

Modelowanie procesu przechłodzonego wrzenia pęcherzykowego proekologicznych czynników chłodniczych

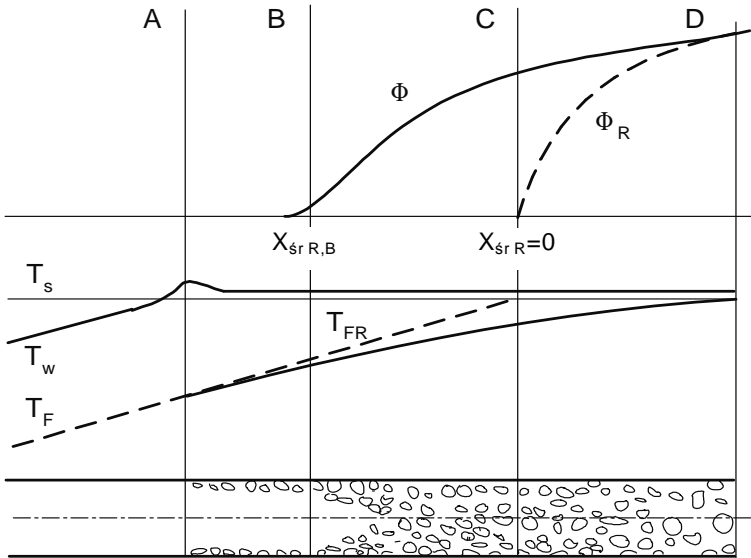
Tadeusz Bohdal
Politechnika Koszalińska

1. Wstęp

Wrzeniem przechłodzonym (*subcooled boiling*) nazywa się wrzenie, podczas którego czynnik wrze przy ściance kanału, podczas gdy w rdzeniu kanału jest jeszcze niedogrzany do temperatury nasycenia. Z przypadkami takimi spotykamy się często w kanałach typowych wymienników ciepła, kiedy to dopływająca ciecz posiada temperaturę niższą od temperatury nasycenia T_s (ciecz przechłodzona) podczas gdy temperatura ścianki kanału jest wyższa od T_s [7,15,17]. Proces wrzenia przechłodzonego rozpoczyna się wtedy gdy zarodki wrzenia przy ściance kanału uzyskają odpowiednio duże przegrzanie. Sytuację taką pokazano na rysunku 1.

Występuje tutaj przypadek przepływu cieczy przechłodzonej, z generacją pary w kanale. Na rys. 1 przedstawiono zmiany parametrów w przepływie: średniej temperatury płynu T_F , temperatury ścianki T_w , średniego stopnia zapełnienia φ , średniego równowagowego stopnia suchości x_R w zależności od współrzędnej osiowej kanału z (wartości średnie dotyczą parametrów w przekroju poprzecznym kanału). Wskutek doprowadzenia ciepła, wzrasta w wymienniku temperatura cieczy wzdłuż drogi przepływu. W podwarstwie przyściennej temperatura cieczy wzrasta szybciej (najwcześniej ulega przegrzaniu), niż w rdzeniu przepływu. Po uzyskaniu dostatecznie dużego przegrzania ścianki kanału (przekrój A na rys. 1) następuje aktywizacja biernych dotąd zarodków wrzenia na powierzchni ogrzewanej [11,16]. Tworzą się pęcherzyki pary, których prędkość wzrostu zależy od lokalnego przegrzania cieczy. Pierwsze pęcherzyki pary ulegają kondensacji już na ściance kanału. Gdy wierzchołek wzrastającego pęcherzyka dotrze do cieczy o temperaturze niższej, niż temperatura nasycenia, zacznie się jego kondensacja, która jest bardziej inten-

sywna niż odparowanie u podstawy pęcherzyka. W chwili zaniku pęcherzyka następuje uderzenie chłodnej cieczy o ściankę grzejną, co powoduje dezaktywację zarodka pęcherzyka. Następnie, po uzyskaniu dostatecznego przegrzania zarodka następuje ponowna jego aktywizacja. W tym przypadku rdzeń przepływu jest wolny od pęcherzyków (jego stopień zapełnienia wynosi $\phi = 0$), które znajdują się przy ściance grzejnej kanału, tworząc tak zwaną "porowatość przyścienną" ($\phi > 0$). Występuje ona w pierwszej fazie wrzenia pęcherzykowego (przekrój A-B). W dalszej części kanału (od przekroju B), gdzie przechłodzenie cieczy w rdzeniu przepływu jest odpowiednio mniejsze, pęcherzyki mogą odrywać się od ścianki i przemieszczać w głąb cieczy. Tam, stopniowo podczas lotu ulegają kondensacji. Rdzeń przepływu, dotąd wolny od pęcherzyków, zaczyna się nimi wypełniać. Powstaje w ten sposób tak zwana "porowatość przemieszczona" [9,18]. Stopień zapełnienia w rdzeniu przepływu jest większy od zera, jednak jego wartość maleje wraz z odległością od ogrzewanej ścianki kanału. Kondensujące się pęcherzyki przyspieszają podgrzewanie chłodniejszej cieczy w rdzeniu przepływu, wskutek czego osiąga ona temperaturę nasycenia (przekrój D). Od tego momentu rozpoczyna się rozwinięte wrzenie pęcherzykowe, podczas którego pęcherzyki nie kondensują się, a nawet przy znacznych przegrzaniach cieczy w rdzeniu przepływu mogą rosnąć. Na rys. 1 podano także przekrój C, w którym równowagowy stopień suchości osiąga wartość równą zero.



Rys. 1. Rozkład podstawowych parametrów podczas wrzenia w przepływie w kanale [7]

Fig. 1. Distribution of the basic parameters during boiling in flow in the channel [7]

2. Procedury obliczeniowe oparte na teorii podobieństwa i analizie wymiarowej

Do momentu rozpoczęcia wrzenia pęcherzykowego w kanale, wymiana ciepła pomiędzy ścianką a jednofazową substancją (cieczą) odbywa się w myśl praw obowiązujących dla konwekcji wymuszonej, w danych warunkach przepływu i geometrii. Najczęściej przepływ jednofazowy ma charakter turbulentny, a wtedy zwykle do obliczeń zalecane bywa równanie empiryczne *Dittusa-Boeltera*:

$$Nu = 0,023 \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{0,33}. \quad (1)$$

Z powyższego równania wynika, że o ile nie uwzględnia się wpływu temperatury na liczbę *Prandtla* i inne funkcje materiałowe cieczy to współczynnik przejmowania ciepła α_k na powierzchni wewnętrznej kanału jest funkcją gęstości strumienia masy:

$$Nu \approx (Re)^{0,8}. \quad (2)$$

Jeżeli przegrzanie cieczy przy ściance kanału osiągnie dostateczną wartość a temperatura płynu T_F w rdzeniu przepływu jest nadal jeszcze niższa od temperatury nasycenia T_s występuje w kanale rodzaj wrzenia zwany *wrzeniem przechłodzonym*. Przegląd zależności opisujących wymianę ciepła i opory przepływu dla wrzenia przechłodzonego podano w pracy [12]. Według wielu badaczy, w obszarze wrzenia przechłodzonego ma miejsce superpozycja wymiany ciepła jednofazowej konwekcji wymuszonej i wymiany ciepła z wrzeniem pęcherzykowym. Proponują oni aby w opisie wymiany ciepła korzystać z dwóch zależności: dla konwekcji wymuszonej ($q_k = f(\Delta T) = \alpha \cdot \Delta T$) i dla wrzenia w objętości ($q_b = f(\Delta T^n)$), gdzie $\Delta T = T_w - T_s$, n - współczynnik stały. W tych metodach dla danego ΔT istnieją dwie wartości obliczonych strumieni ciepła q_b i q_k oraz rzeczywista wartość q , która jest nie mniejsza od q_b i q_k . Z tej przyczyny *Mc Adams* [19] zaleca przyjmować jako q większą z dwóch wartości q_b i q_k co daje jednak zbyt małe wartości gęstości strumienia ciepła q dla wrzenia przechłodzonego. *Rohsenow* [19] zaproponował korelację całkowitej superpozycji

$$q = q_k + q_b. \quad (3)$$

Daje ona wyższe wartości od rzeczywistych wartości strumienia ciepła. *Kutateladze* [19] ujął zależność $q = q(q_k, q_b)$ w następujący sposób:

$$\frac{q}{q_k} = \left[1 + \left(\frac{q_b}{q_k} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (4)$$

Wynika z niej, że gdy $q_b \ll q_k$, to $q \approx q_k$, zaś gdy $q_b \gg q_k$ to $q \approx q_b$.

Wzór *Kutateladzego* zmodyfikowali *Bergles* i *Rohsenow* [19] przez dodanie poprawki uwzględniającej wpływ początku wrzenia pęcherzykowego. Zalecany wzór ma następującą postać:

$$\frac{q}{q_k} = \left\{ 1 + \left[\frac{q_b}{q_k} + \left(1 - \frac{q_{bi}}{q_b} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad (5)$$

przy czym q_{bi} oznacza strumień ciepła, przy którym rozpoczyna się tworzenie pęcherzyków dla wrzenia rozwiniętego.

Mikielewicz [23] wykorzystując analogię pomiędzy wymianą energii mechanicznej i cieplnej podał półempiryczną metodę określania współczynników przejmowania ciepła α_{TPb} dla procesu wrzenia pęcherzykowego podczas przepływu cieczy przechłodzonej. Wprowadził on do analizy teoretycznej współczynniki eksperymentalne charakteryzujące podstawowe procesy zachodzące podczas wymiany ciepła przy wrzeniu w kanale. Współczynnikami tymi są:

- współczynnik oporu dwufazowego charakteryzujący hydrodynamikę przepływu – R ,
- współczynnik przejmowania ciepła dla warunków wrzenia w objętości α_{Pb} .

Ponadto w analizie przyjęto, że przejmowanie ciepła charakteryzuje sumaryczna dyssypacja energii: konwekcyjnego przepływu i wywołana generacją pęcherzyków parowych. W wyniku przeprowadzonej analizy teoretycznej *Mikielewicz* otrzymał zależność:

$$\frac{\alpha_{TPb}}{\alpha_k} = \sqrt{R^{0,8} + \left[\frac{\alpha_{Pb}(\Delta T_s)}{\alpha_k} \frac{\Delta T_s}{\Delta T_s + \Delta T_n} \right]}, \quad (6)$$

gdzie:

$$R = \frac{\Delta p_{TP}}{\Delta p_0} \quad - \text{współczynnik oporu dwufazowego,}$$

Δp_{TP} – opory przepływu dwufazowego strumienia masy o wielkości $(w\rho)$,

Δp_0 – opory przepływu cieczy o wydatku $(w\rho)$,

$\Delta T_s = T_w - T_s$ – przegrzanie czynnika,

$\Delta T_n = T_w - T_F$ – przechłodzenie czynnika.

Dla małych zawartości fazy parowej w przepływie, tzn. przy $X \rightarrow 0$ gdy współczynnik oporów przepływu dwufazowego $R \rightarrow 0$ zależność (7) przechodzi w znaną zależność *Kutateladzego* (4) ustaloną na drodze eksperymentalnej.

W oparciu o uzyskane wyniki badań eksperymentalnych dla czynników R11, R134a i R404A *Bohdal* [7] zaproponował następujące korelacje do obliczania współczynników przyjmowania ciepła i oporów przepływu podczas wrzenia przechłodzonego w kanałach poziomych i pionowych:

$$\frac{\alpha_{TPb}}{\alpha_k} = A(Ku)^m (Ja)^n, \quad (7)$$

$$\frac{\xi_{TPb}}{\xi_k} = B(Ku)^m (Ja)^n, \quad (8)$$

gdzie:

$$Ku - \text{liczba Kutateladzego} \quad Ku = \frac{q}{r\rho''w'}$$

$$Ja - \text{Liczba Jakoba} \quad Ja = \frac{\rho'c'_p\Delta T_n}{\rho''r}$$

$$A = 7,349, B = 10,43, m = 0,317, n = -0,308.$$

3. Propozycja własnego modelu teoretycznego wymiany ciepła

W zaproponowanym modelu teoretycznym przyjęto zgodnie z teorią *Prandtla – Taylora*, że w przepływającym strumieniu płynu w kanale można wyróżnić dwa obszary: laminarną podwarstwę przyścienną i rdzeń turbulentny. Podczas rozwiniętego ruchu burzliwego płynu w kanale o wielkości wymiany ciepła i pędu decyduje grubość laminarnej podwarstwy przyściennej. Następuje w niej zasadnicza zmiana temperatury i prędkości płynu. Dlatego w określonym przekroju poprzecznym kanału można założyć, w rdzeniu

Środokowo-Pomorskie Towarzystwo Naukowe Ochrony Środowiska ————— 245

przepływu stałą wartość temperatury i prędkości. Podczas konwekcyjnej wymiany ciepła profil temperatury w termicznej podwarstwie przyściennej można uważać za liniowy przyjmując, że wymiana ciepła odbywa się na drodze przewodzenia. Natomiast powstające podczas wrzenia pęcherzyki pary intensyfikują wymianę ciepła i pędu, co zmienia profil temperatury na nieliniowy oraz zmniejsza grubość laminarnej podwarstwy przyściennej [8]. W laminarnej podwarstwie przyściennej można również przyjąć liniowy profil prędkości płynu z zerową wartością na ścianie kanału [4]. Mając powyższe na uwadze dalsze rozważania ograniczono do obszaru laminarnej podwarstwy przyściennej i procesów tam zachodzących.

W modelu teoretycznym wymiany ciepła podczas przechłodzonego wrzenia pęcherzykowego przyjęto następujące założenia:

1. Do kanału prostoosiowego o przekroju kołowym (średnica wewnętrzna d) dopływa ciecz o temperaturze T_{F1} niższej od temperatury nasycenia T_s .
2. Przepływ płynu jest burzliwy a gęstość strumienia masy płynu jest stała w czasie i wynosi $(w\rho)$.
3. Na całej długości kanału doprowadzany jest do cieczy strumień ciepła o stałej wielkości gęstości q .
4. Na wewnętrznej powierzchni rury odbywa się generacja pęcherzyków parowych.
5. Profile temperatury i prędkości zmieniają się tylko w podwarstwie przyściennej.
6. Prędkość cieczy w podwarstwie przyściennej zmienia się liniowo od $w = 0$ dla $r = d/2$ do wartości określonej wzorem (10) dla $r = d/2 - \delta_T$.
7. Grubość podwarstwy przyściennej hydraulicznej i termicznej określają zależności

$$\delta_H = \frac{2 \cdot \mu'}{f \cdot w' \cdot \rho'}, \quad \delta_T = \delta_H \cdot \text{Pr}^{-0,33}, \quad (9)$$

gdzie:

$$4 \cdot f = 0,316 \cdot \text{Re}_{TP}^{-0,25}, \quad \text{Re}_{TP} = \frac{w' \cdot \rho' \cdot d}{\mu'}, \quad w' = \frac{(w\rho)}{\rho'} \left(\frac{1-y}{1-\varphi} \right). \quad (10)$$

8. Układ jest termicznie i przeplywowo ustalony w czasie.
9. Pomija się wzdluzne przewodzenie ciepła a więc:

$$\frac{\partial T}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0 \quad (11)$$

10. Pomija się promieniową składową prędkości w_r .

11. W laminarnej podwarstwie przyściennej gęstość strumienia ciepła q wynosi

$$q = q_1 + q_2 + q_3, \quad (12)$$

gdzie:

q_1 – gęstość strumienia ciepła przekazywana na drodze przewodzenia

$$q_1 = -\lambda' \frac{\partial T}{\partial r}, \quad (13)$$

λ' – molekularny współczynnik przewodzenia ciepła,

T – temperatura,

n – współrzędna osiowa na kierunku normalnym do powierzchni izotermicznej,

q_2 – gęstość strumienia ciepła pobieranego przez powstające pęcherzyki pary, które stanowią upusty ciepła

$$q_2 = r \cdot n \cdot f \cdot V_p, \quad (14)$$

r – ciepło parowania, ($r = h'' - h'$); h'' i h' – odpowiednio entalpia właściwa pary i cieczy na linii nasycenia),

n – liczba powstających pęcherzyków na jednostkę powierzchni,

f – częstotliwość powstawania pęcherzyków w jednostce czasu,

V_p – objętość pęcherzyka,

q_3 – gęstość strumienia ciepła przekazywanego w wyniku efektu turbulizacyjnego wywołanego powstawaniem i odrywaniem pęcherzyków parowych od ścianki kanału

$$q_3 = -\varepsilon' \cdot \rho' \cdot c_p' \cdot \frac{\partial T}{\partial r} = -\lambda_T \cdot \frac{\partial T}{\partial r}, \quad (15)$$

ε – współczynnik dyfuzyjności ciepła [24],

ρ' – gęstość cieczy,

c'_p – ciepło właściwe cieczy,

λ_T – turbulentny współczynnik przewodzenia ciepła.

Łączny strumień ciepła przenoszony na drodze przewodzenia i turbulizacji uzyskuje się po dodaniu stronami zależności (13) i (15):

$$q_{1,3} = q_1 + q_3 = -\lambda_c \cdot \frac{\partial T}{\partial r}, \quad (16)$$

gdzie:

λ_c – całkowity współczynnik przewodzenia ciepła,

$\lambda_c = \lambda' + \lambda_T$.

12. Powstające w podwarstwie przyściennej pęcherzyki pary stanowią „puste miejsca” zmniejszając odpowiednio wymianę ciepła przez przewodzenie (wewnątrz pęcherzyka nie ma wymiany ciepła).
13. Tarcie występuje tylko w hydraulicznej podwarstwie przyściennej.

Proces wymiany ciepła w kanale rurowym opisuje równanie energii w cylindrycznym układzie współrzędnych, z osią pokrywającą się z osią symetrii kanału:

$$\rho' c'_p \left(\frac{\partial T}{\partial \tau} + w_z \frac{\partial T}{\partial z} + w_r \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left\{ [r(1 - \varphi_T) \lambda_c] \frac{\partial T}{\partial r} \right\} + \left[(1 - \varphi_T) \lambda_c \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] - \Omega. \quad (17)$$

W oparciu o przyjęte wyżej założenia równanie (17) dla termicznej podwarstwy przyściennej przyjmuje postać:

$$\rho' c'_p \cdot w_z \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left\{ [r(1 - \varphi_T) \lambda_c] \frac{\partial T}{\partial r} \right\} - \Omega. \quad (18)$$

Jest to równanie przewodzenia ciepła z wewnętrznymi upustami ciepła Ω z warunkami brzegowymi:

$$\text{dla } r = \frac{d}{2} \quad q = (1 - \varphi_T) \cdot \lambda_c \cdot \frac{dT}{dr},$$

$$\text{dla } r = \frac{d}{2} - \delta_T \quad T = T_s. \quad (19)$$

Temperaturę T_F określono przy założeniu, że całe ciepło dostarczane do kanału na odcinku z podgrzewa przepływającą ciecz o wydatku ($w\rho$) (pęcherzyki pary ulegają kondensacji w rdzeniu przepływu), więc:

$$T_F = T_{F1} + \frac{4 \cdot q \cdot z}{w\rho \cdot d \cdot c_p}. \quad (20)$$

Zmianę temperatury płynu na długości kanału znajdowano analogicznie [5]:

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{4 \cdot q}{w\rho \cdot d \cdot c_p}. \quad (21)$$

Wielkość w_z określono w oparciu o uniwersalny profil prędkości, czyli:

$$w_z = \frac{w' \cdot \xi_H \cdot \text{Re}_H}{16 \cdot d} \cdot r. \quad (22)$$

Przyjęto według *Blasiusa* zależność do obliczania współczynnika strat liniowych

$$\xi_H = 0,3164 \cdot (\text{Re}_H)^{-0,25}. \quad (23)$$

Po podstawieniu zależności (21) i (22) do (18) równanie energii przyjmuje postać:

$$\frac{\rho' \cdot w' \cdot \xi_H \cdot \text{Re}_H \cdot q}{4 \cdot w\rho \cdot d^2} = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left\{ [r(1 - \varphi_T) \lambda_c] \frac{\partial T}{\partial r} \right\} - \Omega. \quad (24)$$

Rozwiązanie analityczne równania (24) określa profil temperatury w termicznej podwarstwie przyściennej:

$$T = C_0 \cdot r^3 - \frac{\Omega}{4 \cdot \lambda_c \cdot (1 - \varphi_T)} \cdot r^2 + C_1 \cdot \ln r + C_2, \quad (25)$$

gdzie:

$$C_0 = \frac{\rho' \cdot w' \cdot \xi_H \cdot \text{Re}_H \cdot q}{36 \cdot w \rho \cdot d^2 \cdot \lambda' \cdot (1 - \varphi_T)} \quad (26)$$

$$C_1 = \frac{d}{2} \left[\frac{q}{\lambda_c \cdot (1 - \varphi_T)} - \frac{3}{4} \cdot C_0 \cdot d^2 - \frac{\Omega \cdot d}{4 \cdot \lambda_c \cdot (1 - \varphi_T)} \right], \quad (27)$$

$$C_2 = T_F - C_0 \left(\frac{d}{2} - \delta_T \right)^3 - \frac{\Omega}{4 \cdot \lambda_c \cdot (1 - \varphi_T)} \cdot \left(\frac{d}{2} - \delta_T \right)^2 - C_1 \cdot \ln \left(\frac{d}{2} - \delta_T \right). \quad (28)$$

Profil temperatury jest słuszny w przedziale

$$\frac{d}{2} - \delta_T \leq r \leq \frac{d}{2}. \quad (29)$$

Powyższy model teoretyczny może być wykorzystywany również do opisu procesu rozwiniętego wrzenia pęcherzykowego w kanale. Proces ten zachodzi gdy temperatura wrzącego czynnika T_F osiąga temperaturę nasycenia T_s . W tym przypadku lewe strony równań (18) i (24) są równe zero co powoduje, że stała $C_0 = 0$. Szczegółowy opis procesu rozwiniętego wrzenia pęcherzykowego przedstawiono w pracach [10,13].

4. Propozycja rozwiązania szczegółowego modelu wymiana ciepła

Szczegółowe rozwiązanie zaproponowanego modelu (24) wymaga określenia funkcji Ω opisującej wartości wewnętrznych upustów ciepła. Podjęte próby dotyczą rozwiniętego wrzenia pęcherzykowego. W pracy [3] *Bilicki* przyjął, że powstające w podwarstwie przyściennej pęcherzyki parowe pobierają k-tą część energii przekazywanej od ogrzewanej ścianki do wrzącego czynnika w kanale. W swojej pracy [3] wartość współczynnika k przyjmował a priori. *Rasmus* [27,28] zaproponował aby wielkość upustów ciepła określać w zależności od stopnia przegrzania cieczy w podwarstwie przyściennej i wielkości promienia powstających pęcherzyków parowych. *Bohdal* w pracy [10] zaproponował aby dodatkowo uwzględnić efekt turbulizacyjny związany z generacją pęcherzyków parowych w podwarstwie przyściennej i określił dalsze wielkości opisujące proces wrzenia pęcherzykowego w przepływie.

Zaproponowana w pracy [10] procedura obliczeniowa została w niniejszej pracy rozszerzona na zakres przechłodzonego wrzenia pęcherzykowego.

Ilość ciepła przejmowana przez n pęcherzyków parowych znajdujących się w podwarstwie termicznej wynosi:

$$Q_T = \sum_{i=1}^n (\alpha_p \cdot A_p \cdot \Delta T)_i. \quad (30)$$

Wprowadzając pojęcie średniego pęcherzyka w kształcie kuli pobierającego ciepło w ilości równej średniej arytmetycznej z całej wartości ciepła pobieranego przez wszystkie pęcherzyki można zapisać

$$Q_T = n (\alpha_p \cdot A_p \cdot \Delta T)_{sr}. \quad (31)$$

Przyjmując sferyczny kształt pęcherzyka parowego można określić liczbę pęcherzyków w podwarstwie termicznej o objętości V_T na podstawie znajomości stopnia wypełnienia φ_T :

$$n = \frac{6 \cdot \varphi_T \cdot V_T}{\pi \cdot d_p^3}, \quad (32)$$

gdzie:

d_p – średnica pęcherzyka parowego.

Współczynnik przejmowania ciepła α_p na powierzchni pęcherzyka określono, jak dla kuli sztywnej [20]:

$$Nu = \frac{\alpha_p \cdot d_p}{\lambda} = 2. \quad (33)$$

Korzystając z definicji upustów ciepła oraz wzorów (31÷33) opisano intensywność wewnętrznych upustów ciepła Ω zależnością:

$$\Omega = \frac{Q_T}{V_T} = \frac{12 \cdot \varphi \cdot \lambda \cdot \Delta T}{d_p^2}. \quad (34)$$

gdzie:

ΔT – różnica temperatury: w termicznej podwarstwie przyściennej T_i i wewnątrz pęcherzyka T_p obliczona według wzoru [23]:

$$T_p = T_s + \frac{4 \cdot T_s \cdot \sigma}{d_p (h'' - h') \cdot \rho''} \quad (35)$$

Stopień zapełnienia φ_T w termicznej podwarstwie przyściennej określono (zakładając, że jest on równy stopniu zapełnienia na ściance kanału) z zależności *Maleńkowa* [21], którą zmodyfikowano wprowadzając człon uwzględniający przechłodzenie cieczy:

$$\varphi = \frac{q}{q \cdot \left(1 + \frac{T_s - T_F}{T_w - T_F} \right) + (h'' - h') \cdot g \cdot \rho'' \cdot w_b}, \quad (36)$$

przy czym wielkości w_b jest prędkością przemieszczania się pęcherzyka a d_p – średnicą pęcherzyka parowego określoną z zależności *Tołubińskiego* [28]:

$$w_b = 0,36 \cdot 10^{-3} \cdot \left(\frac{P_{kr}}{p} \right)^{1,4} \quad [\text{m/s}], \quad (37)$$

$$d_p = 0,124209 \cdot 10^{-3} \cdot \left(\frac{P_{kr}}{p} \right)^{-0,42958} \quad [\text{m}]. \quad (38)$$

Wielkość turbulizacji cieczy w laminarnej podwarstwie przyściennej określa się za pomocą całkowitego współczynnika przewodzenia ciepła λ_c (8). Jest on sumą molekularnego współczynnika przewodzenia ciepła λ' i turbulentnego współczynnika przewodzenia ciepła λ_T , ujmującego efekt turbulizacji. Po porównaniu wyników badań eksperymentalnych [12] z wynikami obliczeń teoretycznych według powyższego modelu stwierdzono, że zależność pomiędzy wielkościami λ_c , λ' i λ_T można przedstawić za pomocą korelacji w postaci bezwymiarowych liczb kryterialnych:

$$\frac{\lambda_c}{\lambda'} = 1 + \frac{\lambda_T}{\lambda'} = 1 + 10 \cdot (\text{Re}_p)^{0,75} \cdot (\text{Pr}')^{-2,5} \cdot \left(\frac{T_w - T_s}{T_w - T_F} \right)^2, \quad (39)$$

gdzie:

Re_p – liczba Reynoldsa opisująca efekt turbulacyjny wywołany powstawaniem i odrywaniem się pęcherzyków parowych

$$\text{Re}_p = \frac{w_p \cdot \delta_H}{\nu'}, \quad (40)$$

w_p – pozorna prędkość wzrostu pęcherzyka [19, 22]

$$w_p = \frac{q}{(h'' - h') \cdot \rho''}. \quad (41)$$

5. Opory przepływu

Całkowity spadek ciśnienia w przepływie dwufazowym składa się z trzech części [6]:

$$\left[\frac{dp}{dz} \right]_{TP} = \left[\frac{dp}{dz} \right]_{TPF} \pm \left[\frac{dp}{dz} \right]_a \pm \left[\frac{dp}{dz} \right]_h, \quad (42)$$

gdzie:

$\left[\frac{dp}{dz} \right]_{TPF}$ – tarciovy spadek ciśnienia,

$\left[\frac{dp}{dz} \right]_a$ – przyśpieszeniowy spadek ciśnienia,

$\left[\frac{dp}{dz} \right]_h$ – hydrostatyczny spadek ciśnienia.

Zgodnie z przyjętymi założeniami (punkt 3), tarciovy spadek ciśnienia jest równoważony przez naprężenia styczne τ_w na ściance kanału, co można zapisać

$$\left[\frac{dp}{dz} \right]_{TPF} = \frac{C}{A} \cdot \tau_w, \quad (43)$$

gdzie:

C – obwód zwilżony płynem,

A – pole powierzchni przekroju poprzecznego kanału.

τ_w – naprężenia styczne wywołane przepływem mieszaniny dwufazowej,

$$\tau_w = \frac{\rho'}{2} \cdot \left(\frac{w'}{1-\varphi} \right)^2 \cdot f, \quad (44)$$

f – liczba przepływu

$$4f = 0,316 \cdot \text{Re}^{-0,25}. \quad (45)$$

Po uwzględnieniu zależności (44) i (45) średni tarciový spadek ciśnienia w kanale rurowym o średnicy d i długości Δz wyznacza się ze wzoru.

$$\Delta p_{TPF} = 2 \cdot \int_{z_1}^{z_2} \frac{\rho' \cdot w'^2 \cdot f}{d \cdot (1-\varphi)} dz. \quad (46)$$

W proponowanej metodzie obliczenia tarciový spadku ciśnienia traktuje się fazę gazową, jako „puste miejsce” w przepływie, a więc jako rodzaj wypełnienia kanału powodujący wzrost prędkości cieczy. W rzeczywistości jednak obecność fazy gazowej i jej struktura silnie wpływają na wzrost turbulizacji w przepływającej cieczy, co powoduje wzrost naprężeń stycznych w kanale. Dlatego zależność (44) pozwalającą określać wielkość naprężeń stycznych w kanale zmodyfikowano wykorzystując wyniki badań eksperymentalnych [12]. Przyjęto, że efekt turbulizacyjny wymiany ciepła jest równoważny z efektem turbulizacyjnym przenoszenia pędu. W związku z powyższym wykorzystując zależność (39) można zapisać:

$$\frac{\tau'_w}{\tau_w} = 1 + \frac{\lambda_T}{\lambda} = 1 + 10 \cdot (\text{Re}_p)^{0,75} \cdot (\text{Pr}')^{-2,5} \cdot \left(\frac{T_w - T_s}{T_w - T_F} \right)^2, \quad (47)$$

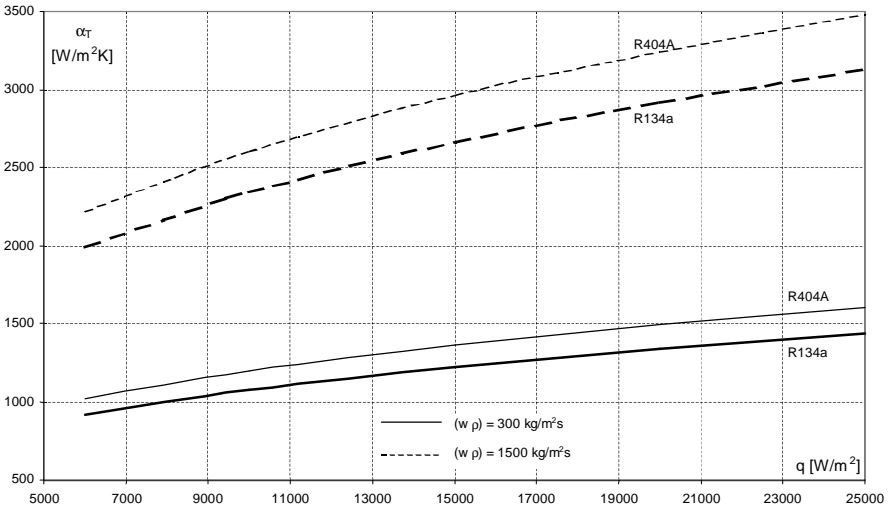
gdzie:

τ_w' – zmodyfikowana wartość naprężeń stycznych podczas przepływu mieszaniny dwufazowej o strukturze pęcherzykowej.

Wielkości przyśpieszeniowego i hydrostatycznego spadku ciśnienia wyznaczono ogólnie znanych zależności podawanych w dostępnej literaturze [19].

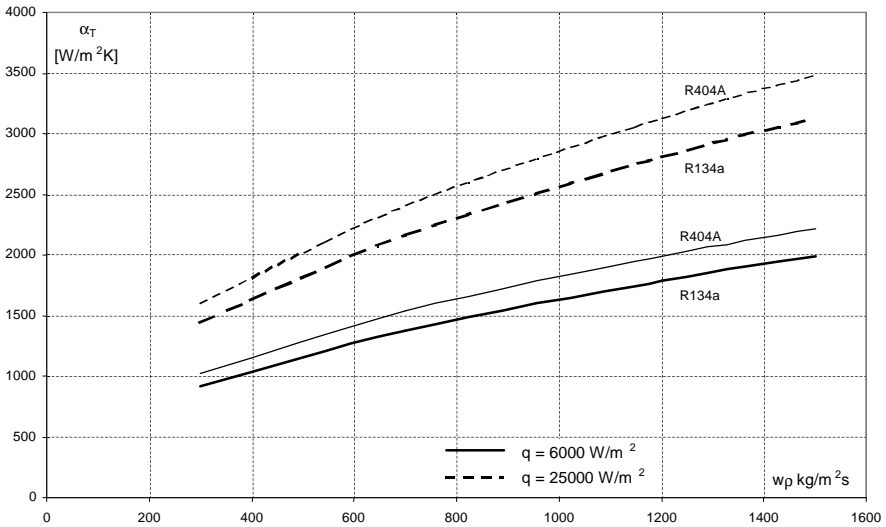
6. Wyniki obliczeń

W oparciu o przedstawiony model teoretyczny i propozycję jego szczegółowego rozwiązania przeprowadzono obliczenia dla wrzenia w kanale w kanale rurowym o średnicy $d = 0,013$ m, różnych czynników chłodniczych w szerokim zakresie parametrów cieplno-przepływowych. Własności fizyczne czynników chłodniczych przyjmowano z pracy [14]. Obliczenia pozwoliły wyznaczyć wielkości charakteryzujące proces wrzenia, w tym współczynniki przejmowania ciepła α oraz wartości oporów przepływu Δp . Na rys. 2÷4 przedstawiono przykładowe wyniki obliczeń współczynnika przejmowania ciepła α dla wrzenia przechłodzonego proekologicznych czynników chłodniczych R134a i R404A w szerokim zakresie parametrów. Rys. 2 przedstawia zależność współczynnika przejmowania ciepła α od gęstości strumienia ciepła q przy stałych poziomach gęstości strumienia masy (wp), natomiast rys. 3 podaje zależność współczynnika przejmowania ciepła α od gęstości strumienia masy (wp) przy stałych poziomach gęstości strumienia ciepła q . Na rys. 4 pokazano wpływ zmiany stopnia przechłodzenia czynnika chłodniczego na wartość współczynnika przejmowania ciepła α . Na podstawie przedstawionych zależności można ocenić wpływ poszczególnych wielkości na współczynnik przejmowania ciepła α jak również udowodnić wniosek, że w przypadku czynnika R404A wartości te są wyższe średnio o około 10% w stosunku do czynnika R134a przy tych samych wartościach parametrów cieplno-przepływowych. Na rys. 5 przedstawiono wartości spadku ciśnienia odniesione do 1 metra bieżącego kanału w zależności od gęstości strumienia ciepła q i gęstości strumienia masy (wp) przy stałym niedogrzaniu czynnika R134a na dopływie do kanału pomiarowego $\Delta T_n = 5\text{K}$.



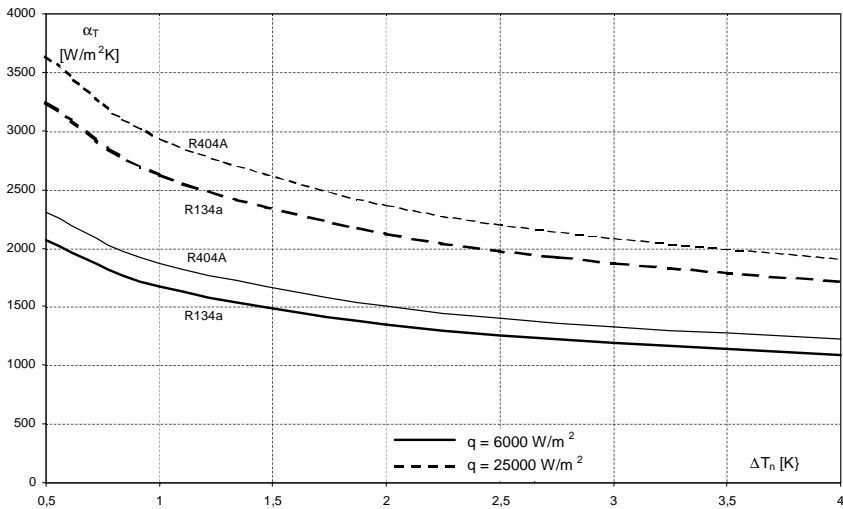
Rys. 2. Obliczeniowe wartości współczynnika przejmowania ciepła α_T dla czynników R134a i R404A przy $T_s=0^\circ\text{C}$, $\Delta T_n=2\text{K}$

Fig. 2. Computational data of heat transfer coefficient for refrigerants R134a i R404A with $T_s=0^\circ\text{C}$, $\Delta T_n=2\text{K}$



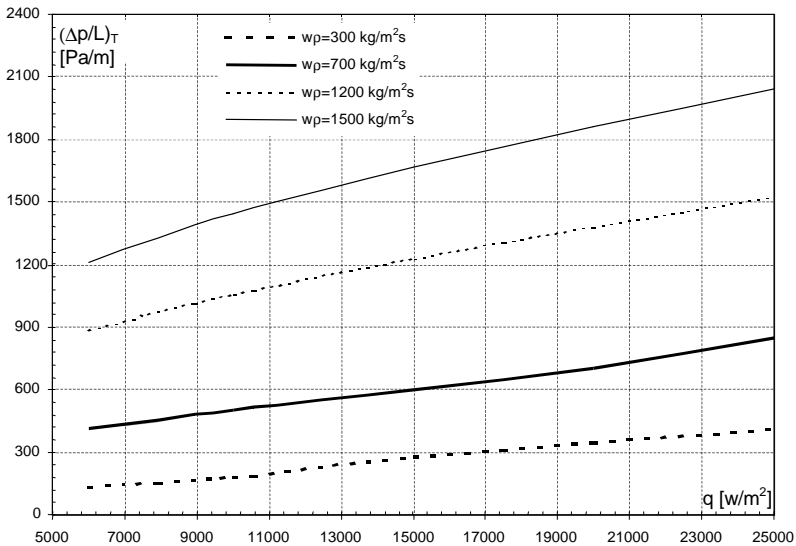
Rys. 3. Obliczeniowe wartości współczynnika przejmowania ciepła α_T dla czynników R134a i R404A przy $T_s=0^\circ\text{C}$, $\Delta T_n=2\text{K}$

Fig. 3. Computational data of heat transfer coefficient for refrigerants R134a i R404A with $T_s=0^\circ\text{C}$, $\Delta T_n=2\text{K}$



Rys. 4. Obliczeniowe wartości współczynnika przejmowania ciepła α_T dla czynników R134a i R404A przy $T_s = -10^\circ\text{C}$, $(w\rho) = 700 \text{ kg/m}^2\text{s}$

Fig. 4. Computational data of heat transfer coefficient for refrigerants R134a i R404A with $T_s = -10^\circ\text{C}$, $(w\rho) = 700 \text{ kg/m}^2\text{s}$



Rys. 5. Obliczeniowe wartości spadku ciśnienia czynnika R134a w kanale poziomym przy $T_s = 0^\circ\text{C}$, $T_{F1} = -5^\circ\text{C}$

Fig. 5. Computational data of pressure drop for refrigerant R134a in the horizontal channel with $T_s = 0^\circ\text{C}$, $T_{F1} = -5^\circ\text{C}$

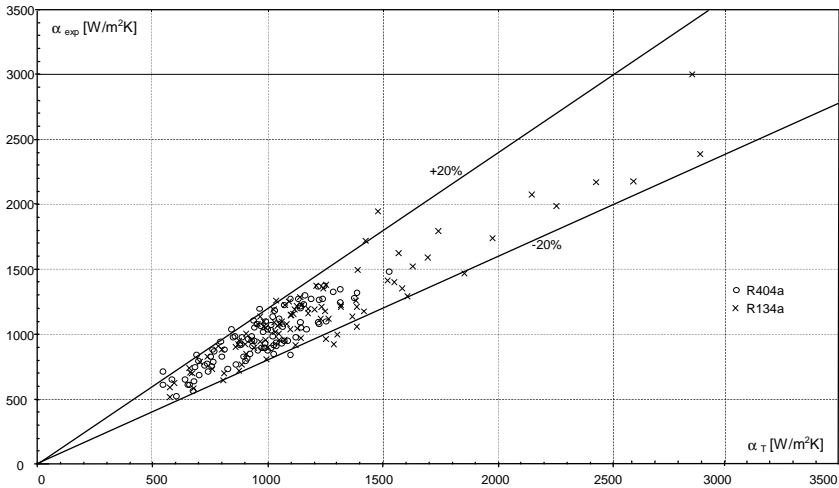
7. Porównanie wyników obliczeń z wynikami badań eksperymentalnych

Autor przeprowadził badania eksperymentalne wrzenia pęcherzykowego w kanale rurowym opisane szczegółowo w pracy [12]. Dotyczyły one wyznaczenia współczynnika przejmowania ciepła i oporów przepływu dla wrzenia nowych proekologicznych czynników chłodniczych. Wyniki obliczeń uzyskane z prezentowanego modelu teoretycznego wrzenia porównano z wynikami badań eksperymentalnych własnych i innych autorów. Na rysunkach 6 i 7 przedstawiono porównanie wyników obliczeń z wynikami własnych badań eksperymentalnych w zakresie wymiany ciepła dla czynników chłodniczych R134a i R404A. Porównanie dla czynnika R21 przedstawiono na rys. 8, gdzie do porównania przyjęto wyniki pomiarów wzięte z pracy *Mikielewicz* [25].

Proponowany model teoretyczny może być również wykorzystywany dla zakresu rozwiniętego wrzenia pęcherzykowego (przechłodzenie cieczy $\Delta T_n = 0$). Na rys. 9 przedstawiono porównanie wyników obliczeń w zakresie rozwiniętego wrzenia pęcherzykowego czynnika R21 z wynikami badań eksperymentalnych *Bilickiego* [2]. Natomiast rys. 10 prezentuje porównawcze zestawienie obliczeń według korelacji różnych autorów dla rozwiniętego wrzenia pęcherzykowego czynnika freon R12. Wyniki badań eksperymentalnych zaczerpnięto z pracy [24].

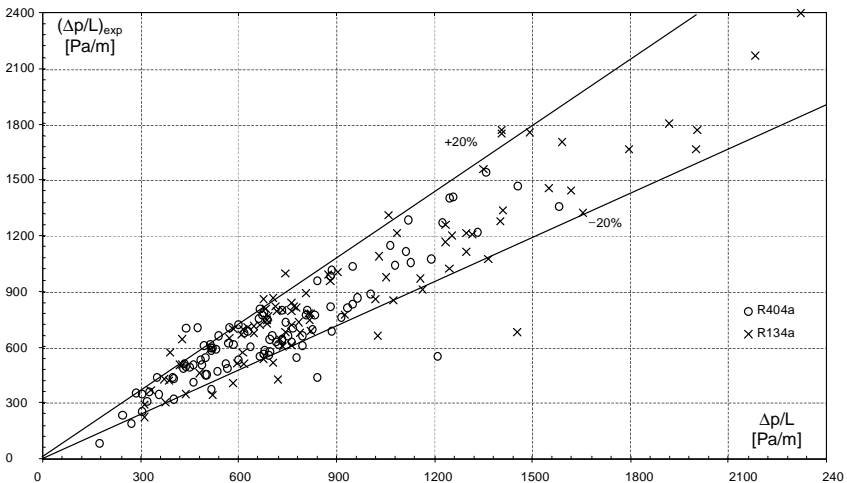
Analiza porównawcza wykazała, że uzyskane wyniki obliczeń z modelu teoretycznego wymiany ciepła dają zadawalającą zgodność z badaniami eksperymentalnymi z zakresie $\pm 20\%$.

Na rys. 11 przedstawiono przykładowo, porównanie wyników obliczeń spadków ciśnienia w kanale rurowym (o długości $l = 0,6$ m i średnicy $d = 0,013$ m) według modelu teoretycznego z wynikami własnych badań eksperymentalnych dla czynnika R134a [12]. Jest to zależność całkowitego spadku ciśnienia od gęstości strumienia masy (w_p) przy różnych poziomach dynamicznego stopnia suchości y w kanale. Rys. 12 zawiera porównanie wyników obliczeń (dla czynników R12 i R22) według korelacji różnych autorów z wynikami badań eksperymentalnych *Schlündera* [29]. Na podstawie przeprowadzonych obliczeń oporów przepływu można stwierdzić, zgodność uzyskanych wyników obliczeń teoretycznych i badań eksperymentalnych w zakresie $\pm 15\%$.



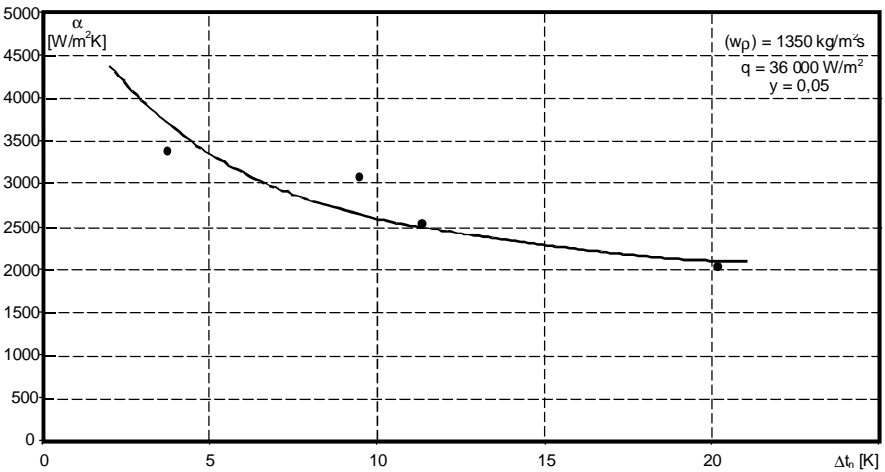
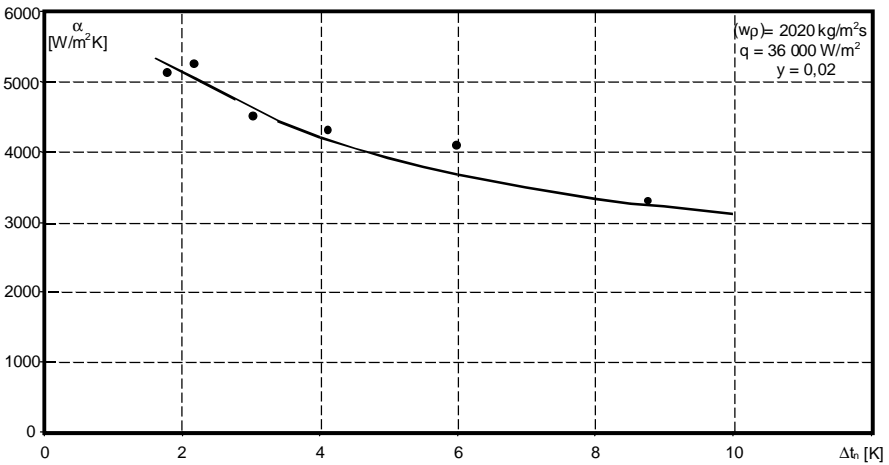
Rys. 6. Porównanie wyników obliczeń współczynnika przejmowania ciepła α dla czynników chłodniczych R134a i R404A z wynikami własnych badań eksperymentalnych [12]

Fig. 6. Comparison of computational results of heat transfer coefficient with the author's own experimental data for refrigerants R134a and R404A [12]



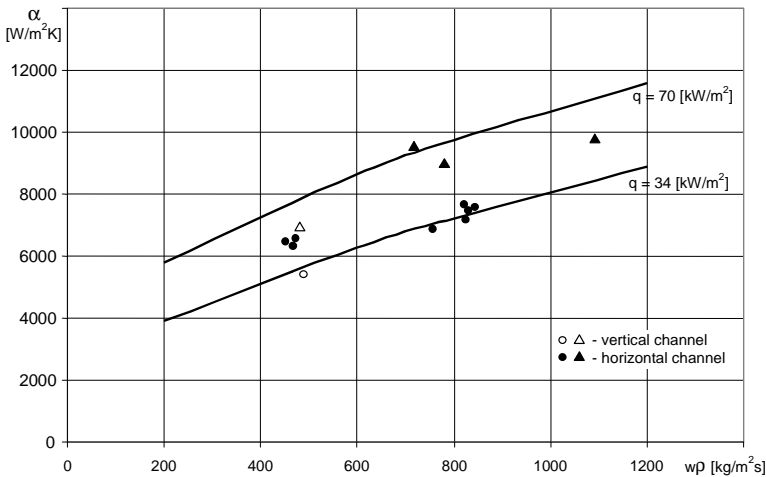
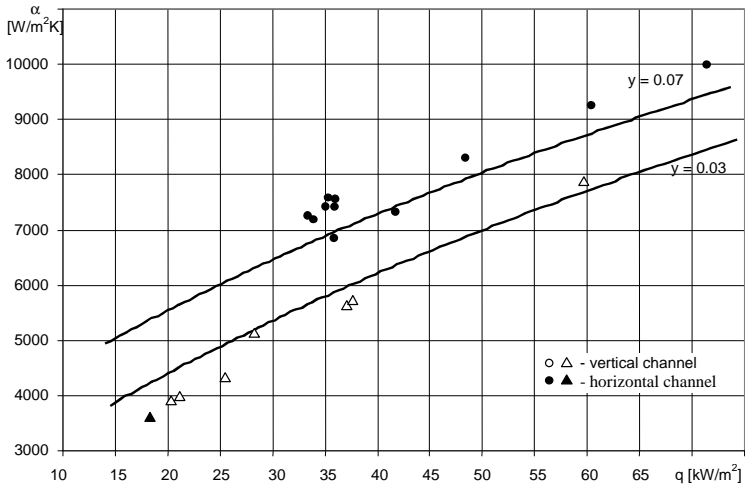
Rys. 7. Porównanie wyników obliczeń oporów przepływu dla czynników chłodniczych R134a i R404A z wynikami własnych badań eksperymentalnych [12]

Fig. 7. Comparison computational results of pressure drop with the author's own experimental data for refrigerants R134a and R404A [12]



Rys. 8. Porównanie wyników obliczeń z wynikami badań eksperymentalnych – wrzenie przechłodzone – czynnik R21 [25]

Fig. 8. Comparison of computational results with experimental data – subcooled boiling – refrigerant R21 [25]

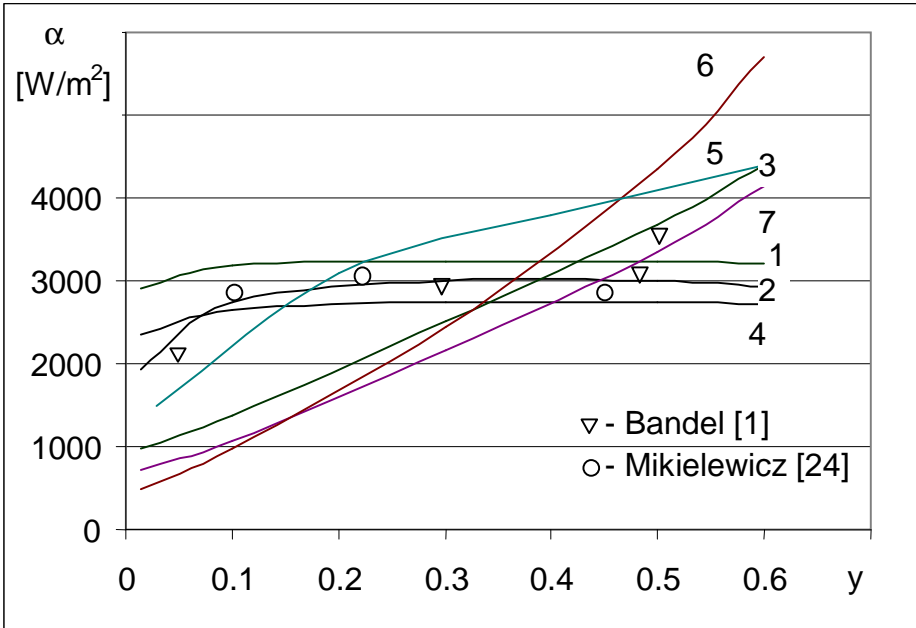


Rys. 9. Porównanie wyników obliczeń z wynikami badań eksperymentalnych – wrzenie rozwinięte [2]

- a) czynnik R21, $T_0 = +50^\circ\text{C}$, $w_p = 800 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $d = 0.013 \text{ m}$,
- b) czynnik R21, $T_0 = +50^\circ\text{C}$, $y = 0.1$, $d = 0.013 \text{ m}$.

Fig. 9. Comparison of computational results with experimental data – saturated boiling [2]:

- a) refrigerant R21, $T_0 = +50^\circ\text{C}$, $w_p = 800 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $d = 0.013 \text{ m}$,
- b) refrigerant R21, $T_0 = +50^\circ\text{C}$, $y = 0.1$, $d = 0.013 \text{ m}$.



Rys. 10. Porównanie wyników obliczeń przeprowadzonych według korelacji różnych autorów z wynikami badań eksperymentalnych [1,24]

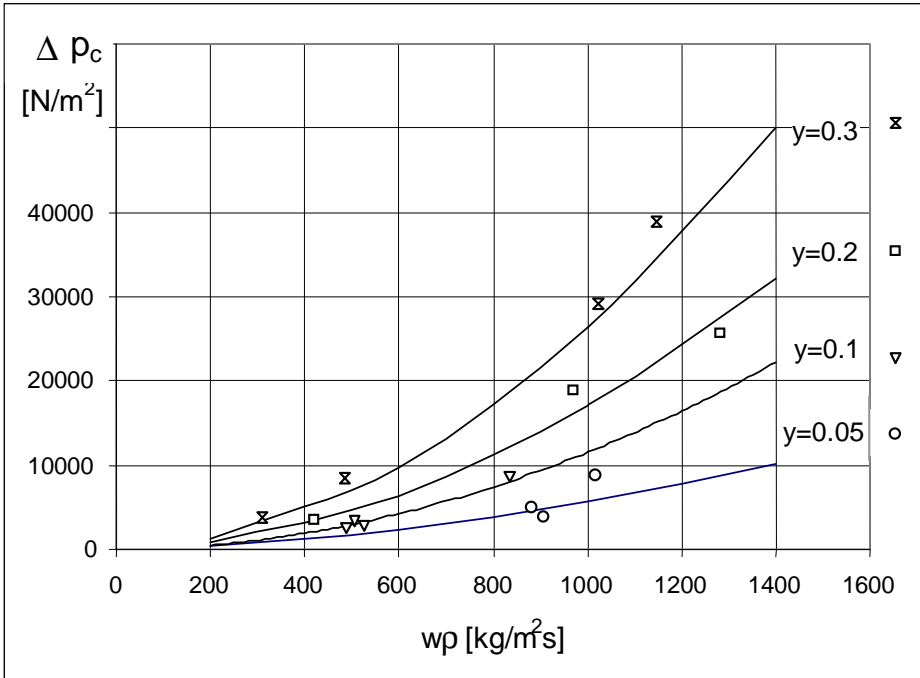
R_{12} , $p = 219100 \text{ Pa}$, $q = 23190 \text{ W/m}^2$, $w_p = 242 \text{ kg/m}^3$, $d = 0,014 \text{ m}$

1-Bilicki [2], 2-Bohdal [10, 13], 3-Dangler i Addoms [19], 4-Mikielewicz [22], 5-Mikielewicz [24], 6-Schrock i Grossman [30], 7-Wright [31]

Fig. 10. Comparison of computational results obtained from correlations of different authors with experimental data [1,24]:

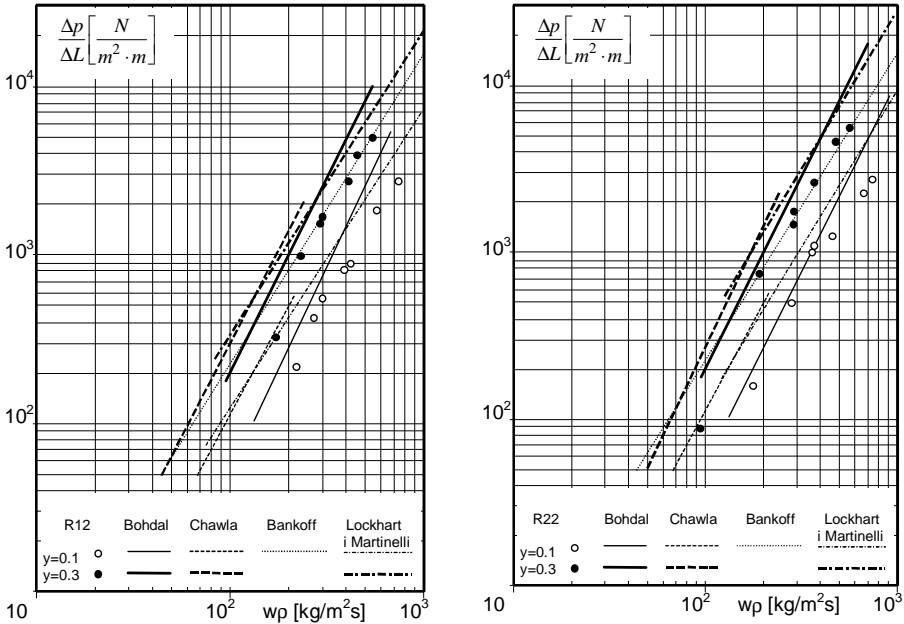
R_{12} , $p = 219100 \text{ Pa}$, $q = 23190 \text{ W/m}^2$, $w_p = 242 \text{ kg/m}^3$, $d = 0.014 \text{ m}$

1-Bilicki [2], 2-Bohdal [10, 13], 3-Dangler i Addoms [19], 4-Mikielewicz [22], 5-Mikielewicz [24], 6-Schrock i Grossman [30], 7-Wright [31]



Rys. 11. Porównanie wyników obliczeń spadków ciśnienia w kanale rurowym z wynikami badań eksperymentalnych [12]: R134a, $T_0 = -10^\circ\text{C}$, $q = 20000 \text{ W/m}^2$, $l = 0,6 \text{ m}$, $d = 0,013 \text{ m}$

Fig. 11. Comparison of the computed pressure drop in the tubular channel with experimental data [12]: R134a, $T_0 = -10^\circ\text{C}$, $q = 20000 \text{ W/m}^2$, $l = 0.6 \text{ m}$, $d = 0.013 \text{ m}$.



Rys. 12. Porównanie wyników obliczeń spadku ciśnienia według korelacji różnych autorów z wynikami badań eksperymentalnych Schlündera [29]

$$T_0 = -15^\circ\text{C}, q = 15000 \text{ W/m}^2, d = 0,013 \text{ m}$$

Fig. 12. Comparison of the computed pressure drop obtained from correlations of different authors with experimental data of Schlünder [29]

$$T_0 = -15^\circ\text{C}, q = 15000 \text{ W/m}^2, d = 0.013 \text{ m.}$$

8. Podsumowanie

W pracy przedstawiono model teoretyczny przechłodzonego wrzenia pęcherzykowego podczas przepływu w kanale rurowym czynników chłodniczych, pozwalający na określenie wielkości współczynnika przejmowania ciepła i oporów przepływu. Istotną jego cechą jest uwzględnienie składowych gęstości strumienia ciepła w podwarstwie przyściennej wynikających z procesu przewodzenia, oddziaływania upustów ciepła, efektu turbulizacyjnego i przechłodzenia cieczy. Prezentowany model może być wykorzystywany również w zakresie rozwiniętego wrzenia pęcherzykowego i nosi znamiona uogólnionego modelu a wyniki obliczeń zweryfikowano eksperymentalnie dla czynników chłodniczych R134a, R404A, R12 i R22.

W zakresie wymiany ciepła uzyskano zadawalającą zgodność obliczeń z eksperymentem w przedziale $\pm 20\%$ a w zakresie oporów przepływu $\pm 15\%$. Potwierdzono aplikacyjną przydatność prezentowanego przez autora modelowania przechłodzonego wrzenia pęcherzykowego w przepływie.

Literatura

1. **Bandel J.:** Druckverlust und Wärmeübergang bei der Verdampfung siedender Kaltemittel im durchstromten waagerechten Rohr. Dissertation. Karlsruhe 1973.
2. **Bilicki Z.:** Analiza wymiany ciepła podczas wrzenia pęcherzykowego w kanale. Praca doktorska, IMP PAN, Gdańsk 1979.
3. **Bilicki Z.:** Latent heat transport in forced boiling flow. *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 26, No 4, pp. 539÷565, 1983.
4. **Bilicki Z.:** The relation between the experiment and theory for nucleate forced boiling. *Proceedings of the 4th World Conference on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics*. Brussels, June 2÷6, Volume 2, pp. 571-578, Edizioni ETS Pisa, 1997.
5. **Bohdal T.:** Wymiana ciepła przy wrzeniu pęcherzykowym w przepływie cieczy przechłodzonej. *Archiwum Termodynamiki*, vol. 6, nr 3÷4, s. 195-210, 1985.
6. **Bohdal T.:** Opory przepływu przy przechłodzonym wrzeniu pęcherzykowym w kanale. *Archiwum Termodynamiki*, vol. 8, nr 1÷2, s. 74÷85, 1987.
7. **Bohdal T.:** The experimental investigation of the subcooled boiling flow. *Proceedings of the 4th World Conference on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics*. Brussels, June 2÷6, Volume 2, pp. 601÷606, Edizioni ETS Pisa, Italy. 1997.
8. **Bohdal T., Czapp M., Majka K.:** Semi - empirical model of subcooled boiling in channel. *Proceedings of the Third International Conference on Multiphase Flow, ICMF'98*, Lyon, France, June 8÷12. pp. 5.6-2, 1998.
9. **Bohdal T.:** A simplified method for the determination of void fraction during subcooled boiling in channel flow. *Archives of Thermodynamics*, Vol. 18, No 3÷4 1997.
10. **Bohdal T.:** Modelling the process of bubble boiling in flows. *Archives of Thermodynamics*, Vol. 21, No 3÷4, pp. 75÷98, 2000.
11. **Bohdal T.:** Początek wrzenia w przepływie proekologicznych czynników chłodniczych. Wydawnictwo: Środkowo-Pomorskiego Towarzystwa Naukowego Ochrony Środowiska: *Rocznik Ochrona Środowiska*. Tom 2, s. 263÷279, 2000.
12. **Bohdal T.:** Zjawiska wrzenia pęcherzykowego czynników chłodniczych. Monografia, Wydawnictwo Politechniki Koszalińskiej, s. 272, 2001.
13. **Bohdal T.:** An investigation of bubbly boiling of environment-friendly refrigerating media. *International Journal of Heat Transfer Engineering*, No 6, Volume 22, pp. 26÷39, 2001.
14. **Bonca Z., Butrymowicz D., Dambek D., Depta A., Targański W.:** Czynniki Chłodnicze i nośniki ciepła. IPPU MASTA sp. Z o. o. Gdańsk 1997.
15. **Donevski B., Saga T., Kobayashi T., Segawa S.:** A study of bubble dynamics in subcooled flow boiling using image processing technology. *Proceedings of the 4th World Conference on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics*. Brussels, June 2÷6, Volume 2, pp. 971÷978, Edizioni ETS Pisa, Italy. 1997.
16. **Kowalski J.:** Określenie początku rozwiniętego wrzenia przechłodzonego w przepływie wymuszonym. *Prace Instytutu Maszyn Przepływowych*, zeszyt 74, s. 37÷46 1977.

17. **Kowalski J.E., Hembroff R.L.:** An experimental study of subcooled boiling heat transfer in the finned annulus Proceedings of the 4th World Conference on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics. Brussels, June 2÷6, Volume 2, pp. 607-613, Edizioni ETS Pisa, Italy. 1997.
18. **Kroeger P.G., Zuber N.:** An analysis of the effects of various parameters on the average void action in subcooled boiling. Int.J.of Heat and Mass Transfer, vol.11, No 2, pp. 211, 1968.
19. **Madejski J.:** Wymiana ciepła przy wrzeniu i przepływy dwufazowe. Cz. II, Ośrodek Informacji o Energii Jądrowej, W-wa, 1973.
20. **Madejski J.:** Teoria wymiany ciepła. Wydawnictwa Politechniki Szczecińskiej, 1998.
21. **Maleńkow J.G.:** O zavisimosti czastoti otrywa parowych puzyriey ot ich razmiera. Inżyniero - Fizyczny Żurnal, tom XX, nr 6 - Nauka i Technika, Minsk, 1971.
22. **Mikielewicz J.:** Semi - empirical method of determining the heat transfer coefficient for subcooled, saturated boiling in a channel. Int J. Heat Mass Transfer. Vol.17, pp. 1129-1134, 1974.
23. **Mikielewicz J., Kubski P.:** Wymiana ciepła i masy w zarysie. Wydawnictwa Wyższej Szkoły Inżynierskiej w Koszalinie, 1979.
24. **Mikielewicz J., Iwicki J., Mikielewicz D.:** A general correlation for saturated freon flow boiling in a horizontal tube. Recent Advances in Heat Transfer. B. Sunden and A. Žukauskas (Editors) Elsevier Science Publishers B.V. Amsterdam, pp. 190÷203, 1992.
25. **Mikielewicz J.:** Wymiana ciepła i opory przepływu freonu 21 przy wrzeniu przechłodzonym w kanale generatora pary. Prace IMP, Gdańsk zeszyt 60, s.109÷121, 1972.
26. **Pabisz R.A., Bergles A.E.:** Using pressure drop to predict the critical heat flux in multiple tube, subcooled boiling systems. Proceedings of the 4th World Conference on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics. Brussels, June 2÷6, Volume 2, pp. 851-858, Edizioni ETS Pisa, Italy. 1997.
27. **Rasmus A.:** Teoretyczny model procesu wrzenia w przepływie. Monografia WSI Koszalin, 1990.
28. **Rasmus A.:** Heat transfer flow boiling - theoretical model. Recent Advances in Heat Transfer. B. Sunden and A. Žukauskas (Editors) Elsevier Science Publishers B.V. Amsterdam, pp. 176÷188, 1992.
29. **Schlünder E.U.:** Druckverlust und Wärmeübergang bei der Verdampfung reiner flüssigkeiten in waagerechten Rohren. Verfahrenstechnik 1975, Z.8, s. 11 und Hochschulkurs Apparatenbau 1975, s. 240.
30. **Schrock V.E., Grossman L.M.:** Forced convection boiling studies; Forced convection vaporisation project. USAEC Report TID-14632, 1959.
31. **Wright R.M.:** Downflow forced convection boiling of water in uniformly heated tubes. USAEC Report, UCRL-9744, 1961.

Oznaczenia; Symbols:

- A - pole powierzchni przekroju; *section area*, m^2
A - współczynnik, wzór 7; *coefficient*, eq. 7
B - współczynnik, wzór 8; *coefficient*, eq. 8
c - ciepło właściwe; *specific heat*, J/kgK
C - obwód; *perimeter*, m
C - współczynnik; *coefficient*
f - liczba pęcherzyków powstająca w jednostce czasu; *amount of bubbles arising in the time unit*, szt./s
h - entalpia właściwa; *specific enthalpy*, J/kg
d - średnica; *diameter*, m
f - liczba przepływu; *flow number*
g - przyspieszenie ziemskie; *gravitational acceleration*, m/s
Ja - liczba Jacoba; *Jacob number*
Ku - liczba Kutateladzego; *Kuteladze number*
l - długość; *length*, m
q - gęstość strumienia ciepła; *heat flux density*, W/m^2
m - współczynnik, wzór 7, 8; *coefficient*, eq. 7, 8
n - współczynnik, wzór 7, 8; *coefficient*, eq. 7, 8
n - liczba pęcherzyków powstająca na jednostce powierzchni; *amount of bubbles arising on the area unit*, szt./ m^2
Nu - liczba Nusselta; *Nusselt number*
p - ciśnienie; *pressure*, Pa
Pr - liczba Prandtla; *Prandtl number*
r - ciepło parowania; *heat of vaporization*, J/kg
r - promień; *radius*, m
R - współczynnik wzrostu oporów przepływu; *flow resistance increase coefficient*
Re - liczba Reynoldsa; *Reynolds number*
T - temperatura; *temperature*, K
V - objętość; *volume*, m^3
w - prędkość; *velocity*, m/s
wp - gęstość strumienia masy; *mass flux density*, kg/m^2s
x - statyczny stopień suchości; *static dryness degree*
y - dynamiczny stopień suchości; *dynamic dryness degree*
z - współrzędna osiowa; *axis coordinate*, m
 α - współczynnik przejmowania ciepła; *heat taking coefficient*, W/m^2K
 δ - grubość warstwy przyściennej; *by-wall layer thickness*, m
 Δ - różnica; *difference*
 ε - współczynnik dyfuzyjności ciepła; *heat diffusivity coefficient*, m^2/s

φ	- stopień zapełnienia; <i>filling degree</i>
λ	- współczynnik przewodzenia ciepła; <i>heat conduction coefficient</i> , W/mK
μ	- dynamiczny współczynnik lepkości; <i>dynamic viscosity coefficient</i> , kg/ms
ν	- kinematyczny współczynnik lepkości; <i>kinematic viscosity coefficient</i> , m ² /s
ρ	- gęstość; <i>density</i> , kg/m ³
σ	- napięcie powierzchniowe; <i>surface tension</i> , N/m
τ	- naprężenia styczne; <i>shearing stresses</i> , N/m ²
Ω	- upusty ciepła; <i>heat sinks</i> , J/m ³
ξ	- współczynnik oporu przepływu; <i>flow resistance coefficient</i>

Indeksy dotyczą; indexes apply to:

dolne; lower

a	- przyspieszeniowego spadku ciśnienia; <i>accelerational pressure drop</i>
b	- wrzenia; <i>boiling</i>
c	- wartości całkowitej; <i>total value</i>
F	- płynu; <i>fluid</i>
h	- hydrostatycznego spadku ciśnienia; <i>hydrostatic pressure drop</i>
H	- hydraulicznej podwarstwy przyściennej; <i>by-wall hydraulic layer</i>
k	- konwekcji; <i>convection</i>
n	- niedogrzenia; <i>non-reheating</i>
p	- stałego ciśnienia; <i>constant pressure</i>
p	- pęcherzyka; <i>bubble</i>
r	- współrzędnej promieniowej; <i>radial coordinate</i>
R	- warunków równowagowych; <i>equilibrium conditions</i>
s	- nasycenia; <i>saturation</i>
śr	- wartości średniej; <i>mean value</i>
T	- termicznej podwarstwy przyściennej, turbulencji; <i>thermal by-wall sub-layer, turbulence</i>
TP	- układu dwufazowego; <i>two-phase system</i>
TPb	- wrzenia pęcherzykowego w przepływie; <i>bubble boiling in flow</i>
TPF	- tarcowego spadku ciśnienia; <i>friction pressure drop</i>
z	- współrzędnej osiowej; <i>axis coordinate</i>
w	- ścianki; <i>wall</i>
1	- parametrów czynnika na dopływie; <i>medium parameters in the inflow</i>
0,1,2, 3	- odpowiednio kolejnej wielkości; <i>respectively consecutive quantity</i>

górne; upper

prim	- cieczy, wartości zmodyfikowanej; <i>liquid, modified value</i>
bis	- pary; <i>steam</i>

Modelling The Process Of Subcooled Bubble Boiling In Flows

Abstract

The process of bubble boiling is of great significance in refrigeration industry. Among other applications, the boiling mechanism is utilised to obtain low temperatures in heat exchangers. Boiling refrigerants consume heat, decreasing the temperature of the heat exchanger walls, then decreasing the ambience temperature. Compared to single-phase forced convection, the intensity of heat transfer during boiling is considerably larger. This enables the reduction, for example in size and weigh, of the heat exchangers.

Design of high performance heat exchangers – technically and economically optimal – requires accurate and experimentally validated computational procedures for the description of boiling. Therefore, further theoretical and experimental investigations are in demand to increase our understanding of the boiling process in refrigeration evaporators [1,11,13,22]. This refers in particular to new environment-friendly refrigerants that supersede old halogen-derivative media (freons). Prompted by both fundamental and applicative aspects, the author undertook a theoretical analysis and experimental investigations of boiling in flows, extending on halogen-derivative media and their ecological substitutes. The present paper is devoted to general methods of modelling the process of subcooled and saturated bubble boiling in flows of refrigeration media.

A theoretical model of bubble boiling during the flow of refrigeration media in a tubular channel has been presented. The model enables the determination of the heat transfer coefficient and flow resistance. An essential feature of the model is that it accounts for components of the heat flux density in the boundary sublayer due to convection, interaction of heat sinks and turbulence effects. The presented model is considered to possess a general meaning; computational results have been experimentally validated for five refrigerating media: R134a, R404A, R507, R12, R21 and R22.

It is assumed in the proposed model, as in accordance with the Prandtl–Taylor theory, that two regions can be distinguished in the channel flow: laminar boundary sublayer and turbulent core. For a fully developed turbulent flow in the channel, it is the laminar boundary sublayer where the most essential changes of the liquid temperature and velocity take place. Therefore, the effects in the laminar boundary sublayer are decisive for the heat and momentum transfer. Consequently, for a given cross-section of the channel, a constant value of temperature and velocity in the core flow can be assumed. The temperature profile in the thermal boundary sublayer during convective heat transfer can be considered linear as the heat transfer is due to conduction. On the other hand, during flow boiling the emerging vapour bubbles intensify heat and momentum transfer, and as a result, the temperature profile is nonlinear and the thickness of the laminar boundary sublayer is reduced. However, the velocity profile in the laminar boundary sublayer can still be assumed linear, with zero at the wall. Bearing in mind all the above, further considerations will be restricted to the laminar boundary layer, and the processes taking place there.