

WYZNACZANIE WSPÓŁCZYNNIKÓW TRANSPORTU W GAZACH ZA POMOCĄ RUR UDERZENIOWYCH

A. S. CUKROWSKI, J. LUBOŃSKI, Z. A. WALENTA (WARSZAWA)

1. WSTĘP

W ostatnich latach wzrosło zainteresowanie możliwościami zastosowania rur uderzeniowych do badania zjawisk fizykochemicznych występujących w gazach (por. np. [1, 2, 3 i 4]).

Obok badań reakcji chemicznych, procesów dysocjacji i jonizacji, do których rury uderzeniowe są szczególnie przydatne, znajdują one również zastosowanie do badania zjawisk transportowych [5]. Mimo że dokładność pomiaru jest tu stosunkowo mała, badania w rurach uderzeniowych są bardzo cenne, ponieważ pozwalają wyznaczać wielkości transportowe w zakresach temperatur trudno osiągalnych lub wręcz nieosiągalnych przy stosowaniu innych metod. Najbardziej rozwinięte są badania procesów relaksacyjnych [5], lecz zasługują na uwagę również rezultaty uzyskane przy pomiarze klasycznych współczynników transportu takich, jak współczynniki lepkości i przewodnictwa cieplnego.

Niniejszy artykuł zawiera omówienie możliwości zastosowania rur uderzeniowych do wyznaczania tych współczynników.

Układ artykułu jest następujący. W punkcie 2 omówiono zjawiska zachodzące w stosowanych w praktyce rurach uderzeniowych. Punkt 3 poświęcono dyskusji fenomenologicznego i molekularnego sensu współczynników transportu. Punkt 4 zawiera przegląd możliwości wyznaczania współczynników transportu w rurach uderzeniowych wraz z omówieniem metod stosowanych w praktyce. Dodatkowo załączone jest zestawienie znanych autorom prac poświęconych wyznaczaniu współczynników transportu w rurach uderzeniowych.

2. ZJAWISKA ZACHODZĄCE W RURACH UDERZENIOWYCH

Klasyczna rura uderzeniowa [6, 7 i 8] jest to zamknięty na obu końcach kanał o przekroju najczęściej stałym, w najprostszym przypadku podzielony na dwie części łatwą do usunięcia membraną. W części rury, zwanej ciśnieniową, przed doświadczeniem znajduje się pod wysokim ciśnieniem gaz napędzający. W części, zwanej próżniową, znajduje się pod odpowiednio niższym ciśnieniem gaz roboczy. Zjawiska zachodzące w tym gazie podczas pracy rury są przedmiotem badania.

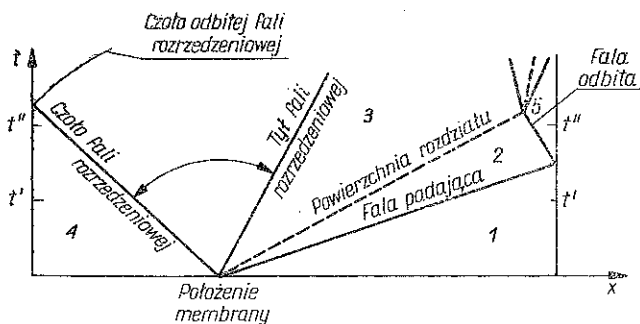
Praca rury rozpoczyna się z chwilą rozerwania membrany. Gaz napędzający rozpręża się i wpływa do części próżniowej, popychając przed sobą gaz roboczy. Przed powierzchnią styku gazu napędzającego i roboczego (zwaną powierzchnią rozdziału) w gazie roboczym rozchodzi się fala uderzeniowa. Porusza się ona szybciej niż powierzchnia rozdziału. Prędkość jej jest przy tym z reguły większa niż prędkość dźwięku w gazie roboczym. Równocześnie w gazie napędzającym, w kierunku przeciwnym do ruchu fali uderzeniowej, rozchodzi się fala rozrzedzeniowa.

W dalszym ciągu następuje odbicie fal od końców rury, ich oddziaływania ze sobą oraz z powierzchnią rozdziału, aż do całkowitego wythumienia ruchu gazu w wyniku działania czynników dysypatywnych.

Eksperymentatora z reguły interesuje tylko początkowy okres pracy rury: zanim fala rozrzedzeniowa odbita od końca części ciśnieniowej nie dojdzie do końca części próżniowej. Dla uproszczenia opisu zjawisk w rurze w tym okresie wprowadza się zwykle następujące założenia:

- 1) gaz jest nielepekki, nie przewodzi ciepła i nie zachodzą w nim inne procesy dysypatywne, w szczególności nie zachodzi mieszanie na powierzchni rozdziału;
- 2) cienka i płaska membrana pęka nieskończenie szybko, nie dając żadnych pozostałości zakłócających przepływ;
- 3) rura jest sztywna i jej przekrój jest stały.

Przy spełnieniu takich założeń rozchodzące się w rurze fale uderzeniowe są płaszczyznami prostopadłymi do jej osi, a przepływ jest jednowymiarowy.



Rys. 1

Obraz zjawisk zachodzących w rurze uderzeniowej w początkowym okresie jej pracy, przy spełnieniu powyższych założeń, pokazany jest na rys. 1. Użyty został układ współrzędnych x, t , gdzie x jest współrzędną mierzoną wzdłuż osi rury, a t czasem. W układzie tym przekroje rysunku prostymi równoległymi do osi odciętych ilustrują stan zjawisk w rurze w danych chwilach, przekroje zaś prostymi równoległymi do osi rzędnych podają przebiegi zjawisk w określonych punktach rury. Na rys. 2 i 3 przedstawione są schematycznie profile ciśnienia i temperatury w chwilach t' i t'' zaznaczonych na rys. 1.

Wszelkie pomiary prowadzone w rurach uderzeniowych dotyczą na ogół pierwotnej i odbitej fali uderzeniowej oraz obszarów między pierwotną falą uderzeniową

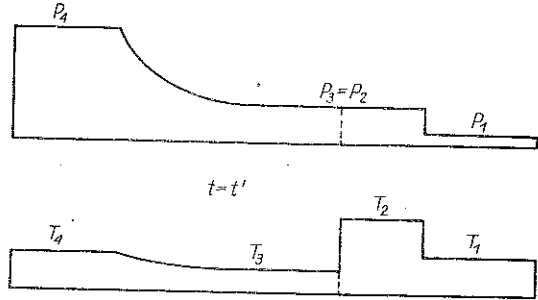
a powierzchnią rozdziału (obszar 2 na rys. 1) i między falą odbitą od końca rury a końcem rury (obszar 5 na rys. 1).

W obu tych obszarach temperatura gazu roboczego jest wyższa od temperatury początkowej i równej jej zazwyczaj temperatury ścianek rury. Różnica między nimi polega na tym, że w obszarze 2 gaz ma skończoną, zazwyczaj dość wysoką prędkość, podczas gdy w obszarze 5 prędkość gazu jest równa zeru.

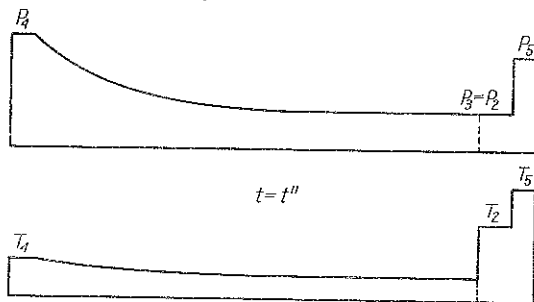
Jak widać z rys. 1, «czas istnienia» obu tych obszarów jest tym dłuższy, im dłuższa jest rura uderzeniowa.

Przytoczone wyżej założenia w rzeczywistości nie są spełnione. W szczególności czas rozrywania membrany jest stosunkowo długi, co powoduje, że fala uderzeniowa formuje się nie od razu, a dopiero w pewnej odległości od membrany. W wyniku działania

lepkości i przewodnictwa cieplnego fala uderzeniowa nie jest powierzchnią geometryczną, a warstwą o skończonej grubości. Zjawiska te powodują także powstawanie warstwy przyściennej, która wywołuje spadek prędkości fali uderzeniowej, wzrost prędkości powierzchni rozdziału, a ponadto zakrzywienie fali uderzeniowej



Rys. 2



Rys. 3

i niejednorodność przepływu. Sytuację pogarszają jeszcze procesy mieszania na powierzchni rozdziału.

W wyniku powyższych przyczyn zwiększanie długości rury powyżej pewnej wartości okazuje się niecelowe, gdyż nie daje dalszego wydłużenia czasu pomiaru. Ogranicza to osiągalne w rurach uderzeniowych czasy pomiarowe do wartości na ogół

nie przekraczających paru milisekund. Określa to z kolei rodzaj i stopień trudności eksperymentalnych występujących przy pracy z rurami uderzeniowymi. Trudności te polegają na konieczności bardzo szybkiego wykonania pomiarów, co wymaga odpowiednich urządzeń pomiarowych, pełnej automatyzacji procesu itd.

Jeżeli dla przeprowadzenia pełnego pomiaru potrzebne jest więcej niż jedno doświadczenie, to dodatkowo brak powtarzalności warunków związany głównie z niedoskonałym rozrywaniem membrany powoduje istotne pogorszenie dokładności wyników.

Reasumując powyższe należy stwierdzić, że w klasycznej rurze uderzeniowej można wytworzyć fale uderzeniowe o liczbach Macha M_s rzędu kilkunastu, tzn.

o prędkościach przekraczających prędkość dźwięku w gazie niezaburzonej kilkanaście razy. Fale takie nagrzewają gaz do temperatury kilku tysięcy stopni Kelwina z tym, że gaz pozostaje w tej temperaturze przez okres na ogół nie przekraczający jednej milisekundy.

W rurach o konstrukcjach specjalnych, w których wykorzystuje się różne metody grzania gazu napędzającego, odpowiednie wartości graniczne wynoszą: dla liczby Macha rzędu kilkudziesięciu, dla temperatury — kilkadziesiąt tysięcy stopni Kelwina.

Rura uderzeniowa może więc być traktowana z jednej strony jako generator fal uderzeniowych, z drugiej — jako piec, pozwalający na bardzo szybkie nagrzanie gazu i przetrzymanie go w wysokiej temperaturze przez określony przeciąg czasu. Zaletą rury jako pieca jest szybkość nagrzewania gazu oraz duży zakres temperatur, wadą — krótkość czasu, w ciągu którego gaz może być przetrzymywany w podniesionej temperaturze.

3. WSPÓLCZYNNIKI TRANSPORTU

Współczynniki transportu jako wielkości charakteryzujące zjawiska transportu w gazach mogą być wprowadzone dla gazów jednoatomowych, wieloatomowych, mieszanin wieloskładnikowych itd.

W tym punkcie ograniczymy się jednak do rozważania zjawisk transportu w przypadku możliwie prostym i dlatego w dalszym ciągu będziemy przyjmowali następujące założenia upraszczające:

- 1) gaz jest jednoatomowy, składa się tylko z jednego rodzaju atomów; ponadto wykluczamy możliwość zachodzenia w nim procesów jonizacji i promieniowania;
- 2) przepływ jest jednowymiarowy.

W omawianym przypadku na gruncie teorii fenomenologicznej współczynniki transportu definiuje się w sposób następujący:

Współczynnik lepkości η wprowadza się z dokładnością do stałej multiplikatywnej — $4/3$ jako współczynnik proporcjonalności między nierównowagową częścią tensora ciśnienia $p_{xx} - p$, zwanego również tensorem gęstości strumienia pędu, i gradientem prędkości v_x :

$$(3.1) \quad p_{xx} - p = -\frac{4}{3} \eta \frac{\partial v_x}{\partial x},$$

gdzie x oznacza współrzędną, a p ciśnienie hydrostatyczne (często wprowadza się tensor naprężeń σ , który od nierównowagowej części tensora ciśnienia różni się tylko znakiem: $\sigma_{xx} = p - p_{xx}$).

Współczynnik przewodnictwa cieplnego określamy jako współczynnik proporcjonalności między wektorem natężenia strumienia ciepła q_x , a gradientem temperatury T :

$$(3.2) \quad q_x = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x}.$$

Tego rodzaju zależności liniowe, jak również inne podobne odkryte doświadczalnie, uzyskały teoretyczne potwierdzenie na gruncie liniowej termodynamiki procesów nieodwracalnych [9 i 10]. W teorii tej przyjmuje się liniowe zależności między tzw.

przepływami i siłami termodynamicznymi. Przepływy opisują procesy transportu rozpatrywanych wielkości, siły zaś termodynamiczne są bodźcami wywołującymi te procesy i wyrażają się jako gradienty pewnych wielkości.

Wprowadzone definicje (3.1) i (3.2) przedstawiają właśnie takie liniowe zależności. Z występującymi w nich gradientami prędkości i temperatury związany jest odpowiednio transport pędu wyrażany przez nierównowagową część tensora ciśnienia $p_{xx}-p$ i transport energii wewnętrznej (drogą przewodnictwa cieplnego), wyrażony przez q_x . Zarówno $p_{xx}-p$ jak q_x mogą być traktowane jako przepływy termodynamiczne.

W równaniach (3.1) i (3.2) nie uwzględnia się efektów krzyżowych, związanych z wpływem gradientu prędkości na przepływ ciepła i wpływem gradientu temperatury na nierównowagową część tensora ciśnienia. Wynika to z zasady Curie, w myśl której w ramach liniowej termodynamiki procesów nieodwracalnych siły termodynamiczne, będące tensorami danej walencji, nie mogą mieć wpływu na przepływy będące tensorami o walencji o jeden mniejszej lub większej.

Należy zwrócić uwagę na to, że w pierwszej definicji występuje ten sam współczynnik lepkości, który w przypadku dwuwymiarowym dotyczy transportu pędu w kierunku prostopadłym między warstwami płynu poruszającymi się z różnymi prędkościami. W definicji (3.1) nie występuje w ogóle współczynnik lepkości objętościowej (dylatacyjnej), który należałoby wprowadzić w przypadku uwzględniania procesów relaksacyjnych, np. dotyczących rotacji i wibracji cząsteczek.

Pragniemy podkreślić, że z przyjęcia formalizmu liniowej termodynamiki procesów nieodwracalnych wynika jedynie, że współczynniki η i λ nie zależą od gradientów wielkości występujących przy ich definicjach. Współczynniki η i λ mogą jednak być i są funkcjami temperatury, co powoduje komplikacje przy ich wyznaczeniu.

Należy pamiętać, że zakres stosowalności liniowej termodynamiki procesów nieodwracalnych jest ograniczony i że można ją stosować jedynie wtedy, gdy wspomniane gradienty nie są zbyt duże, tzn. wtedy, gdy względne zmiany prędkości i zmiany temperatury na odległości jednej drogi swobodnej są niewielkie.

Określenie zakresu stosowalności powyższych liniowych zależności można uzyskać na gruncie teorii statystycznej, w której analizuje się zachowanie cząsteczek. Teoria statystyczna pozwala obliczyć współczynniki transportu na podstawie znajomości charakteru oddziaływań między cząsteczkami gazu (potencjałów oddziaływania).

Rozwiązanie równania Boltzmanna metodą Enskoga-Chapmana w ramach pierwszego przybliżenia tej metody, które prowadzi do równań zgodnych z formalizmem liniowej termodynamiki procesów nieodwracalnych, pozwala uzyskać wyrażenia na współczynniki transportu.

Dla gazów jednoatomowych wystarczy znajomość jednego z tych współczynników ze względu na prostą zależność [11 i 12]

$$(3.3) \quad \lambda = \frac{5}{2} c_v \eta,$$

gdzie c_v oznacza ciepło właściwe przy stałej objętości. Wyrażenia na współczynnik lepkości zależą od przyjętego modelu potencjału oddziaływania zderzających się cząsteczek gazu. Dla najprostszego modelu, w którym atomy gazu rozpatruje się jako idealnie gładkie i sztywne kule, wzór na współczynnik η jest następujący [11 i 12]:

$$(3.4) \quad \eta = \frac{5}{64 r^2} \left(\frac{mkT}{\pi} \right)^{1/2},$$

gdzie r oznacza promień kuli, m masę atomową, a k stałą Boltzmanna. W przypadku przyjęcia bardziej zbliżonych do rzeczywistości form potencjałów oddziaływania, w których wprowadza się odpowiednie wyrażenia na udział sił przyciągających i odpychających, uzyskuje się wzory bardziej skomplikowane. Jednak zawsze przyjęcie postaci potencjału oddziaływania określa wyrażenia na współczynniki η i λ [11 i 12].

Dokładność pomiaru różnymi metodami współczynnika przewodnictwa cieplnego na podstawie badania przepływu ciepła zależy od zakresu temperatury. Do 100°C wynosi ona 1 do 2%, a ze wzrostem temperatury maleje. Według tablic LANDOLTA i BERNSTEINA [13] w zakresie temperatury nie przekraczającej 2000°C różnice między wynikami otrzymywanymi przez różnych autorów różnymi metodami wynoszą 30%.

W ramach poszczególnych metod dokładność ta może być wyższa [14–16]. Jednak istnieją kontrowersje co do interpretacji wyników uzyskiwanych różnymi metodami [17]. Rury uderzeniowe nie pozwalają na uzyskanie dokładności kilku-procentowych, pozwalają jednak na badanie współczynników transportowych w znacznie wyższych temperaturach.

4. MOŻLIWOŚCI WYZNACZANIA WSPÓLCZYNNIKÓW TRANSPORTU W RURACH UDERZENIOWYCH

4.1. Wykorzystanie struktury pierwotnej fali uderzeniowej

Ujęcie fenomenologiczne. Strukturą fali uderzeniowej nazywamy profile parametrów makroskopowych gazu, takich jak ciśnienie, gęstość, temperatura, prędkość itd. w obszarze fali jako funkcji współrzędnych przestrzennych. Zgodnie z założeniami wprowadzonymi w p. 3 analizujemy tu najprostszy przypadek pozwalający pokazać jak zjawiska transportu kształtują strukturę fali uderzeniowej. Będzie to przypadek jednowymiarowy, w którym fala uderzeniowa rozpatrywana jest jako fala płaska. Struktura płaskiej fali uderzeniowej w gazie lepkim i przewodzącym ciepło była już szeroko analizowana; informacje na ten temat można znaleźć np. w pracach [18–21] i dlatego tutaj ograniczymy się jedynie do tych aspektów zagadnienia, które pozwalają na stwierdzenie, w jakim stopniu badanie struktury fali jest przydatne do wyznaczenia współczynników transportu. Posłużymy się metodą fenomenologiczną, gdyż przy tej metodzie najwyraźniej widać, jak współczynniki transportu wchodzą do równań opisujących strukturę fali. Aby zanalizować to dokładniej, omówimy krótko podstawowe równania, które wykorzystane będą przy jej opisie.

Obok termicznego równania stanu

$$(4.1) \quad p = p(\rho, T),$$

gdzie ρ oznacza gęstość, kalorycznego równania stanu

$$(4.2) \quad U = U(\rho, T),$$

gdzie U oznacza energię wewnętrzną, zasadniczą rolę odgrywają trzy równania transportu, które wynikają z praw zachowania masy, pędu i energii.

Dla transportu masy ze względu na brak wyrazu źródłowego, związanego z reakcją chemiczną, równanie takie można napisać prosto:

$$(4.3) \quad \frac{D\rho}{Dt} = \frac{\partial\rho}{\partial t} + v_x \frac{\partial\rho}{\partial x} = -\rho \frac{\partial v_x}{\partial x},$$

gdzie t oznacza czas, $\partial/\partial t$ pochodną czasową, a D/Dt pochodną substacjalną w przyjętym układzie odniesienia.

Dla pędu w przypadku braku wyrazu źródłowego związanego z siłami zewnętrznymi mamy

$$(4.4) \quad \frac{Dv_x}{Dt} = \frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_{xx}}{\partial x}.$$

Dla energii w opisywanym tu przypadku równanie ma postać:

$$(4.5) \quad \frac{DU}{Dt} = \frac{\partial U}{\partial t} + v_x \frac{\partial U}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial q_x}{\partial x} - \frac{1}{\rho} p_{xx} \frac{\partial v_x}{\partial x}.$$

W równaniu (4.5) dodatkowy wyraz źródłowy opisuje pracę i efekty lepkości.

Dla fali uderzeniowej, która spełnia warunki stacjonarności, wygodnie jest przyjąć za układ odniesienia układ, w którym fala spoczywa. W tym przypadku pochodne $\partial/\partial t$ znikają i z całkowania powyższych równań można uzyskać następujące wyniki:

$$(4.6) \quad \rho v_x = [\rho v_x]_\infty,$$

gdzie indeks ∞ dotyczy gazu po przejściu fali:

$$(4.7) \quad \rho v_x^2 + p_{xx} = [\rho v_x^2]_\infty + p_\infty$$

oraz

$$(4.8) \quad \rho v_x \left(U + \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2} v_x^2 \right) + q_x + (p_{xx} - p) v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} = (\rho v_x)_\infty \left[U + \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2} v_x^2 \right]_\infty.$$

W przedstawionych powyżej równaniach (4.7) i (4.8) procesy dysypacyjne opisane są przez nierównowagową część tensora ciśnienia $p_{xx} - p$ i składową wektora natężenia strumienia ciepła q_x .

Po wprowadzeniu do równań (4.7) i (4.8) współczynników transportowych η i λ , które zostały zdefiniowane przez wzory (3.1) i (3.2), widać, że wchodzi one w dość prosty sposób do równań decydujących o strukturze fali uderzeniowej.

Otrzymany w ten sposób układ równań (Naviera-Stokesa) ma zakres stosowalności ograniczony do słabych fal uderzeniowych, tj. takich, dla których liczba Macha jest niewiele większa od 1.

Ze względu na ograniczenia dotyczące względnych zmian parametrów na jednej drodze swobodnej (wspomniane w p. 3) korzystanie z tych równań byłoby usprawiedliwione dla liczby Macha nie przekraczającej 1,1. Dla fal silniejszych należałoby korzystać z zasad wariacyjnych używanych w formalizmie nieliniowej termodynamiki procesów nieodraccalnych [22–24]. Opis jednak wtedy komplikuje się podobnie jak przy próbach wykorzystania równań Burnetta zamiast równań Naviera-Stokesa.

Mimo tego, jak wynika z literatury [19], można korzystać z takich równań dla liczb Macha większych, nie przekraczających jednak 1, 8. Rozwiązanie tych równań nie pozwala jednak na uzyskanie prostych wzorów umożliwiających wyznaczenie tych współczynników z doświadczenia. Dodatkowym utrudnieniem jest to, że współczynniki η i λ są funkcjami temperatury [por. (3.3) i (3.4)].

Dla gazu doskonałego z równań (4.6)–(4.8) można uzyskać następujące rozwiązanie dla ciśnienia [12]:

$$(4.9) \quad p = \frac{(\rho v_x)_\infty}{\gamma} \left[\frac{\gamma+1}{2} (1+u_0) - \gamma \left(u - \omega \frac{du}{d\zeta} \right) \right],$$

gdzie indeks 0 dotyczy gazu przed falą (tzn. dla $x \rightarrow -\infty$), a γ oznacza wykładnik adiabaty określony wzorem

$$(4.10) \quad \gamma = \frac{c_p}{c_v},$$

gdzie c_p oznacza ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu, a trzy funkcje bezwymiarowe u , ω i ζ są następujące:

$$(4.11) \quad \begin{aligned} u &= \frac{v_x}{(v_x)_\infty}, \\ \omega &= \frac{4}{3} \frac{c_p \eta}{\lambda} = \frac{4}{3} \text{Pr}, \\ \zeta &= \rho v_x c_p \int_0^x \frac{dx}{\lambda(x)}, \end{aligned}$$

gdzie Pr jest liczbą Prandtla.

W przypadku przyjęcia $\text{Pr}=3/4$, równanie to można doprowadzić do postaci

$$(4.12) \quad \frac{p}{p_\infty} = \left(\frac{\gamma+1}{\gamma-1} \frac{u_0}{u} - u \right) / \left(\frac{\gamma+1}{\gamma-1} u_0 - 1 \right).$$

W równaniu tym wpływ współczynników transportu na rozkład ciśnienia wprowadzony jest *implicite* przez przyjęcie liczby $\text{Pr}=3/4$. Takie założenie nie ma sensu fizycznego, lecz jest warunkiem matematycznym, umożliwiającym uzyskanie rozwiązania analitycznego. Z równań (3.3) i (4.10) wynika bowiem, że dla gazów jednoatomowych ($\gamma=5/3$) Pr równa się $2/3$ a nie $3/4$. Przy $x \rightarrow -\infty$ z równania (4.11) uzyskać można zależność taką samą jak z równania stosowanego w przypadku uwzględnienia procesów dysypacji [12]:

$$(4.13) \quad \lim_{\nu_0/\nu_\infty \rightarrow 0} u_0 = \frac{\gamma+1}{\gamma-1}.$$

Grubość fali uderzeniowej jest pojęciem umownym, gdyż teoretycznie rozciąga się ona od $-\infty$ do ∞ . Dlatego istnieje szereg definicji grubości [12 i 18]. Grubość tę można zdefiniować jako odległość między punktami, w których

$$(4.14) \quad u = u_0 - \varepsilon(u_0 - u_\infty), \quad u = u_\infty - \varepsilon(u_\infty - u_0),$$

gdzie ε jest dowolną małą liczbą [12]. Przy takiej definicji postępując się równaniem (4.9) można uzyskać następujące wyrażenie na grubość fali uderzeniowej Δx , liczoną w wielokrotnościach średniej drogi swobodnej l :

$$(4.15) \quad \frac{\Delta x}{l} = \frac{4}{3(\gamma+1)} \sqrt{\frac{2}{\pi\gamma}} \ln \frac{u_0+1}{u_0-1} \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1 \right).$$

Wprowadzone do równań (4.7) i (4.8) przez definicje (3.1) i (3.2) współczynniki transportu η i λ nie występują w prosty sposób w rozwiązaniach tych równań (4.9), (4.12) i (4.15).

Z rozwiązań opisujących strukturę fali, diskutowanych w monografii [21], uzyskuje się jedynie powiązanie gradientu temperatury z liczbą Prandtla, a więc tylko ze stosunkiem η i λ .

Również rozwiązania uproszczonych równań opisujących strukturę fali, w których uwzględnia się tylko η bądź tylko λ , pozwalają jedynie na wyrażenia średniej drogi swobodnej przez grubość fali uderzeniowej [25]. Dlatego badanie struktury fali nie pozwala na wyznaczenie współczynników transportu, mimo że zjawiska transportowe o tej strukturze decydują.

Ujęcie molekularne. W poprzednim punkcie omówiona została struktura płaskiej fali uderzeniowej, otrzymywana na gruncie modelu gazu jako ośrodka ciągłego. W wyrażeniach opisujących tę strukturę występują współczynniki transportu w taki jednak sposób, że wyznaczenie ich z porównania struktury obliczonej teoretycznie i zmierzonej w doświadczeniu jest niemożliwe. Lepsze perspektywy w tej dziedzinie otwiera zastosowanie do opisu struktury fali teorii molekularnej.

Mówiliśmy już w p. 3, że współczynniki transportu mogą być wyznaczone teoretycznie, jeżeli znany jest potencjał oddziaływań podwójnych pomiędzy cząsteczkami gazu. Dlatego też badania pozwalające uzyskać informację o postaci tych potencjałów mogą służyć pośrednio do wyznaczania współczynników transportu.

Na gruncie teorii kinetycznej przepływu gazu opisywane są równaniem BOLTZMANN [11, 12 i 26] zawierającym wyraz, którego postać zależy od postaci potencjału oddziaływania między cząsteczkami. W związku z tym rozwiązania równania Boltzmann, przedstawiające konkretne przepływy, będą na ogół różne przy różnych potencjałach oddziaływania. Porównanie wyników teoretycznych z wynikami pomiarów może przeto dostarczyć informację o postaci potencjału. Ustalona płaska fala uderzeniowa jest przepływem stosunkowo prostym i istnieje szereg przybliżonych rozwiązań równania Boltzmann, opisujących strukturę takiej fali (por. np. [27, 28 i 29]). Na ogół jednak przy ich uzyskiwaniu stosowano dla uproszczenia obliczeń mało realistyczne modele cząsteczek, takie jak model kul sztywnych lub model maxwellowski, w którym siła odpychania między cząsteczkami jest odwrotnie

proporcjonalna do piątej potęgi odległości między nimi. Trudności występujące przy rozwiązywaniu równania Boltzmanna dla dowolnego potencjału oddziaływania są, jak się wydaje, jedną z przyczyn, dla których struktura fali uderzeniowej możliwa do uzyskania z rozwiązań równania Boltzmanna nie jest wykorzystywana do wyznaczania potencjałów oddziaływania. Drugą przyczyną jest prawdopodobnie fakt, że obliczenie struktury fali wymaga przeprowadzenia kilkakrotnych operacji całkowania wyrażeń zależnych od postaci potencjału. W związku z tym struktury obliczone przy użyciu różnych potencjałów mogą się różnić od siebie zbyt mało, aby na podstawie ich porównania ze strukturą zmierzoną można było wyciągać pewne wnioski o postaci potencjału.

Bardziej bezpośrednie związki pomiędzy postacią potencjału a obliczoną strukturą fali występują przy stosowaniu tzw. bezpośredniego modelowania przepływu molekularnego za pomocą metody Monte Carlo (MC). Metoda ta polega w tym przypadku na realizowanym w komputerze «obserwowaniu» ruchu zbioru cząsteczek, reprezentującego gaz występujący w badanym przepływie i następnym uśrednianiu wyników szeregu «obserwacji». Obserwacja taka może być w zasadzie przeprowadzana w sposób czysto deterministyczny przez rozwiązywanie równań ruchu rozpatrywanego zbioru cząsteczek z uwzględnieniem ich oddziaływań wzajemnych (zderzeń). Wymagałoby to jednak przy dostępnych obecnie możliwościach ograniczenia się do stosunkowo mało licznych zbiorów cząsteczek-reprezentantów. Dlatego też do obserwacji tej wprowadza się elementy probabilistyczne. Może to polegać np. na losowym wyborze parametrów konfiguracji zderzeń czy prędkości cząsteczek biorących udział w zderzeniach. Umożliwia to zwiększenie liczby obserwacji i w związku z tym dokładności uzyskiwanych ostatecznie wyników. Istnieje szereg wariantów postępowania tego rodzaju, różniących się głównie szczegółami procedur obliczeniowych. We wszystkich jednak wariantach zderzenia między cząsteczkami są opisywane deterministycznie przy użyciu konkretnych modeli oddziaływania wzajemnego. Do badania struktury fali uderzeniowej metodę MC zastosował jako pierwszy BIRD posługując się modelem kul sztywnych [30]. W następnych swoich pracach przyjmował on potencjały odpychające, odwrotnie proporcjonalne do różnych potęg odległości r między cząsteczkami [31 i 32]. Pominięcie potencjałów przyciągających uzasadnione jest tym, że przy wysokiej temperaturze energia przyciągania jest mała w porównaniu z energią kinetyczną oddziaływujących cząsteczek. Obliczenia zostały wykonane dla $n=4, 8, 11$ i $M_s=8, 25, 100$. Dokładność uzyskanych profili gęstości autor szacuje na $\pm 1\%$ dla $M_s=8$ i na $\pm 2\%$ dla $M_s=25$ i $M_s=100$.

Wykorzystanie obliczonych metodą bezpośredniego modelowania profili gęstości do wyznaczania postaci potencjału oddziaływania wymaga dysponowania profilami zmierzonymi w doświadczeniu z możliwie dużą dokładnością. Dotychczas pomiar taki najdokładniej przeprowadził SCHMIDT [33], któremu udało się zmierzyć rozkład gęstości gazu wewnątrz fali uderzeniowej z błędem nie przekraczającym 3%. SCHMIDT posługiwał się wiązką elektronów; doświadczenia swoje wykonywał w 17-to calowej rurze uderzeniowej Kalifornijskiego Instytutu Technologicznego (California Institute of Technology). Jako gazu roboczego używał argonu.

Profil gęstości zmierzony przez SCHMIDTA dla $M_s=8$ wykazuje bardzo dobrą zgodność z profilem obliczonym przez BIRDA przy $n=11$. Wynikająca z tego porównania zależność współczynnika przewodnictwa ciepła od temperatury ma postać

$$\lambda \approx T^{0,68}.$$

Wynik ten jest zgodny z wynikiem uzyskanym przez MATULĘ [34] za pomocą badań przepływu ciepła w zakresie temperatury obejmującej warunki, występujące w doświadczeniach Schmidta i modelowane warunki Birda. Ponieważ dokładność pomiarów Schmidta wydaje się maksymalną możliwą do osiągnięcia przy obecnie istniejących urządzeniach pomiarowych, przeto wartości liczbowe wyznaczają możliwości omawianej metody pomiaru.

Wartość wyniku uzyskanego dla współczynnika przewodnictwa podważa stwierdzenie BIRDA [35], iż dla $M_s=8$ różnice pomiędzy profilami gęstości, obliczonymi dla bliskich wartości wykładników n , są zbyt małe, aby umożliwiać pewne wyróżnienie konkretnych wartości tych wykładników. Różnice te rosną jednak wraz ze wzrostem liczby Macha dla fali, toteż obliczenia dla dużych M_s powinny dawać lepsze wyniki. Dla uzyskania potrzebnych danych doświadczalnych do porównania z teorią należałoby pomiary prowadzić w rurach uderzeniowych z gazem roboczym chłodzonym, aby uniknąć zbyt wysokich temperatur gazu za silnymi falami uderzeniowymi i wystąpienia w związku z tym jonizacji.

4.2. Wykorzystanie zjawisk w lepkiej warstwie przyściennej

Rozważania przeprowadzone w pracy [36] sugerują możliwość pomiaru współczynników transportu przy wykorzystaniu zjawisk zachodzących w warstwie przyściennej na ścianie rury za pierwotną falą uderzeniową. Równania opisujące przepływ wewnątrz warstwy przyściennej zależą od współczynników transportu za pośrednictwem liczby Prandtla oraz od będącego funkcją temperatury stosunku lokalnej lepkości gazu do lepkości odniesienia. Z analizy numerycznych rozwiązań tych równań, uzyskanych przy rozmaitych założeniach co do zależności lepkości gazu od temperatury, wynika, że strumień ciepła do ścianki oraz naprężenia styczne na ścianie w istotny sposób zależą od postaci zależności lepkości od temperatury. Zatem mierząc strumień ciepła do ścianki (pomiar naprężenia stycznego w warunkach rury uderzeniowej nie jest na razie technicznie możliwy) można określić, jaki jest najwłaściwszy typ tej zależności.

Metoda ta, zgodnie z posiadanymi przez nas informacjami była zastosowana tylko raz przez HARTUNIANA i MARRONE [37]. Uzyskane przez nich wyniki były bardzo fragmentaryczne i nie pozwalały na wyciągnięcie pewnych wniosków ilościowych. Ogólnie rzecz biorąc wydaje się, że metoda ta, aczkolwiek stanowi pewną możliwość pomiaru współczynników transportu, daje jednak znacznie mniej niż metody inne, które oprócz postaci zależności współczynników transportu od temperatury pozwalają określić również ich wartości bezwzględne. Dlatego też prawdopodobnie nie znalazła szerszego zastosowania.

4.3. Wykorzystanie zjawisk za odbitą falą uderzeniową

Wśród pozycji literatury dotyczących wyznaczenia współczynników transportu za pomocą doświadczeń prowadzonych w rurach uderzeniowych wyraźną większość stanowią publikacje, które przedstawiają wyniki uzyskane z badań przepływu ciepła w obszarze pomiędzy falą odbitą a tylną ścianką rury. Punkt niniejszy jest poświęcony omówieniu prac prowadzonych w tym zakresie.

Rozchodząca się w rurze uderzeniowej pierwotna fala uderzeniowa po dojściu do tylnej ścianki rury odbija się od niej. Gorący i poruszający się z dużą prędkością gaz za falą pierwotną zostaje nagle zahamowany, a energia kinetyczna jego ruchu makroskopowego zamienia się w energię wewnętrzną. Pomiedzy denkiem rury a falą odbitą narasta warstwa gazu o bardzo wysokiej temperaturze.

W obszarze tej warstwy dla przypadku gazu idealnego panowałby spoczynek, a temperatura i ciśnienie gazu byłyby jednorodne i zależne tylko od wykładnika γ adiabaty oraz stanu gazu przed falą pierwotną i jej liczbą Macha.

Odbicie fali podczas doświadczeń w rurze uderzeniowej różni się od tego schematu. Przyczynami tego są nieidealność gazu oraz różnice temperatur pomiędzy gazem a ściankami rury, powodujące zjawiska dysypacyjne, przede wszystkim przepływ ciepła. Ich skutkiem jest występowanie za falą odbitą niejednorodności temperatury i gęstości gazu a także jego przepływu w kierunku ścianek.

W obszarze położonym dostatecznie blisko osi rury wpływ istnienia ścianek bocznych jest pomijalny i zjawiska w tym obszarze można w czasie roboczym traktować jako jednowymiarowe. O ich przebiegu decyduje wymiana ciepła pomiędzy gazem a ścianką tylną rury, w wyniku której rozwija się tzw. termiczna warstwa przyścienna o grubości rosnącej wraz z czasem. Występowanie w tej warstwie stosunkowo dużych gradientów temperatury i gęstości ułatwia jej badanie metodami optycznymi.

Zjawiska w termicznej warstwie przyściennej można stosunkowo łatwo badać teoretycznie. Konfrontacja obliczonych wartości mierzalnych wielkości fizycznych z wynikami bezpośrednich pomiarów pozwala wyznaczać współczynnik przewodnictwa cieplnego.

Analizy teoretyczne zawarte w różnych publikacjach różnią się od siebie nieznacznie. Przyjmowany jest w nich wyidealizowany model zjawiska. Zakłada się, iż zarówno gaz jak materiał ścianki wypełniają półprzestrzenie odpowiednio ($x > 0$, $x \leq 0$) rozdzielone płaszczyzną ścianki. Do chwili $t=0$ temperatura obydwu ośrodków jest jednorodna i równa odpowiednio T_5 — temperaturze gazu za falą odbitą w sposób idealny oraz T_1 — temperaturze początkowej. Przyjmuje się, iż w chwili $t=0$ temperatura powierzchni ścianki osiąga wartość T_w .

Temperatura T_w jest wyższa od T_1 i równa temperaturze, jaką w rzeczywistości osiąga ścianka w ciągu kilku do kilkudziesięciu μs (w zależności od ciśnienia) od dojścia do niej czoła fali pierwotnej. Jak wykazują pomiary, temperatura powierzchni ścianki zmienia się następnie mało i z dobrym przybliżeniem można ją uważać za stałą.

Analizy przeprowadzone np. przez GOLDSWORTHY'EGO [38] i THOMSONA [39] wykazują, iż w obszarze termicznej warstwy przyściennej można pominąć efekty lepkościowe, a ciśnienie przyjmować za stałe. Przy tych założeniach oraz założeniu, że gaz jest doskonały zjawiska w termicznej warstwie przyściennej są opisane równaniem ciągłości (4.3)

$$(4.16) \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho v_x) = 0$$

oraz wynikającym z równania energii (4.5) równaniem

$$(4.17) \quad \rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + v_x \frac{\partial T}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right).$$

Dla tych równań termicznej warstwy przyściennej poszukuje się na ogół rozwiązań samopodobnych stosując transformacje podobieństwa postaci

$$\xi = at^{-1/2} \int_0^x \rho(s, t) ds,$$

gdzie a oznacza stałą (różną w różnych pracach). Układ (4.16) i (4.17) redukuje się wtedy do jednego nieliniowego równania różniczkowego zwyczajnego dla $T(\xi)$.

Jako warunki początkowe dla $t=0$ i warunki przy $x=\infty$ dla układu (4.16) i (4.17) przyjmowane są z reguły następujące parametry gazu za falą odbitą:

$$\rho = \rho_s, \quad T = T_s, \quad v_x = 0.$$

Warunki brzegowe na ścianie są natomiast w poszczególnych pracach formułowane rozmaicie. Dla rozwiązań samopodobnych przyjmuje się np., iż temperatura gazu przy ścianie równa się stałej temperaturze ścianki T_w . Do obliczeń wprowadza się przy tym temperaturę T_w wyznaczoną na drodze bezpośredniego pomiaru.

Jeżeli temperatura ścianki nie może być traktowana jako stała (np. w przypadku niezbyt wysokich ciśnień początkowych), to nie istnieją rozwiązania samopodobne. Do równań (4.16) i (4.17) stosuje się transformację Misesa

$$\xi = \int_0^x \frac{\rho(s, t)}{\rho_s} ds,$$

dzięki czemu równanie ciągłości jest spełnione tożsamościowo, a równanie energii sprowadza się do równania zawierającego tylko temperaturę. Równanie to jest rozwiązywane łącznie z równaniem przewodnictwa ciepła w materiale ścianki. Warunki na powierzchni ścianki, łączące obydwa równania, są formułowane jako warunek ciągłości strumienia ciepła na powierzchni ścianki oraz określona relacja pomiędzy temperaturami powierzchni ścianki i gazu przy ścianie. Związek taki ma u różnych autorów różną postać. Przyjmuje się np. równość obu temperatur albo zakłada skok temperatury na ścianie. W wyrażeniu na skok temperatury może występować współczynnik akomodacji termicznej.

Równania termicznej warstwy przyściennej zawierają współczynnik przewodnictwa cieplnego λ , będący nieznaną funkcją temperatury. Przy rozwiązywaniu tych równań zakłada się, iż ta zależność funkcyjna ma postać potęgową $\lambda \approx T^\nu$ z wykładnikiem $\nu = \text{const}$. Przyjęta wartość wykładnika podlega weryfikacji przez porównanie wyników teoretycznych z doświadczalnymi.

Metodę odmienną od opisanych wyżej przyjęli EWALD i GROENIG [40]. Z równań termicznej warstwy przyściennej (4.16) i (4.17) określili oni współczynnik przewodnictwa cieplnego przez gęstość, prędkość i ciepło właściwe gazu oraz pochodne czasowe i przestrzenne temperatury. Wielkości te są wyznaczone z analizy interferogramów termicznej warstwy przyściennej. W metodzie tej ominięta została konieczność rozwiązywania równań warstwy przyściennej oraz formułowania hipotezy o postaci λ . Jest to, jak się wydaje, jej zaletą, zwłaszcza wobec niepewności co do wyboru typu warunków brzegowych, których wprowadzenie jest niezbędne w innych metodach. Dodać jednak należy, że wartości współczynnika przewodnictwa cieplnego uzyskane za pomocą tej metody różnią się istotnie od wyników innych autorów; ostatecznie wyniki otrzymano na drodze doświadczalnej i teoretycznej.

Strona eksperymentalna wszystkich dotychczasowych prac na temat wyznaczenia współczynników transportu w obszarze za falą odbitą sprowadzała się albo do wyznaczenia strumienia ciepła przechodzącego z gazu do tylnej ścianki rury uderzeniowej, albo też do wyznaczania gradientu gęstości gazu w pobliżu tej ścianki. Strumień ciepła mierzony był za pomocą czujników z cienkiej warstewki metalu (najczęściej platyny) o grubości nie przekraczającej $1 \mu\text{m}$, napyłonej na materiał izolujący elektrycznie. Czujniki takie, pracujące najczęściej na zasadzie termometru oporowego, mierzyły w rzeczywistości przebieg temperatury powierzchni ścianki. Na tej podstawie, rozwiązując równanie przewodnictwa cieplnego w ściance, określano strumień ciepła (por. np. [41] i cytowaną tam literaturę).

Gradient gęstości w pobliżu ścianki wyznaczano z reguły metodami optycznymi, ściślej interferometrem najczęściej typu Macha-Zehndera, zapewniającym największą dokładność pomiaru. Ze względu na charakter zjawiska czasy ekspozycji musiały być krótkie, nie przekraczające $1 \mu\text{s}$. Uzyskano je stosując źródła światła o dostatecznie krótkim czasie błysku bądź też kamery o odpowiednio szybkich migawkach (elektryczno-optyczne przetworniki obrazu).

Wydaje się również możliwe, choć nie było dotychczas stosowane, użycie wiązek elektronowych do pomiaru gradientu gęstości. Pozwoliłoby to na znaczne obniżenie gęstości gazu (względnie wysokie gęstości są warunkiem stosowalności metod optycznych), a tym samym zwiększenie grubości termicznej warstwy przyściennej w czasie pomiaru i być może poprawienie jego względnej dokładności.

Zestawienie niektórych prac poświęconych badaniom współczynników transportu w rurach uderzeniowych zawiera tablica 1. Z przedstawionych w niej wyników można wywnioskować, że mimo względnie dużej liczby prac na ten temat istnieje w tej dziedzinie konieczność dalszego doskonalenia zarówno metod teoretycznych jak doświadczalnych.

Tablica 1

Autor rok	Gaz	Temperatura	Doświadczenie	Teoria	Wyniki
Lauer, 1964 (Research note, in- formacja niepełna) [42]	Ar	665-8580°K	Platynowy termometr oporo- wy. Wyznaczanie zmienności w czasie temperatury ścianki.	Równania termicznej warstwy przysięciennej oraz równanie przewodnictwa w ścianice. Warunki początkowe i brzo- gowe nie sprecyzowane w pu- blikacji.	Mała dokładność wyników i w związku z tym dobra zgod- ność z różnymi wynikami in- nych autorów.
Smeets, 1965 [43]	Powietrze	1140-6075°K	Interferometr różnicowy. Wy- znaczanie profilu temperatury.	Równania termicznej warstwy przysięciennej zlinearyzowane. Warunek początkowy $T=T_s$. Warunek brzegowy $T=T_w$.	Z porównań wyników teore- tycznych i doświadczalnych wyznaczone zostały wartości λ dla określonej temperatury. Brak wyrażenia analityczne- go dla $\lambda(T)$.
Camac, Fleinberg, 1965 [44]	Ar (jonizacja)	20 000-70 000°K	CzuJNIKI podczerwieni. Wy- znaczanie zmienności w cza- sie temperatury ścianki.	Równania termicznej warstwy przysięciennej. Warunek początkowy $T=T_s$. Warunek brzegowy $T=T_w$, $\lambda \approx T^{\nu}$.	Metodą najmniejszych kwa- dratów wyznaczono $\nu=0,76$ (dla gazu niezjonizowanego).
Fay, Kemp, 1965 [45]			Praca teoretyczna. Porówna- nie z wynikami doświadczal- nymi Camaca i Feinberga [44]	Jak wyżej.	Dobra zgodność z doświad- czeniem przy braku jonizacji dla $\nu=0,75$.

Autor rok	Gaz	Temperatura	Doświadczenie	Teoria	Wyniki
Collins, Greif, Bryson, 1965 [46]	He	1600–6700°K	Platynowy termometr oporowy. Wyznaczanie zmienności w czasie temperatury ścianki.	Równania termicznej warstwy przyściennej. Warunek początkowy $T=T_s$. Warunek brzegowy $T=T_w$, $\lambda \approx T$. Rozwiązanie numeryczne.	Dobra zgodność teorii z doświadczeniem dla $\nu=0,69$.
Collins, Menard, 1966 [47]	Ar, Ne, Kr	1500–5000°K	Jak wyżej.	Jak wyżej.	Ar: $\nu=0,703$, Ne: $\nu=0,637$, Kr: $\nu=0,695$.
Bunting, Devoto, Brshader 1967 [48]	Ar	3150–7140°K	Jak wyżej.	Jak wyżej.	Metodą najmniejszych kwadratów wyznaczono $\nu=0,65$.
Matula, 1968 [34]	Ar, Xe, He+Ar	650–5000°K	Jak wyżej.	Jak wyżej.	Ar: $\nu=0,68 \pm 001$, Xe: $\nu=0,72 + 001$. Dla mieszanin He+Ar wyniki podane w formie tablicy.
Kmoniček, Mařtovsky, Mařeřak, 1968 [49]	Ar, N	1000–9000°K 1000–6000°K	Termometr oporowy. Wyznaczanie zmienności w czasie temperatury ścianki.	Równanie przewodnictwa cieplnego w gazie. Warunek początkowy $T=T_s$. Warunek brzegowy $T=T_w$. Rozwiązania dla małych przemieszczeń temperatur z założeniem $\lambda = \text{const}$.	Otrzymano szereg punktów na płaszczyźnie T, λ . Dobra zgodność z krzywymi obliczonymi przy użyciu potencjału Lenarda-Jonesa z wykorzystaniem danych doświadczalnych.

Kuiper, 1969 [50]	Ar	5630°K (jonizacja)	Interferometr Macha-Zehndera. Wyznaczanie profilu temperatury.	Równania termicznej warstwy przysięciennej. Warunek początkowy $T=T_s$, Warunek brzegowy $T=T_w$, $\lambda \approx T$	Dobra zgodność teorii z doświadczaniem dla $\nu=0,75$.
Schmidt, 1969 [33]	Ar	—	Wiązka elektronowa. Wyznaczenie profilu gęstości fali dla $M_s=8$.	Porównanie z wynikami Bittarda — por. niżej.	Dobra zgodność pomiędzy problemem gęstości wyznaczonym teoretycznie dla sił odpychających odwrotnie proporcjonalnych do 12-ej potęgi odległości a profilem zmierzonym wg Schmidta.
Bird, 1969 [32]	—	—	Porównanie z wynikami doświadczeń Schmidta — por. wyżej.	Metoda Monte-Carlo, modelowanie bezpośrednie struktury fali uderzeniowej.	Wyznaczone zostały wartości λ dla określonych temperatur. Błąd szacowany na ok. 20%. Rozrzut wyników poszczególnych doświadczeń 20%. Porównanie z krzywymi $\lambda \approx T^v$ nie pozwala wyróżnić żadnej wartości.
Ewald, Groenig, 1971 [40]	Ar	4500–5000°K	Interferometr Macha-Zehndera. Wyznaczanie profilu temperatury i jej przebiegu w czasie	Równania termicznej warstwy przysięciennej $\lambda = \lambda \left(\rho, c_p, T, \frac{\partial T}{\partial t}, \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \right)$ Warunki początkowe i brzegowe nie są w tej metodzie potrzebne.	Wyznaczone zostały wartości λ dla określonych temperatur. Błąd szacowany na ok. 20%. Rozrzut wyników poszczególnych doświadczeń 20%. Porównanie z krzywymi $\lambda \approx T^v$ nie pozwala wyróżnić żadnej wartości.

Liczne prace poświęcone wyznaczaniu współczynników transportu za pomocą rur uderzeniowych ukazały się jako publikacje wewnętrzne rozmaitych instytucji zagranicznych. Prace te z reguły były niedostępne dla autorów tego artykułu.

5. WNIOSKI

Złożoność zjawisk zachodzących w rurach uderzeniowych powoduje, że istnieją liczne trudności teoretyczne i doświadczalne przy wyznaczaniu za ich pomocą współczynników transportu. Dokładność takich badań jest jeszcze stosunkowo niewielka. Dlatego też przypuszczalnie w przeglądach dorobku naukowego dotyczącego badania procesów transportowych w gazach [13 i 51] nie wymienia się prac, które mówiłyby o stosowaniu rur uderzeniowych w tej dziedzinie.

W stosunkowo największej liczbie prac dotyczących wyznaczania współczynników transportu wykorzystywane są zjawiska zachodzące w obszarze za odbitą falą uderzeniową przy tylnej ścianie rury. Trudności polegają tutaj na konieczności uwzględnienia wpływu ścianki, co wiąże się z potrzebą wprowadzania założeń nie zawsze dających się w pełni uzasadnić. Podważa to w mniejszym lub większym stopniu wiarygodność uzyskiwanych wyników.

Wpływ ścianki może być pominięty przy badaniu płaskiej stacjonarnej fali uderzeniowej. Jednak, jak wykazano w p. 4.1, rozwiązania równań struktury fali uderzeniowej nie pozwalają na wyznaczanie współczynników transportu. Dlatego ciekawe wydają się prace [32 i 33], w których z badań struktury takiej fali na gruncie teorii molekularnej wyznacza się potencjały oddziaływań międzycząsteczkowych. Znajomość potencjałów pozwala z kolei obliczać współczynniki transportu. W związku ze wzrostem zainteresowań współczynnikami transportu i potencjałami oddziaływań w wysokich temperaturach prace idące w tym kierunku wydają się szczególnie ciekawe. Nieodczony wzrost dokładności uzyskiwanych wyników zależy jednak od dalszego doskonalenia maszyn matematycznych i metod pomiarowych.

W podsumowaniu można stwierdzić, że dokładność wyznaczania współczynników transportu za pomocą rur uderzeniowych jest mniejsza niż uzyskiwana innymi metodami.

Pomiary w rurach uderzeniowych można jednak przeprowadzać w zakresach temperatur, które są trudno osiągalne, a nawet nie osiągalne przy stosowaniu innych metod. Dlatego należy się liczyć z rozwojem zastosowań rur uderzeniowych w tej dziedzinie.

LITERATURA CYTOWANA W TEKŚCIE

1. Proceedings of the sixth international shock tube symposium, Phys. Fluids, **12**, 5, Part II, 1969.
2. *Shock Tubes*, Proceedings of the seventh international shock tube symposium, Ed. Glass, University of Toronto Press, Toronto 1970.
3. *Shock tube research*. Proceedings of the eighth international shock tube symposium. Stollery, Ed. Gayden and Owen, Chapman and Hall, London 1971.
4. R. L. BELFORD, R. A. STREHLOW, *Shock tube technique in chemical kinetics*, Annual Rev. Phys. Chem., **20**, 247, 1969.
5. R. A. STREHLOW, *A review of shock tube chemistry*, Progress in high temperature physics and chemistry, 3. Ed. Rouse, Pergamon Press, Oxford 1969.
6. H. OERTEL, *Stossrohre*, Springer Verlag, Wien 1966.

7. Z. A. WALENTA, T. T. RUDOWSKA, *Rura uderzeniowa. Pomiarы i wnioski*, Rozpr. Inżyn., **12**, 3, 493, 1964.
8. *Rura uderzeniowa jako reaktor chemiczny*, Praca zbiorowa. Prace IPPT, 29, 1970.
9. S. R. DE GROOT, P. MAZUR, *Non-equilibrium thermodynamics*, North. Holland Publ. Comp., Amsterdam 1962.
10. K. GUMIŃSKI, *Termodynamika procesów nieodwracalnych*, PWN, Warszawa 1962.
11. S. CHAPMAN, T. G. COWLING, *The mathematical theory of non-uniform gases*, Cambridge University Press, Cambridge 1970.
12. J. O. HIRSCHFELDER, C. F. CURTISS, R. B. BIRD, *Molecular theory of gases and liquids*, Wiley and Sons, New York 1964.
13. TÖDHEIDE, F. HENSEL, E. U. FRANCK, *Wärme leitfähigkeit von Gasen*, Landolt-Börnstein, Zahlenwerte und Funktionen, II Band, Eigenschaften der Materie in ihren Aggregatzuständen, 5. Teil, Transport Phänomene, Kinetik, Homogene Gas gleichgewichte, Springer Verlag, Berlin 1968.
14. H. J. M. HANLEY, *Some experimental comments on the dilute gas transport expressions*, Transport phenomena in fluids, Ed. Hanley, Marcel Decker, New York 1969.
15. H. J. M. HANLEY, M. KLEIN, *On the selection of the intermolecular potential function: Application of statistical mechanical theory to experiment*. NBS Technical Note 360, Washington 1967.
16. M. KLEIN, H. J. M. HANLEY, *m-6-8 potential function*, J. Chem. Phys., **53**, 12, 4722, 1970.
17. H. J. M. HANLEY, G. E. CHILDS, *Discrepancies between viscosity data of simple gases*, Science, **159**, III4, 1968.
18. W. PROSNAK, *Struktura płaskiej fali uderzeniowej*, Rozpr. Inżyn., **3**, 3, 361, 1955.
19. F. S. SHERMAN, L. TALBOT, *Experiment versus kinetic theory for rarefied gases*, Rarefied gas dynamics, Ed. Devienne, Pergamon Press, London 1960.
20. H. W. LIEPMAN, R. NARASIMHA, M. T. CHAHINE, *Structure of a plane shock layer*, Phys. Fluids, **5**, 11, 1313, 1962.
21. J. W. BOND Jr., K. M. WATSON, J. A. WELCH, Jr., *Atomic theory of gas dynamics*, Addison-Wesley Reading, Massachusetts, 1965.
22. *Non-equilibrium thermodynamics. Variational techniques and stability*, Ed. R. J. Donnelly, R. Herman, I. Prigogine, University of Chicago Press, Chicago 1966.
23. R. S. SCHECHTER, *The variational method in engineering*, Mc Graw-Hill Book Company, New York 1967.
24. I. GYARMATI, *Non-equilibrium thermodynamics. Field theory and variational principles*, Springer Verlag, Berlin 1970.
25. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*. Наука, Москва 1966.
26. М. Н. Коган, *Динамика разреженного газа*, Наука, Москва 1967.
27. L. H. HOLWAY, *Kinetic theory of shock structure using an ellipsoidal distribution function*, Rarefied gas dynamics, Fourth Intern. Symp., Ed. de Leeuw, Academic Press, New York-London 1965.
28. D. S. BUTLER, W. M. ANDERSON, *Shock structure calculations by an orthogonal expansion method*, Rarefied gas dynamics, Fifth Intern. Symp., Ed. Brundin, Academic Press, New York-London 1967.
29. B. L. HICKS, S. M. YEN, *Solution of the non-linear Boltzmann equation for plane shock waves*, Rarefied gas dynamics, Sixth Intern. Symp., Ed. Trilling, Wachman, Academic Press, New York-London 1969.
30. G. A. BIRD, *Shock-wave structure in a rigid sphere gas*, Rarefied gas dynamics, Fourth Intern. Symp., Ed. de Leeuw, Academic Press, New York-London 1965.
31. G. A. BIRD, *The formation and reflection of shock waves*, Rarefied gas dynamics, Sixth Intern. Symp., Ed. Trilling, Wachman, Academic Press, New York-London 1969.

32. G. A. BIRD, *Direct simulation Monte Carlo method-current status and prospects*, Rarefied gas dynamics, Sixth Intern. Symp., Ed. Trilling, Wachman, Academic Press, New York-London 1969.
33. B. SCHMIDT, *Electron beam density measurements in shock waves*, J. Fluid Mech., **39**, 2, 1969.
34. R. A. MATULA, *High temperature thermal conductivity of rare gases and gas mixtures*, J. Heat Trans. ASME, series C, **90**, 3, 1968.
35. G. A. BIRD, *Aspects of the structure of strong shock waves*, Phys. Fluids, **13**, 5, 1970.
36. H. PACZYŃSKA, Z. A. WALENTA, *Influence of the main flow parameters and transport properties of gas on certain class of shock-tube boundary layers*, Fluid Dynamics Trans., **4**, Ed. Fiszdón, Kucharczyk, Prosnak, PWN, Warszawa 1969.
37. R. A. HARTUNIAN, P. V. MARRONE, *Heat transfer from dissociated gases in a shock-tube*, GAL Rept. No. AD-1118-A-7, AFOSR TN 58-1087.
38. F. A. GOLDSWORTHY, *The structure of a contact region, with application to the reflexion of a shock from a heat conducting wall*, J. Fluid Mech., **51**, 1959.
39. T. A. THOMSON, *Heat transport to a solid wall from a suddenly heated gas*, Dept. of Supply, A.R.L. Aero. Note 186, 1960.
40. R. EWALD, H. GROENIG, *Direct measurement of the thermal conductivity of shock heated argon*, AIAA J. **9**, 5, 1971.
41. Z. A. WALENTA, *Analogue networks for high heattransfer rate measurements in shock tubes and shock tunnels*, Shock tube, Proc. of Fifth Intern. Symp., White Oak, Silver Springs, Maryland, 1965.
42. M. R. LAUVER, *Shock-tube thermal conductivity*, Phys. Fluids, **7**, 4, 1964.
43. G. SMEETS, *Bestimmung der Waermeleitfaehigkeit heisser Gase aus der Temperaturgrenzschicht im Stossrohr*, Zeitschr. f. Naturforsch., **20a**, 683, 1965.
44. M. CAMAC, R. M. FEINBERG, *Thermal conductivity of argon at high temperatures*, J. Fluid Mech., **21**, 4, 1965.
45. J. A. FAY, N. H. KEMP, *Theory of heat transfer to a shock-tube and wall from an ionized monatomic gas*, J. Fluid Mech., **21**, 4, 1965.
46. D. J. COLLINS, R. GREIF, A. E. BRYSON, *Measurements of the thermal conductivity of helium in the temperature range 1600—6700°K*, Int. J. of Heat and Mass Transfer, **8**, 9, 1965.
47. D. J. COLLINS, W. A. MENARD, *Measurements of the thermal conductivity of noble gases in the temperature range 1500 to 5000 Deg Kelvin*, J. Heat Transfer, Trans. ASME, series C, **88**, 1, 1966.
48. I. O. BUNTING, R. S. DEVOTO, D. BERSHADER, *Thermal conductivity of shock-heated argon*, Phys. Fluids, **12**, 5, 2, 1969.
49. V. KMONIČEK, J. MAŠTOVSKY, J. MALEŠAK, *Tepelna vodivost dusiku a argonu za vysokych teplot*, Strojnický Časopis, **19**, 2-3, 1968.
50. R. A. KUIPER, *Interferometric study of the end-wall thermal layer in ionizing argon*, Shock Tubes, Proc. Seventh Inter. Shock Tube Symp., Ed. Glass, University of Toronto Press, Toronto 1970.
51. C. F. CURTISS, *Transport phenomena in gases*, Annual Rev. Phys. Chem., **18**, 125, 1967.

Резюме

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПЕРЕНОСА В ГАЗАХ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ УДАРНЫХ ТРУБ

Изложены возможности применения ударных труб для определения коэффициентов переноса.

Явления, происходящие в ударных трубах, описаны в гл. 2. В гл. 3 содержится изложение понятий коэффициентов вязкости и теплопроводности, с точки зрения механики жидкостей и термодинамики. В гл. 4 дан обзор различных явлений, происходящих в ударных трубах, которые могут быть использованы для определения коэффициентов переноса. Показано,

что феноменологическое писание структуры ударной волны не может дать полной информации об этих коэффициентах. Такую информацию можно, однако, получить, применив молекулярное описание, которое позволяет определить потенциалы межмолекулярных взаимодействий, что приводит к вычислению коэффициентов переноса.

Исследования явлений в вязком пограничном слое за первичной волной и в термическом пограничном слое за отраженной волной, позволяют определить зависимость коэффициентов переноса от температуры. Наибольшее количество результатов получено при исследованиях за отраженной волной.

Обзор литературы оформлен в виде таблицы, в колонках которой отмечены последовательно: авторы, вид газа, диапазон температур, техника опыта, теоретический аппарат и характеристика результатов.

SUMMARY

REVIEW OF SHOCK TUBE DETERMINATION OF TRANSPORT COEFFICIENTS IN GASES

Possibilities of the application of a shock tube for the determination of transport coefficients in gases are presented. At the beginning, a description of phenomena occurring in the shock tubes (Section 2), as well as a thermodynamic description of the viscosity and thermal conductivity coefficients (Section 3) are given. In Section 4.1 it is shown that these coefficients can not be obtained from the phenomenological fluid dynamic description of the shock wave structure. The molecular description of this structure allows to determine the intermolecular potentials and to calculate the transport coefficients (Section 4.2). Examination of the viscous boundary layer behind the primary shock wave (Section 4.3) and the thermal boundary layer behind the reflected shock wave (Section 4.4) enables us to determine the dependence of transport coefficients on the temperature. The majority of results are obtained from the reflected shock wave examination. In the table there are indicated the individual authors, kinds of gases, temperature ranges, experimental techniques, and the corresponding theoretical approaches.

POLSKA AKADEMIA NAUK
INSTYTUT PODSTAWOWYCH PROBLEMÓW TECHNIKI

Praca została złożona w Redakcji dnia 23 lutego 1973 r.
