

A-21-10

K-1-236

J A N T O B I Ś

BADANIA KINETYKI OGRZEWANIA STRUMIENIA CIECZY
W KOLUMNIE WYPEŁNIONEJ NIERUCHOMYM ZŁOŻEM

Praca wykonana w Zakładzie
Podstaw Inżynierii Chemicznej
Instytutu Chemii Fizycznej
Polskiej Akademii Nauk

Promotor:

Doc.dr hab.inż.Dariusz Ziółkowski

W A R S Z A W A 1981

Biblioteka Instytutu Chemii Fizycznej PAN

F-B.220/82/1



8000000061441

Panu

doc.dr Dariuszowi Ziólkowskiemu
dziękuję za pomoc okazaną mi
przy wykonywaniu niniejszej pracy.

A handwritten signature in black ink, consisting of several stylized, overlapping strokes.



B 220/82

S P I S T R E S C I

	Str.
1. WPROWADZENIE	1
2. PRZEGLĄD LITERATURY	4
2.1. Modelowanie dyspersji ciepła w rurowych wymiennikach z wypełnieniem ziarnistym	4
2.2. Modelowanie przepływu płynu przez nieruchome złoża ziarniste	30
2.3. Ocena aktualnego stanu zagadnienia	37
3. CEL PRACY	46
4. ROZWINIĘCIE TEORETYCZNYCH PODSTAW MATEMATYCZ- NEGO MODELOWANIA DYSPERSJI CIEPŁA W WYMIENNI- KACH Z WYPEŁNIENIEM ZIARNISTYM	47
4.1. Sformułowanie ogólnego modelu uwzględniają- cego zmiany własności fizycznych płynu w obszarze centralnym wymiennika	47
4.2. Sformułowanie modelu celkowo-dyfuzyjnego uwzględniającego zmiany upakowania złoża kulek w obszarze przyściennym rurowego wymien- nika ciepła	56
4.3. Uproszczony model celkowo-dyfuzyjny. Ograniczenia w zastosowaniu modelu	59
4.4. Sformułowanie modelu przepływu ciepła przez graniczną warstwę przyścienną	66
5. EKSPERYMENTALNA WERYFIKACJA MODELI	77
5.1. Opis stanowiska badawczego. Metodyka zbiera- nia i wstępnego opracowywania danych doświad- czalnych	77

	Str.
5.2. Weryfikacja jednowymiarowego modelu Chennakesavana	95
5.3. Weryfikacja modelu dyfuzyjnego zakładają- cego przepływ tłokowy płynu przez wymien- nik	99
5.4. Weryfikacja uproszczonego modelu celkowo- dyfuzyjnego	107
5.5. Weryfikacja modelu granicznej warstwy przy- ściennej	108
6. OMOWIENIE WYNIKÓW	117
7. WNIOSKI	129
8. WYKAZ LITERATURY	131
9. WYKAZ SYMBOLI	135
10. ZAŁĄCZNIK. SZCZEGÓŁOWA DOKUMENTACJA PRZEPRO- WADZONYCH OBLICZEN	140

1. W P R O W A D Z E N I E

Wiele katalitycznych reakcji chemicznych zachodzących w fazie gazowej lub ciekłej realizowanych jest w skali przemysłowej w przepływowych reaktorach rurowych wypełnionych nieruchomym złożem ziarnistego katalizatora. Z uwagi na dodatnie lub ujemne efekty energetyczne reakcji chemicznych utrzymanie w reaktorze temperatury w optymalnych granicach wymaga z reguły chłodzenia lub ogrzewania reagującego układu, w wielu przypadkach przez ścianę reaktora. Zapewnienie odpowiednich warunków wymiany ciepła ma więc często decydujący wpływ na wydajność prowadzonego procesu.

Wymiana ciepła w rurowych aparatach wypełnionych nieruchomym złożem ziarnistym była przedmiotem licznych rozważań teoretycznych i badań eksperymentalnych [22], w większości dotyczących układów, w których przez zgranulowaną fazę stałą przepływał gaz. Prace te miały głównie na celu sformułowanie poprawnego matematycznego modelu dyspersji ciepła oraz określenie korelacji między parametrami modelu a warunkami pracy wymiennika.

Skomplikowany mechanizm zjawisk determinujących szybkość wymiany ciepła w rozważanym układzie utrudniał w znacznym stopniu modelowanie przebiegu tego procesu. W związku z tym autorzy przedstawionych w literaturze modeli formułowali je w oparciu o szereg upraszczających założeń, polegających między innymi na uśrednieniu w całej objętości układu własności fizycznych płynu i złoża, a w konsekwencji przyjęciu założenia tłokowego przepływu płynu przez wymiennik rurowy.

Sformułowane w literaturze uproszczone modele dyspersji ciepła znalazły potwierdzenie doświadczalne dla układów z gazami.

W odróżnieniu od gazu, własności fizyczne cieczy, w tym lepkość silnie zależą od temperatury. Pominięcie zmian własności fizycznych cieczy w matematycznym modelowaniu procesu wymiany ciepła między ścianą aparatu wypełnionego złożem, a płynącą w nim cieczą może prowadzić do znacznych błędów w ocenie przebiegu procesu. Zważywszy, że liczba wykorzystywanych w przemyśle procesów prowadzonych w fazie ciekłej w obecności zgranulowanej fazy stałej stale wzrasta /są to procesy katalityczne, elektrochemiczne, wymiany jonowej - realizowane najczęściej w przepływowych aparatach rurowych z wypełnieniem/ istnieje potrzeba opracowania modelu uwzględniającego zmiany własności fizycznych cieczy w wymienniku.

W związku z tym uznano za celowe rozwinięcie teoretycznych podstaw modelowania procesu dyspersji ciepła w rozpatrywanym układzie poprzez opracowanie modelu uwzględniającego zmiany własności fizycznych układu. Poprawne sformułowanie bardziej ogólnego modelu pozwala także ocenić słuszność założeń upraszczających, przyjętych a priori w przypadkach szczególnych, a tym samym daje podstawy do merytorycznej weryfikacji wyników prac doświadczalnych opracowanych zgodnie z przyjętymi dotychczas w literaturze założeniami upraszczającymi.

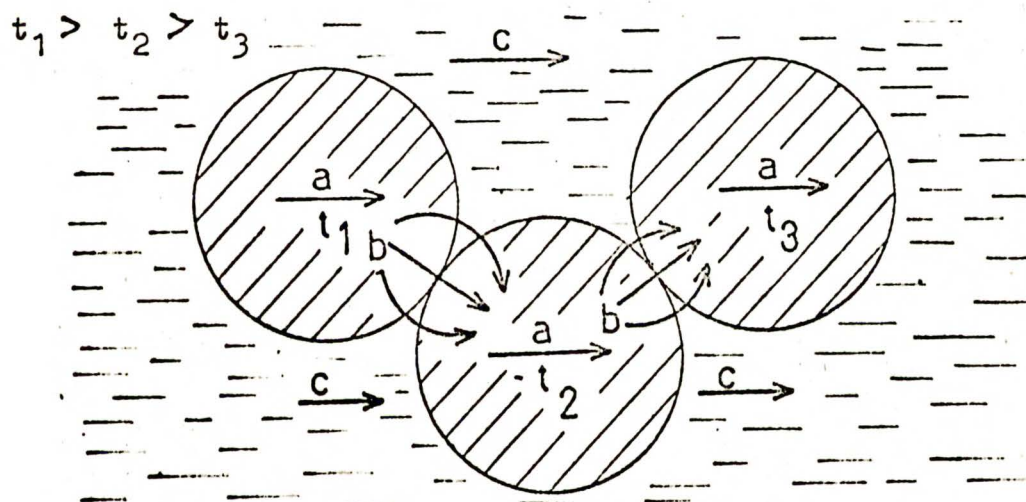
W niniejszej pracy przeprowadzono próbę sformułowania ogólnych zależności opisujących dyspersję ciepła i uwzględniających wpływ własności fizycznych płynu na pole temperatury

i prędkości płynu zarówno w centralnej części jak i w warstwie przyściennej wymiennika rurowego z nieruchomym wypełnieniem ziarnistym. Zaproponowano również sposób uwzględnienia w modelowaniu dyspersji ciepła zmiany struktury przestrzennej złoża kulek wywołanej obecnością ściany wymiennika. Doświadczalną weryfikację przedstawionych modeli przeprowadzono badając proces ogrzewania wody i wodnych roztworów gliceryny w przepływowym rurowym wymienniku ciepła wypełnionym złożem kulek porcelanowych. Cieczy tych użyto do badań ze względu na silną zależność ich lepkości od temperatury.

2. PRZEGLĄD LITERATURY

2.1 Modelowanie dyspersji ciepła w rurowych wymiennikach z wypełnieniem ziarnistym.

W literaturze rozpatrywano następujące, zilustrowane na rys. 1 - 3, mechanizmy przenoszenia ciepła w nieruchomym złożu, przez które przepływa ogrzewany lub chłodzony płyn:

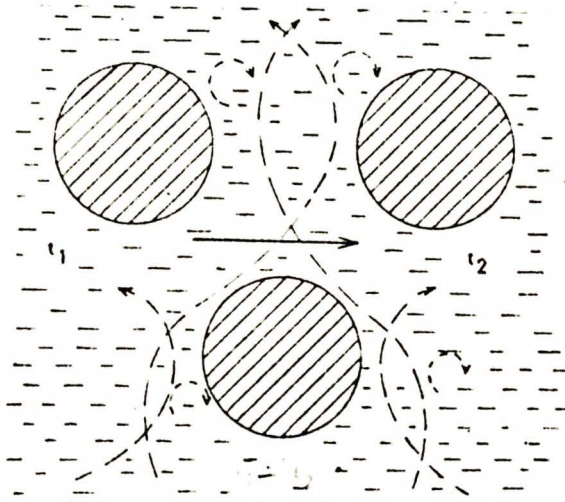


Rys. 1. Przenoszenie ciepła w rozdrobnionej fazie stałej w tym: a/ przez przewodzenie wewnątrz każdego elementu wypełnienia,

b/ przez przewodzenie w punktach styku elementów otoczonych warstewkami nieruchomego płynu,

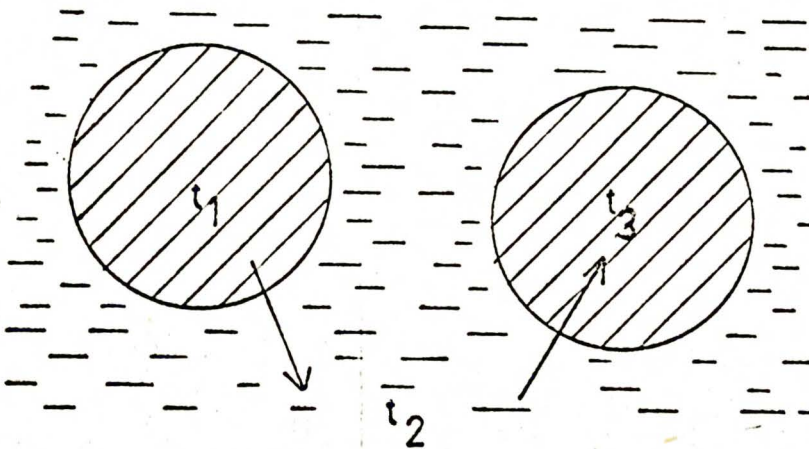
c/ przez promieniowanie /nie istotne w układach z cieciami/.

$$t_1 > t_2$$



Rys. 2. Przenoszenie ciepła głównie przez konwekcję w wolnych przestrzeniach między elementami wypełnienia, w których płyn ulega intensywnemu mieszaniu. Przepływ ciepła przez przewodzenie wewnątrz fazy płynnej może mieć znaczenie w rozpatrywanym układzie jedynie w zakresie bardzo małych prędkości płynu w złożu.

$$t_1 > t_2 > t_3$$



Rys. 3. Wymiana ciepła między płynem a fazą stałą. W tym

przypadku konwekcja zachodzi łącznie z przewodzeniem, bowiem na granicy faz konwekcja zanika. Przyjmuje się zgodnie z równaniem Newtona, że strumień ciepła przenikający przez granicę faz jest proporcjonalny do różnicy temperatur obu faz, a miarą intensywności ruchu ciepła jest współczynnik przenikania ciepła h_r

$$q = h_r(t_2 - t_1) \quad /1/$$

Uwzględnienie w matematycznym opisie dyspersji ciepła wszystkich mechanizmów zachodzących wewnątrz rozpatrywanego układu heterofazowego jest zadaniem trudnym, to też w literaturze zaproponowano szereg matematycznych modeli sformułowanych przy różnych założeniach upraszczających. Do najlepiej opracowanych należą modele dyfuzyjne oparte na koncepcji wyrażenia szybkości przenoszenia ciepła z pomocą równania Fouriera

$$q = -K \text{ grad } t \quad /2/$$

Modele dyfuzyjne dwufazowe formułowano przyjmując, że rozpatrywany układ stanowią dwie przenikające się wzajemnie pseudohomogeniczne fazy, rozdrobniona stała i płynna, których własności można opisać funkcjami ciągłymi w czasie i przestrzeni. Każdą z tak pomyślanych faz charakteryzuje efektywne przewodnictwo cieplne wynikające ze specyficznych, pokazanych na rys. 1 - 2, mechanizmów transportu ciepła.

Podstawę modeli dwufazowych stanowią równania zachowania energii zapisane w warunkach ustalonych dla każdej z wyróżnionych faz [1]:

$$\operatorname{div} (u \rho c_p t_f) = \operatorname{div} (K_f \operatorname{grad} t_f) + h_r a_v (t_s - t_f) \quad /3/$$

$$h_r a_v (t_s - t_f) = \operatorname{div} (K_s \operatorname{grad} t_s) + Q \quad /4/$$

W powyższym układzie równań uwzględniono:

- $u \rho c_p t_f$ - unoszenie ciepła przez konwekcję
- $K_f \operatorname{grad} t_f$ - efektywne przewodzenie ciepła w fazie płynnej
- $K_s \operatorname{grad} t_s$ - efektywne przewodzenie ciepła w fazie stałej
- $h_r a_v (t_s - t_f)$ - wymianę ciepła między fazami
- Q - źródła ciepła /przyjęto dalej $Q = 0/$

Ewentualne różnice między opublikowanymi w literaturze modelami dyfuzyjnymi są konsekwencją dalszych uproszczeń dokonywanych w układzie równań /3/ i /4/, lub odmiennego definiowania warunków brzegowych.

W znacznej części prac, poświęconych zagadnieniu dyspersji ciepła w wymiennikach, w których nie zachodzą reakcje chemiczne przyjmuje się, zgodnie z faktami eksperymentalnymi [2], że temperatury obu faz w punktach o tych samych współrzędnych przestrzennych mało różnią się od siebie, a tym samym gradienty temperatur w obu fazach można uznać za równe. Założenie takie pozwala formalnie traktować rozpatrywany układ dwufazowy jako jedną pseudohomogeniczną fazę, której efektywne przewodnictwo cieplne K równe jest sumie efektywnych przewodnictw rozdrobnionej fazy stałej K_s i płynnej K

$$K = K_s + K_f \quad /5/$$

Modelowanie pola temperatury w rurowym wymienniku oparto ponadto na występowaniu symetrii osiowej i tłokowego przepływu płynu w złożu. Przyjęcie powyższych założeń sprowadza bilans cieplny sformułowany dla obu faz do jednego równania, stanowiącego podstawę większości opublikowanych w literaturze modeli przenoszenia ciepła w rozpatrywanym układzie.

$$u \rho c_p \frac{\partial t}{\partial z} = K_r \left[\frac{1}{r} \frac{\partial t}{\partial r} + \frac{\partial^2 t}{\partial r^2} \right] + K_z \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \quad /6/$$

Ze względu na doświadczalnie stwierdzoną anizotropowość cieplną układu [3 - 5] w równaniu /6/ wyróżnione zostały efektywne przewodnictwa cieplne w kierunkach promieniowym K_r i osiowym K_z , które w ogólnym przypadku należy traktować jako przewodnictwa w kierunkach prostopadłym K_{\perp} i równoległym K_{\parallel} do wektora pozornej prędkości pseudohomogenicznej fazy płynnej \underline{u} . Oczywiście dla przepływu tłokowego

$$K_r = K_{\perp} \quad \text{i} \quad K_z = K_{\parallel} .$$

Anizotropowość cieplna układu wynika z odmiennego charakteru zjawisk wywołujących konwekcję w kierunkach równoległym i prostopadłym do wektora pozornej prędkości \underline{u} . Przenoszenie ciepła w kierunku równoległym do \underline{u} jest skutkiem turbulencji płynu, podczas gdy dyspersja ciepła w kierunku prostopadłym do \underline{u} wynika głównie ze sposobu dzielenia i łączenia strug płynu opływających kolejne elementy złoża. Różne mechanizmy przenoszenia ciepła przez konwekcję w wyróżnionych kierunkach uzasadniają różne wartości współczynników efektywnego przewodnictwa cieplnego układu $K_r \neq K_z$.

Przy formułowaniu zależności definiujących wartości efektywnego przewodnictwa cieplnego przyjmuje się, że jest ono sumą dwóch udziałów, w tym K_m - konwekcyjnego, związanego z mechanicznym przemieszczaniem się elementów płynu oraz K_0 - niezależnego od przepływu płynu, będącego kombinacją przewodnictw molekularnych obu faz tworzących rozpatrywany układ. Wprowadźmy /obowiązującą w niniejszej pracy/ definicję bezwymiarowej liczby Pecleta opartą na omawianym wyżej udziale efektywnego przewodnictwa cieplnego K_m

$$Pe = \frac{u g c_p d}{K_m}$$

/7/

W odniesieniu do procesu konwekcji, którego składnik K_m dotyczy, ma miejsce pełna analogia procesu przenoszenia ciepła i masy, a definicja powyższa jest równoważna definicji opartej na związanym z konwekcją składniku efektywnej dyfuzyjności /mixing diffusivity/ E_m

$$Pe = \frac{u d}{E_m}$$

/8/

Mając na uwadze powyższą definicję liczby Pecleta, sformułowano równanie określające efektywne przewodnictwo cieplne K w postaci liniowej zależności od prędkości płynu: u

$$K = K_0 + \frac{1}{Pe} g c_p d u$$

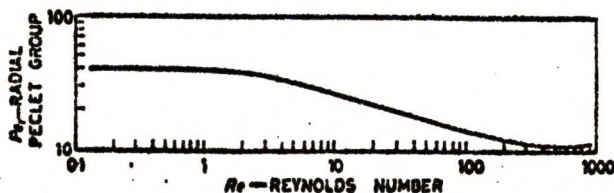
/9/

w której wartość liczby Pecleta można wyznaczyć z pomiarów szybkości efektywnego przewodzenia ciepła lub efektywnej dyfuzji masy.

Celem prac doświadczalnych [6 - 22] wykonanych w aspekcie modelu dwuwymiarowego, zdefiniowanego równaniem /6/ było eksperymentalne wyznaczenie wartości K_0 i liczby Pecleta występujących w równaniu /9/, obowiązującym w modelowaniu dyspersji ciepła w kierunkach prostopadłym i równoległym do kierunku wypadkowego przepływu płynu. Metodyka działania polegała w tym przypadku na aproksymacji zmierzonych profili temperatur zależnościami uzyskanymi ze scałkowania równania /6/ przy różnych założeniach upraszczających. Minimalizując funkcję celu w postaci sumy kwadratów odchyleń temperatur zmierzonych i obliczonych dobierano optymalne w warunkach każdego doświadczenia wartości efektywnego przewodnictwa ciepła, które następnie korelowano linią prostą w zależności od u . Wyraz wolny i nachylenie otrzymanej regresji pozwalały na określenie wartości współczynnika K_0 i liczby Pecleta występujących w równaniu /9/. Z dokładnym opisem technik doświadczalnych i metod obliczeniowych stosowanych do badań efektywnego przewodnictwa cieplnego K można zapoznać się w przeglądzie literatury dokonany w pracy doktorskiej B. Legawca [22].

Przeprowadzone badania nad przenoszeniem ciepła i masy potwierdziły słuszność wzoru /9/. Dla przepływów burzliwych $/Re > 100/$ wartości liczby Pecleta są w przybliżeniu stałe i zależne od struktury złoża. Dla wypełnień z kulek wynoszą one - w kierunku promieniowym $Pe_r = 10$, w kierunku osiowym $Pe_z = 2$. Wyniki badań nad dyspersją masy przeprowadzone przez Hibbyego [23] w układach z cieciami wskazują jednak, że przy

małych prędkościach cieczy Pe_r - liczba Pecleta charakteryzująca dyspersję w kierunku promienia aparatu jest funkcją liczby Reynoldsa.



Reynolds number	Pe_r
< 1	40
5	32
10	25
20	22
40	18
100	14
200	12
400	11
1000	11

Rys.4

-Variation of the fluid-mechanical Peclet group, for radial dispersion with Reynolds number

Autorzy szeregu prac [17,24-28] uzasadniają, że wyraz wolny równania /9/ - K_0 nie zależy od prędkości płynu, a jego wartość odpowiada efektywnemu przewodnictwu cieplnemu rozdrobnionej fazy stałej wypełnionej nieruchomym płynem. Kunii i Smith [24] proponują określać K_0 ze wzoru:

$$\frac{K_0}{\lambda} = \varepsilon + \frac{\beta(1-\varepsilon)}{\varphi + \gamma \frac{\lambda}{\lambda_s}} \quad /10/$$

w którym: ε - porowatość złoża; β, γ, φ - efektywne współczynniki wyprowadzone przy modelowaniu mechanizmów pokazanych na rys.1; dla wypełnień z kulek $\beta = 1$
 $\varphi = 2/3$ $\gamma = 0.71$.

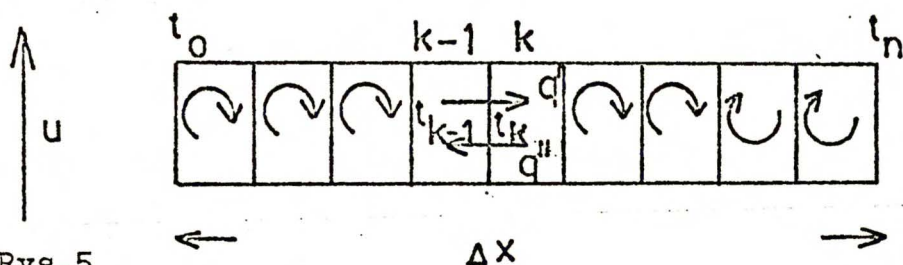
Ranz [29] teoretycznie uzasadnił słuszność liniowej zależności /9/ efektywnego przewodnictwa cieplnego K_r od prędkości płynu u . Rozpatrzył on mechanizm mieszania płynu w wolnych przestrzeniach między elementami wypełnienia będący przyczyną dyspersji ciepła i masy w kierunku prostopadłym do

wektora pozornej prędkości płynu u . Szybkość przenoszenia ciepła zgodnie z tym mechanizmem jest proporcjonalna do konwekcyjnego składnika efektywnego przewodnictwa cieplnego K_m . Poniżej przedstawiono wywód, z pomocą którego Ranz uzasadnia wyrażenie definiujące wartość współczynnika K_m .

Cytowany autor założył, że układ ziarn złoża i wolnych między ziarnami przestrzeni ukierunkowuje poszczególne strugi płynu w taki sposób, że stosunek uśrednionej prędkości wynikającej z poprzecznych fluktuacji płynu u_f do wypadkowej prędkości płynu u jest stały i zależy jedynie od geometrycznej struktury złoża

$$u_f = \alpha \cdot u \quad /11/$$

Ranz wziął następnie pod uwagę element objętości układu o szerokości Δx , przez który przepływa na skutek poprzecznych fluktuacji płynu strumień ciepła q_f , wywołany różnicą temperatur $t_0 - t_n$, występujących na krańcach przedziału Δx . Dany element objętości został podzielony wzdłuż x na N przylegających do siebie komórek o wymiarach określonych przez wielkość ziarna.



Rys.5

Zakładając idealne wyrównanie temperatury wewnątrz każdej komórki w wyniku idealnego wymieszania płynu w wolnych prze-

strzeniach między ziarnami. Ranz definiuje strumienie ciepła przenikające w każdą stronę przez hipotetyczne ściany dzielące sąsiednie komórki.

$$q_k = u_f \int c_p t_k \quad /12/$$

Różnica strumieni ciepła przenikających w przeciwnych kierunkach określa wypadkowy strumień ciepła

$$q_{fk} = q_k' - q_k'' = u_f \int c_p (t_{k-1} - t_k) \quad /13/$$

Każda z wyróżnionych komórek symuluje wolną przestrzeń między ziarnami, stąd liczba komórek na jakie podzielono odcinek Δx winna być odwrotnie proporcjonalna do wymiaru ziarna

$$N = \frac{\Delta x}{\beta d} \quad /14/$$

Sumując wszystkie wypadkowe strumienie przenikające przez każdą z N ścian po uwzględnieniu równań /13/ i /14/ Ranz otrzymał wyrażenie definiujące wartość strumienia ciepła q_{fk}

$$q_{fk} = (\alpha\beta) u \int c_p d \frac{t_o - t_N}{\Delta x} \quad /15/$$

Ostatecznie z przyrównania równania /15/ do równania Fouriera /2/ wynika wyrażenie definiujące składnik efektywnego przewodnictwa cieplnego związany z konwekcją - K_m .

$$K_m = (\alpha\beta) u \int c_p d \quad /16/$$

Równanie /16/ uzasadnia obserwowaną doświadczalnie stałość wartości liczby Pecleta, bowiem z porównania /16/ i /9/ wynika, że:

$$Pe = \frac{1}{(\alpha\beta)} \quad /17/$$

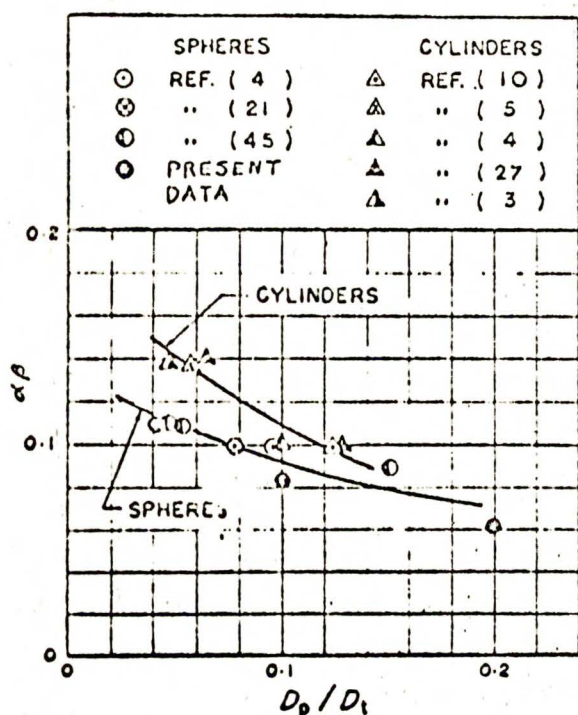
a współczynniki α i β z założenia są zależne jedynie od struktury złoża.

Analizując różne możliwe sposoby upakowania złoża usypanego z kulek Ranz stwierdził, że teoretycznie przewidziane wartości współczynników α -stosunek prędkości wynikającej z fluktuacji do prędkości pozornej/ i β -stosunek odległości między środkami wolnych przestrzeni do wymiaru liniowego ziarna/ uzasadniają zgodnie ze wzorem /17/ wartości liczb Pecleta Pe_r wyznaczone z badań dyspersji masy i ciepła. Należy jednak podkreślić, że wywód Ranza uzasadniającego poprawność równania /16/ oparty jest na założeniu idealnego wymieszania płynu w wolnych przestrzeniach między elementami wypełnienia. Założenie to jest spełnione w warunkach hydrodynamicznych zapewniających w pełni burzliwy przepływ płynu przez złoże.

Yagi i Kunii [26] przekształcili wyrażenie /16/ do postaci bezwymiarowej,

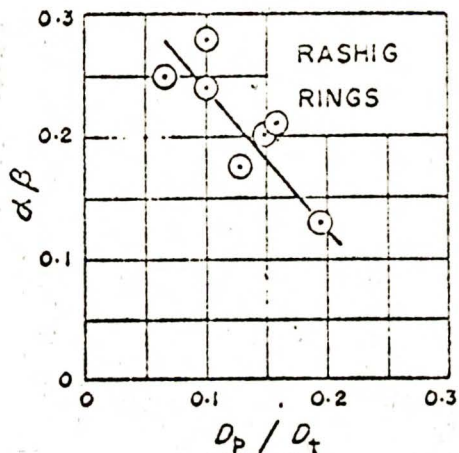
$$\frac{K_m}{\lambda} = (\alpha\beta) Re Pr \quad /18/$$

a następnie badali doświadczalnie wartości iloczynu $\alpha\beta$ dla różnego rodzaju wypełnień, przez które przepuszczano powietrze. W wyniku otrzymali zależności graficzne $\alpha\beta$ w funkcji d/D dla złożów usypanych z kulek, cylindrów i pierścieni Raschiga /rys.6/.



RELATION BETWEEN $\alpha\beta$ AND D_p/D_t FOR SPHERES AND CYLINDERS

RELATION BETWEEN $\alpha\beta$ AND D_p/D_t FOR VARIOUS SHAPES OF SOLIDS



Rys.6

[30]

Yagi, Kunii i Endo [30] przeprowadzili doświadczalną weryfikację sformułowanego w postaci zależności /6,9/ modelu $\frac{u}{r}$ mierząc osiowy i promieniowy rozkład temperatury w rurowym wymienniku, w którym ogrzewana była woda. Pomiarów wykonano w ogrzewanej parą wodną stalowej rurze o średnicy 60 mm i długości 500 mm wypełnionej w różnych seriach kulkami szklanymi o średnicach o 2 - 6 mm i jednym rodzaju kulek stalowych o 3 mm. Badania przeprowadzono w zakresie $0 < Re < 200$. Porównanie zmierzonych o obliczonych w wyniku analitycznego scałkowania równania /6/ profili temperatur zdaniem Yagi, Kunii i Endo potwierdziły słuszność modelu sprawdzonego wcześniej w wymienniku z przepływającym powietrzem.

Wnioski podawane przez Yagi, Kunii i Endo stoją w sprzeczności z wynikami badań dyspersji masy wykonanymi przez

Hibbego. W zakresie $0 < Re < 200$. Hibby [23] postuluje wielokrotny wzrost wartości liczby Pecleta, który przez Yagi, Kunii i Endo /posługujących się wykresem 6/ nie był uwzględniany w modelowaniu pola temperatury cieczy w wymienniku.

Autorzy publikacji [31-40] dotyczących badań nad przeniesieniem ciepła wewnątrz wymienników wypełnionych warstwami ziarnistymi stwierdzili, że efektywne przewodnictwo cieplne K_r w pobliżu ściany wymiennika gwałtownie maleje.

Operowanie zmiennymi wartościami K_r podczas obliczeń pola temperatury w wymienniku z pomocą równania /6/ stwarzałyby znaczne trudności w jego rozwiązywaniu. W związku z tym w obliczeniach pomija się nieznaczne zmiany wartości K_r wzdłuż promienia warstwy przyjmując ją jako stałą dla całego wypełnienia, natomiast gwałtowny wzrost oporu cieplnego w pobliżu ściany wymiennika uwzględnia się bądź przez skokową zmianę wartości K_r w odległości $d/2$ od ściany aparatu [31], bądź przez wprowadzenie przyściennego współczynnika wnikania ciepła h_w definiowanego w warunku granicznym /19/ przyjmowanym w całkowaniu równania /6/

$$\text{dla } r = R \quad K_r \frac{\partial t}{\partial r} = h_w (t_w - t) \quad /19/$$

/R - promień wymiennika/

Występujący w równaniu /19/ przyścienny współczynnik wnikania ciepła h_w próbowano określić na podstawie rozważań teoretycznych [41,26] oraz w sposób eksperymentalny [31-40].

Harratty [41] założył, że wnikanie ciepła od ściany do płynu przepływającego przez złoże zachodzi według następującego mechanizmu:

- 1/ w wyniku oddziaływania złoża element płynu zostaje przeniesiony do ściany wymiennika,
- 2/ element płynu, omywając ścianę przyjmuje jej temperaturę,
- 3/ po wymianie ciepła ze ścianą element płynu zostaje odprowadzony do wnętrza złoża.

Zgodnie z przedstawionym mechanizmem opór ściany zależy od pojemności cieplnej płynu i od średniego czasu zetknięcia się płynu z powierzchnią rury. Przyjmując, że czas zetknięcia się płynu ze ścianą wymiennika jest proporcjonalny do średnicy ziarna i odwrotnie proporcjonalny do szybkości przepływu płynu przez wypełnienie, Harratty wyprowadził zależność określającą wartość przyściennego współczynnika wnikania ciepła h_w

$$\frac{h_w d}{\lambda} = 1.1 \sqrt{Re} \sqrt{Pr} \quad /20/$$

Kunii i Suzuki [39] określali współczynnik h_w rozpatrując zmiany efektywnego przewodnictwa cieplnego K_r w obszarze przyściennym. Badania przeprowadzono w pierścieniowych warstwach ziarnistych, przez które przepuszczano w jednych doświadczeniach wodę, w innych powietrze. Między dwie koncentrycznie osadzone rury długości 650 mm o średnicach 50 i 58 mm usypano złoże z kulek szklanych, przez które przepuszczano badane płyny. Rurę wewnętrzną ogrzewano, zewnętrzną chłodzono i wytworzony w ten sposób gradient temperatury wzdłuż promienia stanowił podstawę dla wyznaczenia efektywnego przewodnictwa K_r zarówno w rdzeniu warstwy jak i w obszarze przyściennym. Uzyskane wyniki Kunii i Suzuki skorelowali równaniami /21/i/22/



dla rdzenia warstwy

$$\frac{K_r}{\lambda} = \frac{K_o}{\lambda} + (\alpha\beta) \text{ Re Pr} \quad /21/$$

dla obszaru przyściennego

$$\frac{K_r^W}{\lambda} = \frac{K_o^W}{\lambda} + (\alpha\beta^W) \text{ Re Pr} \quad /22/$$

W opublikowanych uprzednio rozważaniach teoretycznych [26] badacze Ci uzasadnili możliwość zmiany wartości współczynnika $\alpha\beta$ w obszarze przyściennym wynikające ze zmiany struktury i porowatości złoża /dla rdzenia warstwy $\alpha\beta = 0.1$, dla obszaru przyściennego $\alpha\beta^W = 0.054/$.

Wyniki przeprowadzonych badań [30,39] potwierdziły przydatność równania /22/ do opisu efektywnego przewodnictwa cieplnego K_r^W w obszarze przyściennym wymiennika, jednakże wartości $(\alpha\beta^W)$ otrzymane w doświadczeniach z wodą były o 50% niższe, niż w przypadku powietrza przepuszczanego przez wymiennik, co może budzić wątpliwości w praktycznym stosowaniu tej zależności.

W teoretycznej analizie zjawisk zachodzących w obszarze przyściennym wymiennika Yagi i Kunii [27] uwzględnili - oprócz zmiany efektywnego przewodnictwa ciepła wynikającej ze sposobu ułożenia kulek - dodatkowo opór cieplny warstwy laminarnej płynu przylegającej bezpośrednio do ściany wymiennika. Cytowani autorzy twierdzą ponadto, że szybkość przenoszenia ciepła przez tę warstwę można określić według korelacji podanej przez Polhausena [42].

$$\frac{h_w^* d}{\lambda} = 2.6 \text{ Re}^{0.5} \text{ Pr}^{0.33} \quad /23/$$

Po rozważeniu udziałów wszystkich wyżej wymienionych mechanizmów przenoszenia ciepła uzasadniających obserwowany doświadczalnie dodatkowy opór cieplny przy ścianie wymiennika Yagi i Kunii [27] proponują wartość przyściennego współczynnika wnikania ciepła h_w wyznaczać z równania:

$$\frac{h_w D}{\lambda} = \frac{h_w^0 D}{\lambda} + \frac{1}{\frac{1}{2.6 \text{ Re}^{0.5} \text{ Pr}^{0.33}} + \frac{1}{0.054 \text{ Re} \text{ Pr}}} \quad /24/$$

w którym współczynnik h_w^0 charakteryzuje szybkość wnikania ciepła bezpośrednio od ściany do złoża poprzez otoczki nieruchomego płynu, a jego wartość można określić na podstawie zależności podanych w pracy [27].

Gunn i Khalid [3] porównali promieniowe profile temperatury zmierzone w wymienniku rurowym z wyliczonymi teoretycznie w oparciu o analitycznie wyznaczoną postać całkową równania /6/. Przy formułowaniu warunków brzegowych autorzy Ci wzięli pod uwagę dodatkowy opór cieplny określony przez przyścienny współczynnik wnikania ciepła h_w . Badając czułość parametryczną otrzymanego rozwiązania Gunn i Khalid [3] stwierdzili mały wpływ osiowej dyspersji ciepła na pole temperatury gazu w wymienniku rurowym. Podobny wniosek wysunął B. Legawiec [22] stwierdzając, że dla wysokich wypełnień [$D > 10$ uwzględnienie dyspersji osiowej w równaniu /6/ ma niewielki wpływ

na profil temperatury obliczony w końcowym poprzecznym przekroju wymiennika.

Jeżeli człon związany z osiowym przewodnictwem w równaniu /6/ zostanie pominięty wówczas bilans cieplny różniczkowego elementu układu sprowadza się do postaci najczęściej stosowanej w pracach doświadczalnych [7-22], dotyczących modelowania pola temperatury w wymienniku rurowym z nieruchomym wypełnieniem ziarnistym.

$$u \rho c_p \frac{\partial t}{\partial z} = K_r \left[\frac{1}{r} \frac{\partial t}{\partial r} + \frac{\partial^2 t}{\partial r^2} \right] \quad /25/$$

Analityczne scałkowanie równania /25/ przy założeniu warunków brzegowych /26/ prowadzi do równania /27/, które określa pole temperatury w wymienniku, pod warunkiem znajomości wartości efektywnego przewodnictwa ciepła K_r i przyściennego współczynnika wnikania ciepła h_w . Współczynniki te można wyznaczyć z równań /21/ i /24/

$$z = 0 \quad 0 < r < R \quad t = t_0$$

$$r = 0 \quad 0 \leq z \leq L \quad \frac{\partial t}{\partial r} = 0 \quad /26/$$

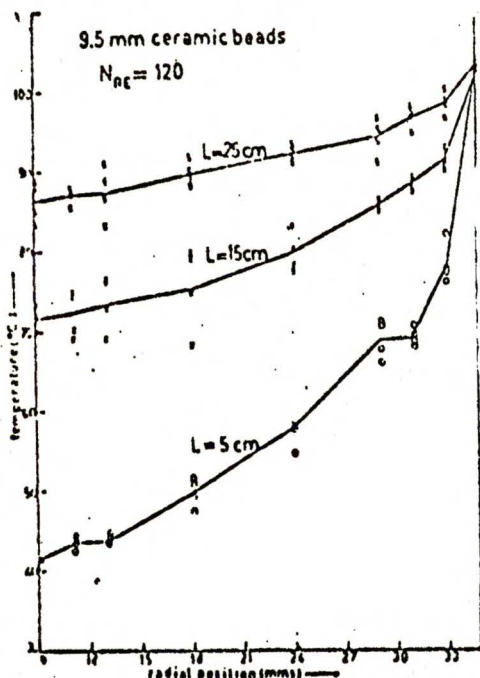
$$r = R \quad 0 \leq z \leq L \quad K_r \frac{\partial t}{\partial r} = h_w (t_w - t)$$

$$\frac{t_w - t}{t_w - t_0} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2 J_0(a_n r/R)}{a_n (1 + a_n^2 / Bi^2) J_1(a_n)} \exp \left[\frac{-a_n^2 K_r z}{u \rho c_p R^2} \right] \quad /27/$$

gdzie $Bi = \frac{h_w R}{K_r}$ i a_n jest n -tym pierwiastkiem równania

$$Bi = a_n J_1(a_n) / J_0(a_n); Bi - \text{liczba Biota}$$

Omówione wyżej zależności /21 - 27/ pozwalające zmodelować pole temperatury płynu w wymienniku, od nazwisk badaczy zajmujących się tym zagadnieniem, są w literaturze nazywane dwuwymiarowym modelem Yagi i Kunii [26-27].



Rys.7

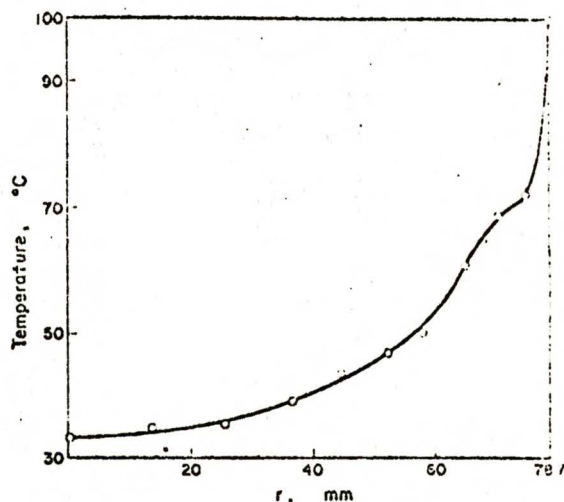


Fig. 1. Radial temperature profiles: V_2O_5 -catalyst. $d_t = 0.1575$ m; $d_p = 0.0657$ m; $z = 0.293$ m; $Re = 252$.

Rys.8

Należy podkreślić, że zarówno równanie /27/ określające pole temperatury w dwuwymiarowym układzie współrzędnych cylindrycznych, jak i pozostałe przedstawione w literaturze [3], [22] równania modelowe nie uzasadniają charakterystycznego ugięcia w promieniowym profilu temperatury zmierzonym nad złożem przez Dixona [43]/rys.7/ oraz De'Wascha i Fromenta [44]

/rys.8/. Lerou [86] sugeruje, że ugięcie to może być związane z deformacją profilu prędkości płynu, wynikające ze zmian upakowania złoza w obszarze przyściennym.

W pewnych przypadkach wystarczająca jest znajomość profilu temperatury płynu wzdłuż osi rurowego aparatu. Do opisu procesu wymiany ciepła można wówczas stosować jeszcze bardziej uproszczony - jednowymiarowy model pomijający zmiany temperatury płynu w przekrojach poprzecznych wymiennika [45 - 56].

W modelu jednowymiarowym sformułowanym w postaci równania /28/ zakłada się wprost proporcjonalną zależność między wartością strumienia ciepła przenikającego przez ścianę wymiennika a siłą napędową procesu wymiany ciepła jaką stanowi różnica między temperaturą ściany, a średnią w danym przekroju temperaturą płynu

$$q = 0.5 u \xi c_p R \frac{d t_{sr}}{dz} = \alpha_o (t_w - t'_{sr}) \quad /28/$$

gdzie q - strumień wymienianego ciepła

u - pozorna prędkość liniowa płynu

ξc_p - pojemność ciepła płynu

R - promień wymiennika

t'_{sr} - średnia w przekroju poprzecznym temperatura płynu

t_w - temperatura ściany

α_o - ogólny współczynnik wnikania ciepła od ściany do płynu

Wartość współczynnika α_o , zależna jest od warunków hydrodynamicznych i własności fizycznych płynu przepływającego przez

wymiennik. Można ją wyznaczyć z korelacji wiążących moduły podobieństwa określające warunki pracy wymiennika. W wyniku wymiarowej analizy różniczkowych równań charakteryzujących przebieg procesu wymiany ciepła w rozpatrywanym układzie następujące moduły podobieństwa powinny być związane ze sobą równaniem kryterialnym.

$$\frac{\alpha_0 D}{\lambda} \quad \text{lub} \quad \frac{\alpha_0 d}{\lambda} \quad - \quad \text{liczba Nusselta} \quad /Nu/$$

$$\frac{c_p u}{\lambda} \quad - \quad \text{liczba Prandtla} \quad /Pr/$$

$$\frac{u \rho D}{\mu} \quad \text{lub} \quad \frac{u \rho d}{\mu} \quad - \quad \text{liczba Reynoldsa} \quad /Re/$$

$$\frac{\lambda_w}{\lambda} ; \frac{\mu_w}{\mu} \quad - \quad \text{simpleksy uwzględniające zmiany własności fizycznych płynu}$$

$$L/D ; d/D \quad - \quad \text{simpleksy geometryczne}$$

W literaturze można odnotować kilka publikacji dotyczących eksperymentalnych badań procesu wymiany ciepła w wymienniku z nieruchomym złożem, w którym płynęła ciecz. Wyniki eksperymentów, sformułowane według jednowymiarowego modelu badanego procesu, autorzy publikacji przedstawili w postaci korelacji między wyżej wymienionymi modułami podobieństwa.

Chennakesavan [52] wyznaczał doświadczalnie wartości ogólnego współczynnika wnikania ciepła α_0 od ściany rurowego wymiennika do strumienia cieczy przepływającej przez znajdujące się w wymienniku wypełnienie, wykorzystując metodę stosowaną w badaniach procesu wymiany ciepła podczas przepływu

płynu przez wymiennik rurowy bez wypełnienia.

Doświadczenia były przeprowadzone w wymienniku rurowym z miedzi o średnicy 57 mm i wysokości 1200 mm, którego ścianę ogrzewano za pomocą pary wodnej. Przez wypełnienia usypane z kulek szklanych, porcelanowych siodełek Berla lub pierścieni Raschiga przepływała woda, wodne roztwory gliceryny lub toluen. W warunkach ustalonych mierzono temperaturę cieczy w początkowym i końcowym przekroju poprzecznym wymiennika, temperaturę jego ściany, temperaturę pary ogrzewającej ścianę, szybkość przepływu cieczy przez wypełnienie oraz określano ilość wymienianego ciepła na podstawie pomiaru masy skroplin powstałych na ścianie aparatu. Wartości sumarycznego współczynnika przenikania k_o Chennakesavan wyliczał ze wzoru będącego wynikiem całkowania różniczkowego równania modelowego [28]

$$k_o = \frac{q}{F \Delta t_{sr} \log} \quad /29/$$

gdzie q - strumień ciepła

F - powierzchnia wymiany ciepła

$\Delta t_{sr \log}$ - średnia logarytmiczna różnica temperatur pary i cieczy w początkowym i końcowym przekroju poprzecznym aparatu.

Wartość sumarycznego współczynnika k_o wynika z udziału cząstkowych oporów cieplnych zgodnie z wzorem:

$$\frac{1}{k_o} = \frac{1}{\alpha_o} + \frac{S}{\lambda_m} + \frac{1}{\alpha_p} + \frac{1}{\alpha_d}$$

gdzie α_p - współczynnik wnikania ciepła od pary do ściany wymiennika

α_d - współczynnik wnikania ciepła przez warstwę brudu na ścianie wymiennika

λ_m - przewodnictwo cieplne miedzi

S - grubość ściany wymiennika

Zakładając analogiczną jak dla wymiennika rurowego bez wypełnienia postać korelacji określającej wartość liczby Nusselta definiowanej z pomocą ogólnego współczynnika wnikania ciepła

$$Nu_D = C Re_D^{0.8} Pr^{0.33} \left(\frac{\mu}{\mu_w} \right)^{0.14} \quad /30/$$

na podstawie uzyskanych danych doświadczalnych Chennakesavan [52] wyznaczył wartości stałej C w równaniu /30/ jako funkcji stosunku średnicy ziarna do średnicy wypełnienia, a następnie podał ogólną postać korelacji na ogólny współczynnik wnikania ciepła α_p , które obowiązuje dla przebadanych wypełnień $3 \leq D/d \leq 14$ oraz dla zakresu liczby Prandtla $3 \leq Pr \leq 12$ i Reynoldsa $300 \leq Re \leq 40.000$ z dokładnością 15%

$$Nu_D = /0.41 - 0.5^{d/D} / Re_D^{0.8} Pr^{0.33} \left(\frac{\mu}{\mu_w} \right)^{0.14} \quad /31/$$

gdzie Nu_D - liczba Nusselta $\frac{\alpha_p D}{\lambda}$

Re_D - liczba Reynoldsa $\frac{u_p D}{\mu}$

μ_w - lepkość cieczy w temperaturze ściany

Raghevan [53] kontynuował podjęte przez Chennakesavana badania w celu ustalenia wpływu średnicy, wysokości złoża, stosunku średnicy ziarna do średnicy aparatu oraz rodzaju materiału tworzącego elementy wypełnienia na wartość ogólnego współczynnika wnikania ciepła α_0 .

Wartości ogólnego współczynnika α_0 Raghevan wyznaczał analogicznie jak Chennakesavan i skorelował identycznym równaniem /30/, uwzględniając zależność stałej C od wielkości przewodnictwa cieplnego materiału, z którego wykonane były elementy wypełnień. Niestety ścisła forma tej zależności nie została podana w pracy [53]; autor stwierdził tylko, że zmiana wypełnienia szklanego na stalowe może spowodować wzrost współczynników do 30%.

Gopelarathnam Hoelscher i Laddha [54] wyprowadzili w oparciu o analizę modelu Yagi i Kunii liniową zależność między liczbą Nusselta a efektywnym przewodnictwem ciepła Kr i podali korelację dla modelu jednowymiarowego w postaci

$$Nu_D = 0.151 \frac{\lambda_s}{\lambda} + 34.7 + (0.0102 + 0.0912 \frac{D}{L}) Pr Re_D \quad /32/$$

w której liczbowe wartości współczynnika proporcjonalności wyznaczali doświadczalnie w warunkach podobnych do stosowanych w pracy Chennakesavana.

Syczewa i Jegorow [55] wyznaczali doświadczalnie wartości współczynnika α_0 , stanowiącego parametr jednowymiarowego matematycznego modelu /28/ wymiany ciepła w wymienniku z nieruchomym złożem, używając w doświadczeniach różnych cieczy.

w szerokim zakresie zmian liczby Prandtla / $6 < Pr < 1300$ /. Wymiennik stanowiła rura miedziana o średnicach wewnętrznej/zewnętrznej 26.5/27.5mm i długości $L=1200\text{mm}$, chłodzona bieżącą wodą. Przez wypełnienie usypane z koksu lub pierścieni Raschiga przepuszczano ogrzane uprzednio wodę lub różne frakcje z destylacji ropy naftowej. Metodyka opracowywania wyników była podobna do stosowanej w innych pracach tego typu. Wyniki doświadczeń ujęto ogólną korelacją w postaci:

$$\text{Nu}_D = C \left(\frac{D}{d} \right)^k \text{Re}^n \text{Pr}^m \quad /33/$$

w której wartości k , n , m są zależne od warunków prowadzenia doświadczeń i dla każdego wypełnienia inne.

Uwzględnioną we wzorze /46/ średnicę zastępczą wypełnienia Syczewa i Jegorow obliczali ze wzoru

$$d = \left[\frac{6V_s}{\pi} \right]^{1/3} \quad /34/$$

gdzie V_s - średnia objętość pojedynczego ziarna.

Gielpierin i Kagan [56] przeprowadzili badania ogólnego współczynnika wnikania ciepła α , w rurze miedzianej, o wymiarach ϕ 12mm L - 427mm, wygiętej w kształcie litery U, która była zanurzona we wrzącej wodzie podczas badania procesu ogrzewania cieczy przepływającej przez wypełnienie i w termosie z ciekłym azotem podczas badania procesu chłodzenia. Do badań używano wodę, roztwory chlorku wapnia i glikolu, które przepuszczano przez wypełnienie z szklanych i metalowych

pierścieni Raschiga, kulek i nieregularnych cząstek z grafitu.

Średnicę zastępczą cząstek wypełnienia Gielpierin i Kagan obliczali ze wzoru:

$$d = \frac{4\ell}{a_s + 0.75 a_r} \quad /35/$$

gdzie a_s - powierzchnia właściwa ziarna

a_r - powierzchnia właściwa rury liczona na jednostkę objętości warstwy

W wyniku przeprowadzonych doświadczeń sformułowana została korelacja

$$Nu = 0.0295 Re^{0.9} Pr^{0.33} \left(\frac{\mu}{\mu_w} \right)^n \quad /36/$$

przy czym stałe $n = 0.14$ dla procesu ogrzewania i $n = 0.24$ dla procesu chłodzenia cieczy przepływającej przez wypełnienie.

W tabeli 1 zestawiono omówione wyżej korelacje określające zależność wartości ogólnego współczynnika wnikania ciepła od warunków w jakich zachodzi proces wymiany ciepła między ścianą wymiennika a przepływającą przez wypełnienie cieczą.

Profil średnich w przekrojach poprzecznych temperatur płynu t_{sr} wzdłuż wymiennika można wyznaczyć przez scałkowanie różniczkowego równania /28/ stanowiącego podstawę modelu jednowymiarowego. Podczas całkowania przyjmowano stałą wartość ogólnego współczynnika wnikania ciepła α_0 dla całej dłu-

gości aparatu obliczoną z wybranej korelacji. Liczby bezwymiarowe określa się wykorzystując własności fizyczne płynu uśrednione w całej objętości wymiennika. Przy założeniu stałej wartości temperatury ściany wymiennika postać całkową modelu jednowymiarowego stanowi wyrażenie /37/.

$$\frac{t_w - t'_{sr}}{t_w - t_o} = \exp \left[\frac{-2\alpha_o L}{u \rho c_p R} \right]. \quad /37/$$

Należy podkreślić, że postaci całkowe obu modeli - jednowymiarowego /37/ i dwuwymiarowego /27/ były wyprowadzone przy podobnych założeniach upraszczających, polegających na uśrednieniu własności fizycznych płynu w całym układzie oraz na przyjęciu tłokowego przepływu płynu przez wypełnienie i stałej temperatury ściany wymiennika.

Interesujące może być zatem przedstawienie matematycznego związku między termokinetycznymi współczynnikami α_o , K_r i h_w występującymi w równaniach definiujących oba modele.

Yagi i Kunii [27] scałkowali równanie /27/ względem promienia wymiennika. W wyniku otrzymali zależność /38/ określającą profil średniej w przekroju poprzecznym temperatury płynu wzdłuż osi wymiennika

$$\frac{t_w - t'_{sr}}{t_w - t_o} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{4}{a_n^2 \left(1 + \left(\frac{a_n}{Bi} \right)^2 \right)} \exp \left[\frac{-a_n^2 K_r z}{u \rho c_p R^2} \right] \quad /38/$$

Porównując prawą stronę równania /37/ z pierwszym członem szybkozbieżnego szeregu w równaniu /38/ Yagi i Kunii [27] otrzymali równanie /39/ stanowiące związek między termokinetycznymi współczynnikami obu modeli

$$Nu = \frac{\alpha_s \cdot d}{\lambda} = \left[a_1^2 - \frac{u g c_p R^2}{K_r L} \ln \frac{4}{a_1^2 \left[1 + \left(\frac{a_1}{Bi} \right)^2 \right]} \right] \left[\frac{d}{D} \right] \left[\frac{K_r}{\lambda} \right] \quad /39/$$

gdzie a_1 jest pierwszym dodatnim pierwiastkiem równania

$$Bi = a_1 J_0(a_1) / J_1(a_1)$$

pozostałe oznaczenia identyczne jak dla równania /27/.

2.2 Modelowanie przepływu płynu przez nieruchome złoże ziarniste.

Większość prac poświęconych modelowaniu przepływu płynu przez złoże zgranulowanej fazy stałej dotyczy warunków izotermicznych. Dodatkowe założenie izotropowości złoża i pominięcie, w przypadku gazu, sił masowych pozwala przyjąć, że rozkład ciśnienia wzdłuż rurowego aparatu przepływowego będzie liniowy i równoważony przez opór hydrodynamiczny, pokonywany przez płyn płynący w aparacie. Opór hydrodynamiczny tworzą naprężenia styczne powstające na granicy faz oraz rozpraszanie energii kinetycznej na skutek burzliwego ruchu płynu lepkiego. Jest rzeczą zrozumiałą, że oba te czynniki zależą od geometrii złoża, stanu powierzchni jego elementów, a także od prędkości i własności fizycznych płynu, dlatego

też podejmowane są próby opracowania ogólnej teorii pozwalającej sformułować związek między wartością tego oporu i własnościami fizycznymi obu faz tworzących rozpatrywany układ. Obszerny przegląd literatury dotyczącej tego tematu można znaleźć w opracowaniu [80].

Podstawę modelowania oporu hydrodynamicznego stanowi równanie /40/ oparte na hipotezie Reynoldsa [58], iż wartość oporu jest sumą dwóch udziałów - lepkościowego i kinetycznego

$$-\frac{\Delta P}{L} = a \mu \cdot u + b \rho u^2 \quad /40/$$

Celem znacznej liczby prac było zatem ustalenie związku między geometrią złoża a wartościami stałych a i b w równaniu /40/. W teoretycznej interpretacji fizycznego sensu tych zależności rozpatrywany układ dwufazowy modelowano pękiem rurek w różnorodny sposób przestrzennie usytuowanych, lub też wskazywano na addytywny udział poszczególnych elementów wypełnienia w tworzeniu sumarycznego oporu, odwołując się do analogii rozpatrywanego procesu z procesem sedymentacji.

Pominięcie w równaniu /40/ członu kinetycznego prowadzi do uzyskania równania Darcy [59] opisującego laminarny przepływ płynu przez wypełnienie.

$$-\frac{\Delta P}{L} = \frac{\mu}{k} \cdot u \quad /41/$$

Kozeny [61] uzasadnił sens fizyczny występującego w rów-

wnaniu Darcy współczynnika przepuszczalności k , w oparciu o następujące założenia:

- złoża można zmodelować pękami kapilar, w których przepływ opisuje równanie Poisseuilla
- liczba i wymiary kapilar muszą być dobrane tak, aby powierzchnia właściwa złoża i jego modelu były jednakowe
- wielokrotne zmiany kierunku przepływu płynu w złożu, wynikające z konieczności opływu jego elementów, powodują wydłużenie rzeczywistej odległości przebywanej przez płyn w aparacie ze złożem w stosunku do długości pustego aparatu. Stosunek tych odległości określa współczynnik krętości wyznaczany dla układu doświadczalnie.

Model Kazenego był dalej rozwijany przez Scheideggera i innych [62-70].

Ergun [71,72] przyjął także model pęku kapilar i opierając się na hipotezie Reynoldsa rozszerzył zależność określającą wartość oporów hydrodynamicznych na cały zakres prędkości, obejmujący laminarny i burzliwy przepływ płynu. Zakładając, że w równaniu /40/ należy uwzględnić "rzeczywistą" prędkość płynu, która - zgodnie z hipotezą Dupuis-Forheimera - jest odwrotnie proporcjonalna do porowatości wypełnienia ($u^* = u/\xi$), Ergun wyprowadził następującą zależność między oporem hydrodynamicznym i fizycznymi własnościami płynu oraz parametrami geometrycznymi złoża

$$- \frac{\Delta P}{L} = 150 \frac{(1-\xi)^2}{\xi^3 d^2} \mu u + 1.75 \frac{(1-\xi)}{\xi^3 d} \rho u^2 \quad /42/$$

Poprawność sformułowania równania /42/ została potwierdzona doświadczalnie; równanie to jest często stosowane do oceny spadku ciśnienia podczas izotermicznego przepływu płynu przez aparat wypełniony złożem ziarnistym.

Trzeba jednak podkreślić, że w przypadku ogólnym równania Erguna lub Darcy nie należy utożsamiać z równaniami definiującymi spadek ciśnienia płynu w złożu. Równania te odnoszą się bowiem do szczególnego przypadku /warunki izotermiczne, złożo izotropowe, przepływ tłokowy/, kiedy spadek ciśnienia i opór hydrodynamiczny pozostają ze sobą w równowadze. Uwzględnienie dodatkowo innej siły, choćby masowej - prowadzi do zależności podanej przez Darcy [59]

$$\text{grad } P = \rho g - \frac{\mu}{k} u \quad /43/$$

Brinkman [73] natomiast zauważył, że w ruchu laminarnym poruszające się równoległe z różnymi prędkościami strugi płynu będą na siebie oddziaływać siłami lepkościowymi, zgodnie z zależnością Newtona, toteż równanie Darcy rozwinął do postaci:

$$\text{grad } P = - \frac{\mu}{k} \cdot u + \mu \nabla^2 u \quad /44/$$

Powyższe równanie Brinkman użył do matematycznego modelowania profilu prędkości płynu przepływającego przez rurę wypełnioną substancją porowatą o przepuszczalności k . Wprowadzając siłę lepkościową do równania Darcy Brinkman mógł zrealizować warunek brzegowy zerowej prędkości płynu na ścianie aparatu.

Równanie Brinkmana mimo znacznej popularności budzi jednak wątpliwość natury merytorycznej. Rozwinięcie prędkości płynu od zerowej do maksymalnej następuje w nieznacznej odległości od ściany, rzędu wymiaru elementu wypełnienia, nie wiadomo zatem z czego wynika pewność spełnienia warunku izotropowości wypełnienia, a co za tym idzie tej samej co w rdzeniu warstwy wartości współczynnika przepuszczalności k . Wreszcie naprężenia styczne, na ścianie aparatu, podobnie jak na granicy rozdrobionej fazy stałej i płynnej mają swój udział w tworzeniu oporu hydrodynamicznego, stąd są w równaniu Brinkmana w obszarze przyściennym uwzględniane podwójnie. Pomijając jednak obszar przyścienny, równanie Brinkmana wydaje się być uzasadnione do opisu laminarnego przepływu płynu przez złożę izotropowe w warunkach istnienia gradientu prędkości, wywołanego np. zmianami lepkości płynu wewnątrz układu.

W odmienny sposób zmodelował wpływ obecności ściany na profil prędkości płynu Schwartz [74]. Wyznaczył on grubość warstwy przyściennej płynu przez określenie odchylenia oporów hydrodynamicznych zmierzonych doświadczalnie od obliczonych według modelu Kozenego. Zdaniem Schwartza różnica ta jest wynikiem hamującego oddziaływania na płyn ściany aparatu, przy której prędkość płynu winna być równa zero. Obliczone tą drogą naprężenie przy ścianie Schwartz przyrównał do naprężenia stycznego zdefiniowanego przez Prandtla dla warstwy przyściennej i całkując otrzymane równanie różniczkowe określił rozwinięcie prędkości płynu w funkcji odległości od ściany. Wydaje się, że wśród prezentowanych w literaturze metoda Schwartz

pozwała najlepiej modelować prędkość płynu w warstwie przysciennej. Ustosunkowując się jednak krytycznie do pracy Schwartza należy stwierdzić, że zgodnie z badaniami Benenatiego [57] istotne zmiany ^{porowatości} zachodzą na odległości równej około 2.5 średnic elementów wypełnienia. Dla wypełnień o stosunkowo dużych rozmiarach elementów obszar przyscienney może mieć istotny wpływ na wartość oporów hydrodynamicznych, stąd zmiana tych oporów w stosunku do obliczonych z modelu Kozenego nie musi być jedynie skutkiem pokonywania naprężeń w warstwie przysciennej płynu, jak to postuluje w swej pracy Schwartz.

Wpływ skokowej zmiany porowatości złoża na pole prędkości przepływającego przez złożo płynu usiłowali zmodelować Stanek i Szekeley [75-76]. Wychodząc ze zlinearyzowanej wektorowej postaci równania Erguna

$$-\text{grad } P = f \frac{\rho |u|}{2 d} \underline{u} \quad /45/$$

w którym współczynnik oporów hydrodynamicznych f opisuje zależność

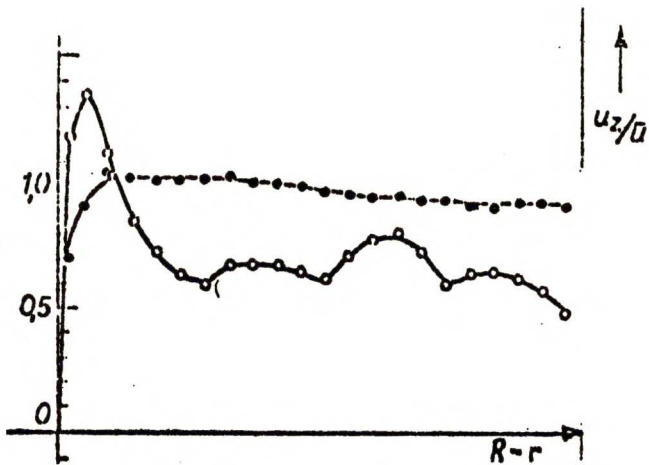
$$f = \frac{2 \cdot (1-\epsilon)}{\epsilon^3} \left[1.75 + \frac{150}{Re} \right]; Re = \frac{u \rho d}{\mu (1-\epsilon)} \quad /46/$$

Szekeley i Stanek przekształcili równanie /45/ działając operatorem rotacji w równanie funkcji prądu, które następnie scałkowali, określając tym samym pole prędkości płynu w rozważanym przez siebie układzie.

Stanek i Szekeley rozważając dwuwymiarowe pole prędkości w układzie w którym przemieszczający się płyn ulega miejscami

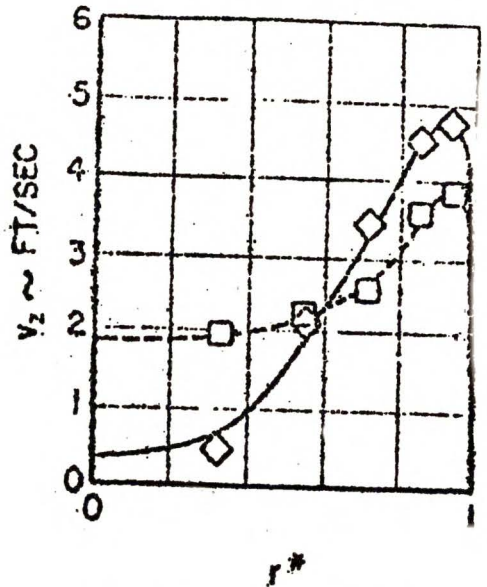
zdecydowanemu przyspieszeniu, w przedstawionym przez siebie równaniu modelowym /45/ nie uwzględnili sił adwekcji, dzięki istnieniu których płyn ulega przyspieszeniu. Autorzy Ci pominięli także w swych rozważaniach siły masowe i siły przeciwdziałające istnieniu gradientu prędkości zdefiniowane po raz pierwszy w równaniu Brinkmana /44/. W zakresie przepływu burzliwego siły te związane są z istnieniem tzw. efektywnej lepkości, na którą oprócz lepkości molekularnej składa się lepkość burzliwa wynikająca z istnienia turbulencji w płynie. Wyniki badań nad efektywną lepkością układu prowadzone przez Ziółkowską i współpracowników zostały dotychczas opracowane jedynie w formie graficznej [77].

Obok prac stanowiących próbę matematycznego modelowania pola przepływu płynu przez wypełnienie można odnotować prace doświadczalne, których celem było dokonanie pomiarów metodą termoanemometryczną profili prędkości płynu nad złożem. Wyniki Mościckiej [78] rys.9 wskazują, że prędkość gazu przy ścianie może być dwukrotnie wyższa niż w osi rurowego wymiennika. Schertz [79] badając profile prędkości w warunkach nieizotermicznych wykazuje wyraźny wpływ własności fizycznych gazu na pole jego prędkości w wymienniku /rys.10/.



Bezwymiarowe profile wektora prędkości u_z/\bar{u}

$L = 1060$ mm, $k = 15$ mm, $d = 8,7$ mm, $\bar{u} = 1$ m/s, $\bullet - s = 0$, $\circ - s = L$



Velocity vs. radial position, 33 std. cu. ft./min.
Isothermal - - -
Nonisothermal ———
Centerline at 342°F.

Rys.9

Rys.10

2.3 Ocena aktualnego stanu zagadnienia.

Publikacje dotyczące badań przebiegu procesów ogrzewania lub chłodzenia strumienia płynu w aparatach cylindrycznych wypełnionych nieruchomym złożem można podzielić na dwie grupy, zależnie od matematycznego modelu zastosowanego do ilościowego opisu tych procesów i do interpretacji wyników badań. Jedną z nich obejmuje prace oparte na modelu jednowymiarowym [45-56], do drugiej należą publikacje dotyczące wyników badań wykonanych w ujęciu modelem dwuwymiarowym [1-44]. W obu przypadkach traktowano układ jako pseudojednofazowy.

Wybór odpowiedniego modelu do opisu transportu ciepła w złożu, przez które przepływa płyn a w szczególnym przypadku -

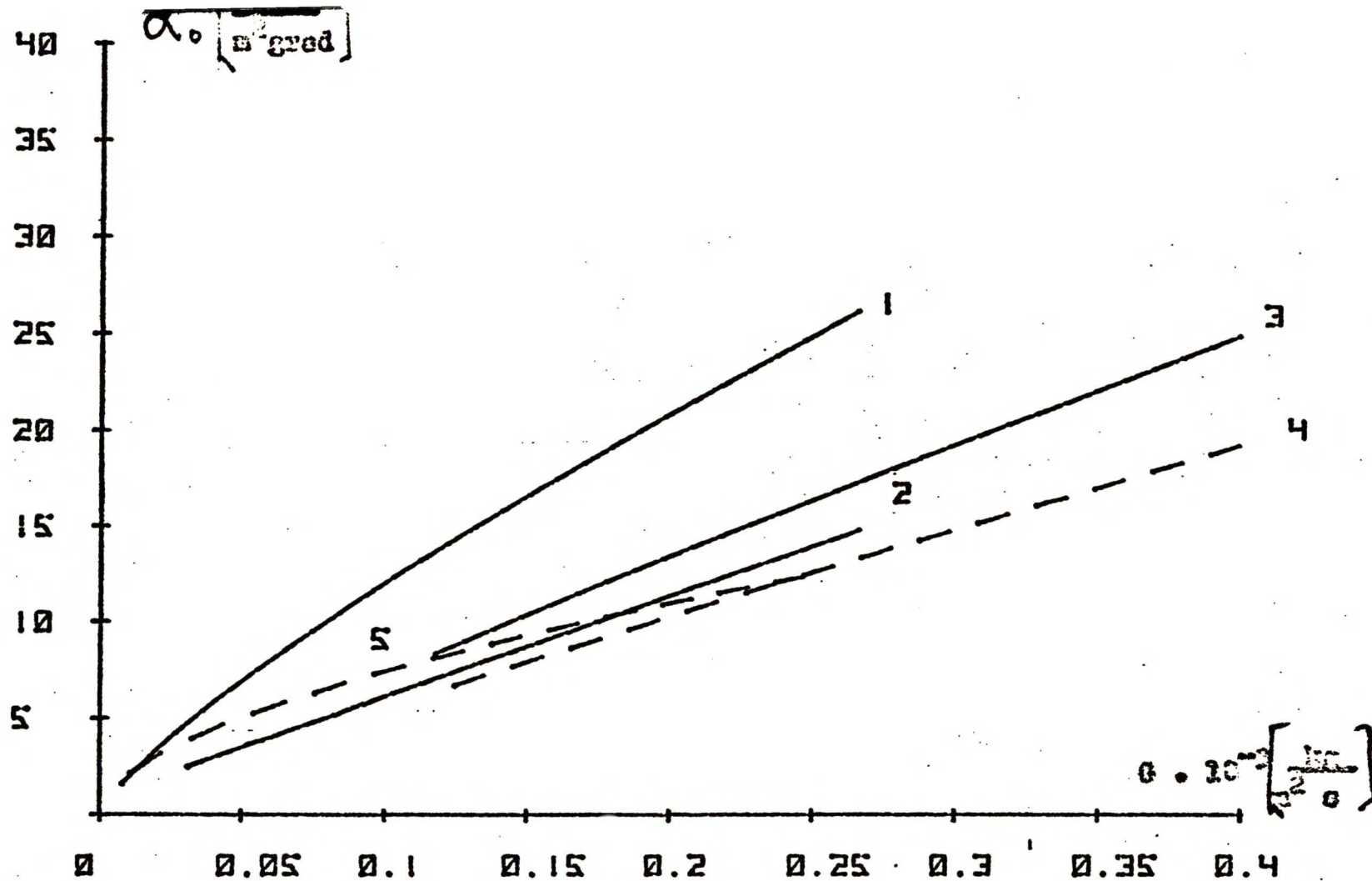
ciecz, uzależniony jest od warunków w jakich zachodzi ten proces, narzucających możliwość przyjmowania określonych upraszczających założeń; oraz od celu w jakim model ma być użyty. Jeżeli celem jest wyznaczenie rozkładu średniej temperatury płynu wzdłuż osi aparatu, lub ocena ilości ciepła wymienionego w aparacie, a ponadto zróżnicowanie temperatury wzdłuż promienia aparatu jest niewielkie, można użyć modelu jednowymiarowego. Model dwuwymiarowy pozwala wyznaczyć pole temperatury w całej objętości złoża, a modele dwufazowe także różnice między temperaturą płynu i ziarna.

W tablicy 1 zestawione wyniki eksperymentalnych badań wykonanych przez Chennakesavana [52], Gopolarathnama [54], Gielpierina [56] i Syczewej [55] przedstawione w formie zależności ogólnego współczynnika wnikania ciepła α_0 , - stanowiącego parametr jednowymiarowego modelu rozważanego procesu, od własności fizycznych płynu oraz parametrów hydrodynamicznych i geometrycznych układu. Pobieźna nawet analiza zebranych w tablicy 1 korelacji budzi wątpliwości, co do wyboru zależności poprawnej. Poszczególni badacze bowiem w różny sposób uwzględniali wpływ warunków hydrodynamicznych i własności fizycznych układu na wartość α_0 . Widoczne rozbieżności w formułowaniu korelacji modelu jednowymiarowego mogą /lecz nie muszą/ wynikać z przyjętych, mało dokładnych metod uzyskiwania danych doświadczalnych.

Pewnym testem poprawności metody otrzymywania danych doświadczalnych jest ich zgodność z danymi uzyskiwanymi przez innych

Tabl. 1. Korelacje dla modelu jednowymiarowego i warunki doświadczalne w jakich je otrzymano.

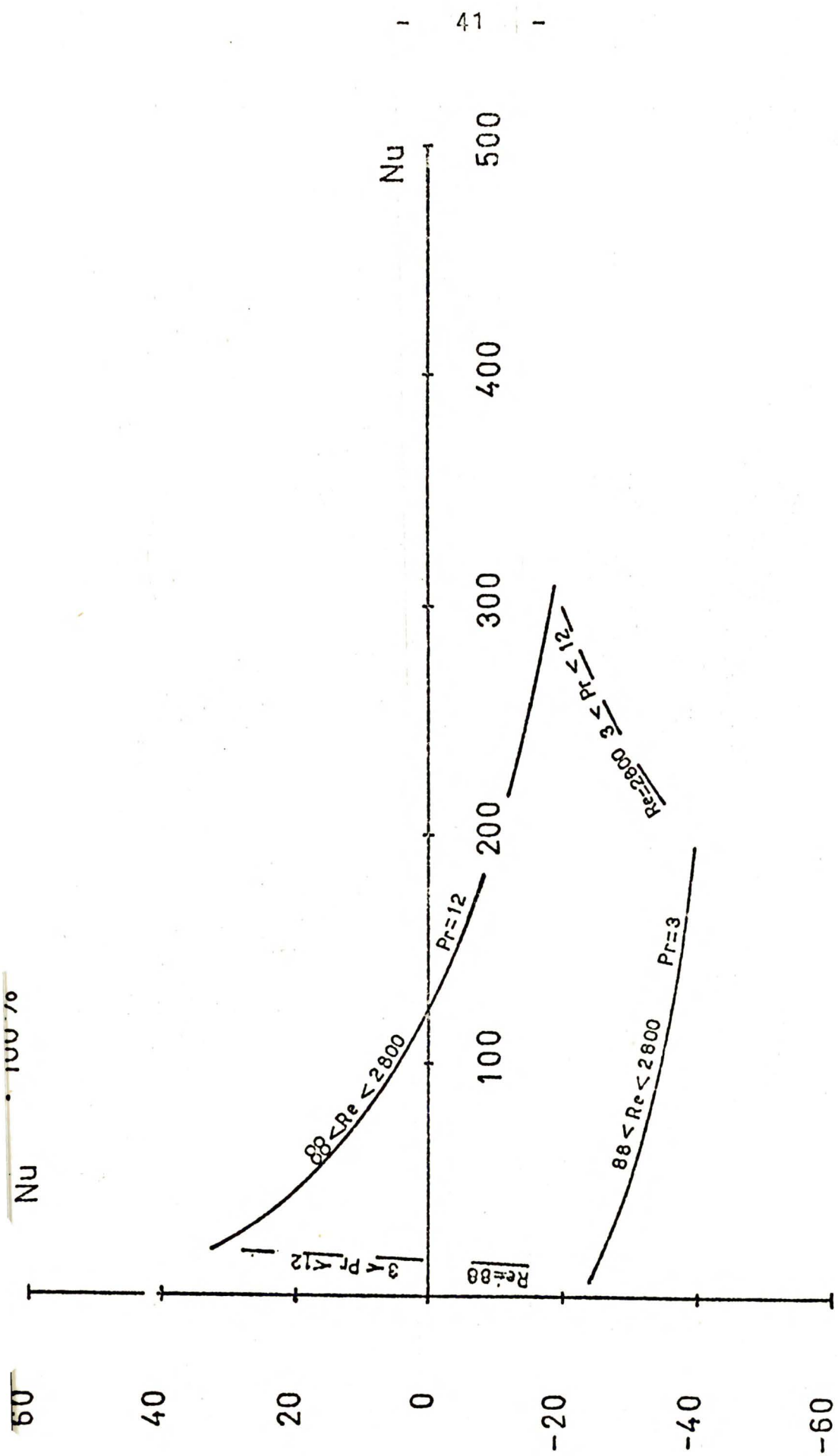
Autorzy	Kierunek przepływu ciepła	D [mm]	d/D	L/D	Rodzaje wypełnień	Rodzaje cieczy	Re	Pr	Korelacje
Chennakesavan [52]	ogrzewanie	57.2	0.07-0.298	29.4	szkło, porcelana, kulki, pierścienie Rashiga, siodelka Berla	woda, roztwory gliceryny, toluen, nitrobenzen	88-2800	3-12	$Nu_p = [0.41 - 0.5 \frac{d}{D}] [Re_p]^{0.8} [Pr]^{0.33} \left[\frac{\mu}{\mu_w} \right]^{0.14}$
Gopelarathaam Hoelscher Laddha [54]	ogrzewanie	25.4 57.2	0.07-0.333	65.2 29.4	stal, aluminium, szkło, kulki	-	325-2675	3-16	$Nu_p = [0.151 \frac{\lambda_s}{\lambda} + 34.7] + [0.0102 + 0.0912 \frac{D}{d}] [Re_p] [Pr]$
Gielperin Kagan [56]	ogrzewanie chłodzenie	12	0.125	35.6	ołów, miedź, szkło, kulki, pierścienie Rashiga kształty nieregularne	woda, roztwory glikolu i CaCl ₂	1700	3-18	$Nu_p = \frac{0.0295}{d} [Re_p]^{0.9} [Pr]^{0.33} \left[\frac{\mu}{\mu_w} \right]^m$ ogrzewanie n = 0.14 ; chłodzenie n = 0.24
Syczewa Jegorow [55]	chłodzenie	26.5	0.2-P.6	45.3	koks, szklane pierścienie Rashiga	woda, oleje o różnej lepkości	0.2-2500	6-1300	$Nu_p = 0.0951 \left[\frac{D}{d} \right]^{1.9} [Re]^{0.9} [Pr]^{0.3}$ (dla koksu)



Rys. 11 Wartości współczynników przenoszenia ciepła α_0 liczone wg korelacji Chennakesavana - 1, Gopalarathnama - 2, Gielpierina - 3 /ogrzewanie/ - 4 /chłodzenie/, Syczewej - 5.

badaczy w tych samych warunkach prowadzenia doświadczenia. Mając to na uwadze, przeprowadzono obliczenia wartości współczynnika α_0 dla wymiennika, którego hipotetyczne warunki pracy mieszczą się w zakresach obowiązujących zebrane w tabelicy 1 korelacje. Liczono współczynnik wnikania ciepła α_0 dla wymiennika rurowego o średnicy $D=25\text{mm}$ i długości $L=1000\text{mm}$ wypełnionego złożem kulek szklanych o średnicy $d=5\text{mm}$ $d/D=0.2$, przez który przepływa woda o średniej temperaturze w początkowym przekroju poprzecznym $t_0=20^\circ\text{C}$ podczas jego ogrzewania, lub $t_0=80^\circ\text{C}$ podczas chłodzenia. W pierwszym przypadku zakładano temperaturę ściany wymiennika $t_w=100^\circ\text{C}$, w drugim $t_w=30^\circ\text{C}$. Ponieważ Syczewa nie badała wypełnień usypanych z kulek, do obliczeń wzięto korelację opracowaną dla złoża koksu, w której wartość wykładnika potęgi stojącego przy simpleksie d/D najbardziej odpowiada wynikom pozostałych prac. Wyniki obliczeń przedstawiono na rys. 11.

Dokonano także oceny zgodności wyników badań szybkości wymiany ciepła między ścianą wymiennika z nieruchomym złożem ziarnistym a płynącą w nim cieczą wykonanych według jedno- i dwuwymiarowego matematycznego modelu procesu. W tym celu porównano wartości liczby Nusselta wyznaczone z korelacji wyprowadzonej przez Chennakesavana /31/ dla modelu jednowymiarowego Nu i zależności /39/ wyprowadzonej przez Yagi i Kunii [27] z równań modelu dwuwymiarowego Nu . Do obliczeń przyjęto parametry instalacji doświadczalnej, z pomocą której badany był ogólny współczynnik wnikania ciepła. Porównanie przeprowadzono w całym obszarze zmian liczb Prandtla



Rys12. Porównanie liczb Nusselta liczonych z zależności Yagi i Kunii /Nu_Y/ oraz Chenekesevana /Nu_C/.

i Reynoldsa przebadanym przez Chennakesavana. Wynik porównania obu modeli przedstawiony został na rys. 12 jako obszar względnych odchyień $\frac{Nu' - Nu}{Nu} \cdot 100\%$ w zależności od wartości liczby Nusselta wyznaczonych z korelacji Chennakesavana.

Linie ciągłe ograniczające obszar odchyień odpowiadająz mianom liczby Reynoldsa przy krańcowych wartościach liczby Prandtla; linie przerywane odpowiadająz mianom liczby Prandtla przy stałych wartościach liczby Reynoldsa.

Analiza rys. 11 i 12 narzuca ogólny wniosek, że wyniki obliczeń przeprowadzonych z pomocą sformułowanych w literaturze modeli wymiany ciepła w przepływowych wymiennikach rurowych z wypełnieniem ziarnistym wykazują znaczne różnice. Fakt ten budzi wątpliwości na temat poprawności proponowanych modeli i dokładności określania wartości ich parametrów, tzn. ogólnego współczynnika wnikania ciepła α , oraz efektywnego przewodnictwa cieplnego złoża ziarn fazy stałej z przepływającą między nimi cieczą K_r i przyściennego współczynnika wnikania ciepła h_w . Uzasadnia to konieczność podejmowania dalszych badań, których wyniki pozwoliłyby jednoznacznie przewidywać przebieg procesu wymiany ciepła w rozważanym układzie.

Niezależnie od wniosku wynikającego z przedstawionych porównań, bez dodatkowych danych doświadczalnych trudno jest ustosunkować się do sprzecznych ze sobą wyników badań przeprowadzonych przez Yagi, Kunii i Endo [30] oraz Hibby'ego [23]. W pierwszej pracy zauważono bowiem, że wartość liczby Pecleta jest stała w całym zakresie prędkości płynu, w drugiej natomiast stwierdzono znaczny wzrost wartości liczby Pecleta

w miarę zmniejszania prędkości przepływu cieczy przez złożę w zakresie laminarnym (rys.4).

Żaden z proponowanych w literaturze modeli, jak to podkreślił Dixon [40] nie daje możliwości teoretycznego przewidywania obserwowanego doświadczalnie charakterystycznego ugięcia w promieniowym profilu temperatury gazu mierzonym tuż nad złożem. Lerou [72] sugeruje, że może ono wynikać z odchyień od tłokowego przepływu płynu na skutek zmian porowatości złoża w obszarze przyściennym wymiennika. Odchylenia takie stwierdzono doświadczalnie z pomiarów termoanemometrycznych prędkości gazu nad złożem /rys. 9-10 na str. 37/.

W odniesieniu do obszaru przyściennego przedstawione w literaturze teoretyczne interpretacje dodatkowego oporu cieplnego, obserwowanego przy ścianie wymiennika, nie uzasadniają stwierdzonego doświadczalnie przez Yagi [30] i Suzuki [39] wzrostu tego oporu po zamianie przepływającego przez wypełnienie gazu na ciecz. Ponadto sposób interpretacji zjawisk przyściennych budzi wątpliwości natury merytorycznej. Zdaniem cytowanych badaczy na opór cieplny przy ścianie wymiennika wpływają dwa czynniki: zmiana struktury przestrzennej złoża i istnienie laminarnej przyściennej warstwy płynu. Model sformułowany przez Hanrattiego [41] wogóle nie uwzględnia warstwy laminarnej przy ścianie wymiennika, natomiast w modelu proponowanym przez Yagi i Kunii opór cieplny tej warstwy został opisany bezwymiarową zależnością sformułowaną w oparciu o wyniki badań Połhansena [42]. Analizując źródłową pracę [42], na którą powołują się Yagi i Kunii można stwierdzić, że Połhansen oparł

swoją teorię przenoszenia ciepła przez warstwę laminarną na wynikach badań Blausiusa [73] określających grubość warstwy laminarnej płynu napływającego na płaską powierzchnię.

W równaniu modelującym przepływ płynu w rozpatrywanej warstwie Blausius pomija spadek ciśnienia w kierunku przepływu płynu. Takie założenie upraszczające, ze względu na pokonywanie oporu hydrodynamicznego przez płyn przepływający przez złoże, nie jest spełnione w rzeczywistości. Dlatego wydaje się skuszone zakwestionowanie zastosowania przez Yagi i Kunii teorii Polhansena do opisu termokinetycznej charakterystyki warstwy przysciennej w wymienniku z wypełnieniem ziarnistym.

Mimo oczywistego związku procesów odpowiedzialnych za przenoszenie ciepła i pędu, w literaturze poświęconej dwuwymiarowemu modelowaniu rozważanych procesów cieplnych nie uwzględniano dotychczas wzajemnych relacji między polami prędkości i temperatury płynu w wymienniku. Badania termoanemometryczne wykonane przez Schertza [79] /rys.10/ wykazały silny wpływ zmian własności fizycznych gazu i struktury złoża na profil prędkości gazu nad złożem. Wpływ ten może być jeszcze wyraźniejszy w układach z cieczami. Wiadomo, że lepkość cieczy zazwyczaj silnie zależy od temperatury, ponadto decyduje ona w istotny sposób o oporze hydrodynamicznym, jaki pokonuje ciecz przepływając przez złoże. Stąd w warunkach występowania dużego gradientu temperatury założenie tłokowego przepływu cieczy przez wymiennik rurowy z wypełnieniem ziarnistym jest nieuzasadnione, a w konsekwencji istnieje potrzeba zmodelowania pola prędkości cieczy w wymienniku.

Analizując przedstawione w rozdziale 2.2 prace [58 - 70] można zaryzykować stwierdzenie, że stanowią one wystarczającą podstawę do sformułowania ogólnego teoretycznego modelu przepływu płynu przez złoże ziarniste. W opublikowanych równaniach modelowych zdefiniowano bowiem prawie wszystkie naprężenia mogące działać na płyn w rozpatrywanym układzie. Pominęto jedynie, używając nazewnictwa stosowanego w reologii, siłę adwekcji będącą wypadkową z sił działających na płyn i wywołującą zmianę jego pędu. W literaturze brak jest również konkretnych danych dotyczących wartości efektywnej lepkości płynu będącej miarą naprężeń Reynoldsa.

Podanie sposobów rozwiązania omówionych wyżej problemów, jakie wiążą się z modelowaniem dyspersji ciepła w cieczy przepływającej przez nieruchome złoże ziarniste nakreśla cel niniejszej pracy.

3. C E L P R A C Y

Celem niniejszej pracy było:

- 1/ Rozwinięcie teoretycznych podstaw matematycznego modelowania procesu ogrzewania płynu w kolumnie z wypełnieniem ziarnistym, w tym:
 - uwzględnienie wpływu zmian własności fizycznych płynu i wypełnienia na pole temperatury i prędkości płynu w części centralnej wymiennika
 - zmodelowanie przepływu ciepła przez graniczną warstwę przysścienną.
- 2/ Przeprowadzenie doświadczalnej weryfikacji matematycznych modeli przenoszenia ciepła w cieczy przepływającej przez złożo kulek usypane w rurowym wymienniku ciepła.

4. ROZWINIĘCIE TEORETYCZNYCH PODSTAW MATEMATYCZNEGO MODEL- LOWANIA DYSPERSJI CIEPŁA W WYMIENNIKACH Z WYPEŁNIENIEM ZIARNISTYM

4.1 Sformułowanie ogólnego modelu uwzględniającego zmiany własności fizycznych płynu w obszarze centralnym wy- miennika.

Podstawą dyfuzyjnego dwufazowego modelu transportu ciepła w złożu ziarnistym z przepływającym płynem jest układ równań /3/ i /4/, który zgodnie z założeniami modelu jednofazowego można zredukować do jednego równania /47/, będącego bilansem ciepła w różniczkowym elemencie pseudohomogenicznej fazy

$$\operatorname{div}(\rho c_p \underline{u} t) = \operatorname{div}(K \operatorname{grad} t) + Q \quad /47/$$

Wobec doświadczalnie stwierdzonej anizotropowości cieplnej układu, jego efektywne przewodnictwo cieplne K winno być tensorem drugiego rzędu. Postać tensora K można wyprowadzić przez określenie składowych gradientu temperatury w układzie współrzędnych obróconym wokół środka o taki kąt, aby jedna ze współrzędnych pokryła się z kierunkiem wektora pozornej prędkości płynu \underline{u} . Następnie zgodnie z równaniem Fouriera /2/ należy określić składowe wektora strumienia ciepła. W konsekwencji elementy tensora K będą zdefiniowane przez współczynniki proporcjonalności między składowymi strumienia ciepła i gradientu temperatury w początkowym układzie współrzędnych.

Postać tensora efektywnego przewodnictwa cieplnego K w najczęściej w praktyce stosowanym cylindrycznym dwuwymiarowym

układzie współrzędnych wyprowadzono w sposób następujący. Niech wektor pozornej /wypadkowej/ prędkości płynu u będzie odchylony od osi z o kąt ω , wówczas obrócenie układu współrzędnych o ten kąt dokonuje się przez pomnożenie gradientu temperatury przez macierz odpowiedniego przekształcenia ortogonalnego.

$$\begin{bmatrix} \cos \omega & \sin \omega \\ -\sin \omega & \cos \omega \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \frac{\partial t}{\partial r} \\ \frac{\partial t}{\partial z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \omega \frac{\partial t}{\partial r} + \sin \omega \frac{\partial t}{\partial z} \\ -\sin \omega \frac{\partial t}{\partial r} + \cos \omega \frac{\partial t}{\partial z} \end{bmatrix} \quad /48/$$

Dysponując składowymi gradientu temperatury w nowym układzie współrzędnych wyznaczono zgodnie z równaniem Fouriera składowe strumienia ciepła q .

$$q = -K_{\perp} \left[\cos \omega \frac{\partial t}{\partial r} + \sin \omega \frac{\partial t}{\partial z} \right]$$

$$q = -K_{\parallel} \left[-\sin \omega \frac{\partial t}{\partial r} + \cos \omega \frac{\partial t}{\partial z} \right] \quad /49/$$

Pomnożenie składowych strumienia ciepła przez macierz przekształcenia odwrotnego /obrót układu współrzędnych o kąt $-\omega$ /, a następnie uwzględnienie zależności /50/

$$N = \frac{Pe_{\perp}}{Pe_{\parallel}} ; \quad \sin \omega = \frac{U_r}{|u|} ; \quad \cos \omega = \frac{U_z}{|u|} \quad /50/$$

pozwała po prostych przekształceniach określić tensor efektywnego przewodnictwa cieplnego zależnością:

$$K = K_0 \cdot I + \frac{c_p \ell d}{|u| Pe_{\perp}} \begin{bmatrix} U_z^2 + N U_r^2 & (1-N) U_r U_z \\ (1-N) U_r U_z & U_r^2 + N U_z^2 \end{bmatrix} \quad /51/$$

w której I - tensor jednostkowy, K_0 - składnik efektywnego przewodnictwa niezależny od prędkości płynu; U_r , U_z , $|u|$ składowe i moduł wektora pozornej prędkości płynu \underline{u} .

Podana przez Ranza [29] teoretyczna interpretacja procesu przenoszenia ciepła zachodzącego w wyniku konwekcji w kierunku prostopadłym do \underline{u} uzasadnia stałą wartość liczby Pecleta $Pe_{\perp} = 10$ w zakresie rozwiniętego przepływu burzliwego. W miarę zmniejszania prędkości płynu, zgodnie z wynikami pracy Hibbyego [22] należy oczekiwać wzrostu wartości liczby Pecleta, spełniającego zależność:

$$\lim_{Re \rightarrow 0} Pe_{\perp} = 40 \quad /52/$$

Założmy, że istnieje bezpośredni związek między wartością współczynnika oporów hydrodynamicznych f i wartością liczby Pecleta Pe_{\perp} , gdyż oba te współczynniki zależą w pewnym stopniu od intensywności wymieszania płynu w wolnych przestrzeniach między elementami złoża. Zgodnie z modelem Erguna [71-72] na wartość współczynnika oporów hydrodynamicznych składają się dwa udziały - lepkościowy i bezwładnościowy. Udziały te

są proporcjonalne do składników sumy występującej w zależności /46/ określającej współczynnik f . Zdefiniujemy liczbę Pecleta Pe_{\perp} funkcją /53/ w taki sposób, aby w miarę wzrostu przewagi członu lepkościowego w wyżej wymienionej sumie, wartość liczby Pe_{\perp} dążyła do granicy /52/. Okazało się, że wyprowadzona tym sposobem funkcja /53/ dobrze aproksymuje graficzną zależność podaną przez Hibbyego /patrz rys.4/.

$$Pe_{\perp} = Pe_{\infty} \frac{150/Re' + 1.75}{0.25 \cdot 150/Re' + 1.75} \cong Pe_{\infty} \frac{84 + Re'}{21 + Re'} \quad /53/$$

$$\text{dla } Re' = \frac{u g d}{(1-\epsilon)\mu} \quad Pe_{\infty} = 10$$

Równanie /53/ przedstawia zależność wartości liczby Pecleta, a tym samym pole temperatury w wymienniku od liczby Reynoldsa i od determinujących tę liczbę własności fizycznych płynu. Jak wykazano w przeglądzie literatury własności fizyczne płynu oddziałują ponadto na pole jego prędkości. W podstawowym równaniu /47/ modelu dyfuzyjnego zarówno człon konwekcyjny jak i tensor efektywnego przewodnictwa K zawierają składowe wektora pozornej prędkości \underline{u} , stąd aby poprawnie uwzględnić w modelowaniu procesu dyspersji ciepła wpływ własności fizycznych na pole temperatury należy równocześnie wraz z polem temperatury modelować pole prędkości płynu w wymienniku.

Równanie modelujące przepływ płynu przez złożę ziarniste wyprowadzimy z założenia, że zamiana pędu płynu zawartego

w różniczkowej objętości rozpatrywanego układu $[dV]$ jest skutkiem istnienia różnej od zera wypadkowej z sił działających na płyn. Ograniczmy początkowo wywody do układu zawierającego złożo izotropowe. Zgodnie z hipotezą Dupuis - Forheimera [60] najbardziej prawdopodobną /rzeczywistą lub szczylinową/ prędkość płynu \underline{u}^* w stosunku do prędkości pozornej \underline{u} określa wzór:

$$\underline{u}^* = \frac{\underline{u}}{\epsilon} \quad /54/$$

Jeżeli w pewnej objętości układu, ograniczonej powierzchnią S zachodzi wymiana pędu z otoczeniem, to całkowity przyrost pędu w tej objętości wyraża całka:

$$\int_S \rho \underline{u}^* (\underline{u}^* \cdot \underline{n}) \epsilon \, dS \quad /55/$$

Na mocy twierdzenia Greena, po uwzględnieniu hipotezy Dupuis - Forheimera wypadkową z sił działających na płyn w różniczkowym elemencie układu $[dV]$ /zwaną także siłą adwekcji lub bezwładności/ definiuje równanie:

$$F = [dV] \operatorname{div} \left(\frac{1}{\epsilon} \rho \underline{u} \underline{u} \right) \quad /56/$$

W proponowanych w literaturze matematycznych modelach przepływu płynu przez złożo ziarniste uwzględniano następujące siły:

- siłę wporu wymuszającą przepływ płynu, ponieważ parcie

płynu oddziałuje jedynie na część ϵ powierzchni prostopadłej do gradientu ciśnienia wartość tej siły określa wyrażenie:

$$F_1 = -[dV] \epsilon \text{ grad } P \quad /57/$$

- siłę masową; w różniczkowym elemencie rozpatrywanego układu płyn zajmuje jedynie część ϵ ogólnej objętości.

$$F_2 = [dV] \epsilon \rho g \quad /58/$$

- siłę oporu hydrodynamicznego związaną z nieodwracalnym charakterem przepływu płynu lepkiego przez złoże ziarniste, której wektor z definicji jest zawsze przeciwnie skierowany do wektora prędkości płynu; w niniejszej pracy przyjęto, że wartość oporu hydrodynamicznego opisuje równanie Erguna

$$F_3 = -[dV] \epsilon f \frac{\rho |u|}{2d} \cdot \underline{u} \quad /59/$$

- siłę efektywnej lepkości przeciwdziałającą istnieniu gradientu pozornej prędkości płynu w złożu, którą po raz pierwszy uwzględnił w równaniu modelującym przepływ płynu Brinkman [58]

$$F_4 = \text{div} \left(M \text{ grad } \frac{\underline{u}}{\epsilon} \right) \quad /60/$$

Ziółkowska [77] uwzględniła we współczynniku lepkości efektywnej oprócz oddziaływań molekularnych także naprężenia związane z fluktuacjami płynu przy opływaniu kolejnych elementów

złoża /naprężenia Reynoldsa/. W literaturze brak jest danych pozwalających bezpośrednio wyliczyć wartość współczynnika M.

W niniejszej pracy w odniesieniu do zjawisk mechanicznych /naprężenia Reynoldsa/ postuluje się pełną analogię zjawisk przenoszenia ciepła i pędu. Wówczas tensor efektywnej lepkości dla zagadnień dwuwymiarowych określa wyrażenie

$$M = \mu \xi^2 I + \frac{\beta d}{Pe_{\perp} |u|} \begin{bmatrix} U_z^2 + N U_r^2 & (1-N) U_r U_z \\ (1-N) U_r U_z & U_r^2 + N U_z^2 \end{bmatrix} \quad /61/$$

w którym oznaczenia są analogiczne jak w równaniu definiującym tensor efektywnego przewodnictwa cieplnego K.

Przyrównanie sumy wyszczególnionych powyżej sił do wypadkowej siły bezwładności prowadzi do równania modelującego przepływ płynu przez nieruchome¹ złożo izotropowe w warunkach ustalonych.

$$\operatorname{div} \left(\frac{1}{\xi} \beta \underline{u} \underline{u} \right) = -\xi \operatorname{grad} P - \xi f \frac{\beta |u|}{2d} \underline{u} + \operatorname{div} \left(M \operatorname{grad} \frac{u}{\xi} \right) + \xi \beta \xi \quad /62/$$

Z równania /62/, uwzględniając stosowne założenia upraszczające, można wyprowadzić większość równań modelowych przepływu płynu przez złożo, między innymi równanie Brinkmana /44/, czy Erguna /42/.

Przedstawione wyżej zależności uzupełnione przez równanie ciągłości

$$\operatorname{div} (\beta \underline{u}) = 0 \quad /63/$$

zestawiono w tabeli 2 jako ogólny model transportu ciepła w złożu izotropowym uwzględniający wpływ zmian własności fizycznych płynu na pole prędkości i temperatury w układzie płyn - rozdrobniona faza stała. Model ten może być stosowany przy dowolnie sformułowanych, odpowiadających rzeczywistości warunkach brzegowych, o ile przyjęta do obliczeń metoda numerycznego rozwiązania postawionego zagadnienia pozwoli na poprawne znalezienie postaci całkowitej powyższego układu równań w rozsądnie długim czasie pracy komputera.

Tabl. 2. Ogólny model transportu ciepła w cieczy przepływającej przez złożo izotropowe.

Zasada zachowania energii $\text{div}(\rho c_p t \underline{u}) = \text{div}(K \text{ grad } t) + Q$

$$K = K_0 \cdot I + K_m$$

$$K_0 = \frac{\beta(1-\varepsilon)}{\varphi + \gamma \frac{\lambda}{\lambda_s}}$$

$$K_m = \frac{\rho c_p d}{Pe_{\perp} |\underline{u}|} \begin{bmatrix} U_z^2 + N U_r^2 & (1-N)U_r U_z \\ (1-N)U_r U_z & U_r^2 + N U_z^2 \end{bmatrix} \begin{array}{l} \text{/dla za-} \\ \text{gadnień} \\ \text{dwuwymia-} \\ \text{rowych/} \end{array}$$

$$N = Pe_{\perp} / Pe_{\parallel}$$

$$Pe_{\perp} = \frac{84 + Re'}{21 + Re'} \cdot Pe_{\infty} \quad \varepsilon \approx 0.4; \beta \approx 1; \varphi \approx 2/3; \gamma \approx 0.71; Pe_{\infty} \approx 10; Pe_{\parallel} \approx 2$$

/dla złoża usypanego z kulek/

Zasada zachowania pędu

$$\text{div}\left(\frac{1}{\varepsilon} \rho \underline{u} \underline{u}\right) = -\varepsilon \text{ grad } P - \varepsilon f \frac{\rho |\underline{u}|}{2d} \underline{u} + \text{div}(M \text{ grad } \frac{\underline{u}}{\varepsilon}) + \varepsilon \rho \underline{g}$$

$$f = \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon^3 d} \left[\frac{150}{Re'} + 1.75 \right]; M = \varepsilon^2 \mu I + \frac{1}{c_p} K_m; Re' = \frac{\underline{u} \beta d}{(1-\varepsilon) \mu}$$

Zasada zachowania masy $\text{div}(\rho \underline{u}) = 0$

Oznaczenia

K, K_m, K_0 - tensor efektywnego przewodnictwa cieplnego i jego człony: zależny i niezależny od prędkości płynu; M - tensor efektywnej lepkości płynu; I - tensor jednostkowy; \underline{u} - wektor pozornej prędkości płynu; z, r - znaczniki dla składowych w kierunkach: równoległym i prostopadłym do wektora \underline{u} ; $Pe_{\infty}, Pe_{\perp}, Pe_{\parallel}$ - liczby Pecleta zdefiniowane termokinetycznymi współczynnikami charakteryzującymi

transport ciepła w kierunkach: prostopadłym i równoległym do wektora \underline{u} ; t - temperatura płynu; μ - lepkość płynu; ρ - gęstość płynu; c_p - ciepło właściwe płynu; d - średnica ziarna; ζ - porowatość; Q - źródło ciepła; Re - zmodyfikowana liczba Reynoldsa.

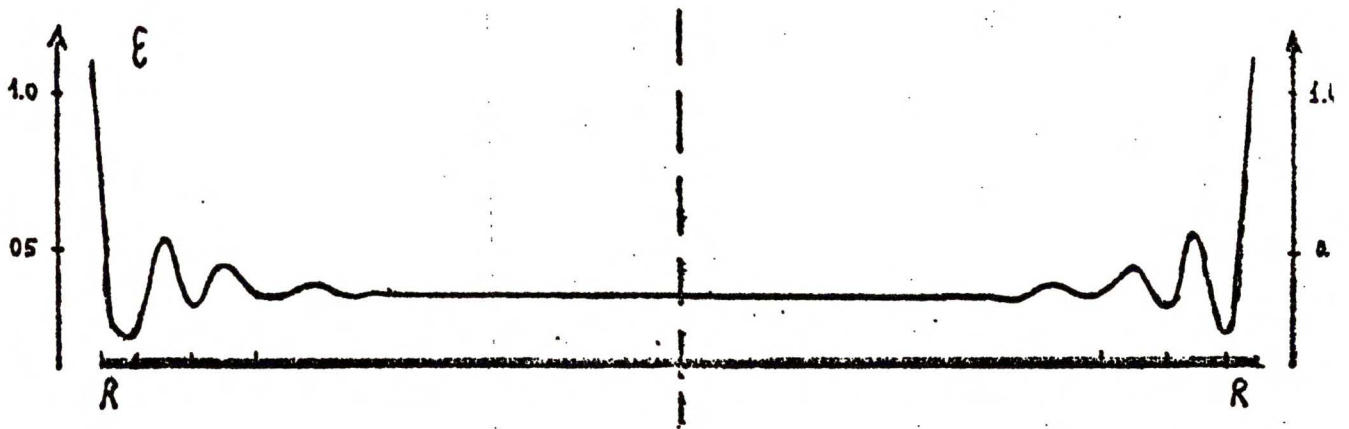
4.2 Sformułowanie modelu celkowo-dyfuzyjnego uwzględniającego zmiany upakowania złoża kulek w obszarze przyściennym rurowego wymiennika ciepła.

W aparatach rurowych wypełnionych złożem usypanym z kulek można wyróżnić tzw. obszar przyścienny, w którym założenie izotropowości złoża nie jest spełnione. Potwierdza to przedstawiony przez Benenatiego [57] rozkład porowatości wypełnienia w funkcji promienia aparatu /rys.13/. Rozkład ten wskazuje na regularne ułożenie kulek w odległości około 3 ich średnic od wewnętrznej powierzchni ściany rury ograniczającej wypełnienie.

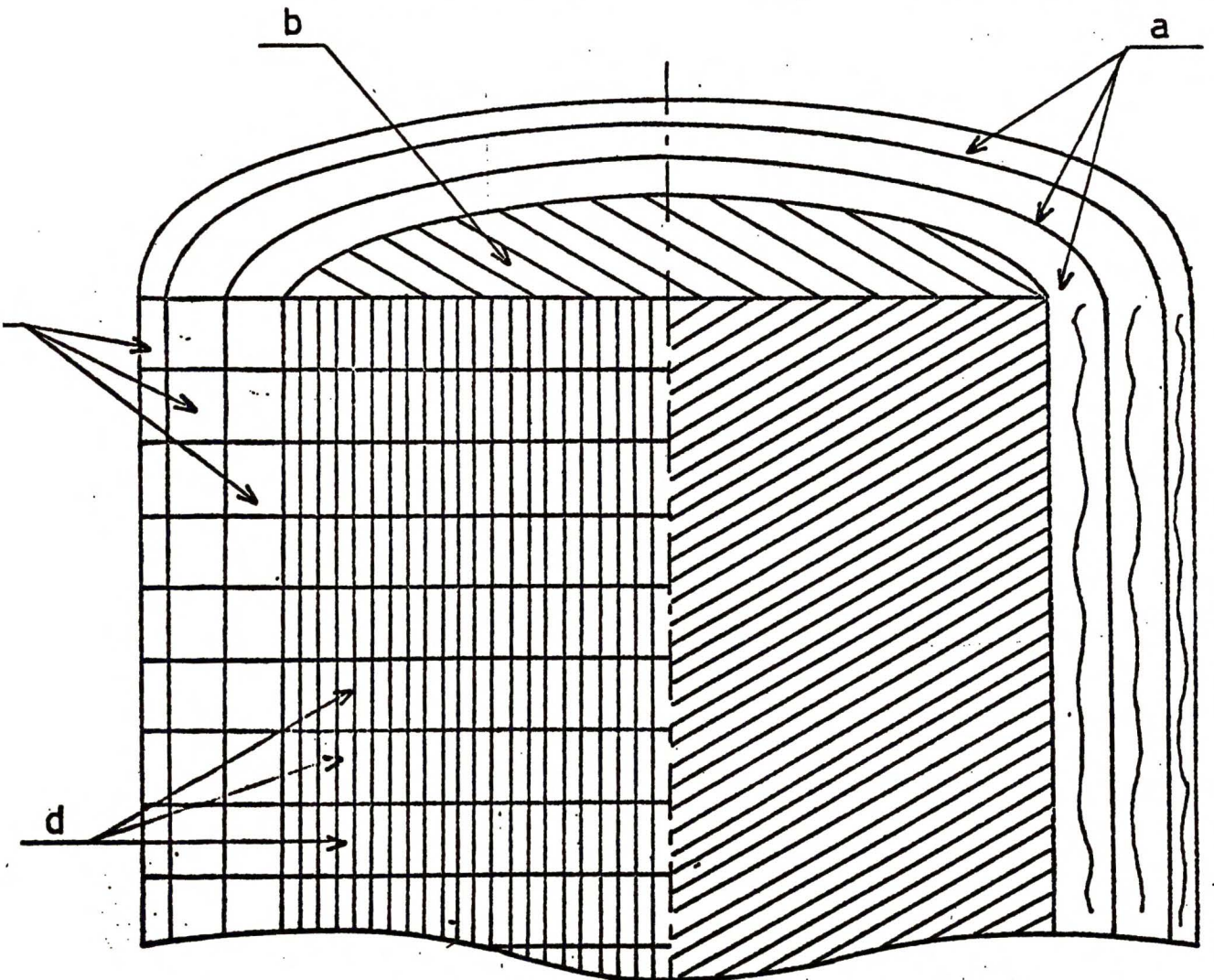
Spełnienie zestawionych w tablicy 2 zależności w uporządkowanym w kierunku promienia wymiennika obszarze przyściennym można z konieczności traktować jako hipotezę, niestety trudną do udowodnienia. Także parametry występujące w modelu ogólnym jak współczynnik oporów hydrodynamicznych f , czy efektywne przewodnictwo cieplne K ze względu na odmienne ułożenie kulek w tym obszarze mogą być określone innymi zależnościami niż w obszarze centralnym wymiennika, gdzie bezładnie usypane złożo jest izotropowe.

Wobec przedstawionych trudności wydaje się celowe uwzględnienie zmian upakowania złoża kulek w obszarze przyściennym rurowego wymiennika w możliwie najprostszym sposobie. W tym celu, w przypadku wypełnień usypanych z kulek o stosunkowo dużej średnicy $5 < R/d < 20$, do proponowanego w poprzednim rozdziale pracy 4.1 ogólnego modelu dyspersji ciepła wprowadzamy założenie, że we fragmentach wypełnienia o większej niż średnia porowatość zachodzi zjawisko kanałowania płynu. Wobec regularnych zmian porowatości złoża, w obszarze przyściennym wyróżniono trzy koncentrycznie przylegające do siebie pierścienie o grubościach równych $d/2$, d , d w kolejności od ściany w głąb złoża. Przyjęto następnie, że kanałujące w wyróżnionych pierścieniach strugi cieczy są charakteryzowane parametrami skupionymi, natomiast rdzeń złoża, wobec losowego ułożenia w nim elementów, potraktowano jako fazę pseudojednorodną o własnościach opisanych funkcjami ciągłymi.

Schemat podziału całego układu na elementy skończone ilustruje rys.14. Dla podkreślenia wymiarów tych elementów /lub siatek/, które w obszarze przyściennym można nazwać celkami, proponowany model nazwano modelem celkowo-dyfuzyjnym. W modelu tym uwzględnienie zmian struktury przestrzennej złoża polega na zmianie wymiarów elementów skończonych wzdłuż promienia wymiennika. Przyjęto, że fragmenty układu, dla których możemy praktycznie wyznaczyć jedynie wartości parametrów skupionych można opisać zależnościami między tymi parametrami z pominięciem obliczeń, jakie byłyby konieczne, gdyby obszar przyścienny był opisany podobnie jak obszar centralny funkcjami ciągłymi.



RYS.13 Rozkład porowatości złoża wg Benenatiego 57
kulki $\phi = 8\text{mm}$ usypane w cylindrze $\phi = 109\text{mm}$



RYS.14 Schemat ideowy podziału układu na elementy skończone
zgodnie z koncepcją modelu celkowo-cyfuzyjnego
a - wyróżnione części pierścieniowe, w których zachodzi kanałowa-
wanie płynu; b - część centralna, w której obowiązują zależności
ciągłe modelu dyfuzyjnego; d - elementy skończone przy po-
dzieleniu promienia na 25 części i wysokości na 45 części;
c - elementy skończone o zmienionych wymiarach /celki/.

Należałoby wówczas podzielić obszar przyścienny na większą ilość elementów skończonych, co znacznie wydłużyłoby czas obliczeń komputera.

Zgodnie z koncepcją modelu celkowo-dyfuzyjnego, równania różniczkowe /tabl.2/ należy sprowadzić do postaci różnicowej stosowanej w numerycznych metodach ich całkowania, z zachowaniem wymiarów elementów określonych w obszarze przyściennym zdeterminowanych fluktuacjami profilu porowatości złoża.

Wartość liczby Pecleta Pe_1 charakteryzującą intensywność mieszania płynu, a tym samym decydującą o intensywności wymiany ciepła na granicy dwóch wyróżnionych pierścieni o grubościach $d/2$ i d , należy zwiększyć dwukrotnie w stosunku do obliczonej z wzoru /52/. Wydaje się to konieczne, z uwagi na uwypuklane przez Kunii i Suzuki [39] utrudnienia w konwekcyjnym ruchu ciepła w bezpośrednim sąsiedztwie ściany, związane z widoczną zmianą ułożenia przestrzennego kulek w obszarze przyściennym w porównaniu z częścią centralną wymiennika.

4.3 Uproszczony model celkowo-dyfuzyjny. Ograniczenia w zastosowaniu modelu.

Model celkowo-dyfuzyjny uwzględnia wpływ własności fizycznych płynu i zmian struktury przestrzennej wypełnienia na pole prędkości i temperatury płynu w rurowym wymienniku ciepła wypełnionym złożem usypanym z kulek. Pole prędkości i temperatury płynu może uwidocznić jednak dopiero postać całkowa modelu. Numeryczne scałkowanie układu równań zestawionych w tablicy 2,

przy podziale obszaru całkowania na elementy skończone wg schematu pokazanego na rys.14 następuje szereg matematycznych trudności.

Rozważmy zatem możliwość wprowadzenia założeń ułatwiających zmodelowanie pola temperatury cieczy w złożu wymiennika z pomocą modelu celkowo-dyfuzyjnego. Jeżeli wysokość wymiennika pozwala na zaniechanie efektów wlotowych i wylotowych, to jak wykazano w pracy [22] dla warunków przepływu burzliwego pole prędkości płynu uzależnione jest od struktury złoża i ma charakter jednowymiarowy. W miarę jednak zmniejszania szybkości przepływu płynu przez wypełnienie profil prędkości płynu może ulegać zmianom wzdłuż wysokości wymiennika na skutek zmian lepkości i gęstości płynu mających wpływ na wartości oporów hydrodynamicznych i występowanie konwekcji naturalnej.

Stosunek zmiany siły ciężkości stymulującej konwekcją naturalną do siły oporu hydrodynamicznego zależnej od własności fizycznych płynu definiuje stałą C' charakteryzującą podobieństwo pól prędkości płynu w wymienniku rurowym z nieruchomym złożem.

$$C' = \frac{\Delta \rho g}{f \rho u^2 / 2d} \quad /64/$$

Przekroczenie pewnej wartości stałej C' może stanowić kryterium słuszności założenia upraszczającego o jednowymiarowym charakterze tego pola. Kryterium takie można zapisać - po uwzględnieniu we wzorze /64/ współczynnika oporów w równaniu Erguna f i po prostym przekształceniu - w postaci:

$$\frac{\Delta \varrho}{\varrho} < c \left[1.75 + \frac{150}{Re} \right] \left[\frac{u^2}{g d} \right] \quad /65/$$

Przyjmijmy, że dla pewnego zakresu prędkości ograniczonego przez kryterium /65/ z doświadczalnie wyznaczoną wartością stałej C, rozpatrywany układ spełnia warunek jednowymiarowego pola prędkości płynu. Wówczas po uśrednieniu wszystkich własności fizycznych układu wzdłuż osi wymiennika równanie zachowania ruchu można zapisać w następującej postaci:

$$-\frac{\Delta P}{L} = \varrho g + \frac{2(1-\xi)}{\xi^3} \left[1.75 + \frac{150}{Re} \right] \left[\frac{\varrho u^2}{2d} \right] - \frac{1}{\xi r} \frac{d}{dr} \left[M \frac{d}{dr} \left(\frac{u}{\xi} \right) \right] \quad /66/$$

Na mocy założenia o jednowymiarowości pola prędkości współczynnik efektywnej lepkości M jest wielkością skalarną liniowo zależną od prędkości płynu.

$$M = \xi^2 \cdot \mu + \frac{1}{Pe_r} \varrho d u \quad /67/$$

Porównajmy siłę oporu hydrodynamicznego napisaną w postaci wynikającej z równania Erguna

$$\left[150 \frac{(1-\xi)^2}{\xi^3} \mu + 1.75 \frac{1-\xi}{\xi^3} \varrho d u \right] \left[\frac{u}{d^2} \right] \quad /68/$$

z siłą wynikającą z istnienia gradientu prędkości i lepkości efektywnej $\frac{1}{\xi} \operatorname{div} \left(M \operatorname{grad} \frac{u}{\xi} \right)$. W rozpatrywanych warunkach przy założeniu stałych wartości ξ i M siłę tę określa wyrażenie:

$$\left[\mu + \frac{1}{\xi^2 \text{Pe}} \xi^d u \right] \left[\frac{d^2 u}{dr^2} \right] \quad /69/$$

Założmy, że $\frac{d^2 u}{dr^2} < \frac{u}{d^2}$, co w praktyce oznacza, że przy wymiarach elementów skończonych na jakie podzielono układ - zbliżonych do średnicy kulek - d, przyrost pozornej prędkości płynu u na odległości dwóch średnic kulek jest mniejszy od absolutnej wartości u. Założenie takie jest w większości przypadków uzasadnione, bowiem dwukrotne zwiększenie prędkości płynu w złożu zachodzi dopiero na odległości równej promieniowi wymiennika /patrz.rys.9-10/. Stąd porównanie wyrażeń /68/ i /69/ prowadzi do wniosku, że opór hydrodynamiczny /68/ jest o rząd wielkości większy od siły "lepkości efektywnej"/69/ i ta ostatnia może być bez większego błędu pominięta w rozważaniu modelującym przepływ płynu w złożu.

Wówczas równanie zachowania ruchu /66/ przyjmie postać /70/ stosowaną w tej pracy do obliczeń profilu prędkości płynu w wymienniku

$$-\frac{\Delta P}{L} = \sum_i g + \frac{1 - \xi_i}{\xi_i^3 d} \left[1.75 + \frac{150}{\text{Re}_i} \right] \xi_i u_i^2 \quad /70/$$

w którym znacznik "i" precyzuje kolejność elementów skończonych w złożu promienia warstwy. Występujące w równaniu /70/ własności fizyczne układu zostały uśrednione dla każdego i-tego elementu wzdłuż wysokości wymiennika.

W przypadku, kiedy zamiast spadku ciśnienia dysponujemy jedynie natężeniem przepływu płynu przez wymiennik G, rozkład prędkości może być wyliczony z równania /70/ dobierając metodą prób i błędów taką wartość $\frac{\Delta P}{L}$, aby spełniona była całkowita postać równania ciągłości.

$$G_0 = \frac{1}{R^2} \sum_{i=1}^n (r_{i+1}^2 - r_i^2) \rho_i u_i \quad /71/$$

Podczas obliczania profilu prędkości płynu z zastosowaniem modelu celkowo-dyfuzyjnego założono wartości porowatości w poszczególnych pierścieniach równe 0.52; 0.45; 0.41 w kolejności od ściany w głąb złoża. W rdzeniu złoża kulek przyjęto porowatość równą 0.38. Wartości 0.52 i 0.38 wyznaczono zgodnie z danymi przedstawionymi przez Benenatiego [57] i jako odpowiadające średniemu procentowemu udziałowi wolnych przestrzeni w rozpatrywanym obszarze. W pozostałych dwóch pierścieniach o grubości d, przyjęto pośrednie wartości porowatości złoża zapewniające kształt obliczonego profilu prędkości zgodny z wykresami pokazanymi na rys.9.

Podstawowe równania tworzące uproszczony model celkowo-dyfuzyjny zebrano w tabeli 3. Model ten przy upraszczającym założeniu, że prędkość płynu jest funkcją jedynie promienia wymiennika, uwzględnia wpływ zmian własności fizycznych cieczy i struktury złoża na pole prędkości i temperatury cieczy w wymienniku rurowym. Jak uzasadniano wyżej, możliwość zastosowania tak sformułowanego modelu jest ograniczoną wskutek

działania konwekcji naturalnej, deformującej profil prędkości cieczy w takim stopniu, że założenie jednowymiarowości pola prędkości nie jest w rzeczywistości spełnione. O warunkach w jakich model celkowo-dyfuzyjny może być stosowany do obliczeń pola temperatury cieczy w wymienniku decyduje kryterium /65/, w którym stałą C wyznaczyć można doświadczalnie, zależnie od wymaganej dokładności odtwarzania mierzonego profilu temperatury modelu celkowo-dyfuzyjnego.

Tabl. 3. Uproszczony, celkowo-dyfuzyjny model procesu ogrzewania cieczy przepływającej przez kolumnę z wypełnieniem kulkowym.

Równanie modelujące profil prędkości cieczy

$$\frac{\Delta P}{L} = \varrho_i g + \left[\frac{1 - \varepsilon_i}{\varrho_i^3 d} \right] \left[\frac{150}{Re'_i} + 1.75 \right] \varrho_i u_i \quad Re'_i = \frac{u_i \varrho_i d}{(1 - \varepsilon_i) \mu_i}$$

$$G_o = \frac{1}{R^2} \sum_{i=1}^n (r_i^2 - r_{i+1}^2) \varrho_i u_i$$

Równanie modelujące pole temperatury cieczy

$$\begin{aligned} & (r_{i+1}^2 - r_i^2) u_i \varrho_i c_p (t_{j,i} - t_{j-1,i}) = \\ & = 2 \frac{\Delta z}{\Delta r} \left[K_{r,i+1} r_{i+1} (t_{j,i+1} - t_{j,i}) - K_{r,i} r_i (t_{j,i} - t_{j,i-1}) \right] \end{aligned}$$

$$K_{r,i} = \frac{1}{Pe_{r,i}} u_i \varrho_i c_p \frac{d}{\Delta r} \quad Pe_{r,i} = Pe_{\infty} \frac{84 + Re'_i}{21 + Re'_i} \quad Pe_{\infty} = 10$$

Kryterium ograniczające możliwość zastosowania modelu

$$\frac{\Delta \varrho_i}{\varrho} < C \left[\frac{150}{Re'} + 1.75 \right] \left[\frac{u^2}{gd} \right] \quad C = 2 \text{ /wielkość wyznaczona doświadczalnie/}$$

Oznaczenia

- Obszar całkowania podzielono na N pierścieni /dla złoż kulek o średnicach - ϕ 6mm N=21; ϕ 8mm N=19; ϕ 15mm N=11/, a każdy

z pierścieni podzielono następnie na 45 równych części wzdłuż wysokości wymiennika = 0.9m.

- $\Delta r, \Delta z$ - wymiary liniowe elementów skończonych na jakie podzielono cały układ
- $K_{r,i}$ - efektywne przewodnictwo cieplne na granicy dwóch elementów $i, i-1$
- r_i - promień określający zewnętrzną powierzchnię i -tego pierścienia
- Wszelkie symbole opisane znacznikiem i oznaczają odpowiednie parametry uśrednione w i -tym pierścieniu, podczas gdy brak znacznika i oznacza parametry uśrednione w całym układzie.

4.4 Sformułowanie modelu przepływu ciepła przez graniczną warstwę przyścienną.

W omówieniu literatury dotyczącej matematycznego modelowania przenikania ciepła w warstwie przyściennej starano się wykazać, że cytowane prace nie dają wiarygodnych podstaw dla teoretycznego uzasadnienia oraz ilościowego ujęcia stwierdzonego doświadczalnie oporu cieplnego przy ścianie rurowego wymiennika.

Nie podejmując dyskusji nad możliwością modelowania całego obszaru przyściennego z pomocą równania Newtona i korelacji empirycznych określających wartość przyściennego współczynnika wnikania ciepła h_w , bowiem w niniejszej pracy zmiany upakowania złoża przy ścianie zostały uwzględnione modelem celkowo-dyfuzyjnym, rozważmy jedynie tę część układu ograniczoną

do przylegającej do ściany warstewki płynu, w której następuje rozwinięcie prędkości płynu od wartości zerowej do maksymalnej. Doświadczalnie wyznaczone profile prędkości płynu w poprzecznych przekrojach złoża wykazują bowiem maksima w niewielkiej odległości od ściany. Dla uniknięcia ewentualnych nieporozumień część układu ograniczoną ścianą i hipotetyczną powierzchnią do niej równoległą, przechodzącą przez punkty odpowiadające maksymalnej prędkości płynu nazywać będziemy dalej graniczną warstwą przyścienną. Schemat zjawisk odpowiedzialnych za transport ciepła w granicznej warstwie przyściennej ilustruje rys.15.

O intensywności wymiany ciepła między ścianą aparatu a przepływającym płynem decydują dwa strumienie:

q_1 - wnikający do wnętrza fazy stałej przez punkty styku i otoczki nieruchomego płynu

q_2 - przenikający bezpośrednio do strug płynu kanałujących przy ścianie.

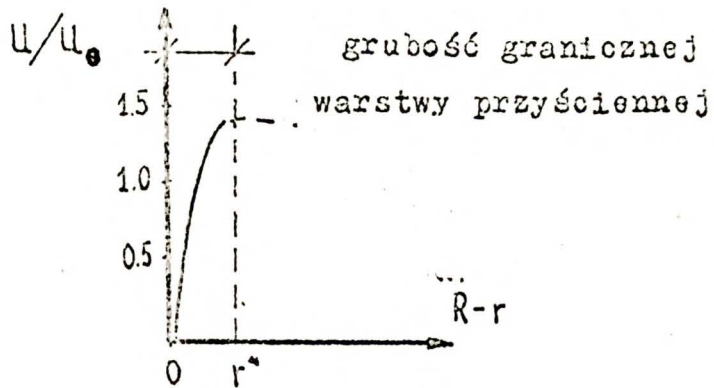
Całkowity strumień ciepła wymienianego ze ścianą aparatu stanowi zatem sumę dwóch wyróżnionych strumieni.

$$q = q_1 + q_2 \quad /72/$$

Założmy, że również w tym przypadku ma zastosowanie równanie Fouriera /2/, a współczynnik efektywnego przewodnictwa cieplnego w granicznej warstwie przyściennej K_s jest sumą udziału przewodnictwa molekularnego K_o i burzliwego K_f

$$K_s = \epsilon_1 \cdot K_o + (1 - \epsilon_1) \lambda + (1 - \epsilon_1) \cdot K_f \quad /73/$$

RYS. 15



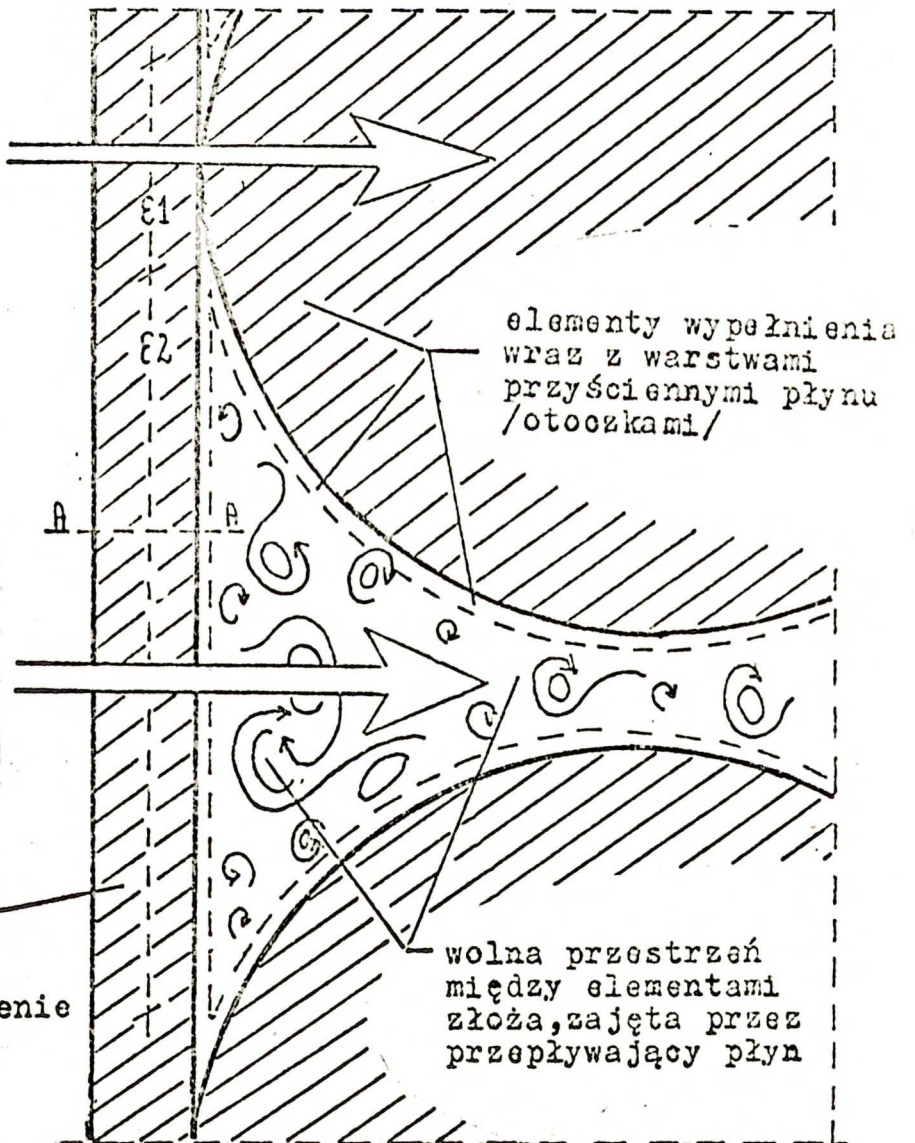
przekrój A - A
 Profil prędkości płynu w niewielkiej odległości od ściany

$$q_1 = \epsilon_1 K_o \frac{\partial t}{\partial r}$$

/strumień ciepła przenikający do złoża/

$$q_2 = \epsilon_2 K_w \frac{\partial t}{\partial r}$$

/strumień ciepła przenikający bezpośrednio do płynu/



ściana wymiennika ograniczająca wypełnienie

Schemat ideowy mechanizmów przenoszenia ciepła uwzględnionych w matematycznym modelu granicznej warstwy przyściennej

gdzie: ε_1 - udział powierzchni ściany zajęty przez punkty styku otoczone nieruchomym płynem,

$1 - \varepsilon_1$ - pozostała część powierzchni ściany

K_0 - efektywne przewodnictwo cieplne przez punkty styku z otoczkami,

K_f - udział w efektywnym przewodnictwie cieplnym wynikający z turbulentnego ruchu płynu w warstwie

λ - przewodnictwo cieplne płynu.

W przypadku cieczy przepływającej przez wypełnienie przewodnictwa cieplne obu faz są często tego samego rzędu. Jeśli założymy, że procentowy udział punktów styku z otoczkami w całkowitej powierzchni wymiany ciepła jest niewielki $\varepsilon_1 \sim 0$ wówczas efektywne przewodnictwo cieplne granicznej warstwy przysciennej można zdefiniować równaniem:

$$K_s = \lambda + K_f \quad /74/$$

Przyjmijmy, że ciepło przenika w całości przez graniczną warstwę przysciennej, w której wypadkowa prędkość cieczy jest w każdym punkcie równoległa do osi aparatu. Wówczas scałkowanie równania Fouriera /75/

$$q = -K_s \frac{dt}{dr} \quad /75/$$

prowadzi do określenia całkowitego spadku temperatury w warstwie o grubości r^*

$$\Delta t = q \int_0^{r^*} \frac{dr}{K_s} \quad /76/$$

Podstawiając określoną równaniem /76/ różnicę temperatur do równania Newtona /19/ definiującego przyścienny współczynnik wnikania ciepła h_w^* , odnoszący się jedynie do granicznej warstwy przyściennej, otrzymujemy zależność między współczynnikami h_w^* , K_s i grubością warstwy r^*

$$\frac{1}{h_w^*} = \int_0^{r^*} \frac{dr}{K_s} \quad /77/$$

W celu wyznaczenia r^* rozpatrzmy następnie naprężenia działające w granicznej warstwie przyściennej. Przyjmując, że opór hydrodynamiczny jest głównie spowodowany występowaniem naprężeń na granicy faz, założono że przyrównanie tych dwóch wielkości opisujących obszar przyścienny może stanowić podstawę modelowania przepływu cieczy w tym rejonie.

$$\frac{d}{dr} \left[M_s \frac{du}{dr} \right] = 150 \frac{1 - \xi_s^2}{\xi_s^3 d^2} \mu_s u_s + 1.75 \frac{1 - \xi_s}{\xi_s^3 d} \zeta_s u_s^2 \quad /78/$$

Prawa strona równania /78/ określa opór hydrodynamiczny cieczy kanałującej przy ścianie. W ujęciu modelu celkowo-dyfuzyjnego ξ_s , μ_s , ζ_s i u_s są parametrami charakterystycznymi dla pierścienia o grubości $d/2$ przylegającego do ściany wymiennika.

Grubość granicznej warstwy przyściennej można zatem obliczyć całkując równanie /78/ w granicach od prędkości zerowej na ścianie wymiennika do maksymalnej w złożu u_s^* .

$$r = R \quad u = 0 ; \quad r = R - r^* \quad u = u_s^* , \quad \frac{du}{dr} = 0 \quad /79/$$

gdzie zgodnie z hipotezą Dupuis - Forheimera $u_s^* = u_s / \epsilon_{\min}$, dla kulek /prześwit między kulkami i ścianą/ $\epsilon_{\min} = 0.26$.

Możliwość analitycznego scałkowania równania /78/ uzależniona jest jednak od postaci funkcji określającej wartość efektywnej lepkości M_s . Wobec braku informacji dotyczącej efektywnej lepkości cieczy w granicznej warstwie przyściennej przyjęto, że jest ona sumą lepkości molekularnej i burzliwej

$$M_s = \mu + M_f \quad /80/$$

Wydaje się racjonalne przyjęcie zależności wartości lepkości burzliwej M_f od warunków hydrodynamicznych w obszarze przyściennym zdeterminowanych przez liczbę Reynoldsa Re_s . Założmy ponadto, zgodnie z hipotezą Prandtla, że wymiary wirów są liniową funkcją względniej odległości od ściany. Jeżeli przyjmiemy jako słuszną tezę, że wiry te mogą powstawać na skutek oddziaływania złoza jako promotora turbulencji, to kształt wirów nie powinien ulegać zasadniczym zmianom w rozpatrywanym zakresie prędkości. Zjawiska przenoszenia ciepła w warstwie przyściennej byłyby więc podobne do tych jakie determinują dyspersję ciepła w obszarze centralnym, stąd lepkość burzliwa winna być proporcjonalna do względnej prędkości płynu.

Reasumując przyjęto, że wartość lepkości burzliwej M_f określa wyrażenie:

$$M_f = H \cdot Re_s \left[\frac{R-r}{r^*} \right] \cdot \left[\frac{u}{u_s} \right] \quad /81/$$

w którym stała H posiadająca wymiar lepkości jest współczynnikiem proporcjonalności zależnym od geometrii układu, a Re_s określa warunki hydrodynamiczne panujące na granicy warstwy.

Równania /75 - 81/ wraz z funkcjami określającymi zależność własności fizycznych cieczy od temperatury stanowią proponowany model przenoszenia ciepła przez graniczną warstwę przyścienną. Wartość przyściennego współczynnika wnika-
nia ciepła h_w^* można wyznaczyć z równania /77/ po znalezieniu postaci całkowej układu równań /75/ i /78/ dla warunków brzegowych /79/ tzn. określenia rozkładów temperatury prędkości cieczy w warstwie, decydujących o zmianach efektywnego przewodnictwa cieplnego K_s i grubości warstwy r^* . Zastanówmy się obecnie nad możliwością wprowadzenia założeń ułatwiających znalezienie postaci całkowej modelu.

Ponieważ w przypadku ogrzewania cieczy zarówno lepkość molekularna jak i burzliwa rosną w miarę oddalania się od ściany - założmy wstępnie, że w wybranym poprzecznym przekroju wymiennika efektywna lepkość cieczy jest liniową funkcją odległości od ściany, wówczas równanie /78/ może przybrać postać bezwymiarową

$$\frac{d}{dx} (1+ax) \frac{du}{dx} = \left[\frac{r^*}{d} \right]^2 \left[\frac{\mu_s}{\mu_w} \right] \left[\frac{(1-\xi_s)^2}{\xi_s^3} \right] \left[150+1.75 Re'_s \right] \quad /82/$$

w którym: $x = (R-r)/r^*$ zredukowana odległość od ściany
 $u = u/u_s$ zredukowana prędkość płynu
 $a = (M_b + \mu_s - \mu_w) / \mu_w$ względna zmiana efektywnej lepkości

Zgodnie z wyprowadzonym wyżej założeniem efektywna lepkość warstwy M_s zmienia się w sposób liniowy od lepkości cieczy w temperaturze ściany μ_w do sumy lepkości burzliwej M_b i lepkości μ_s na granicy warstwy.

Zaaprosymowanie efektywnej lepkości płynu funkcją liniową pozwoliło na analityczne scałkowanie równania /82/ dla warunków brzegowych /79/, a w dalszej kolejności wyznaczenie grubości warstwy r^* .

$$\frac{1}{r^*} = \frac{1}{d} \sqrt{\left(\frac{\mu_s}{\mu_w}\right) \cdot \frac{(1-\xi_s)^2}{\xi_s^3} \xi \min(150 + 1.75 Re'_s) \left(\frac{1+a}{a^2} \ln(1+a) - \frac{1}{a}\right)} \quad /83/$$

przy czym zmiany względnej prędkości cieczy w warstwie określa równanie:

$$\frac{u}{u_s} = \frac{(1+a) \ln(1+ax) - ax}{(1+a) \ln(1+a) - a} \quad /84/$$

Wykorzystując analogię transportu ciepła i pędu zakładamy dalej, że efektywne przewodnictwo cieplne w granicznej warstwie przysciennej, podobnie jak efektywna lepkość, jest liniowo zależne od odległości od ściany.

$$K_s = \lambda(1 + bx) \quad \text{gdzie } b = c_p M_b / \lambda \quad /85/$$

Znalezienie całki oznaczonej równania /77/ w granicach grubości warstwy przysciennej r^* określa wartość przysciennego współczynnika h_w^*

$$h_w^* = \frac{\lambda}{r^*} \frac{b}{\ln(1+b)} \quad /86/$$

oraz rozkład temperatury płynu w warstwie:

$$t = -(t_w - t_s) \frac{\ln(1+bx)}{\ln(1+b)} + t_w \quad /87/$$

w którym t_w , t_s - temperatury płynu przy ścianie i na granicy warstwy przysciennej.

Zestawienie równań /86/ i /83/ prowadzi w efekcie do uzyskania równania /88/ przedstawiającego zależność wartości przysciennego współczynnika wnikania ciepła h_w^* od warunków hydrodynamicznych i własności fizycznych płynu wewnątrz granicznej warstwy przysciennej.

$$Nu_w^* = \frac{h_w^* d}{\lambda} = \frac{b}{\ln(1+b)} \sqrt{\left(\frac{\mu_s}{\mu_w}\right) \frac{(1-\xi_s)^2}{\xi_s^3} \xi_{\min} (150 + 1.75 Re_s) \left(\frac{1+a}{a^2} \ln 1+a - \frac{1}{a}\right)} \quad /88/$$

Poszczególne symbole w równaniu /88/ oznaczają:

Nu_w^* - liczba Nusselta; h_w^* - przyscienne współczynniki wnikania ciepła; d - wymiar liniowy elementu wypełnienia; a, b - stałe ułamki bezwymiarowe określone w opisie wzorów /82/ i /85/;

μ_s, μ_w - lepkość płynu na granicy warstwy przysciennej i w temperaturze ściany; λ - przewodnictwo cieplne płynu; ξ_s - porowatość efektywna w pierścieniu przysciennej; ξ_{\min} - prześwit

między elementami wypełnienia i ścianą; Re'_s - liczba Reynoldsa dla warunków przyściennych.

Równanie /88/ nie jest ścisłym analitycznym rozwiązaniem układu równań /78,75/ stanowiących model przenoszenia ciepła w granicznej warstwie przyściennej. Zostało ono wyprowadzone przy założeniu występowania liniowych zmian efektywnej lepkości M_s i efektywnego przewodnictwa ciepła K_s wraz z odległością od ściany wymiennika. Założenie takie pozwoliło na niezależne scałkowanie obu równań /75/ i /78/ odpowiednio przekształconych do /77/ i /78/; a w efekcie na wyprowadzenie wzoru /88/. Wnioski wynikające z porównania liczb Nusselta Nu_w obliczonych bezpośrednio z danych doświadczalnych i równania /88/ można jednak formułować pod warunkiem speźnienia, choćby w przybliżeniu, wprowadzonych założeń. Można to udowodnić przez uwzględnienie wyliczonych rozkładów temperatury i prędkości cieczy we wzorach /80-81/ definiujących lepkość efektywną M_s . Występującą we wzorze /81/ stałą H można wyznaczyć z wprost proporcjonalnej zależności /89/ jaka powinna zachodzić między wartościami lepkości burzliwej M_b na granicy warstwy i liczby Reynoldsa Re_s

$$M_b = H \cdot Re_s \quad /89/$$

Opierając się na sformułowanym wyżej modelu granicznej warstwy przyściennej przeanalizujemy istotę wzajemnego powiązania w równaniu kryterialnym odpowiednich liczb bezwymiarowych określających warunki podobieństwa rozpatrywanego układu.

W założeniach modelu granicznej warstwy przyściennej przyjęto, że jest to warstwa o grubości zdefiniowanej jedynie przez zależności reologiczne /79,82/. Rozpatrywanie warstwy przyściennej cieplnej w klasycznym zrozumieniu [84] w odniesieniu do wymiennika z wypełnieniem nie miałoby sensu, gdyż warstwa ta musiałaby obejmować cały wymiennik. Ponieważ grubość warstwy określonej równaniem /82/ zgodnie z założeniami modelu /równanie Erguna/ jest zależna głównie od liczby Reynoldsa, a wartość przewodnictwa cieplnego cieczy λ ujmuje liczba Nusselta Nu_w , to można wnioskować, że przy sformułowaniu równania kryterialnego dotyczącego warstwy przyściennej liczba Nusselta Nu_w winna być w przybliżeniu funkcją jedynie liczby Reynoldsa Re .

Modelując przenoszenie ciepła w granicznej warstwie przyściennej pominięto w efekcie udział zgranulowanej fazy stałej. Dla cieczy przepływającej przez wypełnienie z kulek porcelanowych udział ten można zaniedbać bowiem przewodnictwo cieplne cieczy jest z reguły równe lub większe od przewodnictwa materiału z jakiego wykonane jest wypełnienie. Dla gazów jednak założenie takie może być niesłuszne, co dodatkowo komplikuje zagadnienie, ponieważ ziarna fazy stałej mogą odgrywać rolę żeber na powierzchni ściany wymieniającej ciepło.

5. EKSPERYMENTALNA WERYFIKACJA MODELI

5.1 Opis stanowiska badawczego. Metodyka zbierania i wstępnego opracowywania danych doświadczalnych.

Celem planowanych doświadczeń było uzyskanie eksperymentalnych danych niezbędnych dla weryfikacji rozważanych wcześniej modeli przenoszenia ciepła w cieczy przepływającej przez kolumnę z wypełnieniem ziarnistym. Doświadczenia przeprowadzono w aparaturze, której główny element stanowił rurowy przeponowy wymiennik ciepła wypełniony złożem kulek porcelanowych. W sekcji kontrolnej wymiennika badano proces wymiany ciepła między kondensującą parą wodną i przepływającą przez wypełnienie wodą lub wodnymi roztworami gliceryny.

Wartości ogólnego współczynnika wnikania ciepła α_0 , stanowiącego parametr modelu jednowymiarowego, wyznaczano doświadczalnie mierząc przepływ masowy cieczy, jej temperaturę w przekrojach wlotowym i wylotowym sekcji pomiarowej oraz rozkład temperatury ściany wymiennika wzdłuż jego osi. Poprawność modelu jednowymiarowego sprawdzono przez porównanie liczb Nusselta określonych w oparciu o doświadczalne wartości współczynnika α_0 z liczbami Nusselta wyliczonymi z korelacji Chennakesavana. Korelacji tej użyto do porównań ze względu na szeroki zakres zmian parametrów pracy wymiennika przebadanych dla jej sformułowania. Własności fizyczne cieczy, szczególnie ich zależność od temperatury określano z pomocą tablic [83] lub wyznaczano bezpośrednio z własnych pomiarów /gęstość metodą piknometryczną, lepkość w wiskozymetrze Hepplera, ciepło

właściwe w kalorymetrze Świętosławskiego/. Aproksymacje uzyskanych zależności przedstawiono w tabl.4.

Poprawność modeli dwuwymiarowych weryfikowano porównując wyznaczone doświadczalnie promieniowe profile temperatury cieczy w wybranym przekroju poprzecznym wymiennika z obliczonymi na podstawie zależności modelowych. Wykorzystując zebrane doświadczalne ^{o/w} wyznaczono metodą standardową wartości efektywnego przewodnictwa cieplnego K_r i przyściennego współczynnika wnikania ciepła h_w , a następnie sprawdzono przydatność podanej dla modelu dyfuzyjnego korelacji określającej parametr K_r .

Ponadto w każdym doświadczeniu, dzięki specjalnej konstrukcji sekcji pomiarowej, określono lokalne wartości wymiennego strumienia ciepła w funkcji wysokości wymiennika. Doświadczalne wyznaczenie tej zależności pozwoliło rozdzielić procedury badania szybkości przenoszenia ciepła w rdzeniu wymiennika i w granicznej warstwie przyściennej, dotychczas zawsze w literaturze rozpatrywane łącznie. Postępowanie takie umożliwiło dodatkową niezależną weryfikację modelu dyfuzyjnego, opartego na założeniu tłokowego przepływu płynu przez wymiennik, a także przedstawionych w części teoretycznej pracy modelu celkowo-dyfuzyjnego i modelu przepływu ciepła przez graniczną warstwę przyścienną.

Tabl. 4. Własności fizyczne badanych cieczy.

=====

Gęstość ρ (D) [kg/m³] w funkcji temperatury T [°C]

woda - D = [1.002 - 1.330 · 10⁻⁴ T - 3.08 · 10⁻⁶ T²] · 10³

40% r.gliceryny - D = [1.093 - 7.425 · 10⁻⁵ T - 4.50 · 10⁻⁶ T²] · 10³

60% r.gliceryny - D = [1.142 - 6.727 · 10⁻⁴ T + 1.38 · 10⁻⁶ T²] · 10³

Lepkość μ (M) [cP] w funkcji temperatury T [°C]

woda - M = [1 343 - 2.076 · 10 · T + 1.025 · 10⁻¹ T²] · 10³

40% r.gliceryny - M = 5.179 - 1.409 · 10⁻¹ T + 1.593 · 10⁻² T² - 6.47 · 10⁻⁶ T³

60% r.gliceryny - M = 11.100 - 3.039 · 10⁻¹ T + 3.309 · 10⁻³ T² - 1.29 · 10⁻⁵ T³

Ciepło właściwe c_p (C) [KJ/kg °C] w funkcji stężenia roztworu X [%]

C = 4.18 - 0.0141 · X

Przewodnictwo cieplne λ (L) [W/m°C] w funkcji stężenia roztworu X [%]

$$L = \left[\begin{array}{cc} 4 \cdot 10^{-3} x & -4 \cdot 10^{-3} x \\ e & -e \\ 0.4 & -0.4 \\ e & -e \end{array} \right] 0.21 + \left[\begin{array}{cc} 4 \cdot 10^{-3} (1-x) & -4 \cdot 10^{-3} (1-x) \\ e & -e \\ 0.4 & -0.4 \\ e & -e \end{array} \right] 0.67$$

Powyższe oznaczenia zmiennych użyto w obliczeniach przeprowadzonych na komputerze HP-9830A

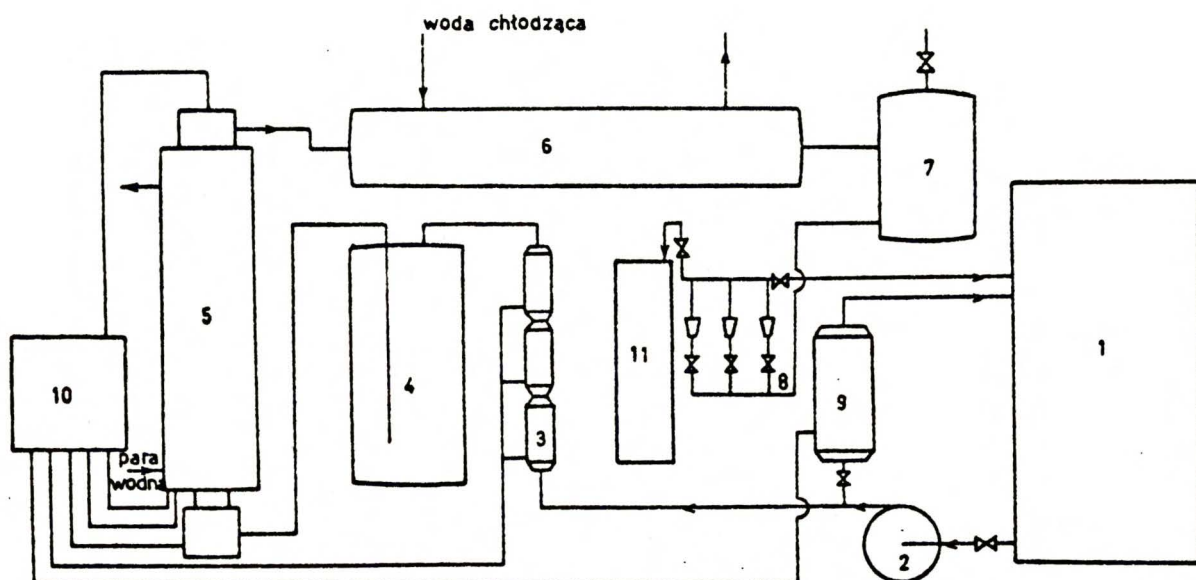
=====

Na rys. 16 przedstawiono ogólny schemat stanowiska badawczego z wyszczególnieniem wszystkich elementów współpracujących z badanym wymiennikiem ciepła.

Używano do doświadczeń ciecz z termostatowanego zbiornika /1/ za pomocą pompy /2/ przetłaczana była przez regulator temperatury /3/ i zbiornik buforowy /4/ do wymiennika ciepła /5/.

Po opuszczeniu wymiennika gorąca ciecz przepływała przez chłodnicę /6/, zbiornik odpowietrzający /7/ i zespół rotametrów /8/ skąd była kierowana z powrotem do zbiornika /1/.

W celu szybkiego osiągnięcia, a następnie utrzymania równowagi termicznej w opisanym wyżej obiegu cieczy zastosowano szereg układów termostatujących. Termostatowanie cieczy w zbiorniku /1/ o pojemności 500 l umożliwiła szybka jej cyrkulacja przez nagrzewnicę /9/, wymuszona działaniem pompy /2/ o wydajności - 120 l/min. Nagrzewnicę stanowiła miedziana rura o średnicy 40 mm i długości 1200 mm, otoczona grzałką elektryczną o mocy 5 kW. Grzałka była sterowana termometrem kontaktowym zanurzonym w zbiorniku /1/. Podobny regulator temperatury cieczy o mniejszej mocy /3/ umieszczono przed zbiornikiem buforowym /4/ stabilizującym przepływ cieczy przez wymiennik. Miedzianą rurę o średnicy 40 mm i długości 1100 mm podzielono na trzy równe odcinki, na które nawinięto grzałki o mocy 0,5 kW. W pewnej odległości za każdą grzałką wprowadzono do środka rury termometr kontaktowy ustawiony na temperaturę równą żądanej temperaturze cieczy na wejściu do wymiennika /5/. Dzięki takiemu rozwiązaniu drobne wahania temperatury cieczy były niwelowane przez środkową grzałkę, a większe dodatkowo przez jedną ze skrajnych grzałek, zależnie od kierunku odchylenia. Podczas trwania doświadczenia /około 1 godz./ zastosowany układ termostatujący pozwalał utrzymać na stałym poziomie temperaturę cieczy w początkowym przekroju poprzecznym sekcji kontrolnej.



Rys. 16 Schemat aparatury

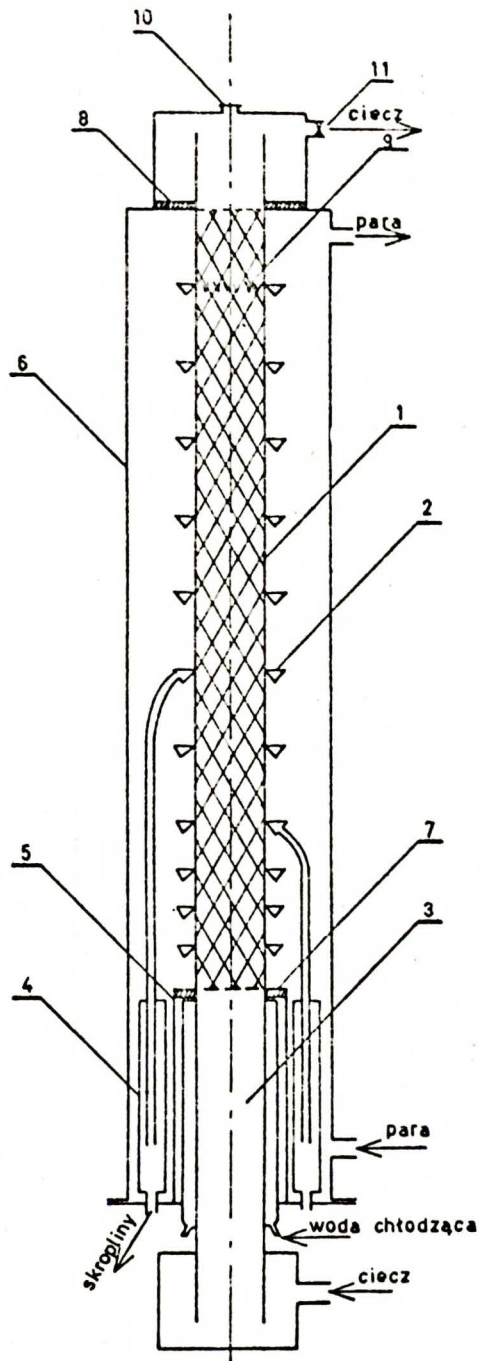
- | | |
|---------------------------|----------------------------------|
| 1 - zbiornik | 6 - chłodnica |
| 2 - pompa | 7 - zbiornik odpowietrzający |
| 3 - regulator temperatury | 8 - zespół rotametrów |
| 4 - zbiornik buforowy | 9 - nagrzewnica |
| 5 - wymiennik ciepła | 10 - tablica kontrolno-pomiarowa |
| | 11 - zbiornik pomiarowy |

Schłodzenie podgrzanej w wymienniku ciepła /5/ cyrkulującej w przedstawionym na rys.16 obiegu cieczy zachodziło w chłodnicy rurkowej /6/ o rozwiniętej powierzchni wymiany ciepła /7 m²/ z pomocą bieżącej wody wodociągowej. Przed układem rotametrów /8/ ciecz podawana była do 20 l zbiornika odpowietrzającego /7/, w którym następuje oddzielenie pęcherzyków powietrza wydzielających się z cieczy przy jej podgrzaniu, powstałe pęcherzyki gazu mogłyby w znacznym stopniu utrudnić odczyt wskazań rotametrów. Regulując odpowiednio przepływ wody chłodzącej

w chłodnicy rurkowej /6/ w czasie doświadczenia starano się niwelować różnicę między temperaturami cieczy opuszczającej zespół rotametrów /8/ i cieczy termostatowanej w głównym zbiorniku /1/. Różnicę tę wskazywały odpowiednio zamontowane termoelementy. Po dokonaniu pomiarów w sekcji pomiarowej wymiennika /5/ każdorazowo przełączano strumień cieczy opuszczający zespół rotametrów, kierując go do zbiornika o określonej /62 l/ objętości i mierzono czas jego napełnienia. Postępowanie takie pozwalało na dokładny /błąd oznaczenia 1%/ pomiar prędkości przepływu cieczy przez wymiennik przy ustalonych wskazaniach rotametrów.

Schemat wymiennika ciepła będącego zasadniczym elementem aparatury badawczej pokazano na rys. 17. Sekcję pomiarową stanowiła wypełniona złożem rura miedziana /1/ o wymiarach: 109 mm średnica wewnętrzna, 3 mm - grubość ściany i 1000 mm - długość, osadzona na podstawie /5/. Rura ta była ^{otoczona} płaszczem parowym /6/ do którego dolnym króćcem dopływa para wodna z wytwornicy pary - kotła WB-2 o maksymalnej mocy 200 kW. Nadmiar pary uchodził górnym króćcem do skraplacza otwartego do atmosfery, co gwarantowało utrzymanie w płaszczu /6/ ciśnienia pary zbliżonego do atmosferycznego.

Ogrzewaną w wymienniku ciecz doprowadzano do sekcji pomiarowej /1/ odcinkiem tej samej miedzianej rury /3/ o długości 0,5 m, otoczonym chłodnicą wodną. Temperatura wody w chłodnicy była równa temperaturze cieczy podawanej do sekcji pomiarowej, co pozwalało na utrzymanie płaskiego profilu temperatury cieczy w początkowym przekroju poprzecznym złoża. Profil ten był



Rys. 17 Schemat wymiennika ciepła.

- | | |
|----------------------------------|-------------------------|
| 1. Miedziana rura z wypełnieniem | 7,8. Izolacje |
| 2. Rynienki zbierające skropliny | 9. Termoelementy |
| 3. Rura doprowadzająca ciecz | 10. Dławica |
| 4. Zbiorniki skroplin | 11. Zwężka uśredniająca |
| 6. Płaszcz parowy | 5. Podstawa |

kontrolowany w trakcie doświadczeń z pomocą termoelementu umieszczonego tuż pod siatką utrzymującą usypane złożo i przesuwanego z pomocą odpowiedniego urządzenia wzdłuż średnicy początkowego przekroju poprzecznego sekcji kontrolnej. W celu zminimalizowania efektów wylotowych ogrzana w wymienniku ciecz opuszczała sekcję pomiarową rurą stanowiącą przedłużenie tej sekcji. Za zwężką zamocowaną w przewodzie wylotowym umieszczono spoinę termoelementu do pomiaru średniej temperatury cieczy opuszczającej wymiennik. Zadbano o właściwą izolację ciepła między poszczególnymi sekcjami aparatury wlotową, pomiarową i wylotową stosując pierścienie z żywicy epoksydowej o grubości 15 mm. Niezależnie od tego, przedstawiony na rys. 16 wymiennik został odizolowany od otoczenia odpowiedniej grubości warstwą taśmy azbestowej.

Na wysokościach: 40, 90, 150, 220, 300, 400, 500, 600, 700, 800, 900 mm - licząc od poziomu dna sitowego na którym spoczywało złożo, czyli od jego początkowego przekroju poprzecznego do zewnętrznej powierzchni rury /1/ przylutowano miedziane rynienki /2/. Służyły one do zbierania kropli wytwarzających się na zewnętrznej powierzchni rury na skutek przepływu ciepła od nasyconej pary grzejnej do cieczy. Z rynienek /2/ ukropliny odprowadzano węzami teflonowymi o średnicy 10 mm do zbiorników /4/ zamocowanych w podstawie /5/, a dalej przez zamknięcie hydrauliczne na zewnątrz aparatu do naczyń pomiarowych. Zabrano z każdej rynienki w określonym przedziale czasu kondensat był ważony w celu wyznaczenia ilości ciepła przenikającego przez ścianę rury w każdym jej odcinku, ograniczonym połączeniem dwu

sąsiednich rynienek. Rolę najniższej usytuowanej rynienki spełniał kołnierz przyspawany do rury miedzianej /1/, łączący tę rurę z podstawą /5/.

Zachowanie różnych odstępów między rynienkami mocowanymi na ścianie w dolnej części wymiennika miało na celu stworzenie warunków sprzyjających wyrównaniu wartości współczynnika wnikania ciepła od strony kondensującej pary α_p . Wartość tego współczynnika wzdłuż wysokości wymiennika można wyznaczyć na podstawie pomiaru osiowego profilu temperatury ściany. Pomiar temperatury ściany umożliwiał również wstępną kontrolę prawidłowej pracy wymiennika /monotoniczny przebieg profilu temperatury ściany/ i wykrywanie ewentualnych zakłóceń wynikających ze stanu powierzchni ściany wymieniającej ciepło.

W celu umożliwienia pomiaru temperatury ściany na wysokościach zamocowania rynienek /2/ i w równych odległościach między nimi, w specjalnie wyfrezowane na obwodach rury kanały długości 100 mm wlotowano termoelementy Ni, Cr-Ni w koszulkach metalowych /9/. Termoelementy te są wyprowadzone na zewnątrz aparatu przez odpowiednią dławicę w podstawie /5/ wymiennika.

W początkowych doświadczeniach stan powierzchni ściany wymiennika sprawiał istotne trudności. Obserwowano brak monotoniczności krzywych profilu temperatury wzdłuż wysokości ściany i znaczny rozrzut wartości temperatury mierzonych w poszczególnych punktach. Utrudniało to określenie różnicy między temperaturą ściany a średnią temperaturą cieczy w danym poprzecznym przekroju złoża, jako siły napędowej procesu wymiany ciepła między ogrzewającą parą wodną i cieczą płynącą w aparacie. Znaczny rozrzut wartości temperatury ściany wzdłuż jej

wysokości był prawdopodobnie konsekwencją nieregularnego spływu warstwy kondensatu wykroplonego na ścianie.

Trudności w pomiarze temperatury ściany występowały zapewne również we wcześniej publikowanych pracach [52,75,76]. Wskazuje na to fakt, że autorzy tych prac nie mierzyli temperatury ściany, opierając obliczenia modelowe na stałej temperaturze pary grzewczej.

Chcąc wyeliminować lokalne zakłócenia kondensacji pary grzejnej na powierzchni wymiennika poszukano w literaturze wskazówek dotyczących możliwości ujednoczenia kondensacji pary na całej powierzchni wymiany ciepła, lub zmniejszenia oporu cieplnego po stronie kondensującej pary. Ustalono, że najlepszym sposobem na uzyskanie w miarę monotonicznego profilu temperatury wzdłuż ściany z stosunkowo niewielkim rozrzutem wartości mierzonych temperatur jest wywołanie kondensacji kropłowo-warstewkowej przez natarcie przed każdą serią pomiarów zewnętrznej powierzchni rury roztworem wosku Montana w parafinie [81].

Profil temperatury ściany oznaczano z pomocą rejestratora typu MAW łączonego cyklicznie co 6 sekund z kolejnym termoelementem wlotowanym w ścianę wymiennika. Fluktuacje temperatury ściany powodowały błąd oznaczania tej temperatury rzędu 1-5°C, zależnie od miejsca pomiaru i od natężenia przepływu ciepła. Bezpośredni pomiar profilu temperatury ściany termoelementami nie był jednak konieczny w każdym doświadczeniu ze względu na możliwość wyznaczenia tego profilu w oparciu o dane szybkości wypływu kondensatu z poszczególnych rynieniek. Poniżej przedstawiono wywód uzasadniający tę tezę.

Badanie szybkości wypływu skroplin z zamocowanych w sekcji pomiarowej rynienek umożliwiło określenie temperatur cieczy t_{sr} - uśrednionych w przekrojach poprzecznych sekcji na każdym z dwunastu poziomów wyznaczonych usytuowaniem rynienek.

$$t_{sr}^k = t_0 + (t_1 - t_0) \frac{\sum_{i=1}^k \left(\frac{W_i}{\tau_i} \right)}{\sum_{i=1}^k \left(\frac{W_i}{\tau_i} \right)} \quad /90/$$

gdzie W_i - masa kondensatu zebranego na i -tym poziomie w czasie τ_i

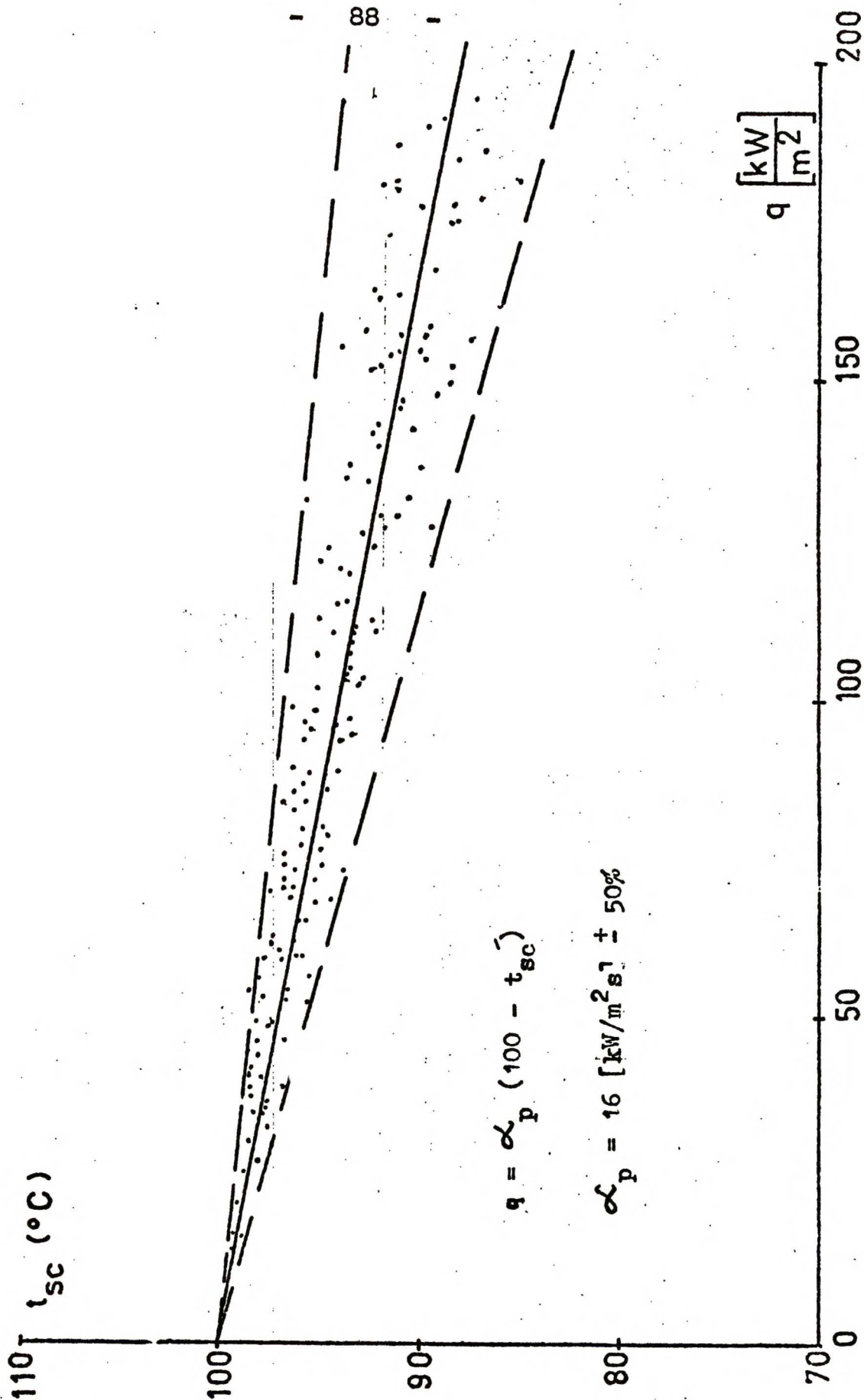
$t_1 - t_0$ - różnice średnich temperatur cieczy w krańcowych przekrojach sekcji pomiarowej.

Otrzymany z równania /90/ profil średnich temperatur cieczy t_{sr} aproksymowano następnie w funkcji wysokości wymiennika równaniem:

$$t_{sr} = C - \exp(Az + B) \quad /91/$$

gdzie stałe A, B i C wyznaczano oddzielnie dla każdego doświadczenia. Średni błąd aproksymacji, rzędu 0.2°C był mniejszy od błędu pomiaru temperatury cieczy z pomocą termoelementów.

Podstawienie pochodnej funkcji /91/ do równania /28/ prowadzi do uzyskania zależności lokalnej wartości strumienia wymienianego ciepła q od wysokości wymiennika z .



Rys.18 Wykres zależności temperatury łośiany wymiennika od strumienia przenikającego ciepła, na podstawie którego określono wartość współczynnika wnikania ciepła od strony kondensującej pary wodnej - α_p

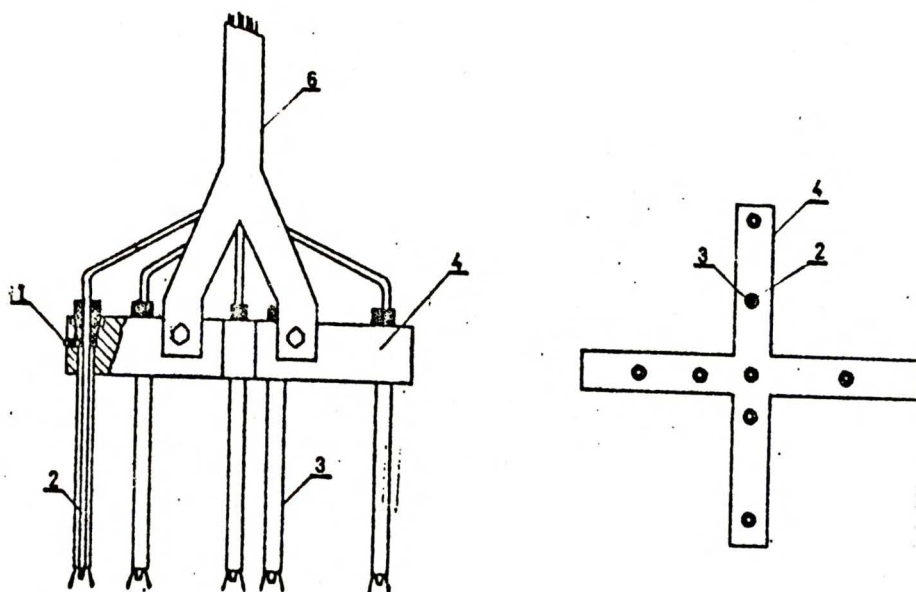
$$q = -0.5 u \zeta c_p R A \exp (Az + B) \quad /92/$$

Jeżeli przyjmiemy, że dzięki odpowiedniemu usytuowaniu rynienek wartość współczynnika wnikania ciepła od strony kondensującej pary wodnej α_p jest stała na całej powierzchni wymiany ciepła, wówczas przyrównanie równania Newtona do zależności /92/ pozwoli wyliczyć wartość temperatury ściany w funkcji wysokości wymiennika

$$t_w = 100 - \frac{u \zeta c_p R}{2\alpha_p} A \exp (A z + B) \quad /93/$$

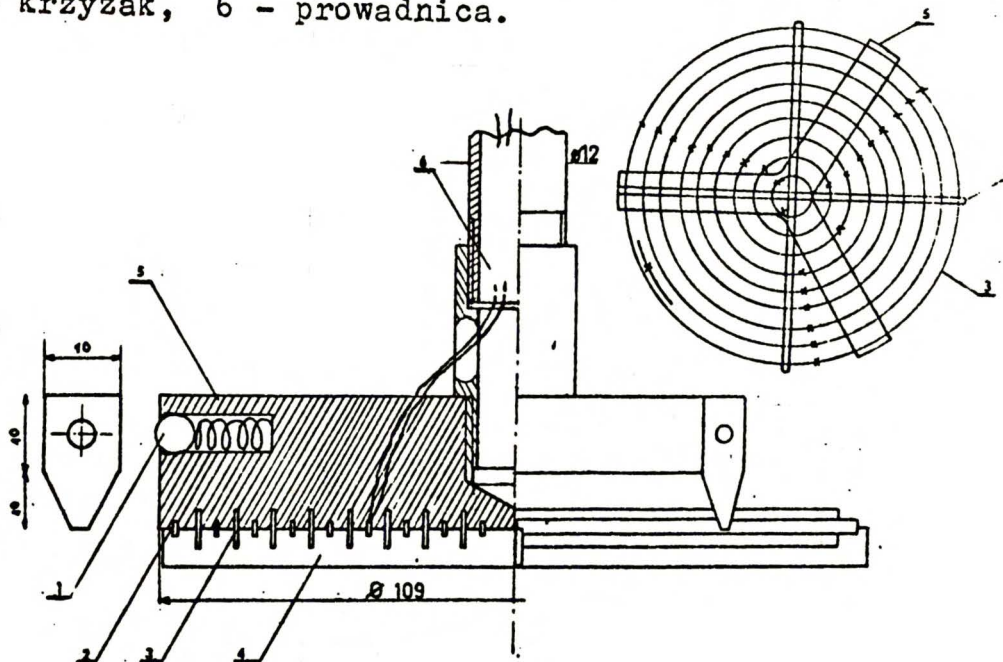
Występujący w równaniu /93/ współczynnik α_p można było wyznaczyć bezpośrednio z równania Newtona mierząc wartości strumienia ciepła q i różnicy temperatur ściany i kondensującej pary wodnej $/100-t_w/$. Jak to wynika z rys. 18 błąd oznaczenia powyższej różnicy temperatur wahał się w granicach $\pm 50\%$, w związku z tym wartość współczynnika α_p może być obciążona podobnym błędem $/\alpha_p = 16 \frac{KW}{m^2 \text{ } ^\circ C} \pm 50\%/$

Jak widać z powyższego wywodu bezpośredni pomiar termoelementami temperatury ściany nie był konieczny w każdym doświadczeniu, bowiem profil temperatury ściany mógł być wyliczony z równania /93/. Zgodność równania /93/ ze wskazaniem 21 termoelementów wlotowanych w ścianę wymiennika stanowiła zatem pewną formę kontroli poprawnej pracy wymiennika na całej jego długości.



Rys.19 Czujniki punktowe do pomiaru promieniowego profilu temperatury cieczy.

1 - kulka PCV, 2 - termoelementy, 3 - osłona, 4,5 - krzyżak, 6 - prowadnica.



Rys.20 Czujniki pierścieniowe do pomiaru promieniowego profilu temperatury cieczy.

Pomiary profilu temperatury cieczy wzdłuż promienia wymiennika wykonywano w poprzecznym przekroju sekcji kontrolnej wymiennika znajdującej się w odległości 0.9 m od jej przekroju wlotowego. Używano do tego celu dwóch specjalnie skonstruowanych sond /rys. 19 i 20/. Pierwsza umożliwiała dokonanie punktowych pomiarów temperatury cieczy w wybranych odległościach od osi aparatu, w drugiej - mierzono rozkład temperatury cieczy uśrednionej w zakreślonych przez wybrane promienie obwodach koncentrycznych wokół osi aparatu.

Sposób zamocowania ośmiu termoelementów zastosowanych do punktowych pomiarów temperatury cieczy ilustruje rys. 19. Druty termoelementów Fe - Konst w metalowych osłonach ϕ 1 mm umieszczono w stalowych rurkach nośnych zamocowanych na głębokość 5 cm w złoże. Specjalna izolacja z żywicy epoksydowej chroniła spoiny termoelementów przed wymianą ciepła z rurkami nośnymi zamocowanymi na metalowym krzyżaku w różnych odległościach od osi wymiennika.

Profil temperatury cieczy wzdłuż promienia aparatu mierzono również z pomocą dziesięciu czujników pierścieniowych zamocowanych na krzyżaku wykonanym z żywicy szklano-epoksydowej. Czujniki stanowiły koncentrycznie naklejone na krzyżak miedziane pierścienie o wymiarach w przekroju 1x5 mm, do których przyłutowano - zależnie od wymiaru pierścienia - jeden lub kilka termoelementów Fe - Konst /rys.20/. Ta metoda pomiaru - w odróżnieniu od omówionej poprzednio - miała na celu określenie średniej temperatury cieczy w poszczególnych koncentrycznych okręgach wybranego poprzecznego przekroju złoża. Metoda

ta nie pozwalała jednak na wprowadzenie gorących spoin termoelementów w głąb złoża, jak w przypadku stosowania czujników punktowych.

Między końce ramion krzyżaka i ścianę rury miedzianej wstawiono kulki z tworzywa sztucznego o tak dobranej średnicy, aby łączna średnica krzyżaka odpowiadała wewnętrznej średnicy rury. Dzięki temu zapewniono stałość położenia spoin termoelementów w poprzecznym przekroju wymiennika, jak również uzyskano łatwy przesuw krzyżaka w rurze. Sam krzyżak był zamocowany do metalowej rury - przewodnicy, którą wyprowadzono druty termoelementów na zewnątrz wymiennika.

Zimne spoiny termoelementów były zanurzone w termosie z mieszaniną wody destylowanej i lodu. Wszystkie termoelementy używane do mierzenia temperatury były cechowane względem termoelementu wzorcowego w ultratermostacie z dokładnością ± 0.2 °C. Temperatura cieczy we wnętrzu wymiennika oraz w przekrojach wlotowym i wylotowym wyliczana była ze wskazań mostka kompensacyjnego z dokładnością równą dokładności cechowania termoelementów. Ze względu na fluktuację temperatury cieczy opuszczającej wymiennik rzeczywisty błąd oznaczenia tej temperatury wynosi ± 0.4 °C.

Prawidłową pracę wymiennika, w tym poprawność wskazań termopar, kontrolowano na bieżąco przez porównywanie mocy wymiennika liczonej z iloczynu masowej szybkości ciepła, ciepła właściwego i przyrostu temperatury cieczy z mocą liczoną z iloczynu szybkości kondensacji pary wodnej i ciepła skraplania. Względne odchylenie między wartościami mocy wymiennika liczonej na dwa różne sposoby nie powinno przekraczać 5%,

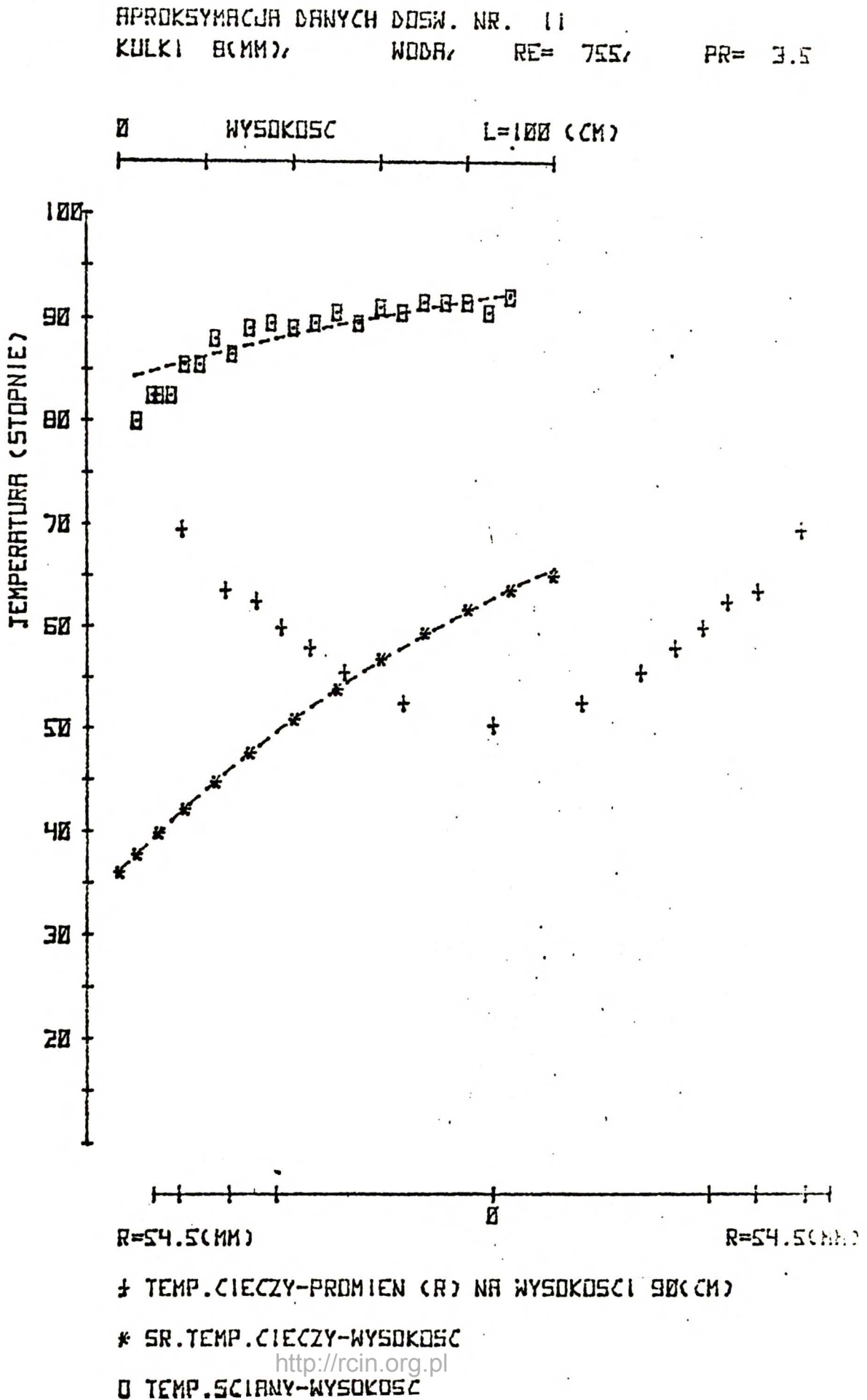
ponieważ błędy oznaczenia przyrostu temperatury cieczy szacowano na 2%, natężenia przepływu cieczy na 1% a szybkości kondensacji pary wodnej na 2%.

Ostatecznie w wyniku wstępnego przetworzenia danych uzyskanych dla każdego doświadczenia wyliczono i przedstawiono graficznie /przykład dośw.nr 11 na rys.21/ następujące wielkości:

- przepływ masowy cieczy, średnie temperatury cieczy w przekrojach wlotowym i wylotowym wymiennika, moc wymiennika i rozbieżność jej oznaczenia na dwa wyżej omówione sposoby / z przyrostu temperatury cieczy i szybkości wypływu skroplin/;
- profil średniej w przekroju poprzecznym temperatury cieczy w funkcji wysokości wymiennika, zaznaczony znakami " * ". Linia przerywana poprowadzona między tymi znakami ilustruje aproksymację tego profilu równaniem /91/;
- profil temperatury ściany w funkcji wysokości wymiennika, zaznaczony znakami □ . Linia przerywana poprowadzona między tymi znakami przedstawia aproksymację temperatury ściany równaniem /93/;
- profil temperatury ~~ściany~~^{cieczy} w funkcji promienia wymiennika, zmierzony termoparami w przekroju poprzecznym na wysokości 0.9 m od przekroju wlotowego, na rysunku zaznaczony znakami " + ".

Wydruki z kalkulatora zawierają liczbowe wartości tych funkcji. Poniżej dla przykładu zamieszczono wydruk kończący wstępne przetwarzanie danych wg doświadczenia nr 11.

Rys.21 Wykres przedstawiający wynik wstępnego przetwarzania danych.



PLAN DOŚWIADCZENIA NR 11 ZŁOZE- KULKI PORCELANOWE- 8 (MM)
 NODA PRZEPŁYW MASY= 0.497 (KG/S)
 TEMPERATURA W PRZEKROJU WLOT.= 35.99, WYLOT.= 65.62 (STOPNIE)
 TŁC WYMIENNIKA= 60.1 (W) DOKŁADNOŚĆ OZNACZENIA= 2.38 %

MODEL DWUWYMIAROWY

ROZKŁAD TEMPERATURY CIECZY WZDŁUŻ WYSOKOŚCI (SKROPLINY)

WYSOKOŚĆ (CM)-	0.0	4.0	9.0	15.0	22.0	30.0	40.0
TEMP. (STOPNIE)	36.0	37.8	39.8	42.1	44.8	47.6	50.9
WYSOKOŚĆ (CM)-	50.0	60.0	70.0	80.0	90.0	100.0	
TEMP. (STOPNIE)	53.8	56.8	59.3	61.7	63.6	64.9	

APROKSYMOWANY FUNKCJA 88.5-EXP(-8.33E-03* X + 3.96)
 ŚREDNIM ODCHYLENIEM= 0.08 (STOPNIE)

ROZKŁAD TEMPERATURY SCIANY WZDŁUŻ WYSOKOŚCI (TERMOPARY)

WYSOKOŚĆ (CM)-	4.0	7.5	9.0	12.0	15.0	18.5	22.0
TEMP. (STOPNIE)	79.9	82.4	82.4	82.4	85.5	85.5	88.0
WYSOKOŚĆ (CM)-	26.0	30.0	35.0	40.0	45.0	50.0	55.0
TEMP. (STOPNIE)	86.5	89.0	89.5	89.0	89.5	90.5	89.5
WYSOKOŚĆ (CM)-	60.0	65.0	70.0	75.0	80.0	85.0	90.0
TEMP. (STOPNIE)	91.0	90.5	91.5	91.5	91.5	90.5	92.1

ROZKŁAD TEMPERATURY CIECZY WZDŁUŻ PROMIENIA (TERMOPARY)

PROMIEN (MM) -	0.0	14.5	24.0	29.5	34.0
TEMP. (STOPNIE)	50.26	52.46	55.46	57.88	59.91
PROMIEN (MM) -	38.0	43.0	50.0		
TEMP. (STOPNIE)	62.45	63.50	69.50		

5.2 Weryfikacja jednowymiarowego modelu Chennakesavana.

Weryfikacja modelu jednowymiarowego polegała na porównaniu wartości liczb Nusselta wyznaczonych w oparciu o własne dane doświadczalne z wyliczonymi dla identycznych warunków z korelacji Chennakesavana. W tym celu należało na podstawie własnych danych doświadczalnych określić wartość ogólnego współczynnika wnikania ciepła α_0 .

Przyjęto, że współczynnik wnikania ciepła zarówno od strony kondensacji pary α_p jak i od strony ogrzewanej cieczy zachowują stałą wartość wzdłuż wysokości wymiennika, a opór

cieplny miedzianej ściany oddzielającej oba przekazujące sobie ciepło media można pominąć. Wówczas zgodnie z zasadą szeregowego łączenia oporów wartość ogólnego współczynnika wnikania ciepła α_0 określa równanie

$$\frac{1}{\alpha_0} = \frac{1}{k_0} - \frac{1}{\alpha_p} \quad /94/$$

Sumaryczny współczynnik przenikania ciepła k_0 wyliczono z powszechnie znanej całkowitej postaci modelu jednowymiarowego otrzymanej przy założeniu, że temperatura pary grzewczej jest stała i równa 100°C .

$$k_0 = \frac{u \rho c_p R}{2 L} \ln \left(\frac{100 - t_0}{100 - t_1} \right) \quad /95/$$

t_0 , t_1 - średnie temperatury cieczy w poprzecznych przekrojach wymiennika, / $z = 0$ i $z = 0.9$ m/

Dokładność wyliczonej ze wzoru /94/ wartości współczynnika α_0 a także zawierającej ten współczynnik liczby Nusselta - zależy głównie od dokładności oznaczenia współczynnika α_p , bowiem wartość α_p jest obarczona zdecydowanie największym błędem sięgającym 50% /patrz rys. 18 /. Wyznaczając wartość współczynnika /rzędu $5 \frac{\text{kW}}{\text{m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}}$ / możemy popełnić błąd, który zgodnie z metodą różniczki zupełnej określa równanie:

$$\frac{\Delta \alpha_0}{\alpha_0} = \frac{\alpha_0}{\alpha_p} \frac{\Delta \alpha_p}{\alpha_p} = \frac{5 \text{ [kW/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}]}{16 \text{ [kW/m}^2 \text{ } ^\circ\text{C}]} \cdot 50\% \approx 15\% \quad /96/$$

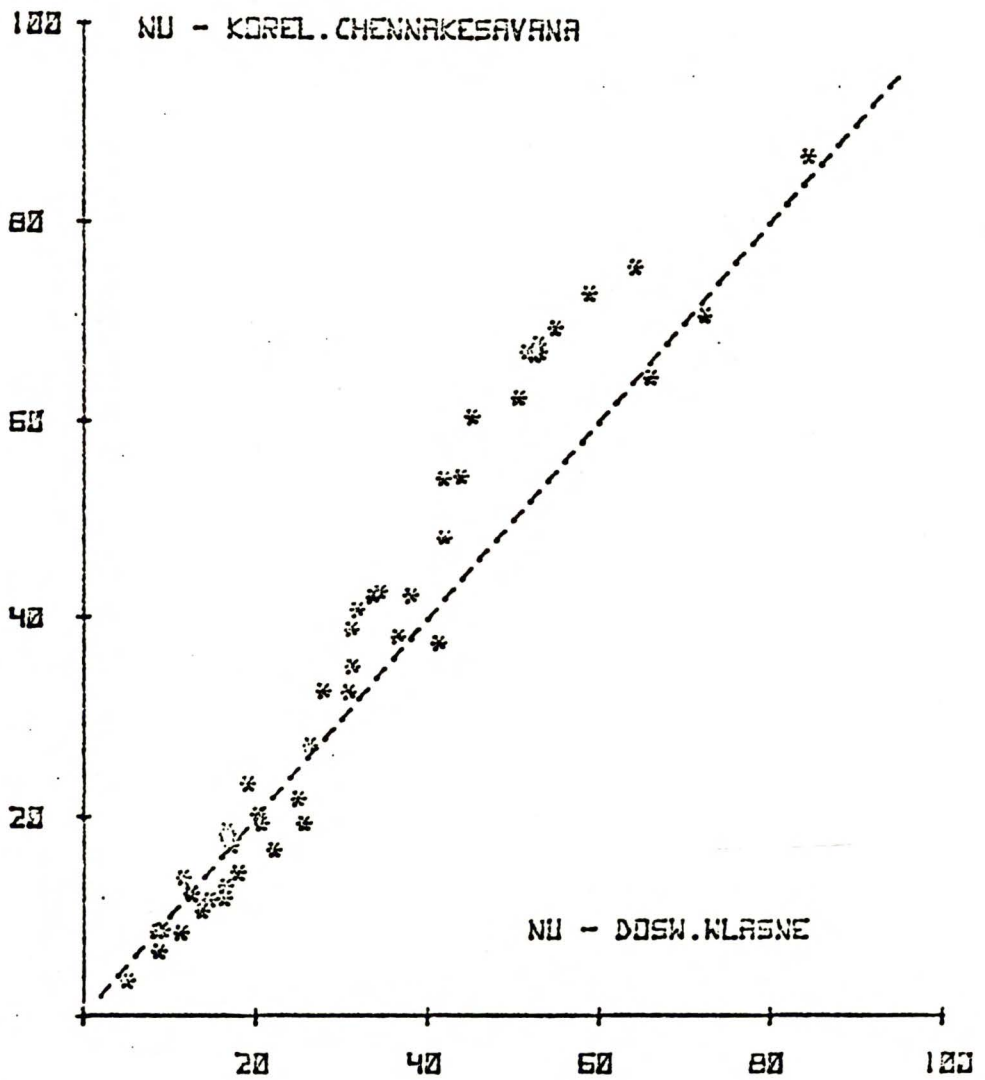
Jest to dokładność zbliżona do podanej przez Chennakesavana [52] dla korelacji /31/.

Otrzymany dla każdego doświadczenia wydruk w swej początkowej części zawiera wynik przetwarzania danych doświadczalnych w aspekcie modelu jednowymiarowego. W wydruku zamieszczono policzone dla średniej temperatury cieczy $0.5 /t_1+t_0/$ własności fizyczne cieczy i wartości liczb bezwymiarowych charakteryzujących rozpatrywany proces przenoszenia ciepła. Poniżej zamieszczono przykładowo część wydruku otrzymanego dla danych dośw. nr 11.

MODEL JEDNOWYMIAROWY

TEMPERATURA ŚREDNIEJ CIECZY= 49.77(STOPNIE) OBLICZONO:
LEPKOSC DYN.= 5.64E-04(KG/(M*S)) GUSTOSC= 9.88E+02 (KG/M^3)
PRZEMODNICTWO CIEPLE CIECZY= 6.70E-01 (W/(M*STOPNIE)) .
CIEPLO WLASCIE CIECZY= 4.18E+00(KJ/(KG*STOPNIE))
LICZBA REYNOLDSA RE= 755 LICZBA PRANDTLA PR= 3.52
LICZBA NUSSELTA NU= 59 WYZNACZONA DLA-
OGOLNEGO WSPOLCZYNNIKA PRZENOSZENIA CIEPLA (ALFA ZERO)
LICZBA NUSSELTA WEDLUG KORELACJI CHENNAKESAVANA= 73

Rysunek 22 ilustruje wynik przeprowadzonego dla wykonanych doświadczeń porównania liczb Nusselta wyliczonych z korelacji /31/ i z własnych danych doświadczalnych z pomocą równań /94/ i /95/ i definicji liczby Nusselta.



Ryb. 22

WERYFIKACJA KORELACJI CHENNAKESAVANA WLASNYMI DANYMI
DOSWIADCZALNYMI

5.3 Weryfikacja modelu dyfuzyjnego zakładającego przepływ tłokowy płynu przez wymiennik.

Wobec małej ilości prac eksperymentalnych poświęconych modelowaniu pola temperatury w centralnej części rurowego wymiennika ciepła dla cieczy, zebrane w niniejszej pracy dane doświadczalne w pierwszej kolejności opracowano zgodnie z powszechnie stosowaną procedurą odpowiednią dla dwuwymiarowego modelu dyfuzyjnego opartego na założeniu tłokowego przepływu cieczy przez wypełnienie. Model ten w dalszej części pracy będzie nazywany modelem dyfuzyjnym.

Przed szczegółowym omówieniem realizacji powyższego zadania należy nadmienić, że w celu ułatwienia obliczeń w każdym z rozpatrywanych modeli pominięto jako nieistotne efektywne przewodzenie ciepła w kierunku równoległym do przepływu płynu. Uzasadnienie tego często stosowanego założenia upraszczającego podane zostało w przeglądzie literatury.

Weryfikacja modelu dyfuzyjnego polegała na porównaniu zmierzzonego profilu temperatury cieczy wzdłuż promienia z obliczonymi przez scałkowanie równania różniczkowego /25/ dla zadanych warunków brzegowych /26/. Dobierając metodą kolejnych przybliżeń wartości parametrów modelu K_r i h_w optymalizowano aproksymowany z pomocą równania /27/ przebieg profilu temperatury cieczy przez minimalizację funkcji celu sformułowanej w postaci sumy bezwzględnych odchyleń między temperaturami mierzonymi i obliczonymi z pomocą równania /27/.

$$\sum_{i=1}^k |t_{ob_i} - t_{zm_i}| = \text{minimum} \quad /27/$$

Przyjęto przy tym, że uzyskana w wyniku optymalizacji wartość współczynnika h_w /liczby Biota/ uwzględnia również udział oporu cieplnego po stronie kondensującej w 100°C pary wodnej.

Przykładowo dla danych z doświadczenia nr 11 wynik takiej aproksymacji w formie graficznej przedstawia na rys. 24 linia przerywana "1" /patrz str. 105/.

Zauważmy, że w równaniu /9/ określającym wartość efektywnego przewodnictwa cieplnego K_r jeżeli pominiemy składnik K_0 - co dla warunków doświadczalnych niniejszej pracy jest całkowicie uzasadnione - jedynym parametrem, który należy określić doświadczalnie jest zależna od struktury złoża liczba Pecleta. Zatem dobór optymalnej wartości K_r oznacza w praktyce dobór najlepiej charakteryzującej warunki doświadczalne liczby Pecleta. Dlatego wydruk z kalkulatora dotyczący dwuwymiarowego modelu dyfuzyjnego zawiera optymalnie dobrane wartości liczby Pecleta i Biota, a także maksymalne i średnie odchylenia temperatur mierzonych od obliczonych.

ODCHYLENIE TEMPERATUR ZMIERZONYCH OD OBLICZONYCH Z POMOCĄ:

--DOWUPARAMETROWEGO MODELU DYFUZYJNEGO (MINIMALIZACJA ODCHYLEN)
DLA PARAMETROW-L.PECLETA PE= 10.0 L.BIOTA BI= 2.8
ŚREDNIE ODCHYLENIE= 0.4, MAKSYMALNE= 1.4 (STOPNIE)

Ocena błędu popełnianego przy dobieraniu optymalnej dla każdego doświadczenia liczby Pecleta w celu zaaproksymowania zmierzonego profilu temperatury cieczy może być dokonana w oparciu o badanie czułości parametrycznej równania /27/.

Badanie takie przeprowadzono z pomocą kalkulatora dla warunków zbliżonych do najczęściej spotykanych w wykonanych doświadczeniach $Pe = 10$, $Bi = 4$, $t_o = 30^{\circ}C$, $t_w = 100^{\circ}$
 $L = 900$ mm $P = 109$ mm/. W tabl. 5 przedstawiono otrzymaną zależność między względnymi zmianami liczby Pecleta a wynikającymi z tych zmian odchyleniami obliczonego profilu temperatury cieczy w przekroju poprzecznym nad złożem o wysokości 0.9 m.

Tabl. 5.

$\frac{\Delta Pe}{Pe} [\%]$	2	4	6	8	10
$\max \Delta t [^{\circ}C]$	0.6	1.2	1.9	2.5	3.2

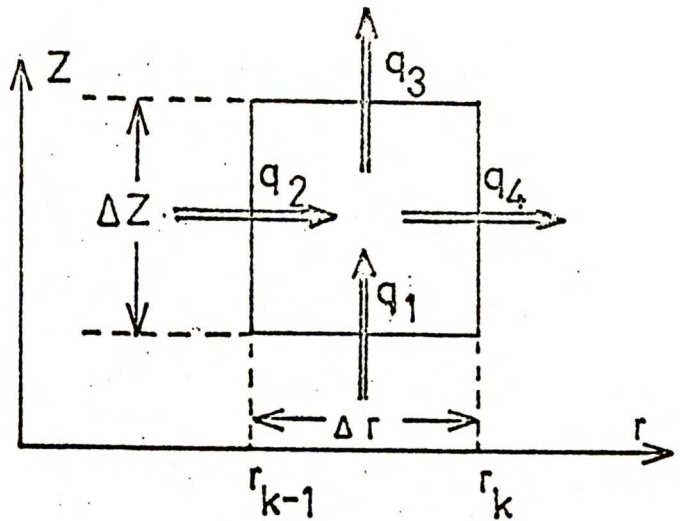
Z przedstawionej wyżej zależności wynika, że przy niedokładności aproksymacji zmierzonego profilu temperatury cieczy sięgającej $3^{\circ}C$ /a taka była dokładność aproksymacji profilu temperatury modelu dyfuzyjnego/, w oszacowaniu liczby Pecleta możemy popełnić błąd rzędu 10%.

Postać całkową modelu dyfuzyjnego określano także wg metody numerycznej. Cały obszar całkowania podzielono na 45 części wzdłuż osi wymiennika i 25 części wzdłuż jego promienia. Dla każdego wyznaczonego w ten sposób elementu ułożono zgodnie ze schematem pokazanym na rys. 23 równanie bilansu ciepła /98/ będącego różnicowym przybliżeniem równania różniczkowego /25/.

Rys.23

Schemat bilansu
cieplnego
zapisanego dla
elementu różnicowego

$$q_1 + q_2 = q_3 + q_4 \quad /98/$$



Przy formułowaniu równań definiujących poszczególne strumienie q_1 , q_2 , q_3 i q_4 brano pod uwagę podaną przez Ranza [29] interpretację zjawisk odpowiedzialnych za konwekcję przenie-
noszenia ciepła. W związku z tym q_1 i q_3

$$q_1 = \pi (r_k^2 - r_{k-1}^2) \rho u c_p t_{j-1,k} \quad /99/$$

$$q_3 = \pi (r_k^2 - r_{k-1}^2) \rho u c_p t_{j,k} \quad /100/$$

oznaczają ilości ciepła unoszonego przez ciecz wpływającą i wypływającą z wybranego elementu. Natomiast q_2 i q_4 odpowiadają ilościom ciepła przenikającego w skutek efektywnego przenoszenia ciepła.

$$q_2 = 2\pi r_{k-1} \Delta z \frac{1}{Pe} u \rho c_p (t_{j,k} - t_{j,k-1}) \frac{d}{\Delta r} \quad /101/$$

$$q_4 = 2\pi r_k \Delta z \frac{1}{Pe} u \rho c_p (t_{j,k+1} - t_{j,k}) \frac{d}{\Delta r} \quad /102/$$

Dokonując odpowiednich przekształceń algebraicznych równanie bilansowe /98/ zapisane dla wszystkich 25 elementów skończonych, na jakie podzielono obszar na każdym j-tym poziomie, sprowadzono do układu 25 równań liniowych typu:

$$\Delta_{k,k-1} t_{j,k-1} + \Delta_{k,k} t_{j,k} + \Delta_{k,k+1} t_{j,k+1} = t_{j-1,k} \quad /103/$$

dla $k = 1 - 25$

W równaniach tych zbiór temperatur $t_{j-1,k}$ traktuje się jako wyrazy wolne. Dla pierwszego poziomu zbiór $t_{j-1,k}$ określa warunek brzegowy $/z = 0, t = t_0/$

Ponieważ zespół współczynników $\Delta_{i,k}$ w każdym przypadku tworzy macierz rzadką, trójprzekątniową, stąd układ równań liniowych był rozwiązywany metodą szybkiej eliminacji Gaussa [82]. Postać całkową modelu w całym rozpatrywanym obszarze określono rozwiązując układ równań liniowych kolejno dla każdego j-tego poziomu.

Różnice temperatur policzonych dla tych samych warunków pracy wymiennika według metody numerycznej i w oparciu o równanie /27/ nie przekraczały 0.2°C , co uznano za wystarczający dowód poprawności przyjętej do obliczeń metody numerycznej.

Zastosowanie numerycznej metody całkowania równań stanowiących dyfuzyjny model badanego procesu oraz doświadczalne wyznaczenie zależności strumienia wymienianego ciepła od wysokości wymiennika pozwoliły na rozdzielenie procedur badania przenoszenia ciepła w obszarze przysściennym i w rdzeniu wymiennika, które w dotychczasowych pracach były zawsze rozpatrywane łącznie

Zauważmy, że warunek brzegowy zapisany dla ściany wymiennika /19/ jest określony jako strumień ciepła, który można przedstawić z pomocą równania Newtona i równania Fouriera.

$$q = h_w(t_w - t_R) = K_r \left(\frac{\partial t}{\partial r} \right)_R \quad /104/$$

Ponieważ wartość q znana jest z pomiarów szybkości kondensacji pary wodnej, warunek /19/ możemy zastąpić warunkiem równowaznym:

$$K_r \left(\frac{\partial t}{\partial r} \right)_R = 0.5 u \rho c_p R A \exp(Az + B) \quad /105/$$

W wyniku takiego działania wyeliminowano z obliczeń pola temperatury przyścienny współczynnik wnikania ciepła h_w , którego wartość wynikała z optymalizacji /27/ jaką przeprowadzono w celu najlepszego dopasowania profili temperatur zmierzonych i obliczonych.

Jeżeli przyjęte przy formułowaniu modelu dyfuzyjnego założenia upraszczające byłyby spełnione w rzeczywistości, wówczas formalnie uzasadniona zamiana warunków brzegowych /104/ na /105/ nie powinna pociągać za sobą zmian w polu temperaturowym określonym przez postać całkową modelu. Konfrontacja wyników obliczeń modelowych uwzględniających oba warunki /104/ i /105/ była zatem dodatkową weryfikacją przyjętych w modelu dyfuzyjnym założeń upraszczających, w tym założenia o tłokowym przepływie płynu przez wymiennik rurowy. Przy ponownym całkowaniu metodą numeryczną równania /25/ z uwzględnieniem warunku brzegowego /105/, do obliczeń użyto wyznaczone wcześniej dla każdego doświadczenia optymalne wartości liczby Pecleta.

Rys.24

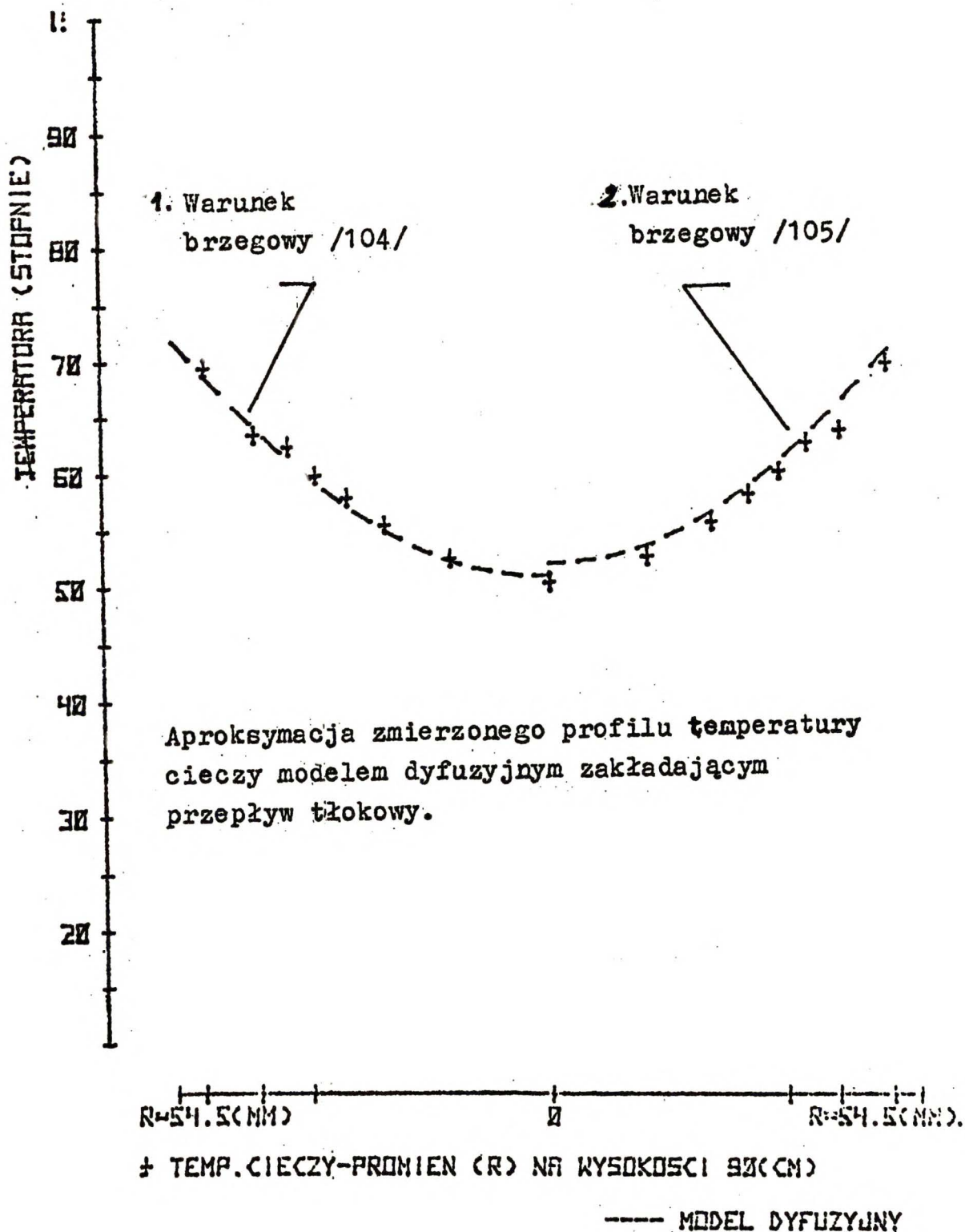
APROKSYMACJA DANYCH DOSW. NR. 11

KULKI B(1MM),

NODA,

RE= 755,

PR= 3.5



Wynik całkowania z uwzględnieniem warunku /105/ przedstawia przykładowa na rys. 24 linia "2". Wydruk z kalkulatora obejmował średnie i maksymalne odchylenia zmierzonych temperatur od krzywej modelowej.

-MODELU DYFUZYJNEGO (STRUMIEN CIEPŁA JAKO WARUNEK BRZEGOWY)
ŚREDNIE ODCHYLENIE= 1.7, MAKSYMALNE= 3.2 (STOPNIE)

5.4 Weryfikacja uproszczonego modelu celkowo-dyfuzyjnego

Do znalezienia pola temperaturowego wg modelu celkowo-dyfuzyjnego zastosowano tę samą metodę numeryczną i warunki brzegowe, co w poprzednim etapie obliczeń. Wprowadzono jednak, stosownie do założeń modelu, inny sposób podziału układu na elementy skończone /rys.1/ oraz uwzględniono zmienność współczynników macierzy $\Delta_{i,k}$ zgodnie z wzorami podanymi w tabl.3, odpowiednio do zmian prędkości płynu w poszczególnych elementach skończonych.

Otrzymane z obliczeń przeprowadzonych według uproszczonego modelu celkowo-dyfuzyjnego profile temperatury cieczy i względnej pozornej prędkości masowej cieczy w funkcji promienia wymiennika ilustrują linie ciągłe 3 i 4 pokazane przykładowo na rys. 25.

Profile temperatury w przekrojach poprzecznych wymiennika wyznaczono łącząc ze sobą liniami prostymi punkty określone przez promieniowe współrzędne będące średnimi arytmetycznymi wewnętrznego i zewnętrznego promienia w każdym pierścieniu wyróżnionym w modelu oraz wartości temperatury cieczy wyliczone w tych pierścieniach na wysokości warstwy 0.9 m.

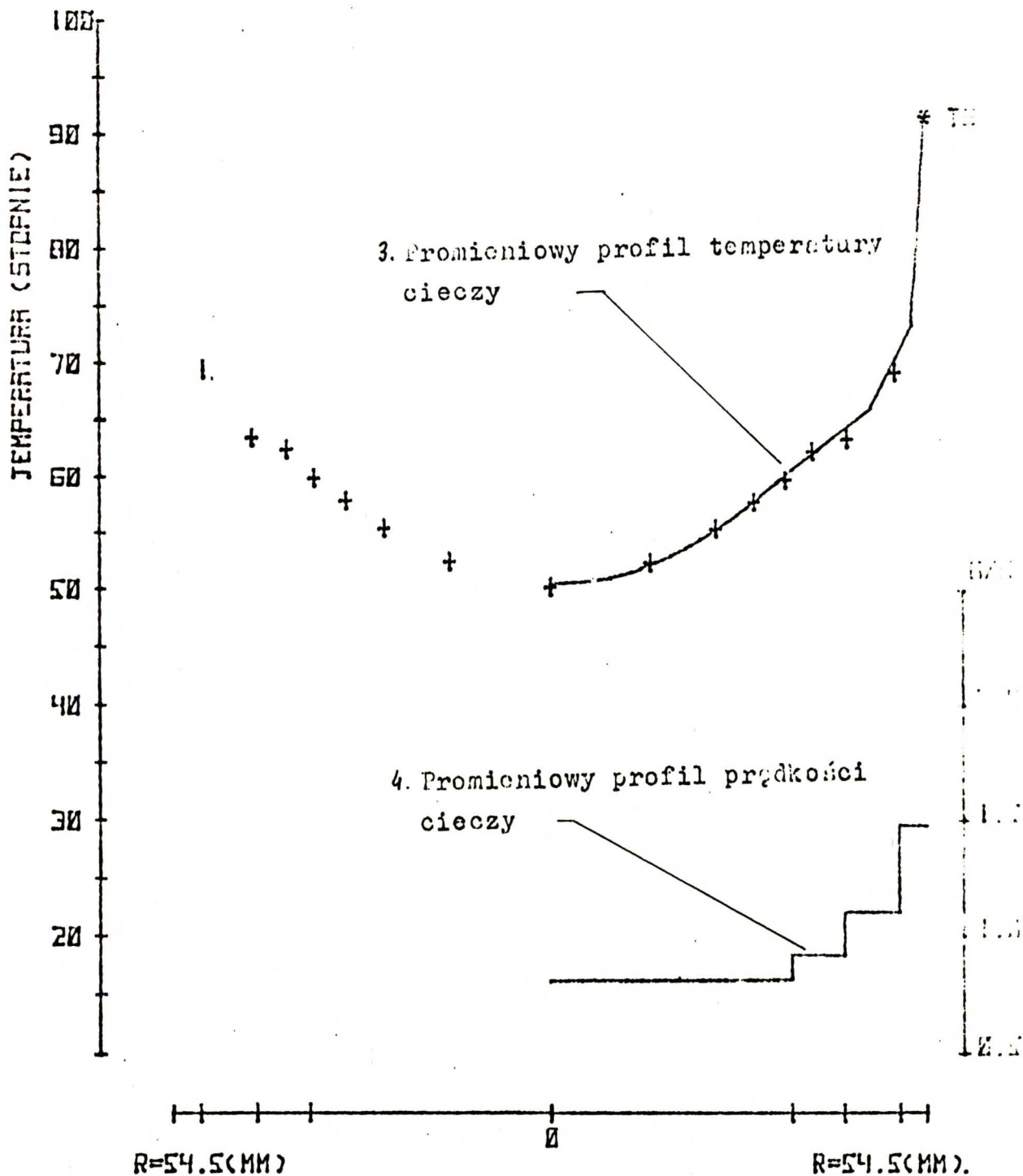
APROKSYMACJA DANYCH DOSW. NR. 11

KULKI Ø(MM),

WZDRA,

RE= 755,

PR= 3.5



± TEMP. CIECZY-PROMIEN (R) NA WYSOKOSCI 90(CM)

— MODEL CAŁKONO-DYFUZYJNY

Rys. 25 Aproksymacja zmierzonego profilu temperatury cieczy modelem całkowo-dyfuzyjnym.

Dodatkowy opór cieplny przy ścianie aparatu uwidacznia linie proste łączące punkty odpowiadające temperaturze cieczy kanałującej w pierścieniu przyściennym i zaznaczonej na wykresie symbolem " TS " temperaturze ściany.

Otrzymany dla każdego doświadczenia wydruk z kalkulatora zawiera informacje o zakresie zmian parametrów uwzględnianych w modelu celkowo-dyfuzyjnym. Podane /użyte w obliczeniach/ maksymalne i minimalne wartości liczb Pecleta, Reynoldsa i względnej masowej prędkości cieczy $/u_g / u_o \xi_o /$, a także podobnie jak przy weryfikacji wcześniejszych modeli, wartości średniego i maksymalnego odchylenia temperatur cieczy zmierzonych od obliczonych z pomocą modelu celkowo-dyfuzyjnego.

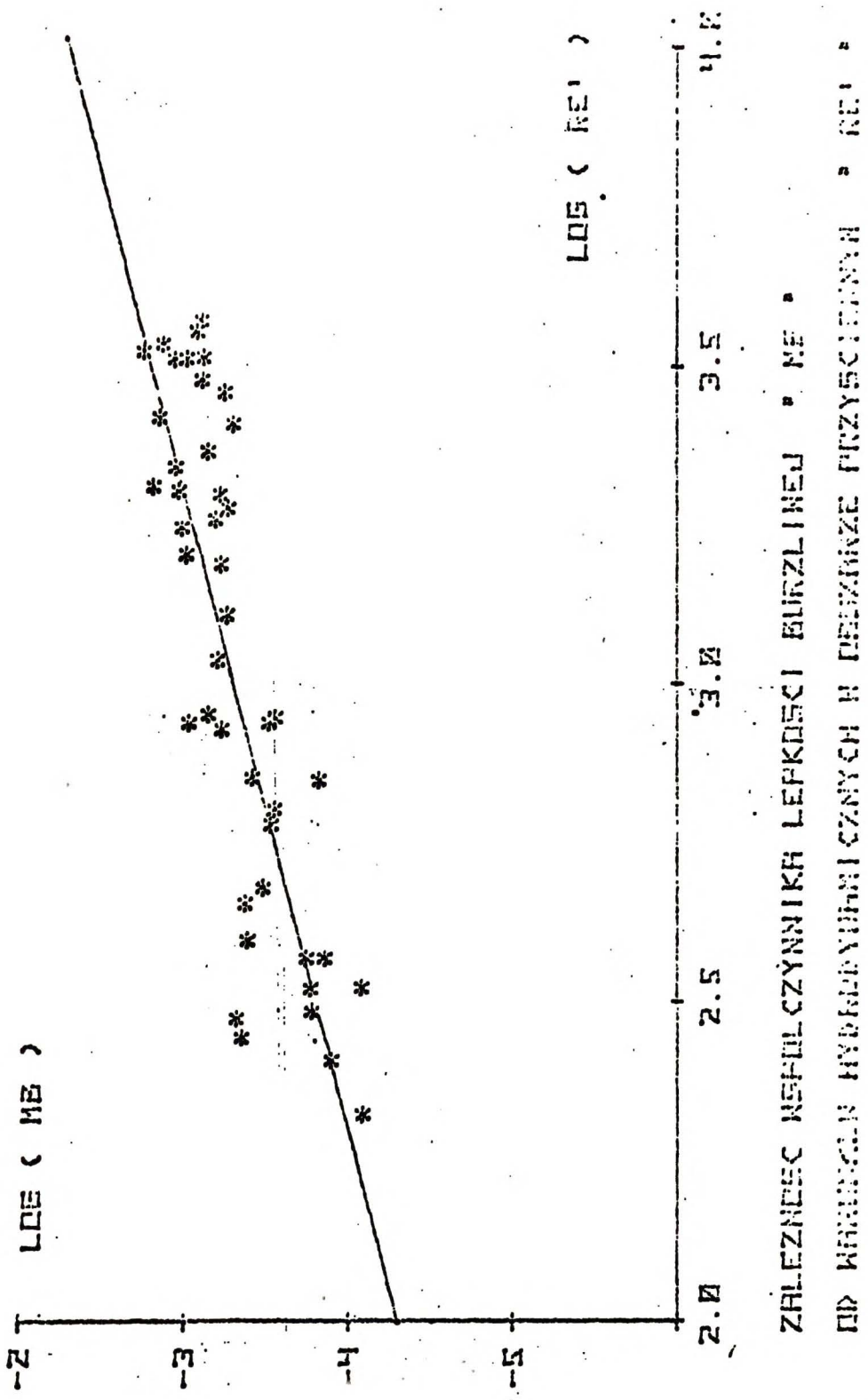
```
-MODELU CELKOWO-DYFUZYJNEGO Z ZMIENNYMI PARAMETRAMI:  
LICZBA PECLETA          MIN. PE= 10.2  MAX. PE= 10.7  
PRĘDKOŚĆ WZGLEDNA      MIN. U/U0= 0.81  MAX. U/U0= 1.48  
ŚREDNIE ODCHYLENIE= 0.5,  MAKSYMALNE= 1.1 (STOPNIE)  
-----
```

5.5 Weryfikacja modelu granicznej warstwy przyściennej.

Ostatni etap obliczeń przeprowadzonych dla każdego doświadczenia dotyczył przetwarzania danych doświadczalnych charakteryzujących graniczną warstwę przyściennej. Pomiar szybkości kondensacji pary wodnej umożliwił eksperymentalne określenie lokalnej wartości przyściennego współczynnika wnikania ciepła h_w^* w oparciu o równanie Newtona.

$$h_w^* (t_w - t_R) = 0.5 u_g c_p R A \exp (Az + B) \quad /106/$$

Przy wyznaczaniu wartości współczynnika h_w^* wszystkie dane



Rys. 26. Wykres na podstawie którego wyznaczono wartość stałej $H = 5 \cdot 10^{-7} [\text{kg/ms}]$

zawarte w równaniu /106/ odniesiono do poziomu $z = 0.9$ m. Temperaturę ściany wyliczano z równania /93/, a temperaturę cieczy w pobliżu ściany z aproksymacji modelem celkowo-dyfuzyjnym zmierzonego na poziomie $z = 0.9$ m promieniowego profilu ściany. Uwzględniając warunki hydrodynamiczne i własności fizyczne płynu określone w obszarze przysściennym dobierano przez optymalizację także wartości lepkości burzliwej μ_b na granicy warstwy aby liczby Nusselta policzone w oparciu o doświadczalnie wyznaczony współczynnik h_w równania wyprowadzonego w części teoretycznej /88/ były w granicach dokładności obliczeń jednakowe. Poniżej zamieszczono przykład wydruku z kalkulatora dotyczący granicznej warstwy przysciennej.

OPIS WARSTWY PRZYSCIENNEJ NA WYSOKOSCI 90 CM

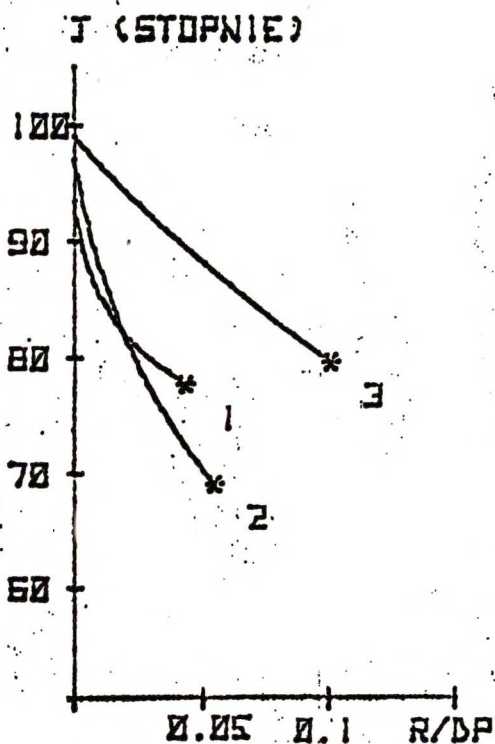
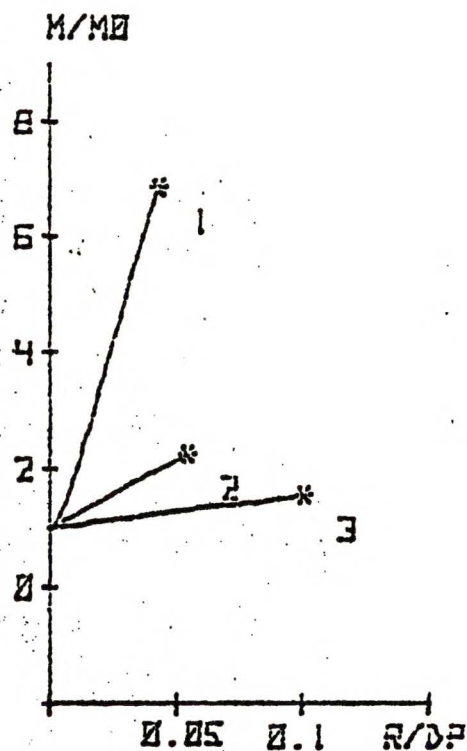
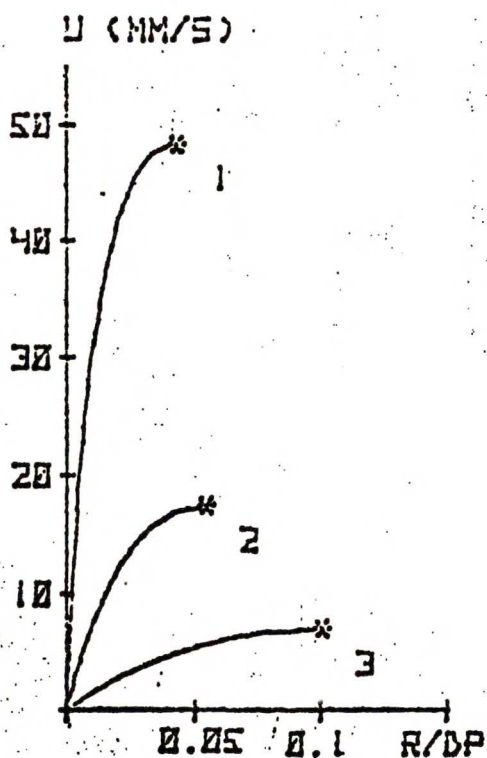
```
TEMPERATURA ŚCIANY= 92,4; CIECZY PRZY ŚCIANIE= 73.5 (STOPNIE)
LEPKOSC CIECZY DLA TYCH TEMPERATUR 3.00E-04; 3.71E-04 (KG/(M*S))
MODYFIKOWANA LICZBA REYNOLDSA PRZY ŚCIANIE RE'= 3543
LICZBA NUSSELTA NU(W)= 79.4 WYZNACZONA DLA-
PRZYSCIENNEGO WSPOLCZYNNIKA WNIKANIA CIEPLA (HW)
WSPOLCZYNNIK LEPKOSCI BURZLIWEJ (MB)= 8.17E-04 (KG/(M*S))
```

Okazało się, zgodnie z przewidywaniami na str. 72, że wartość μ_b pozostaje w liniowej zależności od liczby Reynoldsa. Na podstawie rys. 26 wyznaczono H , stałą proporcjonalności w równaniu /81/ $H = 5 \cdot 10^{-7}$ kg/m s

W celu sprawdzenia słuszności postawionych przy wyprowadzaniu równania /81/ założeń, dla trzech wybranych doświadczeń reprezentujących różne warunki, wyznaczono zgodnie z równaniami /81,84 i 87/ rozkłady temperatury, prędkości i efektywnej lepkości cieczy w funkcji zredukowanej odległości od

Rys.27

ZMIENNOŚĆ PARAMETRÓW WARSTWY PRZYSCIENNEJ
W FUNKCJI WZGLĘDNEJ ODLEGŁOŚCI OD ŚCIANY



U - PRĘDKOŚĆ CIECZY

T - TEMPERATURA CIECZY

$M/M\delta$ - STOSUNEK EF. LEPKOŚCI
WARSTWY DO LEPKOŚCI CIECZY
W TEMPERATURZE ŚCIANY

* - GRANICA WARSTWY

WYKRESY DLA WARUNKÓW:

1-NR. DOSW. 31, KULKI 8 MM
WODA, $RE' = 3385$

2-NR. DOSW. 33, KULKI 15MM
40% R. GLICERYNY, $RE' = 888$

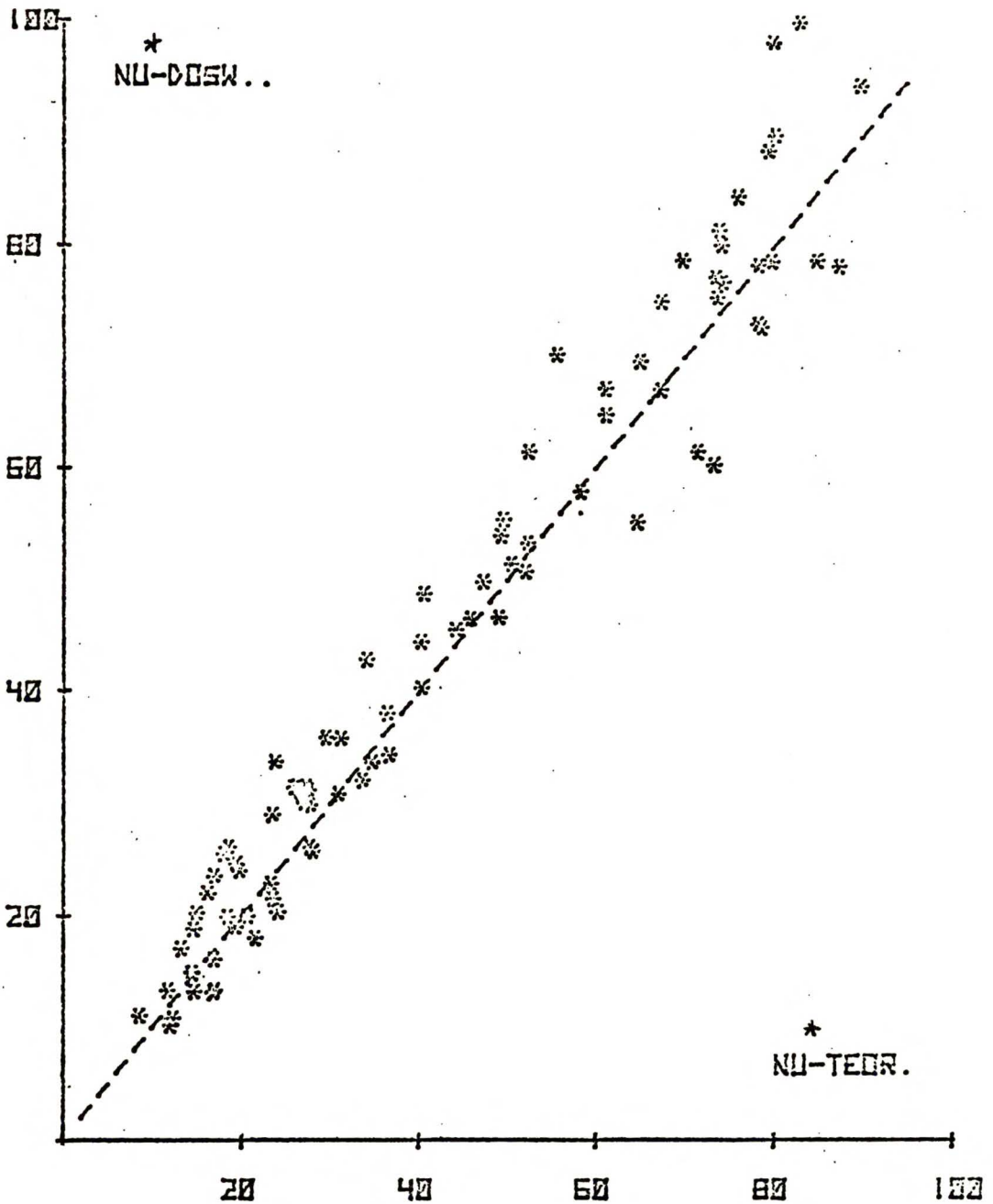
3-NR. DOSW. 59, KULKI 6 MM
60% R. GLICERYNY, $RE' = 105$

ściany. Jak widać z wykresu 27 liniowość zmian efektywnej lepkości cieczy wraz z odległością od ściany, założona przy wyprowadzaniu /81/, jest spełniona w sposób zadowalający w każdym przypadku. Rys. 27 potwierdza tym samym, że otrzymane w części teoretycznej i doświadczalnej zależności w zadowalającym stopniu przybliżają dokładne rozwiązanie analityczne równań modelowych przenoszenia ciepła przez graniczną warstwę przyścienną.

Weryfikacja zaproponowanego w niniejszej pracy modelu granicznej warstwy przyściennej polegała na porównaniu wartości liczb Nusselta wyliczanych z pomocą równania Newtona /106/ na podstawie własnych danych doświadczalnych Nu_w^* /dośw/ z wartościami liczb Nusselta obliczonymi z zastosowaniem wyprowadzonych zależności /81,88/ modelowych.

Niezależnie od wyprowadzonego w części teoretycznej modelu przenoszenia ciepła przez graniczną warstwę przyścienną wartości liczby Nusselta opartej na przyściennym współczynniku wnikania ciepła h_w^* skorelowano w zależności od zmodyfikowanej liczby Reynoldsa. W wyniku uzyskano zależność pokazaną na rys. 29.

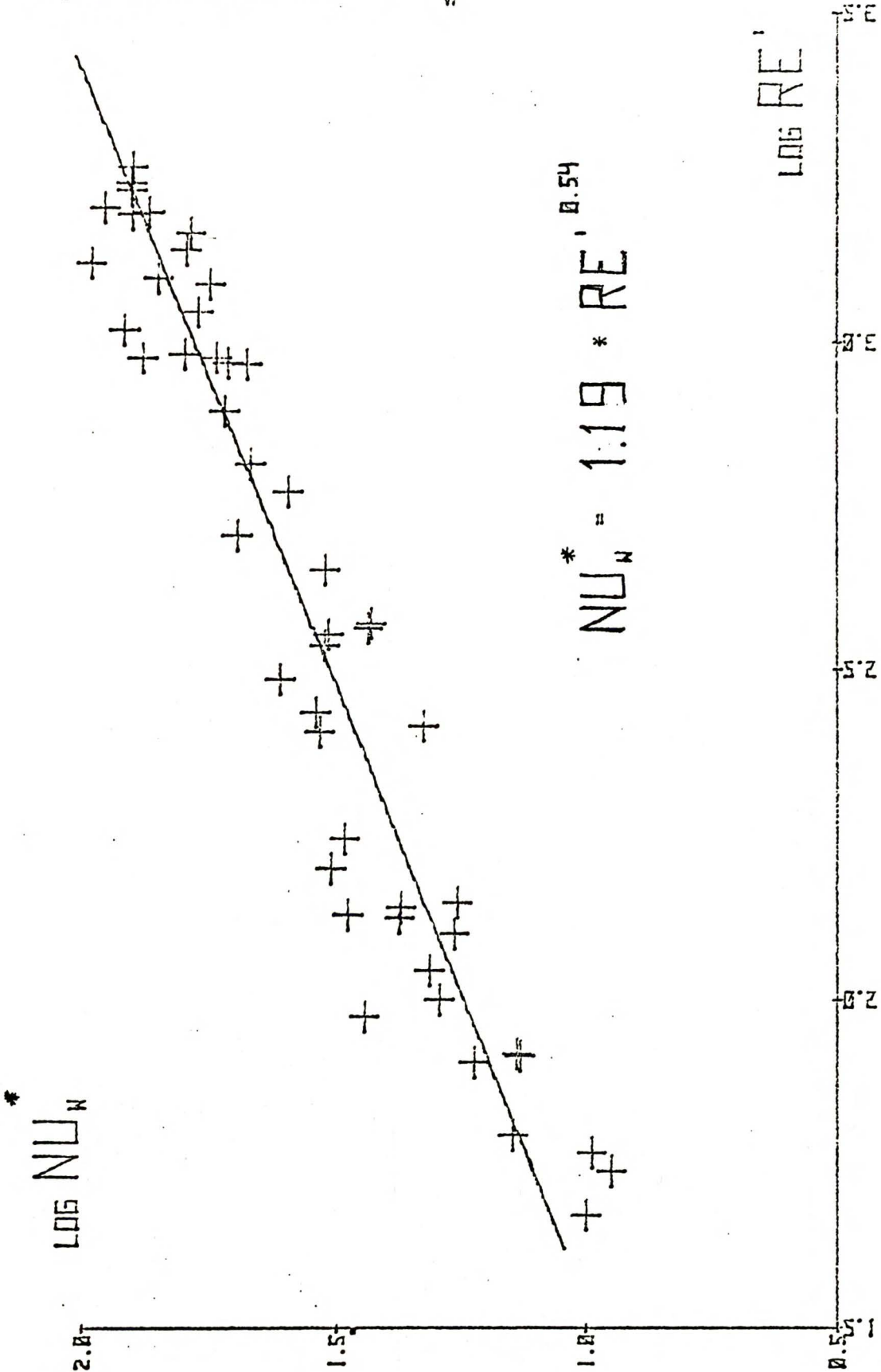
Doświadczenia wykonano w 6-ciu seriach, między którymi zmieniano średnicę kulek tworzących złożę i rodzaj cieczy ogrzewanej w wymienniku. Promieniowy profil temperatury cieczy mierzono z pomocą zarówno czujników punktowych jak i pierścieniowych. Po zakończeniu każdej serii doświadczeń każdorazowo złożę przesypywano. Zakresy przebadanych warunków doświadczalnych przedstawiono w tabl. 5 na str. 116.



Rys. 28

PORÓWNANIE LICZB NUSSELT WYZNACZONYCH DLA OBIEKTU PRZYSCIENNEGO Z DANYCH DOŚWIADCZALNYCH (NU-DOŚW.) Z OBLICZONYMI ZEODNIE Z RÓWNANIEM (8.1) (NU-TEOR.)

Rys.29 Korelacja określająca wartość przyściennego współczynnika wnikania ciepła h_w^* .



Zbiorcze wykresy i wydruki uzyskane dla każdego doświadczenia, jak również treść programów stosowanych do opisanych wyżej obliczeń przeprowadzonych na elektronicznym kalkulatorze HP - 9830A, zamieszczone zostały w załączniku do niniejszej pracy jako szczegółowa dokumentacja przeprowadzonych badań.

Tabl.6. Zakresy warunkow, w jakich przeprowadzano kolejne serie doswiadczen.

Seria	Nr dosw.	Srednica kulek	Rodzaj cieczy	Zakres Re	Zakres Pr
A	11 - 20	8 mm	woda	141 - 755	3.0 - 4.3
B	21 - 30	8 mm	woda	108 - 797	2.8 - 3.4
C	31 - 35	8 mm	woda	121 - 757	3.1 - 4.2
D	36 - 40	15 mm	40% r.gliceryny	50 - 547	8.5 - 10.8
E	41 - 50	8 mm	60% r.gliceryny	21 - 133	22.5 - 28.7
F	51 - 60	6 mm	60% r.gliceryny	8 - 73	19 - 24.6

6. OMIENIE WNIKOW

Analizując zamieszczone w załączniku wykresy ilustrujące wyniki przetwarzania danych uzyskiwanych w doświadczeniach wykonanych z wodą przepływającą przez złożę kulek porcelanowych /serie A, B i C/ można stwierdzić, że zarówno przesysanie złoża między kolejnymi seriami jak i zamiana czujników do pomiaru promieniowego profilu temperatury cieczy z punktowych na pierścieniowe nie miały istotnego wpływu na prezentowane wyniki doświadczeń.

Pozostałe serie doświadczeń E, F, G przeprowadzone zostały z wodnymi roztworami gliceryny technicznej. Porównanie wyników uzyskanych w doświadczeniach z roztworami gliceryny i wody pozwala wnioskować, że w pewnych warunkach istnieje wyraźny wpływ zmiany rodzaju płynu i średnicy kulek złoża na pole temperatury i prędkości cieczy w wymienniku. Zwiększenie lepkości cieczy sprzyja silniejszej deformacji profilu prędkości cieczy od przepływu tłokowego, podczas gdy zwiększenie wymiarów elementów wypełnienia powoduje zmniejszenie gradientu temperatury cieczy w centralnej części wymiennika.

Omówienie doświadczalnej weryfikacji przedstawionych wcześniej modeli przenoszenia ciepła zacznijmy od sprawdzenia korelacji podanej przez Chennakesavana, pozwalającej wyznaczyć wartość ogólnego współczynnika wnikania ciepła d_0 , będącego parametrem termokinetycznym modelu jednowymiarowego. Poprawność korelacji /31/ sprawdzono porównując wartości liczby Nusselta wyznaczonej z tej zależności z wartościami

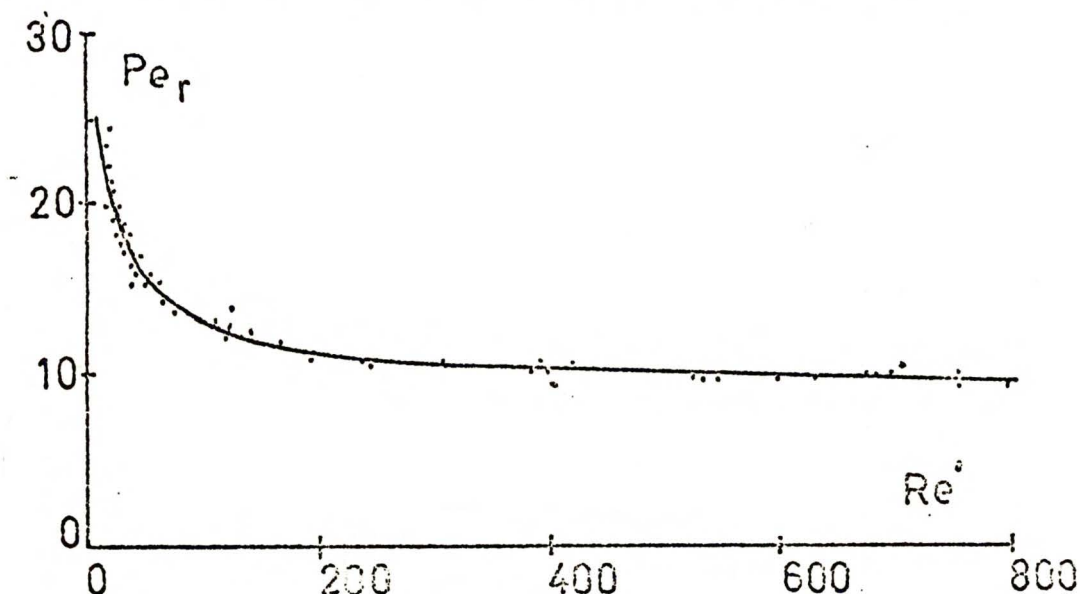
liczby Nusselta obliczonymi z własnych danych doświadczalnych. Wyniki przeprowadzonego porównania ilustruje rys. 22 str.98, na podstawie którego można stwierdzić jednostronne odchylenie między porównywanymi wartościami, szczególnie w zakresie dużych mocy wymiennika. Przeprowadzona wcześniej analiza błędów, nie uzasadnia tak dużych rozbieżności między wartościami liczb Nusselta wyliczonymi z korelacji modelu jednowymiarowego i własnymi danymi doświadczalnymi. Nasuwa to wniosek, że model jednowymiarowy, zbyt upraszczający skomplikowane zjawiska odpowiedzialne za przenoszenie ciepła nie może mieć charakteru modelu ogólnego.

Przechodząc do omówienia wyników modelowania dwuwymiarowego pola temperatury cieczy w wymienniku rurowym rozpatrzmy w pierwszej kolejności przeprowadzoną w oparciu o własne dane doświadczalne weryfikację modelu dyfuzyjnego zakładającego tłokowy przepływ płynu przez wypełnienie.

Jednym z istotnych parametrów termokinetycznych tego modelu jest liczba Pecleta, której wartości były wyznaczane doświadczalnie w wyniku minimalizacji odchyłeń temperatur cieczy zmierzonych od obliczonych z postaci całkowitej modelu dyfuzyjnego.

Na rys. 30 przedstawiono wpływ warunków hydrodynamicznych określonych przez liczbę Reynoldsa na wartości liczby Pecleta uzyskane w wyniku przeprowadzonej dla każdego doświadczenia optymalizacji. Linia ciągła poprowadzona między wyznaczonymi tym sposobem punktami jest graficzną postacią zależności /52/, zaproponowanej w części teoretycznej pracy. W tym przypadku

odnosi się jednak do parametrów uśrednionych w całej objętości wymiennika, a Pe_{∞} przyjmuje wartość równą 9.5.



Rys.30 Zależność średniej /dla całej warstwy/ liczby Pecleta od średniej liczby Reynoldsa.

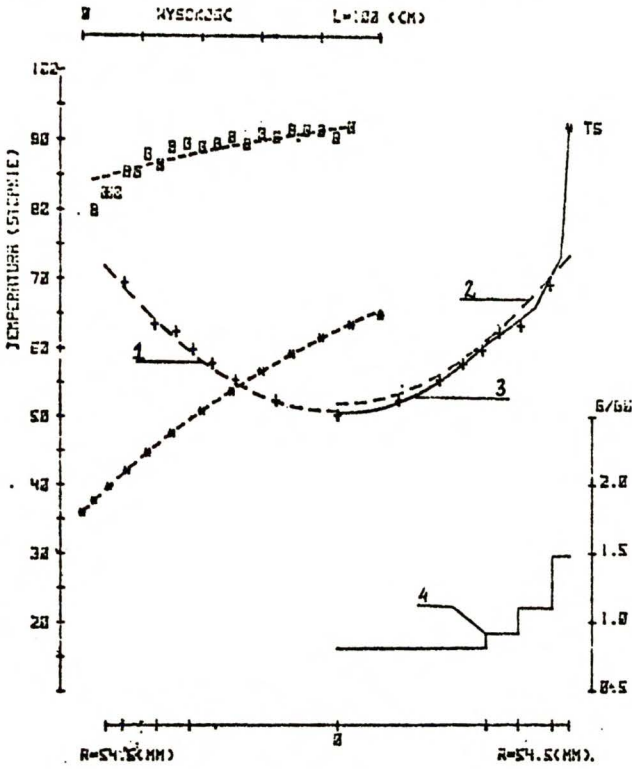
Widać, że równanie /52/ dobrze aproksymuje uzyskaną z doświadczeń zależność, co pozostaje w zgodności z wynikami badań wykonanych przez Hibbyego [23]. Obniżenie o 5% od założonej w części teoretycznej wartości $Pe_{\infty} = 10$ mieści się co prawda w granicach dokładności oznaczenia Pe_r , jednak może wynikać także z uśrednienia liczby Pecleta na cały wymiennik, wewnątrz którego - jak zostało to udowodnione na przykładzie modelu celkowo-dyfuzyjnego - parametry termokinetyczne, w tym liczba Pecleta, ulegają dużym zmianom.

Rys. 31 graficznie ilustruje wyniki przetwarzania danych charakterystycznych dla czterech wybranych doświadczeń, stanowiących reprezentację zebranego w załączniku materiału

Rys.31 Wyniki weryfikacji przedstawionych modeli na przykładzie 4 wybranych doświadczeń

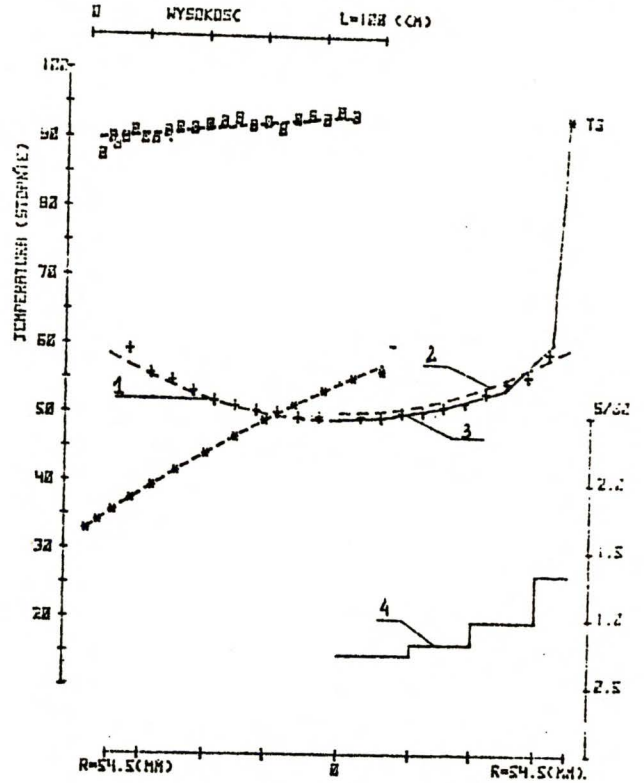
A.

APROKSYMACJA DANYCH DOŚW. NR. 11
KULKI B(KM), HODR, RE= 75%, PR= 3.5



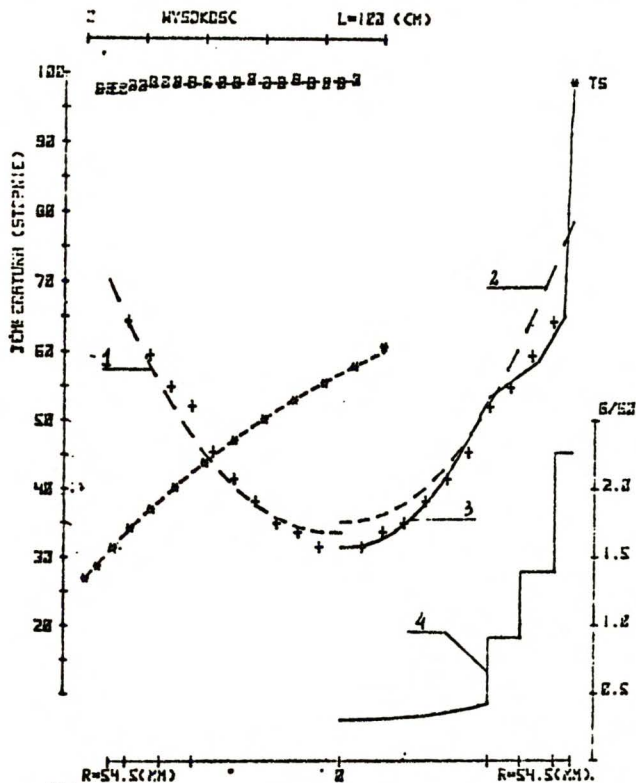
B.

APROKSYMACJA DANYCH DOŚW. NR. 36
KULKI 15(CM) 40% R.BLICERYNY RE= 54%, PR= 12.7



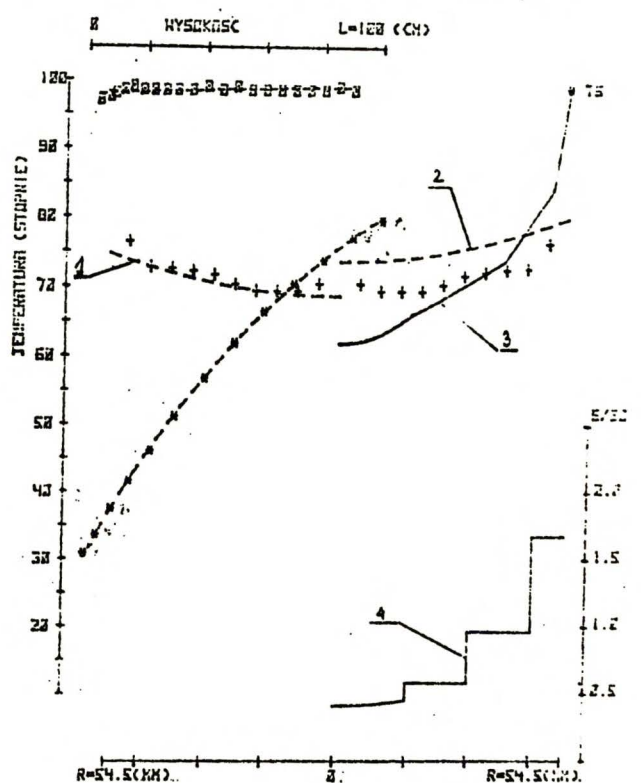
C.

APROKSYMACJA DANYCH DOŚW. NR. 45
KULKI B(KM) 52% R.BLICERYNY RE= 21%, PR= 24.4



D.

APROKSYMACJA DANYCH DOŚW. NR. 48
KULKI 15(CM) 40% R.BLICERYNY RE= 53%, PR= 11.1



Linie:

- 1,2 - model dyfuzyjny
- 3,4 - model celkowo-dyfuzyjny

- + TEMP. CIECZY-PROBNIK (R) NA WYSOKOSCI 50(CM)
- # SR. TEMP. CIECZY-WYSOKOSC
- o TEMP. SCIANY-WYSOKOSC
- MODEL DYFUZYJNY
- MODEL CELKOWO-DYFUZYJNY

eksperymentalnego. Rozważmy początkowo wykresy oznaczone literami A, B i C. Porównanie kształtu linii przerywanych 1 i 2 aproksymujących zmierzony termoelementami symetryczny profil temperatury cieczy w przekroju poprzecznym wymiennika prowadzi do wniosku, że zamiana stosowanego w literaturze warunku brzegowego /104/ na warunek brzegowy uwzględniający wyznaczony doświadczalnie strumień ciepła /105/ wywołuje zdecydowane zawyżenie obliczonego z modelu profilu temperatury cieczy, szczególnie w obszarze przysściennym.

Interesujące może być zatem interpretowanie zaobserwowanych różnic między liniami 1 i 2 w świetle zależności modelowych wyprowadzonych w teoretycznej części pracy.

Rozważmy początkowo równanie zachowania pędu /62/ dla płynu w przybliżeniu nieściśliwego $\rho \sim \text{const}$. Z dwóch sił działających na element płynu i zależnych w tym przypadku od jego własności fizycznych jedynie siła oporu hydrodynamicznego $(\xi f \frac{\rho u^2}{2d})$, a właściwie jej zmiany, mogą być bezpośrednią przyczyną deformacji płaskiego profilu prędkości płynu w złożu izotropowym. Druga siła "lepkościowa" - $\text{div}(M \text{ grad } \frac{u}{\xi})$ jest wyrazem dążenia układu do usunięcia wszelkich naprężeń związanych z różnicą prędkości i sama przez się nie może stymulować deformacji tłokowego przepływu płynu przez cylindryczne wypełnienie.

Zauważmy, że wartość współczynnika oporów hydrodynamicznych f zgodnie z jego definicją /46/ podaną przez Erguna dąży asymptotycznie, w miarę wzrostu prędkości płynu, do pewnej stałej, zależnej od geometrii złoża. Wypływa stąd wniosek,

że po przekroczeniu pewnej wartości liczby Reynoldsa /jak wynika ze załączonych doświadczeń $Re' > 500$ / hydrodynamiczny opór złoża praktycznie nie będzie zależny od wartości tej liczby, a tym samym brak będzie podstaw do uzasadnienia jakichkolwiek różnic w polach prędkości z tytułu zmiany rodzaju płynu przepływającego przez wymiennik np. gazu na ciecz, oczywiście o ile będą spełnione w stosunku do prędkości płynu identyczne warunki brzegowe.

Jeżeli własności płynu nie oddziałują na pole prędkości, to jedynym istotnym czynnikiem deformującym tłokowy przepływ płynu przez wymiennik może być struktura złoża, a właściwie jej zmiany wzdłuż promienia wymiennika. W takim przypadku, jeżeli pole temperatury spełnia dodatkowo warunek

$$\frac{\partial K_r}{\partial r} \left(\frac{\partial t}{\partial r} \right) \ll K_r \left[\frac{1}{r} \frac{\partial t}{\partial r} + \frac{\partial^2 t}{\partial r^2} \right] \quad /107/$$

uzasadniającego prawidłowe użycie równania /25/ jako bilansu energii i przy spełnieniu oczywistego dla dużych prędkości płynu drugiego warunku

$$K_o \ll \frac{1}{Pe_\infty} \int c_p d u \quad /108/$$

równanie /25/ przyjmuje postać zupełnie niezależną od prędkości płynu

$$\frac{\partial t}{\partial z} = \frac{d}{Pe_\infty} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial t}{\partial r} + \frac{\partial^2 t}{\partial r^2} \right) \quad /109/$$

Wynika stąd wniosek, że dla warunków hydrodynamicznych odpowiadających dużym wartościom liczby Reynoldsa pole temperatury w wymienniku będzie zdeterminowane jedynie przez geometrię złoża ($\frac{d}{Pe_{\infty}}$) i przyjęte warunki brzegowe, bez względu na to czy warunek tłokowego przepływu płynu przez wymiennik będzie w rzeczywistości spełniony czy nie. Powyższe stwierdzenie tłumaczy obserwowany w doświadczeniach fakt, że dla $Re > 500$ wartości liczby Pecleta, wyliczone z danych doświadczalnych z zastosowaniem modelu zakładającego przepływ tłokowy będą identyczne przy badaniu wymienników ciepła dla gazów i cieczy / $Pe_r \sim 10$ /.

Przejdźmy teraz do wyjaśnienia obserwowanych na wykresach A, B i C rys. 31 różnic w przebiegu linii 1 i 2 stanowiących aproksymację profili temperatury cieczy z zastosowaniem tego samego modelu w przypadku różnie zdefiniowanych warunków brzegowych mimo, że sens fizyczny obu warunków z założenia modelu pozostaje ten sam. Uwzględniając w warunku brzegowym definicję średniej w przekroju temperatury cieczy, jako średniej całkowitej, można go przedstawić w postaci:

$$q_r = K_r \frac{\partial t}{\partial r} = \frac{1}{R} \frac{d}{dz} \int_0^R u \rho c_p t r dr \quad /110/$$

Z powyższej zależności wynika jasno, że przyjęcie różnych wariantów dotyczących profilu prędkości pociąga za sobą postawienie różnych warunków brzegowych, a to prowadzi w wyniku całkowania równania /25/ do różnic^w wyliczonych z modelu profili temperatur w poprzecznym przekroju wymiennika. Obserwowane na

wykresach odchylenia między profilami zmierzonym i obliczonym z uwzględnieniem zmierzonego strumienia ciepła /pomiar skroplin/ są zatem dowodem na to, że profil prędkości cieczy w złożu nie jest płaski. Można ponadto wnioskować, że wartości przyściennego współczynnika wnikania ciepła h_w wyliczone w oparciu o zależności stosowanego w literaturze modelu Yagi i Kunii są obarczone merytorycznym błędem wynikającym z błędnej oceny mocy wymiennika wobec niespełnionego w rzeczywistości założenia tłokowego przepływu płynu przez wymiennik.

Przejdźmy następnie do omówienia wyników doświadczalnej weryfikacji modelu celkowo-dyfuzyjnego dopuszczającego w swych założeniach możliwość zmian prędkości płynu wzdłuż promienia wymiennika. Na rys.31 model celkowo-dyfuzyjny reprezentują ^{13 i 14.} linie

Analizując dla każdego doświadczenia przeprowadzoną trzema metodami symulację doświadczalnie zmierzonego profilu temperatury w przekroju poprzecznym wymiennika można stwierdzić, że w większości przypadków model celkowo dyfuzyjny odtwarza doświadczalnie wyznaczony profil temperatury z podobną dokładnością jak dwuparametrowy model dyfuzyjny z przepływem tłokowym. Trzeba jednak podkreślić, że o ile wartości parametrów modelu dyfuzyjnego tzn. liczby Biota i Pecleta były dobierane jako optymalne dla każdego doświadczenia, to model celkowo-dyfuzyjny liczony był w oparciu o zależności zestawione w tabl. 3 i obowiązujące dla wszystkich doświadczeń bez wprowadzania jakichkolwiek współczynników korekcyjnych.

Wobec uzyskanych zgodności profili temperatur zmierzonych i obliczonych z użyciem modelu celkowo-dyfuzyjnego można wnioskować o słuszności wykorzystanych do obliczeń równań. Warto

przy tym zaznaczyć, że model celkowo-dyfuzyjny odtwarza charakterystyczne ugięcie w profilu temperatury. Ugięcie to, nieznaczne w przypadku dużych prędkości płynu, kiedy o deformacji tłokowego przepływu płynu decyduje jedynie zmiana struktury przestrzennej wypełnienia w obszarze przyściennym, było zauważone przez Wasche [43] i Dixona [44], lecz nie znajdowało dotychczas żadnego uzasadnienia w prezentowanych w literaturze modelach. W oparciu o przedstawione na rys. 31 aproksymacje profili temperatury modelem celkowo-dyfuzyjnym można wnioskować, że ugięcie to jest skutkiem kanałowania płynu w obszarze przyściennym, charakteryzującym się wyższą od średniej porowatością i pogłębia się w przypadku większego zróżnicowania prędkości cieczy w wymienniku wskutek oddziaływania jej własności fizycznych /przykład rys. 31C /.

Powyższa analiza wyników oparta była na wstępnym założeniu stałej w przybliżeniu gęstości cieczy w całym wymienniku. Zmiany ciężaru cieczy nie odgrywały zatem istotnej roli w deformacji pola prędkości cieczy w wymienniku. Jak wykazano doświadczalnie, założenie to nie zawsze jest słuszne. W każdej z przeprowadzonych serii doświadczeń w zakresie mniejszych prędkości cieczy zauważono, że dla pewnej, charakterystycznej dla każdej serii, liczby Reynoldsa następuje wyraźne odchylenie profili temperatur zmierzonych od obliczonych z pomocą wszystkich modeli stosowanych w niniejszej pracy. Okazało się, że dla przypadków w których model celkowo-dyfuzyjny "nie pasuje" do wyników /przykładowo dane doświadczenia nr 40 pokazane na rys. 31 D/ warunki w jakich przeprowadzono doświadczenia nie

spełniają wyprowadzonego w części teoretycznej kryterium deformacji pola prędkości płynu w wyniku działania konwekcji naturalnej /wyznaczono doświadczalnie stałą $C = 2$ /.

Można więc bez przeprowadzania doświadczenia przewidzieć czy model celkowo-dyfuzyjny z przyjętym założeniem upraszczającym w postaci jednowymiarowego pola prędkości płynu będzie poprawnie symulował zmierzony rozkład temperatury cieczy.

W tym celu należałoby dla proponowanych warunków prowadzenia doświadczenia określić z pomocą modelu celkowo-dyfuzyjnego pole temperatury cieczy wewnątrz wymiennika, następnie w oparciu o wyliczone średnie temperatury cieczy w każdym pierścieniu wyznaczyć maksymalną zmianę gęstości cieczy w stosunku do średniej gęstości w całym wymienniku, a także liczbę Reynoldsa oraz średnią prędkość liniową. Spełnienie przez wyliczone wielkości kryterium/65/oznacza, że wpływ konwekcji naturalnej jest niewielki i jak to udowodniono z pomocą wykonanych już doświadczeń model celkowo-dyfuzyjny będzie poprawnie symulował wyniki doświadczenia.

Model celkowo-dyfuzyjny uwzględnia wpływ własności fizycznych cieczy i zmian struktury złoża na pole temperatury w wymienniku. Pole temperatury zależy również od warunków brzegowych, w tym od granicznej warstwy przyściennej.

W niniejszej pracy sformułowano matematyczny model tej warstwy oparty na fizycznej interpretacji zjawisk odpowiedzialnych za przenoszenie ciepła. Na podstawie przeprowadzonych /w oparciu o przedstawiony model/ obliczeń, zilustrowanych rys. 27 na str. 113 można stwierdzić, że grubość granicznej

warstwy przyściennej maleje wraz ze wzrostem prędkości cieczy, a dla przebadanych warunków doświadczalnych jej rozmiary były rzędu 5% - 10% liniowego wymiaru elementu wypełnienia.

Przetwarzając dane doświadczalne zgodnie z zależnościami proponowanego modelu potwierdzono postulowaną w części teoretycznej liniową zależność lepkości burzliwej od liczby Reynoldsa opisującej warunki hydrodynamiczne panujące na granicy warstwy /równanie 81/. W większości przeprowadzonych doświadczeń obliczone dla tego obszaru wartości lepkości burzliwej są tego samego rzędu, co lepkość molekularna cieczy. Można więc przypuszczać, że turbulencja cieczy w miarę zbliżania się do granicy faz, w tym również do ściany wymiennika, szybko zanika.

Tłumaczy to między innymi fakt, zaobserwowany przez Yagi i Kunii [30], że wartości współczynników h_w dla cieczy są dwa razy mniejsze niż dla gazów, dla których lepkość burzliwa, wpływająca na szybkość przenoszenia ciepła, jest z reguły o dwa rzędy wielkości wyższa od lepkości molekularnej [35].

Ze względu na duże fluktuacje temperatury ściany wymiennika oraz wprowadzone uproszczenia w modelowaniu granicznej warstwy przyściennej, otrzymane zależności dotyczące tej warstwy mają charakter orientacyjny. Dokładność wykonanych pomiarów należy jednak uznać za zadowalającą w świetle wyników dotychczasowych prac poświęconych temu zagadnieniu [86].

7. W N I O S K I

W części teoretycznej pracy sformułowano ogólny model transportu ciepła w złożu izotropowym uwzględniający wpływ własności fizycznych płynu na pole prędkości i temperatury w wymienniku.

Na podstawie dyskusji tego modelu wysnuto następujące wnioski:

1/ Dla wymienników rurowych pracujących w warunkach hydrodynamicznych odpowiadających dużym wartościom liczby Reynoldsa, jakie badano w większości dotychczas przeprowadzonych doświadczeń:

- pole temperatury w nieznacznym stopniu jest zależne od pola prędkości płynu
- pole prędkości płynu pomijając efekty wlotowe i wylotowe, ma charakter jednowymiarowy uzależniony od struktury złoża
- liczby Pecleta wyznaczone empirycznie jako współczynniki termokinetyczne dwuwymiarowego modelu dyfuzyjnego opartego na założeniu przepływu tłokowego płynu zachowują w przybliżeniu swoje wartości w równaniach modelu ogólnego proponowanego w niniejszej pracy
- nie należy spodziewać się istotnego wpływu własności fizycznych płynu na rozpatrywane zjawiska przenoszenia ciepła i pędu.

2/ W warunkach odpowiadających małym wartościom liczby Reynoldsa, szczególnie w odniesieniu do cieczy, zmiany własności fizycznych płynu mogą mieć istotny wpływ na pola prędkości

i temperatury w wymienniku. Zastosowanie modeli nie uwzględniających te zmiany może prowadzić do znacznych błędów w matematycznym opisie rozważanego procesu.

Modelując przenoszenie ciepła w rozpatrywanym układzie oprócz wpływu własności fizycznych w niniejszej pracy proponowano również uwzględnienie zmian struktury przestrzennej złoża kulek zgodnie z opisaną w części teoretycznej koncepcją modelu celkowo-dyfuzyjnego. Wyniki doświadczalnej weryfikacji uproszczonego modelu celkowo-dyfuzyjnego pozwalają sformułować dalsze wnioski:

- 3/ Uwzględnienie zgodnie z uproszczonym modelem celkowo-dyfuzyjnym zmian własności fizycznych cieczy i złoża pozwala na dokładniejsze, w porównaniu ze znanymi dotychczas modelami, teoretyczne przewidywania pola temperaturowego w wymienniku w określonych warunkach jego pracy.
- 4/ Obserwowane przez szereg badaczy ugięcie profilu temperatury płynu w przekroju poprzecznym wymiennika wynika z kanałowania płynu w obszarze przyściennym charakteryzującym się większą od średniej porowatością złoża. Można je teoretycznie przewidzieć z pomocą proponowanego modelu.
- 5/ Zakres stosowania uproszczonego modelu celkowo-dyfuzyjnego uwzględniającego jednowymiarowe pole prędkości cieczy jest ograniczony wynikającą z kryterium prędkości przepływu, poniżej której nie można pominąć wpływu konwekcji naturalnej na deformację tego pola.

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} < 2 \left[1.75 + \frac{150}{Re} \right] \left[\frac{u^2}{g d} \right]$$

/111/

6/ Zależność termokinetycznego parametru modelu - liczby Pecleta od warunków hydrodynamicznych można przedstawić równaniem:

$$Pe_r = Pe_\infty \frac{34+Re'}{21+Re'} \quad /112/$$

w którym współczynnik Pe_∞ odpowiada granicznej wartości liczby Pecleta wyznaczonej z pomocą stosowanego w literaturze modelu dyfuzyjnego zakładającego przepływ tłokowy /w warunkach odpowiadających $Re' > 500/$.

Ponadto wyprowadzono i zweryfikowano doświadczalnie model granicznej warstwy przyściennej dla cieczy przepływającej przez złoże. Podano równanie opisujące zmiany temperatury, prędkości i efektywnej lepkości cieczy wewnątrz warstwy.

7/ Uzyskane zależności pozwoliły uzasadnić obserwowane w literaturze zmiany wartości przyściennego współczynnika ciepła h_w^* spowodowane zmianą rodzaju płynu przepływającego przez złoże.

WYKAZ LITERATURY

1. Singer E., Chem.Eng.Progr., 46, 343, /1950/
2. Bunnell D., Ind.Eng.Chem., 41, 1977 /1949/
3. Khalid M., Chem.Eng.Sci., 30, 261, /1975/
4. Tanaka Y., Int.Chem.Eng., 16, /3/, 479, /1976/
5. Gunn D., Trans.Instn.Chem.Engrs., 47, T351, /1969/
6. Hall R., Chem.Eng.Progr., 45, 439, /1949/
7. Plautz D., A.I.Ch.E. J., 1, 193, /1955/
8. Kwong S., Ind.Eng.Chem., 49, 894, /1957/
9. Schuller R., Chem.Progr.Symp.Ser., 48, 19, /1952/
10. Quinton I., Chem.Eng.Sci., 5, 245, /1956/
11. Smith I., Chem.Eng.Progr., 45, 439, /1949/
12. Coberly C., Chem.Eng.Progr., 47, 141, /1951/
13. Ziółkowski D., Bull.Acad.Polon.Sci., 18, 221, /1970/
14. Baron T., Chem.Eng.Progr., 48, 125, /1952/
15. Calderbank P., Trans.Instn.Chem.Engrs., 35, 195, /1957/
16. Boterill J., Chem.Eng.Sci., 33, 509, /1978/
17. Kunii D., A.I.Ch.E. J., 6, 71, /1960/
18. Wentz A., J.Chem.Eng.Data, 9, /3/, /1964/
19. Handley D., Int.I Heat Mass Transfer, 12, 549, /1969/
20. Cybulski A., Chem.Eng.Sci., 30, 1011, /1975/
21. Bauer R., VDI Forschungsheft, 582, /1977/
22. Legawiec B., praca doktorska, Instytut Chemii Fizycznej PAN, Warszawa /1981/
23. Hibby I., Interaction Between Fluids and Particles, London /1962/
24. Kunii D., A.I.Ch.E. J., 7, 29, /1961/

25. Smith J., Soc.Petr.Eng. J., 37, /1961/
26. Yagi S., Ind.Heat Transf.Develop., 1 V, 742, /1961/
27. Yagi S., Ind. Heat Transf.Develop., 1 V, 750, /1961/
28. Kunii D., A.I.Ch.E. J., 6, 97, /1960/
29. Ranz W., Chem.Eng.Progr., 48, 247, /1952/
30. Yagi S., Int. I Heat Mass Transfer, 7, 333, /1964/
31. Gielpierin I., Proc. 3rd Int. Heat Transfer Conference IV, 308, /1966/
32. Sakae Y., A.I.Ch.E. J., 6, /1/, 97, /1960/
33. Kunii D., J.Chem.Eng. /Japan/, 1, 21, /1968/
34. Hunington R., Petrol Refiner , 31, 123, /1952/
35. Crider J., A.I.Ch.E. J., 11, 1013, /1965/
36. Yagi S., A.I.Ch.E. J., 5, 79, /1959/
37. Cybulski A., Praca doktorska Instytut Chemii Przemysłowej, Warszawa /1969/
38. Hashimoto I., Kagaku Kogaku, 4, /1/, 68, /1966/
39. Suzuki M., Proc. 3rd Int.Heat Transf.Conference, 344, /1966/
40. Dixon G., Chem.Eng. J., 17, 247, /1979/
41. Hanratty I., Chem.Eng.Sci., 3, 209, /1954/
42. Polhausen E., Zeit.Angew.Math.Mech., 1, 115, /1921/
43. Dixon A., A.C.S. Symposium Series, 65 , /1978/
44. De Wasche A., Chem.Eng.Sci., 27, 567, /1972/
45. Gielpierin I., Chim.Promyszl., 39, 132, /1963/
46. Leva M., Ind.Eng.Chem., 39, 877, /1947/
47. Ulman S., Chem.Techn., 16, 327, /1969/
48. Grumer M., Ind.Eng.Chem., 42, 2498, /1950/
49. Adamska D., Przemysł Chemiczny, 47, 553, /1968/

50. Ciborowski J., Przemysł Chemiczny, 30, 621, /1951/
51. Batiszczew J., Trudy Nowoczerkaskow Polit.Inst., 70, 33, 45, /1957/
52. Chennakesavana B., A.I.Ch.E. J., 6, 246, /1960/
53. Raghavan N., Golden Jubilee Symp.Heat Transfer, 157, /1957/
54. Gopalarathnam C., A.I.Ch.E. J., 7, 249, /1961/
55. Syczewa A., Chimia i Techn. Topliw. i Masek., 6, 14, /1965/
56. Gielpierin I., Teoret.Osnowy Chim.Techn., 2, 259, /1963/
57. Benenati R., A.I.Ch.E. J., 8, 359, /1962/
58. Reynolds O., Papers on Mechanical and Physical Subject, Cambridge Univ.Press., /1900/
59. Scheidegger A., The physics of flow through Porous Media, Univ.Toronto Press, /1957/
60. Liao K., Bull.Intrn.Ass.Sci.Hydrol., 13, 5, /1968/
61. Kozeny I., Ber.Wien.Acad.Abt. IIa, 136, /1927/
62. Scheidegger A., Producers Manthly, 17, 17, /1953/
63. Wyllie M., World Oil, 121, /1958/
64. Nicholson D.; J.Appl.Phys. /J.Phys.D/, ser 2, 1, 1979, /1968/
65. Cornell D., Ind.Eng.Chem., 45, 2145, /1953/
66. Fatt I., Trans.Am.Inst.Mech.Engrs., 207, 144, /1956/
67. Saffman P., Chem.Eng.Sci. 11, 125, /1959/
68. Pakula I., A.I.Ch.E. J., 17, 1265, /1971/
69. Brötz , Podst.Inż.Reakcji Chemicznych, WNT Warszawa /1964/
70. Leva M., Chem.Eng.Progr.,43, 549, /1947/
71. Ergun S., Chem.Eng.Progr., 48, 89, /1952/
72. Ergun S., Ind.Eng.Chem., 41, 1179, /1949/

73. Brinkman N., Research, 2, 190, /1949/
74. Schwartz C., Ind.Eng.Chem., 45, 1209, /1953/
75. Stanek V., Can. J.Chem.Eng., 50, 9, /1972/
76. Stanek V., A.I.Ch.E. J., 20, 974, /1974/
77. Ziólkowska I., Inżynieria Chemiczna, 9, 789, /1979/
78. Mościcka I., Inżynieria Chemiczna, 6, 187, /1976/
79. Schertz W., A.I.Ch.E. J., 15, 597, /1969/
80. Ziólkowska I., Mieszkowski Z., Opracowanie przeglądu literatury na temat przepływu gazu przez ośrodki porowate, Instytut Chemii Fizycznej, Warszawa /1978/
81. Tanner D., Intern. J.Heat Mass Transfer, 8, /3/,419,/1965/
82. Potter D., Metody obliczeniowe fizyki, PWN Warszawa /1977/
83. Razniewicz K., Tablice cieplne z wykresami, WNT Warszawa /1966/
84. Hobler T., Ruch ciepła i wymienniki, WNT Warszawa /1971/
85. Cole A., Dynamika płynów, PWN Warszawa /1964/
86. Lerou J., Chem.Eng. J., 15, 233, /1978/

9. WYKAZ SYMBOLI

- a - liczba bezwymiarowa zdefiniowana w równaniu /82/
 a_i - ity pierwiastek równania $Bi = a_i J_0 a_i / J_1 a_i$
 a_v - powierzchnia właściwa złoża
 A - stała występująca w równaniu /91/
 b - liczba bezwymiarowa zdefiniowana w równaniu /85/
 B - stała występująca w równaniu /91/
 Bi - liczba Biota $h_w \cdot R / K_r$
 c_p - ciepło właściwe fazy płynnej
 c_s - ciepło właściwe fazy stałej
 C - stała w równaniu /91/ i w nierówności /65/
 d - średnica kulki stanowiącej element złoża
 D - średnica warstwy złoża
 E_m - efektywny współczynnik dyfuzyjności burzliwej
 f - współczynnik oporów hydrodynamicznych zdefiniowany równaniem /46/
 F - siła
 g - przyspieszenie ziemskie
 G - pozorna masowa prędkość cieczy
 G_o - średnia w przekroju poprzecznym wymiennika masowa prędkość cieczy
 h_r - współczynnik przenikania ciepła między fazami
 h_w - przyścienny współczynnik wnikania ciepła
 h_w^* - składnik h_w określający udział laminarnej warstwy przyściennej
 h_w^o - składnik h_w określający udział punktów styku złoża ze ścianą

- H - stała w równaniu /89/ definiującym lepkość burzliwą w warstwie przyściennej
- i - znacznik
- I - tensor jednostkowy
- j - znacznik
- J_0, J_1 - funkcja Bessela rzędu zerowego i pierwszego
- k - znacznik; sumaryczny współczynnik przenikania ciepła
- K, K_p - tensor efektywnego przewodnictwa cieplnego płynu
- K_m - składnik tensora K określający udział turbulencji
- K_o - składnik tensora K niezależny od prędkości płynu
- K_r - efektywne przewodnictwo cieplne płynu w kierunku promienia wymiennika
- K_s - efektywne przewodnictwo cieplne warstwy złoża
- K_s - efektywne przewodnictwo cieplne płynu w granicznej warstwie przyściennej
- K_z - efektywne przewodnictwo cieplne płynu w kierunku osi wymiennika
- K_l - efektywne przewodnictwo cieplne płynu w kierunku prostopadłym do wektora pozornej prędkości \underline{u}
- K_a - efektywne przewodnictwo cieplne płynu w kierunku równoległym do wektora pozornej prędkości \underline{u}
- L - długość warstwy złoża
- M - tensor efektywnej lepkości płynu w rdzeniu warstwy
- M_f - udział turbulencji w efektywnej lepkości płynu
- M_b - wartość M_f na granicy warstwy przyściennej
- n - wskaźnik
- N - stosunek Pe_l / Pe_n

- Nu - liczba Nusselta zdefiniowana wyrażeniem $\alpha_0 d / \lambda$
 Nu_D - liczba Nusselta zdefiniowana wyrażeniem $\alpha_0 D / \lambda$
 Nu_w - liczba Nusselta zdefiniowana wyrażeniem $h_w d / \lambda$
 Nu_w^* - liczba Nusselta zdefiniowana wyrażeniem $h_w^* d / \lambda$
 P - ciśnienie
 Pe_r - liczba Pecleta zdefiniowana wyrażeniem $u \xi c_p d / K_r$
 Pe_z - " " " " " $u \xi c_p d / K_z$
 Pe_\perp - " " " " " $u \xi c_p d / K_\perp$
 Pe_u - " " " " " $u \xi c_p d / K_u$
 Pe_∞ - wartość graniczna Pe_\perp przy $Re \rightarrow \infty$
 Pr - liczba Prandtla $c_p \mu / \lambda$
 q - strumień ciepła
 Q - źródła ciepła
 r - współrzędna promieniowa
 r^* - grubość granicznej warstwy przyściennej
 Re - liczba Reynoldsa zdefiniowana wyrażeniem $u \xi d / \mu$
 Re' - " " " " " $u \xi d / (1 - \epsilon) \mu$
 Re_D - " " " " " $u \xi D / \mu$
 Re_s - wartość Re na granicy warstwy przyściennej
 s - znacznik wskazujący pierścień o grubości $d/2$
 S - powierzchnia
 t - temperatura płynu
 t_0 - średnia temperatura płynu w przekroju wlotowym
 t_1 - " " " " " wylotowym
 sekcji pomiarowej
 t_s - temperatura fazy stałej
 t_{sr} - średnia w przekroju poprzecznym wymiennika temperatura
 płynu

- t_w - temperatura ściany wymiennika
 V - objętość układu
 V_s - średnia objętość pojedynczego elementu wypełnienia
 u - wektor pozornej /wypadkowej w czasie i przestrzeni/
prędkości płynu
 $|u|$ - moduł wektora u
 u^* - prędkość szczelinowa płynu
 U_r - składowa promieniowa wektora u
 U_z - składowa osiowa wektora u
 u_s - prędkość płynu kanałującego przy ścianie
 W_i - ilość kondensatu zebranego z i -tej rynienki w czasie τ_i
 x - zredukowana odległość od ściany
 z - współrzędna osiowa
- α - stosunek fluktuacji bocznych do wektora u
 α_o - ogólny współczynnik wnikania ciepła od ściany wymiennika do płynu
 α_d - cząstkowy współczynnik wnikania ciepła uwzględniający opór cieplny brudu na ścianie
 α_p - współczynnik wnikania ciepła od strony kondensującej pary
 $\alpha\beta^w$ - współczynnik proporcjonalności w równaniu /22/
 β - stosunek odległości między wolnymi przestrzeniami do średnicy ziarna
 γ - stosunek efektywnego wymiaru ziarna do jego średnicy
 ϵ - porowatość złoża
 ϵ_{\min} - udział prześwitu między kulkami a ścianą wymiennika

- $\Delta_{i,k}$ - macierz współczynników układu 25 równań liniowych
- przewodnictwo cieplne płynu
- λ_m - przewodnictwo cieplne materiału, z którego wykonana jest ściana wymiennika
- λ_s - przewodnictwo cieplne elementów wypełnienia
- λ_w - przewodnictwo cieplne płynu w temperaturze ściany
- μ - lepkość płynu
- μ_s - lepkość płynu kanałującego na granicy warstwy przyściennej
- μ_w - lepkość płynu w temperaturze ściany
- ρ - gęstość płynu
- ρ_0 - gęstość płynu w temperaturze t_0
- φ - stosunek efektywnej grubości warstewki płynu otaczającej ziarno do średnicy ziarna
- τ_i - czas w jakim zbierano skropliny z i-tej rynienki



B 220/82

Biblioteka Instytutu Chemii Fizycznej PAN

F-B.220/82/1



8000000061441