

Czesław GROBORZ

## WPLYW SIŁ WYPORU NA ZJAWISKO PRZEPŁYWU CIEPŁA DO WODY O PARAMETRACH NADKRYTYCZNYCH

**Streszczenie.** W artykule przedstawiono niektóre aspekty wymiany ciepła do wody o parametrach nadkrytycznych, ze szczególnym uwzględnieniem zmian parametrów termodynamicznych czynnika w obszarze krytycznym oraz wpływem sił wyporu na intensywność wymiany ciepła. Podano wyniki eksperymentalne dla wody. Artykuł zawiera również próbę oceny stosowanych wyrażań półempirycznych opisujących zjawisko.

### 1. WSTĘP

Obserwowany stały wzrost udziału energii elektrycznej w ogólnym spożyciu - też zresztą rosnącym - wszelkich rodzajów energii na porządku dziennym stawia potrzebę doskonalenia układów przetwarzania energii pierwotnych w elektryczną. Odnosi się to zarówno do elektrowni opartych na paliwie organicznym, jak i elektrowni z reaktorami jądrowymi.

Jednym z podstawowych czynników wpływających na ekonomikę wytwarzania energii elektrycznej jest sprawność termodynamiczna układu, która na przestrzeni ostatnich lat regularnie wzrasta, między innymi na skutek stosowania coraz wyższych parametrów czynnika roboczego. Również budowa coraz większych bloków energetycznych związana jest ze wzrostem parametrów czynnika roboczego, a także częściowo nimi uwarunkowana.

Coraz powszechniejsze stosowanie czynnika roboczego o parametrach nadkrytycznych, którym najczęściej pozostaje woda, doprowadziło do wzrostu zainteresowania własnościami termodynamicznymi oraz warunkami wymiany ciepła do wody o parametrach nadkrytycznych [1].

Zmieniające się gwałtownie w obszarze punktu krytycznego własności termodynamiczne wody oraz brak danych dotyczących wymiany ciepła przy tych warunkach, czynią to zadanie szczególnie trudnym, głównie jeżeli chodzi o określenie współczynnika wnikania ciepła.

### 2. UWAGI OGÓLNE

Wnikanie ciepła do czynników o parametrach nadkrytycznych było już obiektem badań i tak: Powell (tlen, 1957), Shitsman (woda, 1966), Jackson i Evans

Lutterodt (CO<sub>2</sub>, 1968), Fewster (woda, 1975). Wszyscy oni obserwowali silną zależność intensywności wymiany ciepła od kierunku przepływu czynnika w pionowej rurze, czy kierunek ten był zgodny z kierunkiem działania sił wyporu, czy też przeciwny.

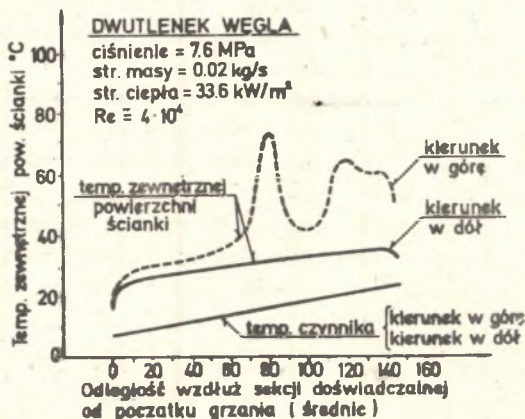
Przy kierunku przeciwnym (tzn. ogrzewany czynnik płynie w dół lub chłodzony czynnik płynie w górę) obserwuje się poprawę wymiany ciepła. W tym przypadku siły wyporu powstałe przy ściankach zwiększają burzliwość płynu, a tym samym ułatwiają i intensyfikują wymianę ciepła.

W 1968 r. Shitsman używając wody o ciśnieniu 24,5 MPa, płynącej w ogrzewanej zewnętrznie rurze o średnicy 16 mm, wykazał, że współczynnik wnikania ciepła od ścianki rury do czynnika, przy przepływie czynnika w dół, jest na całej wysokości rury mniej więcej ten sam (mając tendencje do ciągłego wzrostu), nie obserwuje się również żadnych lokalnych pogorszeń wymiany ciepła. Przy małych strumieniach masy płynącego czynnika wpływ siły wyporu powodował nawet znaczny wzrost współczynnika wnikania ciepła w porównaniu z przypadkiem braku tych sił lub niewielkiej ich wielkości [2],[4].

W przypadku przepływu czynnika w górę - tzn. zgodności kierunku przepływu czynnika z kierunkiem działania sił wyporu - obserwowano znaczne pogorszenie współczynnika wnikania ciepła (spadek do 50 % wartości średniej). Zjawisko to obserwowano na obszarze 20 - 80 średnio.

Zjawisko pogorszenia wymiany ciepła dla kierunku przepływu czynnika zgodnego z kierunkiem działania sił wyporu obserwuje się nie tylko dla parametrów nadkrytycznych, ale również podobne zjawisko obserwowano dla ciśnień podkrytycznych czynnika.

Na rys. 1 przedstawiono przykładową zależność zewnętrznej temperatury ogrzewanej ścianki od temperatury i kierunku przepływu czynnika dla dwutlenku węgla o parametrach nadkrytycznych [3].



Rys. 1. Porównanie temperatur zewnętrznych powierzchni ścianki dla przepływu czynnika obiegowego w górę i w dół

Fewster i Jackson określili w jakim stopniu siły wyporu poprawiają współczynnik wnikania ciepła do wody o ciśnieniu atmosferycznym (oczywiście w przypadku przeciwnych kierunków). Współczynnik wnikania ciepła dla konwekcji mieszanej (tzn. konwekcja wymuszona + swoboda) może być definiowany jako zależny od dwóch czynników: pierwszy określałby wpływ (udział) konwekcji wymuszonej a drugi swobodnej. Współczynnik wnikania ciepła dla konwekcji wymuszonej zależny jest głównie od liczby Reynoldsa, a dla konwekcji swobodnej głównie od liczby Grashofa. Im mniejsza liczba Reynoldsa i większa liczba Grashofa, tym czynnik określający udział konwekcji swobodnej jest większy w porównaniu z czynnikiem określającym udział konwekcji wymuszonej.

Procentowy wzrost współczynnika wnikania ciepła dla wody o ciśnieniu atmosferycznym w zależności od liczby Reynoldsa i liczby Grashofa podano niżej:

Źródło	Liczba Grashofa	Liczba Reynoldsa			
		6000	10000	18000	30000
Herbert, Sterns [5]	$2 \cdot 10^7$	40%	20%	-	-
Pietuchow, Strigin [6]	$7 \cdot 10^7$	190%	100%	50%	20%
Fewster, Jackson [7]	$5 \cdot 10^8$	307%	170%	76%	30%

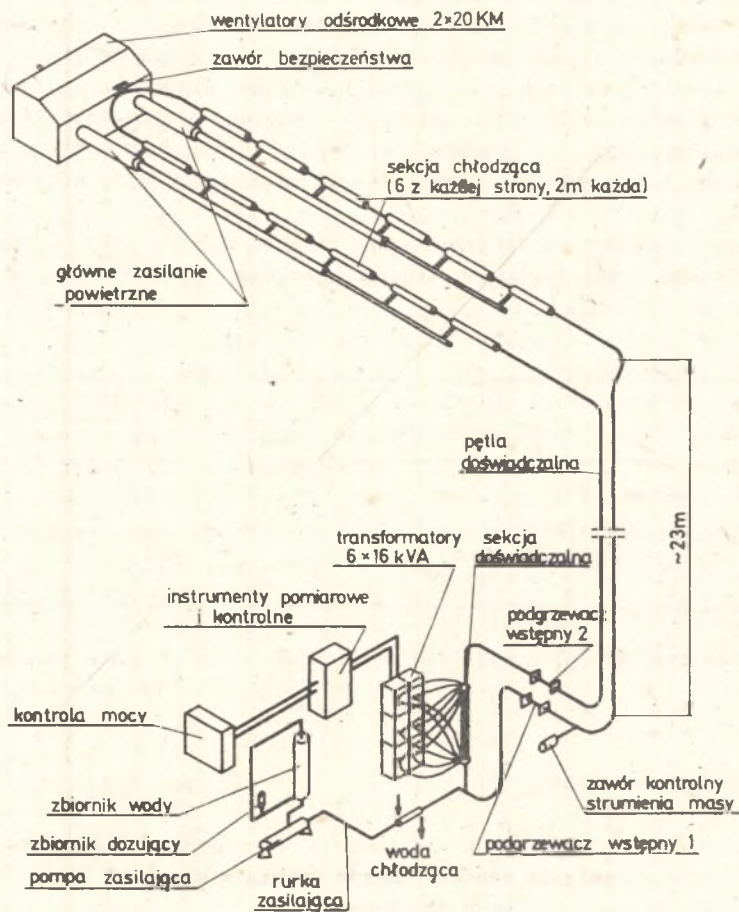
Podobne zjawisko obserwuje się również dla wody o parametrach nadkrytycznych,

### 3. STANOWISKO DOŚWIADCZALNE

Stanowisko doświadczalne przedstawione na schemacie 1 zostało zaprojektowane w celu określenia współczynników wnikania ciepła do wody dla szerokich zakresów zmian parametrów. I tak

- ciśnienie od 22,5 MPa do 32,5 MPa,
- temperatura (max ścianki) do 750 K,
- prędkość masowa czynnika do  $500 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ,
- temperatura wlotowa wody od 350 K do 600 K,
- strumień cieplny od 200 do  $450 \text{ kW/m}^2$ .

Stanowisko doświadczalne zawiera jako sekcję badawczą pionową rurkę ze stali nierdzewnej o wewnętrznej średnicy 25,4 mm i długości 2000 mm, grszą oporowo zmiennym prądem elektrycznym z zespołu transformatorów 6 x 16 kVA. Do zewnętrznej powierzchni rurki przymocowano szereg termopar określających profil temperatury na tej powierzchni.

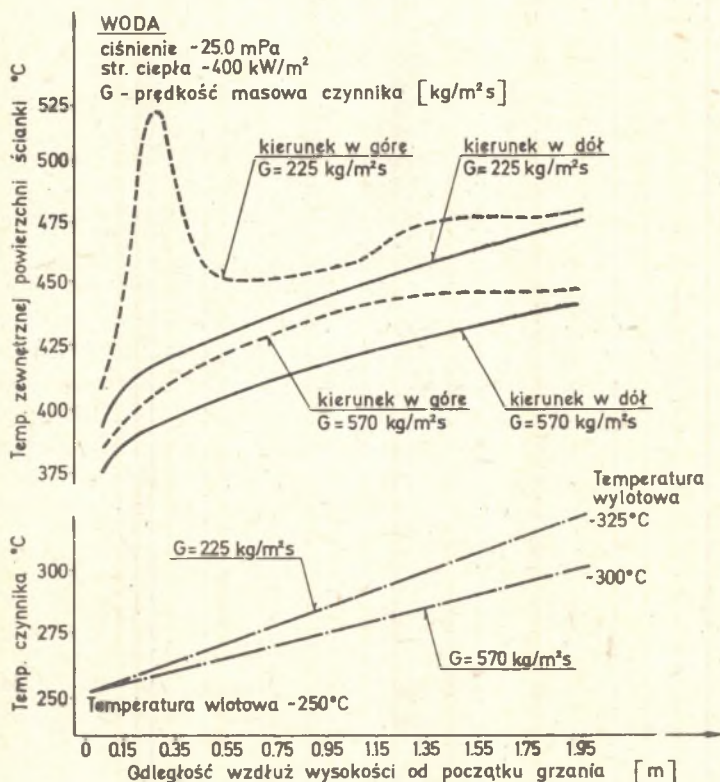


Schemat 1. UPROSZCZONY SCHEMAT STANOWISKA DOŚWIADCZALNEGO

Ogrzewana sekcja doświadczalna na poziomie 0 m oraz zespół chłodnic powietrznych na poziomie 25 m wymuszają cyrkulację czynnika i pozwalają uniknąć stosowania pompy cyrkulacyjnej, która pracowałaby w bardzo niekorzystnych warunkach (bardzo wysokie ciśnienie i wysoka temperatura).

Stanowisko doświadczalne przystosowane jest do zmian kierunku przepływającego czynnika. I tak by uzyskać przepływ czynnika w dół sekcji doświadczalnej, należy włączyć najpierw podgrzewacz wstępny 1, który inicjuje cyrkulację, a po jej ustaleniu włącza się dopiero zasilanie sekcji doświadczalnej. Przy przepływie czynnika w górę można od razu włączyć zasilanie sekcji doświadczalnej, która wymusza cyrkulację.

Na rys. 2 przedstawiono charakterystyczne wyniki doświadczalne uzyskane w badaniach własnych dla wody płynącej w pionowej sekcji doświadczalnej w dwóch kierunkach: w górę i w dół. Temperatura wlotowa czynnika do sekcji doświadczalnej w obydwóch przypadkach była taka sama, zachowano również te same pozostałe parametry: strumień masy, strumień cieplny oraz ciśnienie.



Rys. 2. Porównanie temperatur zewnętrznych powierzchni ścianki dla przepływu czynnika obiegowego w górę i w dół dla różnych prędkości masowych

## 4. OKREŚLENIE WSPÓŁCZYNNIKA WNIKANIA CIEPŁA

Współczynniki wnikania ciepła od ścianki rurki do czynnika obliczono dla każdego miejsca wzdłuż wysokości sekcji doświadczalnej, w którym zamontowana była termopara. Te lokalne, eksperymentalne współczynniki wnikania ciepła określone są w sposób następujący:

$$\alpha_1 = \frac{q_F}{T_1 - T_b} \quad [\text{kW/m}^2\text{K}],$$

gdzies:

$q_F$  - lokalny strumień ciepły  $[\text{kW/m}^2]$ ,

$T_1$  - lokalna temperatura wewnętrznej powierzchni sekcji doświadczalnej  $[\text{K}]$ ,

$T_b$  - lokalną temperaturą czynnika  $[\text{K}]$ .

Eksperymentalna liczba Nusselta obliczana była jako:

$$\text{Nu}_{\text{ex}} = \frac{\alpha_1 \cdot d}{\lambda_b}.$$

gdzies:

$\alpha_1$  - lokalny współczynnik wnikania ciepła  $[\text{kW/m}^2\text{K}]$ ,

$d$  - średnica rurki sekcji doświadczalnej  $[\text{m}]$ ,

$\lambda_b$  - przewodność cieplna wody obliczona dla lokalnej temperatury czynnika  $[\text{kW/m K}]$ .

Jako bazę do teoretycznych obliczeń współczynnika wnikania ciepła przyjęto formułę zaproponowaną w 1965 r. przez Krasnoczekowa-Protopopowa (na sprawdzonych ok. 2000 różnych doświadczeń z tego ok. 75 % dla wody, a reszta dla  $\text{CO}_2$ , prawie 97 % wyników eksperymentalnych leży w obszarze  $\pm 25\%$  - formuła ta daje najlepszą zgodność w porównaniu z innymi).

W formule tej część dotyczącą konwekcji wymuszonej dla stałych parametrów termodynamicznych czynnika zmieniono na prostszą formułę Dittusa Boeltera podobną do zalecanej przez Kaysa [8], jako że jest równie dokładna, a łatwiejsza w obliczeniach.

$$\text{Nu}_m^0 = 0.0183 \text{Re}_b^{0.82} \text{Pr}_b^{0.5} \left(\frac{\rho_w}{\rho_b}\right)^{0.3} \left(\frac{\bar{c}_p}{c_{p_b}}\right)^n$$

Formułę tę zmodyfikowano o czynnik uwzględniający wpływ sił wyporu, zaproponowany przez Jacksona - Fewstera, dochodząc do zależności:

$$\text{Nu}_m = 0.0183 \text{Re}_b^{0.82} \text{Pr}_b^{0.5} \left(\frac{\rho_w}{\rho_b}\right)^{0.3} \left(\frac{\bar{c}_p}{c_{p_b}}\right)^n \left[1 \pm 2750 \left(\bar{G}_R / \text{Re}_b^{2.7}\right)^{0.91}\right]^{1/3}$$

Blisze szczegóły dotyczące czynnika  $[1 \pm 2750 \dots]^{1/3}$  w pracy [9]. W nawiasie kwadratowym znak (+) dotyczy przypadku, gdy siły wyporu poprawiają wymianę ciepła, tzn. kierunek przepływu czynnika jest przeciwny do kierunku działania sił wyporu przy ściankach, a znak (-) dotyczy przypadku przeciwnego.

### Liczba Reynoldsa

$$Re_b = \frac{G \cdot d}{\mu_b},$$

gdzie:

$G$  - prędkość masowa czynnika  $[\text{kg}/\text{m}^2\text{s}]$ ,

$\mu_b$  - lepkość dynamiczna obliczona dla lokalnej temperatury czynnika  $\text{kg}/\text{ms}$ .

### Liczba Prandtla

$$Pr_b = \frac{c_{pb} \cdot \mu_b}{\lambda_b}$$

gdzie:

$c_{pb}$  - ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu obliczone dla lokalnej temperatury czynnika  $[\text{kJ}/\text{kgK}]$ .

### Liczba Grashofa

$$Gr_b = \frac{(\rho_b - \bar{\rho}) d^3 g}{\rho_b \nu_b^2},$$

gdzie:

$\rho_b$  - gęstość właściwa wody obliczona dla lokalnej temperatury czynnika  $[\text{kg}/\text{m}^3]$ ,

$\bar{\rho}$  - średnia całkowita gęstość czynnika

$$\bar{\rho} = \frac{1}{T_w - T_b} \int_{T_b}^{T_w} \rho dT \quad [\text{kg}/\text{m}^3],$$

gdzie:

$T_w$  - lokalna temperatura wewnętrzna powierzchni ścianki  $[\text{K}]$ ,

$T_b$  - średnia lokalna temperatura czynnika  $[\text{K}]$ ,

$g$  - przyspieszenie ziemskie  $[\text{m}/\text{s}^2]$ ,

$\nu_b$  - lepkość kinematyczna

$$\nu_b = \frac{\mu_b}{\rho_b} \quad [\text{m}^2/\text{s}],$$

gdzie:

$\rho_w$  - gęstość czynnika dla temperatury wewnętrznej powierzchni ścianki  
 $[\text{kg/m}^3]$ ,

$\bar{c}_p$  - średnie całkowite ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu

$$\bar{c}_p = \frac{1}{T_w - T_b} \int_{T_b}^{T_w} c_p dT \quad [\text{kJ/kg K}] .$$

Wykładnik "n" zależy od relacji  $T_w$  i  $T_b$  w stosunku do temperatury pseudokrytycznej  $T_{pc}$ . I tak:

$$n = 0,4 \quad \text{dla } T_b < T_w \leq T_{pc}$$

$$n = 0,4 + 0,2 (T_w/T_{pc} - 1) \quad \text{dla } T_b \leq T_{pc} < T_w$$

Oprócz przedstawionej powyżej korelacji dane doświadczalne sprawdzono również przy użyciu formuły zaproponowanej przez Jacksona, w której wyrażenie w nawiasie kwadratowym przyjmuje postać:

$$\dots \left[ 1 \pm 4500 \overline{Gr}_b / Re^{2.625} Pr_b^{0.5} \right]^{0.31}$$

W przypadku tym jednak różnice między danymi eksperymentalnymi a wartościami liczb Nusselta obliczonymi z powyższego wyrażenia były o wiele większe. I dlatego nie zostały umieszczone na wykresach.

## 5. WYNIKI OBLICZEŃ

Na rys. 3 przedstawiono porównanie eksperymentalnych oraz teoretycznych liczb Nusselta dla różnych prędkości masowych czynnika. W tym przypadku kierunek działania sił wyporu był zgodny z kierunkiem przepływu czynnika, obowiązywała więc zależność ze znakiem (-) w nawiasie kwadratowym.

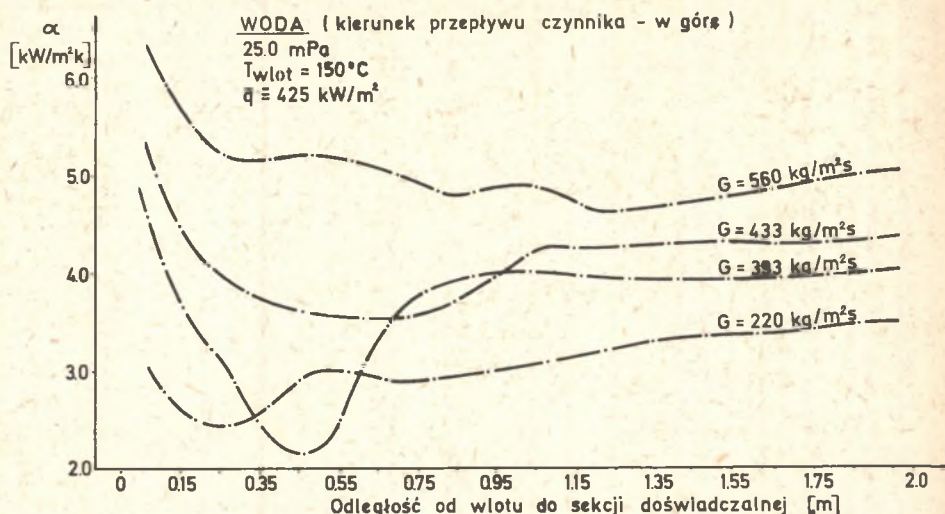
Charakterystyczne, lokalne pogorszenie wymiany ciepła, zmniejszenie doświadczalnych liczb Nusselta w porównaniu z teoretycznymi wyraźnie widoczne jest na wykresie. Dla małych prędkości masowych czynnika ( $220 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ), wyrażenie w nawiasie kwadratowym przyjmuje wartości ujemne, co uniemożliwia obliczenie  $Nu_m$  przy użyciu tej formuły.

Dla tych samych warunków termicznych i parametrów wlotowych czynnika doświadczalne wartości współczynnika wnikania ciepła wzdłuż wysokości sekcji doświadczalnej przedstawiono na rys. 4.

Dla prędkości masowej czynnika  $G = 393 \text{ kg/m}^2\text{s}$  można zaobserwować największe, lokalne pogorszenie współczynnika wnikania ciepła (spadek do ok.







Rys. 4. Porównanie współczynników wnikania ciepła dla różnych prędkości masowych czynnika

W celu unaocznienia wielkości zmian współczynnika wnikania ciepła dla przeciwnych kierunków przepływu czynnika zbudowano wykres przedstawiony na rys. 5.

Jasne wydaje się być stwierdzenie, że pomijając nawet lokalny kryzys przejmowania ciepła, kierunek przepływu czynnika przeciwny od kierunku działania sił wyporu jest zdecydowanie lepszy pod względem wymiany ciepła. W tym przypadku już sam kierunek przepływu czynnika powoduje, że następuje poprawa współczynnika wnikania ciepła średnio o ok. 20 %, z miejscową poprawą ok. 50 %. Związana z tym pewna ciągła zmiana temperatury (bez pików temperatury) nie naraża elementów powierzchni ogrzewalnych na pracę w niekorzystnych warunkach.

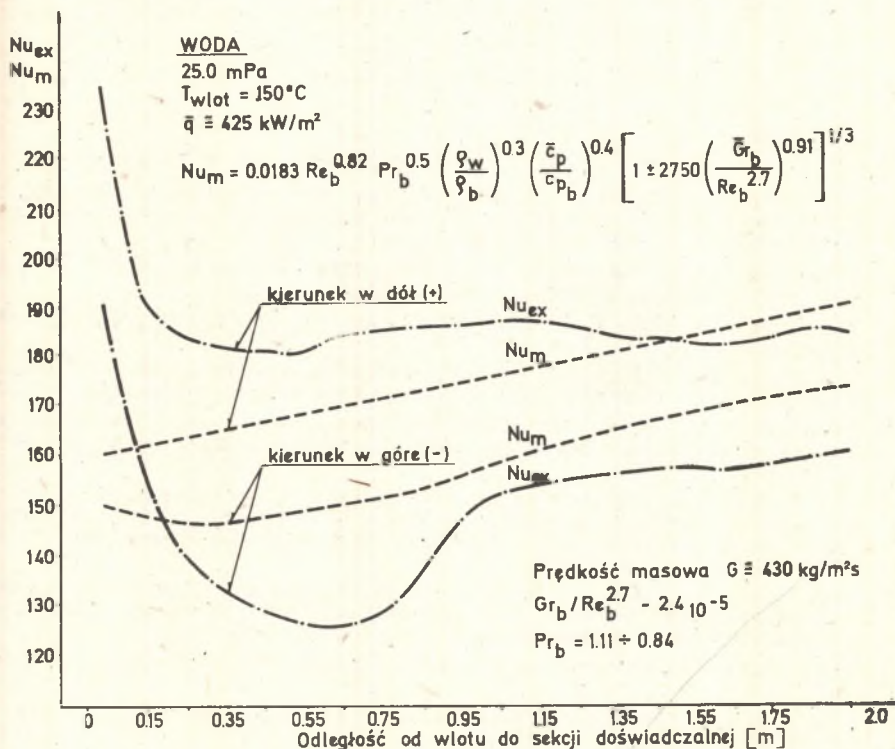
Podana na rys. 5 wartość czynnika  $Gr_b/Re_b^{2.7} = 2.4 \cdot 10^{-5}$  zostanie omówiona później [9].

## 6. WNIOSKI

W punkcie 5 podano najistotniejsze różnice w wartościach współczynnika wnikania ciepła dla różnych kierunków przepływu czynnika. Uwagę o korzystniejszych warunkach wymiany ciepła dla przeciwnych kierunków przepływu czynnika i działania sił wyporu, można uważać za najważniejszy wniosek.

- Jakkolwiek użyta formuła empiryczna dość dobrze oddaje charakter zmian i wartości współczynnika wnikania ciepła do wody o parametrach nadkry-

tycznych w przypadku zgodnych kierunków przepływu czynnika i działania sił wyporu, to wartości  $Nu_m$  uzyskane z niej są trochę większe od wartości doświadczalnych  $Nu_{ex}$  (dla  $G = 560 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ) - formuła się spóźnia - (również dla  $G = 433 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ), por. rys. 3. Dla przypadku  $G = 393 \text{ kg/m}^2\text{s}$  zgodność  $Nu_m$  z  $Nu_{ex}$  jest wręcz idealna (jeżeli chodzi o charakter zmian i wartości l.Nu). W przypadku  $G = 220 \text{ kg/m}^2\text{s}$ , tzn. dla najmniejszych wartości prędkości masywnej czynnika, formuła nie pozwala obliczyć  $Nu_m$  - wyrażenie  $(Gr_b/Re_b^{2.7})^{0.91} > 1$ .



Rys. 5. Porównanie doświadczalnych ( $Nu_{ex}$ ) i teoretycznych ( $Nu_m$ ) liczb Nusselta dla szarych warunków przy różnych kierunkach przepływu czynnika

- Dla kierunku (+), tzn. przeciwnych kierunków przepływu czynnika i działania sił wyporu, formuła daje bardzo dobrą zgodność  $Nu_m$  i  $Nu_{ex}$ , chociaż charakter zmian jest trochę inny - por. górną część rys. 5.
- Czynniki  $Gr_b/Re_b^{2.7}$  uważany jest przez wielu autorów [3], [10], za decydujący o tym czy wpływ sił wyporu należy pomijać, czy nie, przyjmował w doświadczeniach przedstawionych na rys. 5 wartości ok.  $2.4 \cdot 10^{-5}$ . Zaleca

- się, by uwzględnić wpływ sił wyporu, jeżeli  $\overline{Gr}_b / Re_b^{2.7} > 10^{-5}$ . Doświadczenie potwierdza ten wniosek. Gdyby nie uwzględnić wpływu sił wyporu w tym przypadku, to różnice  $Nu_m$  oraz  $Nu_{ex}$  dochodziłyby do 15 - 20 %.
- Przyjęta granica ( $10^{-5}$ ) w żadnym przypadku nie może być uważana za wartość dokładną, należy traktować ją tylko jako kryterium jakościowej oceny zjawiska.
  - Wydaje się być konieczne prowadzenie dalszych badań w tym zakresie dla szerokich zakresów wartości parametrów czynnika, a głównie dla większych średnic sekcji doświadczalnej, gdy wpływ sił wyporu jest jeszcze większy -  $\overline{Gr}_b$  jest funkcją  $d^3$ .

## 7. LITERATURA

- [1] Sastry V.S., Schnurr N.M.: An analytical investigation of forced convection heat transfer to fluids near the thermodynamic critical point - Trans. of ASME s.C - Heat Transfer, 1975 vol. 97.
- [2] Shitsman M.E.: Impairment of the heat transmission at supercritical pressures - Proc. I.Mech., 1968 E.vol 182.
- [3] Jackson J.D., Hall W.B.: Effects of property variations on turbulent forced convection - Istambul 1978, session 7A.
- [4] Jackson J.D., Hall W.B.: Forced convection heat transfer to fluids at supercritical pressure - (preprint) University of Manchester 1978.
- [5] Herbert L.S., Sterns U.J.: Heat transfer in vertical tubes - interactions of forced and free convection - Chemical Engineering Journal, 1972 vol. 4.
- [6] Pietuchow B.S., Strigin B.K.: Doświadczalne badania wymiany ciepła w pionowych rurach, dla lepkiego płynu w polu grawitacyjnym z uwzględnieniem sił bezwładności - Tęplotyzyka - Wysokich Temperatur, 1968 vol. 6, no. 5, ss. 933-937.
- [7] Jackson J.D., Fewster J.: Enhancement of turbulent heat transfer due to buoyancy for downward flow of water in vertical tubes - International Seminar, Belgrad 1976.
- [8] Kays W.M.: Convective heat and mass transfer - McGraw Hill, New York 1966.
- [9] Jackson J.D., Hall W.B., Fewster J., Watts A., Watts M.J.: AERE R 8158, Design Report 34, 1975.
- [10] Hall W.B.: Heat transfer near the critical point - Advances in heat transfer, vol. 7. Academic Press, New York, London 1971.

Wpłynęło do Redakcji w sierpniu 1981

Recenzent: Prof. mgr inż. Piotr Orłowski

## ВЛИЯНИЕ СИЛ ПЛАВУЧЕСТИ НА ЯВЛЕНИЕ ПРОНИКНОВЕНИЯ ТЕПЛА В ВОДУ ОБЛАДАЮЩУЮ СВЕРХКРИТИЧЕСКИМИ ПАРАМЕТРАМИ

## Р а з ю м е

Работа охватывает некоторые аспекты проникновения тепла в воду обладающую сверхкритическими параметрами, с особым учетом изменений термодинамических параметров фактора в критическом диапазоне и аспекты характеризующиеся особым влиянием сил плавучести на интенсивность теплообмена. Даны экспериментальные результаты для воды. Работа содержит тоже попытки оценки используемых полуэмпирических выражений описывающих это явление.

## AN INFLUENCE OF BUOYANCY FORCES ON HEAT TRANSFER TO SUPERCRITICAL PRESSURE WATER

## С и ж м а г у

The paper presents some aspects of heat transfer to water at supercritical parameters, with attention particularly focused on change in thermodynamic properties of the fluid in the critical area, and the influence of buoyancy forces on the intensity of heat exchange. The experimental results for water have been given. The paper also contains an attempt of applied half-empirical expressions to describe the phenomenon.