dc}{c} \right) . \quad (2.101)$$

Wróćmy teraz do uogólnionego równania Bernoulliego zapisanego w postaci różniczkowej, które ważne jest dla wszystkich rodzajów czynników ściśliwych i nieściśliwych

$$\frac{dp}{\rho} = -c dc - dL_f - dL_m , \quad (2.102)$$

gdzie: dL_f - elementarna praca tarcia,
 dL_m - wykonana praca mechaniczna.

Przyrównując prawe strony równań (2.101) i (2.102) oraz podstawiając, że

$$RT = a^2/k ,$$

otrzymuje się wyrażenie

$$R dT + \frac{a^2}{k} \left(\frac{dm}{m} - \frac{dA}{A} \right) + \left(c^2 - \frac{a^2}{k} \right) \frac{dc}{c} + dL_f + dL_m = 0 . \quad (2.103)$$

Człon RdT wyeliminować można, wprowadzając równanie energii w postaci różniczkowej

$$dq = di + cdc + dL_m , \quad (2.104)$$

a ponieważ

$$di = c_p dT = \frac{k}{k-1} R dT , \quad (2.105)$$

więc

$$dq = \frac{1}{k-1} R dT + c^2 \frac{dc}{c} + dL_m , \quad (2.106)$$

a stąd

$$R \, dT = \frac{k-1}{1} \left(dq - c^2 \frac{dc}{c} - dL_m \right) . \quad (2.107)$$

Po podstawieniu powyższego wyrażenia do zależności (2.103) uzyskuje się równanie energetyczne w postaci bezwymiarowej znane jako równanie Wulisa

$$\begin{aligned} (M^2 - 1) \frac{dc}{c} = \\ = \frac{dA}{A} - \frac{dm}{m} - \frac{dL_m}{a^2} - \frac{k-1}{a^2} dq - \frac{k \, dL_f}{a^2} . \end{aligned} \quad (2.108)$$

Równanie to stanowi podstawę do dalszych rozważań, związanych z analizą przepływu w dyfuzorze termicznym.

3. PRZEPŁYW GAZU Z ODBIOREM CIEPŁA

3.1. Przepływ z tarciem

Do analizy przyjęto model stacjonarnego, jednowymiarowego przepływu, ponieważ w takim przypadku uwzględnienie wielu czynników nie pociąga za sobą komplikacji matematycznych, a rozważania zyskują na ogólności.

Przeanalizujemy szczególny przypadek przepływu gazu, któremu towarzyszy tarcie i odprowadzenie ciepła, dla następujących założeń:

$$dA = 0, \quad dm = 0, \quad dL_m = 0,$$

gdzie: A - powierzchnia przekroju poprzecznego kanału,

m - strumień masy czynnika,

L_m - praca mechaniczna.

Równanie energetyczne Wulisa przyjmuje wówczas postać

$$\frac{dc}{c} = \frac{1}{a^2(1 - M^2)} \left[k dL_f + (k - 1) dq \right], \quad (3.1)$$

gdzie: dL_f - elementarna praca tarcia,

dq - elementarne ciepło odprowadzone,

a - prędkość dźwięku,

M - liczba Macha, $M=c/a$.

Wynika stąd, że wielkością decydującą o zmianie prędkości przepływu, a więc i zmianie liczby Macha jest elementarna praca tarcia i gradient strumienia cieplnego dq .

Wychodząc z równania de Saint Venanta w postaci różniczkowej

$$d \left(\frac{c^2}{2} \right) = - v dp - dL_f, \quad (3.2)$$

dla skończonej długości kanału l , praca tarcia przypadająca na 1 kg gazu na sekundę wynosi

$$L_f = \zeta \frac{c^2}{2} \frac{1}{d}, \quad (3.3)$$

gdzie: ζ - współczynnik oporu,

d - średnica wewnętrzna rury.

Opór tarcia podczas przepływu czynnika w kanale koncentruje się głównie na ścianie i zależy od rodzaju przepływu (laminarny lub tur-

bulentny). O charakterze przepływu decyduje bezwymiarowa liczba Reynoldsa Re , określona równaniem

$$Re = \frac{c \cdot d}{\nu}, \quad (3.4)$$

gdzie: c - średnia prędkość przepływu,
 d - średnica kanału,
 ν - kinematyczny współczynnik lepkości.

Jeżeli $Re < 2320$, to przepływ jest laminarny, natomiast dla $Re > 2320$, przepływ jest turbulentny.

Współczynnik oporu ζ jest funkcją liczby Reynoldsa Re , rys. 3.1 dla ruchu laminarnego zależność ζ od Re wyraża równanie

$$\zeta = \frac{64}{Re}, \quad (3.5)$$

natomiast dla ruchu turbulentnego ważne jest równanie Blasiusa

$$\zeta = 0,316 Re^{-0,25}, \quad (3.6)$$

które może być stosowane, jeżeli $Re < 30000$.

Według Nikuradse, bez względu na stan skupienia czynnika, aż do wartości $Re = 3 \cdot 10^6$ zachowuje swą ważność zależność

$$\zeta = 0,0032 + \frac{0,221}{Re^{0,237}}. \quad (3.7)$$

Przydatność ostatniego równania stwierdzono również przy bardzo wysokich prędkościach czynnika (dochodzących do 600 m/s).

W związku z powyższym praca tarcia określona jest wyrażeniem

$$dL_f = \zeta \frac{c^2 dx}{2 d}, \quad (3.8)$$

gdzie: dx - elementarna długość analizowanego odcinka kanału.

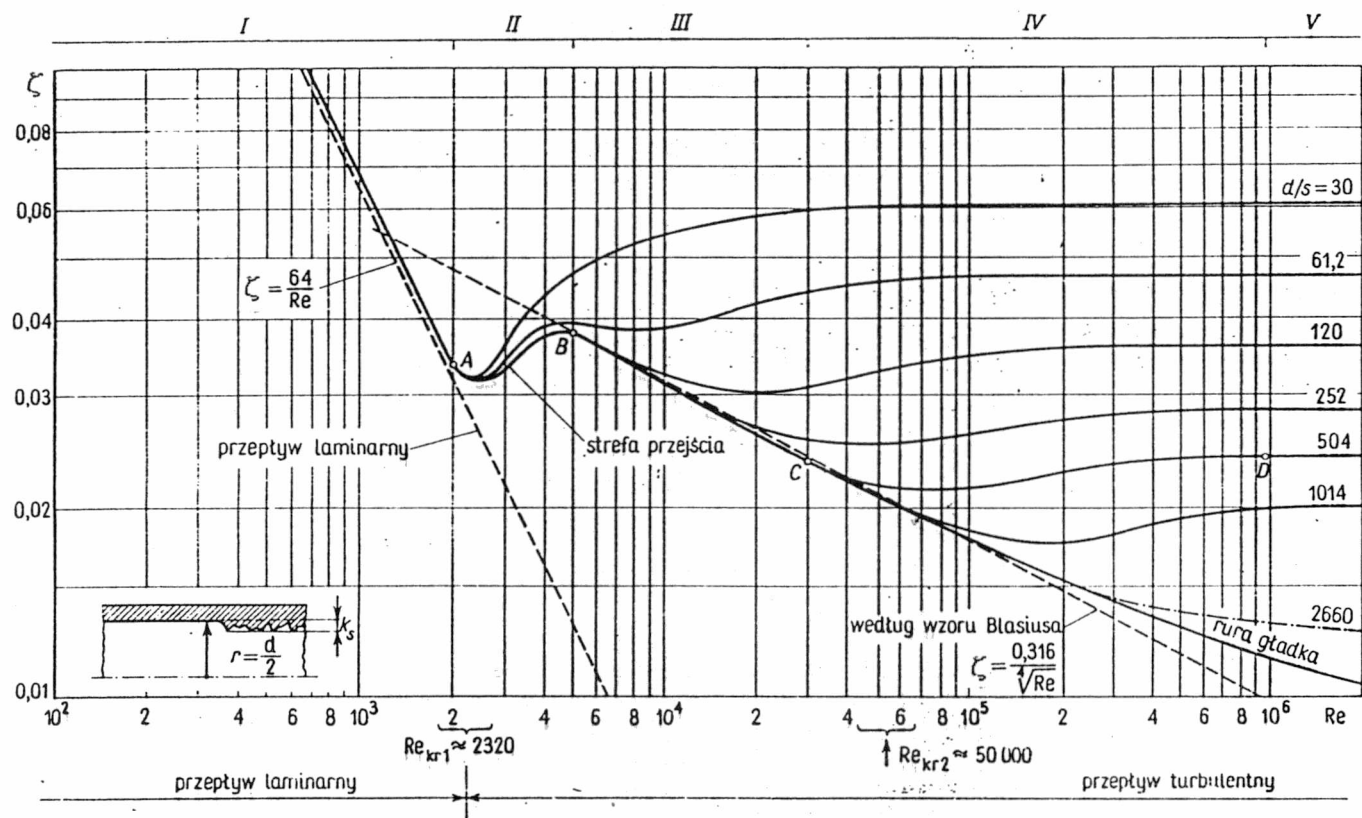
Strumień ciepła odbieranego od gazu opisuje równanie

$$dq = - c_p dT_0 \quad (3.9)$$

gdzie: c_p - ciepło właściwe gazu,

dT_0 - zmiana jego temperatury całkowitej (spoczynkowej).

Praca tarcia odnosi się do "prostego" oddziaływania przepływu poddźwiękowego, odprowadzenie ciepła okazuje się "odwrotnym" oddziaływaniem poddźwiękowego przepływu.



Rys. 3.1. Zależność współczynnika oporu tarcia ζ przy przepływie prostą rurą o przekroju kołowym od chropowatości względnej i liczby Reynoldsa

Analizując równanie (3.1), nietrudno wnioskować, że przy założeniu stałej prędkości przepływu, czyli $c = \text{const.}$ i $dc = 0$ otrzymuje się

$$k dL_f = - (k - 1) dq, \quad (3.10)$$

lub

$$\frac{k \zeta c^2 dx}{2 d} = (k - 1) c_p dT_0. \quad (3.11)$$

3.2. Kryterium dyfuzorowości przepływu

Przyjmując w równaniu (3.11) zamiast elementarnej długości dx , jej przyrost skończony Δl , oraz wprowadzając oznaczenie

$$\Delta T_0 = T_{01} - T_{02},$$

otrzymuje się wyrażenie określające charakter przepływu w kanale o niezmiennym, wzdłuż długości l , przekroju poprzecznym

$$\frac{2 (k - 1) c_p \Delta T_0 d}{k \zeta c^2 l} = 1. \quad (3.12)$$

W tym przypadku odprowadzenie ciepła od gazu dokonuje się tak, aby w sposób ciągły kompensować wyzwalać się ciepła na skutek tarcia.

Równość oddziaływania $dL_f = dq$ oznacza również $ds = 0$. Oznacza to, że ma miejsce izentropowa przemiana stanu przepływającego się w kanale gazu.

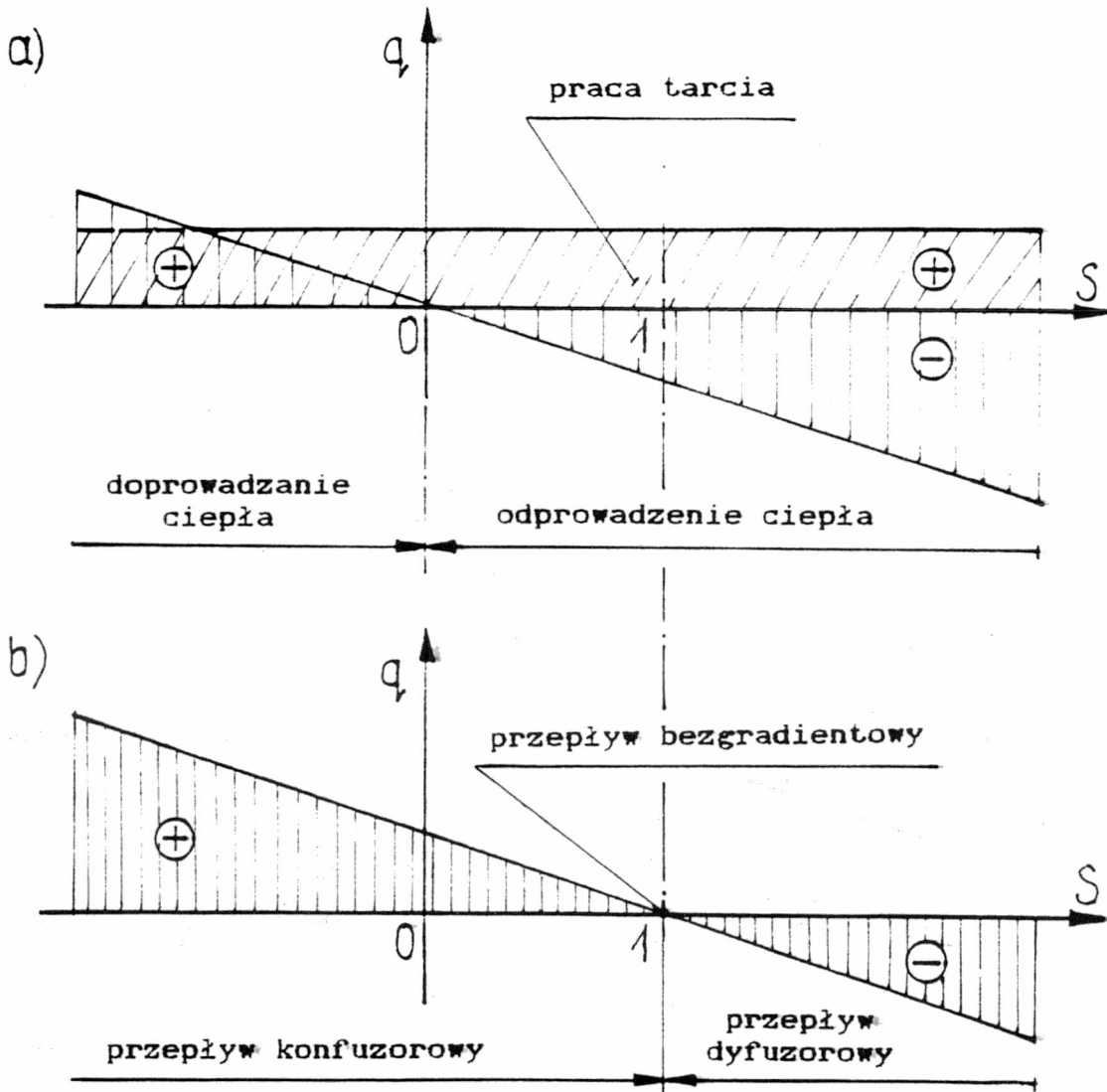
Wprowadzając bezwymiarową liczbę S , zdefiniowaną według poniższej zależności

$$S = \frac{2 (k - 1)}{k \zeta l} \frac{c_p \Delta T_0 d}{c_1^2}, \quad (3.13)$$

otrzymuje się kryterium określające charakter przepływu z wymianą ciepła w kanałach o stałym przekroju poprzecznym.

W przypadku $S < 1$ ruch odbywa się przy oddziaływaniu pracy tarcia a kanał jest konfuzorem, bo prędkość w kierunku wylotu z kanału rośnie ($dc > 0$). Przy $S > 1$ przeważającym oddziaływaniem pozostaje odprowadzanie ciepła, pod wpływem którego w kanale o stałym przekroju pop-

rzecznym zachodzi przepływ dyfuzorowy ($dc < 0$).



Rys. 3.2. Kryterium dyfuzorowości dla przypadku przepływu z wymianą ciepła w rurze: a) składowe strumienie ciepła w funkcji S , b) wypadkowy strumień ciepła w układzie $q-S$

Jeśli wartość liczbową wprowadzonego kryterium $S \gg 1$, to pracę tarcia można pominąć i rozpatrywać przepływ w rurze przy tylko jednym oddziaływaniu, w tym przypadku - cieplnym.

Na zakończenie tego rozdziału należy jeszcze dodać, że przy analizie przepływu powietrza w dyfuzorze termicznym wykorzystano szereg materiałów z dziedziny teorii wymiany ciepła i teorii wymienników [4], [6], [9]–[11], [12], [20], [24], [25], [36], [38], [39], [40], [41]. Na temat wymienników typu "rura w rurze" literatura jest

w miarę obszerna, ale wszelkie zjawiska traktowane są tu głównie z pozycji analizy mechanizmu przekazywania ciepła pomiędzy czynnikami, jak np w pracach [6], [3], [14], [16], [23], [31-34] i [40].

W przypadku prezentowanej pracy planowane jest inne spojrzenie na całość zagadnień tj. z punktu widzenia teorii przepływu dyfuzorowego, oraz sprawdzenie, czy w określonych warunkach może tu wystąpić zjawisko oderwania warstwy przyściennej [9], [10], [16], [20], charakterystyczne dla przepływów z dodatnimi gradientami ciśnienia.

3.3. Wielkości charakteryzujące przepływ

Rozpatrując bardziej szczegółowo przepływ gazu w kanale o kołowym przekroju poprzecznym z zewnętrznym odprowadzeniem ciepła można przyjąć, że ilość ciepła q , przejmowana podczas schładzania 1 kg masy czynnika od temperatury T_{01} do temperatury T_{02} , określona jest następującą zależnością:

$$q = c_p (T_{01} - T_{02}) = c_p T_{01} \left(1 - \frac{T_{02}}{T_{01}}\right), \quad (3.14)$$

gdzie: c_p - ciepło właściwe (pojemność cieplna właściwa),

T_0 - temperatura całkowita (spoczynkowa),

lub zapisując inaczej

$$\bar{q} = \frac{q}{c_p T_{01}} = 1 - \frac{T_{02}}{T_{01}}, \quad (3.15)$$

przy czym $\bar{q}$ określa w przypadku przepływu dyfuzorowego tzw. współczynnik intensywności chłodzenia.

Przeanalizujmy zmianę parametrów w dyfuzorze termicznym w zależności od wielkości $\bar{q}$, zmieniającej się w zakresie $0,3 < \bar{q} < 0,7$. Mniejszym wartościom $\bar{q}$ odpowiada oczywiście mniejszy zakres zmienności temperatury spoczynkowej.

Dla przepływu czynnika w kanale o niezmiennym przekroju, wynika z równania ciągłości następująca zależność

$$\frac{c_2}{c_1} = \frac{\rho_1}{\rho_2}, \quad (3.16)$$

gdzie: c_1 , ρ_1 - prędkość i gęstość czynnika w przekroju wlotowym 1,
 c_2 , ρ_2 - prędkość i gęstość czynnika w przekroju wylotowym 2.

Równanie strumienia impulsu płynu przyjmuje w tych warunkach postać

$$p_1 + \frac{1}{2} \rho_1 c_1^2 = p_2 + \frac{1}{2} \rho_2 c_2^2, \quad (3.17)$$

przy czym przez p oznaczono tu ciśnienie statyczne.

Równanie energii można przedstawić następująco

$$\begin{aligned} \frac{c_1^2}{2} + \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{\rho_1} &= \\ &= \frac{c_2^2}{2} + \frac{k}{k-1} \frac{p_2}{\rho_2} + \bar{q}, \end{aligned} \quad (3.18)$$

gdzie: k - wykładnik adiabaty,

Z wyrażenia (3.18) wynikają następujące współzależności:

$$\begin{aligned} \frac{p_2}{p_1} &= \frac{1 + k M_1^2}{1 + k M_2^2} = \\ &= \frac{1 + \lambda_1^2}{1 + \lambda_2^2} \frac{1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda_2^2}{1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda_1^2}, \end{aligned} \quad (3.19)$$

$$\bar{q} = 1 - \frac{\lambda_2^2}{\lambda_1^2} \left[\frac{1 + \lambda_1^2}{1 + \lambda_2^2} \right]^2, \quad (3.20)$$

gdzie: M - liczba Macha, $M = c/a$,

λ - prędkość bezwymiarowa (współczynnik prędkości),

$\lambda = c/c_*$,

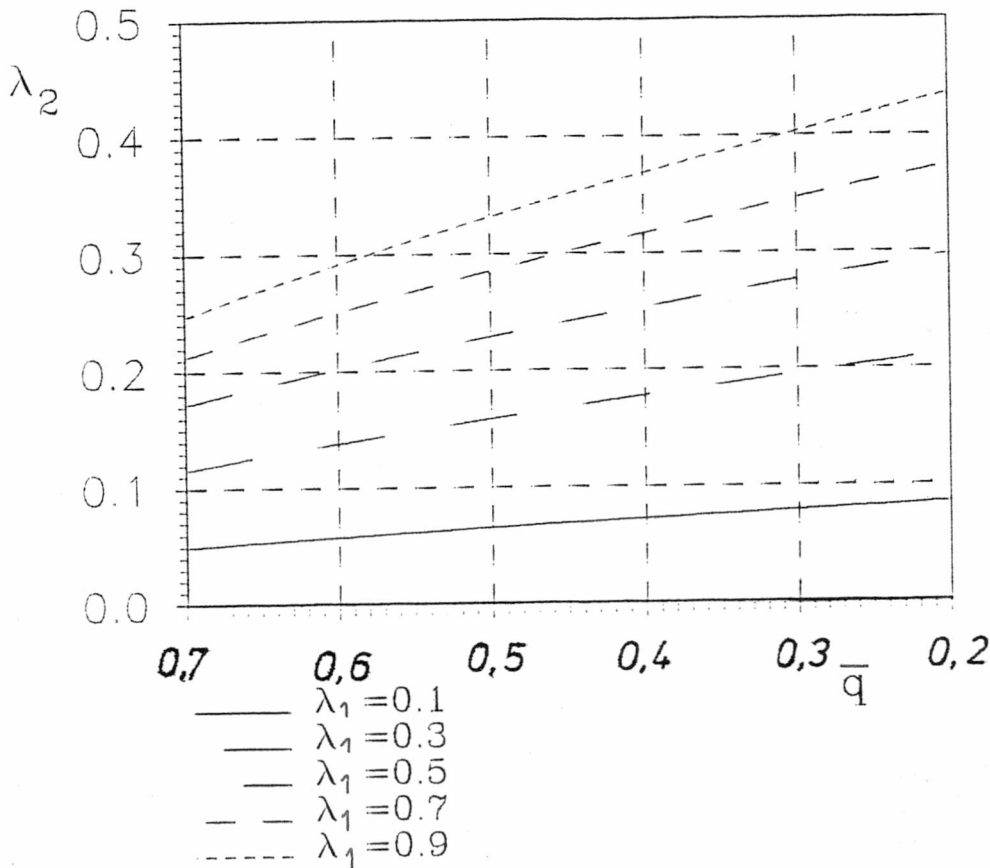
a - lokalna prędkość dźwięku,

c_* - prędkość krytyczna (prędkość Laval'a).

a) Charakterystyka chłodzenia

Na rys. 3.3 przedstawiono zależność współczynnika intensywności chłodzenia $\bar{q}$ od współczynnika prędkości λ_2 przy różnych wartościach początkowej prędkości bezwymiarowej λ_1 .

Spadek prędkości od λ_1 do λ_2 jest ważną charakterystyczną wielkością dyfuzora termicznego. Sądzić należy, że dla zrealizowania od-



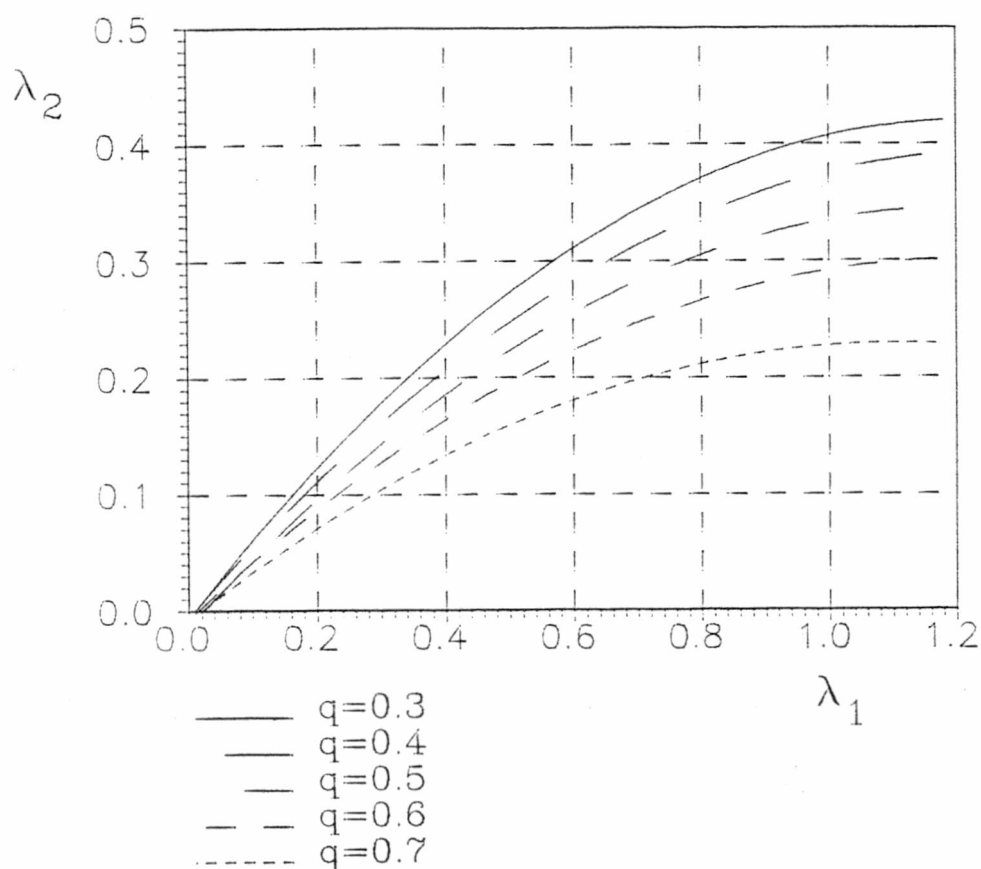
Rys. 3.3. Zależność współczynnika intensywności chłodzenia $\bar{q}$ od prędkości bezwymiarowej λ_2 przy różnych wartościach bezwymiarowej prędkości początkowej λ_1

przewodzenia określonego bezwymiarowego ciepła $\bar{q}$ należy utrzymać odpowiednie wartości bezwymiarowej prędkości λ w przekrojach wlotowym i wylotowym.

Bardziej pogładową wydaje się jednak zależność wartości bezwymiarowej prędkości w przekroju wylotowym dyfuzora termicznego λ_2 w funkcji argumentu (prędkości bezwymiarowej) λ_1 dla różnych wartości parametru $\bar{q}$ przedstawiona na rys. 3.4. Jest to wynik przekształconej zależności (3.18) zaprezentowanej uprzednio na rys. 3.3.

Istnieje graniczna wielkość bezwymiarowej prędkości λ_2 w przekroju wylotowym, jeśli w przekroju wlotowym dyfuzora termicznego bezwymiarowa prędkość λ_1 zdąży ku jedności.

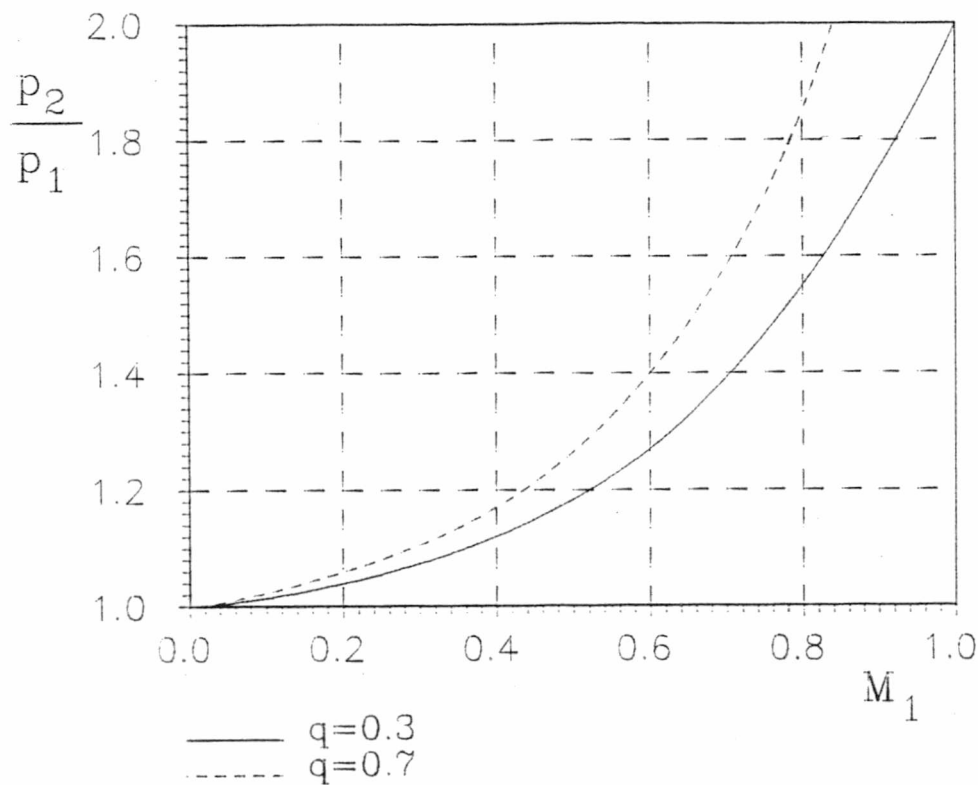
Po ustaleniu współzależności między wartościami współczynników λ prędkości wlotowej i wylotowej, niezbędnej dla zrealizowania określonej wielkości bezwymiarowego współczynnika intensywności chłodzenia $\bar{q}$, można przystąpić do obliczeń parametrów czynnika w kanale.



Rys. 3.4. Zależność współczynnika prędkości λ_2 w funkcji prędkości λ_1 przy różnych wartościach współczynnika intensywności chłodzenia $\bar{q}$

b) Przyrost ciśnienia statycznego

Przyrost ciśnienia statycznego w dyfuzorze termicznym określony jako stosunek p_2/p_1 w zależności od początkowej bezwymiarowej prędkości M_1 można określić współzależnością (3.19), jak to zostało przedstawione na rys. 3.5.



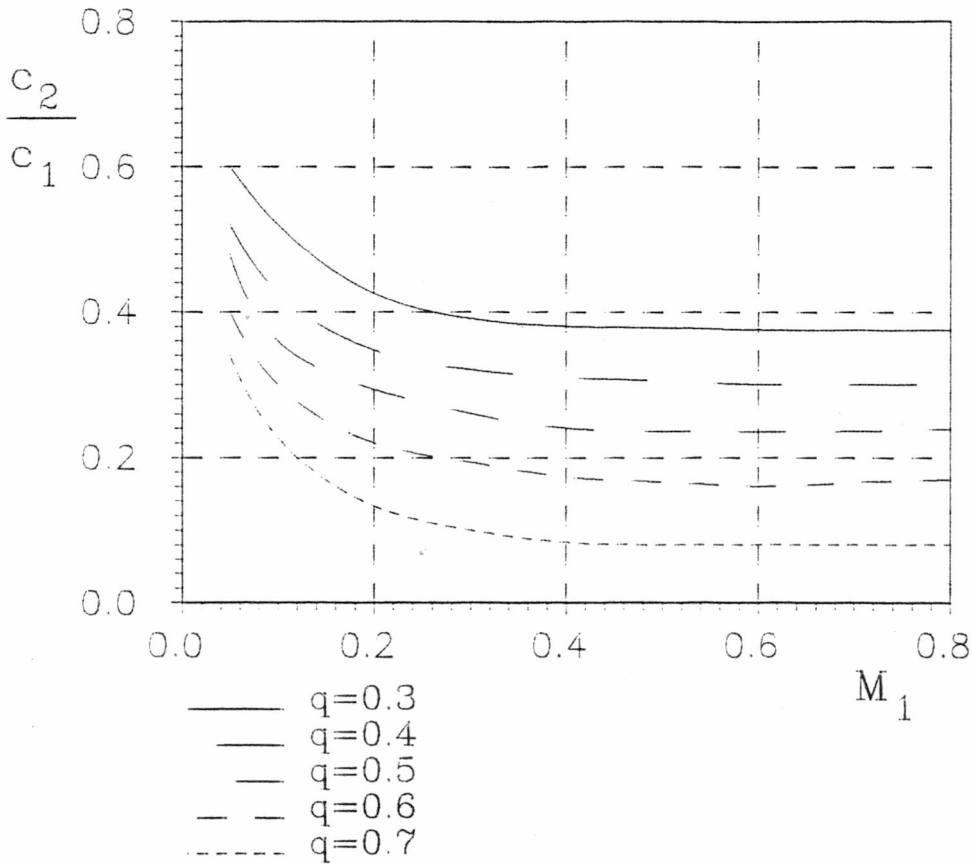
Rys. 3.5. Przyrost ciśnienia statycznego w dyfuzorze termicznym

c) Zmiana prędkości

Ze stosunku kwadratów liczb Macha dla ruchu cieczy w rurze o stałym polu przekroju poprzecznego, znajdujemy stosunek c_2/c_1

$$\frac{M_2^2}{M_1^2} = \frac{c_2}{c_1} \frac{p_1}{p_2} \quad (3.21)$$

Zmienność c_2/c_1 w zależności od wlotowej prędkości M_1 zilustrowano na rys. 3.6. Z analizy przedstawionych przebiegów wynika, że w dyfuzorze termicznym prędkość w przekroju wylotowym maleje w sposób zdecydowany ze wzrostem wartości wlotowej liczby Macha.



Rys. 3.6. Zależność bezwymiarowej prędkości $\bar{c}$ w przekroju wylotowym dyfuzora w funkcji wlotowej liczby Macha przy różnych wartościach współczynnika intensywności wymiany ciepła q

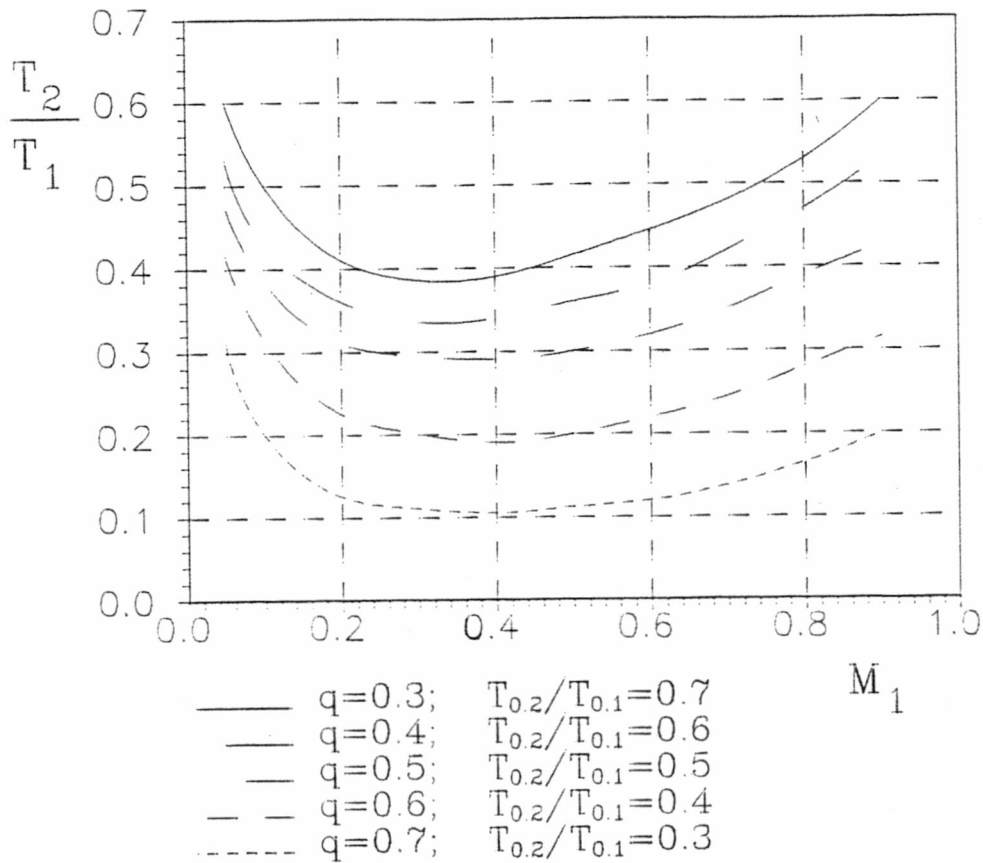
d) Zmiana temperatury

Zmienność temperatury podczas przepływu w dyfuzorze termicznym można opisać następującym równaniem

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{M_2^2}{M_1^2} \left[\frac{1 + k M_1^2}{1 + k M_2^2} \right]^2 \quad (3.22)$$

Zależność temperatury od liczby Macha w przekroju wlotowym przedstawiono na rys. 3.7.

Jak wynika z przebiegu odpowiednich krzywych, ze wzrostem wartości liczby M_1 obserwować można gwałtowny spadek temperatury statycznej na wyjściu z kanału przy małych prędkościach w przekroju wlotowym. To obniżenie się temperatury spowodowane jest odprowadze-



Rys. 3.7. Zależność zmiany temperatury podczas przepływu w dyfuzorze termicznym od wlotowej liczby Macha przy różnych wartościach współczynnika chłodzenia q

niem ciepła przy niewielkich wartościach prędkości c_1 (lub też M_1), gdy efekt dyfuzorowości pochodzący od schłodzenia strumienia jest jeszcze nieznaczny.

Przy dużych prędkościach wspomniany efekt dyfuzorowości coraz bardziej się uwidacznia i temperatura w przekroju wylotowym zaczyna rosnąć, ale już w wyniku obniżania energii kinetycznej (wyhamowania) strumienia.

W takich okolicznościach można sądzić, że dla każdej wartości $\bar{q}$ oraz stosunku temperatur $T_{0,2}/T_{0,1}$ istnieje liczba Macha, przy której temperatura statyczna na wyjściu z kanału T_2 osiąga określoną wartość minimalną.

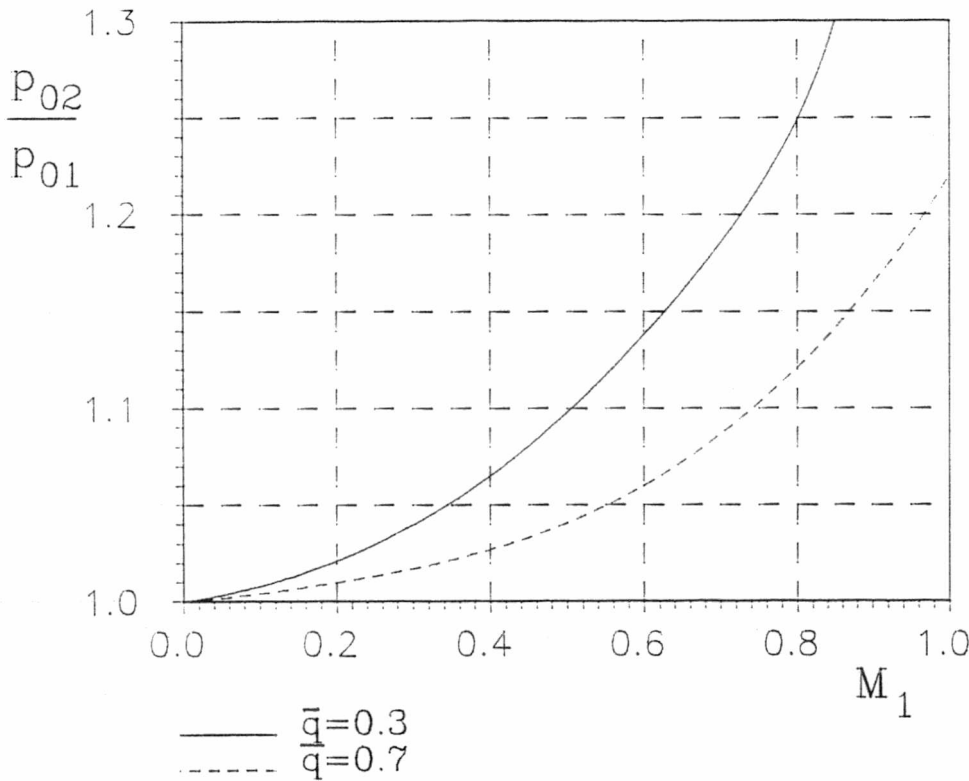
e) Ciśnienie całkowite

Stosunek ciśnień całkowitych (spoczynkowych) $p_{0,2}/p_{0,1}$, wynika-

jący z formuły

$$\frac{p_{02}}{p_{01}} = \frac{p_2}{p_1} \left[\frac{1 + \frac{k-1}{k} M_2^2}{\frac{k-1}{k} M_1^2} \right]^{\frac{k}{k-1}} \quad (3.23)$$

został przedstawiony na rys. 3.8.



Rys. 3.8. Zmiana bezwymiarowego ciśnienia całkowitego p_{02}/p_{01} w funkcji wlotowej liczby Macha, przy różnych wartościach współczynnika intensywności chłodzenia $\bar{q}$

Można stwierdzić, że wzrostowi liczby M_1 towarzyszy ciągle narastanie względnego ciśnienia statycznego p_2/p_1 i strat ciśnienia całkowitego (wyrażonego stosunkiem bezwymiarowym) p_{02}/p_{01} , oraz względnej prędkości w przekroju wylotowym c_2/c_1 i gęstości gazu. W odróżnieniu od tego, bezwymiarowa temperatura statyczna T_2/T_1 przy wzroście liczby M_1 przechodzi przez minimum.

Należy zaznaczyć, że rzeczywista zmiana parametrów strumienia w dyfuzorze termicznym będzie nieco inna, ponieważ straty spowodowane przez siły tarcia, wprowadzają do strumienia dodatkową energię

cieplną, w wyniku czego maleje w pewnym stopniu rzeczywisty efekt dyfuzorowy.

f) Siły tarcia

Wpływ sił tarcia może być w prosty sposób uwzględniony, jeżeli bezwymiarowy parametr chłodzenia $\bar{q}$ wyznaczony będzie z zależności

$$\bar{q} = \frac{q - q_f}{c_p T_{01}}, \quad (3.24)$$

gdzie: q_f - jest ilością ciepła wprowadzoną do strumienia w wyniku pracy sił tarcia.

4. STANOWISKO DOŚWIADCZALNE

4.1. Opis stanowiska

Dla zrealizowania badań eksperymentalnych przepływu gazu w dyfuzorze termicznym zaprojektowano i zbudowano specjalne stanowisko doświadczalne. Zasadnicze jego elementy przedstawione są na rys. 4.1 - 4.6.

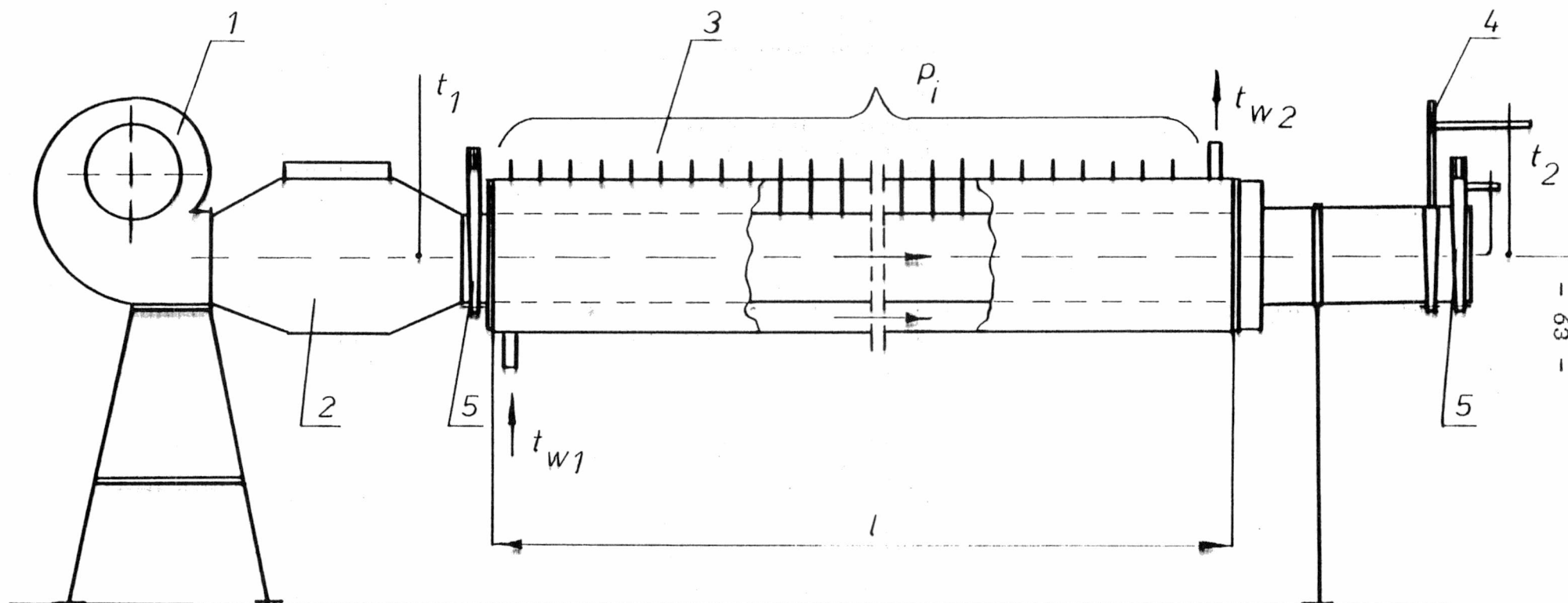
Wentylator promieniowy, napędzany silnikiem elektrycznym o regulowanej liczbie obrotów, tłoczy powietrze z otoczenia do komory wyrównawczej, która jednocześnie spełnia rolę komory grzewczej. Umożliwia ona (przy pomocy grzałek elektrycznych) podwyższenie temperatury powietrza w kontrolnym przekroju wlotowym do wartości ponad 300 °C.

Po podgrzaniu, czynnik kierowany jest do dyfuzora termicznego o średnicy $d = 30$ mm. Kształt komory grzewczej zapewnia jednocześnie wyrównany profil prędkości w przekroju wlotowym. Dyfuzor wykonany jest jako wymiennik mosiężny typu "rura w rurze" o grubości ścianki 1 mm. Zewnętrzna rura obejmująca ma średnicę $D = 50$ mm i grubość ścianki 1 mm. Pozostałe elementy przepływowe stanowiska są wykonane z blachy stalowej o grubości 2,5 mm, a konstrukcja nośna całości z kształtowników stalowych.

Pomiędzy przekrojami kontrolnymi na wlocie i wylocie badanego kanału, ciepło przejmowane jest od gorącego powietrza (płynącego rurą centralną) przez wodę chłodzącą (przepływającą kanałem o przekroju pierścieniowym, znajdującym się pomiędzy rurą obejmującą i wspomnianą rurą centralną). Wymiennik może pracować zarówno w układzie współprądowym jak i w układzie przeciwprądowym.

Woda chłodząca doprowadzana jest do dyfuzora termicznego bezpośrednio z sieci miejskiej węzem gumowym o średnicy 20 mm. Doprowadzenie i odprowadzenie wody odbywa się dwoma króćcami przyspawanymi do zewnętrznej rury obejmującej. Temperaturę wody w obu przekrojach kontrolnych mierzono termometrem rtęciowym z podziałką elementarną 0,1 °C. Termometry umieszczono w specjalnych trójkach zamocowanych na węź przy króćcach doprowadzającym i odprowadzającym.

W wyniku odbierania ciepła w dyfuzorze termicznym, temperatura powietrza gorącego spada od wartości początkowej równej t_1 w kontrolnym przekroju wlotowym 1, do wartości t_2 w przekroju wylotowym 2. Wo-



Rys. 4.1. Schemat stanowiska pomiarowego

- 1 - wentylator,
- 2 - komora wyrównawczo - grzewcza,
- 3 - króćce do pomiaru rozkładu ciśnień statycznych p_i wzdłuż dyfuzora termicznego,
- 4 - układ pomiaru temperatury w przekroju wylotowym,
- 5 - układ sondowania w przekrojach kontrolnych na wlocie i wylocie z dyfuzora

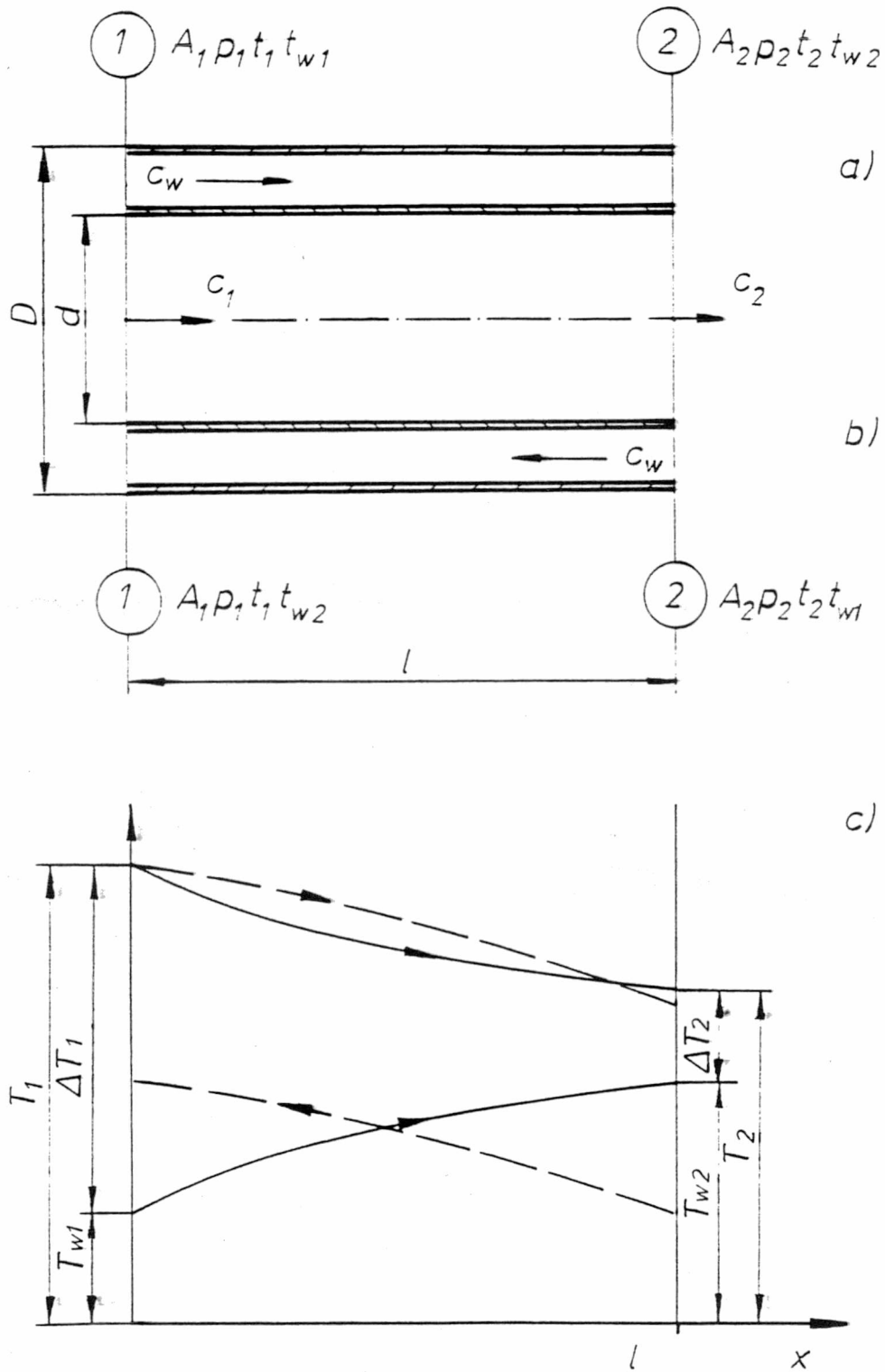
da natomiast, odbierając ciepło od przepływającego centralną rurą powietrza podgrzewa się od temperatury t_{w1} do t_{w2} , rys. 4.2.

Wzdłuż dyfuzora termicznego o długości $l = 3$ m rozmieszczonych jest 35 otworków piezometrycznych do pomiaru (przy użyciu pochylnego mikromanometru bateryjnego) rozkładu ciśnienia statycznego, rys. 4.2. Rozkład prędkości w kontrolnym przekroju wlotowym i wylotowym badany jest przy użyciu sondy Pitota. Po przejściu części badawczej powietrze przepływające przez instalację wydostaje się do otoczenia [22]. Rys. 4.3. przedstawia ogólny widok stanowiska doświadczalnego, którego podstawowe części składowe uwidoczniono dokładniej w dalszej kolejności. Na rys. 4.4. uwidoczniono odcinek wlotowy z komorą grzewczo-wyrównawczą. Z lewej strony zainstalowana jest kryza dolotowa służąca do kontrolnego pomiaru strumienia gazu. Na prawo od komory grzewczej znajduje się układ doprowadzenia wody chłodzącej do dyfuzora oraz układ sondowania i pomiaru temperatury w przekroju wlotowym. Natomiast część wylotową instalacji doświadczalnej przedstawia rys. 4.5. Widoczny jest układ prowadzenia sondy i pomiaru temperatury. Nieco na lewo znajduje się króciec doprowadzający wodę z układu chłodzenia wymiennika. Na ostatnim rys. 4.6. pokazano manometry do pomiaru ciśnień w obu kontrolnych przekrojach pomiarowych oraz wzdłuż dyfuzora a także liczne przewody służące do odbioru ciśnień statycznych z otworków impulsowych zlokalizowanych wzdłuż badanego dyfuzora termicznego.

4.2. Metodyka pomiaru

Do pomiaru rozkładu prędkości w kontrolnych przekrojach wlotowym i wylotowym zastosowano sondę Pitota o średnicy otworu wlotu równej 0,8 mm. Sondę umieszczono w specjalnym układzie prowadzenia, umożliwiającym jej przemieszczanie ze skokiem regulowanym w przedziale od 0,1 do 1,0 mm. Sondę ciśnienia całkowitego połączono z pochylnym mikromanometrem bateryjnym typu M7b, wypełnionym alkoholem etylowym. Jego zakres pomiarowy jest równy 600 mm, natomiast dokładność odczytu wynosi $\pm 1,0$ mm.

Do wyznaczenia rozkładu ciśnienia statycznego wzdłuż długości dyfuzora termicznego użyto pochylnego mikromanometru bateryjnego, w którym jako ciecz manometryczną zastosowano wodę destylowaną. Zakres po-



Rys. 4.2. Dyfuzor termiczny

- a) układ współprądowy,
- b) układ przeciwproudowy,
- c) rozkład temperatur wzdłuż wymiennika przy współprądzie - linie ciągłe; w przeciwproudzie - linie przerywane

miarowy jest także równy 600 mm, przy dokładności odczytu wynoszącej $\pm 1,0$ mm.

Pomiaru temperatury w przekrojach kontrolnych wlotowym i wylotowym dokonywano przy użyciu termometrów rtęciowych z podziałką elementarną co $0,1^{\circ}\text{C}$.

Kontrolnego pomiaru strumienia masy gazu dokonano przy użyciu dopływowej kryzy pomiarowej zainstalowanej na wlocie do wentylatora promieniowego.

Do określenia strumienia masy przepływającej wody zastosowano metodę objętościową. Użyto w tym celu zbiornika mierniczego o objętości wynoszącej 60 dm^3 oraz czasomierza.

4.3. Pomiar wstępny - testowanie stanowiska

W części pomiarowej przyjętego programu badań dyfuzorów termicznych wyodrębnić można jako zamknięty, powtarzalny zespół operacji sumę wszystkich elementów związanych z pomiarem wielkości charakteryzujących przepływ przez określony przekrój kontrolny kanału. Podstawowe zagadnienia pomiarowe sprowadzają się wtedy do odczytów wartości temperatury czynnika przepływającego przez powierzchnię kontrolną oraz wartości ciśnień:

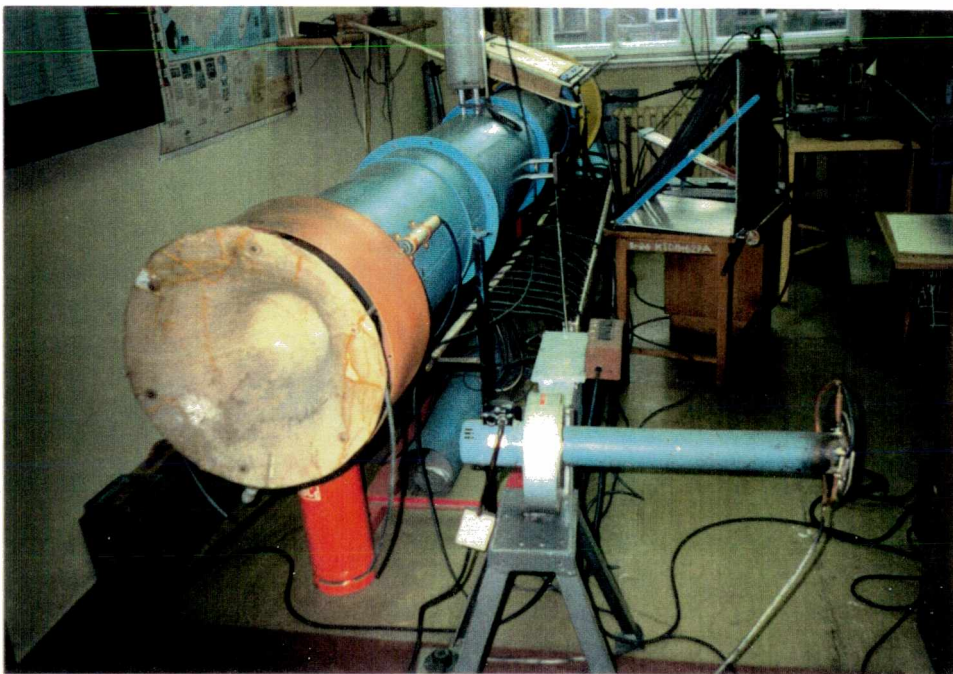
- całkowitego na liniach sondowania,
- statycznego na obwodzie przekroju pomiarowego,
- barometrycznego.

Następnie, dla zbadania zmienności przepływu wzdłuż długości l, mierzono wartości ciśnień piezometrycznych wzdłuż dyfuzora termicznego.

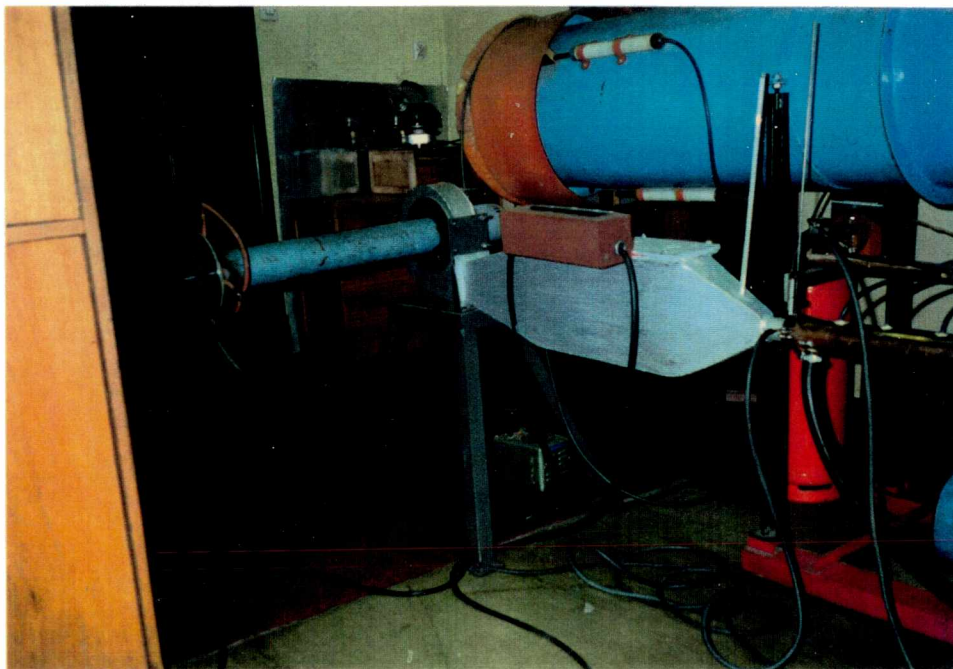
Temperaturę przepływającego czynnika mierzono w osi badanego kanału. Punkty pomiarowe zaznaczono na schemacie, rys. 2.1. Ciśnienie atmosferyczne odczytywano na skali barometru rtęciowego o dokładności odczytu $0,0001\text{ m}$.

W wyniku przeprowadzonych pomiarów testujących stanowiska doświadczalnego otrzymano następujące rezultaty:

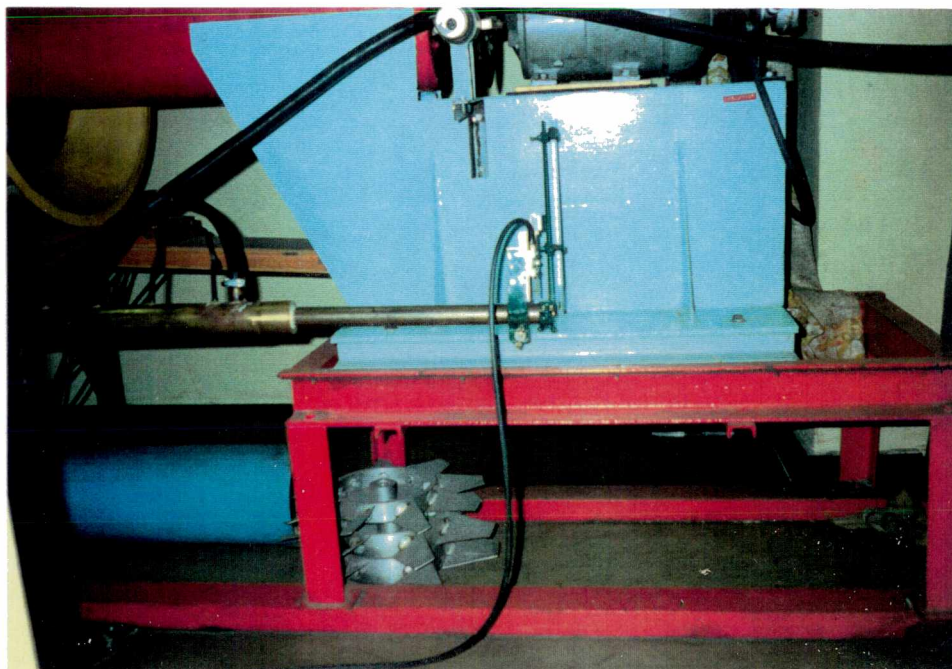
- 1) Maksymalna temperatura powietrza w przekroju wlotowym dyfuzora
 $t_1 = 360^{\circ}\text{C}$.
- 2) Najwyższa temperatura powietrza w przekroju wlotowym dyfuzora przy przepływie maksymalnym
 $t_1 = 160^{\circ}\text{C}$.
- 3) Spadek temperatury powietrza maksymalny wzdłuż dyfuzora



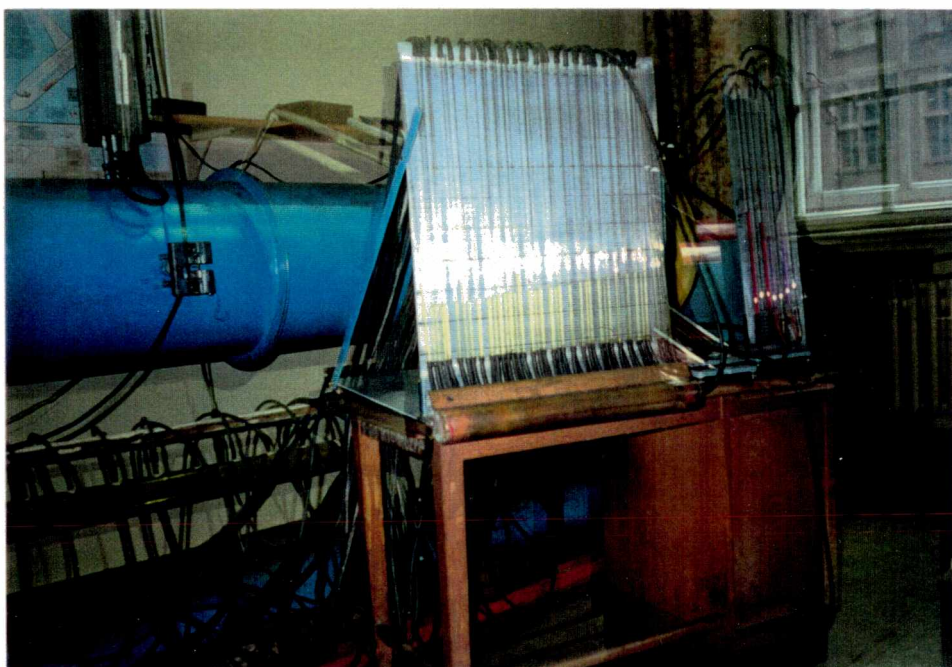
Rys. 4.3. Widok ogólny stanowiska doświadczalnego



Rys. 4.4. Układ zasilania z komorą grzewczo-wyrównawczą



Rys. 4.5. Wylot dyfuzora termicznego z układem sondowania



Rys. 4.6. Manometry do pomiaru ciśnień wzdłuż dyfuzora oraz w kontrolnych przekrojach pomiarowych

$$\Delta t_p = 110^{\circ}$$

4) Przyrost temperatury wody chłodzącej

$$\Delta t_w = 5^{\circ}$$

5) Maksymalna prędkość wody chłodzącej

$$c_w = 0,5 \text{ m/s.}$$

4.4. Program eksperymentu

Uwzględniając przeprowadzoną dotychczas analizę teoretyczną przepływu w dyfuzorze termicznym, oraz zaprezentowane wyżej możliwości instalacji doświadczalnej, zaproponowano następujący program badań:

- 1) Badania podstawowych parametrów termodynamicznych i przepływowych czynnika w różnych warunkach pracy dyfuzora termicznego przy przepływie współprądowym i dla przepływu przeciwaprądowego.
- 2) Weryfikację doświadczalną zaproponowanego kryterium określającego rodzaj przepływu w rurze z odbiorem ciepła.
- 3) Sprawdzenie dokładności wyników uzyskanych na drodze teoretycznej w porównaniu z rezultatami eksperymentalnymi.

4.5. Algorytm obliczeń

Wyniki pomiarów przeprowadzonych na stanowisku doświadczalnym służyć w dalszej kolejności do wykonania obliczeń różnego rodzaju wielkości charakteryzujących analizowany przepływ dyfuzorowy. W tym celu obliczane jest szereg wielkości lokalnych, służących do wyznaczenia prędkości w punkcie pomiarowym. W rezultacie możliwym jest określenie na drodze eksperymentalnej pól ciśnień i prędkości w analizowanych przekrojach kontrolnych.

Obliczane są następujące wielkości:

a) przyspieszenie ziemskie lokalne

$$g = 9,780356 (1 + 0,0052885 \sin^2 \varphi - 0,0000059 \sin^2 2\varphi) - 1,915 \cdot 10^{-6} h \quad [\text{m/s}^2],$$

gdzie: φ - szerokość geograficzna miejsca, $[^{\circ}]$,

h - wysokość położenia nad poziomem morza, $[\text{m}]$,

b) ciśnienie barometryczne

$$p_o = p_o \text{ g b } \frac{1 + \alpha (t_b - t_{od})}{1 + 1,816 \cdot 10^{-4} t_b} \quad [\text{Pa}],$$

gdzie: b - długość słupa rtęci odczytana w barometrze, [m],
 t_b - temperatura barometru, [$^{\circ}\text{C}$],
 t_{od} - temperatura odniesienia skali barometru, [$^{\circ}\text{C}$],
 α - współczynnik rozszerzalności materiału skali barometru, [$1/^{\circ}\text{C}$],

c) wilgotność względna powietrza wyznaczona na podstawie wskazań termometru suchego i wilgotnego

$$\varphi = \frac{p_w - 0,00068 p_o (t_s - t_w)}{p_s},$$

gdzie: p_w - ciśnienie cząstkowe pary wodnej w powietrzu w temperaturze termometru wilgotnego t_w , [Pa],
 p_s - ciśnienie cząstkowe pary wodnej w powietrzu w temperaturze termometru suchego, [Pa],
 p_o - ciśnienie atmosferyczne, [Pa],
 t_s - temperatura termometru suchego, [$^{\circ}\text{C}$],
 t_w - temperatura termometru wilgotnego, [$^{\circ}\text{C}$],

d) ciśnienie cząstkowe pary wodnej w powietrzu

$$p = \exp \left[6,4150429 + 7,2629943 \left(\frac{t}{100} \right) - 2,9497 \left(\frac{t}{100} \right)^2 + 0,9098667 \left(\frac{t}{100} \right)^3 \right] \quad [\text{Pa}],$$

gdzie: t - temperatura termometru suchego t_s do obliczenia ciśnienia p_s oraz termometru wilgotnego t_w do obliczenia ciśnienia p_w ,

e) stała gazowa powietrza wilgotnego o wilgotności względnej φ

$$R_w = \frac{287,04}{1 - \varphi \frac{p_s}{p_o} 0,37803} \quad [\text{J/kg K}],$$

f) gęstość powietrza atmosferycznego

$$\rho_o = \frac{p_o}{R_w T_o} \quad [\text{kg/m}^3]$$

g) ciśnienie statyczne w otworu piezometrycznym

$$p_s = \Delta h_s \rho_m i_m g \quad [\text{Pa}],$$

gdzie: Δh_s - odczyt bateryjnego manometru,

ρ_m - gęstość cieczy manometrycznej,

i_m - przełożenie manometru,

g - lokalne przyspieszenie ziemskie

h) ciśnienie statyczne absolutne

$$p_a = p_s + p_o \quad [\text{Pa}],$$

i) ciśnienie całkowite w punkcie pomiarowym

$$p_c = \Delta h_c \rho_m i_m g \quad [\text{Pa}],$$

j) ciśnienie dynamiczne w punkcie pomiarowym

$$p_d = p_c - p_s \quad [\text{Pa}],$$

k) gęstość czynnika przepływającego w przekroju kontrolnym

$$\rho_n = \frac{p_n}{R T_n} \quad [\text{kg/m}^3],$$

l) temperatura absolutna w przekroju pomiarowym

$$T_n = t_n + T_o \quad [\text{K}],$$

gdzie: t_n - odczyt termometru rtęciowego,

$$T_o = 273,15 \text{ K},$$

m) prędkość przepływu w punkcie pomiarowym

$$c = \sqrt{\frac{2 p_d}{\rho}} \quad [\text{m/s}].$$

Dla umożliwienia szybkiego wykonania obliczeń według przedstawionego wyżej algorytmu, napisany został stosowny program komputerowy w języku algorytmicznym Pascal. Program ten pracuje pod kontrolą zintegrowanego systemu Turbo Pascal w wersji 5.0 lub 6.0 na mikrokomputerze typu PC-AT, umieszczono w załączniku.

5. PORÓWNANIE PODSTAWOWYCH PARAMETRÓW TERMODYNAMICZNYCH
CHARAKTERYZUJĄCYCH PRZEPŁYW DYFUZOROWY
Z WYNIKAMI UZYSKANymi NA DRODZE ANALIZY TEORETYCZNEJ

5.1. Zestawienie rezultatów doświadczalnych

Na wstępie przeprowadzono pomiary testujące stanowisko. Następnie, realizując założony program badań wykonano szereg pomiarów w różnych warunkach pracy instalacji. Doświadczenia przeprowadzono w układach współprądowym i przeciwproudowym.

Podstawowe wyniki pomiarów i wstępnych obliczeń zamieszczono w tabelach 5.1 i 5.2, gdzie zebrane są takie wielkości jak:

- temperatury powietrza t_1 i t_2 w przekrojach wlotowym i wylotowym badanego dyfuzora termicznego,
- prędkości średnie c_1 i c_2 (w tych przekrojach), oraz ich stosunek c_2/c_1 ,
- spadek temperatury powietrza Δt wzdłuż dyfuzora.

Tabela 5.1.
Średnie wyniki pomiarowe dla przepływu współprądowego

L. p.	t_1	c_1	t_2	c_2	Δt	c_2/c_1
	$^{\circ}\text{C}$	m/s	$^{\circ}\text{C}$	m/s	$^{\circ}$	-
1	2	3	4	5	6	7
1.	67	45,8	42,4	40,8	24,6	0,8908
2.	107	48,3	56,0	39,1	51,0	0,8095
3.	142	53,1	69,0	39,3	73,0	0,7401
4.	160	55,2	75,8	39,5	84,2	0,7156
5.	70	22,0	39,0	20,6	31,0	0,9364
6.	100	25,0	48,0	21,1	52,0	0,8444
7.	210	30,0	71,0	21,8	139,0	0,7262

Tabela 5.2.

Srednie wyniki pomiarowe dla przepływu w przeciwrzędzie

L.p.	t_1	c_1	t_2	c_2	Δt	c_2/c_1
	$^{\circ}\text{C}$	m/s	$^{\circ}\text{C}$	m/s	$^{\circ}$	-
1	2	3	4	5	6	7
8.	63	46,1	38,5	40,7	24,5	0,8829
9.	105	48,8	52	38,8	53,0	0,7951
10.	140	53,8	65	38,8	75,0	0,7212
11.	155	55,5	70	38,6	85,0	0,6955

Podkreślić należy, że prędkości średnie wyznaczano metodą sondowania przekrojów kontrolnych za pomocą rurki piętrzącej Pitota, a dodatkowo mierzono jeszcze strumień masy przy użyciu zwężki dolotowej, zainstalowanej na rurociągu ssawnym wentylatora.

5.2. Wyniki obliczeń wielkości charakterystycznych przepływu

Rezultaty badań przeprowadzonych na stanowisku doświadczalnym służą do wykonania obliczeń wielkości, charakteryzujących analizowany przepływ w dyfuzorze termicznym. Wyniki te zestawiono w tabelach od 5.3 do 5.5. Wartości związane z liczbami porządkowymi od 1 do 7 (w kolumnach nr 1 tabel 5.1 - 5.5) dotyczą przepływu w układzie współprądowym, natomiast od 8 do 11; związane są z przepływami w przeciwrzędzie.

W obrębie podstawowego cyklu badań prowadzonych dla jednego obciążenia wielkości mierzone (jak np temperatury, ciśnienia,...), po osiągnięciu stanu ustalonego pracy instalacji doświadczalnej, zmieniały się już w bardzo niewielkich granicach rzędu jednego, do dwóch procentów. Przyczyną były głównie wahania ciśnienia i temperatury wody w sieci.

Trzeba jednak zaznaczyć, że w tabelach 5.1 - 5.5 znajdują się wartości średnie wielkości mierzonych.

Kolejna tabela 5.3, podaje zestawienie temperatur powietrza w skali Kelwina oraz ich stosunków T_2/T_1 , a także odpowiadające im liczby Macha.

W kolumnie nr 6 zebrane są wartości bezwymiarowego współczynnika intensywności chłodzenia $\bar{q}$, obliczanego na podstawie wzoru (3.15).

Tabela 5.3.

Srednie temperatury i liczby Macha w przekrojach kontrolnych na wlocie i wylocie dyfuzora termicznego

L.p.	T_1	M_1	T_2	M_2	$\bar{q}$	T_2/T_1
	K	-	K	-	-	-
1	2	3	4	5	6	7
1.	340	0,1236	315,4	0,1142	0,0724	0,9276
2.	380	0,1231	329,0	0,1073	0,1342	0,8658
3.	415	0,1297	342,0	0,1058	0,1759	0,8241
4.	433	0,1319	348,8	0,1051	0,1945	0,8055
5.	343	0,0593	312,0	0,0582	0,0904	0,9096
6.	373	0,0646	321,0	0,587	0,1394	0,8606
7.	583	0,0620	364,0	0,0535	0,3756	0,6244
8.	336	0,1251	311,5	0,1148	0,0729	0,9271
9.	378	0,1250	325	0,1070	0,1402	0,8598
10.	413	0,1317	338	0,1050	0,1816	0,8184
11.	428	0,1335	343	0,1038	0,1986	0,8014

W tabelach 5.3 - 5.5 wszystkie rezultaty podawane są już w sposób zbiorczy, bez rozdzielania ich (jak poprzednio w tabelach 5.1 i 5.2) na dwie części dotyczące układów współprądowego oraz przeciwprądowego.

Kolejna tabela nr 5.4, podaje zestawienie wartości:

- gęstości ρ , oraz
- kinematycznego współczynnika lepkości ν

potrzebnych następnie do obliczenia

- liczby Reynoldsa

w przekrojach wlotowym i wylotowym badanego kanału.

Zwraca tutaj uwagę fakt narastania wartości liczby Re wzdłuż badanego dyfuzora. Jest to spowodowane obniżaniem się temperatury powietrza podczas przepływu, co z kolei oddziałuje na jego gęstość i lepkość. W rezultacie, pomimo typowego dla wszystkich kanałów dyfuzorowych spadku prędkości, obserwuje się niewielki wzrost liczby Reynoldsa.

Tabela 5.4.

Liczba Reynoldsa w przekroju kontrolnym wlotowym i wylotowym

L. p.	ρ_1	ν_1	ρ_2	ν_2	Re_1	Re_2
	kg/m ³	10 ⁻⁶ m ² /s	kg/m ³	10 ⁻⁶ m ² /s	10 ³	10 ³
1	2	3	4	5	6	7
1.	1,0452	19,346	1,1700	16,314	66,32	70,00
2.	0,9337	23,508	1,1700	16,861	57,48	64,96
3.	0,8549	27,355	1,1700	17,358	54,37	63,44
4.	0,8197	29,402	1,1700	17,622	52,55	62,75
5.	1,0155	19,78	1,1128	18,71	31,14	32,92
6.	0,9338	22,88	1,0850	17,51	30,59	39,98
7.	0,7211	36,00	1,0125	33,92	23,30	24,76
8.	1,0517	19,057	1,1803	16,054	67,70	71,04
9.	0,9318	23,465	1,1803	16,560	58,28	65,52
10.	0,8521	27,351	1,1803	17,056	55,05	63,70
11.	0,8221	29,077	1,1803	17,244	53,43	62,74

W tabeli 5.5. zestawiono wartości współczynnika oporu ζ oraz kryterium dyfuzorowości S , obliczone w oparciu o zależności (3.7) i (3.13).

Współczynnik strat ζ można również określić na podstawie rysunku 3.1, dla wyznaczonej uprzednio wartości liczby Re w przekroju wlotowym dyfuzora.

Tabela 5.5.

Wartości współczynnika tarcia i kryterium dyfuzorowości dla zbadanych obciążeń dyfuzora termicznego

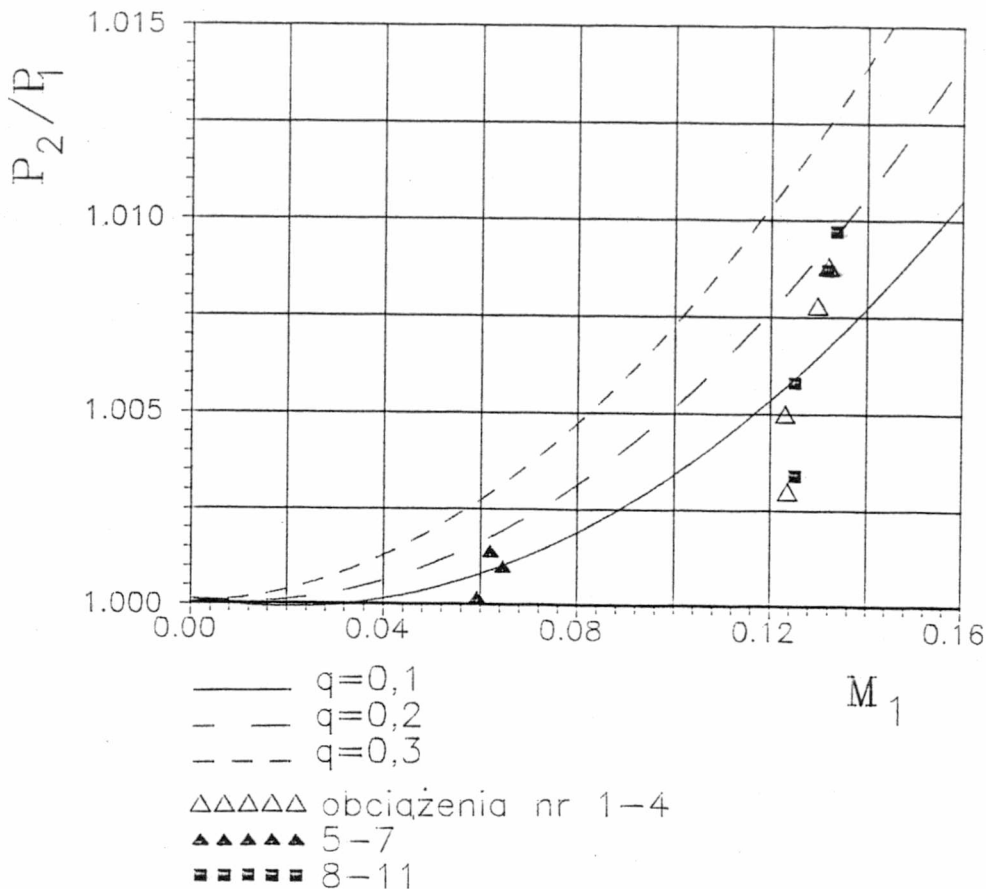
L. p.	c_1	t_1	t_2	ζ	S
	m/s	°C	°C	-	-
1	2	3	4	5	6
1.	45,8	67	42,4	0,0191	3,35
2.	48,3	107	56,0	0,0197	6,25
3.	53,1	142	69,0	0,0199	7,40
4.	55,2	160	75,8	0,0200	7,9
5.	22,0	70	39,0	0,0222	18,4
6.	25,0	100	48,0	0,0223	24,8
7.	30,0	210	71,0	0,0236	44,3
8.	46,1	63	38,5	0,0190	3,30
9.	48,8	105	52,0	0,0196	6,37
10.	53,8	140	65	0,0198	7,40
11.	55,5	155	70	0,0199	7,90

Zależności kryterium dyfuzorowości S od współczynnika intensywności chłodzenia $\bar{q}$, spadku temperatury ΔT pomiędzy przekrojami kontrolnymi badanego dyfuzora oraz od stosunku prędkości c_2/c_1 , przedstawiono w sposób graficzny w dalszej części pracy.

5.3. Porównanie uzyskanych rezultatów teoretycznych i doświadczalnych

Analizę porównawczą zmienności parametrów termodynamicznych gazu zachodzących w dyfuzorze termicznym przedstawiono graficznie na rysunkach 5.1.-5.5. Na wykresach przedstawiających zależności teoretyczne zaznaczono punkty będące wynikiem przeliczeń wyników badań eksperymentalnych. Analiza dotyczy wszystkich 11 obciążeń.

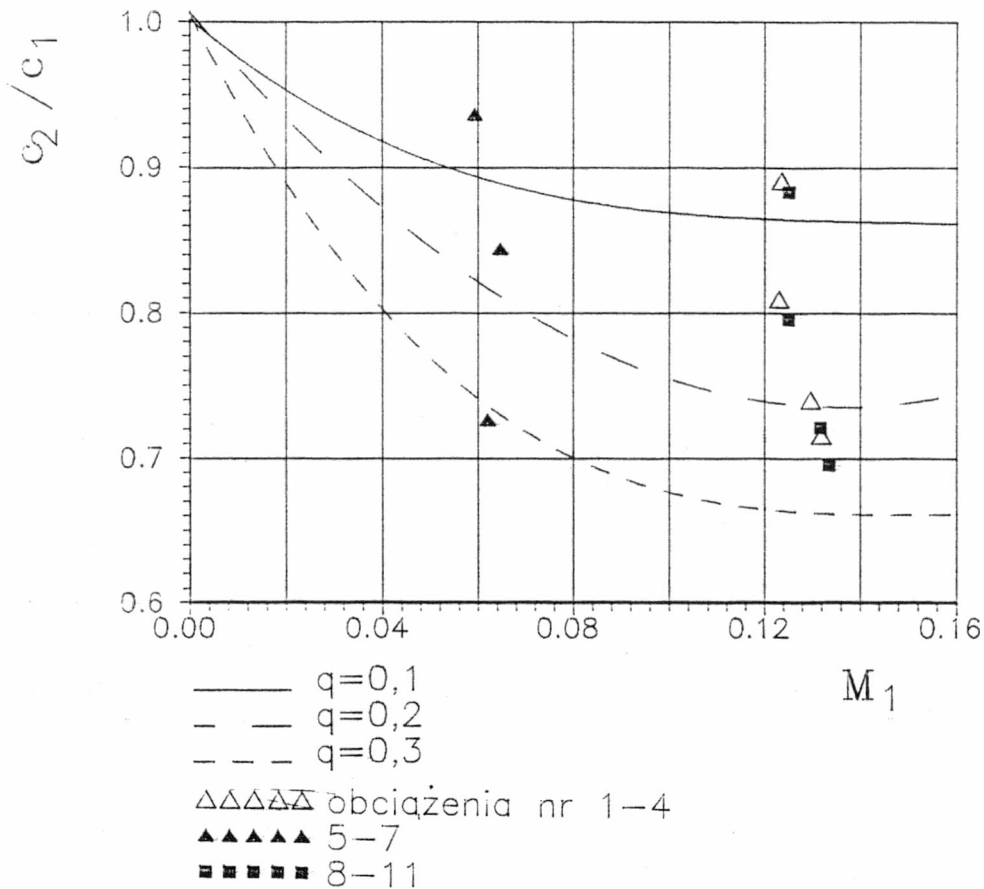
a) Zależność przyrostu ciśnienia statycznego w funkcji wlotowej liczby Macha



Rys. 5.1. Przyrost ciśnienia statycznego w dyfuzorze termicznym w funkcji wlotowej liczby Macha

Rozrzut punktów pomiarowych na wykresie (rys. 5.1), znajduje się w obszarze wyznaczonym uprzednio w sposób teoretyczny. Wyjątek stanowi tu wartość przyrostu ciśnienia dla prędkości wlotowej określonej liczbą Macha równą 0,1236.

b) Zależność zmiany prędkości w przekrojach kontrolnych od wlotowej liczby Macha

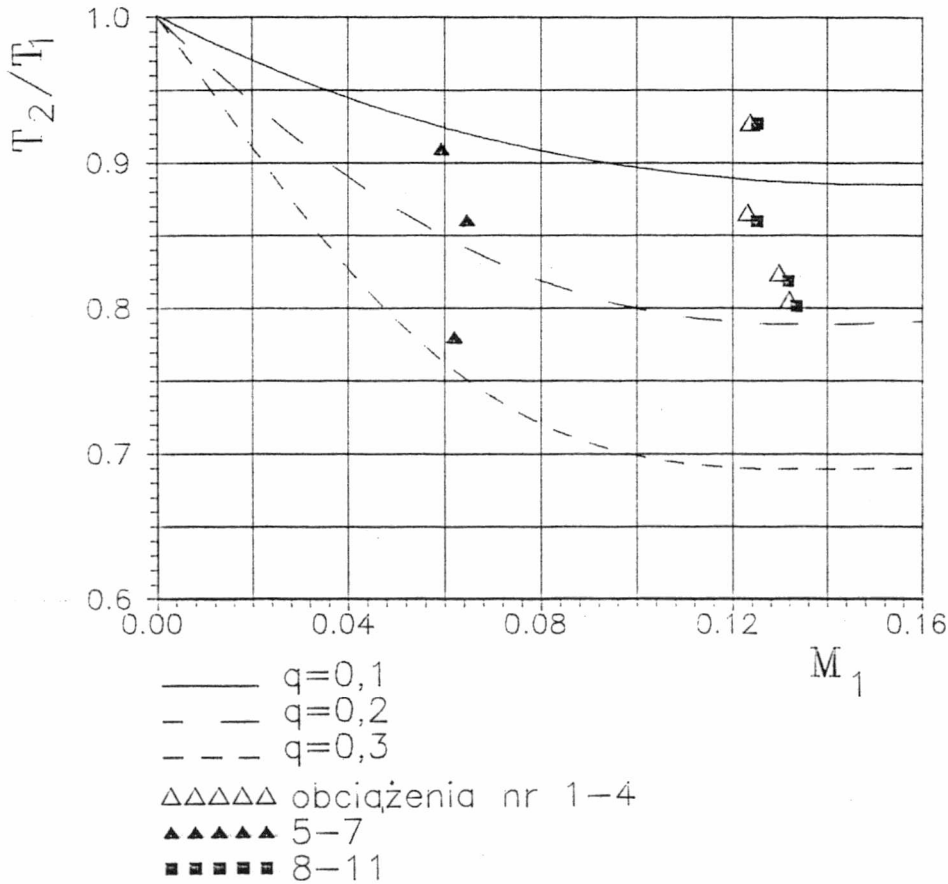


Rys. 5.2. Zależność względnej prędkości c_2/c_1 w funkcji wlotowej liczby Macha

Badania eksperymentalne wykonano dla wszystkich rodzajów obciążeń, przyjmując różne wartości współczynnika intensywności chłodzenia $\bar{q}$.

Układ zaznaczonych na rysunku 5.2 punktów pomiarowych, potwierdza z wystarczającą dokładnością charakter przebiegu krzywych, wyznaczonych uprzednio w sposób teoretyczny dla całego poddźwiękowego zakresu liczby Macha w przekroju wlotowym.

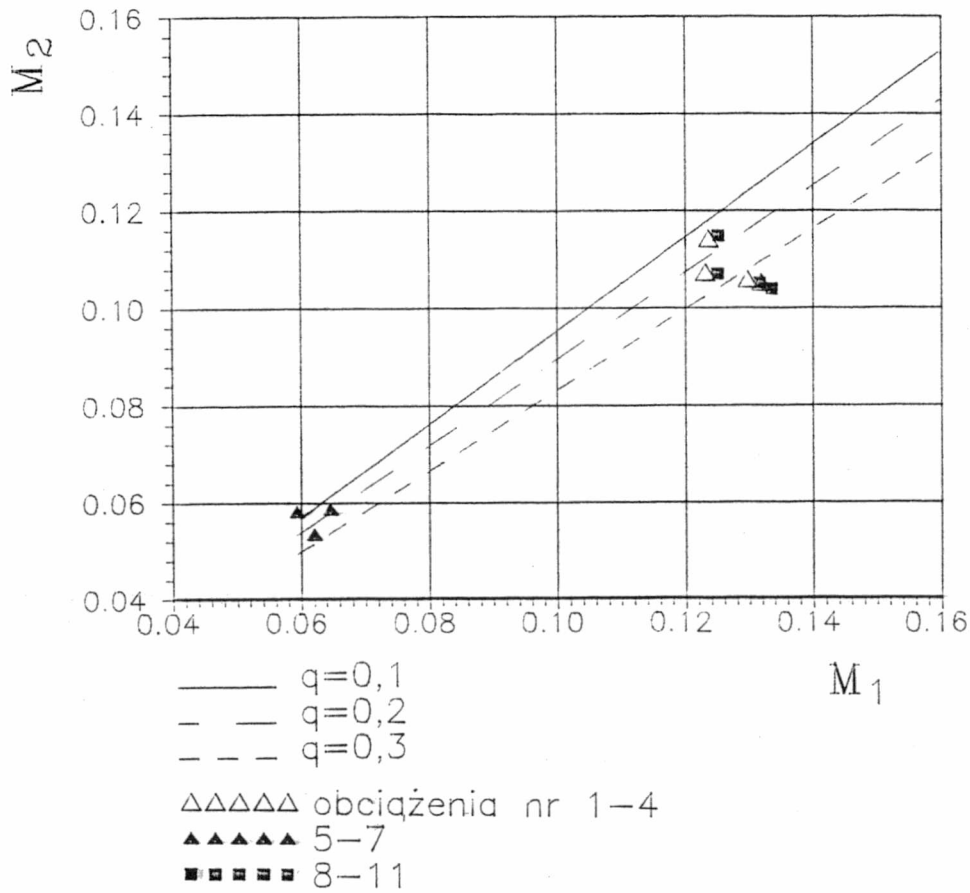
c) Zmiana temperatury w zależności od liczby Macha
w przekroju wlotowym



Rys. 5.3. Spadek temperatury w przekrojach kontrolnych dyfuzora
w funkcji wlotowej liczby Macha

Parametrem przy badaniu tej zależności był także stopień schłodzenia czynnika. Pomiarzy przeprowadzono w zakresie liczby Macha w kontrolnym przekroju wlotowym od 0,06 do 0,13. Badania ekperymentalne z wystarczającą dokładnością potwierdzają rezultaty rozważań teoretycznych. Na wykresie można zaobserwować, że krzywe charakteryzujące zmiany temperatury gazu w dyfuzorze termicznym przy przeływie przeciwpłdowym leżą nieco poniżej krzywych opisujących przepływ w układzie współpłdowym. Niewielkie różnice w tym przypadku można wyjaśnić małymi prędkościami przepływu wody w kanale o przekroju pierścieniowym, znajdującym się pomiędzy rurą wewnętrzną a zewnętrzną rurą obejmującą

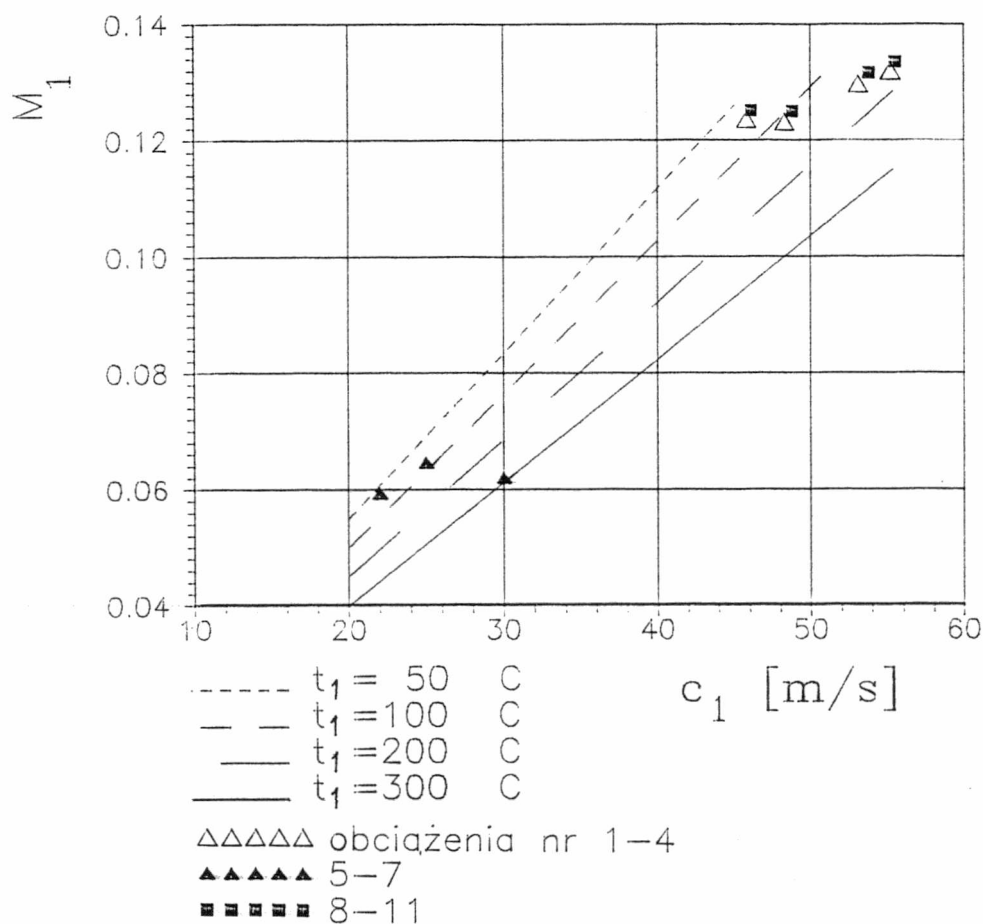
d) Zależność zmian liczby Macha w przekroju wylotowym w funkcji liczby Macha na wlocie



Rys. 5.4. Związek liczb Macha w przekrojach wlotowym i wylotowym dyfuzora termicznego

Pomiary prędkości w przekrojach kontrolnych dyfuzora prowadzono przy trzech wartościach współczynnika intensywności chłodzenia oraz dla 11 obciążeń. Dla wartości liczby Macha M_1 rzędu 0,06 wyniki badań eksperymentalnych wykazują dużą zgodność z charakterem graficznego przebiegu zależności teoretycznych. Jedynie punkt dotyczący $M_1 = 0,1213$ dla przepływu przeciwpądowego leży poniżej krzywej teoretycznej.

e) Zależność wlotowej liczby Macha w funkcji odpowiadającej jej prędkości c_1



Rys. 5.5. Zależność liczby Macha M w funkcji prędkości początkowej c_1

Na rysunku 5.5, we współrzędnych $c_1 - M_1$, naniesiono punkty pomiarowe odpowiadające jedenastu przebadanym obciążeniom dyfuzora. Przedstawiają one obszar zmienności tych wielkości w przyjętym programie eksperymentu.

Wartości liczby Macha w przekroju wlotowym zmieniały się w zależności od mocy załączonych grzałek elektrycznych, zainstalowanych w komorze grzewczo - wyrównawczej instalacji doświadczalnej. W wyniku podgrzewania powietrza, temperatura w przekroju wlotowym dyfuzora regulowana była w zakresie od temperatury otoczenia do wartości maksymalnych rzędu 280°C . To ograniczenie od góry stosowano w celu ominięcia niebezpieczeństwa przepalania się elementów grzejnych przy małych strumieniach objętości powietrza.

6. Dyskusja uzyskanych rezultatów

6.1. Analiza wyników pomiaru

Badania eksperymentalne przeprowadzono dla maksymalnego strumienia masy powietrza przy prędkościach wlotowych zawartych w granicach $c_1 = 20 \div 60$ m/s i temperaturach początkowych z przedziału $t_1 = 60 \div 250$ °C.

Pomiary wykonano dla 11 obciążeń w przepływie współprądowym i w układzie przeciwprądowym, podzielonych na trzy podstawowe grupy oznaczone różnymi symbolami graficznymi na rysunkach.

Analizę porównawczą danych teoretycznych z rezultatami badań eksperymentalnych przeprowadzono dla wszystkich obciążeń metodą graficzną. Na wykresach przedstawiających charakter zależności teoretycznych naniesiono punkty będące wynikiem przeliczeń rezultatów eksperymentalnych. Zmiany parametrów powietrza w kontrolnych przekrojach wlotowym i wylotowym w zależności od wartości liczby Macha na wlocie zilustrowano na rys. 5.1 - 5.4.

Przyrost ciśnienia statycznego następuje wraz z narastaniem wartości M_1 , co uwidoczniło na rys. 5.1. Badania przeprowadzono przy stopniu schłodzenia zawartym w przedziale $\bar{q} = 0,0724 \div 0,2880$. Należy zauważyć, że większym wartościom $\bar{q}$ odpowiada bardziej stromy przebieg krzywych, co jest wynikiem uzyskania wyższej wartości przyrostu ciśnienia statycznego w dyfuzorze. Wyniki badań potwierdzają więc rezultaty przeprowadzonej analizy teoretycznej.

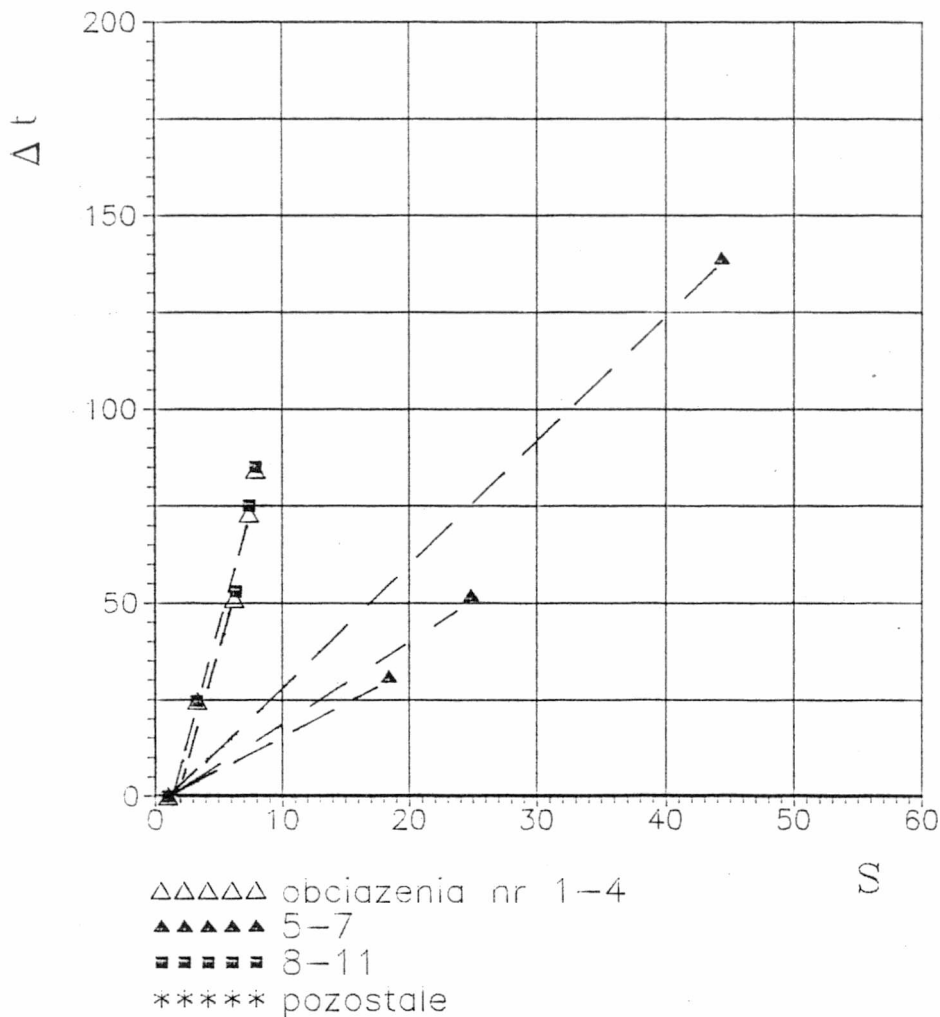
Wartość M_1 wpływa także na zmniejszenie prędkości w przekroju wylotowym, przedstawione na rys. 5.2. Przy takiej samej liczbie np. $M_1 = 0,13$ i stopniu schłodzenia $\bar{q} = 0,25$ spadek prędkości wylotowej wynosi 0,7, natomiast przy $\bar{q} = 0,07$ uzyskano $c_2/c_1 = 0,89$. Tak więc większa wartość współczynnika intensywności chłodzenia pozwala uzyskać wyższy efekt dyfuzorowy. Przebieg krzywych na wykresie charakteryzuje w sposób niepodważalny dyfuzorowy charakter przepływu gazu w wymienniku ciepła typu rura w rurze.

Zmiany temperatury statycznej powietrza w dyfuzorze termicznym zilustrowano na rys. 5.3. Określonej wartości prędkości M_1 przyporządkowany jest większy spadek temperatury wzdłuż kanału, dla wyższych wartości współczynnika intensywności chłodzenia. Punkty pomia-

rowe, zaznaczone na rysunku potwierdzają tą tendencję.

Na rys. 5.4. przedstawiono zależność pomiędzy prędkościami wlotową i wylotową zdefiniowaną przy pomocy wyróżników prędkości M_1 i M_2 . Każdej wartości prędkości początkowej M_1 odpowiada jednoznacznie określona wartość prędkości wylotowej M_2 . Dla dowolnego stopnia schłodzenia i założonej prędkości początkowej można określić nie tylko wartość prędkości M_2 , ale również parametry opisujące stan termodynamiczny gazu. Wyniki badań doświadczalnych i rezultaty analizy teoretycznej wykazują dobrą zgodność.

Na rys. 5.5. przedstawiono zakres zmienności wartości M_1 i c_1 w odniesieniu do uzyskanego na stanowisku badawczym przedziału temperatur powietrza w przekroju wlotowym (od 50 °C do 300 °C).



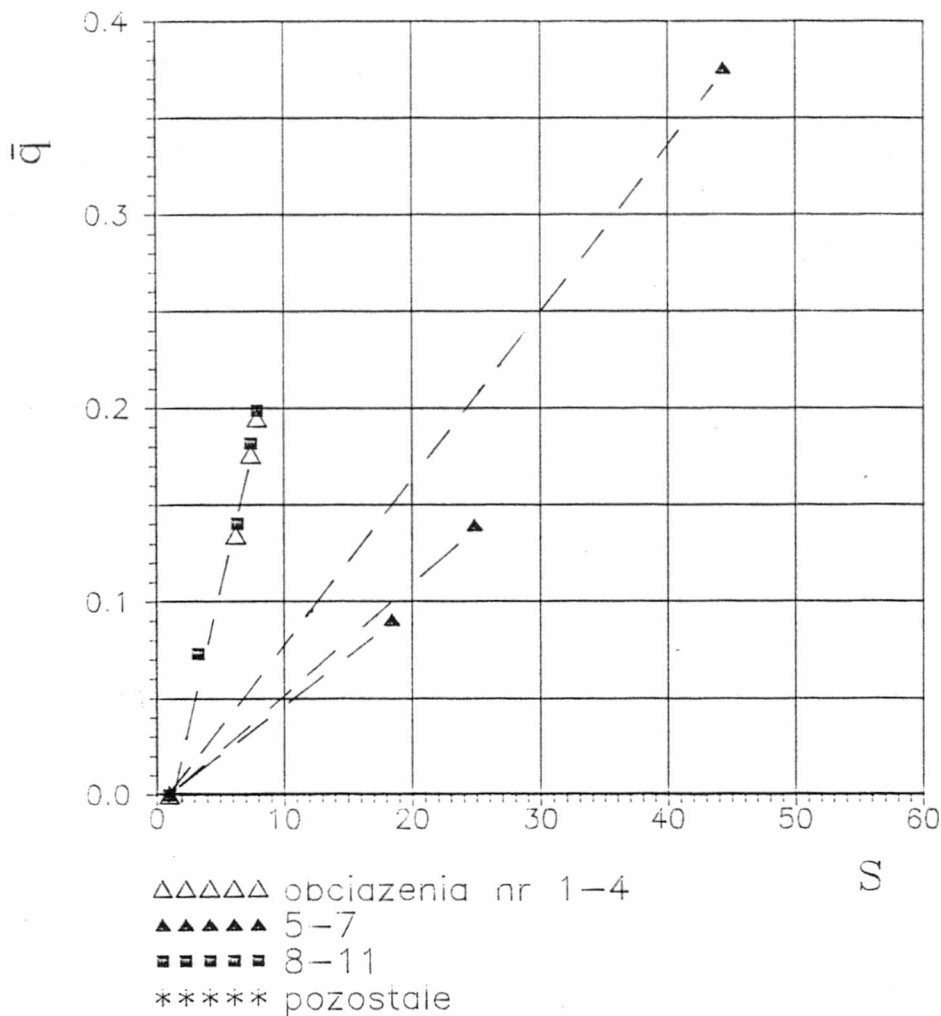
Rys. 6.1. Zależność $\Delta t = \Delta t (S, m)$

6.2. Wpływ kryterium dyfuzorowości

Przedmiotem analizy było także zbadanie związku wyprowadzonego w rozdziale 3 kryterium dyfuzorowości S (równanie 3.) z takimi wielkościami charakteryzującymi przepływ dyfuzorowy jak:

- spadek temperatury gazu Δt ,
- współczynnik intensywności chłodzenia $\bar{q}$,
- spadek prędkości gazu.

Wyniki przeprowadzonych rozważań przedstawione są na rysunkach 6.1÷6.3, gdzie wyżej wymienione wielkości są funkcjami argumentu S , ze strumieniem masy $\dot{m}$ jako parametrem.

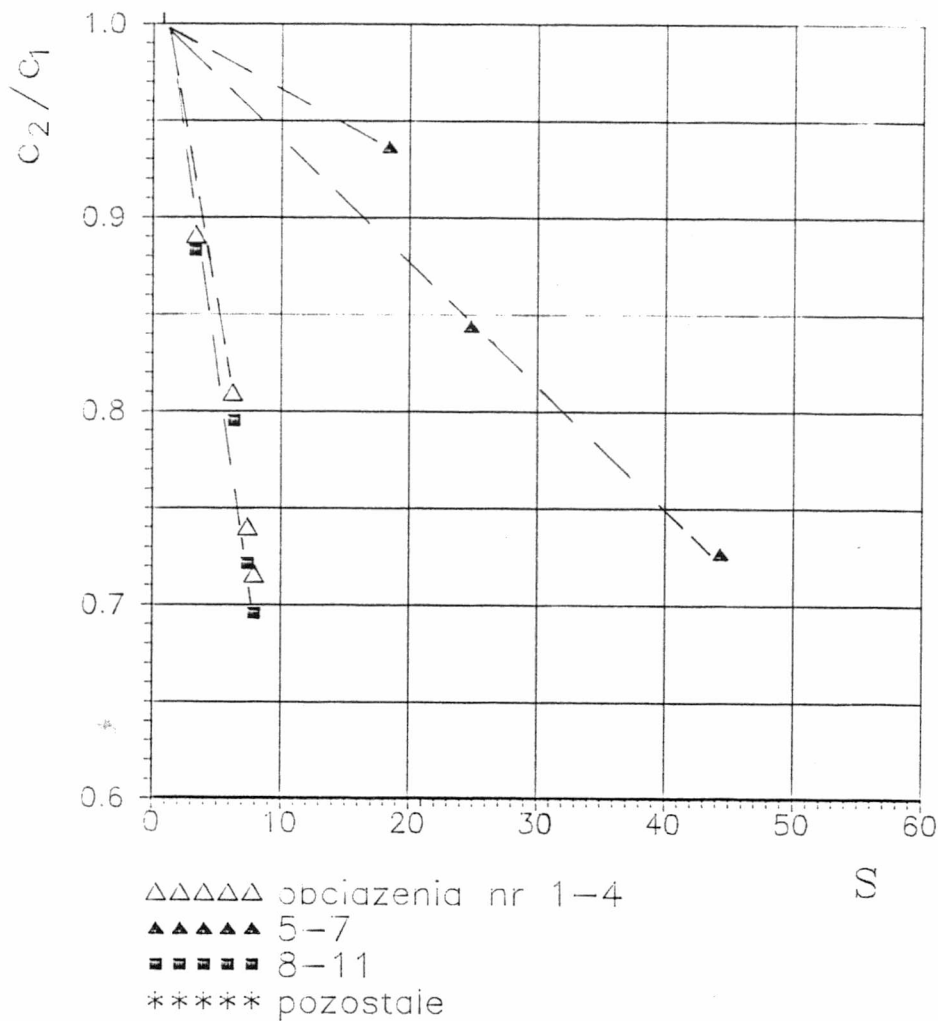


Rys. 6.2. Zależność $\bar{q} = \bar{q}(S, \dot{m})$

Na rysunku 6.1 wykreślono zależność $\Delta t(S)$ ze strumieniem masy jako parametrem. Pęk prostych wychodzi z punktu o współrzędnych

($S=1$, $\Delta t=0$), co wynika z definicji współczynnika dyfuzorowości przepływu gazu. Z rysunku widać, że ze wzrostem strumienia masy spada wartość stopnia dyfuzorowości S przy stałym schłodzeniu gazu. Nasuwa się także wniosek, że dla utrzymania stałego S koniecznym jest zapewnienie zwiększonego odbioru ciepła (wyższe Δt) ze wzrostem ilości przepływającego czynnika. W przypadku punktów położonych na najbardziej stromej linii na rys. 6.1, strumień masy był rzędu 32 kg, a jego wartość minimalna wynosiła tu

W prawie identyczny sposób skomentować można zależność $\bar{q}(S)$ przedstawioną na rysunku 6.2. Wyjaśnienie jest tu proste, ponieważ



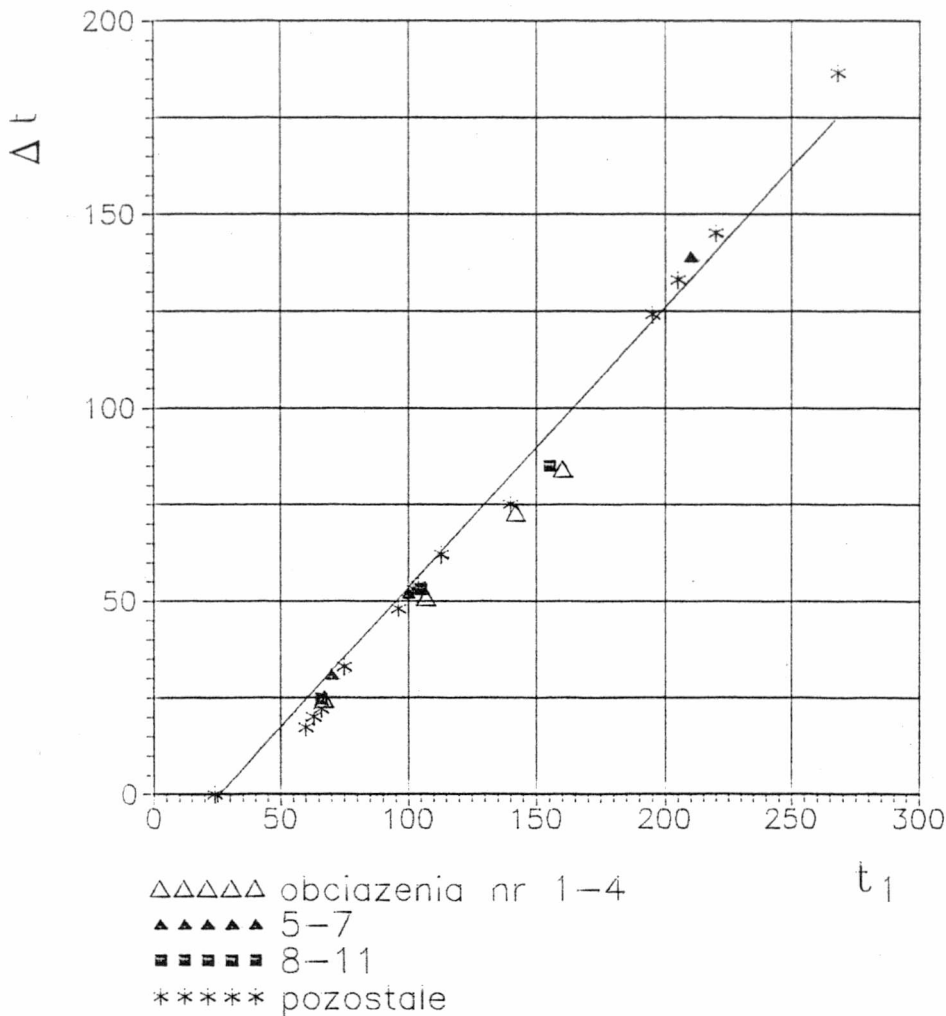
Rys. 6.3. Zależność $c_2/c_1 = f(S, m)$

współczynnik intensywności chłodzenia jest liniowo zależny od spadku temperatury gazu Δt .

Kolejny rysunek 6.3 ilustruje spadek prędkości w dyfuzorze, scharakteryzowany stosunkiem prędkości c_2/c_1 , w funkcji argumentu S . Podobnie jak na dwóch poprzednich wykresach, prosta dla $m=idem$ wychodzi z punktu o współrzędnych $(S=1, c_2/c_1=0)$. Z rysunku wynika, że zmniejszenie strumienia masy w dyfuzorze termicznym powoduje zdecydowany wzrost jego stopnia dyfuzorowości S , co jest wynikiem lepszego chłodzenia mniejszej ilości gazu.

6.3. Charakterystyka stanowiska doświadczalnego

Na rysunku 6.4. naniesiono we współrzędnych $t_1-\Delta t$ punkty, związane nie tylko z wymienionymi wcześniej 11 obciążeniami dyfuzora termicznego, ale także zaznaczono gwiazdkami wyniki innych pomiarów których nie analizowano w rozdziale 5.



Rys. 6.4. Charakterystyka stanowiska badawczego dla $tw_1 = 17 - 19^\circ\text{C}$

Okazało się, że wszystkie punkty leżą praktycznie na jednej linii prostej, które nazwano charakterystyką stanowiska pomiarowego.

Prosta powinna przecinać oś odciętych t_1 w punkcie, dla którego współczynnik dyfuzorowości przepływu S przybiera wartość równą jedności. Wtedy tylko bowiem spadek temperatury gazu jest zerowy. Położenie punktu przecięcia zależy od temperatury w przekroju kontrolnym na wlocie, czyli w danych warunkach badawczych praktycznie od temperatury powietrza otaczającego, skąd gaz zasysany jest do instalacji.

Większość pomiarów prowadzona była w okresie letnim kiedy temperatura wody chłodzącej pobieranej z sieci wahała się w przedziale 17° ÷ 19° C. Dla niższych temperatur t_{w1} , prosta będąca charakterystyką stanowiska doświadczalnego powinna przechodzić przez ten sam punkt przecięcia z osią t_1 , ale jej przebieg będzie bardziej stromy.

7. PODSUMOWANIE

Przedstawione w pracy wyniki rozważań teoretycznych i zrealizowany program doświadczalny pozwalają sformułować szereg uwag i spostrzeżeń dotyczących przepływu gazu w wymiennikach ciepła typu rura w rurze a pracujących jako tzw. dyfuzory termiczne.

Stanowisko doświadczalne o długości $l/d=100$ i chłodzone wodą z sieci, umożliwiało uzyskanie maksymalnych prędkości wlotowych $c_{1max} \approx 60$ m/s w zależności od strumienia energii cieplnej, dostarczonego przepływającemu gazowi od zainstalowanych 4 grzałek elektrycznych o łącznej mocy 8 kW. W zaplanowanych warunkach laboratoryjnych uzyskano poszukiwany efekt dyfuzorowy (maksymalny spadek prędkości wzdłuż badanego kanału określony stosunkiem c_2/c_1 osiągnął wartość równą 0,7) dla przepływu w rurze o stałym przekroju poprzecznym, chłodzonej wodą.

Ten efekt może być wcześniej oszacowany za pomocą nowo wprowadzonego kryterium dyfuzorowości przepływu gazu S , dla wymienników ciepła typu rura w rurze.

Badania przeprowadzono w dolnym zakresie przepływów poddźwiękowych, mając na uwadze późniejsze wykorzystanie rezultatów do uwzględnienia właściwości przepływu dyfuzorowego w procesie projektowania tego rodzaju wymienników ciepła. Należy zaznaczyć, że straty ciśnienia podczas przepływu gazu chłodzonego, będą w tym przypadku znacznie niższe. Jest to wynikiem pewnego "odzysku" ciśnienia wzdłuż rozpatrywanego kanału, związanego z występowaniem wspomnianego wyżej efektu dyfuzorowego.

Badania przeprowadzono w układach współprądowym i przeciwproudowym, jednak uzyskane rezultaty różnią się tylko nieznacznie w obydwu przypadkach. Zjawisko to daje się łatwo wytłumaczyć faktem, że w istniejących warunkach laboratoryjnych nie można było uzyskać większych prędkości wody chłodzącej aniżeli 0,3 m/s. W takim przypadku różnica pomiędzy chłodzeniem współprądowym i przeciwproudowym jest w istocie niewielka.

Reasumując należy zwrócić uwagę na nieco inne, niż tylko z punktu widzenia teorii wymiany ciepła, potraktowanie całego problemu i analizowanie zjawiska przepływu gazu w wymienniku ciepła typu rura w rurze, jako przepływu w dyfuzorze termicznym, a więc jako typowego przepływu dyfuzorowego, związanego z występowaniem dodatnich wartości wzdłużnego gradientu ciśnienia.

LITERATURA

- [1] ABROMOWITSCH G. N., Angewandte Gasdynamik, Veb. Verlag Technik, Berlin 1958.
- [2] BELJANIN N. M., O dviženii gaza s treniem i teploobmenom v kanale postojannogo sečenija, Inženerno-fizičeskij žurnal, nr 3, 1964, s. 122-125.
- [3] BORON W., SEMICZEK - SZULC S., Przepływ powietrza przewodem o stałym przekroju z równoczesnym wtryskiem wody, Instytut Inżynierii Chemicznej i Urządzeń Ciepłych PWr., Komunikat nr 135/75, Wrocław 1975.
- [4] BOSJANKOWIČ Fr., Technische Thermodynamik, B. I, Dresden, Verlag Theodor Steinkopf, 1967.
- [5] BRODOWICZ K., Teoria wymienników ciepła i masy, PWN, Warszawa 1982.
- [6] BULZAK - MROZOWSKA E., Funkcje dynamiczne gazu wymieniającego ciepło ze ścianką przewodu o stałym przekroju, Pr. Nauk. Inst. Inż. Chem. i Urządz. Ciepłn. PWr., nr 55, Seria: Monografie nr 31, Wrocław 1989.
- [7] COLBURN A. P., A method of correlating forced convection heat transfer data and a comparison with fluid friction, Int. J. of Heat and Mass Transfer, Vol. 7, 1964, p. 1359-1384.
- [8] DANIŁOWA G. N., FIŁATKIN W. N., CZERNAJA R. G., SZCZERBOW M. G. Zbiór zadań i obliczeń z przepływu ciepła, WNT, Warszawa 1965.
- [9] DEJČ M. E., ZARJANKIN A. E., Gazodynamika diffuzorov i vychlopnyh patrubkov turbomašin, Izdatelstvo Energija, Moskva 1970.
- [10] DEJČ M. E., ZARJANKIN A. E., Gidrogazodynamika, Energoatomizdatelstvo, Moskva 1984.
- [11] DORFMAN A. Š., NAZARUK M. M., POLSKIJ N. I., SAJKOVSKIJ M. I., Aerodynamika diffuzorov i vychlopnyh patrubkov turbomašin, Izdatelstvo AN USSR, Kiev 1960.
- [12] DOWKONTT J., Teoria silników cieplnych, PWN, Warszawa 1962.
- [13] DZYGADŁO Z., ŁYZWIŃSKI M., OTYS J., SZCZECIŃSKI S., WIATREK R., Napędy lotnicze. Zespoły wirnikowe silników turbinowych, Wydawnictwa Komunikacji i Łączności, Warszawa 1982.
- [14] FOLTAŃSKA-WERSZKO D., Teoria systemów cieplnych. Termodynamika, Politechnika Wrocławska, Wrocław 1987.
- [15] GOLIŃSKI I. A., O pewnych aspektach badań przepływu powietrza z jednoczesną wymianą ciepła. Zagadnienia maszyn przepływowych, PWN, Warszawa 1968, s. 237-254.
- [16] GOLIŃSKI J. A., TROSKOLAŃSKI A. T., Zarys dynamiki gazów, Politechnika Wrocławska, Wrocław 1970.
- [17] GUNDLACH W., Maszyny przepływowe, Cz. II, PWN, Warszawa 1971.
- [18] HOBLER T., Ruch ciepła i wymienniki, WNT, Warszawa 1979.
- [19] JESIONEK K. J., Obliczanie wielkości charakteryzujących przepływ dyfuzorowy, Inst. Tech. Ciepłn. PWr, Raport nr I-20/R-22/

78, Wrocław 1978.

- [20] JESIONEK K. J., Analiza nieściśliwego przepływu dyfuzorowego i powstających strat, Pr. Nauk. Inst. Techn. Ciepln. PWr., nr 43, Seria: Monografie nr 21, Wrocław 1992.
- [21] JESIONEK K. J., WANIEK E., WIEWIÓROWSKA M., WYSZYŃSKI R., ZARJANKIN A. E., Analiza przepływu w dyfuzorze termicznym (Stanowisko badawcze), Instytut Techniki Cieplnej i Mechaniki Płynów PWr, Raport nr SPR/S-52/92, Wrocław 1992.
- [22] JESIONEK K. J., WIEWIÓROWSKA M., Stanowisko do badań struktury strumienia w kanałach maszyn i urządzeń przepływowych, Instytut Techniki Cieplnej i Mechaniki Płynów PWr., Raport nr SPR/S-66/85, Wrocław 1985.
- [23] JESIONEK K. J., WIEWIÓROWSKA M., ZARJANKIN A. E., Kryterium dyfuzorowości przepływu gazu dla wymiennika ciepła typu rura w rurze, Inst. Tech. Ciepln. PWr, Raport nr I-20/PRE-3/93, Wrocław 1993, (referat zgłoszony na XV Zjazd Termodynamików).
- [24] KOLAR V., Heat transfer in turbulent flow of fluids through smooth and rough tubes, Int. J. of Heat and Mass Transfer, Vol. 8, 1965, p. 639-653.
- [25] MADEJSKI J., Wymiana ciepła w turbinach cieplnych, WPAN, 1988.
- [26] MODLIŃSKI Z., WANIK A., ZEMBRZUSKI M., Analiza procesu wymiany ciepła w początkowych odcinkach rur gładkich i wymiennikach ciepła typu rura w rurze, [w:] XII Zjazd Termodynamików, Kraków 1984, s. 583-588.
- [27] NIERADKO J., WIERCIGROCH K., Opracowanie metody teoretycznego wyznaczania charakterystyk cieplno-przepływowych procesu przekazywania ciepła w rurach oraz w wymienniku ciepła typu rura w rurze, Praca magisterska, Wydział Mechaniczno-Energetyczny PWr., Wrocław 1983.
- [28] NIKURADSE J., Strömungsgesetze in rauhen Rohren, VDI Forschungsheft nr 361, 1933.
- [29] PERKINS H. C., WORSOE-SCHMIDT P. M., Turbulent heat and momentum transfer for gases in a circular tube at wall to bulk temperature ratios to seven, Int. J. of Heat and Mass Transfer, Vol. 8, 1965, p. 1011-1031.
- [30] PIETROWSKI J. W., FASTOWSKI W. G., Współczesne wysokosprawne wymienniki ciepła, WNT, Warszawa 1964.
- [31] PINKEL B., A summary of NACA research on heat transfer and friction for air flowing through tube with large temperature difference, ASME-Transactions, Vol. 76, 1954.
- [32] SEMICZEK - SZULC S., Analiza zmienności parametrów powietrza chłodzonego w przewodzie o stałym przekroju przy przepływie poddźwiękowym, Instytut Inżynierii Chemicznej i Urządzeń Ciepłych PWr., Komunikat nr 24/73, Wrocław 1973.
- [33] SEMICZEK-SZULC S., Badanie wymiany ciepła między powietrzem a ścianką przy dużych prędkościach przepływu (dla liczb Macha poniżej jedności), Praca doktorska, Politechnika Wrocławska, Wrocław 1970.
- [34] SEMICZEK-SZULC S., BORON W., Ciepło wymienione z otoczeniem a ciepło przemiany politropowej dla przepływów poddźwiękowych,

Instytut Inżynierii Chemicznej i Urządzeń Ciepłych PWr., Komunikat nr 57/73, Wrocław 1973.

- [35] SHAPIRO A. H., The dynamics and thermodynamics of compressible fluid flow, New York, The Ronald Press Co., 1953, Vol. I - II.
- [36] STANISZEWSKI B., Wymiana ciepła. Podstawy teoretyczne, PWN, Warszawa 1963.
- [37] STANISZEWSKI B., Wymiana ciepła. Zadania i przykłady, PWN, Warszawa 1965.
- [38] SZARGUT J., Teoria procesów cieplnych, PWN, Warszawa 1973.
- [39] SZARGUT J., GUZIK A., GÓRNIAK H., Programowany zbiór zadań z termodynamiki technicznej, PWN, Warszawa 1979.
- [40] SZARGUT J., Termodynamika, PWN, Warszawa 1985.
- [41] SZARGUT J., Termodynamika techniczna, PWN, Warszawa 1991.
- [42] TULISZKA E., Sprężarki, dmuchawy i wentylatory, WNT, Warszawa 1976.
- [43] VULIS L. A., Termodinamika gazowych potoków, M.: GEIZ, Leningrad 1950.
- [44] WANIK A., Model matematyczny procesów cieplno - przepływowych w płaszczowo - rurowych wymiennikach ciepła, Pr. Nauk. Inst. Techn. Ciepln. PWr., nr 41, Seria: Monografie nr 19, Wrocław 1991.
- [45] WAWSZCZAK W., General and uniform investigation method of one-dimensional models of flow, Zeszyty Naukowe Politechniki Łódzkiej nr 578, Seria: Mechanika nr 78, Łódź 1990.
- [46] WISNIEWSKI S., Wymiana ciepła, PWN, Warszawa 1988.
- [47] ZARJANKIN A. E., O metodike integralnych ispytaniij diffuzorov i vychlopnykh patrubkov, Teploenergetika, 1962, No 3, s. 89-91.
- [48] ZARJANKIN A. E., Osobennosti diffuzornych tečenij i ispolzovanie ich pri sovershenstvovanii teplotechničeskogo oborudovanija TES, Tjaželoje mašinostroenie, 1990, No 4, s. 10-13.
- [49] ZARJANKIN A. E., GRIBIN V. G., PARAMONOV A. N., Nekotorye puti povyšeniija aerodinamičeskoj nagruzki na diffuzornye elementy turbomašin, Izv. AN SSSR, OTN, 1989, No 2, s. 40-44.
- [50] ZARJANKIN A. E., IGNATIEVSKAJA L. A., JESIONEK K. J., WIEWIÓROWSKA M. M., Właściwości fizyczne ruchu płynu w dyfuzorach termicznych, Instytut Techniki Ciepłej i Mechaniki Płynów PWr Raport nr I-20/PRE-31/92, Wrocław 1992, [w:] X Krajowa Konferencja Mechaniki Płynów, Sarnówek, Wrzesień 1992.

Program komputerowy do obliczania rozkładu prędkości
wzdłuż linii sondowania

```
Program rozklad;  
(Obliczanie rozkładu predkosci i strumienia masy w przekroju kolowym)  
uses Crt,Dos,Grex;  
const pi=3.14159265359;  
      L=3;  
      NN=34;  
      NP=17;  
      d= 0.028;  
      dr=0.000848;  
type SeriesN = array [1..NN] of real;  
      SeriesP = array [1..NP] of real;  
      DataX = array [1..L,1..NN] of real;  
var c: char;  
    i,j,k,M,t: integer;  
    a,H,prz,roc,rop,sua,suv,sum,SA,SM,SV,w: real;  
    X1,X2,X3,Wh,Wv: SeriesN;  
    Ai,Mi,Vi,Ws: SeriesP;  
    Xx: DataX;  
    st,st_:string;  
    Tx1,Tx2:text;  
(----- P R O C E D U R Y -----)  
procedure Data(L,N:integer; var X:DataX);  
var b: real;  
    T: text;  
    s: string;  
    tf: boolean;  
begin  
  assign(T,'mw\wg1k130.dat');      ('mw\ nazwa zbioru danych')  
  reset(T);  
  i:=0; j:=1; s:=''; tf:=true;  
  while not (EOF(T)) do begin  
    read(T,c);  
    if c='(' then tf:=false;  
    if (tf)and(c<>#13)and(c<>#10) then begin  
      if c=' ' then begin  
        if s<>' ' then begin  
          inc(i); if i>L then begin i:=1; inc(j) end;  
          val(s,b,k); if j<(N+1) then X[i,j]:=b; s:=' '  
        end;  
      end  
      else s:=s+c;  
    end;  
    if c=')' then tf:=true;  
  end;  
end; (Data)  
(----- P R O G R A M -----)  
begin  
  ClrScr;  
  Data(L,NN,Xx);  
  assign(Tx1,'mw\wg1k130');      ('mw\nazwa zbioru wynikow')  
  assign(Tx2,'C:\graph\wg1k130.dat');  (  
  rewrite(Tx1);  
  rewrite(Tx2);
```

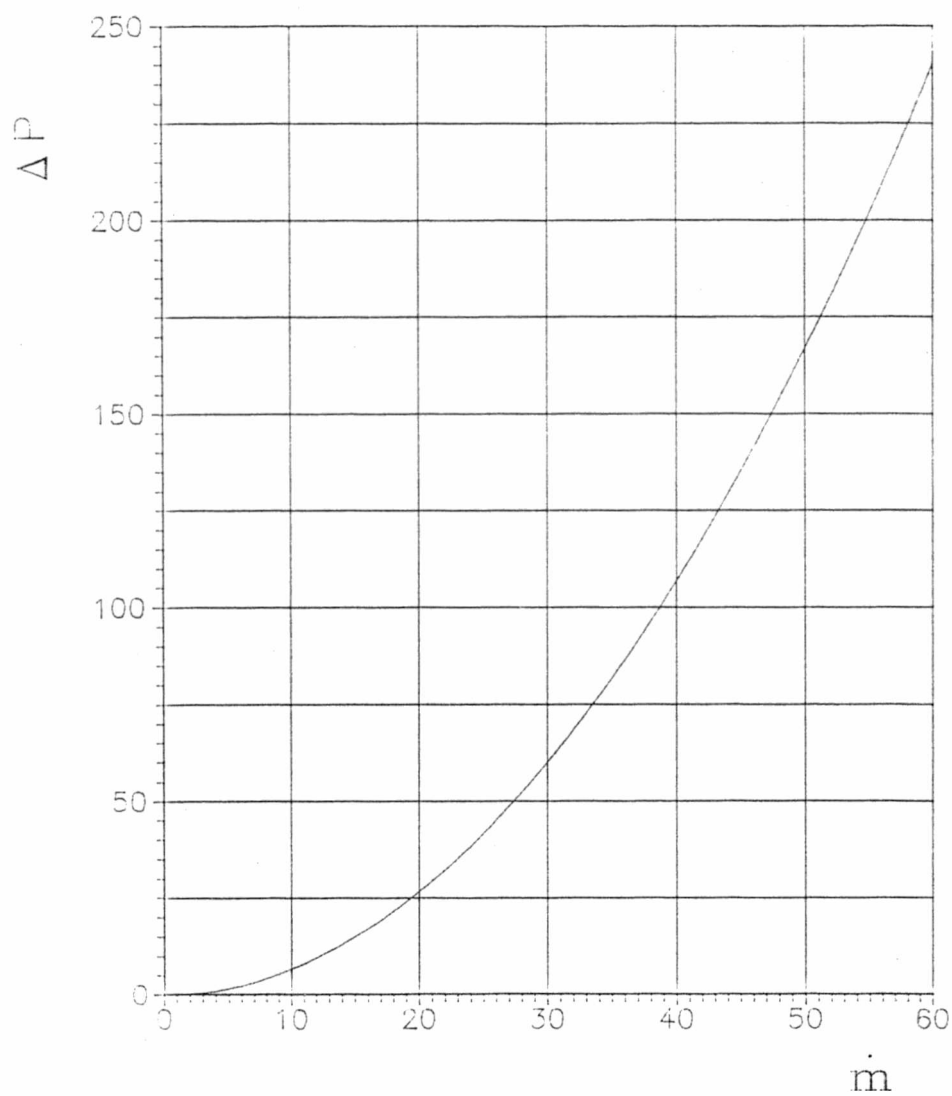


```
for t:=1 to NN do begin
  X1[t]:=Xx[1,t];
  X2[t]:=Xx[2,t];
  X3[t]:=Xx[3,t];
end;
ClrScr;

rop:= 1.1812;
roc:= 789.0;
prz:= 1.0;

for t:=1 to NN do begin
  Wh[t]:=sqrt(2*9.81*roc*X2[t]/prz/rop/1000);
  Wv[t]:=sqrt(2*9.81*roc*X3[t]/prz/rop/1000);
  writeln(' ',X1[t]:3:0,X2[t]:7:0,Wv[t]:8:3,X3[t]:7:0,Wh[t]:8:3);
  if (t=20) or (t=34) then begin
    PrtScKey(i);
  end;
end;
writeln;
( writeln('rop=',rop:6:4,'      roc=',roc:6:4) '      przel=',prz:6:4 )
  for i:=1 to NP do begin
    j:=35-i;
    Ws[i]:=0.25*(Wh[i]+Wv[i]+Wh[j]+Wv[j]);
    end;
    for t:=1 to NN do begin
      st_:='';
      a:=X1[t];          str(a:3:0,st); st_:=st_+' '+st;
      a:=X2[t];          str(a:7:0,st); st_:=st_+' '+st;
      a:=X3[t];          str(a:7:0,st); st_:=st_+' '+st;
      a:=Wv[t];          str(a:8:3,st); st_:=st_+' '+st;
      a:=Wh[t];          str(a:8:3,st); st_:=st_+' '+st;
      writeln(Tx1,st_);
    end;
    for t:=1 to NP do begin
      Ai[t]:=pi*dr*(d-(2*t-1)*dr);
      Vi[t]:=Ai[t]*Ws[t];
      Mi[t]:=Vi[t]*rop;
      writeln(' ',t:3,' ',Ai[t]:12:11,' ',Vi[t]:10:9,' ',
        Mi[t]:10:9);
    end;
    sua:=0;
    sum:=0;
    suv:=0;
    for t:=1 to NP do begin
      sua:=sua+Ai[t];
      sum:=sum+Mi[t];
      suv:=suv+Vi[t];
    end;
    SA:=sua;
    SM:=sum;
    SV:=suv;
    writeln;
    writeln(' ',SA:12:11,' ',SV:10:9,' ',SM:10:9);
    for t:=1 to NP do begin
      st_:='';
      a:=X1[t];          str(a:3:0,st); st_:=st_+' '+st;
```

```
a:=Ws[t];          str(a:6:4,st); st:=st+' '+st;
a:=Ai[t];          str(a:9:8,st); st:=st+' '+st;
a:=Vi[t];          str(a:9:8,st); st:=st+' '+st;
a:=Mi[t];          str(a:8,st); st:=st+' '+st;
writeln(Tx1,st_);
end;
st_:='';
a:=SA;             str(a:12:10,st); st:=st+' '+st;
a:=SV;             str(a:12:10,st); st:=st+' '+st;
a:=SM;             str(a:12:10,st); st:=st+' '+st;
writeln(Tx1,st_);
  for t:=1 to NN do begin
    st_:='';
    a:=Xi[t];       str(a:3:0,st); st:=st+' '+st;
    a:=Wv[t];       str(a:8:3,st); st:=st+' '+st;
    a:=Wh[t];       str(a:8:3,st); st:=st+' '+st;
    writeln(Tx2,st_);
  end;
writeln(^G);
close (Tx1);
close (Tx2);
repeat until KeyPressed;
end.
```



Charakterystyka dopływowej kryzy pomiarowej

