

POLSKA

AKADEMIA

NAUK

INSTYTUT MASZYN PRZEPŁYWOWYCH

**TRANSACTIONS
OF THE INSTITUTE OF
FLUID-FLOW MACHINERY**

PRACE

INSTYTUTU MASZYN PRZEPŁYWOWYCH

98



GDĄSK 1995

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

*

THE TRANSACTIONS OF THE INSTITUTE OF FLUID-FLOW MACHINERY

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

RADA REDAKCYJNA – EDITORIAL BOARD

TADEUSZ GERLACH * HENRYK JARZYNA * JERZY KRZYŻANOWSKI

WOJCIECH PIETRASZKIEWICZ * WŁODZIMIERZ J. PROSNAK

JÓZEF ŚMIGIELSKI * ZENON ZAKRZEWSKI

KOMITET REDAKCYJNY – EDITORIAL COMMITTEE

EUSTACHY S. BURKA (REDAKTOR NACZELNY – EDITOR-IN-CHIEF)

JAROSŁAW MIKIELEWICZ

EDWARD ŚLIWICKI (REDAKTOR – EXECUTIVE EDITOR) * ANDRZEJ ŻABICKI

REDAKCJA – EDITORIAL OFFICE

Wydawnictwo Instytutu Maszyn Przepływowych
Polskiej Akademii Nauk
ul. Gen. Józefa Fiszer 14, 80-952 Gdańsk, skr. poczt. 621,
☎ (0-58) 46-08-81 wew. 141, fax: (0-58) 41-61-44,
e-mail: tjan@imppan.imp.pg.gda.pl

ISBN 83-01-95428-1

ISSN 0079-3205

JÓZEF GOŚCIK¹, JAN ŁACH¹

Analiza procesów przenoszenia w prostopadłościennych magazynach energii z przemianą fazy typu faza ciekła $\leftrightarrow$ faza stała

Część II. Opis cyklu ładowania²

W pracy zaprezentowano analizę aktualnego stanu wiedzy w zakresie ilościowego opisu procesów z przemianą fazy typu faza ciekła $\leftrightarrow$ faza stała, którą ograniczono do opisu procesów topnienia. Skupiono przy tym uwagę na wyseparowaniu najbardziej istotnych faktów z obszaru dostępnej wiedzy pozyskanej w wyniku badań eksperymentalnych oraz z tworzonych na tej podstawie prostych opisów ilościowych. Problematykę tę przedyskutowano w ścisłym powiązaniu z cyklem ładowania magazynów energii ze zmianą fazy typu faza ciekła $\leftrightarrow$ faza stała. Przyjęto, że ustalającym modelem realnych magazynów jest jednostka idealizowana do postaci zasobnika prostopadłościennego. Przedstawione opracowanie jest podsumowaniem stanu wiedzy odnośnie procesów topnienia w wyidealizowanej jednostce magazynującej, przy czym wyodrębniono tu układy w konfiguracji zewnętrznej i wewnętrznej. W pracy abstrahuje się zaś od analizy sformalizowanych matematycznie opisów wielowymiarowych przestrzennie procesów topnienia i metod konstrukcji ich rozwiązań. Zaprezentowane rozważania kontynuowane są w [26].

Oznaczenia

- | | |
|--|---|
| α – dyfuzyjność cieplna medium magazynu-
jącego, m^2/s , | g – przyspieszenie ziemskie, m/s^2 , |
| $A = (l_2/l_1)$, stosunek wysokości
do szerokości zasobnika, | $\vec{g}$ – wektor przyspieszenia ziemskiego, |
| c – ciepło wł. medium akumul., $J/(kg \cdot K)$, | l_h – charakterystyczny wymiar liniowy, m , |
| $\hat{c}$ – stała w korel. empirycz. (analog. $\hat{c}_1$ i $\hat{c}_2$), | l_i – wymiar przekroju poprzecznego zasob-
nika w kierunku osi O_i ($i = 1, 2$), m , |
| | t – czas, s . |

Symbole greckie

- | | |
|--|--|
| α – współczynnik przejmowania (wni-
kania) ciepła, $W/(m^2 \cdot K)$, | Θ – temperatura, K , |
| α^* – współczynnik α określony na gra-
nicy rozdziału faz, | Θ_W – temperatura powierzh. grzejnej, K , |
| β – współczynnik rozszerz. termicz., $1/K$, | Θ^* – teoretyczna temperatura
przemiany fazowej, K , |

¹Katedra Termodynamiki i Mechaniki Płynów, Wydział Mechaniczny, Politechnika Białostocka, 15-351 Białystok, ul. Wiejska 45 C

²Praca wykonana w ramach grantu KBN nr 3 P402 024 05

Θ^H	- siła napędowa procesu konwekcji naturalnej zorientowana prostopadle do $\vec{g}$,	ν	- lepkość kinematyczna medium magazynującego, m^2/s ,
Θ^V	- siła napędowa procesu konwekcji naturalnej zorientowana równolegle do $\vec{g}$,	ρ	- gęstość medium magazynującego, kg/m^3 ,
λ	- przewodność cieplna medium magazynującego, $W/(m \cdot K)$,	τ	- czas w ujęciu bezwymiarowym, (najczęściej def. jako $\tau = Fo \cdot Ste$),
		χ	- udział objętościowy nowej fazy,
		ψ	- funkcja opisująca położenie granicy rozdziału faz.

Zasadnicze wielkości bezwymiarowe

Fo	- $(= a \cdot t / l_h^2)$, liczba Fouriera, przy czym ustala się, że np. $Fo_{(j),i}$ oznacza liczbę Fouriera zdefiniowaną na bazie dyfuzyjności cieplnej (j)-tej fazy oraz charakterystycznym wymiarze liniowym l_i ,	Ra	- $= g \cdot \beta \cdot \Delta \Theta \cdot l_h^3 / (\nu \cdot a)$, liczba Rayleigha, przy czym dolny indeks przy Ra precyzuje charakterystyczny wymiar liniowy,
Nu	- $(= \alpha \cdot l_h / \lambda)$, liczba Nusselta $(Nu(x) - \text{lokalna liczba Nusselta; } \overline{Nu}^{(x)}, \overline{Nu} - \text{liczba Nusselta uśredniona w przestrzeni})$,	Ra_c	- krytyczna liczba Rayleigha,
Pr	- $(= \nu / a)$, liczba Prandtla,	Ste	- liczba Stefana, $Ste_{()} = c_{()} \cdot \Delta \Theta_{()} / \Delta h^*$,
		S_c	- parametr przechłodzenia, definiow. analogicznie jak liczba Stefana tzn. $S_c = Ste_{(1)}$.

Indeksy dolne

- (1) - dotyczy fazy stałej medium magazynującego,
 (2) - dotyczy fazy ciekłej medium magazynującego.
 <> - dotyczy wielkości w określonym reżimie przenoszenia.

1. Wstęp

Niniejsza praca jest kontynuacją rozważań zainicjowanych w [1], w których podjęto analizę aktualnego stanu wiedzy w zakresie ilościowego opisu procesów z przemianą fazy typu faza ciekła $\leftrightarrow$ faza stała z tym, że ograniczono ją do analizy opisu procesów zestalania. Poniższe rozważania poświęcone są zaś analizie opisu procesów topnienia.

Ilościowy opis procesów z przemianą fazy typu faza ciekła $\leftrightarrow$ faza stała odgrywa zasadniczą rolę w pracach nad magazynowaniem energii cieplnej na drodze przemian fazowych. Z tego też względu problematyka ta, podobnie jak w [1], dyskutowana jest w ścisłym powiązaniu z magazynami energii ze zmianą fazy. Wiadomo przy tym, że o przebiegu cykli roboczych (ładowania i rozładowania) decydują warunki wymiany energii w obrębie obszarów wypełnionych medium akumulującym oraz charakter oddziaływania otoczenia. Fakt ten umożliwia więc zawężenie problematyki modelowania procesów transportowych do analizy zagadnień wymiany energii, przy czym należy ustalić dominujące mechanizmy transportu energii i sposób opisu przemian fazowych. Jeśli ma miejsce ładowanie magazynu, to jego powierzchnia grzejna kontaktuje się z fazą ciekłą, w której w sposób naturalny może inicjować się konwekcyjny transport energii.

W sytuacji, w której siły wyporu w fazie ciekłej generują procesy przenoszenia na drodze konwekcji, transport ciepła jest determinowany przez ruch płynu, przy

procesy przenoszenia ciepła silnie oddziałują na rozkłady temperatury w pobliżu granicy rozdziału faz. Oddziaływania te są zazwyczaj na tyle intensywne, że wywierają istotny wpływ na warunki ewolucji tej granicy. Intensywność konwekcyjnego transportu energii wprowadza zarazem – w licznych przypadkach o znaczeniu praktycznym – efekty o charakterze sprzężonym, które eliminują możliwość poprawnego wyznaczenia prędkości, kształtu i położenia granicy rozdziału faz oraz wymiany ciepła w jej otoczeniu bez znajomości przebiegu procesów przenoszenia w całej objętości medium magazynującego. Główna trudność w konstrukcji rozwiązania takich zagadnień z przemianą fazy, w których istnieje oddziaływanie pochodzące od konwekcji naturalnej, sprowadza się zatem do znalezienia zależności między położeniem granicy rozdziału faz i strukturą przepływu czynnika w fazie ciekłej (rozkładem prądów termicznych).

Metody analizy ilościowej procesów przenoszenia w układach z przemianą fazy typu faza ciekła $\leftrightarrow$ faza stała, w których istotną rolę odgrywa konwekcja naturalna, bazują na dwóch podejściach. O ich zróżnicowaniu decyduje znajomość bądź nieznanie współczynnika konwekcyjnej wymiany ciepła na granicy rozdziału faz. Zagadnienia są więc formułowane dwojako, tzn.:

- należy określić położenie i ruch granicy rozdziału fazy ciekłej i stałej dla danych warunków wymiany ciepła oraz współczynników wymiany konwekcyjnej;
- należy określić: rozkłady temperatury w obrębie fazy ciekłej i stałej, położenie i prędkość granicy rozdziału faz oraz wartości lokalnych współczynników wymiany energii na granicy rozdziału i powierzchni wymiany przy założeniu, że dana jest geometria układu oraz warunki początkowo-brzegowe.

Takiemu właśnie spojrzeniu na opis procesów z przemianą fazy typu faza ciekła $\leftrightarrow$ faza stała podporządkowano zamieszczony poniżej przegląd aktualnego stanu wiedzy, który poświęcony jest analizie procesów topnienia. Przedstawia się dostępne wyniki pozyskane głównie na gruncie badań eksperymentalnych, w których współczynnik konwekcyjnej wymiany na granicy rozdziału faz był wielkością znaną. Omawia się także rezultaty, siłą rzeczy bardziej skomplikowane, otrzymane w oparciu o podejścia lokalne.

Należy zaznaczyć, że aktualny stan wiedzy w zakresie ilościowego opisu zjawisk transportowych w magazynach z przemianą fazy typu faza ciekła $\leftrightarrow$ faza stała opiera się – w zdecydowanej większości przypadków – na właściwej interpretacji wyników badań eksperymentalnych, przy czym badaniom poddano nieomal wszystkie, dające się wyizolować, procesy jednostkowe zachodzące w najbardziej interesujących – z punktu widzenia zastosowań – wariantach magazynów. Dotyczy to tak wariantów określanych umownie mianem konfiguracji zewnętrznych, jak i konfiguracji wewnętrznych [1].

Warto zaznaczyć, że w poniższej analizie odwołano się jedynie do tych publikacji, które uznano za najbardziej reprezentatywne. Opis zjawisk transportowych w układach, w których dominującą rolę odgrywa konwekcyjne przenoszenie drogą konwekcji naturalnej, jest bowiem przedmiotem ogromnej liczby opracowań, co –

praktycznie rzecz biorąc – wyklucza możliwość prezentacji szerokiego i zarazem usystematyzowanego spojrzenia na problematykę modelowania matematycznego. Wymowny jest przy tym brak opracowań o charakterze podsumowującym, i to nawet dla przypadku określonej geometrii układów. W niniejszej pracy, podobnie jak w [1], skupiono uwagę na analizie dostępnych danych odnośnie procesów przenoszenia w obszarach o geometrii prostokątnej. Tym samym wprowadza się rygorystycznie przestrzeganą "geometryczną" zasadę eliminacji dyskutowanych tu opracowań. Nie mniej istotnym uzasadnieniem dla dokonywanej dalej selekcji publikacji jest także dążenie do zawężenia zakresu niniejszych rozważań do analizy takich układów magazynowania, w których zachodzą procesy przenoszenia sprowadzające się wyłącznie do transportu energii na drodze przewodnictwa i konwekcji naturalnej.

W poniższych analizach przedstawia się aktualny stan wiedzy w zakresie opisu ilościowego, opartego na prostych formułach algebraicznych pozyskiwanych drogą wielowariantowych eksperymentów bądź też obliczeń numerycznych. Wiele miejsca poświęca się także ocenie dostępnej wiedzy o charakterze jakościowym, jako że wciąż istnieją poważne luki w rozeznaniu rozważanego problemu.

2. Cykl ładowania magazynu – opis procesów transportowych podczas topnienia

Cyklom roboczym ładowania magazynu z przemianą fazy typu faza ciekła $\leftrightarrow$ faza stała właściwe są procesy topnienia medium magazynującego. Przeważająca część nadmiarowej energii dostarczanej ze źródła zewnętrznego może więc być efektywnie absorbowana przez czynnik roboczy, a to w związku z efektem cieplnym przemiany fazowej. Zakłada się milcząco, że absorpcja energii na drodze wykorzystania ciepła właściwego medium (w sytuacji, w której ma miejsce wzrost temperatury czynnika roboczego powyżej temperatury przemiany fazowej) odgrywa zanedbywalnie małą rolę w rozważanym procesie akumulacji.

Procesy topnienia generowane są w wyniku oddziaływania siły napędowej, która powoduje wzrost temperatury elementów magazynu (aktywnych ze względu na wymianę energii) powyżej teoretycznej temperatury przemiany fazowej Θ^* . W konsekwencji po stronie obszaru wypełnionego medium akumulującym formuje się faza ciekła, która wypełnia obszar o zmiennej w czasie objętości i kształcie.

Istotnym utrudnieniem we wszelkich próbach analizy procesów topnienia jest przede wszystkim konieczność opisu procesów przenoszenia w obszarach o zmiennej i nieznannej *a priori* geometrii, przy czym w procesach tych dominuje transport mechanizmem konwekcji naturalnej. W poniższych rozważaniach, których przedmiotem jest podsumowanie aktualnego stanu wiedzy o przebiegu procesu topnienia, utrzymuje się konsekwentnie systematykę opisu przyjętą w [1]. Prezentowaną analizę ograniczono więc do tzw. konfiguracji zewnętrznych i wewnętrznych odpowiadających jednostkom magazynującym o geometrii prostokątnej. Podobnie potraktowano zakres przedstawianego przeglądu.

Oznacza to, że poniższe rozważania poświęcone są:

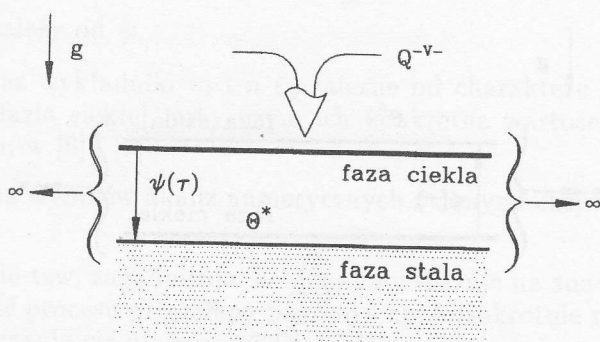
- wyseparowaniu najbardziej istotnych faktów z obszaru eksperymentalnie ugruntowanej wiedzy o charakterze jakościowym,
- analizie dostępnej wiedzy w zakresie prostych opisów ilościowych (w postaci możliwie najprostszych formuł algebraicznych) tworzonych w oparciu o interpretację danych doświadczalnych.

Problematykę tę dyskutuje się w ścisłym powiązaniu z cyklem ładowania magazynów energii ze zmianą fazy typu faza ciekła $\leftrightarrow$ faza stała. Natomiast abstrahuje się tu od analizy sformalizowanych matematycznie opisów wielowymiarowych przestrzennie procesów topnienia i metod konstrukcji ich rozwiązań.

2.1. Płyta pozioma (powierzchnia grzejna skierowana do dołu)

Jeśli energia dostarczana jest do usytuowanej poziomo powierzchni grzejnej (płyty nieskończonej), stanowiącej – zgodnie ze schematycznym rys. 1 – górną powierzchnię nieograniczonego obszaru wypełnionego medium akumulującym, to – analogicznie do zestalania w konfiguracji $F_{H(1)}$ [1] – ma się do czynienia z najprostszym wariantem magazynu jednostkowego, w którym cykle ładowania odbywają się w warunkach **stabilnych konwekcyjnie**. Tej konfiguracji zewnętrznej przyporządkowuje się symboliczne oznaczenie $M_{H(1)}$. Liczne eksperymenty przeprowadzone przez Hale'a i Viskantę [2] oraz Farhadieha i Bakera [3] wykazały, że w ani jednym z rozpatrywanych przez nich przypadków nie inicjuje się konwekcja naturalna. Z rejestrowanej fotograficznie ewolucji granicy rozdziału faz wynika, że granica ta pozostaje równoległa do powierzchni grzejnej podczas wszystkich stadiów procesu topnienia. Świadczy to przede wszystkim o braku przenoszenia konwekcyjnego.

W [2] porównano wyniki eksperymentalne z rezultatami uzyskanymi na dro-



Rys. 1. Topnienie w konfiguracji $M_{H(1)}$

gę analiz teoretyczno-obliczeniowych (opartych na modelu Neumanna) i stwierdzono ich dobrą zgodność dla wczesnych stadiów topnienia (w konfiguracji $M_{H(1)}$). Natomiast później pomierzone wartości położenia granicy rozdziału lokowały się

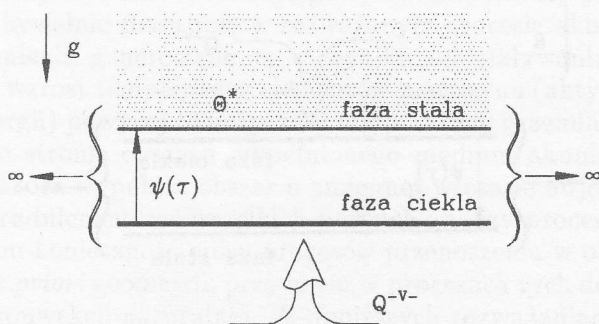
powyżej wartości obliczeniowych. W [2] uznano, że jedną z przyczyn tej rozbieżności jest ruch płynu wywołany różnicą gęstości fazy stałej i ciekłej, przy czym efekt ten oceniono jako mało znaczący. Hale i Viskanta sugerują także odmienną przyczynę niezgodności danych eksperymentalnych i obliczeniowych, którą może być niedoskonałość eksperymentu sprzyjająca pojawianiu się śladowych przepływów konwekcyjnych (czyli: inicjacji konwekcji naturalnej w związku z konduktywnym transportem ciepła w pionowych ściankach ograniczających).

Należy jednak zaznaczyć, że Thomas i Westwater [4] zidentyfikowali aż 100%-ową rozbieżność pomiędzy pomierzonymi i obliczonymi prędkościami przemieszczania się granicy rozdziału faz ψ , którą przypisywali – w odróżnieniu od Hale'a i Viskanty – istnieniu nieregularności na granicy rozdziału.

Cykle ładowania w konfiguracji $M_{H(1)}$ mogą być zatem analizowane w oparciu o opis jednowymiarowy przestrzennie, czyli np. według sformułowania (1)÷(3) [1] ze stosowną modyfikacją warunków początkowo-brzegowych.

2.2. Płyta pozioma (powierzchnia grzejna skierowana do góry)

Tę konfigurację zewnętrzną pokazano na rys. 2, przy czym przyporządkowano jej symboliczne oznaczenie $M_{H(2)}$. Topnienie w konfiguracji $M_{H(2)}$ stanowi oczywiście odwrócenie topnienia w konfiguracji $M_{H(1)}$, a to ze względu na kierunek oddziaływania jednorodnego pola grawitacyjnego g . Obserwacje eksperymentalne [2] wskazują wyraźnie na fakt, że w rozpatrywanej konfiguracji następuje bardzo szybkie pojawianie się niestabilności konwekcyjnych. Znajduje to potwierdzenie w szybko rejestrowanym wzroście temperatury fazy ciekłej. Należy przy tym zaznaczyć, że poza dwiema tzw. strefami granicznymi (czyli obszarami znajdującymi się w bezpośrednim sąsiedztwie powierzchni grzejnej oraz granicy rozdziału faz ψ) płyn jest w zasadzie izotermiczny. Jego temperatura wzrasta w trakcie ewolu-



Rys. 2. Topnienie w konfiguracji $M_{H(2)}$

cji procesu, przy czym ze zmian temperatury zarejestrowanych przy powierzchni grzejnej wynika, że w obszarze tym temperatura początkowo rośnie a następnie maleje. Trend ten wydaje się być typowym dla przejścia od pseudo-przewodzenia

do konwekcji naturalnej. W efekcie zachowana zostaje następująca prawidłowość w sekwencji rozwijania się kolejnych stadiów procesu:

- w pierwszym stadium dostarczania energii "od dołu", tzn. w okresie, w którym faza ciekła pozostaje stabilna, ma się do czynienia z rozkładem temperatury rządzonego przez "czyste przewodzenie";
- jeśli zaś przekroczona zostaje krytyczna liczba Rayleigha Ra_c , to ruch granicy rozdziału faz ψ determinowany jest przez transport konwekcyjny, przy czym problem stabilności przy różnych warunkach dostarczania ciepła na dolnej ścianie ograniczającej był przedmiotem teoretycznej pracy Sparrowa i in. [5].

W procesie topnienia "od dołu" ma się więc do czynienia ze znaczącym oddziaływaniem konwekcji naturalnej. Transport konwekcyjny manifestuje się przy tym poprzez dające się łatwo zaobserwować komórki konwekcyjne, których wymiary rosną w miarę powiększania się warstwy wypełnionej fazą ciekłą. Jeżeli liczba Rayleigha Ra jest dostatecznie duża, to konwekcja naturalna w fazie ciekłej może istotnie oddziaływać tak na wymianę ciepła jak i ruch granicy rozdziału faz ψ .

Warunek zszycia – formułowany analogicznie do (5) [1] – ma więc postać

$$\lambda_{(1)} \cdot \partial_x \Theta_1 |_{x=\psi} + \alpha^* \cdot (\Theta_W - \Theta^*) = \rho_{(2)} \cdot \Delta h^* \cdot d_t \psi. \quad (1)$$

Transport energii pomiędzy dwiema równoległymi płytami utrzymywanymi w różnych temperaturach może być przy tym opisany – niezależnie od zakresu zmian liczby Rayleigha Ra – wzorem

$$Nu^* |_{x=\psi} = \frac{\alpha^* \cdot \psi}{\lambda_{(2)}} = \left(\frac{\alpha \cdot l_2}{\lambda_{(2)}} \right) \left(\frac{\psi}{l_2} \right) = \hat{c} \cdot Ra^m \cdot Pr^n = \hat{c}_{mod} \cdot \psi^{3m}, \quad (2)$$

w którym:

- $\hat{c}_{mod}$ nie zależy od ψ ,
- stała $\hat{c}$ oraz wykładniki m i n są zależne od charakteru procesów przenoszenia w fazie ciekłej, przy czym ich konkretne wartości liczbowe można znaleźć np. w [6] i [7].

Z porównania wyników analiz numerycznych z danymi eksperymentalnymi [2] wynika, że:

- rozwiązanie tzw. zagadnienia Neumanna wskazuje na znacznie mniejszą intensywność procesu przemiany fazowej (np. kilkakrotnie mniejszą prędkość przemieszczania się granicy rozdziału faz);
- prosty model konwekcyjny (1) wskazuje zaś na większą intensywność topnienia, ale wykazuje znacznie lepszą zgodność z eksperymentem niż model "czystego przewodzenia", przy czym źródłem rozbieżności może być nieadekwatność modelu spowodowana określonym sposobem wyznaczania współczynnika α^* .

Konkluzja sformułowana w [2] sprowadza się do stwierdzenia, że aczkolwiek opis jednowymiarowy ma – podobnie jak w odniesieniu do procesu zestalania – wiele zalet, to jednak nie jest on pozbawiony mankamentów. Wyniki badań eksperymentalnych poświęconych ocenie wpływu ruchu granicy rozdziału faz na transport ciepła przy topnieniu w warunkach dostarczania energii "od dołu" przedstawili także – podobnie jak w przypadku zestalania w konfiguracji $F_{H(2)}$ – Heertjes i in. [8]. Zidentyfikowali oni ponownie bardzo wyraźny wpływ istnienia ruchomej granicy na warunki wymiany na granicy rozdziału faz.

Charakterystyczny jest przy tym fakt [2], że metoda oparta na właściwym doborze sposobu wyznaczania konwekcyjnego współczynnika α^* rokuje lepiej niż posługiwanie się tzw. efektywną przewodnością cieplną fazy ciekłej

$$\lambda_{EFF} = Nu \cdot \lambda_{(2)}. \quad (3)$$

Aczkolwiek zastosowanie opisu (3) skutkuje poprawą uzyskiwanych wyników odnośnie położenia granicy rozdziału faz, to jednak taki sposób podejścia wydaje się problematyczny w zakresie koncepcji. Jeśli bowiem transport konwekcyjny jest arbitralnie zastępowany transportem dyfuzyjnym (z odpowiednio zwiększoną i zależną od czasu przewodnością cieplną medium), to nie ulega wątpliwości, że nie należy oczekiwać poprawnego wyznaczenia pola temperatury w fazie ciekłej.

2.3. Zasobnik z aktywnymi ściankami poziomymi (dostarczaniem ciepła na ściance dolnej) i idealnie zaizolowanymi cieplnie ściankami pionowymi

Tę konfigurację wewnętrzną, której przyporządkowuje się symboliczne oznaczenie $M_{H(3)}$, pokazano na rys. 3. Ma się tu do czynienia z właściwym dla konfiguracji wewnętrznych wyodrębnieniem rozważanego zasobnika poprzez wprowadzenie pionowych ścianek ograniczających. Badania eksperymentalne Diaza i Viskanty [9] oraz Gau'a i Viskanty [10, 11] ujawniły, że topnienie w konfiguracji $M_{H(3)}$, czyli w przypadku dostarczania ciepła do zasobnika przez dolną (poziomą) ściankę ograniczającą, jest zjawiskiem nader złożonym. Potwierdzono przy tym fakt, że przenoszenie konwekcyjne inicjowane jest w bezpośrednim sąsiedztwie powierzchni grzejnej dopiero wtedy, gdy granica rozdziału faz ψ osiągnie określone położenie, albo też wtedy, gdy liczba Rayleigha Ra przekroczy wartość krytyczną Ra_c . Stwierdzono zarazem, że pojawiające się w tym przypadku niestabilności prowadziły do tworzenia się komórek konwekcyjnych typu Benarda. W efekcie na granicy rozdziału formowały się sześciokątne, półsferycznie zakończone wgłębienia, w których wstępujące elementy płynu o wyższej temperaturze zwiększały lokalne natężenie topnienia. Silnie trójwymiarowy przestrzennie przepływ zdecydowanie intensyfikował przenoszenie energii od gorącej powierzchni dolnej do granicy rozdziału faz ψ .

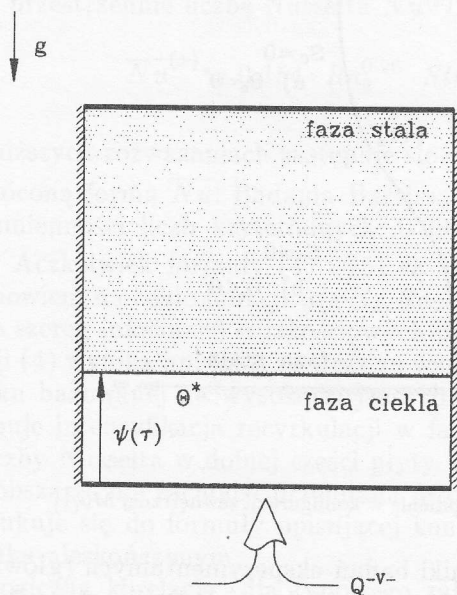
Godzi się więc wyraźnie zaznaczyć, że jeśli liczba Rayleigha Ra przekroczy wartość krytyczną Ra_c , to w obszarze wypełnionym fazą ciekłą zachodzą drastyczne zmiany jakościowe i ilościowe procesów przenoszenia energii, które przybierają nadzwyczaj skomplikowany charakter. Jest to oczywista konsekwencja

całkowitej zmiany struktur przepływu w fazie ciekłej. Jeżeli liczba Rayleigha Ra jest dostatecznie duża ($Ra \gg Ra_c$), to konwekcja naturalna w fazie ciekłej oddziałuje w sposób znaczący na wymianę ciepła oraz ruch granicy rozdziału, przy czym pomiary temperatury ujawniają istnienie oscylacji o przebiegu losowym, a przepływ wykazuje wszelkie cechy przepływu turbulentnego.

Doskonały opis jakościowych aspektów przenoszenia energii w konfiguracji $M_{H(3)}$ – oparty na wynikach badań wizualizacyjnych – zamieszczono w [11]. Na charakter procesów przenoszenia znacząco wpływa fakt, że podczas topnienia zachodzi przemieszczanie się granicy rozdziału w kierunku na zewnątrz obszaru wypełnionego fazą ciekłą. Ma się więc do czynienia z oddziaływaniem podobnym do "wydmuchiwania" płynu na zewnątrz granicy rozdziału faz ψ , które destabilizuje przepływ medium.

Warto tu także dodać, że obserwacje procesu topnienia w konfiguracji $M_{H(3)}$ wskazują na formowanie się termicznych warstw przyściennych w pobliżu dolnej ścianki ograniczającej i ewoluującej granicy rozdziału faz.

Spostrzeżenie to pozostaje w mocy niezależnie od rodzaju medium, przy czym



Rys. 3. Topnienie w konfiguracji $M_{H(3)}$

termiczne warstwy przyściennych w układzie z ciekłym metalem ($Pr \ll 1$) są grubsze aniżeli te, które występują w przypadku topnienia np. wosku parafinowego ($Pr \gg 1$).

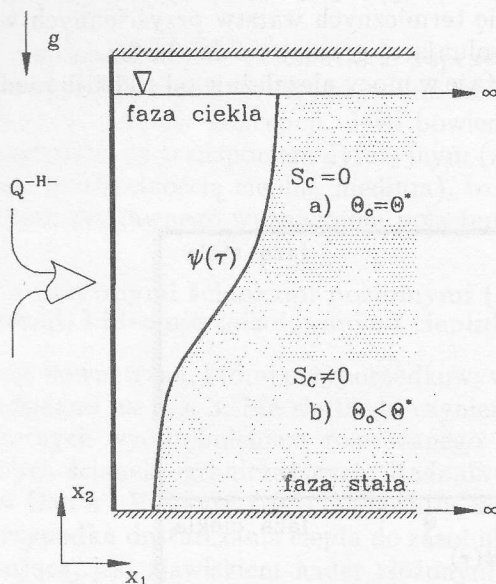
Pomimo tak złożonego charakteru procesów przenoszenia zasadny jest jednak opis ilościowy cyklu ładowania magazynu z przemianą fazy typu faza ciekła $\leftrightarrow$ faza stała, oparty na "konwekcyjnym" modelu klasy 1D ze stosowną modyfikacją sposobu wyznaczania współczynników występujących w korelacji służącej do

określania wartości współczynnika wnikania α^* (na ruchomej granicy rozdziału faz ψ). Taki jest wydzźwięk szczegółowych analiz zaprezentowanych w [10].

2.4. Półograniczona płyta pionowa

Jeśli element grzejny w postaci powierzchni idealizowanej do postaci płyty nieskończonej zostanie zorientowany pionowo, to ma się do czynienia z topnieniem w konfiguracji zewnętrznej pokazanej na rys. 4, której przyporządkowano symboliczne oznaczenie $M_{V(1)}$. Specyficzny charakter przebiegu procesu topnienia wynika ze zorientowanej poziomo siły napędowej $\Delta\Theta^H = \Theta_W - \Theta^*$, przy czym wartości krytyczne gradientów stanowiące o inicjacji przenoszenia konwekcyjnego są – jak wiadomo [12] – relatywnie małe.

Istotnym potwierdzeniem intuicyjnie oczywistych uwarunkowań topnienia w



Rys. 4. Topnienie w konfiguracji zewnętrznej $M_{V(1)}$

konfiguracji $M_{V(1)}$ były wyniki badań eksperymentalnych (głównie wizualizacyjnych) zrealizowanych przez Hale'a i Viskantę [13] oraz Van Burena i Viskantę [14]. Przedmiotem tych badań było topnienie wosków utrzymywanych w chwili początkowej w temperaturze Θ^* . W [13] zaprezentowano wyniki fotograficznej rejestracji ewolucji granicy rozdziału faz (medium: n-oktadekan o czystości 99%), a w [14] przedstawiono rezultaty analiz przeprowadzonych z użyciem techniki interferometrycznej i poświęconych lokalnym współczynnikom wymiany na granicy rozdziału faz oraz na ścianie grzejnej (medium: n-heptadekan o czystości 99%). Aczkolwiek badania Hale'a i Viskanty [13] oraz Van Burena i Viskanty [14] nie mogą być skonfrontowane bezpośrednio, to jednak ich ważnym wynikiem jest udokumentowanie faktu, że intensywność procesu topnienia w konfiguracji $M_{V(1)}$

jest – za wyjątkiem jego wczesnego stadium – silnie powiązana i uzależniona od istnienia konwekcji naturalnej w fazie ciekłej.

Rezultaty zamieszczone w [13] i [14] – jakkolwiek niezmiernie istotne, chociażby z uwagi na zainicjowanie szczegółowej analizy warunków wnikania na ścianie pionowej – nie dostarczyły jednak przesłanek dla konstruowania opisów ilościowych. Wydaje się, że naturalnym uzupełnieniem tych wczesnych jeszcze badań były wyniki zaprezentowane przez Bareissa i Beera [15], którzy przeprowadzili pomiary (w konfiguracji i w warunkach takich, jak w [13] i [14]) dla mediów w postaci: n-oktadekanu, n-hexadekanu, p-xylołu i cyclohexanu. W rezultacie aproksymacji otrzymanych danych ilościowych Bareiss i Beer zaproponowali korelacje opisujące:

- zmienność lokalnej liczby Nusselta $Nu(x)$:

$$Nu(x) = 0.154 \cdot \mathfrak{S}(x/l_2, Ra) \cdot Ra^{0.26} \cdot Ste_{(2)}^{-0.18}, \quad (4)$$

- uśrednioną przestrzennie liczbę Nusselta $\overline{Nu}^{(x)}$:

$$\overline{Nu}^{(x)} = 0.154 \cdot Ra_2^{0.26} \cdot Ste_{(2)}^{-0.18}, \quad (5)$$

przy czym w poniższych rozważaniach zastępuje się – dla wygody zapisu – oznaczenie $\overline{Nu}^{(x)}$ skróconą formą $\overline{Nu}$. Badania Bareissa i Beera obejmowały następujące zakresy zmienności liczb kryterialnych: $0.09 \leq Ste_{(2)} \leq 1.2$, $4 \cdot 10^5 < Ra_2 < 2.8 \cdot 10^8$. Aczkolwiek formuły (4) i (5) są nieco usztywnione (korelację (4) opracowano bowiem na bazie funkcji $\mathfrak{S}(x/l_2, Ra_2)$ danej tablicowo), to jednak udostępniają one szereg informacji o jakościowych przejawach procesów przenoszenia. Z korelacji (4) wynika np. fakt, że wraz ze wzrostem liczby Rayleigha Ra_2 (w tym przypadku bazowanej na wysokości jako charakterystycznym wymiarze liniowym) następuje intensyfikacja recyrkulacji w fazie ciekłej, a to oznacza, że maleją lokalne liczby Nusselta w dolnej części płyty. Należy zaznaczyć, że jeśli w rozpatrywanym obszarze nie zachodzi przemiana fazowa ($Ste \rightarrow 0$), to powyższa korelacja nie redukuje się do formuły opisującej konwekcję naturalną na płycie pionowej w ośrodku nieskończonym.

Nieomal analogiczną korelację (dla typowego zakresu zmian liczby Stefana ($Ste \ll 1$)) opracowali Webb i Viskanta [16], którzy wykazali, że po wstępnych stadiach procesu topnienia następuje stabilizowanie się uśrednionej liczby Nusselta $\overline{Nu}$ na poziomie

$$\overline{Nu}_{<cv>} = 0.157 \cdot Ra^{0.263}, \quad (6)$$

przy czym liczbę tę opatrzono indeksem $<cv>$, a to dla podkreślenia analogii z przebiegiem procesu w warunkach w pełni rozwiniętej konwekcji naturalnej.

Zależność (6) otrzymano w wyniku szeregu obliczeń numerycznych, w których badano wpływ liczby Rayleigha Ra na pole prędkości i temperatury oraz na charakterystyki transportu ciepła w układach z ciekłymi metalami ($Pr = 0.021$).

Okazało się, że ruch płynu wywołany siłami wyporu może mniej znacząco stanowić o transporcie energii w układzie z ciekłym metalem niż w procesach topnienia mediów o dużych liczbach Prandtla Pr . Webb i Viskanta [16] stwierdzili również, że wpływ liczby Prandtla Pr na transport ciepła drogą konwekcji naturalnej w reżimie quasistacjonarnym wydaje się być słaby, czemu dają zresztą wyraz zależności (5) i (6), które – w zasadzie – różnią się jedynie formalnie. Korelacje te dają bowiem niemal identyczne wyniki w szerokim zakresie zmienności liczby Prandtla Pr .

Nieco odmienną formułę obliczeniową podają Jany i Bejan [17], którzy twierdzą, że uśrednioną liczbę Nusselta dla mediów o liczbie Prandtla $Pr > 1$ opisuje korelacja

$$\overline{Nu}_{<cv>} = 0.35 \cdot Ra^{0.25}. \quad (7)$$

Natomiast Gobin i Benard [18] wykazali, że uśredniona liczba Nusselta – zwłaszcza dla $Pr \ll 1$ – wyraża się jednak zależnością

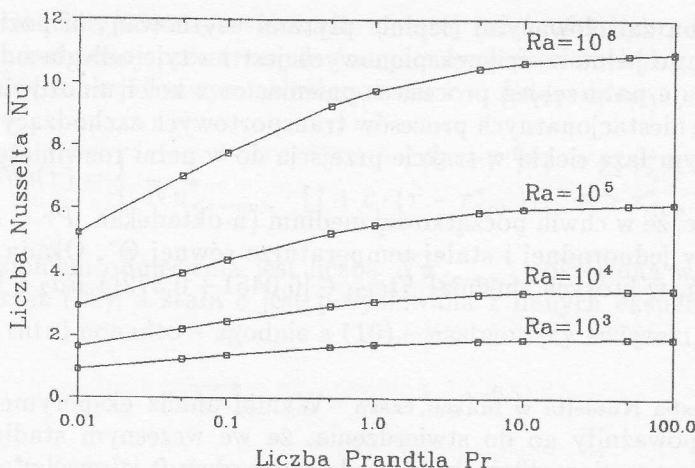
$$\overline{Nu}_{<cv>} = 0.29 \cdot Ra^{0.27} \cdot Pr^{0.18}, \quad Pr \ll 1. \quad (8)$$

Najnowsze analizy Lima i Bejana [19], w których przyjmuje się przede wszystkim założenie o braku jakichkolwiek kontrowersji odnośnie poprawności formuły (7) dla $Pr > 1$ i $Ste \ll 1$ oraz formuły (8) dla $Pr < 1$ i $Pr \ll 1$, doprowadziły do opracowania uniwersalnej korelacji ujmującej wpływ liczby Prandtla Pr (w całym zakresie jej zmienności, istotnym ze względów użytkowych) na uśrednioną liczbę Nusselta $\overline{Nu}$. Lim i Bejan przyjęli, że wzory (7) i (8) należy potraktować jako asymptotyczne odniesienie opisu procesu topnienia, przy czym odpowiednio dla $Pr \rightarrow \infty$ oraz $Pr \rightarrow 0$, i na tej podstawie zaproponowali następującą zależność:

$$\overline{Nu}_{<cv>} = \frac{0.35 \cdot Ra^{0.25}}{\left[1 + \left(\frac{0.143}{Pr}\right)^{9/16}\right]^{4/9}}, \quad (9)$$

którą zinterpretowano graficznie na rys. 5. Należy jednak zaznaczyć, że wzór Lima i Bejana ma charakter uniwersalny, ale tylko w odniesieniu do zagadnień, w których ma się do czynienia z przepływem laminarnym. W [19] stwierdza się, że może być on stosowany wtedy, gdy $Ra < 10 \cdot Pr^9$.

Dysponowanie uniwersalną korelacją, umożliwiającą wyznaczenie $\overline{Nu}_{<cv>}$ i zachowującą ważność dla układów o odmiennych konfiguracjach, jest sprawą nader istotną. Z rozważań teoretycznych wynika, że $\overline{Nu}_{<cv>}$ jest funkcją: zajętości oraz kształtu obszaru wypełnionego fazą ciekłą, orientacji zasobnika, liczby Rayleigha Ra i liczby Prandtla Pr . Jednak wiadomo [12], że większość korelacji, mających zastosowanie w opisie konwekcji naturalnej w zasobnikach o geometrii prostokątnej, może być także wykorzystywana w sytuacjach, w których ma się do czynienia z zasobnikami o ściankach zakrzywionych. Fakt ten skłaniał do podejmowania prób obliczenia $\overline{Nu}_{<cv>}$ w oparciu o znane korelacje standardowe dla zasobników prostokątnych, w których nie zachodzi przemiana fazowa. Wyniki zademonstrowane przez Benarda i in. [20] dla substancji organicznych, Webba i



Rys. 5. Uśredniona liczba Nusselta $\overline{Nu}_{<cv>}$ w funkcji liczby Prandtla

Viskantę [21] dla metali, Jany'ego i Bejana [17] dla przypadku bez przewodzenia w fazie stałej, Benarda i in. [22] oraz Beckermanna i Viskantę [23] dla przypadku z przewodzeniem w fazie stałej zdają się potwierdzać słuszność takiego podejścia w odniesieniu do znacznej liczby układów.

2.4.1. Płyta pionowa ograniczona zaizolowanymi cieplnie ściankami poziomymi (obszar nieograniczony)

Należy wyraźnie odnotować, że powyżej przedstawione zależności opisują wnikanie ciepła w warunkach w pełni rozwiniętej warstwy przyściennej. Oznacza to, że pomijane są wcześniejsze stadia procesu topnienia. Przytoczone formuły nie udzielają zarazem odpowiedzi na najbardziej interesujące pytanie:

Czy, i w jakim stopniu, w warunkach przemiany fazowej realizowane są reżimy czasowe poszczególnych stadiów procesu topnienia ?

W zaprezentowanych zależnościach brak jest bowiem odniesień do geometrii zasobnika i przechłodzenia medium.

Media o liczbie Prandtla $Pr > 1$ Zadania postawione w [13÷15] były idealizowane stosownie do potrzeb szczególnych celów badawczych, którymi było poszukiwanie odniesień i analogii z warunkami konwekcyjnego przenoszenia na nieskończonej płycie w medium nieograniczonym. Znalazły one doskonałe uzupełnienie w pracach Okady: eksperymentalnej [24] i obliczeniowej [25].

Okada analizował ewolucję procesu topnienia na pionowej płycie, przy czym obiekt jego rozważań został wyraźnie określony poprzez wydzielenie obszaru – wypełnionego medium zmieniającym fazę – na drodze ograniczenia pionowej ścianki

grzejnej dwiema zaizolowanymi cieplnie płytami usytuowanymi poziomo. Przyjęto przy tym, że jedna ze ścianek pionowych jest na tyle odległa od drugiej, że nie oddziałują na przebieg procesu topnienia, co z kolei umożliwia izolowane rozpatrywanie niestacjonarnych procesów transportowych zachodzących w obszarze wypełnionym fazą ciekłą w trakcie przejścia do w pełni rozwiniętej konwekcji naturalnej.

Przyjmując, że w chwili początkowej medium (n-oktadekan, $Pr = 56.2$) utrzymywane jest w jednorodnej i stałej temperaturze równej Θ^* , Okada zrealizował szereg obliczeń, w których zmieniał $Ste_{(2)} \in [0.0451 \div 0.372]$ i $Ra_2 \in [3.27 \cdot 10^5 \div 5.34 \cdot 10^6]$.

Uśredniona liczba Nusselta w funkcji czasu Wyniki analiz eksperymentalno-obliczeniowych upoważniły go do stwierdzenia, że we wczesnym stadium procesu topnienia, którego miarą może być przedział czasowy $0 < \tau < \tau_{<c>}^*$, procesy transportowe zachodzą w relatywnie wąskim obszarze przyległym bezpośrednio do ścianki grzejnej. Oznacza to, że przenoszenie ciepła zdominowane jest przez przewodzenie. W tym przedziale czasowym granica rozdziału faz ψ pozostaje równoległa do ścianki grzejnej. Jednocześnie obserwowany jest gwałtowny spadek wartości współczynnika wnikania ciepła.

Zmienność uśrednionej liczby Nusselta $\overline{Nu}$ w funkcji czasu jest zgodna z rozwiązywaniem problemu "czystego przewodzenia" i jest opisana wzorem

$$\overline{Nu}_{<c>} = (2 \cdot \tau)^{(-0.5)}, \quad (10)$$

przy czym $\overline{Nu}$ opatrzono tu dolnym indeksem $<c>$, a to dla czytelnej identyfikacji przewodzenia jako dominującego mechanizmu przenoszenia w tym stadium procesu topnienia.

Po upływie tego pierwszego stadium procesu, które trwa do umownej chwili czasowej $\tau_{<c>}^*$, obszar wypełniony fazą ciekłą poszerza się i obserwowane jest wzmożenie przenoszenia właściwego konwekcji naturalnej. Przejawia się ono poprzez wyhamowanie spadku uśrednionej liczby Nusselta $\overline{Nu}$ i jej ewentualną stabilizację. Według badań Okady [24] wartość tę – dla $3 \cdot 10^5 < Ra_2 < 2 \cdot 10^7$ – można oszacować (dla chwil czasowych dostatecznie odległych od momentu inicjacji topnienia) za pomocą wzoru

$$\overline{Nu}_{<c>} = 0.33 \cdot Ra_2^{0.25}, \quad (11)$$

a zatem formuły bardzo zbliżonej do zależności (7).

Wyizolowanie przebiegów uśrednionej liczby Nusselta $\overline{Nu}$ w poszczególnych reżimach, danych wyrażeniami (10) i (11), oraz zredukowanie przedziału czasu $\Delta\tau_{c \rightarrow cv}$ odpowiadającego przejściu od "czystego przewodzenia" do "czystej konwekcji" do umownej chwili czasowej $\tau_{<c>}^*$, czyli:

$$\Delta\tau_{c \rightarrow cv} \rightarrow 0, \quad \text{a więc} \quad \tau_{<c \rightarrow cv>}^* \cong \tau_{<c>}^*, \quad (12)$$

umożliwiło Okadzie [25] zapostulowanie prostej zależności hybrydowej opisującej zmiany uśrednionej przestrzennie (na pionowej powierzchni grzejnej) liczby Nusselta $\overline{Nu}$ w funkcji bezwymiarowego czasu $\tau = Fo_{(2)} \cdot Ste_{(2)}$:

$$\overline{Nu}(\tau) = \begin{cases} (2 \cdot \tau)^{-0.5}, & \tau \leq \tau_{<c>}^* , \\ \overline{Nu}_{<c \rightarrow cv>}^* \cdot \{1 + \hat{c} \cdot (\tau - \tau_{<c>}^*)\}, & \tau > \tau_{<c>}^* , \end{cases} \quad (13)$$

w której poziomem odniesienia jest liczba $\overline{Nu}_{<c \rightarrow cv>}^*$, określona w chwili czasowej danej przez (12), a stała $\hat{c}$ jest pozyskiwana z danych eksperymentalnych. Obowiązuje tutaj ponadto – zgodnie z (10) – następujący związek:

$$\overline{Nu}_{<c \rightarrow cv>}^* = (2 \cdot \tau_{<c>}^*)^{-0.5} \quad (14)$$

Powyższe zależności zostały z powodzeniem zweryfikowane w przedziale $10^4 \leq Ra \leq 5 \cdot 10^6$, w którym – dla wyznaczenia "przejsiowej" ($<c> \rightarrow <c \rightarrow cv>$) wartości uśrednionej liczby Nusselta $\overline{Nu}_{<c \rightarrow cv>}^*$ – ma zastosowanie formuła

$$\overline{Nu}_{<c \rightarrow cv>} = 0.234 \cdot Ra^{0.266} . \quad (15)$$

Z powyższych zależności wynika, że po upływie pierwszego stadium procesu, tzn. dla $\tau > \tau_{<c>}^*$, w płynie zaczyna dominować konwekcja naturalna, a uśredniona liczba Nusselta zmienia się w funkcji czasu według zależności liniowej. Sformułowanie postulatów o liniowej zmienności uśrednionej liczby Nusselta w warunkach w pełni rozwiniętej warstwy przyściennej wydaje się być jednak w sprzeczności z identyfikowanym przez wielu badaczy stabilizowaniem się wartości $\overline{Nu}_{<cv>}$. Konsekwencje takiego założenia są tym większe, im większa jest liczba Rayleigha Ra .

Godnym podkreślenia wynikiem prac Okady było także spostrzeżenie, że wpływ liczby Prandtla Pr na przebieg procesu topnienia jest pomijalnie mały dla $Pr > 7$. Znalazło to wyraz w korelacjach (11) i (15), w których liczba Prandtla została pominięta.

Wyraźnie odmienną – w zakresie koncepcji – konstrukcję spinającą trzy pierwsze reżimy przenoszenia podali Jany i Bejan [17]. Odtwarzając analitycznie asymptoty poszczególnych reżimów opracowali oni następującą zależność opisującą zmienność uśrednionej liczby Nusselta w funkcji czasu:

$$\overline{Nu}(\tau) = (2 \cdot \tau)^{-0.5} + [\hat{c}_1 \cdot Ra^{0.25} - (2 \cdot \tau)^{-0.5}] [1 + (\hat{c}_2 \cdot Ra^{0.75} \cdot \tau^{1.5})^n]^{1/n} , \quad (16)$$

której charakter jest zbliżony do znanej izotermy Van der Waalsa. Wartości poszczególnych stałych wynoszą: $\hat{c}_1 = 0.35$, $\hat{c}_2 = 0.0175$, $n = -2$ i umożliwiają opis zmian uśrednionej liczby Nusselta w trzech następujących po sobie stadiach procesu topnienia. Jany i Bejan przeanalizowali zależność (16) w następującym zakresie zmienności poszczególnych parametrów: $0 < Ra < 10^8$, $Pr = 50$, $A = 1$, $0 < \tau < 0.2$.

Udział fazy ciekłej w funkcji czasu Przydatną formułę umożliwiającą wyznaczenie uśrednionego w przestrzeni położenia granicy rozdziału faz zaproponował Okada [25]. Przyjęcie założenia (12) oraz skonstatowanie możliwości przyjęcia, że ciepło przekazywane od ścianki pionowej do medium jest równe – w warunkach quasistacjonarnych – energii cieplnej magazynowanej przy wykorzystaniu ciepła przemiany fazowej, umożliwiło mu przedstawienie następującej zależności:

$$\bar{\psi}(\tau) = \begin{cases} (2 \cdot \tau)^{0.5}, & \tau \leq \tau_{<c>}^* \\ (2 \cdot \tau)^{0.5} + \overline{Nu}_{<c \rightarrow cv>}^* \cdot (\tau - \tau_{<c>}^*) \cdot \{1 + \hat{c} \cdot (\tau - \tau_{<c>}^*)/2\}, & \tau > \tau_{<c>}^* \end{cases} \quad (17)$$

Należy zwrócić uwagę na fakt, że o dokładności (17) i (13) decyduje w dużym stopniu stała $\hat{c}$, której pominięcie powoduje, że np. w przypadku $Ra = 2.7 \cdot 10^6$ – $\bar{\psi}$ ma wartość mniejszą o około 14%. Stała ta – wyrażona w funkcji liczby Rayleigha Ra – została przedstawiona przez Okadę [25] w postaci graficznej.

Odwołując się do podobnej argumentacji, chociaż przy zgoła odmiennych założeniach (trójwymiarowym opisie dojścia do ustabilizowania się uśrednionej liczby Nusselta $\overline{Nu}$), Jany i Bejan [17] stwierdzili, że uśrednione położenie frontu topnienia może być opisane zależnością

$$\bar{\psi}(\tau) = \left\{ \left[(2 \cdot \tau)^{0.5} \right]^m + \left[\hat{c} \cdot Ra^{0.25} \cdot \tau \right]^m \right\}^{1/m}, \quad (18)$$

przy czym stałe empiryczne wynoszą: $\hat{c} = 0.35$, $m = 5$. Stała $\hat{c}$ jest więc taka sama, jak i w korelacji (16).

Media o liczbie Prandtla $Pr > 1$ Znaczącym uogólnieniem w odniesieniu do analizy topnienia metali są wyniki zaprezentowane przez Gobina i Benarda [18], którzy – stosując podejście analogiczne do proponowanego przez Jany'ego i Bejana [17] – przedstawili opis warunków wymiany ciepła w szerokim zakresie zmienności liczby Rayleigha Ra oraz liczby Prandtla Pr . Gobin i Benard założyli, że uśrednione liczby Nusselta w poszczególnych stadiach procesu topnienia dane są zależnościami:

- w reżimie $<c>$:

$$\overline{Nu}_{<c>} = (2 \cdot \tau)^{0.5}, \quad (19)$$

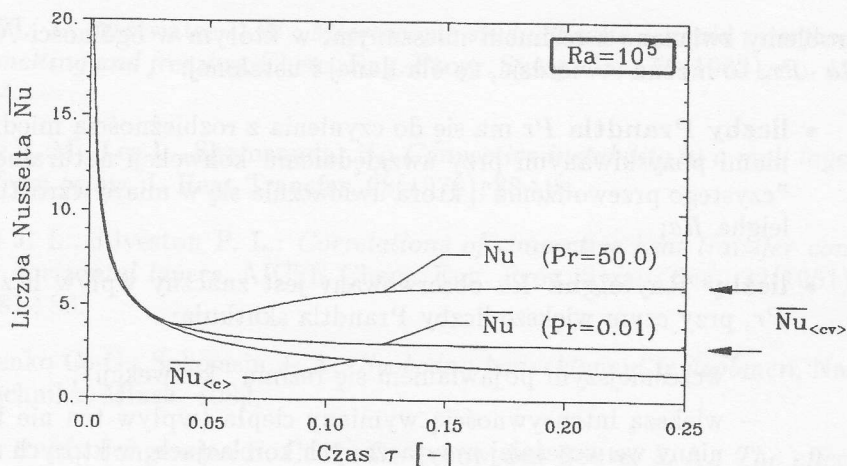
gdzie $\tau = Ste \cdot Fo$;

- w reżimie $<cv>$:

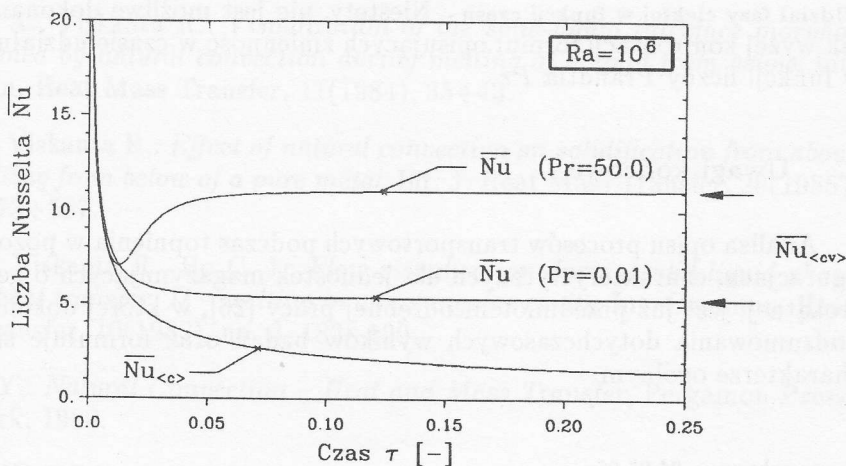
$$\overline{Nu}_{<cv>} = 0.29 \cdot Ra^{0.27} \cdot Pr^{0.18} \quad (20)$$

i uzyskali zależność hybrydową o następującej postaci:

$$\overline{Nu}(\tau) = \overline{Nu}_{<cv>} + \overline{Nu}_{<c>} \cdot \left[1 - \left[1 + \frac{1}{[\hat{c} \cdot (Ra \cdot Pr)^m \cdot \tau^n]^2} \right]^{-0.5} \right], \quad (21)$$



Rys. 6. Uśredniona liczba Nusselta $\overline{Nu}$ w funkcji czasu ($Ra = 10^5$)



Rys. 7. Uśredniona liczba Nusselta $\overline{Nu}$ w funkcji czasu ($Ra = 10^6$)

w której: $\hat{c} = 1.0$, $m = 0.36$, $n = 0.75$.

Konfrontacja korelacji zaproponowanych w [17] i [18] umożliwia czytelną ilustrację wpływu najistotniejszych czynników na ewolucję wymiany ciepła na ścianie grzejnej w czasie. Na rys. 6 i 7 przedstawiono przebiegi uśrednionych liczb Nusselta $\overline{Nu}$ (dla $Ra = 10^5$ i $Ra = 10^6$) odpowiadające zależnościom:

- o (16) – dla medium o liczbie Prandtla $Pr = 50$,
- o (21) – dla medium o liczbie Prandtla $Pr = 0.01$.

Tak jak należało oczekiwać, uśredniona liczba Nusselta $\overline{Nu}$ jest najbardziej wrażliwa na zmiany liczby Rayleigha Ra . Jeśli pominąć trudne do skomentowania

problemy związane z reżimem mieszanym, w którym w ogólności $\overline{Nu}$ zależy od $Ra \cdot Pr$, to można stwierdzić, że dla danej i ustalonej:

- **liczby Prandtla Pr** ma się do czynienia z rozbieżnością między rozwiązaniami pozyskiwanymi przy uwzględnieniu konwekcji naturalnej i tymi dla "czystego przewodzenia", która uwidacznia się w miarę wzrostu liczby Rayleigha Ra ;
- **liczby Rayleigha Ra** obserwowany jest znaczny wpływ liczby Prandtla Pr , przy czym większe liczby Prandtla skutkują:
 - wcześniejszym pojawianiem się reżimu "konwekcji",
 - większą intensywnością wymiany ciepła (wpływ ten nie był uwzględniany we wcześniej przytaczanych korelacjach, w których zmienną niezależną była jedynie liczba Rayleigha Ra).

Udział fazy ciekłej w funkcji czasu Niestety, nie jest możliwe dokonanie podobnej jak wyżej konfrontacji formuł opisujących zmienność w czasie udziału fazy ciekłej w funkcji liczby Prandtla Pr .

3. Uwagi końcowe

Analiza opisu procesów transportowych podczas topnienia w pozostałych konfiguracjach, charakterystycznych dla jednostek magazynujących o geometrii prostokątnej, jest już przedmiotem odrębnej pracy [26], w której dokonuje się także podsumowania dotychczasowych wyników badań oraz formułuje się wnioski o charakterze ogólnym.

Pracę zgłoszono 94.05.06

Literatura

- [1] Gościak J., Łach J.: *Analiza procesów przenoszenia w prostopadłościennych magazynach energii z przemianą fazy typu faza ciekła $\leftrightarrow$ faza stała. Cz. I. Opis cyklu rozładowania*, Prace IMP PAN, 97(1994), 111÷136.
- [2] Hale Jr. N. W., Viskanta R.: *Solid - liquid phase - change heat transfer and interface motion in materials cooled or heated from above or below*, Int. J. Heat Mass Transfer, 23(1980), 283÷292.
- [3] Farhadieh R., Baker Jr. L.: *Heat transfer phenomenology of a hydrodynamically unstable melting system*, J. Heat Transfer, 100(1978), no. 2, 305÷310.

- [4] Thomas L. J., Westwater J. W.: *Microscopic study of solid - liquid interfaces during melting and freezing*, Chem. Eng. Progr. Symp. Ser., 59(1963), no. 41, 155÷164.
- [5] Sparrow E. M., Lee L., Shamsundar N.: *Convective instability in a melt layer heated from below*, J. Heat Transfer, 98(1976), 88÷94.
- [6] O'Toole J. L., Silveston P. L.: *Correlations of convective heat transfer confined in horizontal layers*, AIChE Chem. Eng. Prog. Symp. Ser., 32(1961), no. 57, 81÷86.
- [7] Martynenko O. G., Sokovisin J. A.: *Svobodno-konvektyvnyi teploobmen*, Nauka i Technika, Minsk, 1982.
- [8] Heertjes P. M., Jongenelen F. C. H., De Leeuw den Bouter J. A.: *The effect of a moving boundary on heat transfer by free convection*, Chem. Eng. Sci., 25(1970), part 3, 1881 ÷ 1890.
- [9] Diaz L. A., Viskanta R.: *Visualization of the solid-liquid interface morphology formed by natural convection during melting of a solid from below*, Int. Commun. Heat Mass Transfer, 11(1984), 35÷43.
- [10] Gau C., Viskanta R.: *Effect of natural convection on solidification from above and melting from below of a pure metal*, Int. J. Heat Mass Transfer, 28(1985), no. 3, 573÷587.
- [11] Gau C., Viskanta R., Ho C. J.: *Flow visualization during solid-liquid phase change heat transfer. II - melting in a rectangular cavity*, Int. Commun. Heat Mass Transfer, 10(1983), no. 3, 183÷190.
- [12] Jaluria Y.: *Natural Convection - Heat and Mass Transfer*, Pergamon Press, New York, 1980.
- [13] Hale N. W., Viskanta R.: *Photographic observation of the solid-liquid interface motion during melting of a solid heated from an isothermal vertical wall*, Lett. in Heat and Mass Transfer, 5(1978), 329÷337.
- [14] Van Buren P. D., Viskanta R.: *Interferometric measurement of heat transfer during melting from a vertical surface*, Int. J. Heat Mass Transfer, 23(1980), 568÷571.
- [15] Bareiss M., Beer H.: *Experimental investigation of melting heat transfer with regard to different geometrical arrangements*, Int. Commun. Heat Mass Transfer, 11(1984), 323÷333.
- [16] Webb B. W., Viskanta R.: *Analysis of heat transfer during melting of a pure metal from an isothermal vertical wall*, Numerical Heat Transfer, 9(1986), no. 5, 539÷558.

- [17] Jany P., Bejan A.: *Scaling theory of melting with natural convection in an enclosure*, Int. J. Heat Mass Transfer, 31(1988), no. 6, 1221÷1235.
- [18] Gobin D., Benard C.: *Melting of metals driven by natural convection in the melt: Influence of Prandtl and Rayleigh numbers*, J. Heat Transfer, 114(1992), no. 2, 521÷524.
- [19] Lim J. S., Bejan A.: *The Prandtl number effect on melting dominated by natural convection*, J. Heat Transfer, 114(1992), no. 3, 784÷787.
- [20] Benard C., Gobin D., Martinez F.: *Melting in rectangular enclosures: experiments and numerical simulations*, J. Heat Transfer, 107(1985), 794÷803.
- [21] Webb B. W., Viskanta R.: *Natural-convection-dominated melting heat transfer in an inclined rectangular enclosure*, Int. J. Heat Mass Transfer, 29(1986), no.2, 183÷192.
- [22] Benard C., Gobin D., Zanolli A.: *Moving boundary problem: heat conduction in the solid phase of a phase-change material during melting driven by natural convection in the liquid*, Int. J. Heat Mass Transfer, 29(1986), No.11, 1669÷1681.
- [23] Beckermann C., Viskanta R.: *Effect of solid subcooling on natural convection during melting of a pure metal*, J. Heat Transfer, 111(1989), 416÷424.
- [24] Okada M.: *Melting from a vertical plate between insulated top and bottom surfaces*, in: Proc. of the ASME /JSME Thermal Engineering Joint Conference, ASME, New York, 1(1983), 281÷288.
- [25] Okada M.: *Analysis of heat transfer during melting from a vertical wall*, Int. J. Heat Mass Transfer, 27(1984), no. 11, 2057÷2066.
- [26] Gościak J., Łach J.: *Analiza procesów przenoszenia w prostopadłościennych magazynach energii z przemianą fazy typu faza ciekła ↔ faza stała. Cz. III. Opis cyklu ładowania*, Prace IMP PAN, w druku.

Analysis of transport phenomena occurring in rectangular latent heat storage units

Part II: Description of the storage cycle

Summary

The paper is devoted to the presentation of the state of art of both the quantitative and qualitative descriptions of the storage cycle in latent heat storage units. The main attention has been paid to both the selection of the most important conclusions resulting from available experimental data and quantitative description of the storage cycle by means of some simple formulae being useful in engineering practice. It was assumed that all the family of latent heat storage recuperators can be exemplified by a rectangular unit. For the lack of significant review-works referring to such geometry of latent heat storage units, certain general classification of this type systems has been proposed. In the paper neither sophisticated analysis of mathematical descriptions of multidimensional melting processes nor the construction of their solutions have been discussed. The review presented be continued in [26].