

Histereza rozwoju i zaniku wrzenia pęcherzykowego

Tadeusz Bohdal
Politechnika Koszalińska

1. Wstęp

Przeprowadzone w ostatnich latach badania wykazują, że ośrodki dwufazowe wykazują interesujące własności falowe [2,5,6,7]. Wywierają one również wpływ na proces wrzenia a szczególnie na jego rozpoczęcie, rozwój, zanik i zakończenie. Jest to szczególnie istotne w przypadku wystąpienia zerowego kryzysu. W celu wyjaśnienia zjawiska wrzenia z punktu widzenia dynamiki procesu, niestabilności, wzajemnego oddziaływania faz i tworzenia się różnych struktur przepływu dwufazowego potrzebne są pomiary zmian parametrów układu w czasie i na długości kanału. Powstały obecnie warunki szerszego niż dotychczas wprowadzenia komputerowych systemów rejestracji i przetwarzania danych pomiarowych [1,3]. Pozwala to niewątpliwie na lepsze rozpoznanie zjawisk towarzyszących procesowi wrzenia pęcherzykowego w przepływie. Aby zainicjować proces wrzenia należy uzyskać dostatecznie duże przegrzanie zarodków pary i pobudzić je do produkcji pęcherzyków parowych. Wymagane jest przekroczenie tak zwanego progu aktywności zarodka. Aktywizacja i dezaktywizacja zarodków parowych na ogrzewanej ścianie nie następuje jednak przy tym samym przegrzaniu, lecz z pewnym opóźnieniem. Zjawisko to nosi nazwę *histerozy nukleacji* i jest przyczyną występowania zerowego kryzysu wrzenia, podczas którego następuje zamiana mechanizmu wymiany ciepła z konwekcji w układzie jednofazowym cieczy na wrzenie pęcherzykowe [4]. Towarzyszy temu gwałtowny spadek temperatury powierzchni wymiany ciepła, przy zachowaniu nie zmienionej temperatury płynu w dalszej odległości od ścianki oraz przy zachowaniu stałej wielkości gęstości strumienia ciepła. Zanik wrzenia przebiega łagodnie. Wraz ze zmniejszaniem przegrzania ogrzewanej powierzchni następuje sukcesywne ograniczanie generacji pęcherzyków paro-

wych. Zjawisko to nosi nazwę *histerezy wymiany ciepła*, przy czym towarzyszy mu *histereza oporów przepływu*.

Istnieją wszelkie przesłanki (uzasadnione również wcześniejszymi badaniami autora), aby postawić hipotezę, że zjawisko zerowego kryzysu wrzenia w przepływie posiada charakter falowy. Pierwsze pęcherzyki pary powstają w miejscu największego przegrzania cieczy, to jest na końcu ogrzewanego kanału. Rozwój wrzenia następuje w postaci tzw. *frontu wrzenia*, który przemieszcza się w kierunku przeciwnym do przepływu czynnika z prędkością zależną od przegrzania cieczy przy ogrzewanej ściance. Zanik wrzenia następuje odwrotnie to znaczy najwcześniej zanika na początku ogrzewanego kanału i sukcesywnie postępuje zgodnie z kierunkiem przepływu czynnika.

2. Cel badań i stanowisko pomiarowe

Celem badań eksperymentalnych było jakościowe i ilościowe potwierdzenie możliwości zachodzenia rozwoju i zaniku wrzenia pęcherzykowego w ogrzewanym kanale w granicach pętli histerezy wymiany ciepła i oporów przepływu. Istotnym było również poznanie właściwości zjawiska dla nowych proekologicznych czynników chłodniczych stanowiących obecnie zamienniki wycofywanych freonów.

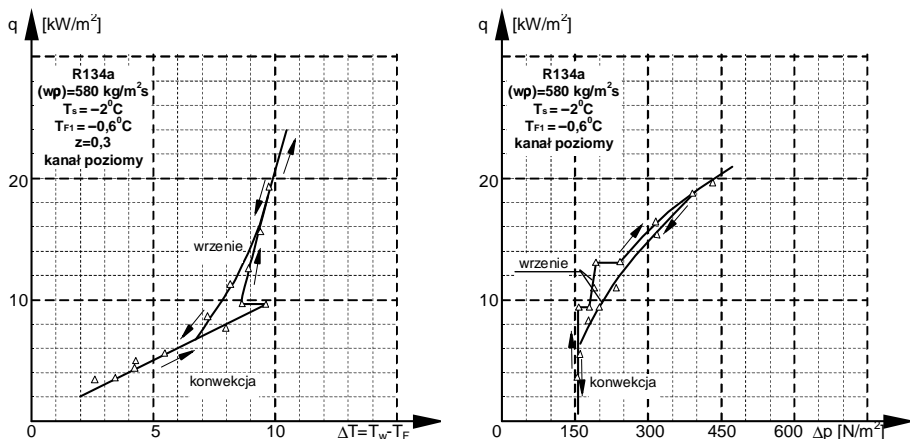
Badania eksperymentalne przeprowadzono na stanowisku pomiarowym, którego szczegółowy opis zamieszczono w pracach [1,3].

3. Wyniki badań i ich analiza

3.1. Zerowy kryzys wrzenia

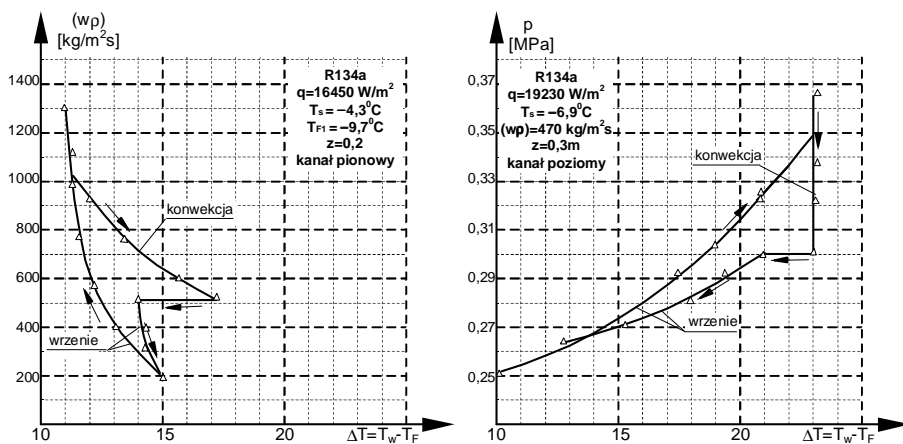
Badanie klasycznego zjawiska zerowego kryzysu wrzenia w przepływie proekologicznych czynników chłodniczych R134a i R123 przeprowadzono w zakresie: gęstości strumienia ciepła $q = 0 \div 30 \text{ kW/m}^2$, gęstości strumienia masy ($w\rho$) = $200 \div 1200 \text{ kg/(m}^2\text{s)}$ oraz ciśnienia absolutnego $p = 0,1 \div 1 \text{ MPa}$. Podczas badań zmieniano gęstość strumienia ciepła q (lub strumienia masy ($w\rho$)) przez zwiększanie lub zmniejszanie tych wielkości.

Na rys. 1 przedstawiono wyniki badań dla czynnika R134a uzyskane drogą wzrostu i spadku strumienia ciepła q . Zauważa się nie tylko pętlę histerezy wymiany ciepła i obniżenie temperatury ścianki podczas rozpoczęcia wrzenia pęcherzykowego, ale również towarzyszącą jej histerezę oporów przepływu. Proces wrzenia rozpoczynał się podobnie jak dla freonów na końcu ogrzewanego kanału i etapami, skokowo przemieszczał się w kierunku przeciwnym do kierunku przepływu czynnika. Świadczyło to o wyraźnych znamionach falowego charakteru zjawiska zerowego kryzysu wrzenia.



Rys. 1. „Histereza” wymiany ciepła i oporów przepływu dla czynnika R134a
Fig. 1. Heat transfer and pressure drop “hysteresis” for refrigerant R134a

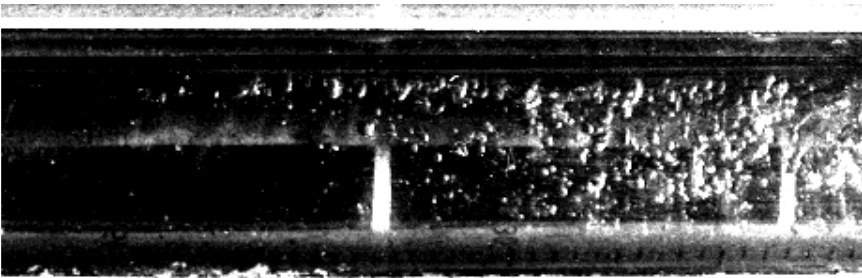
Na rysunku 1a można zauważyć przebieg zjawiska wrzenia w dwóch etapach, zaś na rys. 1b w trzech etapach. Rys. 2 przedstawia histerezę wymiany ciepła dla czynnika R134a uzyskaną na drodze zmian gęstości strumienia masy i ciśnienia w kanale.



Rys. 2. „Histereza wymiany ciepła” dla czynnika chłodniczego R134a uzyskana na drodze zmian gęstości strumienia masy i ciśnienia w kanale
Fig. 2. „Heat transfer hysteresis” for refrigerant R134a obtained by changes of mass flux density and pressure in the channel

3.2. Rozwój wrzenia wywołany obniżeniem ciśnienia w kanale

Dalsze badania eksperymentalne dotyczyły rozwoju i zaniku wrzenia pęcherzykowego w przepływie oraz towarzyszących im zjawisk. Wywołanie rozwoju wrzenia w ogrzewanym kanale wymaga spełnienia określonych warunków, w tym odpowiednio dużego przegrzania cieczy oraz istnienia zarodków pęcherzyków parowych. W badaniach eksperymentalnych stworzono warunki do rozpoznania i opisu tych zjawisk. Zastosowano następujące sposoby wywołania wrzenia w przepływie: obniżanie ciśnienia, obniżanie gęstości strumienia masy czynnika chłodniczego oraz zwiększanie gęstości strumienia ciepła na ściance kanału rurowego. Dotychczas praktykowane sposoby quasistatycznego oddziaływania na zmiany powyższych parametrów (najczęściej opisywane w literaturze) zastąpiono *oddziaływaniem o charakterze dynamicznym*. Na stanowisku istniała możliwość prowadzenia obserwacji zjawisk w procesie rozwoju i zaniku wrzenia (rys. 3).

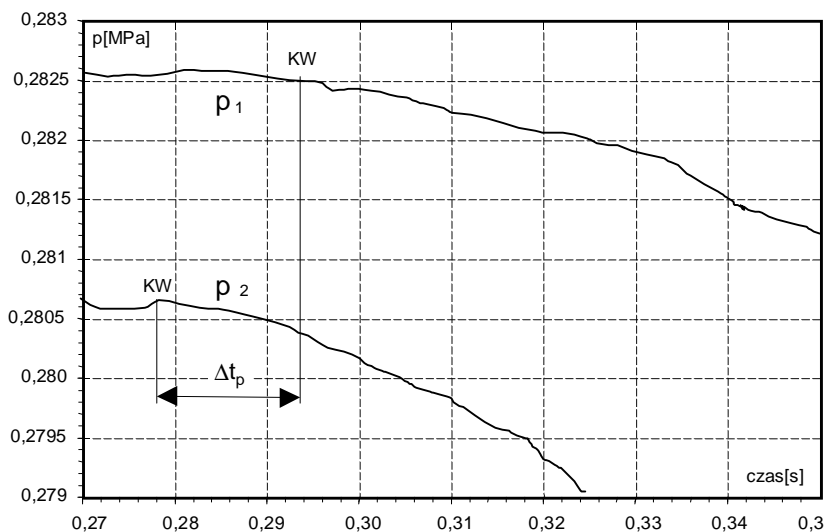


Rys. 3. Przykład obserwacji rozwoju wrzenia pęcherzykowego w kanale: czynnik R134a; $(w\rho)=615\text{kg/m}^2\text{s}$; $q=15,1\text{W/m}^2$; $p_1=0,51\text{MPa}$; $\Delta p=0,13\text{MPa}$

Fig. 3. Visualisation of development of bubbly boiling in channel flow; refrigerant R134a; $(w\rho)=615\text{kg/m}^2\text{s}$, $q=15.1\text{W/m}^2$, $p_1=0.51\text{MPa}$, $\Delta p=0.13\text{MPa}$

Parametry czynnika przed rozpoczęciem wrzenia w kanale dobrano tak, aby w kanale (pionowym lub poziomym) występował przepływ cieczy przechłodzonej o kilka Kelwinów w odniesieniu do temperatury nasycenia. Gęstość strumienia ciepła doprowadzanego do ścianki kanału oraz gęstość strumienia masy czynnika w kanale były zbliżone do wartości, przy których następuje rozwój wrzenia pęcherzykowego w kanale. Następnie obniżano ciśnienie do takiej wartości, aby wywołać chwilowe ale dostatecznie duże przegrzanie cieczy w kanale umożliwiające rozwój procesu wrzenia. Impuls obniżonego ciśnienia wywołany za odcinkiem pomiarowym przemieszczał się w kierunku przeciwnym do przepływu cieczy i powodował rozwój wrzenia w kanale. Powstające pęcherzyki pary odrywały się sukcesywnie od ogrzewanej ścianki i przemiesz-

czały w głąb rdzenia przepływu tworząc mieszaninę dwufazową. Spadkowi ciśnienia w kanale (przy stałej gęstości strumienia ciepła doprowadzanego do ścianki kanału i gęstości strumienia masy w kanale) i rozwojowi procesu wrzenia towarzyszyło obniżenie temperatury ścianki. Było ono wynikiem wzrostu intensywności wymiany ciepła wywołanej powstawaniem pęcherzyków pary na ogrzewanej powierzchni. Przemieszczanie się impulsu obniżonego ciśnienia i temperatury ścianki miało charakter falowy. Prędkość fali ciśnieniowej v_p i temperaturowej v_T określano na podstawie analizy zmiany w czasie ciśnienia i temperatury na długości kanału. Przykłady wyznaczania prędkości v_p i v_T przedstawiono na rys. 4 i 5.

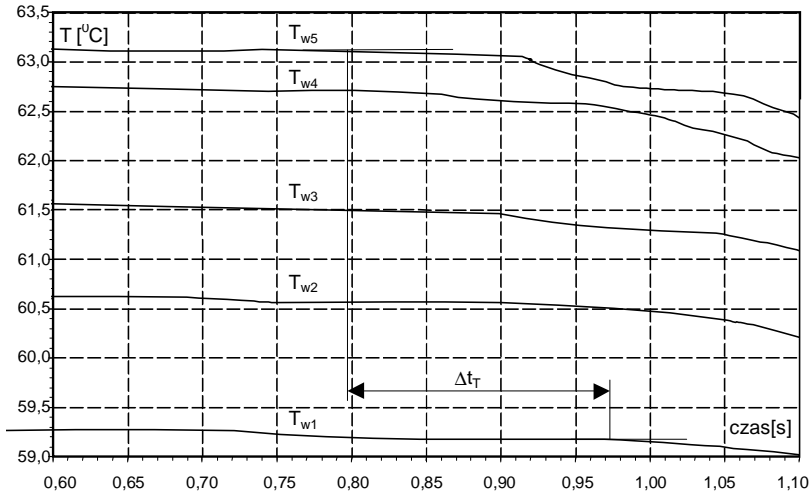


Rys. 4. Zmiany ciśnienia p podczas rozwoju wrzenia pęcherzykowego w kanale; czynnik R123, $q = 13,85 \text{ kW/m}^2$; $(w\rho) = 445 \text{ kg/m}^2\text{s}$; $\Phi_I=0,005$; Δt_p – czas przemieszczania się impulsu ciśnienia wywołującego rozwój wrzenia

Fig. 4. Changes of pressure p during development of bubbly boiling in channel flow; refrigerant R123, $q = 13.85 \text{ kW/m}^2$, $(w\rho) = 445 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $\Phi_I=0,005$; $\Delta\tau_p$ – time of propagation of the pressure wave giving rise to boiling

Rysunek 4 przedstawia zmianę ciśnienia w czasie na doływie i wpływie czynnika z kanału pomiarowego a rys. 5. zmianę temperatury w pięciu przekrojach pomiarowych na długości kanału. Na podstawie rys. 4 stwierdzono, że czas przepływu impulsu obniżonego ciśnienia jest ograniczony i w tym przypadku wynosi około 15 milisekund na długości 0,9 m (odległość umieszczenia czujników pomiaru ciśnienia). Oznacza to, że prędkość przemieszczania się

zaburzenia wywołującego proces wrzenia wynosi $v_p \approx 60$ m/s. Nie oznacza to jednak, że front wrzenia przemieszczał się z taką prędkością (prędkość ta była mniejsza). Wskazują na to zmiany temperatury na długości kanału pomiarowego (rys. 5). Rozmieszczone wzdłuż ogrzewanego kanału czujniki termoelektryczne zarejestrowały przemieszczanie się „zmian” temperatury ścianki na długości 0,5 m w czasie około 170 milisekund. Prędkość przemieszczania się frontu wrzenia określana prędkością v_T zmiany temperatury ścianki wynosiła więc około $v_T \approx 2,9$ m/s.



Rys. 5. Zmiany temperatury czynnika i ścianki kanału T_w podczas rozwoju wrzenia pęcherzykowego w kanale; czynnik R123; $q = 13,85$ kW/m²; $(w\rho) = 445$ kg/m²s; $\Phi_l=0,005$; Δt_T – czas przemieszczania się frontu wrzenia

Fig. 5. Change of wall temperature T_w during development of bubbly boiling in channel flow; refrigerant R123, $q = 13.85$ kW/m², $(w\rho) = 445$ kg/m²s, Δt_T – time of propagation of the boiling front in the channel

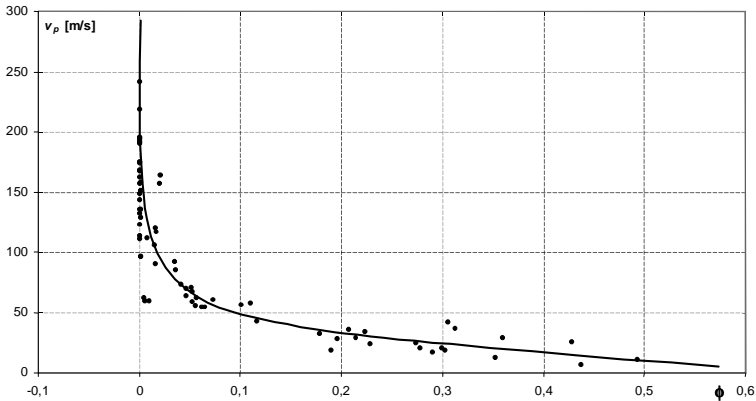
W podobny sposób wykonano badania w warunkach, gdy do odcinka pomiarowego dopływała mieszanina dwufazowa o strukturze pęcherzykowej i temperaturze nasycenia. Przed rozpoczęciem pomiarów zwiększano quasistatycznie strumień ciepła doprowadzany do ścianki kanału, nie wywołując w nim wrzenia powierzchniowego. Wrzenie pęcherzykowe występowało tylko w rdzeniu przepływu. Następnie obniżano ciśnienie czynnika w kanale, wywołując rozwój wrzenia powierzchniowego. Uzyskano podobne efekty, jak dla rozwoju wrzenia w przepływie cieczy.

W wyniku przeprowadzonych pomiarów stwierdzono, że prędkość v_p przemieszczania się impulsu obniżonego ciśnienia Δp wywołującego rozwój wrzenia w kanale zależała przede wszystkim od stopnia zapełnienia Φ czynnika chłodniczego. Przy zerowych wartościach stopnia zapełnienia ($\Phi = 0$) prędkość v_p wynosiła około 200 m/s. Wraz ze wzrostem wielkości Φ prędkość gwałtownie malała do kilkunastu metrów na sekundę (dla $\Phi = 0,4 \div 0,5$).

Na rys. 6 przedstawiono wyniki pomiarów dla czynnika chłodniczego R123 w postaci zależności prędkości v_p przemieszczania się impulsu obniżonego ciśnienia wywołującego rozwój wrzenia w kanale od stopnia zapełnienia Φ czynnika chłodniczego.

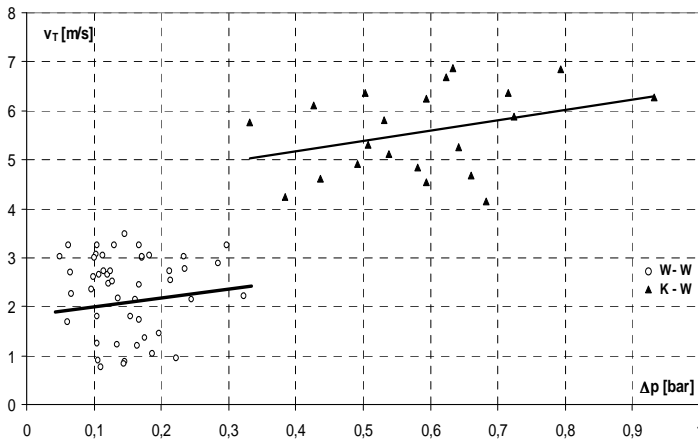
Front wrzenia powstający na ogrzewanej ścianie przemieszczał się ze znacznie mniejszą prędkością v_T . Były to wartości rzędu kilku metrów na sekundę i mniejsze. Wartość prędkości v_T zależały od wielkości impulsu spadku ciśnienia Δp i stopnia zapełnienia Φ . Na rys. 7 przykładowo przedstawiono zależność prędkości przemieszczania się frontu wrzenia v_T od spadku ciśnienia Δp czynnika R134a.

Przy obniżaniu ciśnienia czynnika w kanale następował spadek temperatury T_s nasycenia czynnika. Powodowało to chwilowy wzrost stopnia przegrzania cieczy ΔT_s , do momentu rozpoczęcia wrzenia. Szczególnie duże przegrzanie następuje na ogrzewanej ścianie kanału. Przy gwałtownym obniżaniu ciśnienia chwilowe lokalne przegrzanie T_s osiągało znaczne wartości. W przeprowadzonych badaniach rejestrowano lokalne chwilowe przegrzania rzędu 40-50 K. Każdorazowo uzyskiwano krytyczne przegrzanie cieczy, aby zainicjować proces wrzenia, czyli przekroczyć próg aktywności zarodków pary. Wzrost przegrzania cieczy sprzyjał wzmoczonej aktywacji zarodków wrzenia, co objawiało się wyższą prędkością przemieszczania się frontu wrzenia. Na rys. 8 przedstawiono zależność prędkości przemieszczania się frontu wrzenia v_T od chwilowego lokalnego przegrzania cieczy ΔT_s na ogrzewanej ścianie. Podczas rozwoju wrzenia powierzchniowego w układzie dwufazowym prędkości v_T zmieniały się w granicach od 1-3 m/s, przy lokalnych chwilowych przegrzaniach cieczy od 5-15 K. Gdy rozwój wrzenia powierzchniowego następował w układzie jednofazowym (ciecz) wówczas prędkości v_T były o około 50% wyższe, w porównywalnym zakresie przegrzania cieczy. W tym przypadku udało się uzyskać znacznie wyższe lokalne przegrzania cieczy rzędu 50-60 K i wtedy wartość prędkości v_T dochodziła do około 6 m/s. Występujące opóźnienie w rozwoju wrzenia powierzchniowego należy tłumaczyć, między innymi, wpływem pojemności cieplnej czynnika w podwarstwie przyściennej i ścianki ogrzewanego kanału. Niezbędne przegrzanie ścianki i cieczy w warstwie przyściennej uzyskiwane jest w skończonym przedziale czasu zależnym od grubości i rodzaju materiału ścianki kanału.



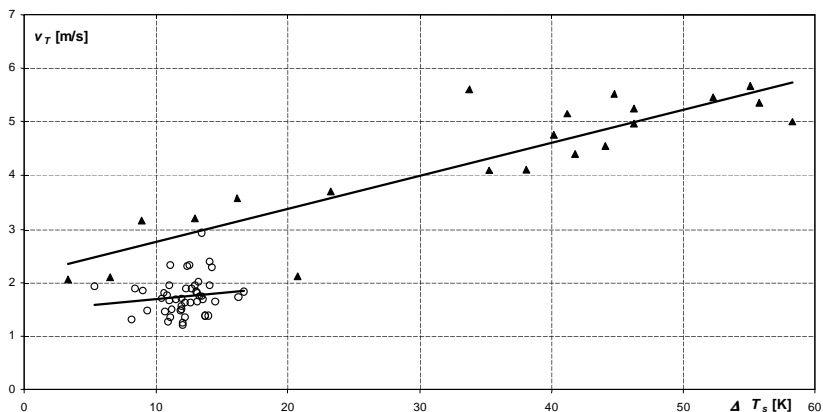
Rys. 6. Zależności prędkości v_T przemieszczania się sygnału obniżonego ciśnienia Δp od stopnia zapelnienia Φ ; czynnik R123; $(w\rho)=300\div 600 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q=6\div 20 \text{ kW/m}^2$, $p=0,14\div 3,2 \text{ MPa}$

Fig. 6. Relationship between the propagation velocity of the decreased pressure impulse v_p giving rise to boiling and the void fraction Φ ; refrigerant R123; $(w\rho)=300\div 600 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q=6\div 20 \text{ kW/m}^2$, $p=0.14\div 3.2 \text{ MPa}$



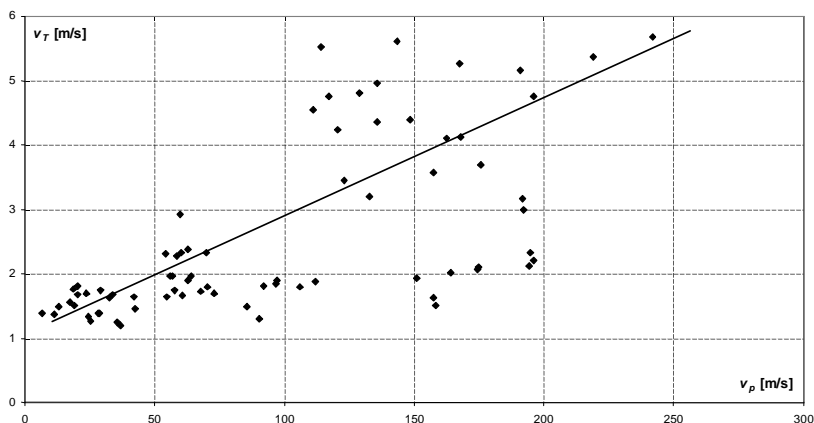
Rys. 7. Zależność prędkości v_T przemieszczania się frontu wrzenia od spadku ciśnienia Δp dla czynnika chłodniczego R134a; $(w\rho) = 250\div 1300 \text{ kg/(m}^2\text{s)}$, $q = 6\div 12 \text{ kW/m}^2$, $p = 0,2\div 0,4 \text{ MPa}$; K-W rozwój wrzenia w układzie jednofazowym (w cieczy), W-W rozwój wrzenia w układzie dwufazowym

Fig. 7. Dependence of the boiling front propagation velocity v_T on pressure drop; refrigerant R134a; $(w\rho) = 250\div 1300 \text{ kg/(m}^2\text{s)}$, $q = 6\div 12 \text{ kW/m}^2$, $p = 0,2\div 0,4 \text{ MPa}$; K-W – development of bubbly boiling in one-phase flow (liquid), W-W – development of bubbly boiling in two-phase flow



Rys. 8. Zależność prędkości przemieszczania się frontu wrzenia v_T od wartości chwilowego lokalnego przegrzania cieczy ΔT_s na ogrzewanej ścianie czynnik R123; $(w\rho)=300\div 600 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q= 6\div 20 \text{ kW/m}^2$, $p=0,14\div 3,2\text{MPa}$

Fig. 8. Dependence of the boiling front propagation velocity v_T on instantaneous local liquid superheat ΔT_s at the heated wall; refrigerant R123; $(w\rho)= 300$ to $600 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q= 6$ to 20 kW/m^2 , $p= 0.14$ to 0.32 MPa



Rys. 9. Zależność prędkości przemieszczania się frontu wrzenia v_T od prędkości impulsu ciśnienia wywołującego proces wrzenia powierzchniowego w kanale v_p ; czynnik R123; $(w\rho)=300\div 600 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q=6\div 20 \text{ kW/m}^2$, $p=0,14\div 3,2\text{MPa}$

Fig. 9. Dependence of the boiling front propagation velocity v_T on the propagation velocity of the pressure drop giving rise to surface boiling in the channel v_p ; refrigerant R123; $(w\rho)= 300$ to $600 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $q= 6$ to 20 kW/m^2 , $P= 0.14$ to 0.32 MPa

Uzyskane wyniki badań pozwoliły na opracowanie zależności eksperymentalnych opisujących rozwój wrzenia pęcherzykowego w kanale rurowym. Prędkość v_p przemieszczania się zaburzeń ciśnienia związana jest ze spadkiem ciśnienia Δp i z lokalnym chwilowym przegrzaniem cieczy ΔT_s . Na podstawie analizy wymiarowej uzyskano następującą zależność:

$$Re = 2,2 \cdot 10^4 \cdot Eu^{0,21} \cdot B^{1,5} \quad (1)$$

gdzie:

$$Re = \frac{v_p \cdot d \cdot (1-y)}{v' \cdot (1-\Phi)} \quad - \text{liczba Reynoldsa}, \quad (2)$$

$$Eu = \frac{\Delta p}{\rho' \cdot w'^2} \quad - \text{liczba Eulera}, \quad (3)$$

$$B = \frac{\Delta T_w}{\Delta T_n} \quad - \text{współczynnik}, \quad (4)$$

gdzie:

$$\begin{aligned} \Delta T_w &= T_w - T_s, \\ \Delta T_n &= T_s - T_F. \end{aligned} \quad (5)$$

W równaniu (1) wprowadzono zmodyfikowane liczby kryterialne: liczbę Reynoldsa Re (2) i Eulera Eu (3) oraz bezwymiarowy współczynnik B podany wzorem (4). W zapisie zmodyfikowanej liczby Reynoldsa Re występuje prędkość v_p . Z kolei wielkość spadku ciśnienia Δp ujmuje zmodyfikowana liczba Eulera Eu . Współczynniki liczbowe oraz wykładniki potęg w zależności (1) uzyskano drogą dopasowania oraz porównania wyników obliczeń i badań eksperymentalnych. Stwierdzono, że 89% wyników obliczeń i pomiarów mieściło się w granicach znacznego rozrzutu $\pm 50\%$. Należy jednak mieć na uwadze, iż rozpatrywane zagadnienia dotyczą równowagi metastabilnej układu dwufazowego a zjawiska zachodzą w granicach pętli histerezy wymiany ciepła i oporów przepływu [3] co tłumaczy ten znaczny przedział zmienności. .

W podobny sposób wyznaczono zależność określającą prędkość v_T przemieszczania się frontu wrzenia, której wielkość ujmuje zmodyfikowana liczba Pecleta Pe :

$$Pe = 1,1 \cdot 10^4 \cdot B^{1,5} \quad (6)$$

gdzie:

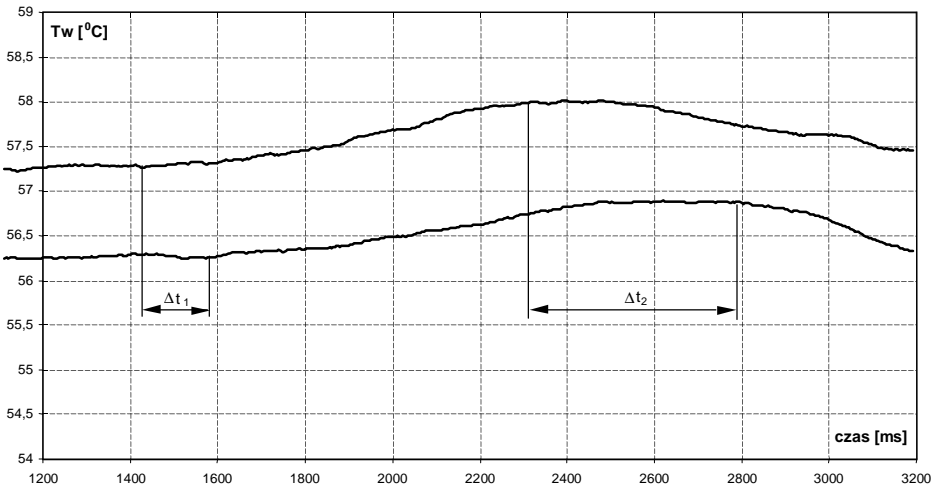
$$Pe = \frac{v_T \cdot d \cdot (1-y)}{a' \cdot (1-\Phi)} \quad - \text{liczba Pecleta} \quad (7)$$

$$B = \frac{\Delta T_w}{\Delta T_n} \quad - \text{współczynnik} \quad (8)$$

Z porównania wyników obliczeń według zależności (6) z wynikami badań eksperymentalnych uzyskano podobny efekt ich rozbieżności jak dla zależności (1).

3.3. Rozwój wrzenia wywołany obniżeniem gęstości strumienia masy w kanale

Podczas badań eksperymentalnych doprowadzano do kanału pomiarowego czynnik chłodniczy w postaci cieczy niedogrzejanej do temperatury nasycenia ($\Phi=0$). Utrzymywano stan ustalony układu a w ogrzewanym kanale następowała konwekcyjna wymiana ciepła w układzie jednofazowym. Następnie skokowo obniżano gęstość strumienia masy czynnika chłodniczego w kanale pomiarowym. W takim przypadku proces wrzenia był inicjowany na końcu kanału pomiarowego i front wrzenia przemieszczał się w kierunku przeciwnym do przepływu czynnika chłodniczego. Jako pierwszy przemieszczał się impuls zmiany ciśnienia z prędkością v_p około 200 m/s. Następnie termometry termoelektryczne rejestrowały przemieszczanie się fali wzrostu temperatury ścianki z prędkością v_{T1} aby w końcu zarejestrować przejście frontu wrzenia z prędkością v_{T2} (przejście fali spadku temperatury ścianki). Początkowy wzrost temperatury ścianki ogrzewanego kanału (przy $q = \text{const}$) wynikał ze zmniejszenia gęstości strumienia masy czynnika w kanale. Wzrastała wtedy temperatura cieczy w laminarnej podwarstwie przyściennej, co umożliwiało uzyskanie odpowiedniego przegrzania zarodków wrzenia niezbędnego do zainicjowania generacji pęcherzyków pary. Powstałe pęcherzyki pary intensyfikowały wymianę ciepła a to z kolei obniżało temperaturę ścianki. Można więc stwierdzić, że rozwój wrzenia wywoływany był bezpośrednio przez falę zmiany temperatury ścianki o prędkości v_{T1} , a ta powstawała w wyniku zmiany gęstości strumienia masy w ogrzewanym kanale. Na rys. 10 przedstawiono przebieg zmian temperatury ścianki kanału (w dwóch przekrojach pomiarowych oddalonych od siebie o 0,2 m) dla wybranego przedziału czasu. W prezentowanym przypadku wystąpił przeszło dwukrotny spadek natężenia przepływu czynnika w kanale. Wzrost temperatury ścianki następował z prędkością $v_{T1} = 2,82$ m/s. Front wrzenia przemieszczał się z prędkością $v_{T2} = 0,53$ m/s. Towarzyszyły mu pulsacje ciśnienia w postaci impulsów fali odbitej, które z upływem czasu ulegały tłumieniu.



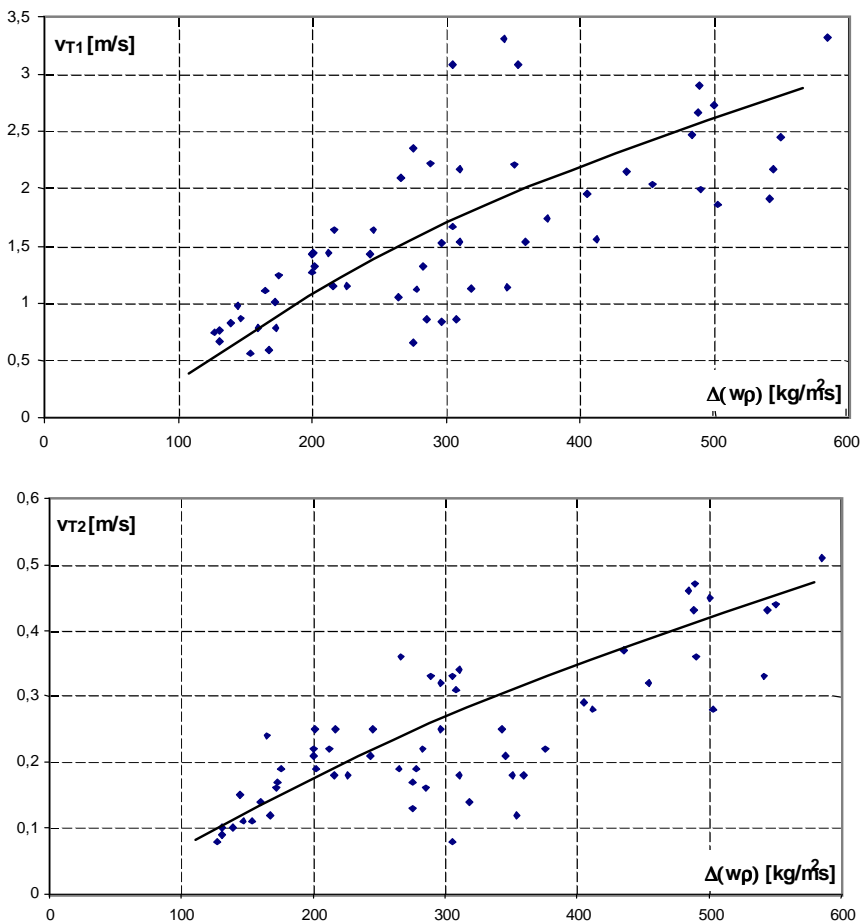
Rys. 10. Zmiany temperatury ścianki podczas rozwoju wrzenia wywołanego zmianą gęstości strumienia masy w kanale; czynnik R123, $q = 13,9 \text{ kW/m}^2$, Δt_1 – czas przemieszczania się impulsu wzrostu temperatury, Δt_2 – czas przemieszczania się frontu wrzenia

Fig. 10. Changes of wall temperature T_w during development of bubbly boiling due to change of mass flux density in the channel; refrigerant R123, $q = 13,9 \text{ kW/m}^2$, Δt_1 – time of propagation of the temperature rising impulse, Δt_2 – time of propagation of the boiling front in the channel

Przeprowadzone badania wykazały, że prędkości przemieszczania się fali wzrostu temperatury v_{T1} i frontu wrzenia v_{T2} zależą od wielkości spadku gęstości strumienia masy czynnika w ogrzewanym kanale $\Delta(w\rho)$. Wzrost $\Delta(w\rho)$ powoduje wzrost v_{T1} (prędkości zmiany temperatury ścianki ogrzewanego kanału) i w konsekwencji zwiększa się prędkość v_{T2} przemieszczania frontu wrzenia w kanale. Jest związane to z czasem uzyskiwania dostatecznego przegrzania zarodków pary, co powoduje istotny wpływ na rozwój wrzenia powierzchniowego. Zależność prędkości v_{T1} i v_{T2} od wielkości spadku gęstości strumienia masy $\Delta(w\rho)$ przedstawiono na rys. 11.

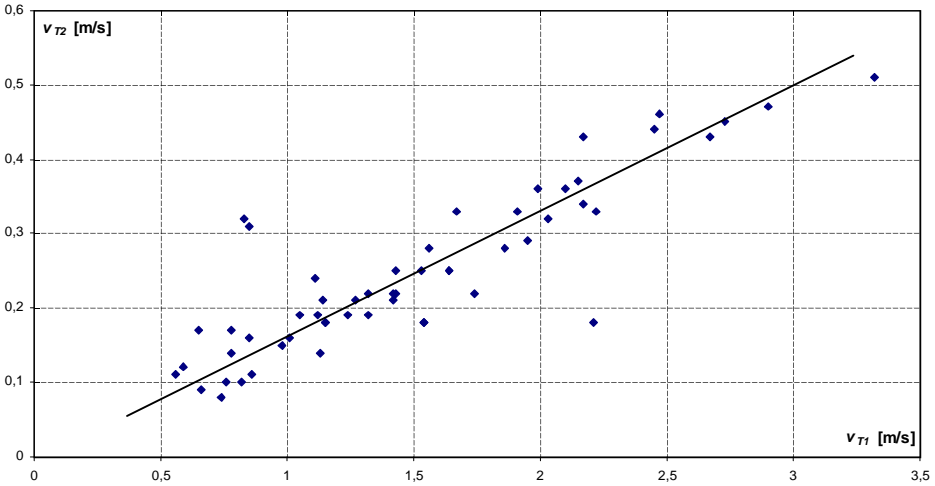
W badanym zakresie spadku gęstości strumienia masy $\Delta(w\rho) = 100 \div 600 \text{ kg/m}^2\text{s}$ prędkość przemieszczania się frontu wrzenia v_{T2} mieściła się w granicach od 0,1 do 0,5 m/s. Były to wartości bardzo niskie, biorąc pod uwagę prędkości przemieszczania się frontu wrzenia wywołanego skokowym obniżeniem ciśnienia w układzie ($v_T = 1 \div 6 \text{ m/s}$). Tak niskie wartości prędkości v_{T2} należy tłumaczyć tym, że praktycznie rozwój wrzenia wywołany jest przez „falę temperaturową” v_{T1} , która sama przemieszcza się (jako efekt

zmiany gęstości strumienia masy $\Delta(w\rho)$ z małą prędkością v_{T1} ($v_{T1} = 0,5\div 3,5$ m/s) a więc znacznie niższą od prędkości przemieszczania się impulsu obniżonego ciśnienia v_p . Prędkość v_{T2} przemieszczania się frontu wrzenia zależała praktycznie od prędkości v_{T1} uzyskiwania dostatecznego przegrzania cieczy na ogrzewanej ścianie kanału co przedstawiono na rys. 12.



Rys. 11. Zależność prędkości v_{T1} i v_{T2} od spadku gęstości strumienia masy w kanale podczas rozwoju wrzenia pęcherzykowego; czynnik R134a

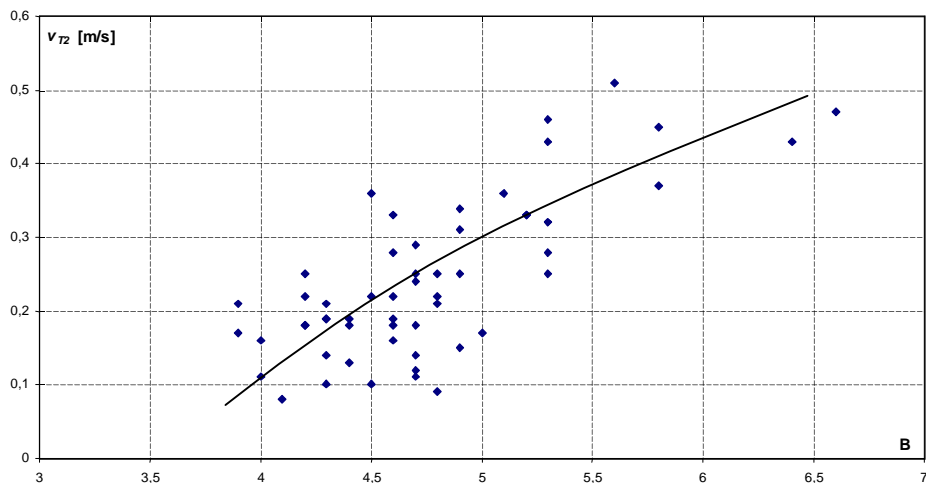
Fig. 11. Dependence of the velocities v_{T1} and v_{T2} on decrease of mass flux density during development of bubbly boiling; refrigerant R134a



Rys. 12. Zależność prędkości przemieszczania frontu wrzenia v_{T2} od prędkości uzyskiwania przegrzania cieczy na ogrzewanej ścianie kanału v_{T1} ; czynnik R134a

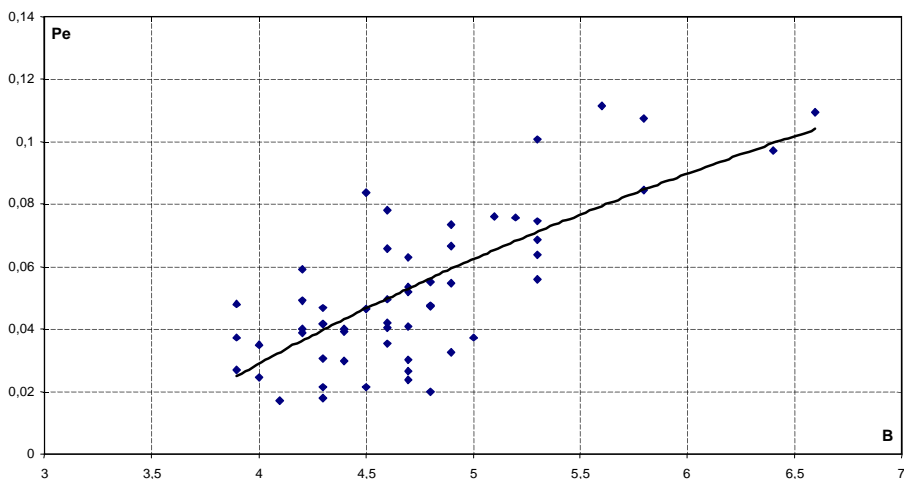
Fig. 12. Dependence of the boiling front propagation velocity v_{T2} on the velocity due to the liquid superheat at the channel wall v_{T1} ; refrigerant R134a

Z analizy wynika, że bezpośrednią przyczyną inicjacji wrzenia i wynikającej stąd prędkości v_{T2} przemieszczania się frontu wrzenia jest przekroczenie krytycznego przegrzania zarodków wrzenia na ogrzewanej powierzchni. Przegrzanie to ujmuje zaproponowany bezwymiarowy współczynnik B określony wzorem (4). Na rys. 13 przedstawiono zależność prędkości v_{T2} przemieszczania się frontu wrzenia od bezwymiarowego współczynnika B . Wzrost bezwymiarowego współczynnika B od wartości 4 do 6 powoduje zwiększenie prędkości v_{T2} od 0,1 do około 0,5 m/s. Podobny przebieg ma zależność zmodyfikowanej liczby Pecleta Pe od bezwymiarowego współczynnika B (rys. 14). Liczbę Pecleta Pe określono wzorem (6) wykorzystując do jej wyznaczenia prędkość v_{T2} . Uzyskano zgodność wyników pomiarów i obliczeń w zakresie $\pm 50\%$ co należy uznać jako zadawalające biorąc pod uwagę wcześniej omówione warunki przebiegu zjawiska.



Rys. 13. Zależność prędkości przemieszczania się frontu wrzenia od bezwymiarowego współczynnika B ; czynnik R134a

Fig. 13. Dependence of the boiling front propagation velocity v_T on the dimensionless coefficient B for R134a



Rys. 14. Zależność zmodyfikowanej liczby Pecleta Pe od bezwymiarowego współczynnika B ; czynnik R134a

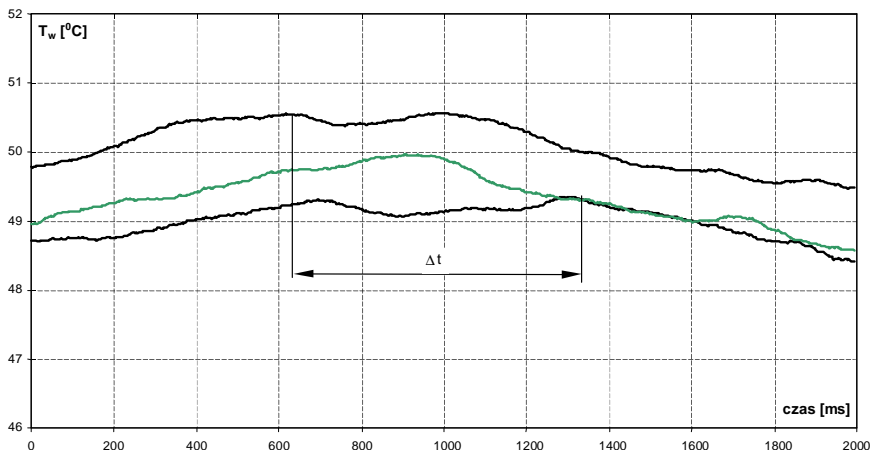
Fig. 14. Dependence of the modified Peclet number Pe_{exp} on the dimensionless coefficient B ; medium R134a

3.4. Rozwój wrzenia wywołany wzrostem gęstości strumienia ciepła na ścianie kanału

Pomiary prowadzono przy ustalonych w czasie parametrach stanu początkowego układu. Parametry termiczne i przepływowe dobierano tak, aby w kanale przepływała ciecz niedogrzana do temperatury nasycenia (o kilka kelwinów) dla wstępnie zadanej gęstości strumienia ciepła na ścianie wewnętrznej kanału. W takim przypadku wymiana ciepła w kanale odbywała się w układzie jednofazowym w warunkach konwekcji wymuszonej. Następnie skokowo zwiększano gęstość strumienia ciepła na ogrzewanej ścianie. Termometry termoelektryczne rejestrowały wzrost temperatury ogrzewanej ścianki. Po uzyskaniu dostatecznego przegrzania cieczy rozpoczynał się proces wrzenia na ogrzewanej ścianie w przekroju wypływowym kanału (panowała tam najwyższa temperatura) i przemieszczał w kierunku przeciwnym do przepływu czynnika. Wraz z przejściem frontu wrzenia rejestrowano chwilowy spadek temperatury ścianki kanału.

Na rys. 15 przedstawiono przykładowo zmiany temperatury ścianki w zależności od czasu podczas rozwoju wrzenia wywołanego drogą wzrostu strumienia ciepła na ogrzewanej powierzchni. Występuje wyraźny wzrost temperatury ścianki do momentu uzyskania dostatecznego przegrzania a następnie spadek po rozpoczęciu procesu wrzenia. Spadek ten rozpoczyna się najwcześniej przy końcu odcinka badawczego (miejsce uzyskania największego przegrzania) a następnie przemieszcza się w kierunku przeciwnym do przepływu czynnika chłodniczego. W prezentowanym przypadku prędkość v_T przemieszczania się frontu wrzenia wynosiła $v_T = 0,47$ m/s.

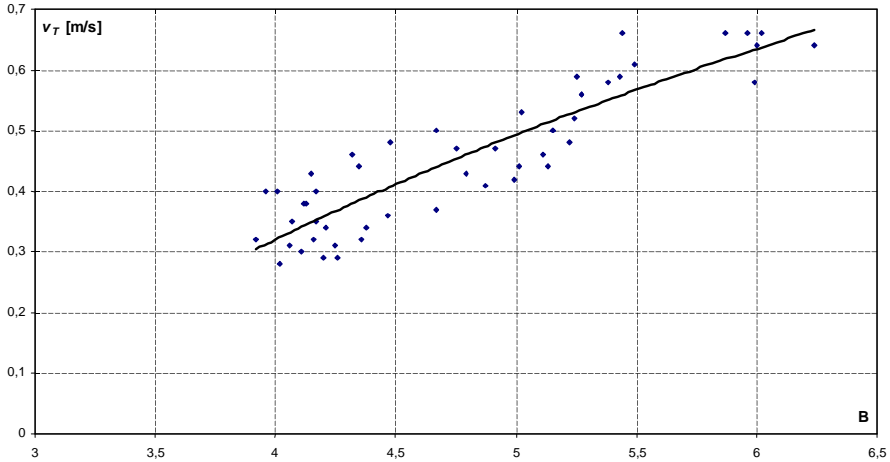
Badania wykazały, że prędkość v_T przemieszczania frontu wrzenia zależy od lokalnego przegrzania cieczy na ogrzewanej ścianie, które ujmuje bezwymiarowy współczynnik B (wzór 4). Na rys. 16 przedstawiono zależność prędkości v_T od współczynnika B . W celu zainicjacji procesu wrzenia pęcherzykowego należy przekroczyć górną krytyczną wartość współczynnika B ($B=B1 \approx 4$). Dla tych przypadków prędkość frontu wrzenia wynosi około $v_T = 0,3$ m/s. W przypadku uzyskania większej wartości współczynnika B (co odpowiada uzyskaniu większego lokalnego przegrzania cieczy) prędkość v_T wzrasta do wartości około 0,6 m/s przy $B \approx 6$. Wartości współczynnika $B > 6$ nie udało się uzyskać inicjacji procesu wrzenia metodą skokowego zwiększania gęstości strumienia ciepła na ogrzewanej ścianie.



Rys. 15. Przebieg zmian temperatury ścianki podczas rozwoju wrzenia pęcherzykowego wywołanego drogą wzrostu gęstości strumienia ciepła na ogrzewanej ścianie; czynnik R123, $(w\rho) = 1204 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $p = 1,8 \text{ MPa}$, $q_l = 14,3 \text{ kW/m}^2$, $\Delta q = 8,4 \text{ W/m}^2$, $v_T = 0,47 \text{ m/s}$, Δt – czas przemieszczania się frontu wrzenia

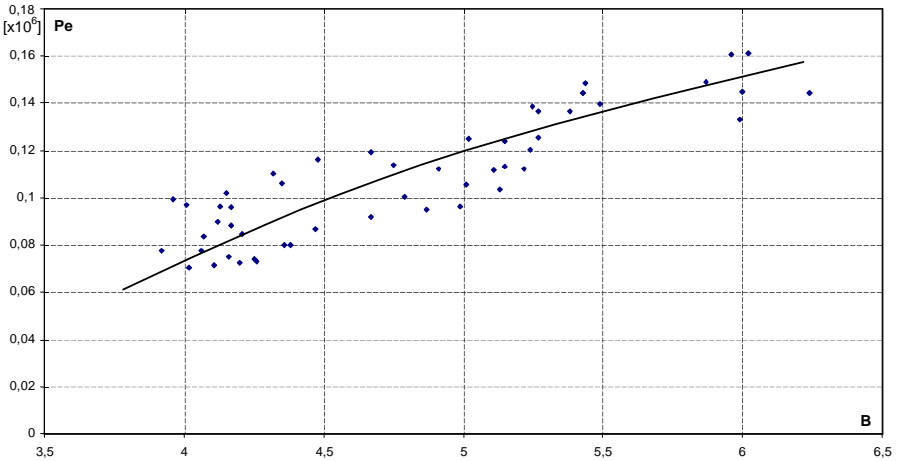
Fig. 15. Wall and fluid temperature transients during the development of bubble boiling due to the increase of the heat flux density at the channel wall; medium – R123, $(w\rho) = 1204 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $p = 1,8 \text{ MPa}$, $q_l = 14,3 \text{ kW/m}^2$, $\Delta q = 8,4 \text{ W/m}^2$, $v_T = 0,47 \text{ m/s}$, Δt – boiling front propagation time

Opracowując wyniki pomiarów wykorzystano zależność (6) wyznaczoną dla rozwoju wrzenia wywołanego skokowym obniżeniem ciśnienia w ogrzewanym kanale rurowym. Przedstawia ona zależność zmodyfikowanej liczby Pecleta Pe od bezwymiarowego współczynnika B . Na rys. 17 przedstawiono tę zależność uzyskaną na podstawie wyników pomiarów rozwoju wrzenia pęcherzykowego, gdy proces wrzenia wywołano drogą wzrostu gęstości strumienia ciepła. Obliczono następnie z równania (6) wartość liczby Pecleta Pe_{th} dla badanych przypadków i porównano wartości liczby Pecleta Pe_{exp} określone na podstawie wyników badań eksperymentalnych z wartościami Pe_{th} . Uzyskano dobrą zgodność w zakresie $\pm 30\%$.



Rys. 16. Zależność prędkości przemieszczania się frontu wrzenia v_T od bezwymiarowego współczynnika B ; czynnik R123

Fig. 16. Dependence of the boiling front propagation velocity v_T on the dimensionless coefficient B for R123



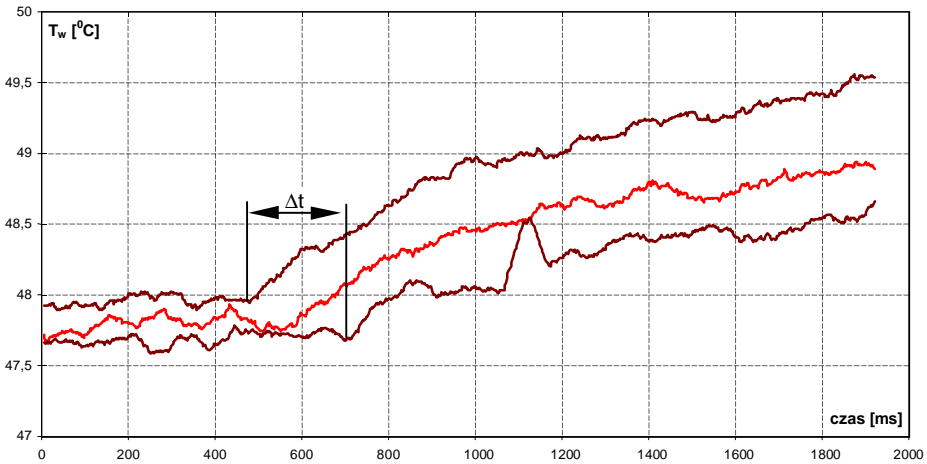
Rys. 17. Zależność zmodyfikowanej liczby Pecleta Pe_{exp} od wartości bezwymiarowego współczynnika B ; rozwój wrzenia wywołano drogą wzrostu gęstości strumienia ciepła, czynnik R123

Fig. 17. Dependence of the modified Pecllet number Pe_{exp} on the dimensionless coefficient B for the development of bubbly boiling due to the increasing heat flux density at the wall - medium R123

3.5. Zanik wrzenia pęcherzykowego w kanale

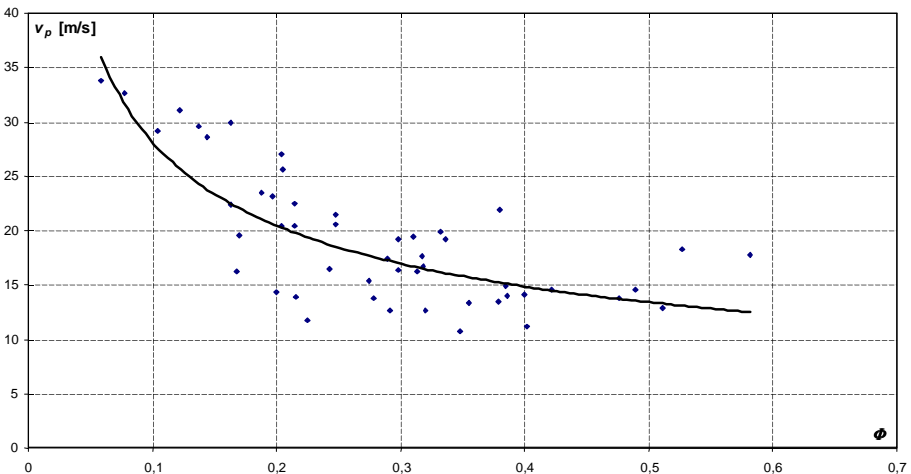
Badania rozwoju wrzenia pęcherzykowego w kanale wykazały, że zainicjowanie procesu wrzenia wymaga uzyskania odpowiednio dużego przegrzania cieczy na ściance kanału. Wielkość minimalnego przegrzania ujmując górną wartość bezwymiarowego współczynnika BI . Nie jest istotny sposób uzyskania tego przegrzania lecz jego wartości. Mając powyższe na uwadze założono, że zanik wrzenia nastąpi wtedy, gdy uzyska się odpowiednio niską temperaturę cieczy na ściance ogrzewanego kanału (lokalne przegrzanie będzie zbyt małe aby podtrzymać generację pęcherzyków parowych). Spowoduje to zatem zanik aktywności zarodków pary i zakończy proces wrzenia. Prowadząc badania zaniku wrzenia podwyższano ciśnienie p w kanale metodą częściowego zamykania zaworu za odcinkiem pomiarowym co powodowało wzrost temperatury nasycenia T_s i równocześnie wzrost niedogrzenia cieczy ΔT_n do temperatury nasycenia. Jako pierwszy przemieszczał się, w kierunku przeciwnym do przepływu wrzącego czynnika, sygnał podwyższonego ciśnienia Δp z prędkością v_p a następnie w kierunku zgodnym z kierunkiem przepływu czynnika podążała fala wzrostu temperatury ścianki z prędkością v_T . Wzrost temperatury ścianki oznaczał zmniejszenie intensywności wymiany ciepła wywołanej zanikiem wrzenia. Zanik wrzenia następował na początku ogrzewanego kanału, w miejscu najmniejszego przegrzania cieczy. Na rys. 18 przedstawiono przykładowo zmiany w czasie temperatury ścianki kanału na długości 0,2 m. Dla prezentowanego przypadku prędkość przemieszczania się sygnału wzrostu ciśnienia v_p wynosiła 16,8 m/s a prędkość zaniku wrzenia v_T była równa 1,43 m/s.

Stwierdzono, że impuls wzrostu ciśnienia Δp , podobnie jak w przypadku rozwoju wrzenia, przemieszczał się z prędkością v_p zależną od stopnia zapełnienia Φ w kanale (rys. 19) z tym, że wartości v_p były średnio o około 20% niższe od przypadku rozwoju wrzenia powierzchniowego w kanale (dla tych samych wartości stopnia zapełnienia Φ w stanie początkowym układu). Można to tłumaczyć występującą histerezą wymiany ciepła w zakresie początku wrzenia powierzchniowego.



Rys. 18. Zmiana w czasie temperatury podczas zaniku wrzenia pęcherzykowego w kanale; $q = 21,3 \text{ kW/m}^2$, $\Phi_l = 0,943$, Δt – czas przemieszczania się frontu wrzenia

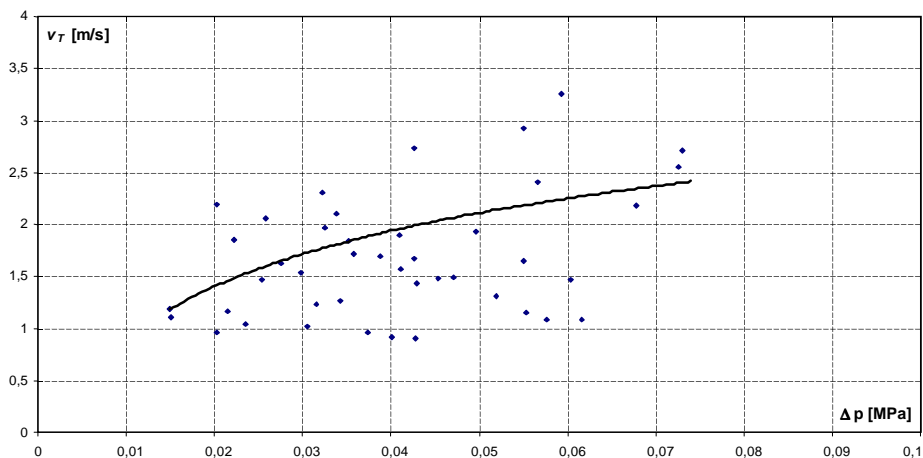
Fig. 18. Change in the time of wall temperature T_w during decay of bubbly boiling in the channel; $q = 21,3 \text{ kW/m}^2$, $\Phi_l = 0,943$, Δt – boiling front propagation time



Rys. 19. Zależność prędkości v_p przemieszczania się impulsu ciśnienia Δp w zależności od stopnia zapełnienia Φ podczas zaniku wrzenia; czynnik R123

Fig. 19. Relationship between the propagation velocity of the pressure impulse v_p giving decay to boiling and the void fraction Φ ; medium R123

Wielkość wzrostu ciśnienia Δp w kanale decyduje o zmniejszeniu lokalnego przegrzania cieczy na ogrzewanej ściance kanału. Przy wyższych wartościach przegrzanie może przyjmować nawet wartości ujemne. Wzrost Δp sprzyja wzrostowi prędkości wygaszania wrzenia w kanale co ilustruje rys. 20.

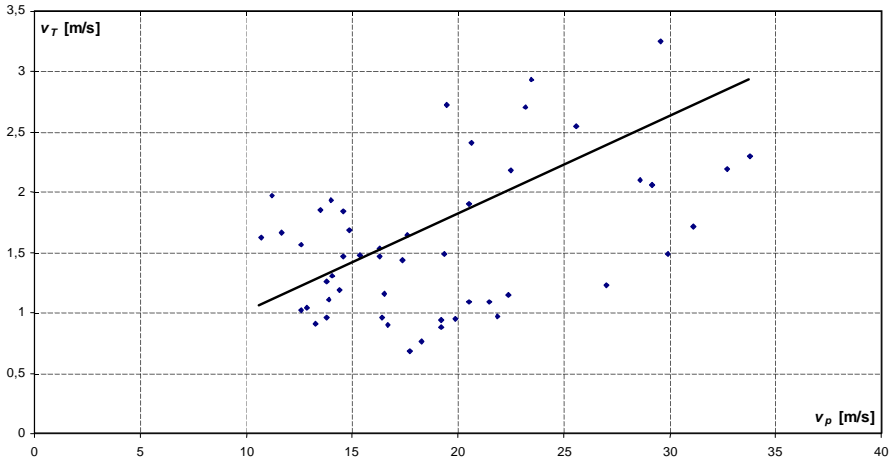


Rys. 20. Zależność prędkości zaniku wrzenia v_T od wartości wzrostu ciśnienia w kanale Δp ; czynnik R123

Fig. 20. Dependence of the boiling fading velocity v_T on the pressure rise value in the channel Δp ; medium R123

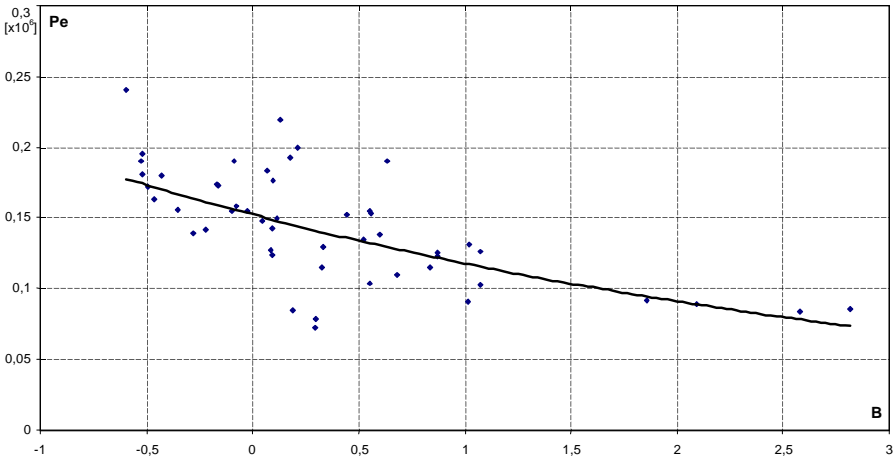
Podczas zaniku wrzenia (podobnie jak w przypadku rozwoju wrzenia) istnieje zależność wielkości prędkości v_p i v_T . Wzrost prędkości v_p zdecydowanie wpływa na wzrost prędkości zaniku wrzenia wzdłuż ogrzewanej powierzchni kanału (rys. 21).

Prędkość zaniku wrzenia v_T zależy od lokalnego zmniejszenia przegrzania cieczy na ściance kanału. Wielkość tego przegrzania ujmuje zaproponowany wcześniej bezwymiarowy współczynnik B . Na rys. 22 przedstawiono zależność zmodyfikowanej liczby Pecleta Pe od współczynnika B . Wygaszenie procesu wrzenia może nastąpić po przekroczeniu dolnej wartości współczynnika B (dla R123 $B=B_2 \approx 3$). Spadek wartości współczynnika B sprzyja wzrostowi liczby Pecleta Pe i związanej z nią prędkości v_T .



Rys. 21. Zależność prędkości zaniku wrzenia v_T od prędkości wzrostu ciśnienia v_p ; czynnik R123

Fig. 21. Dependence of the boiling fading velocity v_T on the pressure rise velocity v_p ; medium R123



Rys. 22. Zależność zmodyfikowanej liczby Pecleta Pe od współczynnika B dla zaniku wrzenia pęcherzykowego w kanale rurowym; czynnik R123

Fig. 22. Dependence of the modified Peclet number Pe_{exp} on the coefficient B for the fading of bubbly boiling in tube channel - medium R123

Podobnie jak dla rozwoju wrzenia powierzchniowego wyznaczono zależności empiryczne dla zaniku wrzenia w kanale.

Prędkość przemieszczania się impulsu ciśnienia v_p wywołującego zanik wrzenia przedstawiono w postaci:

$$Re = 0,81 \cdot 10^5 \cdot Eu^{0,11} \quad (9)$$

gdzie:

Re – liczba Reynoldsa (wzór 2),

Eu – liczba Eulera (wzór 3).

W zależności (9) nie występuje bezwymiarowy współczynnik B (wzór 4) ponieważ w układzie dwufazowym (para mokra) wzrost ciśnienia Δp ujmuje równocześnie zmianę temperatury nasycenia i przegrzania cieczy ΔT_s . Zależność ujmująca prędkość zaniku wrzenia w kanale v_T ma postać:

$$Pe = 0,93 \cdot 10^5 (B2 - B)^{0,41} \quad (10)$$

gdzie:

Pe – liczba Pecleta (wzór 2),

B – współczynnik (wzór 4),

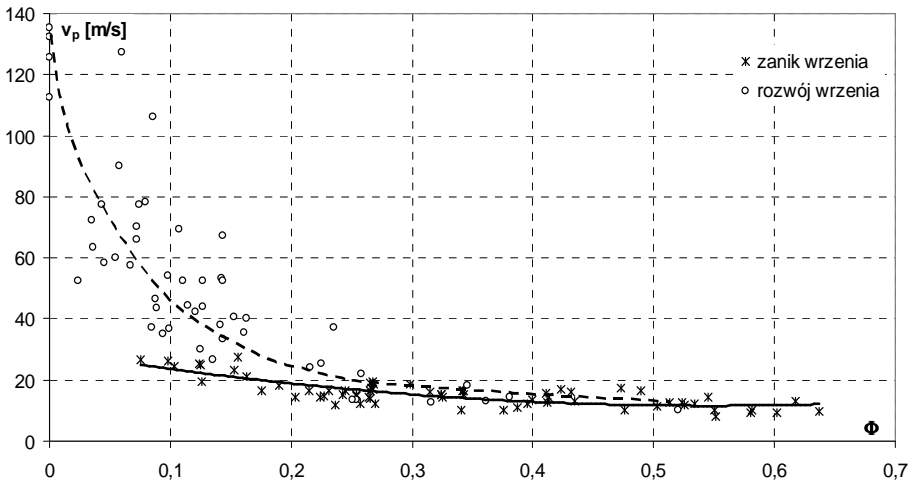
$B2$ – dolna wartość współczynnika B .

Po porównaniu wyniki badań i obliczeń stwierdzono zgodność w zakresie $\pm 50\%$.

4. Podsumowanie

Bez względu na zastosowany sposób wywołania rozwoju lub zaniku wrzenia pęcherzykowego w przepływie potwierdzono eksperymentalnie ich falowy charakter. Przepływy dwufazowe czynników dotychczasowych jak i nowych czynników chłodniczych posiadają takie własności. W opisie oddziaływań ujmujących falowość zjawisk wzięto pod uwagę nie tylko prędkość v_p przemieszczania się impulsu zmian ciśnienia, ale również prędkość v_T frontu wrzenia oraz wzajemne zależności między tymi prędkościami.

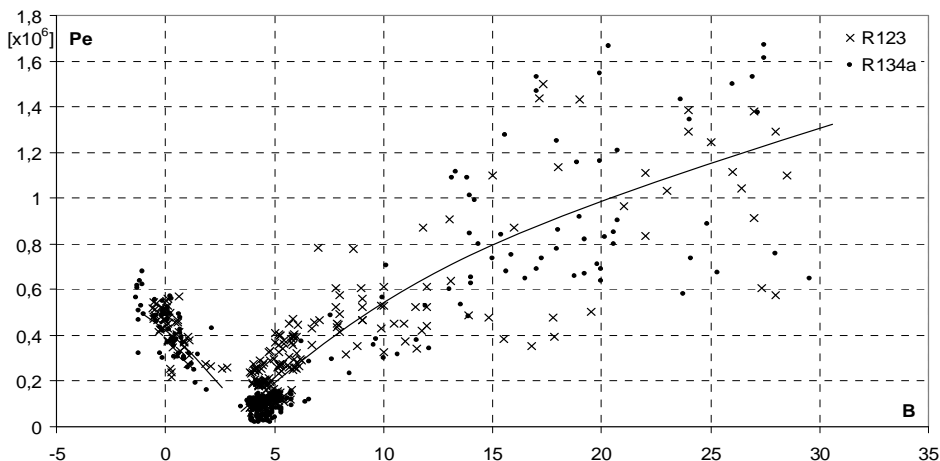
Na podstawie wyników badań stwierdzono, że prędkość przemieszczania się impulsu zmian ciśnienia v_p wywołującego rozwój wrzenia zależy od stopnia zapełnienia Φ czynnika w kanale. W przypadku zaniku wrzenia prędkość v_p jest o około 20% mniejsza, co ilustruje rysunek 23.



Rys. 23. Zależność prędkości przemieszczania się sygnału zmiany ciśnienia v_p wywołującego rozwój lub zanik wrzenia w zależności od stopnia zapełnienia Φ w kanale; czynnik R134a

Fig. 23. Relationship between the propagation velocity of the pressure impulse v_p giving development or decay to boiling and the void fraction Φ ; medium R123

Prędkość rozwoju lub zaniku wrzenia powierzchniowego w kanale zależy od lokalnego przegrzania cieczy na ogrzewanej ścianie. Nie jest istotny sposób uzyskania tego przegrzania. Na rys. 24 zestawiono uzyskane wyniki pomiarów w postaci zależności zmodyfikowanej liczby Pecleta Pe od bezwymiarowego współczynnika B , który ujmuje lokalne przegrzanie cieczy. Wyższe wartości liczby Pecleta Pe dotyczą pomiarów, w których rozwój wrzenia wywoływano skokowym obniżeniem ciśnienia w kanale. Dla tych przypadków uzyskano największe lokalne chwilowe przegrzanie cieczy i najwyższe wartości prędkości v_T frontu wrzenia. Najniższe wartości współczynnika B (w tym ujemne) dotyczą zaniku wrzenia. Przebieg zależności $Pe=f(B)$ dla zaniku wrzenia różni się w istotny sposób od przebiegu dla rozwoju wrzenia.



Rys. 24. Zestawienie zbiorcze wyników pomiarów dla rozwoju i zaniku wrzenia powierzchniowego w kanale w postaci zależności $Pe=f(B)$

Fig. 24. Compilation of the results of investigation for development and fading of surface boiling in channel as a dependence $Pe=f(B)$

Należy jednak wyraźnie podkreślić, że w badaniach eksperymentalnych autora zastosowano wymuszenie rozwoju wrzenia w przepływie przez „skokowe” zwiększanie przegrzania na powierzchni ścianki kanału. Uzyskane wartości prędkości frontu wrzenia v_T zmieniały się w przedziale $v_T = 0,08 \div 6$ m/s dla przegrzania $\Delta T_s = 5 \div 60$ K. Wyższe wartości prędkości v_T dotyczyły przypadków, gdy rozwój wrzenia wywoływano „skokowym” obniżaniem ciśnienia. Impuls zmiany ciśnienia przemieszczał się wówczas z dużą prędkością v_p (nawet 200 m/s) wymuszając wzrost prędkości v_T .

Metodyka badań eksperymentalnych autora różniła się od dotychczas stosowanych przez innych badaczy, oryginalnym uwzględnieniem wpływu niestabilności na zjawiska rozwoju i zaniku wrzenia w przepływie. Objawiało to się tym, że czynnik chłodniczy był podczas badań jakoby „gwałtownie umieszczany” w obszarze stanów metastabilnych. Podczas badania rozwoju wrzenia czynnik „umieszczano” gwałtownie w obszarze stanów cieczy przegrzanej (na prawo od lewej krzywej granicznej $x=0$ na wykresie $l_{gp}-h$) a podczas badań zaniku wrzenia para nasycona mokra czynnika trafiała gwałtownie do obszaru stanów cieczy niedogrzejanej do temperatury nasycenia (w kierunku na lewo od lewej linii granicznej $x=0$). Takie „dynamiczne” oddziaływania, które mogą występować w warunkach eksploatacyjnych powodowały dodatkową intensyfikację obu zjawisk.

Należy mieć na uwadze fakt, że badania dotyczyły obszarów występowania stanów metastabilnych i nierównowagowych objętych oddziaływaniem pętli histerezy zerowego kryzysu wrzenia. Oszacowano błąd wyników pomiarów na poziomie 10÷12% uwzględniając dokładność pomiaru podstawowych parametrów układu oraz charakterystyki statyczne i dynamiczne użytych w badaniach czujników pomiaru ciśnienia i temperatury.

W podsumowaniu należy wskazać niewątpliwe walory poznawcze badanych eksperymentalnie zjawisk rozwoju i zaniku wrzenia w przepływie a także ich aspekty eksploatacyjne. Zjawiska te mogą zachodzić nie tylko w parownikach urządzeń chłodniczych (w tym zasilanych nowymi proekologicznymi czynnikami), ale również w innych elementach układów energetycznych takich jak kotły parowe, czy też reaktory. W warunkach dynamicznych zmian parametrów układu mogą pojawiać się niekorzystne oddziaływania eksploatacyjne objawiające się niestabilnościami. Są one tym bardziej niebezpieczne z uwagi na ich charakter falowy, co może wpływać negatywnie na współpracę różnych węzłów instalacji. Wyniki badań autora wpłyną niewątpliwie na dalsze programy badawcze tego typu zjawisk.

5. Wnioski

Na podstawie wyników przeprowadzonych badań dotyczących histerezy rozwoju i zaniku wrzenia w przepływie w kanałach rurowych można sformułować następujące wnioski:

1. Udowodniono eksperymentalnie możliwość występowania klasycznego zjawiska zerowego kryzysu wrzenia podczas przepływu dla nowych proekologicznych czynników chłodniczych (R134a i R123); uzyskane efekty histerezy wymiany ciepła i oporów przepływu podczas zerowego kryzysu charakteryzują się odmiennymi przebiegami w porównaniu z freonami a zakres ich oddziaływań jest słabszy niż dla freonów. Potwierdzono hipotezę falowego charakteru zerowego kryzysu wrzenia, co jest nowym oryginalnym spojrzeniem na to zjawisko.
2. Bez względu na zastosowany sposób wywołania rozwoju lub zaniku wrzenia pęcherzykowego w przepływie zjawiska te mają charakter falowy. W opisie ujmującym charakter falowy zjawisk wzięto pod uwagę nie tylko prędkość v_p przemieszczania się impulsu zmian ciśnienia, ale również prędkość v_T frontu wrzenia oraz wzajemne zależności między nimi. Nie bez znaczenia jest zależność tych wielkości od stopnia zapełnienia Φ czynnika chłodniczego w kanale.
3. Prędkość rozwoju lub zaniku wrzenia powierzchniowego w kanale zależy od lokalnego przegrzania cieczy na ogrzewanej ściance, bez względu na sposób w jaki wywołano to zjawisko.

4. Przeprowadzone badania dotyczyły obszarów stanów metastabilnych i nierównowagowych objętych oddziaływaniem pętli histerezy zerowego kryzysu wrzenia. Błąd uzyskanych wyników pomiarów oszacowano na poziomie $10\div 12\%$.
5. Oprócz walorów poznawczych prezentowanych zjawisk wrzenia pęcherzykowego w przepływie należy podkreślić ich aspekty eksploatacyjne. Zjawiska takie mogą zachodzić nie tylko w parownikach urządzeń chłodniczych (zwłaszcza zasilanych pompowo), ale także w innych układach energetycznych. W warunkach dynamicznych zmian parametrów układu mogą się pojawić niekorzystne właściwości eksploatacyjne objawiające się niestabilnościami.

Literatura

1. **Bohdal T.:** *Bubble boiling of environment-friendly refrigeration media*. International Journal of Heat and Fluid Flow, No 4, Volume 21, pp. 449÷455 2000.
2. **Bohdal T., Bilicki Z.:** *On the wave character of development of bubble boiling in channel flow*. MFTP-2000 International Symposium on Multiphase flow and Transport Phenomena, Antalya, Turkey, November, Book of Abstracts, pp. 366÷368, 2000.
3. **Bohdal T.:** *Zjawiska wrzenia pęcherzykowego czynników chłodniczych*. Monografia, Wyd. Politechniki Koszalińskiej, stron 262. Koszalin 2001.
4. **Madejski J.:** *Wymiana ciepła przy wrzeniu i przepływy dwufazowe*. Cz.II, Ośrodek Informacji o Energii Jądrowej, Warszawa, 1973.
5. **Mitrovič J., Fauser J.:** *Propagation of two-phase fronts during boiling of superheat liquids*. Proc. 2nd European Symp. „Fluids in Space”, Naples, Italy, 1996.
6. **Nakoryyakov V.E., Pokusaev B.G., Shreiber I.R.:** *Wave propagation in gas-liquid media*. Bergles A.E. (Editor) by CRC Press Inc., Boca Raton, Florida, 1993.
7. **Pavlenko A.N. Lel' V.V.:** *Model of self-maintaing evaporation front for superheat liquids*. Proceedings of the Third International Conference on Multiphase Flow, ICMF'98, Lyon, France, pp. 4.3÷5. June 8÷12. 1998.

Oznaczenia

- a - współczynnik wyrównywania temperatury
- temperature levelling coefficient
- B - współczynnik bezwymiarowy (wzór 4)
- dimensionless coefficient (equation 4)
- B1 - górna wartość współczynnika B
- upper value of B coefficient
- B2 - dolna wartość współczynnika B
- lower value of B coefficient

- d - średnica wewnętrzna kanału
- inner diameter of the channel
- Eu - zastępcza liczba Eulera (wzór 3)
- supplementary Euler number (equation 3)
- Pe - zastępcza liczba Pecleta (wzór 7)
- supplementary Peclet number (equation 7)
- p - ciśnienie
- pressure
- Δp - spadek ciśnienia
- pressure drop
- Re - zastępcza liczba Reynoldsa (wzór 2)
- supplementary Reynolds number (equation 2)
- q - gęstość strumienia ciepła
- heat flux density
- Δq - wzrost gęstości strumienia ciepła
- increase of the heat flux density
- t - czas
- time
- Δt - przedział czasu
- time range
- T - temperatura
- temperature
- wp - gęstość strumienia masy
- mass flux density
- v - prędkość fali
- wave velocity
- x - statyczny stopień suchości
- static dryness degree
- y - dynamiczny stopień suchości
- dynamic dryness degree
- z - współrzędna osiowa kanału
- channel axial coordinate
- Φ - stopień zapełnienia
- void fraction

indeksy dolne dotyczą / lower indexes apply to

- F - płynu
- fluid
- N - nasycenia
- saturation

- P - ciśnienia
- pressure
- S - temperatury nasycenia
- saturation temperature
- T - temperatury
- temperature
- W - ścianki
- wall
- 1 - stanu początkowego, fali pierwotnej
- initial state, primal wave
- 2 - stanu końcowego, fali wtórnej
- final state, secondary wave

indeksy górne dotyczą / upper indexes apply to

- prim - cieczy
- liquid
- bis - pary
- steam

Hysteresis of Development and Fading of Bubbly Boiling

Abstract

The report describes results of experimental investigations of heat transfer, and pressure drop during development and fading of bubbly boiling of refrigerating media. These processes are accompanied by the phenomenon of zero boiling crisis connected with the hysteresis of activation of boiling nuclei. It has been confirmed in the course of investigations that the development and fading of boiling possess wave properties. The development of boiling takes place in the form of the so-called boiling front that, originating at the channel exit section, propagates upstream with a velocity depending on the liquid superheat at the heated wall. By analogy the fading of boiling originates at the inlet to the channel and successively propagates downstream. The boiling front propagation velocity in tubular channels was determined. The investigations also led to the evaluation of empirical correlations allowing the determination of the propagation velocity of the pressure impulse giving rise to boiling and the boiling front propagation velocity. The investigations were carried out for new environment-friendly refrigerating media R123 and R134a.