MONOGRAFIE, STUDIA, ROZPRAWY

M33

Robert Pastuszko

WYMIANA CIEPŁA PRZY WRZENIU W TUNELACH PODPOWIERZCHNIOWYCH

Kielce 2012

MONOGRAFIE, STUDIA, ROZPRAWY NR M33

Redaktor Naukowy serii
NAUKI TECHNICZNE – BUDOWA I EKSPLOATACJA MASZYN
prof. dr hab. inż. Stanisław ADAMCZAK, dr h.c.

Recenzenci
prof. dr hab. inż. Tadeusz BOHDAL
dr hab. inż. Ireneusz SZCZYGIEŁ, prof. PŚ

Redakcja
Elżbieta WIKŁO

Redakcja techniczna
Irena PRZEORSKA-IMIOŁEK

Projekt okładki
Tadeusz UBERMAN

© Copyright by Politechnika Świętokrzyska, Kielce 2012

Wszelkie prawa zastrzeżone. Żadna część tej pracy nie może być powielana czy rozpowszechniana w jakiejkolwiek formie, w jakikolwiek sposób: elektroniczny bądź mechaniczny, włącznie z fotokopiowaniem, nagrywaniem na taśmy lub przy użyciu innych systemów, bez pisemnej zgody wydawcy.

PL ISSN 1897-2691

Wydawnictwo Politechniki Świętokrzyskiej
25-314 Kielce, al. Tysiąclecia Państwa Polskiego 7
tel./fax 41 34 24 581
e-mail: wydawca@tu.kielce.pl
www.tu.kielce.pl/organizacja/wydawnictwo

Spis treści

Oznaczenia 7

1. Wiadomości wstępne 11
1.1. Wprowadzenie 11
1.2. Uzasadnienie podjęcia tematu 13
1.3. Obszary zastosowań analizowanych powierzchni 13
1.4. Cel pracy 14
1.5. Układ monografii 14

2. Powierzchnie tunelowe – stan wiedzy 16
2.1. Tunele pokryte folią perforowaną lub siatką 16
2.2. Powierzchnie integralne typu tunel-por 19
2.3. Powierzchnie z miniżebrami i mikrożebrami 23
2.4. Mikrokanały 26
2.5. Wąskie kanały. Przestrzenie ograniczone 27
2.6. Porównanie współczynników przejmowania ciepła – wrzenie wody 27
2.7. Podsumowanie 29

3. Metodyka badań eksperymentalnych 30
3.1. Badane powierzchnie strukturalne 30
3.1.1. Rodzaje powierzchni 30
3.1.2. Powierzchnie TS 31
3.1.3. Powierzchnie NTS i NTS-M 32
3.1.4. Powierzchnie NTS-W 34
3.1.5. Powierzchnie NTS-L 35
3.2. Czynniki wrzące 37
3.3. Łączenie struktury z folią perforowaną lub siatką 37
3.4. Stanowisko pomiarowe 38
3.4.1. Elementy stanowiska badawczego 38
3.4.2. Moduł podstawowy 39
3.4.3. Moduł do wizualizacji wewnętrznej 40
3.4.4. Pomiar temperatury 42
3.4.5. Obliczane wielkości 43
3.5. Metodyka pomiarów 44
3.5.1. Procedura pomiarów 44
3.5.2. Ocena dokładności pomiarów 45
3.6. Wyznaczanie średnicy i częstotliwości odrywających się pęcherzy pary 46
3.7. Podsumowanie 47

4. Wyniki badań eksperymentalnych – współczynniki przejmowania ciepła 48
4.1. Powierzchnie TS 48
4.1.1. Wrzenie wody 48
4.1.2. Wrzenie R-123 49
4.2. Porównanie powierzchni NTS i NTS-M z żebrami o wysokości 5 i 10 mm 50
4.2.1. Wrzenie wody 50
4.2.2. Wrzenie etanolu 51
4.2.3. Wrzenie fluorinertu FC-72 52
4.2.4. Porównanie ze strukturami Chiena-Webba i Nakayamy i in. 53
4.2.5. Dyskusja – porównanie TS – NTS z żebrami głównymi 5 mm 54
4.2.6. Efektywność powierzchni 56
4.3. Powierzchnie NTS-W 57
4.3.1. Wrzenie wody 57
4.3.2. Wrzenie etanolu 58
4.3.3. Wrzenie fluorinertu FC-72 59
4.4. Powierzchnie NTS-L 59
4.4.1. Wrzenie wody, mikrożebra o wysokości 0,5 i 1,0 mm 59
4.4.2. Wrzenie etanolu, mikrożebra o wysokości 0,5 i 1,0 mm 61
4.4.3. Wrzenie fluorinertu FC-72, mikrożebra o wysokości 0,5 i 1,0 mm 63
4.4.4. Dyskusja – analiza wyników 65
4.4.5. Porównanie wyników z danymi literaturowymi 66
4.5. Podsumowanie 69

5. Wizualizacja wrzenia 71
5.1. Wprowadzenie. Przegląd metod i wyników badań wizualizacyjnych 71
5.1.1. Wizualizacja wrzenia na płaskich powierzchniach strukturalnych 72
5.1.2. Wizualizacja wrzenia na cylindrycznych powierzchniach strukturalnych 73
5.1.3. Wizualizacja wrzenia na powierzchniach z mikrożebrami i siatkami 74
5.1.4. Wizualizacja wewnętrzna 76
5.2. Wyniki własnych badań wizualizacyjnych – powierzchnia TS 79
5.2.1. Wizualizacja zewnętrzna 79
5.2.2. Wizualizacja wewnętrzna – wrzenie wody 80
5.2.3. Wizualizacja wewnętrzna – wrzenie etanolu 82
5.3. Wyniki własnych badań wizualizacyjnych – powierzchnie NTS 84
5.3.1. Wizualizacja zewnętrzna 84
5.3.2. Wizualizacja wewnętrzna NTS – wrzenie wody 87
5.3.3. Wizualizacja wewnętrzna NTS – wrzenie etanolu 89
5.3.4. Fazy wzrostu pęcherza 90
5.4. Wyniki własnych badań wizualizacyjnych – powierzchnie NTS-L 91
5.4.1. Mikrożebra pokryte siatką 91

5.4.2. Mikrożebra bez siatki 92
5.4.3. Średnice i częstotliwości odrywających się pęcherzy 93
5.5. Wpływ zmniejszenia wymiarów powierzchni grzejnej 94
5.6. Podsumowanie 95

6. Przegląd modeli wrzenia w tunelach podpowierzchniowych 97
6.1. Modele wrzenia na powierzchniach gładkich 97
6.2. Klasyfikacja modeli wrzenia 99
6.3. Modele zakładające rodzaj wrzenia *parowanie-zasysanie* 99
6.3.1. Model Nakayamy i in. 99
6.3.2. Model Chiena i Webba 101
6.3.3. Model Ramaswamy'ego i in. 104
6.3.4. Model Chen i in. 104
6.3.5. Model Dasa i in. 106
6.3.6. Model Jianga i in. 107
6.4. Modele parowania wewnątrz tuneli przy rodzaju wrzenia – *zalewanie* 108
6.4.1. Model Webba i Haidera 108
6.4.2. Model Murthy'ego i in. 110
6.5. Modele ciągłego napływu cieczy i odprowadzania pary 112
6.5.1. Model Ayuba i Berglesa 112
6.5.2. Model Xin i Chao 112
6.5.3. Model Zhanga i Donga 113
6.5.4. Model Wanga i in. 114
6.6. Podsumowanie przeglądu modeli wrzenia 114

7. Własne modele do obliczania gęstości strumienia ciepła przy wrzeniu w układach tuneli podpowierzchniowych 115
7.1. Wstęp 115
7.2. Model dla powierzchni TS 115
7.2.1. Ograniczenia i założenia upraszczające 115
7.2.2. Analiza wrzenia w tunelu poziomym 119
7.2.3. Analiza wrzenia w tunelu pionowym 126
7.2.4. Przykładowe krzywe wrzenia na powierzchniach TS 133
7.2.5. Udział gęstości strumienia parowania 134
7.2.6. Częstotliwości i średnice odrywających się pęcherzy 135
7.2.7. Udział tunelu pionowego i poziomego 136
7.2.8. Obliczeniowe gęstości ośrodków nukleacji w tunelu poziomym 137
7.2.9. Eksperymentalne i teoretyczne gęstości strumienia ciepła 138
7.2.10. Przykłady symulacji 140

7.3. Adaptacja modelu półanalitycznego na powierzchnie NTS 141
7.3.1. Założenia upraszczające 141
7.3.2. Udział tunelu pionowego i poziomego powierzchni NTS 141
7.3.3. Eksperymentalne i teoretyczne gęstości strumienia ciepła dla NTS 142
7.4. Model uproszczony dla powierzchni NTS 143
7.4.1. Założenia wstępne 143
7.4.2. Średnica pęcherzy 144
7.4.3. Częstotliwość odrywania się pęcherzy 146
7.4.4. Gęstość strumienia ciepła 150
7.4.5. Wyniki obliczeń 153
7.4.6. Symulacja zmian szerokości tunelu 157
7.4.7. Wpływ założeń upraszczających na błędy obliczenia gęstości strumienia ciepła 157
7.5. Model uproszczony dla powierzchni z mikrożebrami pokrytymi siatką 158
7.5.1. Założenia upraszczające 158
7.5.2. Obliczenia 158
7.6. Zmodyfikowany model Chiena i Webba 160
7.7. Podsumowanie 162

8. Wnioski 164

Załączniki 166

Literatura 176

Streszczenie 187

Summary 189

Oznaczenia

A – stała (w zależności $\alpha = A\,\Theta^n$)
a – wymiar oczka siatki, m
a_l – dyfuzyjność cieczy, m^2/s
$@T+$ – przy wzroście temperatury/przegrzania
$@T-$ – przy spadku temperatury/przegrzania
$@q+$ – przy wzroście gęstości strumienia ciepła
$@q-$ – przy spadku gęstości strumienia ciepła
Bo – liczba Bonda ($= w_{tun}/L$ lub a/L)
Bo_d – liczba Bonda związana ze średnicą $(= (d/L)^2)$
C_{conv} – poprawka konwekcyjna
C_{Ham} – stała Hamakera, J
C_q – stała empiryczna Nakayamy i in., $Km^{4/5}W^{-3/5}$
C_{tg} – stała Chiena-Webba
c – ciepło właściwe, J/kgK
d – średnica, m
E – błąd bezwzględny
E_R – błąd względny, %
F – powierzchnia, m^2
f – częstotliwość, Hz
fps – klatki na sekundę
g – przyspieszenie ziemskie, m/s^2
h – wysokość, m
i_{lv} – ciepło parowania, J/kg
Ja – liczba Jakoba ($= c_l \Delta T \rho_l / i_{lv} \rho_v$)
L – wymiar charakterystyczny kapilarny $(= [\sigma/(g(\rho_l - \rho_v))]^{1/2})$
l – odległość, długość, m
M – liczba podobieństwa $(= (p_{tun} - w_{tun})/d_p(\rho_v/\rho_l))$
m – masa, kg
$\dot{m}$ – wydatek masowy, kg/s
m_f – parametr żebra, m^{-1}
N – liczba porów
NTS – struktura z wąskimi tunelami
NTS-L – struktura z wąskimi tunelami i mikrożebrami
NTS-M – struktura z wąskimi tunelami i siatką
NTS-W – struktura z wąskimi tunelami i szerokimi żebrami
n_s – gęstość ośrodków nukleacji, m^{-2}
P – ciśnienie, Pa
p – podziałka, m
Pr – liczba Prandtla
$\dot{Q}$ – strumień ciepła, W

q – gęstość strumienia ciepła, W/m^2
$q+$ – rosnąca gęstość strumienia ciepła
R – promień pęcherza, m
R – stała gazowa, J/kgK
r – promień menisku, m
s – odległość pomiędzy żebrami/wierzchołkami żeber, m
T – temperatura, K
t – czas, s
TS – struktura tunelowa
V – objętość, m^3
v – prędkość, m/s
w – szerokość, m
x – współrzędna w przekroju menisku, m
y – współrzędna pionowa

Symbole greckie

α – współczynnik przejmowania ciepła, W/m^{2}K
δ – grubość, m
ε – efektywność
φ – współczynnik rozwinięcia powierzchni (= F_{ex}/F_{bs})
Φ – kąt
ζ – współczynnik strat lokalnych
Δ – różnica
ΔT – przegrzanie ($\Delta T = T_{bs} - T_{sat}$), K
Θ – lokalne przegrzanie żebra, K
κ – stała w zależności Haidera-Webba na C_{conv}
λ – przewodność cieplna, W/mK
μ – współczynnik lepkości dynamicznej, Pa s
ρ – gęstość, kg/m^3
σ – napięcie powierzchniowe, N/m

Indeksy dolne

a – aktywny
b – odrywający się pęcherz
bs – podstawa głównego żebra = poziom folii na tunelu poziomym
Cu – materiał struktury (miedź)
ex – zewnętrzny
exp – eksperymentalny
f – żebro
G – wysoka wartość
H – poziomy
h – hydrauliczny

hs – hydrostatyczny
i – obszar wpływu
L – niska wartość
l – ciecz
lev – poziom cieczy
m – średni
max – maksymalny
men – menisk
min – minimalny
nb – wrzenie pęcherzykowe
ne – nieodparowujący
p – por
sat – nasycenie
s – powierzchnia gładka (chropowatość Ra ≈ 1,25 μm – szlifowanie zgrubne)
sf – żebro gładkie (chropowatość Ra ≈ 1,25 μm – szlifowanie zgrubne)
t – trójkąt
th – termopara
theor – teoretyczny
tip – wierzchołek głównego żebra
tun – tunel
u – układ
uf – nieożebrowany
V – pionowy
v – para
w – ścianka
0 – początek okresu oczekiwania
1 – początek okresu wzrostu = koniec okresu oczekiwania
2 – początek okresu zasilania
0-1 – okres oczekiwania
1-2 – okres wzrostu
2-3 – okres zasilania
0-2 – okresy oczekiwania i wzrostu
0-3 – okresy oczekiwania, wzrostu i zasilania
1,2,…, 6 – numer analizowanych pęcherzy

Indeksy górne

k – wykładnik w zależności $C_{\mathrm{conv}V} = Pr^k$
l – wykładnik w zależności Haidera-Webba na C_{conv}
n – wykładnik w zależności $\alpha = A\,\Theta^n$, $\alpha = A\,\Delta T^n$
n_q – wykładnik w zależności $\alpha = A\,q^{n_q}$, $(n_q = n/(n+1))$
‘ – skorygowany

1. Wiadomości wstępne

1.1. WPROWADZENIE

Maszyny, ich komponenty i podzespoły wytwarzają podczas pracy ciepło, które powoduje przyrost temperatury tych urządzeń. W celu zapewnienia właściwej, długotrwałej pracy urządzeń i bezpieczeństwa użytkowników, wysoka temperatura musi być obniżana na drodze odprowadzania ciepła. Szczególnie chłodzenie elementów elektronicznych o narastającej skali integracji, pracujących z coraz większymi częstotliwościami, przysparza sporo kłopotów konstruktorom i użytkownikom urządzeń elektronicznych. Skutecznym sposobem chłodzenia jest wykorzystanie procesów zmiany fazy.

Jakkolwiek współczynniki przejmowania ciepła uzyskiwane przy wrzeniu są kilkudziesięciokrotnie większe od współczynników uzyskiwanych przy konwekcji wymuszonej bez zmiany fazy, są one jednak zbyt małe, aby umożliwić właściwe chłodzenie wielu zaawansowanych technicznie elementów i urządzeń. Z tego względu od lat 60. XX wieku nastąpił przyspieszony rozwój pasywnych i aktywnych metod intensyfikacji wymiany ciepła podczas wrzenia. Opanowano technologie wytwarzania specjalnie dobranych powierzchni strukturalnych zwiększających nawet stukrotnie współczynnik przejmowania w porównaniu z powierzchnią technicznie gładką (Thome, 1990). Odpowiednio duża liczba otwartych porów, rozwinięcie powierzchni, zastosowanie wgłębień lub tuneli podpowierzchniowych pozwalają na zwiększenie liczby aktywnych ośrodków wrzenia, co skutkuje zmniejszeniem przegrzania powierzchni przy równoczesnym wzroście odprowadzanego strumiena ciepła.

Intensyfikacja wymiany ciepła podczas wrzenia w dużej objętosci (*pool boiling heat transfer enhancement*) odgrywa dużą rolę w urządzeniach klimatyzacyjnych, kompaktowych wymiennikach ciepła, mikroelektronice, w rurach cieplnych, termosyfonach i innych. Przyczynia się do zminiaturyzowania układów chłodzenia i daje możliwość odprowadzania strumienia ciepła o gęstości powyżej 2,4 MW/m^2 (Cooke i Kandlikar, 2012). Przy większych seriach redukowane są koszty wytwarzania takich wymienników i zużycie energii. Rury cieplne oraz termosyfony ze względu na swą niezawodność działania i możliwość przenoszenia znacznych strumieni ciepła, znajdują coraz szersze zastosowanie w nowoczesnych urządzeniach technicznych wymieniających ciepło. Ten sposób intensyfikacji wymiany ciepła, ze względu na wrzenie w tzw. dużej objętości, nie wymaga stosowania urządzeń wymuszających konwekcję (pompy, wentylatory), przez co jest bardziej ekonomiczny w porównaniu z tradycyjnymi rozwiązaniami, a ponadto przyczynia się do znacznego zredukowania drgań i hałasu.

Prezentowane w literaturze wyniki, będące efektem badań eksperymentalnych i analizy teoretycznej, ze względu na odniesienie do powierzchni płaskich lub walcowych o różnych wymiarach, są z reguły niespójne. Przedmiotem badań są zróżnicowane powierzchnie rozwinięte, strukturalne lub złożone, przy czym przeważają opatentowane powierzchnie produkowane przemysłowo. Nowsze prace opisują badania na powierzchniach z modulowanym pokryciem porowatym (zmienna grubość warstwy porowatej) lub powierzchniach podwójnie rozwiniętych, np. mikro- lub miniżebrach z dodatkowym pokryciem porowatym. Powstało wiele publikacji dotyczących stosowania aktywnych metod intensyfikacji wymiany ciepła (m.in. pole elektryczne, aktywatory dodawane do cieczy wrzących). Istnieje duża liczba prac analizujących wrzenie w przestrzeniach ograniczonych (wąskie kanały, tunele), lecz najczęściej odnoszą się one do wymiany ciepła przy wymuszonym przepływie dwufazowym. Celem wielu publikacji jest stworzenie modelu wrzenia, lecz jego uogólnienie napotyka na poważne trudności ze względu na dużą ilość wymaganych stałych eksperymentalnych. Brakuje systematycznych badań dotyczących wpływu wymiarów geometrycznych i parametrów cieplno-przepływowych na wartość współczynników przejmowania ciepła w całym zakresie wrzenia pęcherzykowego. W literaturze przedmiotu nie funkcjonują uniwersalne równania kryterialne, które pozwoliłyby z zadowalającą dokładnością, dla różnych geometrii miniżeber lub tuneli, prognozować wymianę ciepła. Wyniki badań podaje się na ogół bez zestawienia z danymi innych autorów, a porównanie utrudnia stosowanie w eksperymentach różnych czynników wrzących (woda, etanol, propan, freon R-123, czynnik chłodniczy R-134a, R-141b, płyny dielektryczne FC-72, PF-5060, HFE-7100). Ostatnio rezygnuje się często z badań eksperymentalnych na korzyść prac analityczno-numerycznych lub wirtualnych analiz komputerowych. Należy jednak mieć na uwadze, że eksperyment jest bardzo ważnym, a często niezbędnym procesem, przyczyniającym się do bezpośredniego rozwiązywania zagadnień wymiany ciepła przy wrzeniu, szczególnie w odniesieniu do złożonych układów geometrycznych.

Badania nad nowymi powierzchniami zwiększającymi wymianę ciepła (*enhanced surface*s) są aktualnie intensywnie rozwijane w wielu ośrodkach naukowych w USA i Europie (Niemcy, Włochy, Szwecja, Wielka Brytania), a także w Japonii i Korei Południowej. Wiele firm i korporacji finansuje lub sponsoruje te badania (m.in. IBM, 3M, Wieland-Werke), traktując je jako jeden z obszarów priorytetowych. W Polsce zagadnieniami wymiany ciepła przy wrzeniu w objętości i przepływie zajmują się m.in. ośrodki w politechnikach: Gdańskiej, Koszalińskiej, Opolskiej, Warszawskiej i Świętokrzyskiej.

W dotychczasowych badaniach, prowadzonych przez autora od około 10 lat w Politechnice Świętokrzyskiej, zbudowano i wyposażono stanowiska eksperymentalne z torami pomiarowym do wyznaczania krzywych wrzenia oraz wizualizacji optycznej. Skoncentrowano się na zagadnieniach doboru optymalnych parametrów geometryczno-strukturalnych pod kątem uzyskania największych współczynników przejmowania ciepła w szerokim zakresie gęstości strumieni ciepła. Wykorzystując

elementy istniejących modeli, opracowano modele wymiany ciepła podczas wrzenia na żebrach lub mikrożebrach ze strukturami tunelowymi, z uwzględnieniem wyników rejestracji fotograficznej procesu wrzenia.

1.2. UZASADNIENIE PODJĘCIA TEMATU

Podjęcie przedstawionego tematu zostało spowodowane potrzebą poszukiwania struktury powierzchni, zapewniającej zarówno znaczne powiększenie współczynnika przejmowania ciepła przy wrzeniu, w szerokim zakresie gęstości strumieni ciepła, jak i charakteryzującej się stosunkowo nieskomplikowaną technologią wykonania. Zastosowanie powierzchni rozwiniętej, łączącej zalety przestrzeni ograniczonej (tunelu podpowierzchniowego) oraz warstwy porowatej (folia perforowana lub siatka) jest nowym pomysłem w obszarze struktur intensyfikujących wymianę ciepła podczas wrzenia. Zaproponowane powierzchnie łączą kilka metod zwiększania wymiany ciepła, tj.:

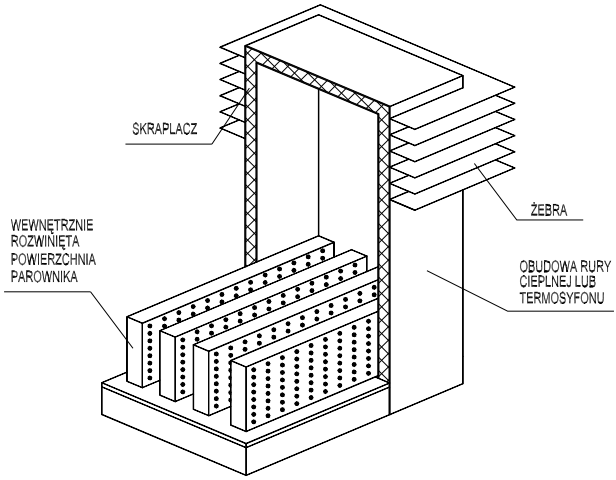
- **rozwinięcie powierzchni** za pomocą miniżeber lub mikrożeber skutkuje zwiększeniem powierzchni zwilżanej przez ciecz oraz intensyfikuje konwekcję,
- **podwójne rozwinięcie powierzchni** (żebra główne + mini- lub mikrożebra),
- **pokrycie porowate** (siatka lub folia perforowana z przenikalnymi porami) dostarcza ciecz do powierzchni grzejnej i odprowadza parę, umożliwia również parowanie kapilarne,
- **tunele podpowierzchniowe** pod pokryciem porowatym, w których zachodzi odparowywanie cieczy z menisków i wytwarzanie pęcherzyków pary.

1.3. OBSZARY ZASTOSOWAŃ ANALIZOWANYCH POWIERZCHNI

Prezentowana praca przedstawia badania eksperymentalne i modelowanie wymiany ciepła przy wrzeniu na nowych, rozwiniętych powierzchniach strukturalnych, mogących znaleźć zastosowanie jako parownik wysokoefektywnych wymienników ciepła wykorzystujących zjawisko zmiany fazy czynnika roboczego. Można wyróżnić dwa obszary zastosowań:

- Bezpośrednie chłodzenie elementów i układów elektronicznych (*direct cooling*). Jest uważane za jeden z najbardziej efektywnych systemów chłodzenia komponentów elektronicznych dużej mocy. Intensywne badania są prowadzone w tym obszarze od lat 70 (Honda i in., 2002). W porównaniu z układami chłodzenia wykorzystującymi konwekcję wymuszoną cieczy, odprowadzanie ciepła przy wrzeniu pęcherzykowym uznaje się za bardziej korzystną alternatywę chłodzenia, ze względu na mniejszą złożoność i łatwiejsze uszczelnianie (Rainey i You, 2000).
- Chłodzenie pośrednie (rys. 1.1) – za pomocą rury cieplnej lub termosyfonu (*heat pipe heat sink*). Strumień ciepła o dużej gęstości jest absorbowany pasywnie w parowniku rury cieplnej bądź termosyfonu. Wytworzona para jest

następnie skraplana, a wydzielane ciepło jest usuwane z zewnętrznie ożebrowanego skraplacza za pomocą konwekcji swobodnej lub wymuszonego przepływu powietrza.



Rys. 1.1. Koncepcja zastosowania powierzchni rozwiniętej ze strukturą tunelową (TS) jako parownika rury cieplnej lub termosyfonu (Pastuszko, 2008g)

1.4. CEL PRACY

Celem naukowym pracy jest:

- Przeprowadzenie badań eksperymentalnych oraz określenie wpływu wybranych parametrów na zwiększenie współczynnika przejmowania ciepła.
- Przeprowadzenie badań wizualizacyjnych na rzeczywistych próbkach i segmentach do wizualizacji wewnętrznej, określenie zależności gęstości ośrodków nukleacji, średnicy i częstotliwości odrywających się pęcherzy od przegrzania powierzchni grzejnej.
- Analiza istniejących modeli wrzenia w strukturach tunelowych.
- Opracowanie modeli teoretycznych wymiany ciepła dla układu tuneli podpowierzchniowych, pod kątem uwzględnienia parametrów analizowanych czynników wrzących i powierzchni strukturalnych.

1.5. UKŁAD MONOGRAFII

Zasadniczą treść rozprawy przedstawiono w ośmiu rozdziałach zawierających:

1. Wiadomości wstępne.
2. Przegląd stanu wiedzy w zakresie wymiany ciepła przy wrzeniu na powierzchniach mających wspólne cechy z analizowanymi strukturami, tj. typu *tunel-por*, tunelach integralnych, mini- i mikrożebrach, mikrokanałach oraz wąskich tunelach/przestrzeniach ograniczonych.

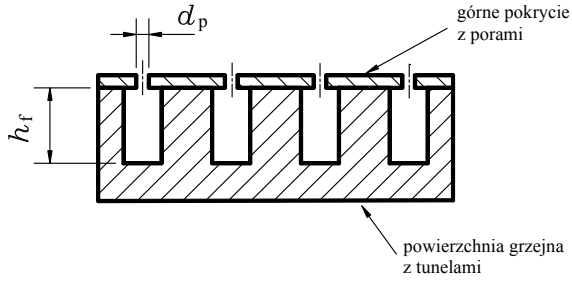
3. Opis badanych powierzchni, stanowisk pomiarowych i metodyki pomiarów.
4. Szczegółowe wyniki wykonanych badań eksperymentalnych związanych z wyznaczaniem współczynników przejmowania ciepła.
5. Przegląd metod badań wizualizacyjnych i wyniki własnych wizualizacji.
6. Przegląd istniejących modeli wrzenia w tunelach podpowierzchniowych.
7. Opis modeli opracowanych przez autora lub przy jego współudziale.
8. Wnioski.

2. Powierzchnie tunelowe – stan wiedzy

2.1. TUNELE POKRYTE FOLIĄ PERFOROWANĄ LUB SIATKĄ

Ten rodzaj powierzchni umożliwia uzyskanie dużych współczynników przejmowania ciepła, ale technologia wykonania wymaga zastosowania łączenia (z reguły za pomocą lutowania) bazowej powierzchni z górną strukturą perforowaną lub porowatą. Stosunkowo wysoka dokładność wykonania i powtarzalność wymiarów zadecydowała o powstaniu dużej liczby modeli wrzenia na tych powierzchniach, szczególnie w odniesieniu do rodzaju wrzenia *parowanie-zasysanie*.

Nakayama i in. (1980a) stosowali tunele o przekroju prostokątnym z porami w kształcie trójkąta (rys. 2.1), będące odpowiednikiem powierzchni Hitachi Thermoexcel-E. Średnice porów, równoważne średnicom okręgów wpisanych w trójkąty, wynosiły 0,08-0,20 mm przy wrzeniu wody, 0,04-0,10 mm – R-11, 0,03-0,20 mm – ciekłego azotu. Dla wymienionych czynników wrzących stosowano różne zakresy szerokości tuneli, odpowiednio 0,15-0,25, 0,25 oraz 0,14-0,18 mm oraz wysokości 0,4-0,62 mm. Stwierdzono, że powierzchnie z porami o wymiarze około 0,1 mm posiadały największą zdolność do intensyfikacji wymiany ciepła podczas wrzenia wody, R-11 i ciekłego azotu. Nie badano wpływu podziałki porów, rozmiarów i kształtu tuneli na wartość współczynników przejmowania ciepła. Uzyskane współczynniki przejmowania ciepła przekraczały 200 kW/m^{2}K – w przypadku wody oraz 20 kW/m^{2}K – przy wrzeniu R-11.

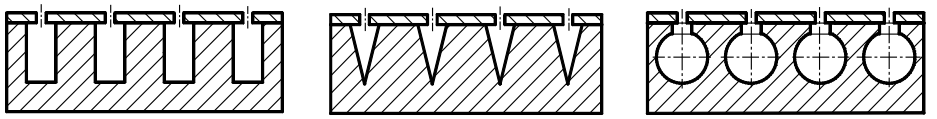


Rys. 2.1. Przekrój struktury tunelowej Nakayamy i in. (1980a)

Nakayama i in. (1982) wykonali również pomiary na podobnie przygotowanych powierzchniach, używając R-11 jako czynnika wrzącego, ale stosując pory o kształcie kołowymi i tunele o przekroju 0,25 x 0,4 mm^2, rozmieszczone z podziałką 0,55 mm. Stosowano zmienne średnice otworków w folii (50, 100, 150 μm),

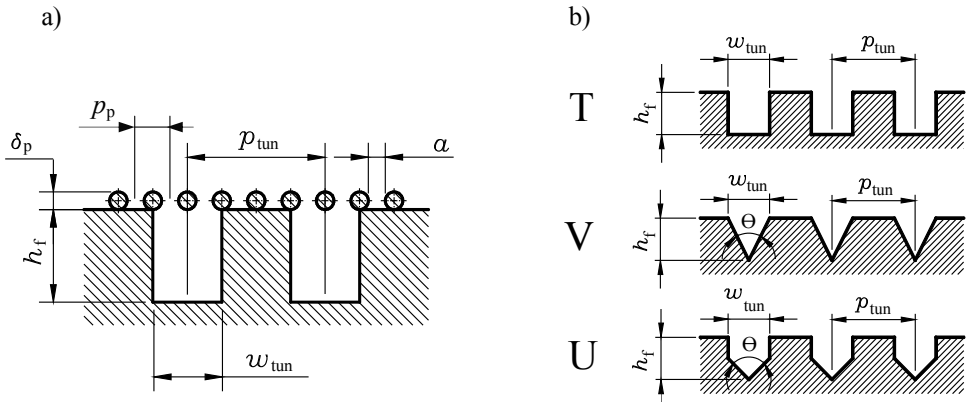
a także kombinacje porów o różnych wymiarach. Otwory te rozmieszczono na bazie regularnej siatki tworząc układ sztucznych ośrodków wrzenia połączonych ze sobą systemem tuneli. Autorzy stwierdzili m.in., że na powierzchniach z różnymi średnicami otworków pory o największym rozmiarze decydują o intensywności wymiany ciepła przy małych gęstościach strumienia ciepła.

Arshad i Thome (1983) badali płaskie powierzchnie podobne do powierzchni Nakayamy i in. (1980a, 1982), przy czym wprowadzili dodatkowo zróżnicowanie przekrojów tuneli na prostokątne, trójkątne i kołowe (rys. 2.2). Zakres średnicy porów ustalono na 0,15-0,25 mm, czynnikiem wrzącym była woda. Podziałka porów (p_p) wynosiła 0,6 mm, natomiast podziałka tuneli (p_{tun}) – 0,6 lub 1,2 mm. Największą intensyfikację wymiany ciepła uzyskano dla powierzchni ze średnicą porów 0,25 mm. Stwierdzono, że użycie tuneli o przekroju trójkątnym pozwalało na uzyskanie dużych współczynników przejmowania ciepła przy małych gęstościach strumienia ciepła.



Rys. 2.2. Prostokątne, trójkątne i kołowe przekroje tuneli stosowanych przez Arshada i Thome'go (1983)

W pracy Ma i in. (1986) analizowano wymianę ciepła przy wrzeniu wody i metanolu na dwóch rodzajach powierzchni tunelowych. Powierzchnia z równoległymi rowkami o przekroju prostokątnym pokryta była siatką z miedzi, mosiądzu lub brązu (rys. 2.3a).

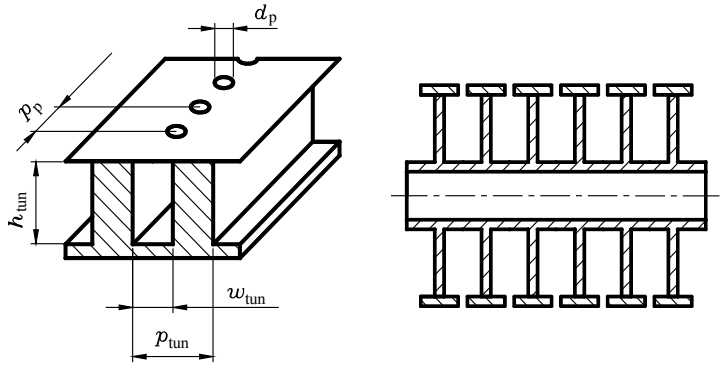


Rys. 2.3. a) Przekrój tuneli pokrytych siatką metalową, b) trzy rodzaje tuneli (Ma i in., 1986)

Utworzone tunele o przekroju prostokątnym miały wymiary: h_f = 0,4-0,6 mm, w_{tun} = 0,3-0,5 mm, siatka posiadała oczka o wymiarze a = 0,046-0,067 mm. Autorzy doszli do wniosku, że wymiar oczek siatki jest głównym czynnikiem wpływa-

jącym na dostarczanie cieczy do utworzonych tuneli i przegrzanie wymagane przy wzroście pęcherzyka pary. Największy przyrost gęstości strumienia ciepła w odniesieniu do powierzchni gładkiej odnotowano dla tuneli o wysokości 0,4 mm i szerokości 0,3 mm. Współczynnik przejmowania ciepła dla najlepszej zbadanej powierzchni przewyższał współczynnik dla powierzchni gładkiej około dziesięciokrotnie (w zakresie średnich gęstości strumienia ciepła, tj. ok. 10^5 W/m^2). Maksymalne wartości współczynników przejmowania ciepła wynosiły około 150 kW/m^{2}K. Drugim wariantem były powierzchnie z rowkami równoległymi pokrytymi mosiężną siatką zgrzaną z płytką posiadającą otworki o średnicach: 220, 160 i 80 μm. Badano trzy rodzaje powierzchni (oznaczenia T, U, V) – rysunek 2.3b. Optymalną średnicę porów podczas wrzenia wody określono na 160 μm.

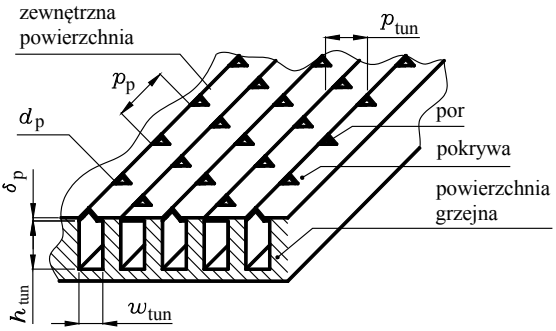
Chien i Webb (1996a,b) przeprowadzili obszerną analizę wpływu wymiarów geometrycznych struktury tunelowej, uzyskanej przez pokrycie rury ożebrowanej cienką, perforowaną folią miedzianą, na wymianę ciepła przy wrzeniu (rys. 2.4). Zastosowano łączenie folii za pomocą twardego lutowania srebrem, otworki były wykonywane przez przekłuwanie specjalnie przygotowaną igłą. Doświadczenia prowadzono dla czynników R-11 i R-123, stosując pory o średnicach 0,12-0,28 mm, wysokości tuneli 0,5-1,5 mm, przy szerokości 0,25-0,4 mm. Najlepsze wyniki uzyskano stosując tunele rozmieszczone z podziałką 1,5 mm, o wysokości 0,7-1,0 mm i średnicy otworków w folii 0,23 mm. Uzyskane współczynniki przejmowania ciepła dla R-123 były podobne do podanych przez Nakayamę i in. (1982) wartości dla R-11, tj. około 20 kW/m^{2}K. W zakresie średnic porów 0,23-0,28 mm większe współczynniki przejmowania ciepła uzyskano stosując wyższe tunele (0,9 mm), natomiast przy najmniejszych średnicach porów (0,12 mm) wpływ zmian wysokości tunelu był pomijalny.



Rys. 2.4. Wycinek powierzchni tunelowej oraz przekrój rury ożebrowanej pokrytej folią perforowaną (niezachowane proporcje), Chien i Webb (1996a,b)

Jiang i in. (2001) zaprezentowali badania eksperymentalne dla powierzchni z tunelami prostokątnymi, przy uzmiennianiu stosunku ich wysokości do szerokości (6,35-1,0) oraz średnicy hydraulicznej (0,29-0,6), dla ustalonej średnicy porów (d_p = 0,1 mm) i podziałki tuneli (p_{tun} = 4 mm) – rysunek 2.5. Stwierdzono,

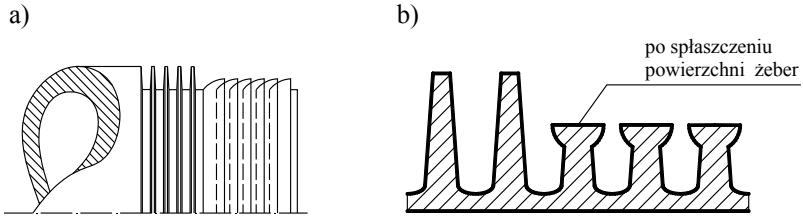
że przy ustalonym stosunku h_{tun}/w_{tun} największe współczynniki przejmowania ciepła przy wrzeniu R-11 (około 4 kW/m^{2}K) można uzyskać stosując średnicę hydrauliczną 0,35 mm.



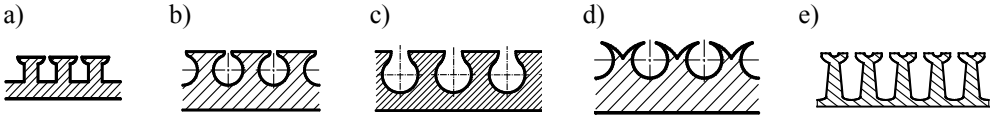
Rys. 2.5. Powierzchnia z tunelami analizowana przez Jianga i in. (2001)

2.2. POWIERZCHNIE INTEGRALNE TYPU TUNEL-POR

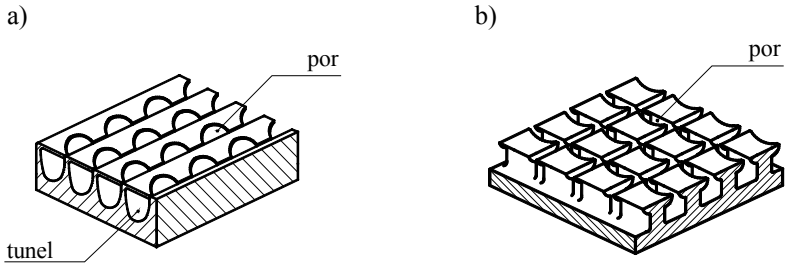
Pierwsza integralna powierzchnia strukturalna w postaci wygiętych żeber została opatentowana w 1972 roku. Powierzchnie z tunelami strukturalnymi wytwarzane są na skalę przemysłową od lat osiemdziesiątych ubiegłego wieku głównie przez trzy firmy: Wieland-Werke (GEWA-T, GEWA-TX, GEWA-TXY, GEWA-TW GEWA-SE), Hitachi (Thermoexcel-E), Wolverine Tube Inc. (Turbo-B, Turbo-G), pod kątem zastosowania w parownikach urządzeń chłodniczych i klimatyzacyjnych. Technologia produkcji jest związana przeważnie z zaawansowaną obróbką plastyczną rur niskożebrowanych (rys. 2.6). Rysunki 2.7 i 2.8 pokazują przykłady tych powierzchni (Bergles, 2002; Ghiu, 2007).



Rys. 2.6. Przykłady metod wytwarzania tuneli strukturalnych: a) zaginanie żeber, b) spłaszczanie wierzchołków żeber (Webb, 2004)



Rys. 2.7. Przykłady powierzchni wytwarzanych przemysłowo: a) GEWA-T, b) GEWA-TX, c) GEWA-TW, d) GEWA-TXY, e) GEWA-SE



Rys. 2.8. Widoki przykładowych powierzchni strukturalnych: a) Thermoexcel-E, b) Turbo-B

Jedne z pierwszych pomiarów na powierzchniach z integralnymi strukturami tunelowymi wykonali Yilmaz i Westwater (1981) oraz Marto i Lepere (1981). Marto i Lepere (1981) prowadzili badania wymiany ciepła przy wrzeniu R-113 i FC-72, stosując powierzchnię High Flux, Thermoexcel-E i Gewa-T. Przy gęstości strumienia ciepła do 200 kW/m^2 i wrzeniu R-113 uzyskano maksymalnie dziesięciokrotny wzrost współczynnika przejmowania ciepła w porównaniu do wrzenia na rurze gładkiej, natomiast dla FC-72 – pięciokrotny.

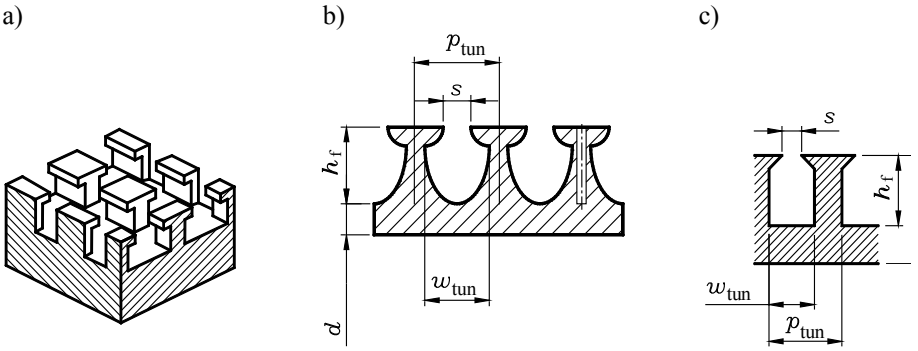
Wrzenie wody na powierzchni GEWA-T było analizowane przez Ayuba i Berglesa (1987). Największe współczynniki przejmowania ciepła, około 16 kW/m^{2}K, uzyskano stosując szczelinę o szerokości 0,35 mm. Webb i Pais (1992) uzyskali dane przy wrzeniu pięciu czynników chłodniczych (R-11, R-12, R-22, R-123, R-134a) na cylindrycznych powierzchniach, m.in. GEWA-TW, Thermoexcel-E, GEWA-SE. Thome (2004) opisał nowsze wersje powierzchni Turbo-B, które oprócz struktur tunelowych na zewnętrznej powierzchni posiadają wewnętrzne ożebrowanie śrubowe, zwiększające przejmowanie ciepła od przepływającej cieczy.

Ribatski i Thome (2006) przeprowadzili studia porównawcze wrzenia czynnika R-134a przy trzech ciśnieniach nasycenia, odpowiadających temperaturom 5, 10 i 20°C, na czterech przemysłowo wytwarzanych powierzchniach strukturalnych. Powierzchnia Turbo BII HP pozwalała na uzyskanie współczynnika przejmowania ciepła około 25 kW/m^{2}K.

Opisy eksperymentów na różnych rodzajach przemysłowo wytwarzanych powierzchni integralnych ze strukturami tunelowymi można znaleźć m.in. w monografii Poniewskiego (2001), pracy Berglesa (1998) oraz artykułach przeglądowych Webba (2004) i Berglesa (2002).

Zhang i Dong (1989) w celu intensyfikacji wymiany ciepła na powierzchni cylindrycznej zaproponowali strukturę z naciętymi obwodowo tunelami oraz wzdłużnymi kanałami (rys. 2.9a). Stosując jako ciecze wrzące etanol i R-113 uzyskano 2-6-krotne zwiększenie współczynnika przejmowania ciepła w porównaniu z rurą gładką. Wymiana ciepła podczas wrzenia na rurach z powierzchnią tunelową, utworzoną przez żebra w kształcie litery T (rys. 2.9b) była tematem publikacji Wanga i in. (1991). Badania prowadzono na R-113 i alkoholu etylowym stosując tunele o podziałce 1,25 mm i szerokości 0,8 mm oraz różne wysokości żeber

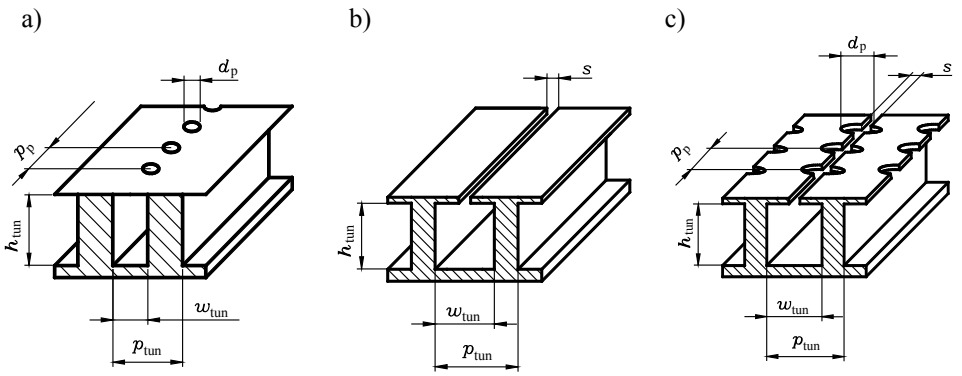
(0,79-91,07 mm) i szerokości szczeliny (s = 0,07-0,48 mm). Eksperyment wykazał podobny, jak w przypadku powierzchni Zhanga i Donga (1989), przyrost α.



Rys. 2.9. Powierzchnie tunelowe analizowane przez: a) Zhanga i Donga (1989), b) Wanga i in. (1991), c) Chen i in. (2005)

Chen i in. (2005a) zajmowali się wyznaczaniem współczynników przejmowania ciepła przy wrzeniu propanu, butanu i ich mieszanin na powierzchniach cylindrycznych z tunelami podpowierzchniowymi o wymiarach (rys. 2.9c): $w_{tun} \approx 0{,}3$ mm, $h_f \approx 0{,}7$ mm, $p_{tun} \approx 0{,}52$ mm, s = 0,06-0,16 mm. Współczynnik przejmowania ciepła wykazywał duże zmiany przy różnych kombinacjach typu powierzchnia – ciecz wrząca – gęstość strumienia ciepła.

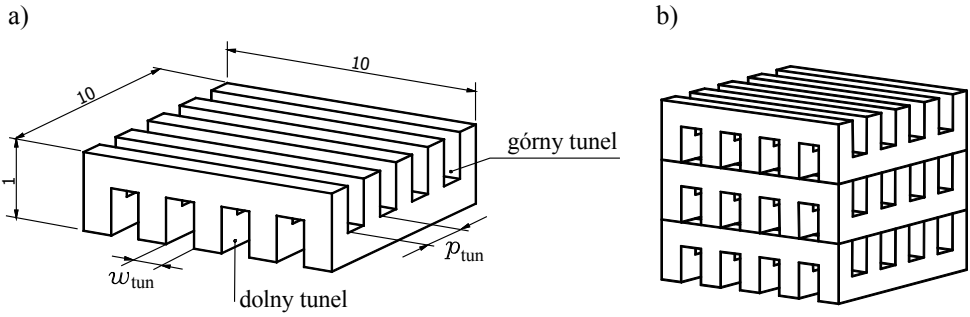
Kim i in. (2000) oraz Kim i Choi (2001) analizowali wrzenie trzech czynników na powierzchniach cylindrycznych z tunelami posiadającymi szczeliny łączące pory, odpowiadających strukturze Turbo-B (Wolverine Inc.) – rysunek 2.10. Stosowano różne średnice porów (0,2-0,27 mm), skojarzone ze szczelinami o szerokości 0,04-0,1 mm. Przy wrzeniu R-123 i R-11 optymalna średnica, pozwalającą na uzyskanie prawie 20 kW/m^{2}K (podobnie jak w przypadku powierzchni Chiena i Webba, 1996a,b), wynosiła 0,23 mm.



Rys. 2.10. Porównanie geometrii trzech rodzajów powierzchni strukturalnych: a) tunel i pory, b) tunel i szczelina, c) tunel z porami i szczeliną (Kim i Choi, 2001)

Ghiu i Joshi (2005a, 2006) oraz Ghiu (2007) badali powierzchnie strukturalne będące rozwinięciem opatentowanych przez Fujie i in. (1977) powierzchni Thermoexcel (Hitachi). Miedziana płytka o wymiarach 10 x 10 mm^2 i grubości 1 mm posiadała nacięte obustronnie równoległe mikrokanały, przy czym kierunek nacięć na obydwu powierzchniach tworzył kąt 90° (rys. 2.11a). Ze względu na to, że głębokość utworzonych w ten sposób tuneli, wynosząca 0,6 mm, przekraczała połowę grubości płytki, powstawał przestrzenny układ tuneli z porami. Murthy i in. (2004) oraz Murthy (2004) analizowali strukturę z tunelami o szerokości 0,31 mm i podziałce 0,102 mm, podczas gdy Ghiu i Joshi (2005a) stosowali tunele o szerokości 0,065-0,47 mm, rozmieszczone z podziałkami 0,2-0,7 mm, a czynnikiem wrzącym był PF 5060. Stwierdzono zwiększenie intensywności wymiany ciepła przy wzroście szerokości tunelu i zmniejszeniu podziałki.

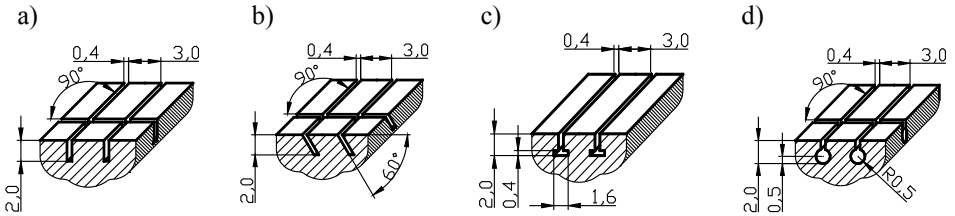
„Słupek" na rysunku 2.11b utworzony z kilku zespolonych poprzednio omówionych powierzchni, był wcześniej badany przez Nakayamę i in. (1984) – otrzymano trójwymiarową sieć tuneli, połączonych porami o przekroju kwadratowym (0,25 x 0,25 mm^2). Podczas wrzenia FC-72 stwierdzono lepsze odprowadzanie ciepła przez „słupek" o wysokości 5 mm w porównaniu ze strukturą o wysokości 10 mm.



Rys. 2.11. Powierzchnie z obustronnie naciętymi rowkami: a) powierzchnia z przestrzennym układem tuneli (Ghiu i Joshi, 2005a, 2006; Ramaswamy, 2002), b) „słupek" z trójwymiarowym układem tuneli (Nakayama i in., 1984)

Podobny układ struktur przy wrzeniu ciekłego helu badał Hakuraku (1987), uzyskując około dziesięciokrotne zwiększenie maksymalnego strumienia ciepła w porównaniu z gładką powierzchnią.

Das i in. (2009, 2010) zaproponowali nowe rodzaje powierzchni strukturalnych, wykonane przy pomocy cięcia elektroerozyjnego (rys 2.12). Na podstawie eksperymentów przeprowadzonych przy wrzeniu wody w zakresie gęstości strumienia ciepła do 250 kW/m^2, stwierdzono że największe współczynniki przejmowania ciepła można uzyskać stosując układ tuneli przecinających się pod kątem 90°, z cylindrycznym rozszerzeniem na końcu (rys. 2.12d).



Rys. 2.12. Przykłady tuneli o różnych geometriach badanych przez Dasa i in. (2009): bez wgłębienia (poszerzenia) na końcu (a,b), z wgłębieniami (c,d)

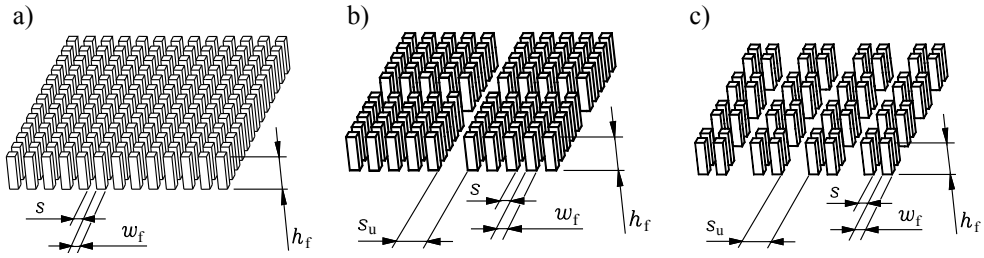
2.3. POWIERZCHNIE Z MINIŻEBRAMI I MIKROŻEBRAMI

Badania powierzchni ożebrowanych pod kątem zastosowania w wymianie ciepła przy wrzeniu rozwinęły się w latach sześćdziesiątych. Układy mini- i mikrożeber powodują nie tylko zwiększenie powierzchni wymiany ciepła i gęstości ośrodków nukleacji, lecz także rozszerzenie zakresu odprowadzanych gęstości strumienia ciepła i przesunięcie kryzysu wrzenia pęcherzykowego w stronę większych wartości gęstości strumienia ciepła.

Anderson i Mudawar (1989) badali wrzenie FC-72 w pionowym układzie z symulowanym elementem elektronicznym. Stosowano trzy konfiguracje mikrożeber o wysokości poniżej 0,508 mm. Stwierdzono, że mikrożebra o wymiarze zbliżonym do średnicy odrywających się pęcherzy przyczyniają się do znacznego zwiększenia gęstości strumienia ciepła.

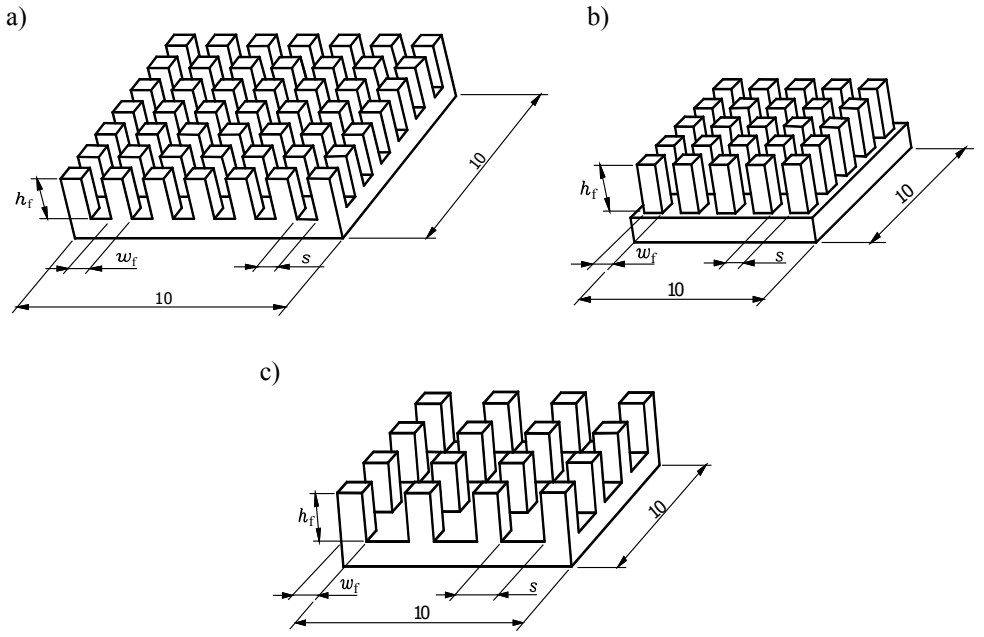
Rainey i You (2000) analizowali wrzenie w układzie miniżeber słupkowych w nasyconym FC-72. Stosowano żebra o wysokościach od 0 do 8 mm, o przekroju 1 x 1 mm, umieszczone na powierzchni 10 x 10 mm^2 z podziałką 2 mm. W przypadku gładkich żeber uzyskano zwiększenie współczynników przejmowania ciepła tylko dla wysokości nie większych niż 5 mm. Rainey i in. (2003a,b) badali natomiast wpływ ciśnienia, przechłodzenia oraz rozpuszczonego gazu na wrzenie w podobnym układzie miniżeber.

Również wrzenie FC-72 w układzie miniżeber o przekroju kwadratowym było celem eksperymentów Guglielmini'ego i in. (1999, 2002). Stosowano żebra o wysokości 3 lub 6 mm oraz przekroju 0,4 x 0,4 mm^2 lub 1 x 1 mm^2, rozmieszczone równomiernie lub nierównomiernie, z odstępami między żebrami (s) odpowiednio 0,4 lub 1 mm i odstępami między sekcjami żeber (s_u) 1,2 lub 3 mm (rys. 2.13). Największe współczynniki przejmowania ciepła otrzymano stosując konfigurację przedstawioną na rysunku 2.13c. We wcześniejszej publikacji Guglielmini i in. (1996) podali wyniki dla wrzenia cieczy dielektrycznej Galden HT-55 w układzie jednolicie rozmieszczonych miniżeber przy różnych ciśnieniach i orientacji powierzchni bazowej. Identyczny układ, ale z dodatkową ścianką umocowaną 0,5 lub 2 mm nad wierzchołkami miniżeber analizowali Misale i in. (1999), obserwując znaczne zmniejszenie gęstości strumienia ciepła przy poziomej orientacji układu.



Rys. 2.13. Trzy konfiguracje rozmieszczenia miniżeber: a) równomierne – konfiguracja A, b) nierównomierne – wyeliminowany jeden rząd z sześciu – konfiguracja B, c) nierównomierne (wyeliminowany jeden rząd z trzech) – konfiguracja C, Guglielmini i in. (1999, 2002)

Yu i Lu (2007) zajmowali się wymianą ciepła przy wrzeniu FC-72 w układzie miniżeber o grubości 1 mm, rozmieszczonych jednolicie na powierzchni 10 x 10 mm^2, przy zmiennej szerokości przestrzeni międzyżebrowej s (0,5-2 mm) oraz wysokości h_f (0,5-4 mm) – rysunek 2.14. Współczynniki przejmowania ciepła, odniesione do całkowitej powierzchni rozwiniętej, wykazały spadek przy zmniejszaniu odstępów między żebrami i zwiększeniu ich wysokości.



Rys. 2.14. Geometrie układów miniżeber: a) s = 0,5 mm, b) s = 1 mm, c) s = 2 mm (Yu i Lu, 2007)

Badania wrzenia wody na powierzchniach ożebrowanych, ale przy niskich ciśnieniach (2 oraz 9 kPa) prowadzili Chan i in. (2010). Używano miniżeber o wysokości

0,75-15 mm i grubości 0,5-2 mm. Stosując optymalną konfigurację układu przy ciśnieniu 9 kPa uzyskano współczynnik przejmowania ciepła około 60 kW/m^{2}K.

Honda i in. (2002), Wei i Honda (2003) oraz Wei i in. (2005) studiowali wrzenie FC-72 na mikrożebrach wytworzonych metodą suchego wytrawiania bezpośrednio na krzemowych płytkach półprzewodnikowych o wymiarach 10 x 10 x 0,5 mm^3. Stosowano przekroje nieprzekraczające 50 x 50 μm^2 i wysokości do 270 μm, uzyskując czterokrotny wzrost maksymalnej gęstości strumienia ciepła. Honda i Wei (2004) w swoim przeglądzie mikrostruktur (m.in. mikrożebra, mikrowgłębienia, struktury *tunel-por*, porowate, chropowate) stwierdzili, że w porównaniu z powierzchnią gładką przyczyniają się one do wydłużenia czasu utrzymywania pęcherza, co jest jednym z czynników decydujących o intensyfikacji wymiany ciepła podczas wrzenia.

Mitrovic (2006) założył, że idealna efektywność powierzchni strukturalnej może zaistnieć w przypadku, gdy jej przegrzanie nie ulega zmianie przy wzroście gęstości strumienia ciepła. Eksperymenty wykazały, że warunek ten jest spełniony przez strukturę składającą się z identycznych elementów rozmieszczonych w postaci jednolitego wzoru na powierzchni grzejnej, co jest równoważne z tworzeniem fraktali, np. płatków Kocha. Praktyczna realizacja tego rodzaju powierzchni została zaprezentowana m.in. w publikacjach Ustinova i Mitrovica (2008) oraz Ustinova i in. (2011). Przedstawiono w nich badania eksperymentalne wrzenia R134a i FC-3284 na mikrożebrach igłowych o średnicach 0,1-25 μm, przy wysokości do 100 μm. W pewnych warunkach uzyskano nawet spadek przegrzania przy wzroście q, co według wiedzy autorów było zjawiskiem nieopisywanym dotychczas w literaturze.

Intensywny rozwój nanotechnologii w ostatnich latach spowodował wzrost zainteresowania badaczy możliwościami wykorzystania nanostruktur do intensyfikacji wymiany ciepła przy wrzeniu. Ujereh i in. (2007) przedstawili eksperymenty z wykorzystaniem nanorurek węglowych (CNT – *carbon nanotubes*) o średnicach 1-100 nm i długościach 1-50 μm. Launay i in. (2006) porównywali sześć rodzajów powierzchni: (1) gładką, (2) chropowatą powierzchnię krzemową, (3) powierzchnię całkowicie pokrytą strukturą CNT, (4) pokrytą krzemowymi mikrożebrami o średnicy 70 μm, (5) pokrytą mikrożebrami utworzonymi na bazie nanorurek oraz (6) przestrzenną mikrostrukturę tunelową, zbliżoną do powierzchni przedstawionej na rysunku 2.13a. Największe gęstości strumienia ciepła uzyskano stosując tę ostatnią powierzchnię, natomiast użycie CNT było efektywne jedynie przy małych przegrzaniach. Kim i in. (2010) testowali wrzenie nanocieczy na czterech różnych nanopowierzchniach (pokrycie ośmiokątnymi nanosłupkami, nanoigłami lub nanosłupkami zbudowanymi z nanoigieł) uzyskując współczynniki przejmowania ciepła przekraczające 50 kW/m^{2}K. Yao i in. (2011) porównywali wrzenie wody na płytkach krzemowych z nanoigłami o wysokościach 2-35 nm. Obszerny przegląd technik wytwarzania nanostruktur przedstawili Lu i Kandlikar (2011).

2.4. MIKROKANAŁY

Według definicji Kandlikara i Grande (2003) do mikrokanałów zalicza się kanały o średnicy hydraulicznej z przedziału 10-200 μm. Są one powszechnie wykorzystywane do intensyfikacji wymiany ciepła podczas wrzenia z przepływem. Kandlikar (2010) porównał współczynniki przejmowania ciepła i gęstości strumienia ciepła dla czterech przypadków wymiany ciepła (tab. 2.1).

Tabela. 2.1. Porównanie współczynników przejmowania ciepła i gęstości strumienia ciepła dla wody (Kandlikar, 2010)

Rodzaj wymiany ciepła	α, kW/m^{2}K	q, kW/m^2
przepływ jednofazowy w gładkich mikrokanałach 100 x 200 μm	10-15	100-200
przepływ jednofazowy w kanałach 48 x 256 μm^2 z mikrożebrami typu *offset strip fins*	> 500	5000-10 000
wrzenie pęcherzykowe w dużej objętości, powierzchnia z mikrootworkami o średnicy 0,6 mm	30-300	1200-4800
przepływ z wrzeniem nasyconym, $d_h \approx 207$ μm	30-80	2000-3500

Wrzenie wody w mikrokanałach o szerokości 60-200 μm i głębokości 180-275 μm, wytrawionych w płytkach krzemowych na powierzchni 10 x 10 mm^2 było przedmiotem analizy Cooke'a i Kandlikara (2011). Uzyskane współczynniki przejmowania ciepła, dochodzące do około 72 kW/m^2 (kanał o przekroju 100 x 275 μm^2), były do 3,4 razy większe od współczynników dla powierzchni gładkiej. O wiele lepsze wyniki otrzymali Cooke i Kandlikar (2012) stosując mikrokanały o większych wymiarach (szerokości 200-400 μm i głębokości 100-400 μm) wykonane w płytkach miedzianych o powierzchni również 10 x 10 mm^2. Przy przekroju kanału 375 x 400 μm^2 współczynnik przejmowania ciepła osiągnął prawie 270 kW/m^2. Zbliżoną wartość α, także przy wrzeniu wody, uzyskali Guan i in. (2010) stosując kanały o szerokości 400 μm (podziałka 1,4 mm), ale o głębokości zwiększonej do 600 μm, przy wprowadzonej dodatkowej modyfikacji w postaci kołowych poszerzeń o średnicach 600-1000 μm, rozmieszczonych na poszczególnych kanałach z podziałkami od 1,9 do 2,4 mm. Największą efektywność otrzymano przy stosowaniu najmniejszych średnic poszerzeń i najmniejszych podziałek. Cooke i Kandlikar (2012), porównując współczynniki przejmowania ciepła z danymi kilku innych autorów, wskazują na osiągnięcie rekordowej wartości α, nie biorąc jednak pod uwagę powierzchni struktury, której niewielkie rozmiary (10 x 10 mm^2) mogą znacząco wpływać na wzrost współczynnika przejmowania ciepła. Wpływ wymiarów powierzchni grzejnej na gęstość strumienia ciepła i współczynnik przejmowania ciepła opisano w rozdziale 5.5.

Tullius i in. (2011) przedstawili przegląd metod chłodzenia urządzeń i elementów elektronicznych z wykorzystaniem wrzenia w objętości oraz przepływów jedno- i dwufazowych.

2.5. WĄSKIE KANAŁY. PRZESTRZENIE OGRANICZONE

Stosowanie wąskich kanałów lub przestrzeni ograniczonych jest stosunkowo prostym sposobem intensyfikacji wymiany ciepła podczas wrzenia, ale wymaga eksperymentalnego doboru szerokości przestrzeni (kanału) w zależności od konfiguracji i wielkości powierzchni, rodzaju czynnika wrzącego, zakresu gęstości strumienia ciepła. Takie układy powierzchni mogą być używane na przykład do chłodzenia podzespołów elektronicznych lub mikrowymienników ciepła. Bonjour i Lallemand (1997) podają przykład zastosowania wrzenia w wąskiej przestrzeni do chłodzenia półprzewodników o wysokiej mocy, stosowanych w pociągach TGV.

Badania prowadzone od końca lat sześćdziesiątych dotyczyły przeważnie układów z pionowymi ściankami. Badania Misale'go i Berglesa (1997), Xia i in. (1992, 1996), Geislera i Bar-Cohena (2003, 2009), Guo i Zhu (1997) prowadziły do konkluzji, że w przypadku wrzenia R-113 oraz FC-72 zmniejszenie szerokości kanału (do 0,3-0,8 mm), tj. do wartości zbliżonej do średnicy odrywającego się pęcherza, skutkuje najczęściej zwiększeniem współczynnika przejmowania ciepła. Bonjour i Lallemand (1997) oraz Xia i in. (1996) stwierdzili, że krytyczna gęstość strumienia ciepła zmniejszała się przy redukowaniu szerokości szczeliny.

Badania eksperymentalne w wąskich kanałach poziomych były prowadzone m.in. przez Passosa i in. (2004, 2005), Misale'go i in. (2011), Stutza i in. (2009), Zhao i in. (2003). Passos i in. (2004, 2005) odnotowali zwiększanie współczynnika przejmowania ciepła przy zmniejszaniu wysokości kanału. Stutz i in. (2009) oraz Misale i in. (2011) otrzymali największe współczynniki przejmowania ciepła stosując kanał o największej wysokości.

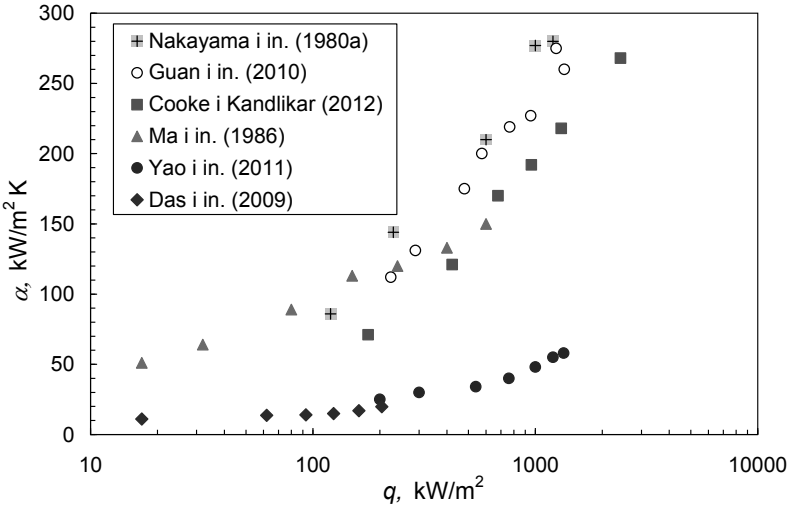
Wrzenie w wąskich kanałach, przy zmiennej szerokości szczeliny i kącie nachylenia powierzchni, było tematem artykułów Fujity i in. (1988) oraz Misale'go i in. (2009). Fujita i in. stwierdzili, że α wzrasta przy zmniejszaniu szerokości szczeliny, jednak dalsze zmniejszanie szerokości kanału poniżej 0,6 mm prowadzi do spadku współczynnika przejmowania ciepła.

Bar-Cohen i in. (2008) opisali sposoby bezpośredniego chłodzenia (zanurzeniowego) płytek półprzewodnikowych z wykorzystaniem układu pionowych wąskich kanałów. Wyznaczona analitycznie optymalna szerokość kanału przy wrzeniu FC-72 wynosiła 0,2-0,45 mm.

2.6. PORÓWNANIE WSPÓŁCZYNNIKÓW PRZEJMOWANIA CIEPŁA – WRZENIE WODY

Na rysunku 2.15 przedstawiono dane eksperymentalne otrzymane podczas wrzenia wody na sześciu wybranych powierzchniach, dla których autorzy uzyskali

największe wartości współczynników przejmowania ciepła. Parametry porównywanych powierzchni podano w tabeli 2.2.



Rys. 2.15. Porównanie współczynników przejmowania ciepła dla wybranych powierzchni

Tabela. 2.2. Parametry porównywanych powierzchni (wymiary w mm), gdzie: * – średnica poszerzenia, ** – wymiar oczka siatki, *** – wysokość nanowłókna

Rodzaj powierzchni	Źródło	d_p	h_{tun}	w_{tun}	p_{tun}	Powierzchnia	Materiał	Rys.
Tunel + por	Nakayama i in. (1980a)	0,14	0,5	0,2	0,5	Ø20 mm	Cu	2.1
Mikrokanał	Guan i in. (2010)	0,6*	0,6	0,4	1,4	–	Cu	–
Mikrokanał	Cooke i Kandlikar (2012)	–	0,4	0,37	0,61	10 x 10 mm^2	Cu	–
Tunel + por	Ma i in. (1986)	0,09**	0,4	0,3	0,6	47 x 47 mm^2	Cu	2.3
Nanowłókna	Yao i in. (2011)	–	0,035 ***	–	–	10 x 10 mm^2	Si	–
Tunel integralny	Das i in. (2009)	1,0*	2,0	0,4	3,4	Ø 60,5 mm	Cu	2.12d

Analizowane powierzchnie, zastosowane do intensyfikacji wymiany ciepła przy wrzeniu wody, pozwalają na uzyskanie gęstości strumienia ciepła przekraczającej 1 MW/m^2 oraz współczynników przejmowania ciepła dochodzących do 270 kW/m^{2}K. Charakterystyczny jest duży rozrzut wartości α – w zakresie gęstości

strumienia 100-1000 kW/m^2 występują nawet dziesięciokrotne różnice współczynników przejmowania ciepła. Nanostruktura krzemowa stosowana przez Yao i in. (2011) pozwalała na osiągnięcie około 50 kW/m^{2}K, przy czym stosując nanowłókna miedziane autorzy ci uzyskiwali nieznacznie gorsze wyniki.

2.7. PODSUMOWANIE

W dokonanym przeglądzie literatury skoncentrowano się na wybranych wynikach badań doświadczalnych, dotyczących wymiany ciepła przy wrzeniu w dużej objętości na pięciu rodzajach powierzchni.

Dobór optymalnych parametrów struktury tunelowej zależy m.in. od rodzaju cieczy wrzącej, rodzaju powierzchni, z której struktura odbiera ciepło (płaska – walcowa), wymiarów powierzchni, zakresu gęstości strumienia ciepła. Prezentowane w literaturze krzywe wrzenia i współczynniki przejmowania ciepła charakteryzują się znacznym rozrzutem. W najnowszych badaniach można zaobserwować powrót do stosowania wody jako cieczy wrzącej na mikro- i nanożebrach (włóknach), w tunelach strukturalnych i kanałach otwartych, chociaż w odniesieniu do nano- i mikropowierzchni powszechnie stosowane są ciecze dielektryczne, tj. fluorinerty (FC-72, FC-3284, HT-55), jak również czynniki chłodnicze (R-134a, R-123).

W większości prac przedstawiane są indywidualne wyniki, otrzymane w wąskim zakresie zmian parametrów struktury. Krzywe wrzenia uzyskiwano najczęściej przy wzrastających wartościach gęstości strumienia ciepła. Najnowsze publikacje dotyczą z reguły powierzchni wytworzonych przy pomocy skomplikowanych technologii – nanostruktur i mikrokanałów. Największe współczynniki przejmowania ciepła (do 270 kW/m^{2}K) uzyskano stosując wrzenie wody na powierzchniach typu *tunel-por* oraz w mikrokanałach.

3. Metodyka badań eksperymentalnych

3.1. BADANE POWIERZCHNIE STRUKTURALNE

3.1.1. Rodzaje powierzchni

Własne badania eksperymentalne zostały przeprowadzone w odniesieniu do zaprojektowanych przez autora pięciu rodzajów powierzchni strukturalnych:

- **TS** (*tunnel structure*) – struktura tunelowa – Pastuszko i Poniewski (2002), Pastuszko (2003b, 2004a, 2005, 2008a, 2008g), Pastuszko i in. (2004b,c), Kozioł i in. (2006),
- **NTS** (*narrow tunnel structure*) – struktura z wąskimi tunelami – Pastuszko (2003b, 2008a,e,g), Pastuszko i Poniewski (2005), Pastuszko i in. (2004b),
- **NTS-M** (*narrow tunnel structure – mesh*) – struktura z wąskimi tunelami i siatką – Pastuszko (2010d, 2011c),
- **NTS-W** (*narrow tunnel structure – wide fins*) – struktura z wąskimi tunelami i szerokimi żebrami – Pastuszko (2008f),
- **NTS-L** (*narrow tunnel structure – low fins*) – struktura z wąskimi tunelami i niskimi żebrami – Pastuszko (2008d, 2009c,d, 2010b,c, 2012b).

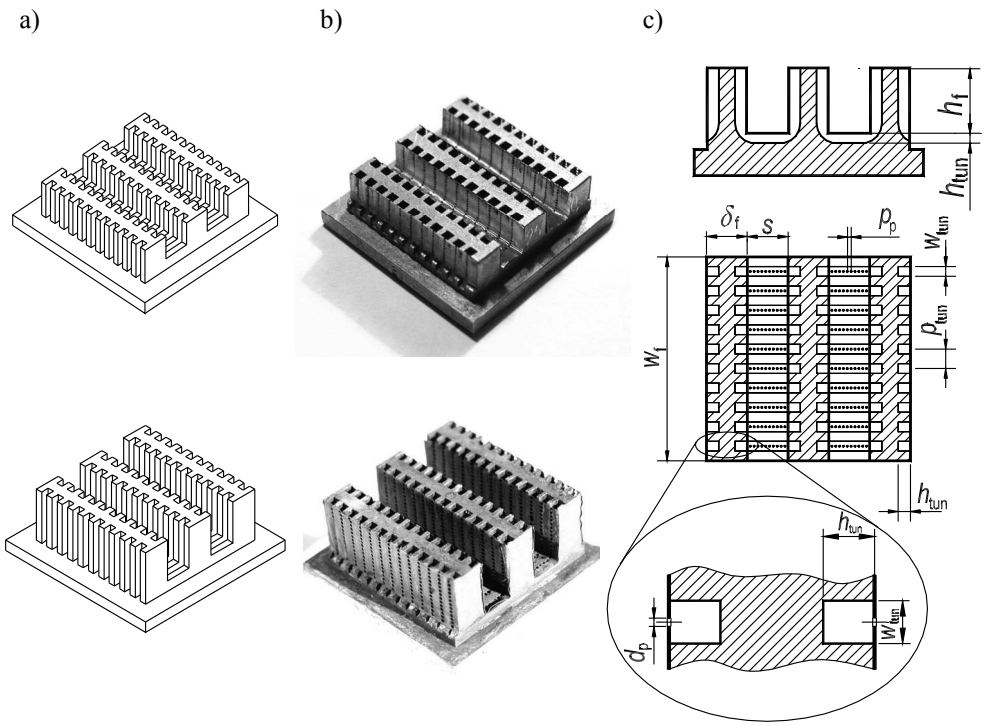
Zaprojektowane przez autora złożone powierzchnie, niemające odpowiedników w literaturze, umożliwiają wykorzystanie zarówno wewnętrznego (tunele), jak i zewnętrznego (żebra główne, mini- i mikrożebra) rozwinięcia powierzchni. W przypadku powierzchni TS, NTS, NTS-W wykorzystana jest wewnętrzna przestrzeń żeber głównych, co przyczynia się do zwiększenia powierzchni zwilżanej, konwekcji wewnętrznej oraz intensywności parowania.

Analizowane powierzchnie tunelowe umożliwiają, w przypadku tuneli pionowych, rozdzielenie miejsc zasysania cieczy (pory) i odprowadzania wytworzonej pary (wylot tunelu). Duży przekrój wylotów tuneli (TS – 2 mm^2, NTS – od 3 do 7,5 mm^2) pozwala na intensywny odpływ pary przy większych gęstościach strumienia ciepła. Równoczesne zastosowanie porów o średnicach 0,3-0,5 mm, przez które ciecz dopływa do tuneli podpowierzchniowych, opóźnia ich wysuszenie. Przedstawione założenia, omówione szerzej w rozdziale 7, zostały zweryfikowane przez badania wizualizacyjne (rozdział 5).

Wszystkie powierzchnie zostały uformowane z miedzi na bazie kwadratu o boku 27 mm, przy czym wymiar podstawy został powiększony do 32 mm. Powierzchnie TS, NTS oraz NTS-M posiadały trzy główne żebra o grubości 5 mm, szerokości 26,5-27 mm. Stosowano folię miedzianą o grubości 0,1 mm z perforacjami wykonanymi metodą trawienia chemicznego.

3.1.2. Powierzchnie TS

Struktura tunelowa (TS) uzyskana została przez wycięcie mikrorowków na bocznych powierzchniach żeber i poziomych przestrzeniach międzyżebrowych oraz spiekanie miedzianej folii perforowanej (rys. 3.1). W rezultacie otrzymano układ tuneli w kształcie litery U (dwa pionowe i jeden poziomy).



Rys. 3.1. Powierzchnie TS z żebrami o wysokości 5 i 10 mm: a) widoki próbek przed nałożeniem pokrycia, b) fotografie przygotowanych powierzchni z folią perforowaną, c) przekroje

Stałe parametry próbek były następujące:

- liczba żeber: 3,
- wysokość żeber: 5 i 10 mm (h_f),
- grubość żeber: 5 mm (δ_f),
- szerokość przestrzeni międzyżebrowej: 5 mm (s),
- wysokość tuneli: 1,6 mm (h_{tun}),
- szerokość tuneli: 1,3 mm (w_{tun}),
- szerokość żeber: 26,5 mm (w_f).

Zastosowano poniższe zmienne parametry (tab. 3.1):

- średnice porów: 0,3-0,4-0,5 mm (d_p),
- podziałka porów: 0,6-0,8-1,0 mm ($p_p = 2d_p$),
- podziałka tuneli: 2,0-2,25-2,5 mm (p_{tun}).

Tabela 3.1. Powierzchnie TS – oznaczenia próbek i parametry powierzchni

Żebra niskie (h_f = 5 mm)			**Żebra wysokie (h_f = 10 mm)**		
Kod	d_p, mm	p_{tun}, mm	Kod	d_p, mm	p_{tun}, mm
TS-5-2.00-0.3	0,3	2,00	TS-10-2.00-0.3	0,3	2,00
TS-5-2.00-0.4	0,4	2,00	TS-10-2.00-0.4	0,4	2,00
TS-5-2.00-0.5	0,5	2,00	TS-10-2.00-0.5	0,5	2,00
TS-5-2.25-0.3	0,3	2,25	TS-10-2.25-0.3	0,3	2,25
TS-5-2.25-0.4	0,4	2,25	TS-10-2.25-0.4	0,4	2,25
TS-5-2.25-0.5	0,5	2,25	TS-10-2.25-0.5	0,5	2,25
TS-5-2.50-0.3	0,3	2,50	TS-10-2.50-0.3	0,3	2,50
TS-5-2.50-0.4	0,4	2,50	TS-10-2.50-0.4	0,4	2,50
TS-5-2.50-0.5	0,5	2,50	TS-10-2.50-0.5	0,5	2,50

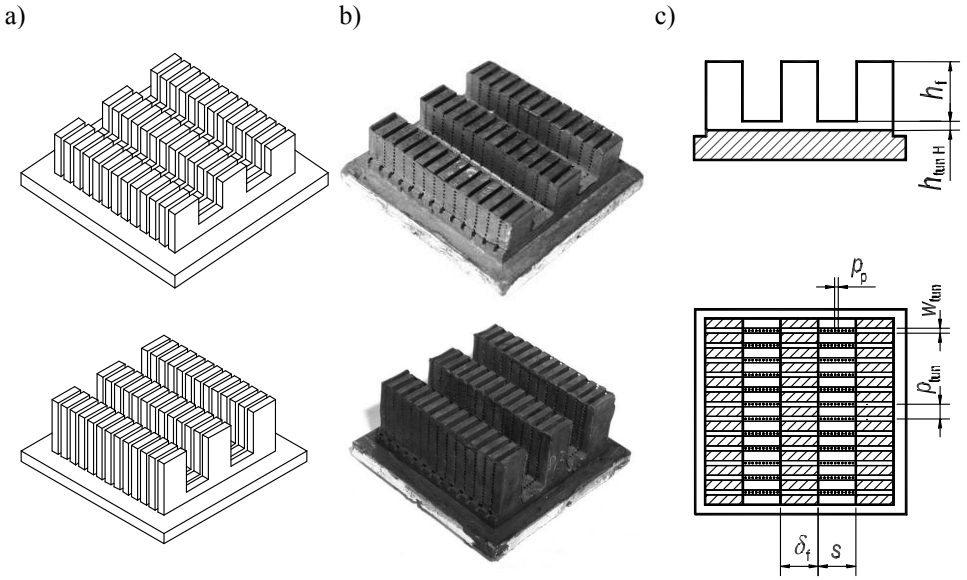
3.1.3. Powierzchnie NTS i NTS-M

Frezowane na wskroś żebra główne utworzyły miniżebra o szerokości odpowiadającej grubości żeber bazowych, przy czym dodatkowo uzyskano szereg połączonych wąskich tuneli, zamkniętych spiekaną folią perforowaną lub siatką (rys. 3.2).

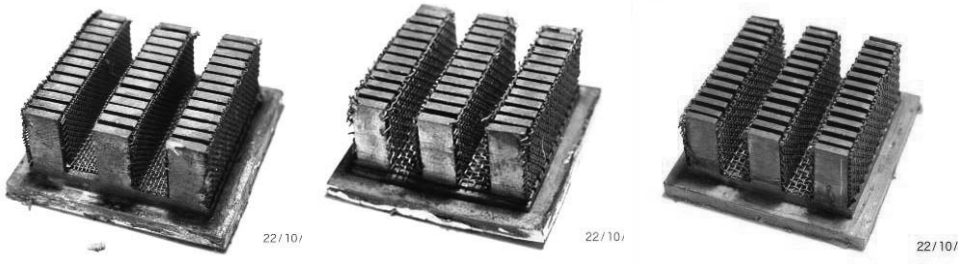
Stałe parametry geometryczne żeber głównych były identyczne jak w przypadku powierzchni TS. Głębokość tuneli w przestrzeniach międzyżebrowych wynosiła 1 mm (h_{tunH}, rys. 3.2c). Przyjęto stałą podziałkę tuneli 2 mm (p_{tun}). Zmienne parametry próbek były następujące (tab. 3.2):

- średnice porów (oczek siatki): 0,3/0,32-0,4-0,5 mm,
- szerokość wąskiego tunelu: 0,6-1,0-1,5 mm.

Badane próbki z układem pionowych żeber prostokątnych przedstawiono na rysunkach 3.2 i 3.3. Parametry badanych powierzchni NTS i NTS-M zestawiono w tabeli 3.2.



Rys. 3.2. Powierzchnie NTS: a) widoki próbek przed nałożeniem pokrycia, b) fotografie przygotowanych powierzchni (główne żebra o wysokości 5 mm i 10 mm) z folią perforowaną, c) przekroje powierzchni



Rys. 3.3. Widoki powierzchni NTS-M (10-0.6-0.3, 10-0.6-0.5, 10-1.0-0.5)

Tabela 3.2. Powierzchnie NTS i NTS-M – oznaczenia próbek i parametry powierzchni, gdzie: * – wymiar oczka siatki

Kod	d_p, mm	p_p, mm	w_{tun}, mm
NTS-5-0,6-0,3	0,3	0,6	0,6
NTS-5-0,6-0,4	0,4	0,8	0,6
NTS-5-1,0-0,3	0,3	0,6	1,0
NTS-5-1,0-0,5	0,5	0,6	1,0

cd. tabeli 3.2

Kod	d_p, mm	p_p, mm	w_{tun}, mm
NTS-5-1,5-0,3	0,3	0,6	1,5
NTS-5-1,5-0,4	0,4	0,8	1,5
NTS-5-1,5-0,5	0,5	1,0	1,5
NTS-M-10-0.6-0.3	0,32*	0,52*	0,6
NTS-10-0.6-0.4	0,4	0,8	0,6
NTS-M-10-0.6-0.5	0,5*	0,82*	0,6
NTS-10-1.0-0.3	0,3	0,6	1,0
NTS-10-1.0-0.4	0,4	0,8	1,0
NTS-M-10-1.0-0.5	0,5*	0,82*	1,0

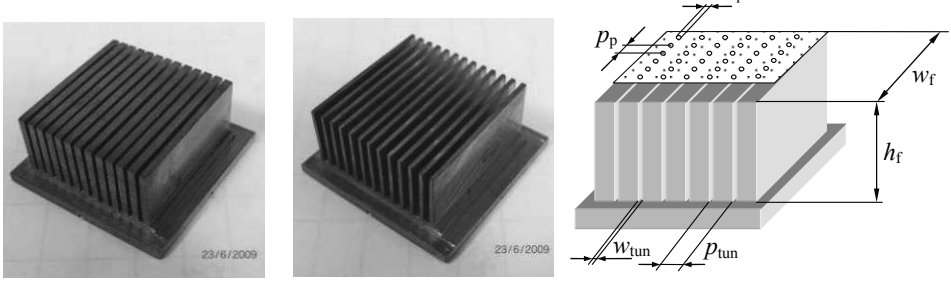
3.1.4. Powierzchnie NTS-W

Przykład powierzchni NTS-W przedstawiono na rysunku 3.4. Posiadały one 13 żeber głównych, między którymi uformowano 12 wąskich tuneli, ograniczonych od góry spiekaną folią perforowaną.

Stałe parametry próbek były następujące:

- liczba żeber: 13,
- wysokość żeber: 10 mm ($h_f = h_{tun}$),
- długość tuneli – odpowiada szerokości próbki: 27 mm (w_f),
- podziałka żeber równa podziałce tuneli: 2 mm (p_{tun}).

a) b)



Rys. 3.4. Powierzchnie NTS-W: a) zdjęcia powierzchni bez spiekanej folii (z otwartymi tunelami), szerokości tuneli: 0,6 oraz 1,2 mm, b) oznaczenie wymiarów

W tabeli 3.3 przedstawiono parametry próbek NTS-W. Oznaczenie „00” na końcu kodu próbki dotyczy struktur bez folii perforowanej (tunele otwarte).

Tabela 3.3. Oznaczenia próbek NTS-W i ich parametry

Oznaczenie	d_p, mm	p_p, mm	w_{tun}, mm
NTS-W-10-0.6-0.3	0,3	0,6	0,6
NTS-W-10-0.6-0.4	0,4	0,8	0,6
NTS-W-10-0.6-0.5	0,5	1,0	0,6
NTS-W-10-0.6-00	–	–	0,6
NTS-W-10-1.0-0.3	0,3	0,6	1,0
NTS-W-10-1.0-0.4	0,4	0,8	1,0
NTS-W-10-1.0-0.5	0,5	1,0	1,0
NTS-W-10-1.0-00	–	–	1,0
NTS-W-10-1.2-0.3	0,3	0,6	1,2
NTS-W-10-1.2-0.4	0,4	0,8	1,2
NTS-W-10-1.2-00	–	–	1,2

3.1.5. Powierzchnie NTS-L

Powierzchnie NTS-L to powierzchnie strukturalne wytworzone poprzez spiekanie tkanej siatki miedzianej, wykonanej z drutów o średnicy 0,14; 0,2; 0,32 mm (wymiar oczka odpowiednio 0,4 mm; 0,32 mm; 0,5 mm), z wierzchołkami mikrożeber o wysokości 0,5 lub 1,0 mm (tab. 3.4). Miedziane próbki w kształcie kwadratu o boku 26,5 mm posiadały 112 mikrożeber, tworzących układ przecinających się pod kątem prostym tuneli (rys. 3.5).

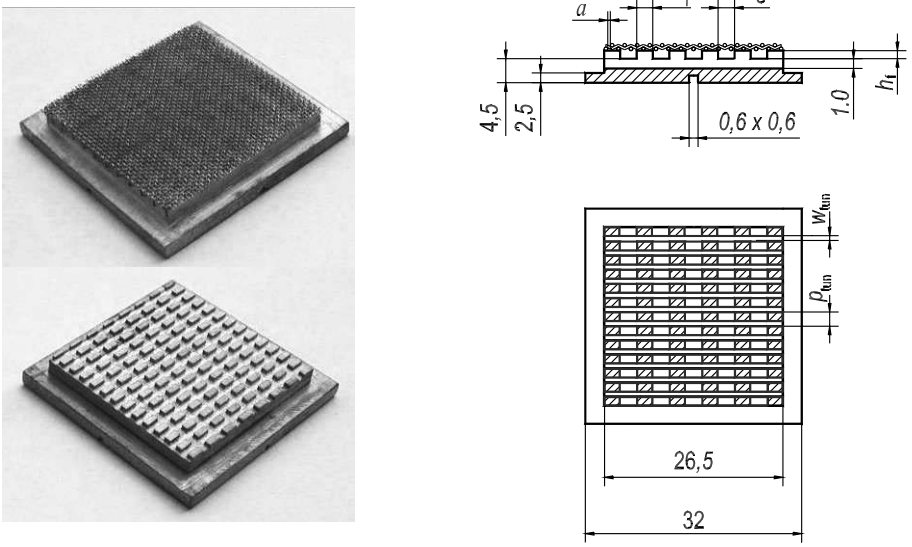
Stosowane są następujące stałe parametry próbek:

- grubość mikrożeber: 2 mm (δ_f),
- szerokość przestrzeni między żebrami: 1,5 mm (s),
- podziałka tunelu 2 mm (p_{tun}).

Zastosowane zmienne parametry próbek były następujące (tab. 3.4):

- wymiar oczek siatki (a): 0,3-0,4-0,5 mm (0,3 oznacza dokładny wymiar 0,32 mm),
- szerokość wąskiego tunelu (w_{tun}): 0,6-1,0-1,5 mm,
- wysokość mikrożeber ($h_f = h_{tun}$): 0,5-1,0 mm.

a) b)



Rys. 3.5. a) Widok przykładowej próbki NTS-L z siatką oraz bez siatki, b) przekrój próbki z oznaczeniami wymiarów

Tabela 3.4. Oznaczenia próbek NTS-L i ich parametry

Kod powierzchni		w_{tun}, mm	a, mm	p_p, mm
$h_f = h_{tun} = 0{,}5$ mm	$h_f = h_{tun} = 1$ mm			
NTS-L-0.5-0.6-0.3	NTS-L-1.0-0.6-0.3	0,6	0,32	0,52
NTS-L-0.5-0.6-0.4	NTS-L-1.0-0.6-0.4	0,6	0,4	0,54
NTS-L-0.5-0.6-0.5	NTS-L-1.0-0.6-0.5	0,6	0,5	0,82
NTS-L-0.5-0.6	NTS-L-1.0-0.6	0,6	–	–
NTS-L-0.5-1.0-0.3	NTS-L-1.0-1.0-0.3	1,0	0,32	0,52
NTS-L-0.5-1.0-0.4	NTS-L-1.0-1.0-0.4	1,0	0,4	0,54
NTS-L-0.5-1.0-0.5	NTS-L-1.0-1.0-0.5	1,0	0,5	0,82
NTS-L-0.5-1.0	NTS-L-1.0-1.0	1,0	–	–
NTS-L-0.5-1.5-0.3	NTS-L-1.0-1.5-0.3	1,5	0,32	0,52
NTS-L-0.5-1.5-0.4	NTS-L-1.0-1.5-0.4	1,5	0,4	0,54
NTS-L-0.5-1.5-0.5	NTS-L-1.0-1.5-0.5	1,5	0,5	0,82
NTS-L-0.5-1.5	NTS-L-1.0-1.5	1,5	–	–

3.2. CZYNNIKI WRZĄCE

Używano następujących czynników wrzących:

- woda destylowana – TS, NTS, NTS-W, NTS-L, NTS-M,
- alkohol etylowy bezwodny, zawartość C_2H_6O min. 99,8% (prod. POCh S.A., Gliwice) – TS, NTS, NTS-W, NTS-L, NTS-M,
- freon R-123 – *dichlorotrifluoroethane*, SUVA 123 Refrigerant (prod. Du Pont, Holandia) – TS, NTS,
- fluorinert FC-72 – *perfluorohexane* lub *tetradecafluorohexane* (C_6F_{14}), Fluorinert™ Electronic Liquid FC-72 (prod. 3M™) – NTS, NTS-W, NTS-L, NTS-M.

Wybrane parametry termodynamiczne w temperaturze nasycenia przedstawia tabela 3.5.

Tabela 3.5. Parametry termodynamiczne badanych cieczy (Gogół, 1991; Faghri, 1995; El-Genk i Parker, 2008; McLinden, 1995)

Parametry nasycenia (p = 101,3 kPa)	Woda	Etanol	FC-72	R-123
T_{sat}, °C	100	78,3	56,4	27,5
ρ_l, kg/m^3	959	757	1602	1457
ρ_v, kg/m^3	0,597	1,43	13,24	6,39
μ_l, Pa·s	$2{,}82\cdot10^{-4}$	$4{,}35\cdot10^{-4}$	$4{,}25\cdot10^{-4}$	$4{,}06\cdot10^{-4}$
c_l, J/kgK	4220	723	1103	1023
i_{lv}, kJ/kg	2251	963	94,9	170
λ_l, W/mK	0,68	0,169	0,055	0,077
σ_l, N/m	0,0589	0,0177	0,0081	0,015

3.3. ŁĄCZENIE STRUKTURY Z FOLIĄ PERFOROWANĄ LUB SIATKĄ

Zastosowanie spiekania pozwoliło na wyeliminowanie pośredniej warstwy łączącej, np. lutu miękkiego. Wycinki folii lub siatki miedzianej oczyszczano chemicznie i formowano tak, aby przylegały do wykonanych powierzchni strukturalnych. Następnie mocowano je za pomocą zacisków stalowych, oddzielając barierą dyfuzyjną, jaką był papier. Po kilku próbnych spiekaniach określono optymalne parametry procesu, tj.:

- maksymalną temperaturę spiekania,
- czas wygrzewania powierzchni w tej temperaturze,
- sposób podgrzewania i studzenia, atmosferę ochronną.

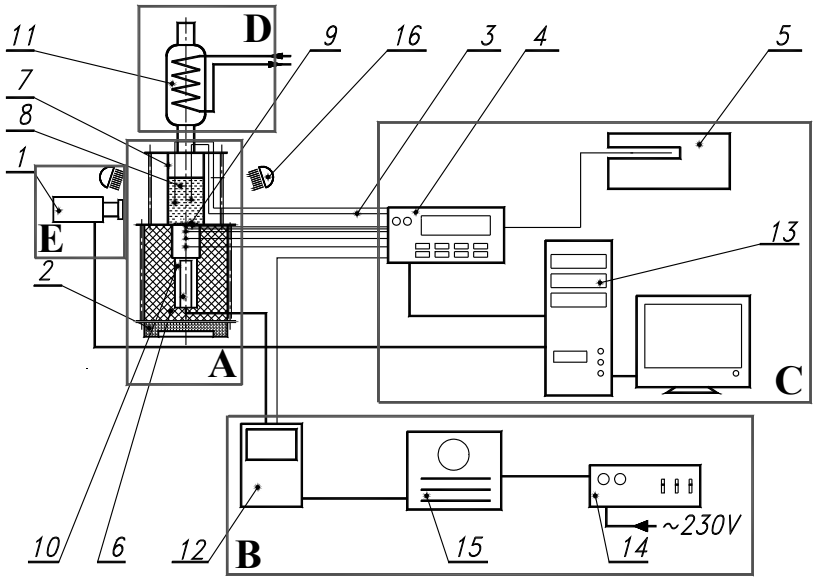
Mimo iż najlepszym rodzajem atmosfery ochronnej jest wodór, to jednak ze względów bezpieczeństwa stosowano zdysocjowany amoniak.

3.4. STANOWISKO POMIAROWE

3.4.1. Elementy stanowiska badawczego

Stanowisko laboratoryjne do wyznaczania krzywych wrzenia i współczynników przejmowania ciepła składało się z następujących modułów (rys. 3.6):

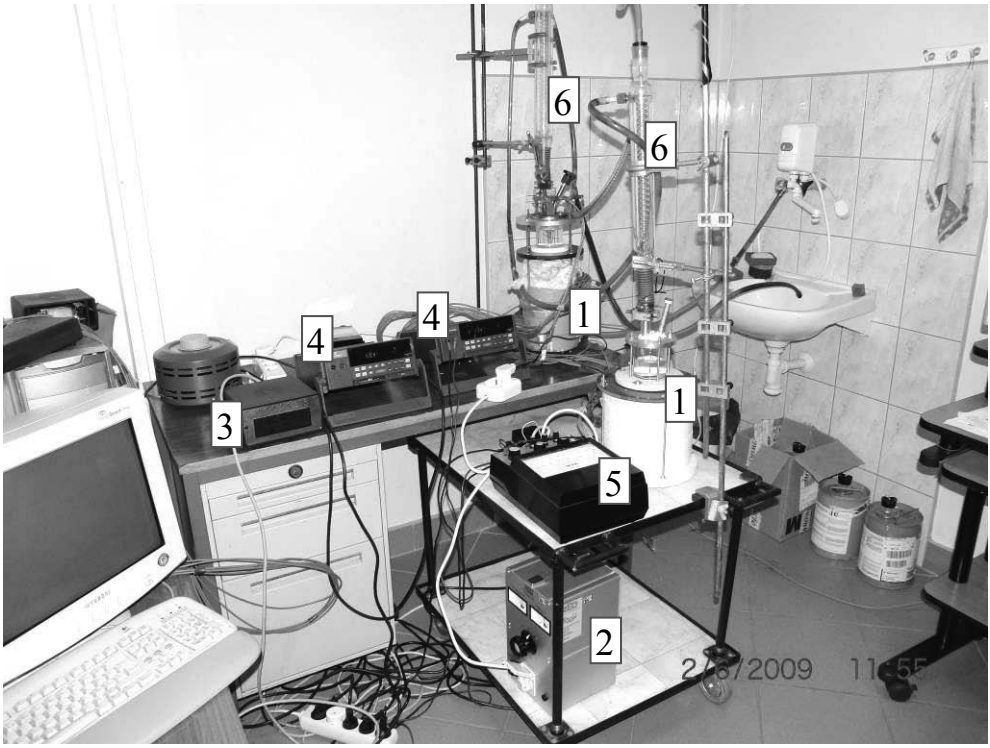
A. Moduł podstawowy zamienny z modułem do wizualizacji wewnętrznej.
B. Moduł zasilania wraz z pomiarem dostarczanej mocy elektrycznej.
C. Moduł pomiaru temperatur i akwizycji danych.
D. Moduł chłodzenia pary i odzyskiwania skroplin.
E. Moduł wizualizacji (aparat cyfrowy/kamera cyfrowa/kamera na podczerwień z oprzyrządowaniem).



Rys. 3.6. Układ pomiarowy: 1 – aparat/kamera cyfrowa, 2 – obudowa teflonowa modułu głównego, 3 – przewody kompensacyjne, 4 – multimetr – system akwizycji danych (FLUKE), 5 – piecyk kalibracyjny, 6 – izolacja, 7 – naczynie szklane, 8 – badana ciecz wrząca, 9 – badana próbka, 10 – walec miedziany z grzejnikiem, 11 – skraplacz, 12 – watomierz, 13 – komputer, 14 – układ odcinający zasilanie, 15 – autotransformator lub regulator mikroprocesorowy, 16 – oświetlacz

Stanowisko badawcze obejmowało dwa tory pomiarowe, co umożliwiało jednoczesne niezależne prowadzenie pomiarów na dwóch powierzchniach.

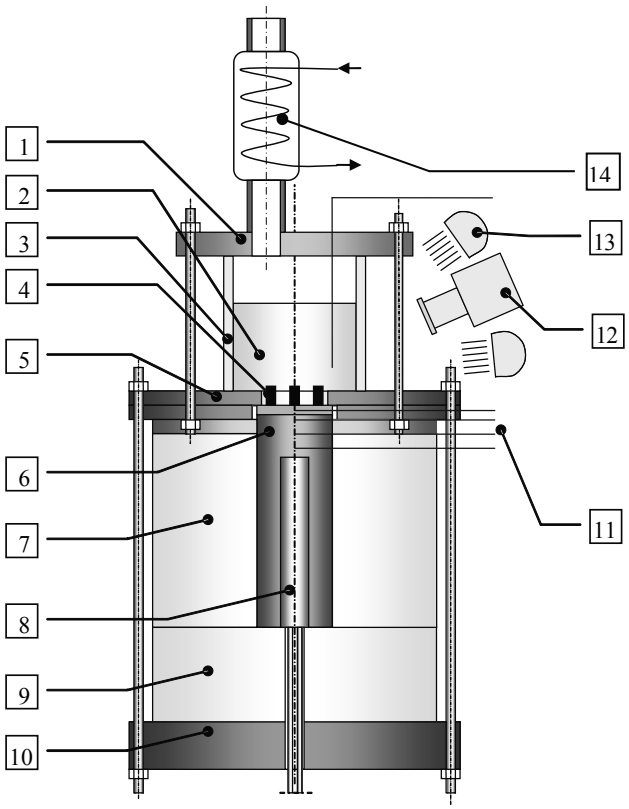
Ogólny widok torów pomiarowych pokazano na rysunku 3.7.



Rys. 3.7. Rozmieszczenie aparatury pomiarowej i badawczej w pomieszczeniu laboratoryjnym (dwa tory pomiarowe): 1 – moduł podstawowy, 2 – autotransformator, 3 – regulator mikroprocesorowy, 4 – multimetr – system akwizycji danych (FLUKE), 5 – watomierz, 6 – skraplacz

3.4.2. Moduł podstawowy

Moduł podstawowy stanowiska (rys. 3.8) składa się z cylindrycznego naczynia ze szkła żaroodpornego (3), wypełnionego wrzącą cieczą i umieszczonego nad badaną próbką (4). Dla potrzeb wizualizacji zewnętrznej zastosowano naczynie w postaci czterech płaskich płytek szklanych, połączonych silikonem. Odzysk odparowanej cieczy zapewniono dzięki skraplaczowi (14), połączonemu z górną pokrywą. Badana powierzchnia jest przylutowana do miedzianego walca grzejnego (6) o średnicy 45 mm i długości 170 mm. Wewnątrz walca znajduje się grzejnik patronowy (1000 W) o średnicy 19 mm i długości 130 mm. Walec jest otoczony warstwą izolacyjną o średnicy 200 mm. Zbliżone konstrukcyjnie moduły z pośrednim nagrzewaniem próbki stosowali m.in.: Nakayama i in. (1980a), Das i in. (2009, 2010), Ghiu i Joshi (2005a, 2006), Luanay i in. (2006), Chan i in. (2010), Misale i in. (1999, 2011), Guglielmini i in. (1996), Stutz i in. (2009), Cooke i Kandlikar (2011, 2012).



Rys. 3.8. Moduł podstawowy stanowiska: 1 – pokrywa górna, 2 – ciecz wrząca, 3 – naczynie szklane, 4 – próbka, 5 – przekładka teflonowa, 6 – walec grzejny, 7 – izolacja, 8 – grzejnik patronowy, 9 – izolacja dolna, 10 – podstawa teflonowa, 11 – termopary, 12 – szybka kamera cyfrowa/aparat cyfrowy, 13 – oświetlacz halogenowy/LED, 14 – skraplacz; Pastuszko (2012a)

3.4.3. Moduł do wizualizacji wewnętrznej

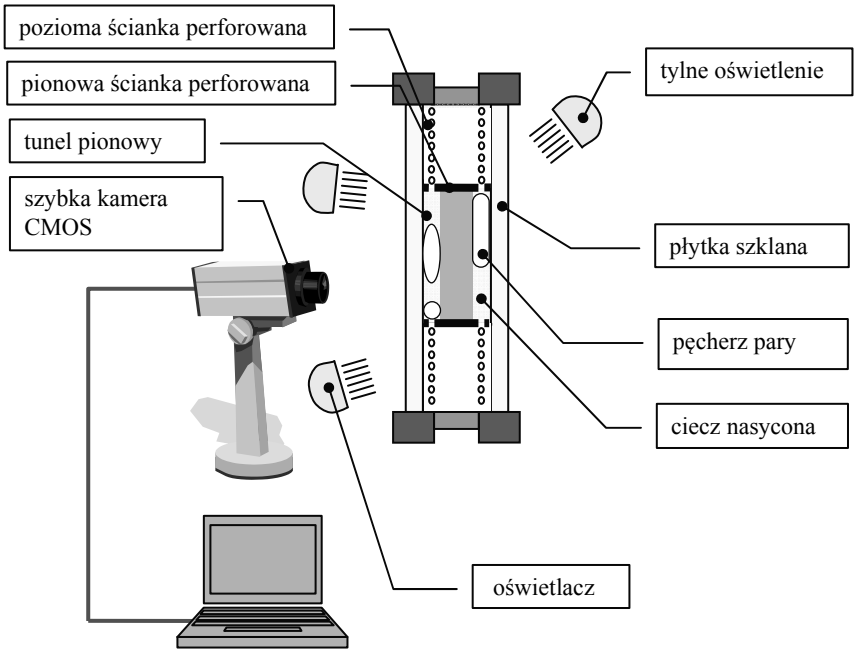
Zastosowana powierzchnia, stanowiąca zarówno układ miniżeber, jak i tuneli, jest skomplikowaną strukturą, w odniesieniu do której klasyczna wizualizacja powinna być uzupełniona o obserwację układu dwufazowego w przestrzeniach zamkniętych (ograniczonych). Ideę stanowiska do wizualizacji wewnętrznej przedstawiono na rysunku 3.9. Rysunek 3.10a pokazuje przekroje modułu do wizualizacji wewnętrznej, a rysunek 3.10b – zdjęcie tego modułu.

Obrazy tworzenia, wzrostu i odrywania się pęcherzy uzyskano za pomocą szybkiej monochromatycznej kamery cyfrowej Phot MV-D1024-160-CL (*Photonfocus*) z matrycą CMOS o rozdzielczości 1024 x 1024 pikseli przy 150 klatkach/s (fps). Dodatkowo stosowano aparat EX-FH20 (*Casio*) z matrycą o rozdzielczości 480 x 360 pikseli przy 210 fps, 224 x 168 przy 410 fps oraz 224 x 56 przy 1000 fps.

Zwiększenie szybkości zapisu obrazu do 1000 klatek na sekundę znacząco zmniejszało rozdzielczość. Przy stosowanym zakresie przegrzania powierzchni, częstotliwości odrywających się pęcherzy nie przekraczały 60 Hz, stąd stosowana dla kamery *Photonfocus* częstotliwość zapisu 493 fps (przy rozdzielczości 400 x 300 pikseli) była wystarczająca do celów wizualizacji.

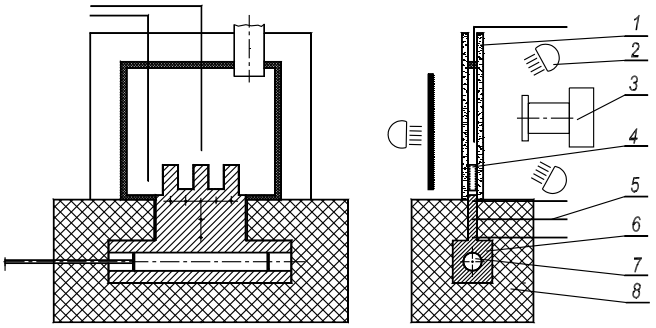
Do oświetlania badanej struktury zastosowano lampę halogenową lub oświetlacz LED ze światłowodami.

Moduł podstawowy tego stanowiska (rys. 3.10, 3.11) składa się z miedzianego bloku zawierającego miniaturowy grzejnik patronowy, wytworzonego jako całość z segmentem próbki. Moduły dla segmentu TS i NTS różnią się sposobem wykonania tuneli. Dwie szklane płytki stanowiły ograniczenie obszaru cieczy wrzącej, uformowanego przez wydzielony segment trzech miniżeber z przylutowanymi paskami folii perforowanej (powierzchnia TS). W przypadku segmentu NTS tunele zostały wyfrezowane bezpośrednio w trzech miniżebrach, co pozwoliło na uzyskanie lepszego przylegania krawędzi ścianki perforowanej do przezroczystych płytek. Zaproponowane konstrukcje modułów umożliwiały obserwację tworzenia, wzrostu i przemieszczania się pęcherzy pary oraz pozwoliły na określenie miejsc dopływu cieczy, jak również sposobu przemieszczania się fazy ciekłej i gazowej w obrębie tunelu poziomego i pionowego.

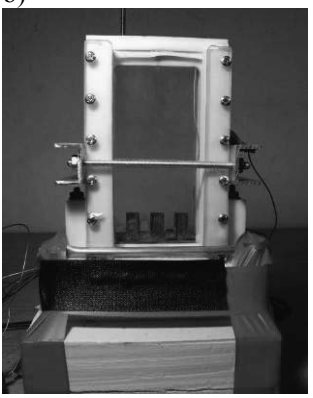


Rys. 3.9. Idea stanowiska do wizualizacji wrzenia w przestrzeni wąskiego tunelu dla segmentu NTS; Pastuszko (2012a)

a)



b)



Rys. 3.10. Moduł podstawowy stanowiska do wizualizacji wewnętrznej – segment NTS: a) przekrój: 1 – płytka szklana, 2 – oświetlenie, 3 – aparat cyfrowy/szybka kamera, 4 – folia perforowana, 5 – termopary, 6 – blok miedziany z segmentem próbki, 7 – grzejnik patronowy, 8 – izolacja; b) zdjęcie modułu z segmentem powierzchni NTS; Pastuszko (2012a, 2011a)

3.4.4. Pomiar temperatury

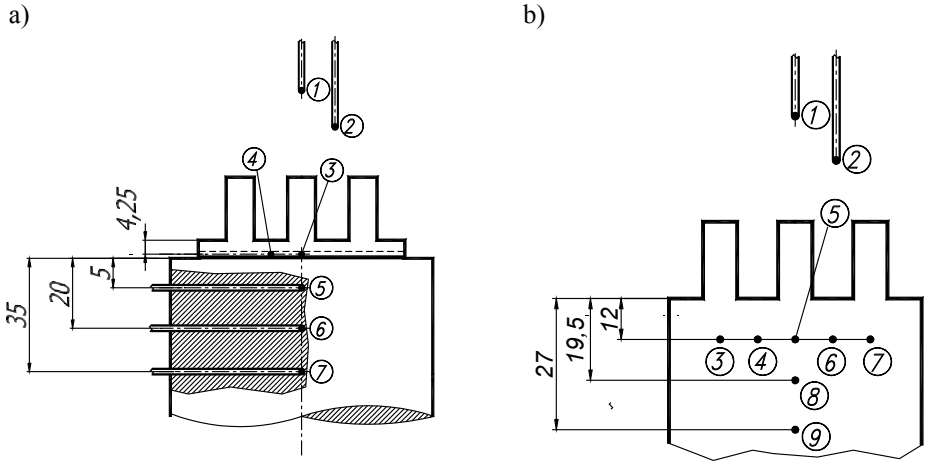
W module podstawowym zastosowano siedem termopar typu *K* (NiCr-NiAl) o średnicy płaszcza 0,5 mm. Rozmieszczono je w następujący sposób (rys. 3.11a):

- w cieczy (dwie termopary) – pomiar temperatury nasycenia (#1, #2),
- pod próbką – do ekstrapolacji do temperatury powierzchni próbki (#3, #4),
- w walcu na głębokości 5 i 35 mm – do wyznaczania gradientu temperatury (#5, #7),
- w walcu na głębokości 20 mm – do kontroli rozkładu temperatury (#6).

W module do wizualizacji wewnętrznej (rys. 3.11b) użyto dziewięć termopar:

- dwie do pomiaru temperatury nasycenia (#1, #2),
- pięć w górnej części segmentu – do ekstrapolacji temperatury na płaszczyznę poziomej folii perforowanej (#3, #4, #5, #6, #7),

- dwie do wyznaczania strumienia ciepła (#5, #9),
- na głębokości 19,5 mm – do kontroli rozkładu temperatury (#8).



Rys. 3.11. Rozmieszczenie termopar w module podstawowym (a) i w segmencie do wizualizacji wewnętrznej (b); Pastuszko (2012a)

Rura skraplacza (poz. 14, rys. 3.8) była otwarta, co gwarantowało utrzymywanie w naczyniu z wrzącą cieczą ciśnienia atmosferycznego. W czasie pomiarów obserwowano wskazania termopar umieszczonych w cieczy nasyconej (#1 i #2, rys. 3.11). Zmiany temperatury nasycenia wskazywałyby na zmiany ciśnienia lub niedogrzanie/przegrzanie cieczy – podczas eksperymentów z użyciem czterech czynników roboczych zmiany te nie przekraczały 0,1 K, a więc mieściły się w zakresie błędów pomiarowych temperatury. W związku z powyższym nie stosowano dodatkowego pomiaru ciśnienia wewnątrz naczynia, lecz w celach kontrolnych, na podstawie odczytu ciśnienia atmosferycznego, określano z tablic cieczy nasyconej odpowiadającą temperaturę nasycenia. Różnica między średnią wskazań termopar a temperaturą nasycenia (określona na podstawie pomiaru ciśnienia atmosferycznego) również mieściła się w zakresie błędów pomiarowych. Podobną metodykę wyznaczania temperatury nasycenia podczas pomiarów przy ciśnieniu atmosferycznych, tj. bez dodatkowego pomiaru ciśnienia wewnątrz układu, stosowali m.in.: Misale i in. (1999), Rainey i You (2000), Ghiu i Joshi (2005a), Passos i in. (2004), Misale i Bergles (1997), Cooke i Kandlikar (2011), Chien i Webb (1996a).

3.4.5. Obliczane wielkości

Gęstość strumienia ciepła wyznaczono na podstawie gradientu temperatury w górnej części walca grzejnego/modułu wizualizacyjnego, przy założeniu jednowymiarowego przewodzenia ciepła:

$$q = \frac{\lambda_{\mathrm{Cu}} \Delta T_{\mathrm{th}}}{l_{\mathrm{th}}} \tag{3.1}$$

gdzie indeksy odległości oraz różnicy temperatur th = 5; 7 – dla modułu podstawowego (rys. 3.11a) oraz th = 5; 9 – w przypadku modułu do wizualizacji wewnętrznej (rys. 3.11b).

Przegrzanie (ΔT) zostało odniesione do poziomu podstaw żeber głównych (jest to również płaszczyzna folii ograniczających tunel poziomy powierzchni TS i NTS). Ze względu na przesunięcie tej płaszczyzny ponad punkt pomiaru temperatury, do wyznaczenia przegrzania zastosowano zależność uwzględniającą ekstrapolację:

$$\Delta T = T_{\mathrm{th,m}} - \frac{q \cdot l_{\mathrm{th,bs}}}{\lambda_{\mathrm{Cu}}} - T_{\mathrm{sat}} \tag{3.2}$$

$T_{\mathrm{th,m}}$ oznacza średnią temperaturę określoną z dwóch termopar (#3 i #4, rys. 3.11a) lub pięciu termopar w przypadku segmentu (#3-#7, rys. 3.11b), natomiast $l_{\mathrm{th,bs}}$ – odległość pomiędzy podstawą głównego żebra a termoparami pod próbką (4,25 mm – rys. 3.11a) lub w górnej części segmentu (12 mm – rys. 3.11b).

Dla badanych powierzchni TS, NTS, NTS-L, NTS-W, NTS-M gęstości strumienia ciepła były odnoszone do podstawy żeber głównych lub miniżeber, co umożliwiało porównywanie otrzymywanych wartości współczynnika przejmowania ciepła przy różnych rozwinięciach powierzchni. Współczynnik przejmowania ciepła wyliczono z zależności:

$$\alpha = \frac{q}{\Delta T} \tag{3.3}$$

Wykorzystywano systemy zbierania danych Hydra 2625A oraz Hydra 2635A Data Logger (*Fluke Corp.*) z oprogramowaniem Hydra Starter Package.

3.5. METODYKA POMIARÓW

3.5.1. Procedura pomiarów

Próbki przed pomiarem odtłuszczono alkoholem etylowym i starzono w przeddzień pomiarów za pomocą kilkuminutowego wygrzewania przy strumieniu ciepła o gęstości 200-300 kW/m^2.

W celu odgazowania powierzchni grzejnik zasilano wstępnie strumieniem ciepła o gęstości ok. 300 kW/m^2, do zaobserwowania rozwiniętego wrzenia pęcherzykowego, i kontynuowano dostarczanie tej samej mocy elektrycznej przez około 30 minut. Następnie zmniejszano gęstość strumienia ciepła do wartości 10-20 kW/m^2 w przypadku modułu podstawowego lub 35 kW/m^2 dla segmentu wizualizacyjnego i oczekiwano ok. 15-30 minut do uzyskania stanu równowagi termicznej układu.

Kolejne pomiary prowadzono dla narastającego strumienia ciepła – czas osiągnięcia równowagi termicznej wynosił 10-15 minut. Po osiągnięciu maksymalnej gęstości strumienia, uzależnionej od dopuszczalnej temperatury elementów teflonowych (około 900 W dostarczanej mocy elektrycznej w przypadku wrzenia wody, co odpowiada gęstości strumienia ciepła rzędu 600 kW/m^2) lub zaobserwowaniem początku kryzysu wrzenia (etanol, R-123, FC-72) zmniejszano stopniowo dostarczaną moc, przy czym czas stabilizacji wydłużał się wtedy do 20-25 minut. System akwizycji danych rejestrował wskazania termopar co 20 sekund. Przyjęto, że stan ustalony był osiągany w przypadku gdy zmiany temperatury, odczytywane przez termopary umieszczone pod próbką (rys. 3.11a, termopary #3 i #4) lub w górnej części segmentu wizualizacyjnego (rys. 3.11b, termopary #3-#7) były mniejsze niż 0,1 K w okresie trzech minut.

Poziom cieczy wrzącej utrzymywany był na wysokości około 50 mm powyżej najwyższego elementu badanej próbki. Skraplacz chłodzony wodą (poz. 14, rys. 3.8) pracujący przy ciśnieniu atmosferycznym, umożliwiał utrzymywanie stałej objętości cieczy roboczej, bez konieczności jej uzupełniania – moduł podstawowy pracował w układzie termosyfonu.

3.5.2. Ocena dokładności pomiarów

Ocenę błędów przeprowadzono zgodnie z zasadami analizy dokładności pomiarów w badaniach eksperymentalnych, stosując metodę Kline'a i McClintock'a, omówioną m.in. przez Holmana (1989). Błędy średnie końcowych wyników obliczono jako pierwiastki z sumy kwadratów iloczynów pochodnych cząstkowych funkcji względem danego parametru zewnętrznego, występującego w pomiarze bezpośrednim, przez błąd średni pomiaru danego parametru.

Kalibracja termopar została przeprowadzona przy pomocy piecyka kalibracyjnego w zakresie 25-122°C. Biorąc pod uwagę fakt, że różnica wskazań nie przekraczała 0,1 K, a czułość przyrządu pomiarowego (Fluke Hydra 2635A) wynosi 0,1 K, przyjęto, że dokładność pomiaru różnicy temperatur wynosi ±0,2 K. Błędy wyznaczenia przegrzania, gęstości strumienia ciepła oraz współczynnika przejmowania ciepła zostały oszacowane przy założeniu wartości ±0,2 K jako niepewności pomiaru niezależnego parametru.

Wyliczone błędy pomiarowe wynosiły:

- **Mała gęstość strumienia ciepła** (q_L= 20 kW/m^2, α_L=10 kW/m^{2}K):
  - błąd wyznaczenia przegrzania odniesionego do podstawy żeber: $E(\Delta T_L)$ = ±0,2 K,
  - błąd bezwzględny określenia gęstości strumienia ciepła: $E(q_L)$ = ±3,1 kW/m^2,
  - względny błąd wyliczenia gęstości strumienia ciepła:

$$E_R(q_L) = \frac{E(q_L)}{q_L} \cdot 100\% = \pm 15{,}5\% \tag{3.4}$$

– błąd bezwzględny wyliczenia współczynnika przejmowania ciepła: $E(\alpha_L)$ = ±1,85 kW/m^{2}K,
– względny błąd określenia współczynnika przejmowania ciepła:

$$E_R(\alpha_L) = \frac{E(\alpha_L)}{\alpha_L} \cdot 100\% = \pm 18{,}5\% \tag{3.5}$$

❖ **Wysoka gęstość strumienia ciepła** (q_G = 600 kW/m^2, α_G = 30 kW/m^{2}K):
– błąd wyznaczenia przegrzania odniesionego do podstawy żeber: $E(\Delta T_G)$ = ±0,45 K,
– błąd bezwzględny określenia gęstości strumienia ciepła: $E(q_G)$ = ±5,4 kW/m^2,
– względny błąd wyliczenia gęstości strumienia ciepła:

$$E_R(q_G) = \frac{E(q_G)}{q_G} \cdot 100\% = \pm 0{,}9\% \tag{3.6}$$

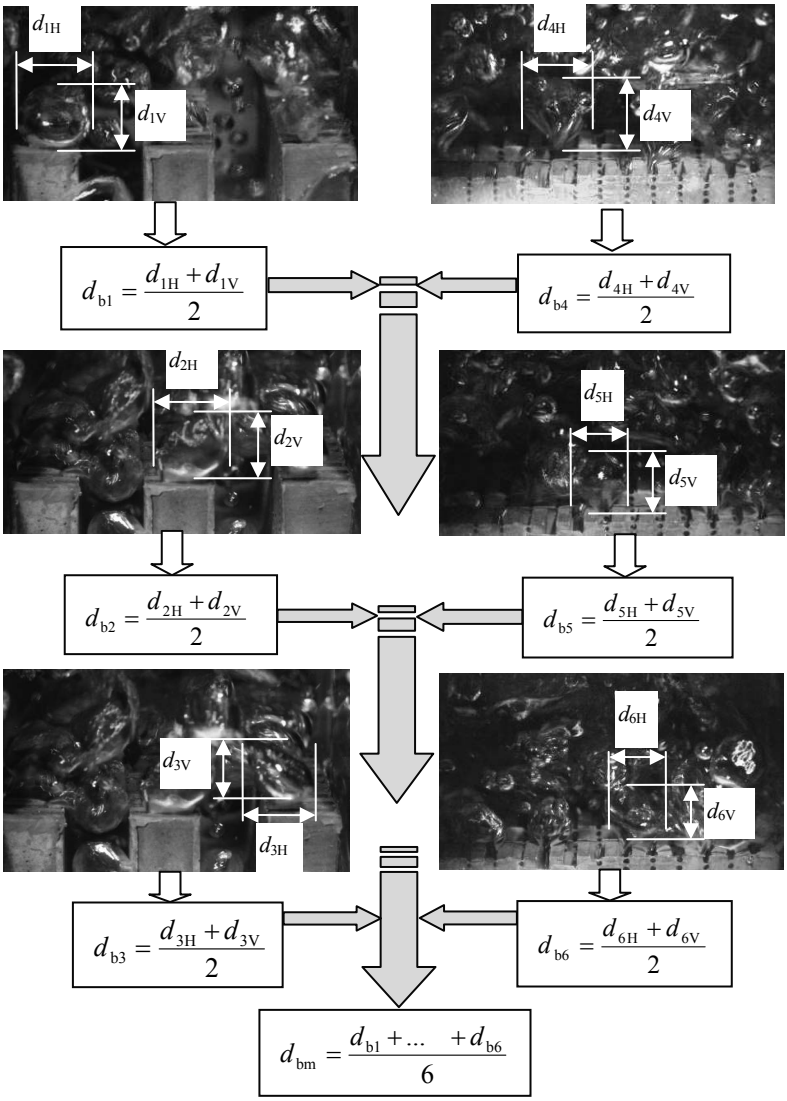
– błąd bezwzględny wyliczenia współczynnika przejmowania ciepła $E(\alpha_G)$ = ±0,72 kW/m^{2}K,
– względny błąd określenia współczynnika przejmowania ciepła:

$$E_R(\alpha_G) = \frac{E(\alpha_G)}{\alpha_G} \cdot 100\% = \pm 2{,}4\% \tag{3.7}$$

3.6. WYZNACZANIE ŚREDNICY I CZĘSTOTLIWOŚCI ODRYWAJĄCYCH SIĘ PĘCHERZY PARY

Pomiary średnicy odrywających się pęcherzy pary przeprowadzono stosując moduł podstawowy z naczyniem posiadającym płaskie ścianki, co pozwoliło na wyeliminowanie zniekształceń optycznych. Zdjęcia zostały zarejestrowane w dwóch prostopadłych kierunkach (rys. 3.12). Średnica odrywającego się pęcherza została zdefiniowana jako średnia arytmetyczna średnic maksymalnych i minimalnych. Pomiary przeprowadzano dla pięciu przegrzań. Rysunek 3.12 pokazuje procedurę wyznaczania średniej średnicy pęcherzyków. Średnice pęcherzy w każdym kierunku obliczono na podstawie liczby pikseli – przy rozdzielczości obrazu 300 x 400 pikseli i założonym błędzie pomiaru odległości ±2 piksele, błąd wyznaczenia średnicy pęcherza wynosił ±0,16 mm (zaokrąglone do ±0,2 mm).

Średnia częstotliwość odrywania się pęcherzy przy wybranym wylocie tunelu została obliczona poprzez określenie liczby odrywających się pęcherzy na 100 zarejestrowanych klatek. Zakładając, że przy zliczaniu ilości pęcherzy jeden z nich może być omyłkowo dodany lub pominięty, błąd pomiaru częstotliwości oszacowano na ±2 Hz.



Rys. 3.12. Procedura wyznaczania średnicy odrywającego się pęcherza pary (NTS-10-1.0-0.3, $q \approx 60$ kW/m^2)

3.7. PODSUMOWANIE

Do pomiarów użyto pięć rodzajów powierzchni ze strukturami tunelowymi, zaprojektowanych przez autora i wykonanych w Politechnice Świętokrzyskiej. Moduł podstawowy stanowiska umożliwiał stosowanie zarówno cylindrycznego naczynia szklanego, jak również naczynia z płaskimi ściankami. Moduł z segmentem do wizualizacji wewnętrznej został wykonany w sposób umożliwiający rozpoznanie procesu tworzenia i przemieszczania pęcherzy pary wewnątrz układu tuneli.

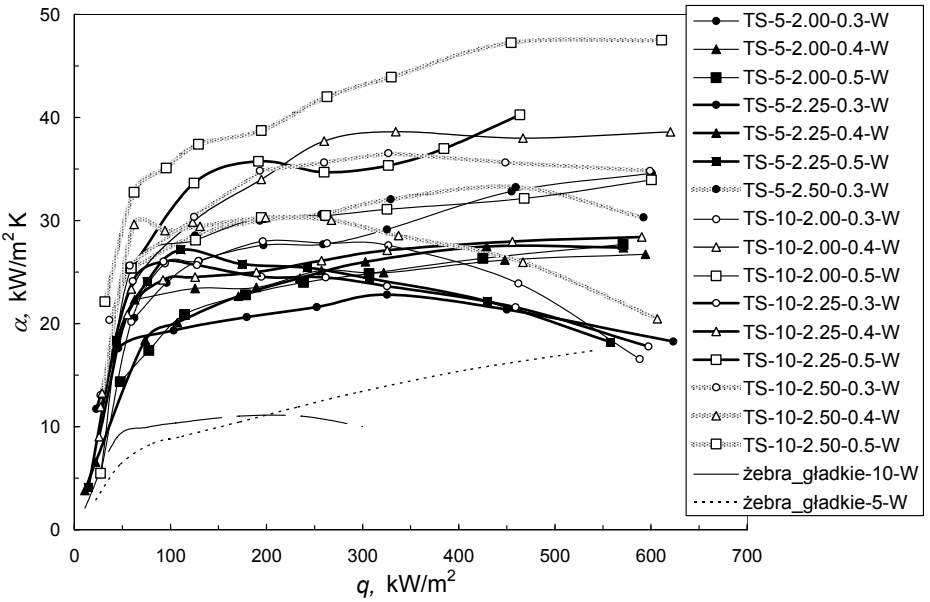
4. Wyniki badań eksperymentalnych – współczynniki przejmowania ciepła

Wyniki badań eksperymentalnych (rys. 4.1-4.17) przedstawiono dla rosnącej gęstości strumienia ciepła – oznaczenie $q+$. Histerezę wrzenia stwierdzono jedynie w przypadku dwóch powierzchni, w odniesieniu do czynnika R-123, co opisano w podrozdziale 4.2.5.

4.1. POWIERZCHNIE TS

4.1.1. Wrzenie wody

Rysunek 4.1 obrazuje zależności współczynnika przejmowania ciepła od gęstości strumienia ciepła, uzyskane przy stosowaniu żeber głównych o wysokości 5 i 10 mm.

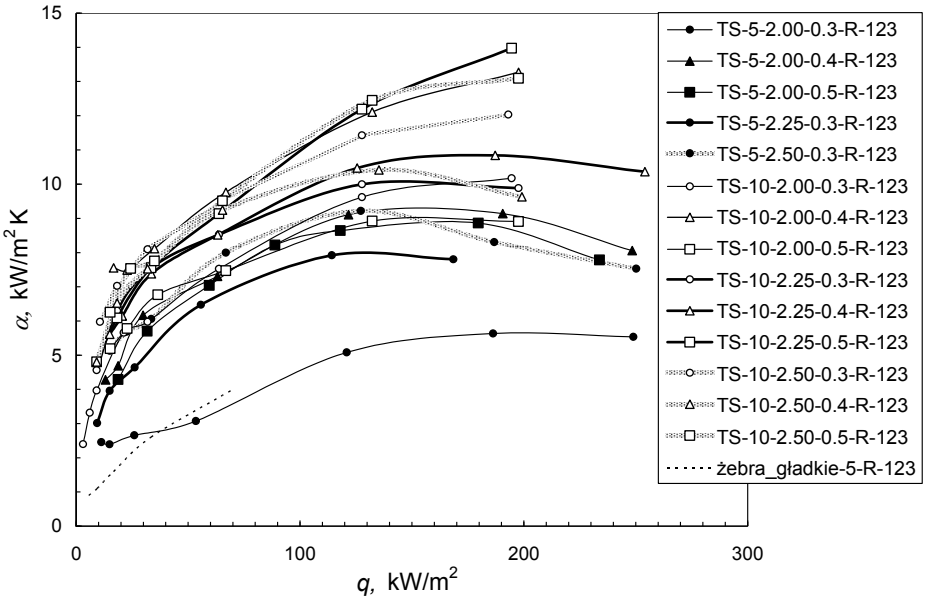


Rys. 4.1. Powierzchnie TS – krzywe wrzenia dla wody, $q+$

Największe współczynniki przejmowania ciepła, około 47,5 kW/m^{2}K, uzyskano przy użyciu żeber o wysokości 10 mm z tunelami rozmieszczonymi z największą stosowaną podziałką (2,5 mm) oraz z porami o średnicy 0,5 mm. W przypadku niższych żeber (5 mm) powierzchnia, dla której otrzymano największy współczynnik przejmowania ciepła α (TS-5-2.50-0.3), pozwoliła na uzyskanie wartości tego współczynnika mniejszej o 30%. Użycie wyższych żeber wymaga zastosowania porów o większej średnicy w celu zapewnienia większej intensywności zasilania cieczą powiększonej objętości tuneli pionowych. Większa podziałka powoduje zmniejszenie ich ilości, ale jednocześnie wzrasta grubość ścianek oddzielających tunele, co skutkuje mniejszym spadkiem temperatury na wysokości żeber głównych, jak również większym przegrzaniem przy wierzchołku żeber, a więc w miejscu odrywania się pęcherzy pary. W przypadku żeber o wysokości 5 mm najkorzystniejsze jest stosowanie porów o najmniejszej średnicy. Charakterystyczne jest, że w przypadku zastosowania podziałki 2,25 mm i średnic porów 0,3 i 0,4 mm, przy q > 300 kW/m^2 uzyskuje się niemal identyczne współczynniki przejmowania ciepła dla żeber o wysokości 5 i 10 mm.

4.1.2. Wrzenie R-123

Analiza krzywych wrzenia R-123 (rys. 4.2) wykazuje również przewagę żeber głównych o wysokości 10 mm.



Rys. 4.2. Powierzchnie TS – krzywe wrzenia dla R-123, q+

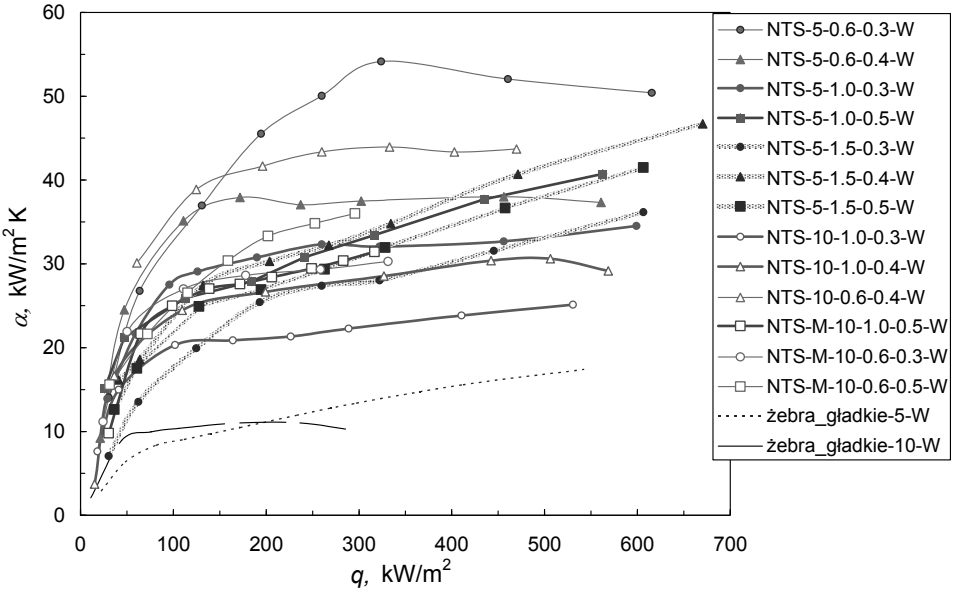
Największe współczynniki przejmowania ciepła α dla tych powierzchni są o około 35% większe od maksymalnych, które uzyskano przy użyciu powierzchni TS z żebrami o wysokości 5 mm. Podobnie jak podczas wrzenia wody, najkorzystniejsze jest stosowanie dużych podziałek, skojarzonych z porami o średnicy 0,5 mm. Należy zaznaczyć, że dobre wyniki otrzymano również stosując tunele rozmieszczone z podziałkami 2 mm, w powiązaniu z porami o średnich średnicach (0,4 mm).

Wybrane dane eksperymentalne dla powierzchni TS z żebrami o wysokości 10 mm, przy wrzeniu wody, etanolu i R-123, przedstawiono w załączniku 6 (tab. Z6.1)

4.2. PORÓWNANIE POWIERZCHNI NTS i NTS-M Z ŻEBRAMI O WYSOKOŚCI 5 i 10 MM

4.2.1. Wrzenie wody

Na rysunku 4.3 pokazano wpływ wysokości głównego żebra, średnicy porów oraz szerokości tunelu powierzchni NTS i NTS-M na wymianę ciepła przy wrzeniu wody. Największe współczynniki przejmowania ciepła w zakresie średnich gęstości strumienia ciepła ($q \approx 300$ kW/m^2) uzyskano dla próbek z żebrami głównymi o wysokości 5 mm, z porami o średnicy 0,3 mm oraz szerokością tuneli 0,6 mm.



Rys. 4.3. Krzywe wrzenia dla wody, q+, Pastuszko (2008e, 2009e)

Najlepsza przebadana powierzchnia z żebrami o wysokości 10 mm daje około 15% mniejsze współczynniki przejmowania ciepła w zakresie 200-500 kW/m^2. Uzyskano około czterokrotne zwiększenie współczynnika przejmowania ciepła

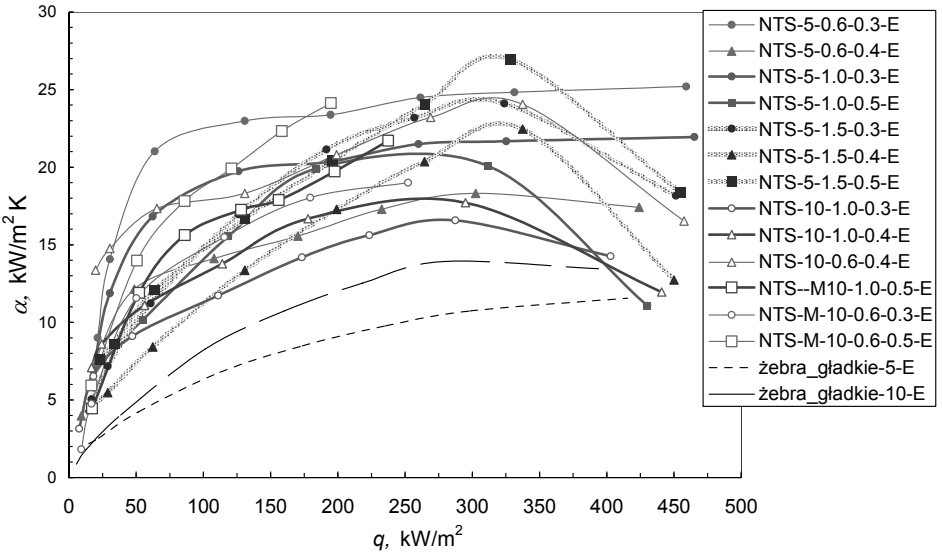
w odniesieniu do powierzchni z żebrami gładkimi (α/α_{sf}) przy gęstościach strumienia ciepła 100-300 kW/m^2 (NTS-5-0.6-0.3). Przy małych gęstościach strumienia ciepła wszystkie przebadane powierzchnie NTS pozwalały na otrzymanie zbliżonych wartości współczynników przejmowania ciepła (w granicach błędu wyliczenia α). Powierzchnie z tunelami o szerokości 0,6 mm wykazywały prawie stałą wartość współczynnika przejmowania ciepła (około 40 kW/m^2 K) w zakresie gęstości strumienia ciepła 100-500 kW/m^2, a dla q < 100 kW/m^2 otrzymano zbliżone wartości α.

Optymalna średnica porów zależy ściśle od szerokości tunelu: dla najwęższych (0,6 mm) pory o średnicy 0,3 mm dają najlepsze wyniki; w przypadku szerszych tuneli, ze względu na dużą ich objętość, zachodzi konieczność dostarczania większej ilości cieczy – najkorzystniejsze są pory o większych średnicach.

Zastosowanie pokryć siatkowych (próbki NTS-10-1.0-0.5, NTS-10-0.6-0.3, NTS-10-0.6-0.5) powoduje ograniczenie maksymalnych gęstości strumieni ciepła do około 300-350 kW/m^2, przy czym współczynniki przejmowania ciepła nie przekraczają 35 kW/m^{2}K.

4.2.2. Wrzenie etanolu

W przypadku wrzenia etanolu zastosowanie powierzchni NTS jest szczególnie korzystne w odniesieniu do żeber głównych o wysokości 5 mm (rys. 4.4). Zwiększenie współczynnika przejmowania ciepła w odniesieniu do żeber gładkich (α/α_{sf}) dla powierzchni NTS-5-0.6-0.3 wynosi 3,3-2,3 w zakresie q = 100-300 kW/m^2.



Rys. 4.4. Krzywe wrzenia dla etanolu, q+, Pastuszko (2008e, 2009e)

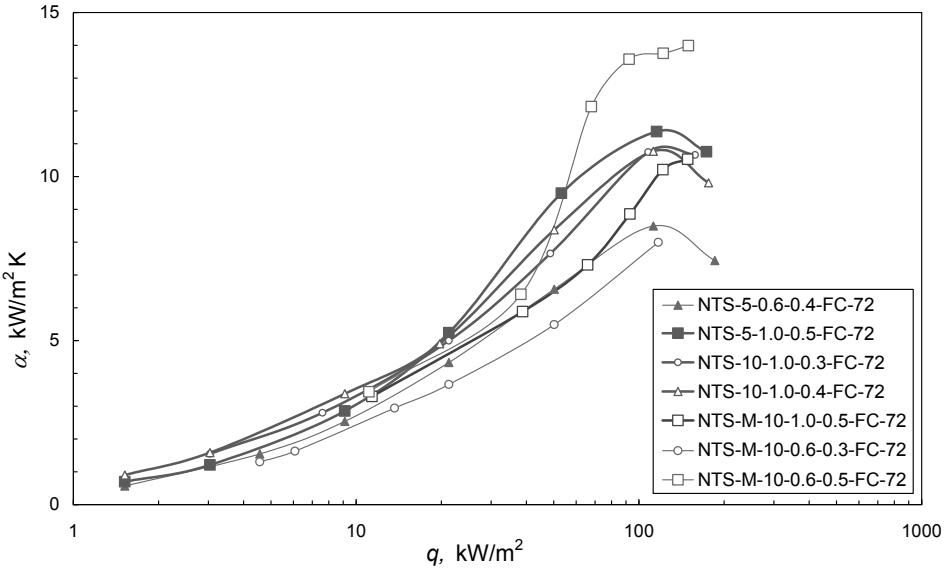
Analiza krzywych wrzenia etanolu na powierzchniach NTS wykazuje zalety pokryć z porami o średnicach 0,3 mm, skojarzonymi z najwęższymi tunelami (0,6 mm). Dwustronne zasilanie tuneli pionowych kompensuje parowanie etanolu, nawet przy stosowaniu porów o średnicach 0,3 mm. W przypadku tuneli o szerokości 1,5 mm zastosowanie folii perforowanej z otworkami o średnicy 0,5 mm zapewnia odpowiednie zasilanie tunelu w ciecz, nie dopuszczając do jej całkowitego odparowania. W tym przypadku uzyskuje się znaczące zwiększenie współczynnika przejmowania ciepła w zakresie gęstości strumienia ciepła od 300 do 350 kW/m^2.

Po przekroczeniu zakresu 300-350 kW/m^2 można zaobserwować spadek α w odniesieniu do powierzchni z wysokimi żebrami oraz w przypadku stosowania niskich żeber skojarzonych z szerokimi tunelami.

Analogicznie jak w przypadku wrzenia wody zastosowanie pokryć siatkowych (próbki NTS-M-10-1.0-0.5, NTS-M-10-0.6-0.3, NTS-M-10-0.6-0.5) powoduje ograniczenie maksymalnych gęstości strumieni ciepła do około 200-250 kW/m^2, przy czym współczynnik przejmowania ciepła w odniesieniu do powierzchni z najwęższymi tunelami, skojarzonymi z dużymi oczkami siatki, osiągał wartości 25 kW/m^{2}K.

4.2.3. Wrzenie fluorinertu FC-72

W przypadku wrzenia fluorinertu (rys. 4.5) znaczące różnice między przebadanymi powierzchniami pojawiają się przy największych gęstościach strumienia ciepła. Największy współczynnik przejmowania ciepła (około 14 kW/m^{2}K, w zakresie 100-200 kW/m^2) uzyskano stosując powierzchnię z żebrami głównymi 10 mm, z najwęższym tunelem, skojarzonym z siatką o największych oczkach.



Rys. 4.5. Krzywe wrzenia dla FC-72, q+, Pastuszko (2008e, 2009e)

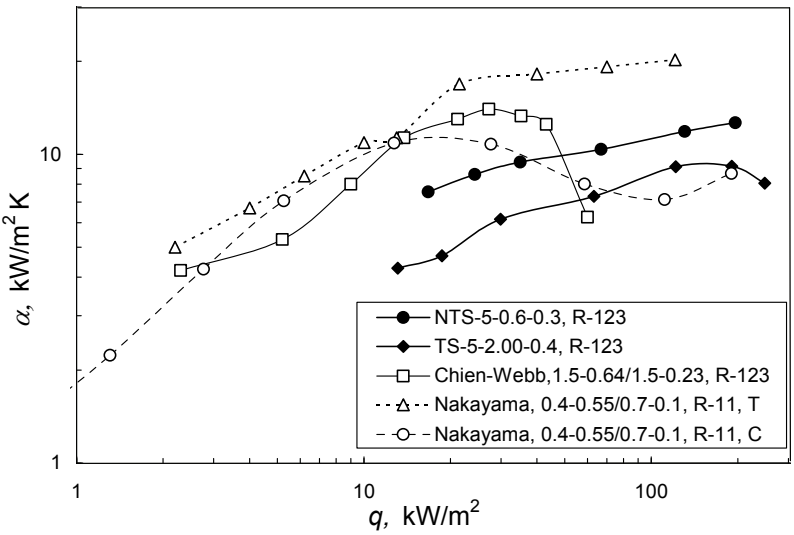
Spośród powierzchni z żebrami głównymi o wysokości 5 mm próbka z największą średnicą pora (0,5 mm) wykazuje najwyższe wartości współczynnika przejmowania ciepła, dochodzące do 12 kW/m^{2}K. Gorszymi o niemal 70% wartościami α cechuje się powierzchnia z najmniejszą szerokością tunelu wynoszącą 0,6 mm i porami o średnicy 0,4 mm.

Przy wrzeniu FC-72 na powierzchniach NTS charakterystyczny jest spadek współczynnika przejmowania ciepła, wynikający z wysuszenia powierzchni, co inicjuje kryzys wrzenia przy $q \approx 100$ kW/m^2.

Wybrane dane eksperymentalne dla powierzchni NTS, uzyskane podczas wrzenia wody, etanolu i R-123 przedstawiono w załączniku 6 (tab. Z6.2).

4.2.4. Porównanie ze strukturami Chiena-Webba i Nakayamy i in.

Rysunek 4.6 przedstawia porównanie danych dla wybranych powierzchni TS i NTS, uzyskanych podczas wrzenia czynnika R-123, z powierzchniami strukturalnymi badanymi przez Chiena i Webba (1996a,b) przy wrzeniu R-123 oraz Nakayamę i in. (1980a, 1982) przy wrzeniu R-11. Własności czynników R-123 i R-11 są zbliżone, niemniej przedstawione przez Chiena i Webba (1996a,b) krzywe wrzenia świadczą o uzyskiwaniu większych wartości współczynników przejmowania ciepła (do 10%) przy stosowaniu czynnika R-11.



Rys. 4.6. Porównanie wymiany ciepła przy wrzeniu R-123 na powierzchniach TS – NTS (q+) ze strukturami Chiena i Webba (1996a,b) oraz Nakayamy i in. (1980a, 1982) – R-11. Oznaczenia porównywanych powierzchni: h_{tun}-p_{tun}/p_p-d_p, T – por trójkątny, C – por cylindryczny, Pastuszko (2008a)

Charakterystyczne dla powierzchni badanych przez Nakayamę i in. (1980a, 1982) są duże różnice między uzyskiwanymi wartościami współczynników przejmowania ciepła powyżej 20 kW/m^{2}K, pomimo identycznych parametrów geometrycznych badanych powierzchni (średnica porów 0,1 mm, podziałka porów 0,7 mm, podziałka tuneli 0,55 mm, przekrój tuneli 0,25 mm x 0,4 mm) i jedynie zróżnicowaniu kształtu porów. W przypadku porów o kształcie trójkątnym ich rozmiar został zdefiniowany przez średnicę wpisanego okręgu. Pory trójkątne (Nakayama i in., 1980a) pozwoliły na uzyskanie prawie trzykrotnie większych wartości α (około 20 kW/m^{2}K) niż pory o kształcie kołowym (Nakayama i in., 1982) przy gęstościach strumienia ciepła około 100 kW/m^2. Ta niezgodność została wyjaśniona przez Nakayamę i in. (1980a) mikroskopijną nieregularnością powierzchni wytwarzanych przemysłowo. Duże znaczenie może tu także odgrywać sam kształt pora oraz większa powierzchnia trójkąta w porównaniu do wpisanego okręgu.

Przy gęstościach strumienia ciepła $q > 40$ kW/m^2 powierzchnie NTS z porami o średnicy 0,3 mm wykazały większe, średnio o 50%, wartości współczynnika przejmowania ciepła w porównaniu ze strukturami tunelowymi Nakayamy i in. z porami o kształcie kołowym i średnicy 0,1 mm. Współczynniki przejmowania ciepła powierzchni TS są przy $q > 50$ kW/m^2 zbliżone do α dla powierzchni Nakayama i in. (1982). Zastosowanie w powierzchniach TS i NTS większych średnic porów przy mniejszych podziałkach ($p_p = 2d_p$) przyczyniło się do polepszenia napełnienia tuneli przy większych wartościach gęstości strumienia ciepła. Skutkowało to uzyskaniem maksymalnych wartości współczynników przejmowania ciepła dla $q \approx 200$ kW/m^2.

4.2.5. Dyskusja – porównanie TS – NTS z żebrami głównymi 5 mm

Wrzenie wody

Według Chiena i Webba (1996a,b) oraz Nakayamy i in. (1980a, 1982), przy wzroście średnicy porów szybkość dostarczania cieczy do tunelu będzie przewyższała intensywność parowania. W związku z tym większa średnica otworków folii może spowodować, że zbyt duży strumień cieczy dostanie się do tunelu i spowoduje jego zalewanie.

W przypadku powierzchni TS w całym zakresie stosowanych gęstości strumienia ciepła (10-500 kW/m^2) największe wartości współczynnika przejmowania ciepła osiągnięto dla porów o średnicy 0,3 mm. W odniesieniu do tunelu poziomego, dla wysokich gęstości strumieni ciepła, korzystniejsze są większe średnice otworków folii, gdyż pory o małych średnicach mogłyby utrudniać dostarczanie wystarczającej ilości cieczy do tuneli. Jednak biorąc pod uwagę układ połączonych tuneli, nadmierne wytwarzanie pęcherzyków pary w aktywnych porach tunelu poziomego przyczynia się do blokowania dopływu cieczy do tuneli pionowych. Meniski cieczy w tych tunelach są wtedy osuszane, co skutkuje zwiększeniem lokalnego przegrzania ścianek tuneli pionowych i zmniejszeniem gęstości strumienia ciepła. Prowadzi to do obniżenia współczynnika przejmowania ciepła.

Dla powierzchni NTS optymalna średnica porów zależy ściśle od szerokości tunelu: dla najwęższych tuneli (0,6 mm) najlepsze wyniki daje zastosowanie porów o średnicy 0,3 mm, natomiast przy najszerszych tunelach, ze względu na dużą objętość tunelu konieczne jest doprowadzanie większych ilości cieczy – korzystne jest wtedy stosowanie większych porów.

Wrzenie etanolu

Przy wrzeniu etanolu na powierzchniach TS występują podobne prawidłowości jak podczas wrzenia wody – najlepsze wyniki osiągnięto również dla najmniejszych średnic porów (Pastuszko, 2008a). Ponad dwukrotnie mniejsza wartość ciepła parowania jest jedną z przyczyn zmniejszenia odprowadzanego strumienia ciepła w porównaniu z wrzeniem wody, co przekłada się na około dwukrotne zmniejszenie współczynnika przejmowania ciepła.

Analiza krzywych wrzenia etanolu na powierzchniach NTS o wysokości 5 mm wykazuje, podobnie jak przy wrzeniu wody, największe α dla powierzchni NTS-5-0.6-0.3. Przy tunelach o szerokości 1,5 mm wpływ średnicy porów jest minimalny. Obustronne zasilanie tuneli pionowych kompensuje odparowanie etanolu nawet przy stosowaniu porów o średnicach 0,3 mm, ponadto mniejsze (1,1-1,4 mm), w porównaniu z wrzeniem wody, średnice odrywających się pęcherzy pary z tuneli poziomych nie powodują znaczących zakłóceń w doprowadzaniu cieczy do tuneli pionowych.

Wrzenie R-123

Charakterystyczne jest znaczne obniżenie współczynnika przejmowania ciepła dla powierzchni TS z tunelami ograniczonymi folią z porami o średnicy 0,3 mm. Można przypuszczać, że ze względu na niewielką wartość ciepła parowania dla R-123 ($i_{lv} \approx 170$ kJ/kg) i niedostateczny wydatek cieczy dopływającej do tunelu, następuje jego osuszanie, co jest zgodne z rozważaniami Chiena i Webba (1996a,b) i Nakayamy i in. (1980a, 1982). Użycie powierzchni z porami o średnicy 0,4 i 0,5 mm zapewnia równowagę między dopływem cieczy a jej odparowywaniem w meniskach tuneli. Poprawę wymiany ciepła w odniesieniu do powierzchni z porami 0,3 mm można uzyskać zwiększając podziałkę tuneli.

Różnicę między krzywymi wrzenia przy wzroście i spadku gęstości strumienia ciepła zaobserwowano w przypadku powierzchni o najmniejszej podziałce i średnicy porów (TS-5-2.00-0.3 – załącznik 5, rys. Z5.1). Jest to histereza II rodzaju, dla której charakterystyczny jest wzrost współczynnika przejmowania ciepła przy zmniejszeniu strumienia, poniżej jego wartości maksymalnej. Wynika z opóźnionej aktywizacji ośrodków nukleacji o danych średnicach, w stosunku do średnic nukleacyjnych (Wójcik, 2010).

Analizując krzywe wrzenia dla powierzchni NTS można stwierdzić, że powtarzają się prawidłowości występujące przy etanolu – korzystne jest stosowanie porów o niewielkiej średnicy, skojarzonych z najwęższymi tunelami. Jest to słusz-

ne przy niewielkich gęstościach strumienia ciepła (q < 70 kW/m^2), gdyż zbyt intensywne zasilanie tuneli w ciecz powoduje ich zalewanie. Dostarczenie większej ilości ciepła powoduje zwiększenie intensywności parowania z menisków aż do całkowitego odparowania cieczy z tuneli. Gdy tunel poziomy lub pionowy jest wypełniony wyłącznie parą, o wymianie ciepła decyduje tylko składnik konwekcyjny (zewnętrzna gęstość strumienia ciepła).

Podczas wrzenia R-123 na powierzchni NTS-5-0.6-0.3 nastąpił natomiast prawie dwukrotny spadek współczynnika przejmowania ciepła po wystąpieniu kryzysu wrzenia i zmniejszaniu strumienia ciepła (załącznik 5, rys. Z5.2). Taki przebieg krzywych wrzenia można uważać za histerezę I rodzaju. Charakteryzuje się zmniejszeniem współczynnika przejmowania ciepła po zredukowaniu strumienia ciepła – występuje w przypadku osiągnięcia kryzysu wrzenia (Wójcik, 2010). Histereza nie pojawiła się natomiast w przypadku pozostałych powierzchni – wykazały one dużą stabilność współczynnika przejmowania ciepła α przy zmianach gęstości strumienia ciepła.

4.2.6. Efektywność powierzchni

Istotą proponowanych powierzchni jest modyfikacja mechanizmu wrzenia pod kątem zapewnienia wysokich wartości gęstości strumienia ciepła, odprowadzanego na przykład z chłodzonych elementów elektronicznych. Zwiększenie rozwinięcia powierzchni, czyli również całkowitego obszaru zwilżanego, nie gwarantuje jednoczesnego zwiększenia wymienianego strumienia ciepła. Dla układu żeber całkowitą efektywność odniesioną do podstaw żeber (inaczej: powierzchni rozwiniętej zrzutowanej na płaszczyznę podstaw żeber) można wyliczyć z zależności (Bejan, 1993):

$$\varepsilon_{\mathrm{u}} = \varepsilon_{\mathrm{f}} \frac{\delta_{\mathrm{f}}}{p_{\mathrm{f}}} + \frac{s}{p_{\mathrm{f}}} \tag{4.1}$$

Jeżeli powierzchnia rzutów żeber jest równa całkowitej powierzchni nieożebrowanej, to dla $\delta_{\mathrm{f}} = s = 5$ mm i $p_{\mathrm{f}} = 10$ mm otrzymuje się:

$$\varepsilon_{\mathrm{u}} = \frac{\varepsilon_{\mathrm{f}} + 1}{2} \tag{4.2}$$

Przykładowo, stosując powierzchnię TS-5-2.00-0.3 efektywność żebra (ε_{f}) wynosi od 1,8 przy małych przegrzaniach do 1,5 przy maksymalnych przegrzaniach w przypadku wrzenia wody, natomiast ε_{u} przyjmuje wtedy wartości odpowiednio od 1,4 do 1,2. Są to wartości mniejsze od współczynnika rozwinięcia powierzchni. Podane wartości wyliczono numerycznie, przy dodatkowym założeniu $\alpha = (\alpha_{\mathrm{f}} + \alpha_{\mathrm{uf}})/2$. Uwzględnienie rzeczywistego zmniejszenia lokalnego współczynnika przejmowania ciepła w miarę zbliżania się do wierzchołka żebra powodowałoby dodatkowe obniżenie ε_{u}. Ze względu na powyższe, odnoszenie gęstości

strumienia ciepła i współczynnika przejmowania do całkowitej powierzchni rozwiniętej nie ma uzasadnienia dla omawianych próbek, tym bardziej, że przy umiejscowieniu wylotów pary na wierzchołku żeber głównych, powierzchnia czołowa żeber jedynie w bardzo ograniczonym stopniu oddaje ciepło do wrzącej cieczy.

Według danych Kozioł (2006) przyrosty współczynnika przejmowania ciepła dla powierzchni z żebrami gładkimi, w odniesieniu do płaskiej, technicznie gładkiej powierzchni, $(\alpha_{sf} - \alpha_s)/\alpha_s$, wynoszą dla poszczególnych czynników wrzących:

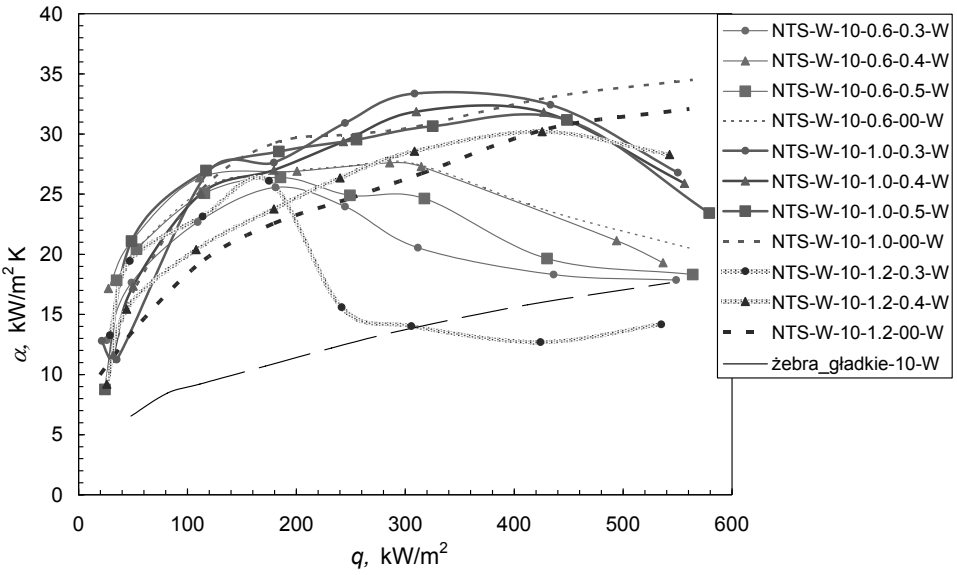
- woda: 5-10%,
- etanol: 10-20%,
- R-123: 12-30%.

Powyższe dane pochodzą z badań eksperymentalnych dla powierzchni z żebrami o wysokości 5 mm ($\delta_f = h_f = s = 5$ mm). Wpływ rozwinięcia powierzchni na współczynnik przejmowania ciepła jest nieznaczny – można wnioskować, że dla badanych struktur czynnikiem decydującym o zwiększeniu α jest uformowanie tuneli podpowierzchniowych.

4.3. POWIERZCHNIE NTS-W

4.3.1. Wrzenie wody

Wpływ średnicy porów oraz szerokości tuneli powierzchni NTS-W na współczynnik przejmowania ciepła przedstawiono na rysunku 4.7. Najlepsze wyniki w zakresie średnich gęstości strumienia ciepła ($q \approx 300$ kW/m^2), uzyskano dla próbek z szerokością tuneli 1 mm i porami o średnicy 0,3 mm.

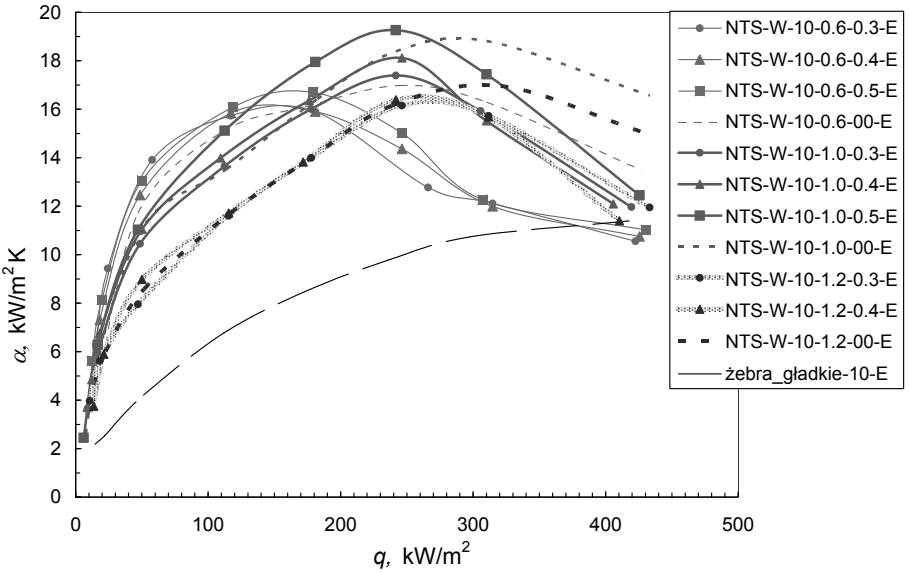


Rys. 4.7. Powierzchnie NTS-W – krzywe wrzenia dla wody, *q*+, Pastuszko (2008f)

Dla wartości $q \approx 300$ kW/m^2 przyrost współczynnika przejmowania ciepła dla niemal wszystkich powierzchni NTS-W w stosunku do żeber gładkich (α/α_{sf}) oscylował między 1,8 (NTS-W-10-0.6-0.3) a 2,1 (NTS-W-10-1.0-0.3). Największe α osiągnięto dla powierzchni z tunelami o szerokości 1 mm. Współczynniki przejmowania ciepła dla powierzchni z otwartymi tunelami o tej szerokości są mniejsze o około 10% w zakresie 250-400 kW/m^2 od współczynników dla tuneli zamkniętych folią z porami o średnicy 0,3 mm. Przy większych wartościach gęstości strumienia ciepła ($q > 450$ kW/m^2) zaznacza się przewaga tuneli otwartych o szerokości 1,0 oraz 1,2 mm, natomiast współczynniki przejmowania ciepła dla powierzchni z tunelami 0,6 mm są wtedy zbliżone do współczynników dla żeber gładkich o wysokości 10 mm.

4.3.2. Wrzenie etanolu

Przy wrzeniu etanolu (rys. 4.8) powierzchnie z najwęższymi tunelami sprawdzają się tylko przy najmniejszych gęstościach strumienia ciepła ($q < 100$ kW/m^2). Powyżej tej wartości q największe współczynniki przejmowania ciepła ($\alpha \approx 19$ kW/m^{2}K) osiąga się stosując powierzchnie z tunelami o szerokości 1 mm z porami o największej średnicy (0,5 mm). W przypadku średnich i dużych gęstości strumienia ciepła największy wzrost współczynnika przejmowania ciepła zapewniają otwarte tunele o szerokości 1 mm (przy $q > 270$ kW/m^2).



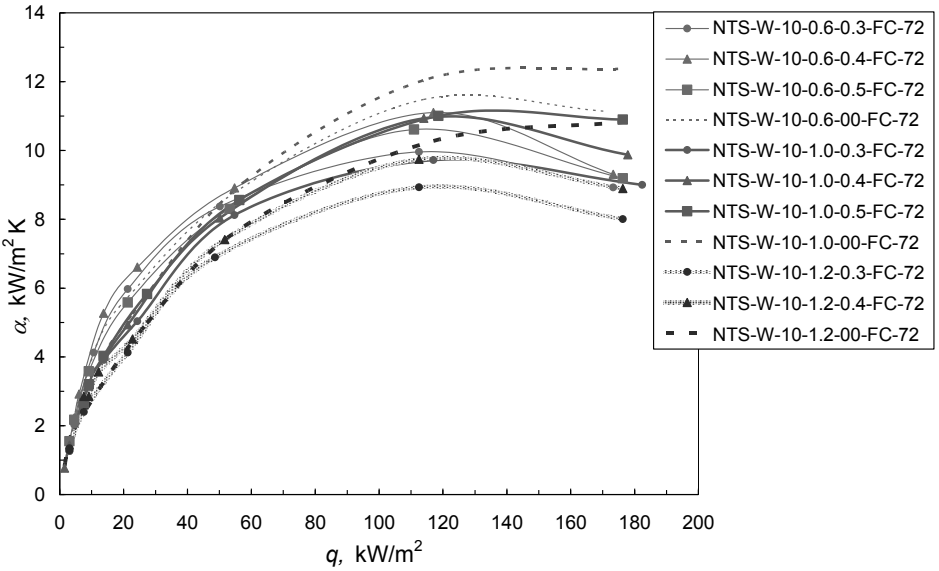
Rys. 4.8. Powierzchnie NTS-W – krzywe wrzenia dla etanolu, q+, Pastuszko (2008f)

Intensywne odprowadzanie pary przez tunele otwarte przy maksymalnych stosowanych gęstościach strumienia ciepła skutkuje dużymi wartościami współ-

czynników przejmowania ciepła. Powierzchnie z tunelami zamkniętymi charakteryzują się dużym spadkiem α przy największych gęstościach strumienia ciepła. Dla q = 400-430 kW/m^2 współczynniki przejmowania ciepła dla badanych powierzchni z tunelami zamkniętymi, podczas wrzenia etanolu, zmniejszają się do około 11 kW/m^{2}K, czyli do wartości osiąganych przy stosowaniu powierzchni z żebrami gładkimi.

4.3.3. Wrzenie fluorinertu FC-72

Przy wrzeniu fluorinertu (rys. 4.9) powierzchnie z otwartymi tunelami o szerokości 1 i 0,6 mm dały największe wartości współczynnika przejmowania ciepła (do 12 kW/m^{2}K w przypadku powierzchni NTS-W-10-1.0-00). Przy małych wartościach gęstości strumienia ciepła, podobnie jak w przypadku wrzenia wody i etanolu, współczynnik przejmowania ciepła wzrasta ze spadkiem szerokości tunelu od 1,2 do 0,6 mm. Przy gęstościach strumienia ciepła powyżej 50 kW/m^2 pory w folii ograniczają wypływ pary, co prowadzi do stopniowego wysuszania tuneli i skutkuje mniejszymi przyrostami α.



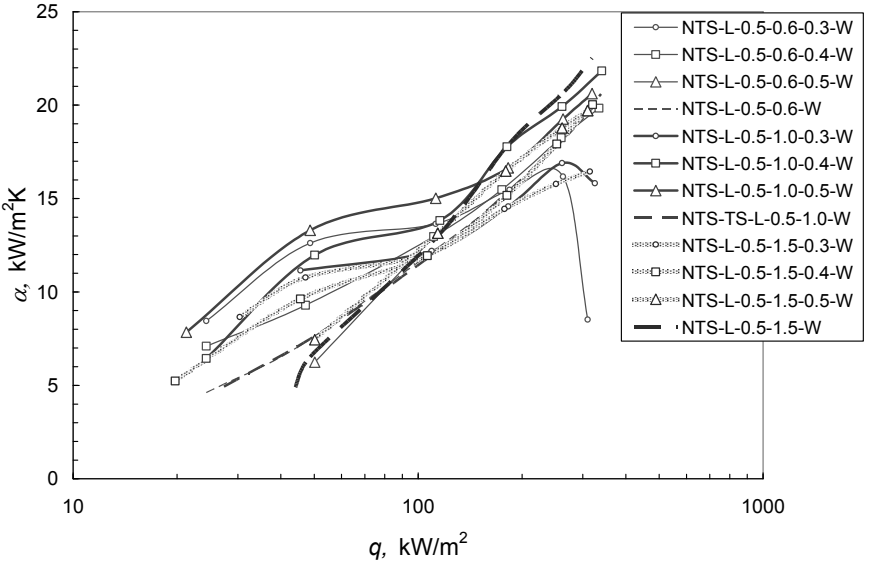
Rys. 4.9. Powierzchnie NTS-W – krzywe wrzenia dla FC-72, q+, Pastuszko (2008f)

4.4. POWIERZCHNIE NTS-L

4.4.1. Wrzenie wody, mikrożebra o wysokości 0,5 i 1,0 mm

Rysunek 4.10 przedstawia krzywe wrzenia dla wody, uzyskane przy narastającej gęstości strumienia ciepła, dla powierzchni z mikrożebrami o wysokości

0,5 mm. Przy małych i średnich gęstościach strumienia ciepła, tj. poniżej 150 kW/m^2, największe wartości współczynnika przejmowania ciepła osiągnięto stosując powierzchnię z najwęższymi tunelami (0,6 mm), połączoną z siatką o najmniejszych oczkach (0,3 mm) oraz powierzchnię ze średnią szerokością tuneli (1,0 mm), spiekaną z siatką o dużych oczkach (0,5 mm). Można przypuszczać, że dla tego zakresu gęstości strumienia ciepła optymalny stosunek wymiaru otworu ograniczającego tunel do jego szerokości wynosi około 0,5, co daje stosunek powierzchni otworu do powierzchni przekroju tunelu równy 0,25. W porównaniu z gładkimi mikrożebrami o wysokości 0,5 mm, współczynniki przejmowania ciepła, uzyskane przez najlepsze powierzchnie z siatkami, były około dwukrotnie większe w zakresie gęstości strumienia ciepła 20-60 kW/m^2.

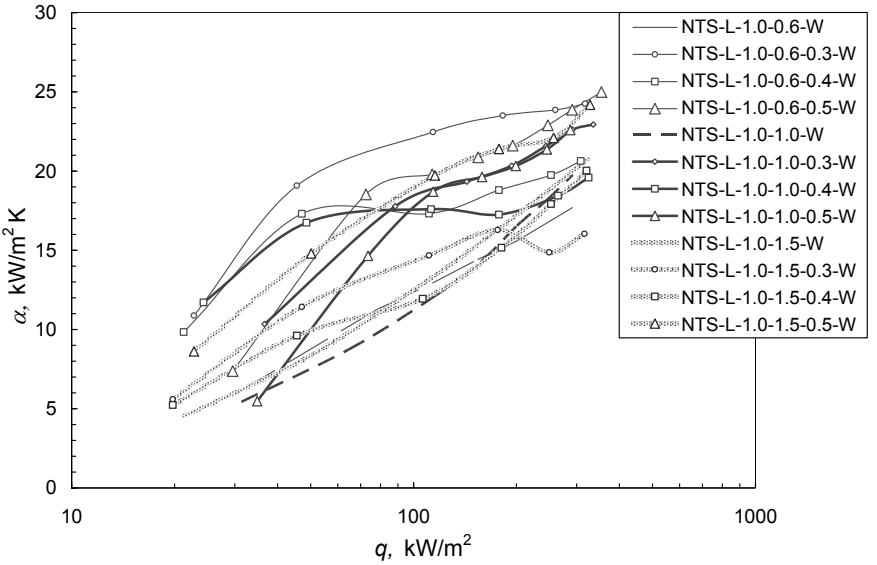


Rys. 4.10. Krzywe wrzenia dla wody, mikrożebra o wysokości 0,5 mm, powierzchnie NTS-L, *q*+, Pastuszko (2010c)

Powyżej 150 kW/m^2 największy przyrost wymiany ciepła daje powierzchnia bez siatki, posiadająca tunele o największej szerokości (1,5 mm). Można ten fakt tłumaczyć w następujący sposób: intensywne wytwarzanie oraz odprowadzanie pary przy dużych gęstościach strumienia ciepła nie jest tłumione przez siatkę, a szerokie tunele zapewniają dopływ wystarczającej ilości cieczy. Maksymalna uzyskiwana wartość współczynnika przejmowania ciepła przekracza 20 kW/m^{2}K. W tym zakresie *q* nieco gorsze współczynniki przejmowania ciepła (o około 10%) uzyskuje się stosując powierzchnie z siatkami o oczkach 0,4 mm, ale z tunelami o średniej szerokości (1,0 mm).

W przypadku wrzenia na strukturach posiadających mikrożebra o wysokości 1 mm uzyskano całkowicie odmienne przebiegi krzywych wrzenia (rys. 4.11).

Największe współczynniki przejmowania ciepła dała powierzchnia z najwęższymi stosowanymi tunelami (0,6 mm) i oczkami o najmniejszym wymiarze (0,3 mm). W zakresie od 40 do około 350 kW/m^2 uzyskane współczynniki przejmowania ciepła przekraczają 20 kW/m^{2}K (maksymalnie 25 kW/m^{2}K). Powiększenie wysokości mikrożeber o 0,5 mm poskutkowało wzrostem α o około 50% w zakresie do 100 kW/m^2. Stosowanie mikrożeber o wysokości 1 mm bez siatki przyczynia się nawet do dwukrotnego zmniejszenia współczynnika przejmowania ciepła (powierzchnia NTS-L-1.0-0.6-0.3 oraz NTS-L-1.0-0.6). Mikrożebra bez siatek o wysokości 0,5 mm pozwalają na uzyskanie większych o około 10% współczynników przejmowania ciepła w porównaniu z gładkimi mikrożebrami o wysokości 1 mm, przy maksymalnych stosowanych gęstościach strumienia ciepła.



Rys. 4.11. Krzywe wrzenia dla wody, mikrożebra o wysokości 1,0 mm, powierzchnie NTS-L, *q*+, Pastuszko (2010c)

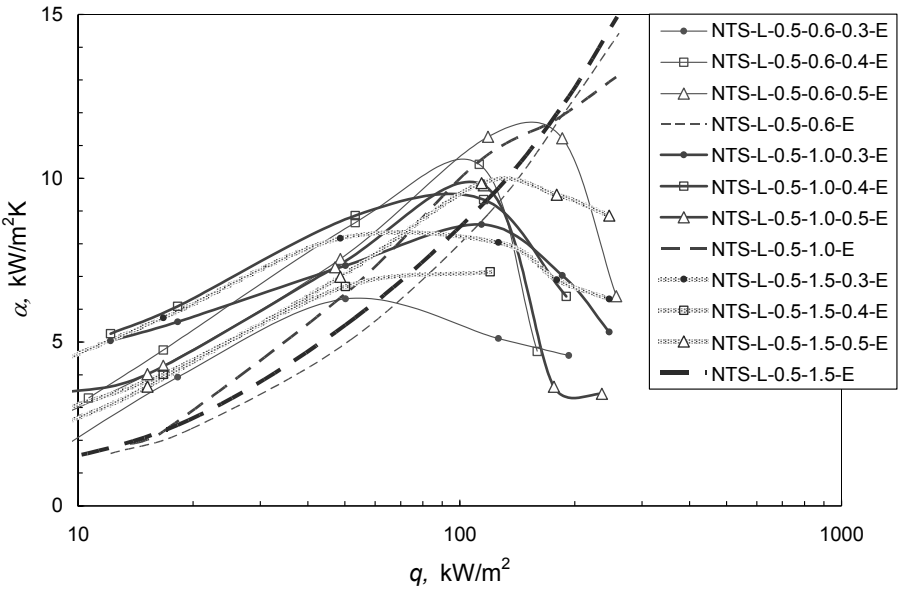
4.4.2. Wrzenie etanolu, mikrożebra o wysokości 0,5 i 1,0 mm

Na rysunku 4.12 przedstawiono zależność współczynnika przejmowania ciepła (α) od gęstości strumienia ciepła (q), uzyskaną przy narastającym q, dla powierzchni z mikrożebrami o wysokości 0,5 mm.

Przy małej gęstości strumienia ciepła, tj. poniżej 60 kW/m^2, największe wartości współczynnika przejmowania ciepła osiągnięto stosując powierzchnię ze średnią szerokością tuneli (1 mm), połączoną z siatką o średnim wymiarze oczek (0,4 mm) oraz powierzchnię z najszerszymi tunelami (1,5 mm), spiekaną z siatką o najmniejszych oczkach (0,3 mm). W przedziale 60-150 kW/m^2 największe war-

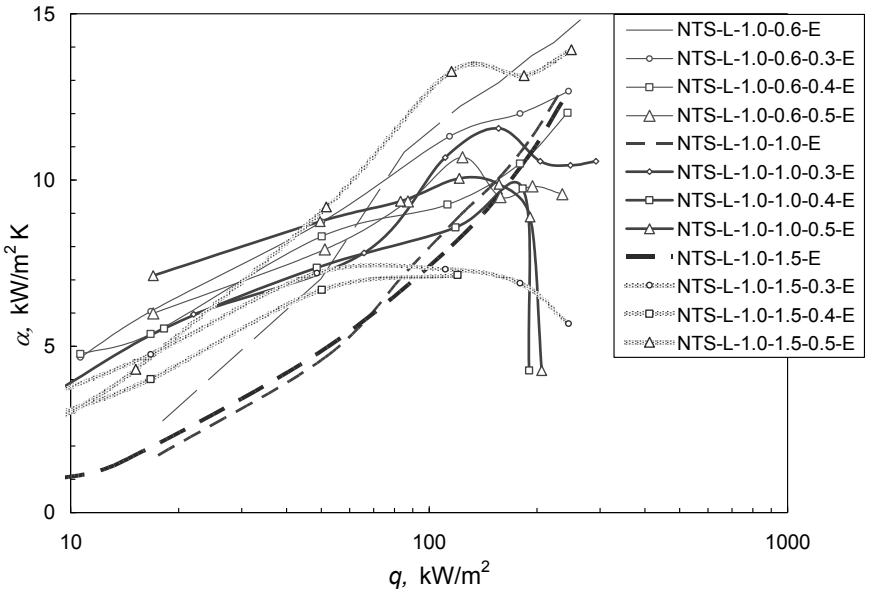
tości α można uzyskać wykorzystując powierzchnię z najwęższymi tunelami (0,5 mm), skojarzoną z oczkami o wymiarze 0,4 i 0,5 mm.

Przy gęstości strumienia ciepła 200-260 kW/m^2 wszystkie testowane powierzchnie bez siatki charakteryzowały się 2-3 razy wyższym współczynnikiem α w porównaniu z powierzchniami pokrytymi siatką. Najwyższy współczynnik przejmowania ciepła (14,9 kW/m^{2}K) otrzymano dla próbki bez siatki, o największych szerokościach tuneli, tj. 1,5 mm (NTS-L-0.5-1.5).



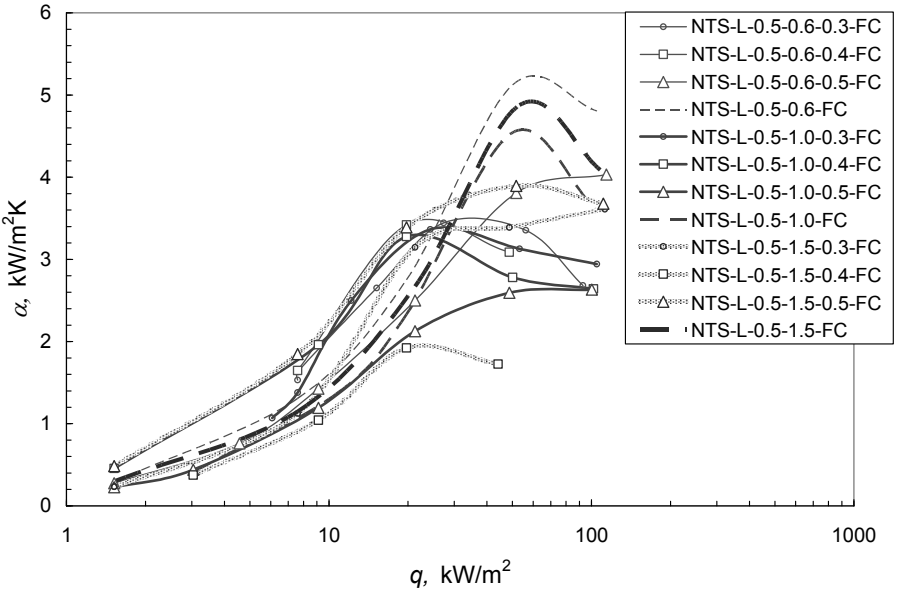
Rys. 4.12. Krzywe wrzenia dla etanolu, mikrożebra o wysokości 0,5 mm, powierzchnie NTS-L, *q*+, Pastuszko (2010b)

W przypadku wrzenia na strukturach posiadających mikrożebra o wysokości 1 mm uzyskano odmienne przebiegi krzywych wrzenia (rys. 4.13). Największe współczynniki przejmowania ciepła przy q < 50 kW/m^2 uzyskano stosując powierzchnię ze średnią szerokością tuneli (1 mm) i oczkami o największym wymiarze (0,5 mm), dając zbliżone α jak w przypadku mikrożeber o wysokości 0,5 mm. W zakresie od 50 do około 200 kW/m^2 największe współczynniki przejmowania ciepła (do około 13 kW/m^{2}K) można uzyskać stosując powierzchnię z najszerszymi tunelami (1,5 mm) oraz siatką o największych oczkach (0,5 mm). Powiększenie wysokości mikrożeber o 0,5 mm powoduje niewielkie zmiany α w zakresie gęstości strumienia ciepła 10-300 kW/m^2. Użycie mikrożeber o wysokości 1 mm, z najwęższymi tunelami, bez siatki, przyczynia się do uzyskania maksymalnych współczynników przejmowania ciepła w zakresie 200-300 kW/m^2.



Rys. 4.13. Krzywe wrzenia dla etanolu, mikrożebra o wysokości 1,0 mm, powierzchnie NTS-L, *q*+, Pastuszko (2010b)

4.4.3. Wrzenie fluorinertu FC-72, mikrożebra o wysokości 0,5 i 1,0 mm

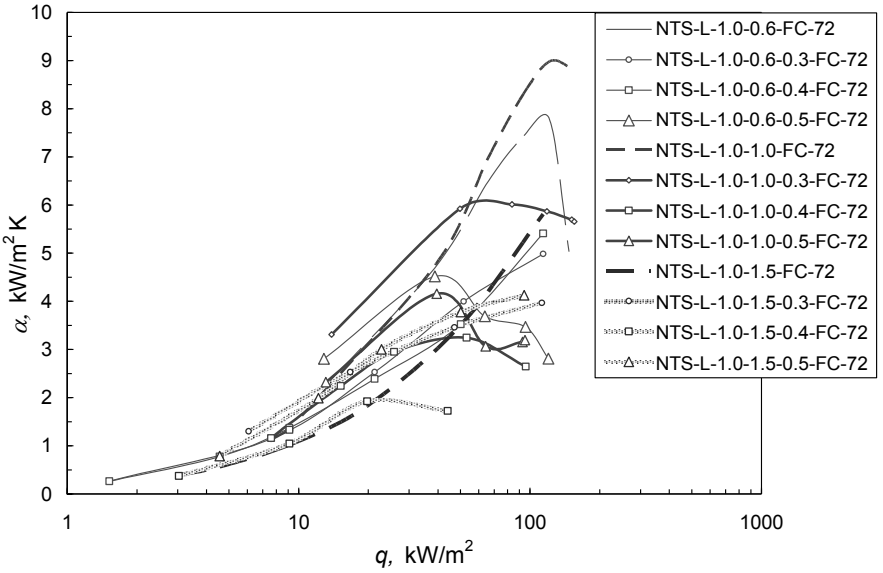


Rys. 4.14. Krzywe wrzenia dla FC-72, mikrożebra o wysokości 0,5 mm, powierzchnie NTS-L, *q*+, Pastuszko (2010c)

Największe współczynniki przejmowania ciepła dla niskich i średnich gęstości strumienia ciepła (poniżej 30 kW/m^2) uzyskano dla powierzchni z tunelami o szerokości 1,5 mm i siatce o wymiarze oczka 0,5 mm, jak również z tunelami 1,0 i 0,6 mm, skojarzonymi z siatką z oczkami 0,4 mm (rys. 4.14). Najmniejsze α otrzymano dla powierzchni NTS-L-0.5-1.5-0.4 oraz NTS-L-0.5-1.0-0.5, której stosowanie było korzystne w przypadku wrzenia wody przy q < 150 kW/m^2. Można przypuszczać, że na skutek niskiej wartości ciepła parowania dla FC-72 (i_{lv} ≈ 88 kJ/kg), zwiększenie o połowę szerokości tunelu zapobiega jego wysuszaniu, spowodowanemu niedostateczną ilością dopływającej cieczy, nawet przy niewielkich gęstościach strumienia ciepła. Powyżej 30 kW/m^2 mikrożebra bez siatek dają największe współczynniki przejmowania ciepła, przy czym najlepsze wyniki (α ≈ 5,2 kW/m^{2}K) uzyskano stosując najwęższy tunel (0,6 mm).

W zakresie 20-60 kW/m^2, dla większości przebadanych powierzchni charakterystyczne jest obniżenie współczynnika przejmowania ciepła. Wszystkie przedstawione powierzchnie bez siatek posiadają największe współczynniki α (≈ 5 kW/m^{2}K) przy gęstościach strumienia ciepła około 60 kW/m^2.

W przypadku mikrożeber o wysokości 1 mm (rys. 4.15), w zakresie małych gęstości strumieni ciepła (do około 10 kW/m^2) większość powierzchni charakteryzuje się zbliżonymi wartościami współczynników przejmowania ciepła.



Rys. 4.15. Krzywe wrzenia dla FC-72, mikrożebra o wysokości 1 mm, powierzchnie NTS-L, *q*+, Pastuszko (2010c)

W zakresie 10-50 kW/m^2 największe przejmowanie ciepła uzyskuje się stosując powierzchnię z tunelem o szerokości 1 mm i siatką o najmniejszych porach (0,3 mm).

W zakresie powyżej 50 kW/m^2 wskazane jest stosowanie mikrożeber z tunelami o szerokości 1 mm, ale bez spiekanej siatki, co pozwala na uzyskanie współczynników przejmowania ciepła dochodzących do 9 kW/m^{2}K. Dla większości powierzchni z pokryciem siatkowym obniżenie współczynnika α następuje w zakresie 20-50 kW/m^2, natomiast dla gładkich mikrożeber – powyżej 100 kW/m^2.

Wybrane dane eksperymentalne dla powierzchni NTS-L z mikrożebrami o wysokości 1 mm, przy wrzeniu wody, etanolu i FC-72, przedstawiono w załączniku 6 (tab. Z6.3).

4.4.4. Dyskusja – analiza wyników

Mikrożebra pokryte siatką

Przeprowadzone pomiary dotyczyły dwóch rodzajów powierzchni NTS-L: mikrożeber z siatką i mikrożeber bez siatki. Uzyskano różne zakresy gęstości strumienia ciepła, odpowiadające największym współczynnikom przejmowania ciepła w odniesieniu do dwóch cieczy wrzących i geometrii powierzchni. Można to wyjaśnić tym, że w obydwu przypadkach występują odmienne mechanizmy wrzenia.

W przypadku mikrożeber z siatką tworzy się układ tuneli o szerokości 0,6-1,5 mm i głębokości 0,5 lub 1,0 mm, ograniczonych strukturą porowatą. Można założyć, że cały układ „pracuje" podobnie jak struktura typu *tunel-por* (cykliczne zasysanie i parowanie), co przedstawiono w rozdziale 7. Ten rodzaj powierzchni zapewnia dużą ilość ośrodków nukleacji i dodatkowe podciśnienie kapilarne ułatwiające dopływ cieczy do przestrzeni pomiędzy mikrożebrami pod siatką (Franco i in., 2006). Odmienny mechanizm wrzenia występuje na powierzchniach siatki stykających się bezpośrednio z wierzchołkami mikrożeber. Siatka ma w tych miejscach wyższą temperaturę, co umożliwia aktywację ośrodków nukleacji już przy niewielkich przegrzaniach. Korzyści ze stosowania tych powierzchni przy małych q (20-100 kW/m^2) są istotne przede wszystkim w przypadku wrzenia wody. Jednocześnie struktura siatkowa wytwarza dodatkowy opór hydrauliczny w odniesieniu do przemieszczającej się pary, co może częściowo tłumaczyć niewielkie wartości współczynnika przejmowania ciepła dla FC-72 przy q < 10 kW/m^2. Duże znaczenie ma w tym wypadku także nadmierne zalewanie tuneli i oczek siatki przez ciecz.

Zwiększenie wysokości mikrożeber, a więc i głębokości tuneli, powoduje zwiększenie powierzchni zwilżanej przez nasyconą ciecz, co skutkuje wzrostem gęstości strumienia parowania. To zjawisko ma szczególne znaczenie przy wrzeniu wody. Zastosowanie siatki o najmniejszych oczkach (0,3 mm) i najwęższego tunelu (0,6 mm) może zapewnić równowagę między dopływem cieczy i odprowadzaniem pary w szerokim zakresie gęstości strumienia ciepła.

Gładkie mikrożebra

Zaletą tych powierzchni jest znaczna intensywność odprowadzania pary przy wysokich przegrzaniach, co powoduje znaczny przyrost współczynnika przejmowania ciepła. Jest to szczególnie zauważalne w przypadku powierzchni, na których

wrze FC-72 (z niskimi i wysokimi mikrożebrami). Podczas wrzenia wody powierzchnie z mikrożebrami o wysokości 1 mm mają niską efektywność, co można tłumaczyć m.in. zmniejszeniem przegrzania w górnych strefach mikrożeber, skutkującym spadkiem częstotliwości odrywania się pęcherzy w porównaniu z mikrożebrami o wysokości 0,5 mm. Ponadto zwiększony napływ cieczy, będącej w kontakcie ze znacznie większą powierzchnią wymiany ciepła niż w przypadku niskich żeber, ogranicza objętość możliwą do wykorzystania przez parę.

Słaba „praca" mikrożeber bez siatki przy małych przegrzaniach wynika z kolei z niewielkiej, w porównaniu ze strukturą siatkową, liczby ośrodków nukleacji. Wizualizacja opisana w rozdziale 5.4 wykazała, że pęcherze pary powstają przy podstawie mikrożeber.

Wymiar charakterystyczny i liczba Bonda

Wymiar charakterystyczny kapilarny (długość kapilarna) opisuje zdolność pęcherza do odrywania się i łączenia i jest proporcjonalny do średnicy odrywającego się pęcherza:

$$L = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \tag{4.3}$$

Przy wrzeniu wody L = 2,5 mm, a przy wrzeniu FC-72 – L = 0,72 mm. Wymiar ten jest w przypadku wody około 3,5 raza większy niż dla FC-72 i podobny stosunek wykazują największe wartości współczynnika przejmowania ciepła uzyskane podczas wrzenia wody (22-25 kW/m^{2}K) i FC-72 (5-9 kW/m^{2}K).

Liczba Bonda określa stosunek wymiaru charakterystycznego struktury powierzchni do wymiaru charakterystycznego kapilarnego (Passos i in., 2005). W przypadku mikrożeber z siatką Bo = a/L, natomiast dla mikrożeber bez pokrycia: Bo = w_{tun}/L. Przy wrzeniu wody na mikrożebrach pokrytych siatką liczba Bonda przyjmuje wartości od 0,13 (a = 0,32 mm) do 0,2 (a = 0,5 mm), natomiast podczas wrzenia FC-72 – od 0,44 do 0,69. Według Passosa i in. (2005) przy Bo < 1 występuje tendencja do łączenia się pęcherzy, a kryzys wrzenia jest skutkiem wysuszenia. Może to częściowo wyjaśniać spadek α przy większych q, co jest szczególnie zauważalne przy wrzeniu FC-72.

Stosując powierzchnie z mikrożebrami bez siatki podczas wrzenia wody Bo zmienia się od 0,24 (w_{tun} = 0,6 mm) do 0,6 (w_{tun} = 1,5 mm), a przy wrzeniu FC-72 – od 0,83 do 2,08. Zwiększenie liczby Bo powyżej 1 skutkuje przesunięciem odparowania (wysuszenia) w stronę wyższych przegrzań i znacznym zwiększeniem α w przypadku wrzenia FC-72.

4.4.5. Porównanie wyników z danymi literaturowymi

Porównanie z danymi literaturowymi nastręcza pewne trudności, ze względu na to, że dla powierzchni rozwiniętych autorzy przedstawiają współczynniki przejmowania

ciepła odniesione do powierzchni całkowitej lub bazowej, albo też wprowadzają uśrednione wartości. Dla badanych powierzchni NTS-L, podobnie jak dla powierzchni TS i NTS, gęstość strumienia ciepła i współczynnik przejmowania ciepła były odnoszone do podstawy żeber lub mikrożeber. Współczynnik przejmowania ciepła odniesiony do całkowitej powierzchni rozwiniętej (zewnętrzny współczynnik przejmowania) został zdefiniowany przez Guglielmini'ego i in. (2002) jako:

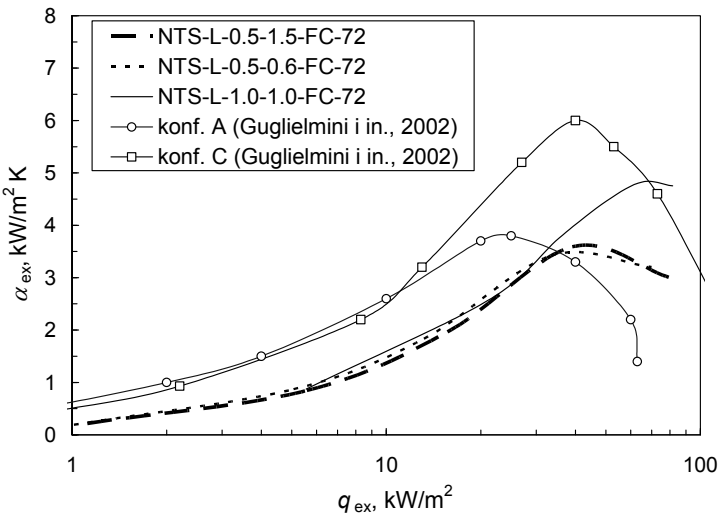
$$\alpha_{\mathrm{ex}} = \frac{\alpha}{\varphi} \tag{4.4}$$

gdzie φ jest współczynnikiem rozwinięcia powierzchni (= $F_{\mathrm{ex}}/F_{\mathrm{bs}}$).

Analogicznie gęstość strumienia ciepła odniesiona do całkowitej powierzchni określona jest zależnością:

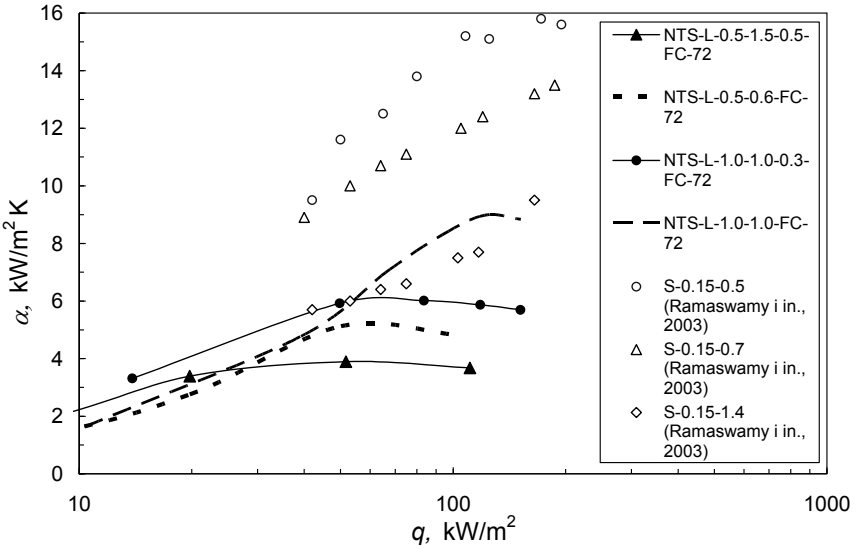
$$q_{\mathrm{ex}} = \frac{q}{\varphi} \tag{4.5}$$

Rysunek 4.16 pokazuje porównanie zewnętrznych współczynników przejmowania ciepła, uzyskanych przy wrzeniu FC-72, w odniesieniu do wybranych powierzchni NTS-L z mikrożebrami o wysokości 0,5 i 1,0 mm, z powierzchniami strukturalnymi, badanymi przez Guglielmini'ego i in. (2002) podczas wrzenia tej samej cieczy. Guglielmini i in. (2002) stosowali układy miniżeber o przekroju kwadratowym o równomiernie (konfiguracja A) i nierównomiernie (konfiguracja C) ułożonych miniżebrach (rys. 2.13). Do porównania wybrano żebra o wysokości 3 mm i grubości 0,4 mm, równej odległości pomiędzy sąsiadującymi miniżebrami.



Rys. 4.16. Porównanie współczynników przejmowania ciepła odniesionych do całkowitej powierzchni rozwiniętej przy wrzeniu FC-72 na powierzchni NTS-L, z mikrożebrami o wysokości 0,5 i 1 mm (*q*+), ze strukturami Guglielmini'ego i in. (2002); Pastuszko (2010c)

Dla powierzchni NTS-L-0.5-1.5, NTS-L-0.5-0.6 oraz NTS-L-1.0-1.0 można zaobserwować przesunięcie maksymalnej wartości współczynnika przejmowania ciepła w stronę wyższych gęstości strumienia ciepła, podobnie jak w przypadku struktur badanych przez Guglielmini'ego i in. (2002). Krzywe wrzenia dla tych trzech powierzchni z gładkimi mikrożebrami są prawie identyczne w zakresie q do około 35 kW/m^2. Maksymalna wartość współczynnika przejmowania ciepła dla powierzchni NTS-L-0.5-1.5 oraz NTS-L-0.5-0.6 jest zbliżona do maksimum krzywej struktury z konfiguracją A ($\approx$ 3,5 kW/m^{2}K) i wartość ta tylko minimalnie zmniejsza się przy wzroście gęstości strumienia ciepła do 80 kW/m^2. Współczynniki przejmowania ciepła odniesione do całkowitej powierzchni rozwiniętej, uzyskane przy zastosowaniu gładkich mikrożeber o wysokości 1 mm (NTS-L-1.0-1.0), przewyższają α dla struktury z konfiguracją A o około 30%, natomiast są niższe o około 30% od współczynnika α dla struktury z konfiguracją C.



Rys. 4.17. Porównanie współczynników przejmowania ciepła odniesionych do podstawy mikrożeber przy wrzeniu FC-72 dla powierzchni NTS-L z mikrożebrami o wysokości 0,5 i 1 mm (q+) i struktur Ramaswamy'ego i in (2003); Pastuszko (2010c)

Rysunek 4.17 przedstawia porównanie współczynników przejmowania ciepła dla czterech powierzchni NTS-L oraz trzech integralnych powierzchni strukturalnych z rowkami naciętymi obustronnie, badanych przez Ramaswamy'ego i in. (2003). Ich geometria odpowiadała strukturom Ghiu i Joshi (2005a, 2006) – rys. 2.11a. Powierzchnie wzięte do porównania posiadały tunele o szerokości 0,15 mm, które były rozmieszczone z podziałkami 0,5 mm (S-0.15-0.5), 0,7 mm (S-0.15-0.7) i 1,4 mm (S-0.15-1.4). Przy dużych zagęszczeniach tuneli współczynniki przejmowania ciepła były około dwukrotnie wyższe od współczynników

uzyskanych dla powierzchni NTS-L. Struktury integralne z podziałką 1,4 mm osiągały zbliżone do powierzchni NTS-L-1.0-1.0 wartości α, tj. około 6-8 kW/m^{2}K w zakresie 50-150 kW/m^2.

4.5. PODSUMOWANIE

Na podstawie przeprowadzonych badań eksperymentalnych, dla podanych zakresów zmian parametrów geometrycznych poszczególnych powierzchni, można wyciągnąć następujące wnioski:

Powierzchnie TS (średnice porów: 0,3; 0,4; 0,5 mm, podziałka tuneli: 2,0; 2,25; 2,5 mm):

- Największe wartości współczynnika przejmowania ciepła α podczas wrzenia wody, etanolu i R-123 uzyskano stosując struktury tunelowe rozmieszczone z podziałką 2,5 mm w żebrach o wysokości 10 mm i ograniczone folią z porami o średnicy 0,5 mm.
- Otrzymane wartości są około 3-4 razy większe niż uzyskane dla żeber gładkich w przypadku wrzenia wody.
- Stosowanie żeber głównych o wysokości 5 mm powodowało obniżenie współczynnika α co najmniej o 30% w stosunku do żeber o wysokości 10 mm.

Powierzchnie NTS (średnice porów: 0,3; 0,4; 0,5 mm, szerokość tuneli: 0,6; 1; 1,5 mm):

- W przypadku użycia wody i etanolu jako czynników wrzących najbardziej wskazane jest stosowanie struktur z żebrami o wysokości 5 mm i tunelami o szerokości 0,6 mm, co pozwoliło na uzyskanie prawie pięciokrotnego wzrostu współczynnika przejmowania ciepła α w odniesieniu do żeber gładkich.
- Ograniczona liczba danych uzyskanych podczas wrzenia R-123 i FC-72 na powierzchniach NTS nie pozwala na wyciągnięcie wniosków odnośnie parametrów zapewniających uzyskanie największych wartości tych współczynników.

Powierzchnie NTS-W (średnice porów: 0,3; 0,4; 0,5 mm, szerokość tuneli: 0,6; 1; 1,2 mm):

- Najwyższą intensywność wymiany ciepła przy wrzeniu wody i etanolu na powierzchniach NTS-W uzyskano dla szerokości tuneli 1,0 mm i porów w folii o średnicy 0,5 mm.
- Przy dużych gęstościach strumienia ciepła najkorzystniejsze wyniki dla wody i etanolu dało stosowanie otwartych tuneli o szerokości 1,0 mm.
- Przy wrzeniu FC-72 największe współczynniki przejmowania ciepła α uzyskano stosując powierzchnie z otwartymi tunelami (szerokość 1,0 mm).

Powierzchnie NTS-L (wymiar oczek siatki: 0,32; 0,4; 0,5 mm, szerokość tuneli: 0,6; 1; 1,5 mm):

- W przypadku wrzenia wody, w całym zakresie stosowanych gęstości strumienia ciepła (20-400 kW/m^2) najkorzystniejsze jest stosowanie powierzchni z mikrożebrami o wysokości 1 mm, z szerokością tuneli 0,6 mm i siatką o wymiarze oczek 0,32 mm.
- Przy zastosowaniu etanolu jako czynnika wrzącego największe współczynniki przejmowania ciepła można uzyskać stosując powierzchnie z mikrożebrami o wysokości 1,0 mm, skojarzone z siatką z oczkami 0,5 mm, przy szerokościach tunelu 1 mm (q < 50 kW/m^2) oraz 1,5 mm (50 < q < 150 kW/m^2). Powyżej 150 kW/m^2 najlepiej sprawdzają się powierzchnie bez siatek, z tunelami 0,6 mm.
- Podczas wrzenia FC-72, przy q < 50 kW/m^2 (h_f = 1 mm) optymalne jest stosowanie powierzchni z tunelem o szerokości 1 mm i siatką z oczkami 0,32 mm. Nie sprawdza się stosowanie siatek przy gęstościach strumienia ciepła większych niż 30 kW/m^2 (mikrożebra o wysokości 0,5 mm) oraz 50 kW/m^2 (mikrożebra o wysokości 1 mm).

Powierzchnie NTS umożliwiają uzyskanie największych ze wszystkich analizowanych powierzchni współczynników przejmowania ciepła. Wartości współczynników przejmowania ciepła, otrzymane przy wrzeniu R-123 na powierzchniach TS i NTS oraz FC-72 na powierzchniach NTS-L, są zbliżone do danych literaturowych.

W przypadku większości przebadanych powierzchni nie stwierdzono istnienia histerezy. Zjawisko to zaobserwowano podczas wrzenia czynnika R-123 na powierzchniach TS i NTS z porami o najmniejszej stosowanej średnicy, tj. 0,3 mm.

5. Wizualizacja wrzenia

5.1. WPROWADZENIE. PRZEGLĄD METOD I WYNIKÓW BADAŃ WIZUALIZACYJNYCH

Niezbędnym warunkiem dla dokonania opisu teoretycznego procesu wrzenia w wąskich tunelach, od inicjacji przez rozwinięte wrzenie pęcherzykowe do kryzysu wrzenia, jest rozpoznanie zjawisk zachodzących wewnątrz ograniczonej przestrzeni. Analiza wrzenia pęcherzykowego w złożonym układzie tuneli podpowierzchniowych wymaga identyfikacji miejsc powstawania, wzrostu i odrywania pęcherzyków pary, dopływu cieczy do tuneli, jak również wyznaczania średnicy odrywających się pęcherzyków pary i częstotliwości ich odrywania. Jest to możliwe do wykonania przy użyciu nowoczesnej techniki cyfrowej rejestracji i przetwarzania obrazu (szybka kamera cyfrowa) oraz takim zmodyfikowaniu modułu głównego stanowiska, aby otrzymać obraz tworzących się wewnątrz wąskiego tunelu pęcherzyków pary. Większość badaczy stosowała rejestrację obrazu jako uzupełnienie pomiarów mających na celu wyznaczenie krzywych wrzenia, bądź krytycznej gęstości strumienia ciepła. Stosowano przeważnie zewnętrzną wizualizację, która nie wymagała poważniejszych modyfikacji stanowiska pomiarowego. Jednymi z prekursorów zastosowania szybkiej kamery fotograficznej do pomiarów średnicy i częstotliwości odrywających się pęcherzy byli Han i Griffith (1965a). Obserwacje wrzenia wody na cylindrycznej powierzchni miedzianej (średnica 30,2 mm), pokrytej warstwą złota o grubości 0,125 mm posłużyły do określenia gęstości strumienia ciepła parowania.

Optyczne metody obrazowania wrzenia pęcherzykowego w objętości są najczęściej metodami nieinwazyjnymi, czyli nie zakłócają mechanizmu wrzenia. Luke i Cheng (2006) podzielili nieinwazyjne metody badania procesu formowania pęcherzy na następujące grupy:

- zdjęcia,
- techniki wykorzystujące szybką kamerę wideo,
- holografia,
- połączenie pomiarów temperatury za pomocą ciekłych kryształów z wizualizacją przy zastosowaniu kamery cyfrowej o dużej szybkości,
- pomiary optyczne i elektryczne prowadzone w celu analizy rozkładu powierzchni międzyfazowej para-ciecz połączone z pomiarami z użyciem mikrotermopar,
- tomografia,
- zliczanie osadów lub śladów pojawiających się w miejscach nukleacji.

Podział ten można uzupełnić o zastosowanie termografii ciekłokrystalicznej w połączeniu z kamerą termowizyjną (Piasecka i Pastuszko, 2005).

Celem rozdziału jest poznanie zjawisk zachodzących przy wrzeniu pęcherzykowym w strukturach tunelowych oraz mikrożebrach.

5.1.1. Wizualizacja wrzenia na płaskich powierzchniach strukturalnych

Ramaswamy i in. (2002), stosując szybką kamerę (1500 klatek na sekundę), wyznaczyli dane dotyczące wzrostu pęcherza na strukturze krzemowej (rys. 2.11a), umieszczonej we wrzącym FC-72, m.in.: średnicę odrywających się pęcherzy (0,61-0,66 mm), częstotliwość (150-250 Hz), gęstość ośrodków nukleacji. Stwierdzono, że średnica porów wpływa znacząco na średnicę odrywających się pęcherzy, a częstotliwość nieznacznie wzrasta ze wzrostem przegrzania powierzchni grzejnej, ale powyżej 12 K następuje jej spadek. Autorzy przyjęli, że istnieje pewne podobieństwo zaobserwowanych rodzajów wrzenia do wrzenia na powierzchniach gładkich oraz wykorzystali klasyfikację obszarów (*regimes*) wrzenia zaproponowaną przez Zubera (1963). Wyróżniono następujące rodzaje wrzenia:

- niewielkie przegrzania (4-7 K) – obszar izolowanych pęcherzy (*laminarny*),
- przegrzania do 12 K – obszar łączących się kilku pęcherzy (*turbulentny*); w przypadku dużych podziałek porów formują się kolumny parowe, zgodne z obserwacjami Zubera (1963),
- największe przegrzania – koalescencja prawie wszystkich pęcherzy – tworzą się duże „obłoki" parowe w kształcie grzybów.

Ramaswamy i in. (2002) potwierdzili obserwacje Chiena i Webba (1998b) dotyczące mechanizmu zmiany lokalizacji aktywnych porów. W krótkim okresie (około 0,1 s) przy zachowaniu niezmienionej gęstości ośrodków nukleacji część aktywnych porów nagle stawała się nieaktywna, czemu towarzyszyła z kolei aktywacja niektórych ośrodków nieaktywnych. Stwierdzono ponadto, że występuje zmienność średnic pęcherzy odrywających się z tego samego pora, co również pozostaje w zgodzie z badaniami Chiena i Webba (1998b).

Studia wizualizacyjne dla podobnej struktury, lecz wykonanej z miedzi oraz kwarcu i umieszczonej w cieczy dielektrycznej PF 5060, o parametrach termofizycznych zbliżonych do FC-72, były prowadzone przez Ghiu i Joshi'ego (2005b, 2006). Ghiu i Joshi (2005b) stosując boczne umieszczenie szybkiej kamery pokazali istnienie różnych obszarów wrzenia dla badanych powierzchni oraz potwierdzili dynamiczny charakter procesów wrzenia. Zaobserwowano, że pęcherze wydostające się z końców kanałów pracują jak małe pompy zasysające ciecz do wnętrza struktury, a udział strumienia ciepła parowania w całkowitej ilości wymienianego ciepła jest znaczący, szczególnie przy małych gęstościach strumienia ciepła.

Yu i Lu (2007) przedstawili wizualizację struktur wrzenia w układzie miedzianych miniżeber (rys. 2.14), umieszczonych we wrzącym czynniku FC-72. Autorzy zaobserwowali inicjację wrzenia głównie na wierzchołkach żeber, skąd niektóre pęcherze po zwiększeniu objętości odrywały się. Część z nich zachowując stałą

średnicę przemieszczała się jednak w stronę podstawy żeber, a więc obszaru o znacznie większym przegrzaniu. Średnice odrywających się pęcherzy oszacowano na 0,2-0,3 mm. Przy małych i średnich gęstościach strumienia ciepła (pomiary obejmowały zakres od 20 do około 1000 kW/m^2) stwierdzono wzrost ilości aktywnych ośrodków nukleacji i częstotliwości odrywania pęcherzy. Przy największych gęstościach strumienia pojawiające się „grzyby parowe" powodowały odparowanie w centralnej części układu żeber, co skutkowało gwałtownym przegrzaniem.

Chan i in. (2010) zaprezentowali obrazy wrzenia wody na powierzchniach ożebrowanych (żebra o wysokości 15 mm, grubości 1 mm, przy szerokości przestrzeni 0,5 mm) przy stosowaniu podciśnienia (ciśnienie bezwzględne 2 kPa). Autorzy zaobserwowali istnienie tylko jednego ośrodka nukleacji przy małych gęstościach strumienia ciepła (50 kW/m^2). Inicjacja wrzenia następowała przy podstawie żeber. Powiększający się pęcherz, ze względu na ograniczenie szerokością przestrzeni międzyżebrowej, przybierał kształt spłaszczonego korka parowego. Po osiągnięciu wierzchołka żeber formował się sferyczny pęcherz, który gwałtownie powiększał się „wchłaniając" korek parowy. Przestrzeń uwolniona z pary wypełniała się cieczą, a cały cykl powtarzał się (rys. 5.1).

Rys. 5.1. Graficzne przedstawienie cyklu wzrostu pęcherza w wąskiej przestrzeni między żebrami (Chan i in., 2010)

5.1.2. Wizualizacja wrzenia na cylindrycznych powierzchniach strukturalnych

Ayub i Bergles (1987) oprócz przeprowadzenia wizualizacji wewnętrznej prowadzili również obserwacje wrzenia na rzeczywistych powierzchniach cylindrycznych ze strukturą typu GEWA-T (obwodowe tunele o wysokości 1 mm ze szczeliną o szerokości 0,35 mm). Przy średnich i dużych gęstościach strumienia ciepła pęcherze pary wydostawały się z większości tuneli na całym obwodzie rury. Przy gęstościach strumienia 17 kW/m^2 obserwowano duże elipsoidalne pęcherze w dolnej części rury, przemieszczające się obwodowo ku górze, natomiast przy q = 50-80 kW/m^2 – parę zalegającą nad górnymi obszarami powierzchni.

Badania wizualizacyjne Chiena i Webba (1998c) prowadzone były podczas wrzenia metanolu na pionowych i poziomych rurach ze strukturami tunelowymi (mikrożebra o wysokości 0,8 mm pokryte folią z porami o średnicy 0,23 mm). W przypadku rur pionowych potwierdzono założenie o wypełnieniu wszystkich tuneli parą, oprócz cieczy znajdującej się w narożnikach tuneli, przy czym przy małych gęstościach strumieni ciepła część tuneli była wypełniona cieczą. Obserwacje potwierdziły istnienie rodzaju wrzenia *zasysanie–parowanie*. Chien i Webb (1998b) wyróżnili dwa etapy wzrostu pęcherza:

I – wzrost „kontrolowany" przez wymianę ciepła wewnątrz tunelu,
II – wzrost „kontrolowany" przez siły bezwładności cieczy podczas zwiększania średnicy sferycznego pęcherza od d_p (średnica pora) do d_b (średnica odrywającego się pęcherza).

Autorzy zaobserwowali, że średnice odrywających się pęcherzy w przypadku wrzenia na powierzchniach strukturalnych wynosiły 0,5-0,8 mm i były mniejsze niż dla powierzchni gładkich. Za przyczynę tego zjawiska uznano dominację sił bezwładności podczas wzrostu pęcherza.

Również Chen i in. (2005b) prowadzili obserwacje wrzenia dla struktur z tunelami podpowierzchniowymi, utworzonymi na zewnętrznej powierzchni rur, gdzie czynnikami wrzącymi był propan i izobutan oraz ich mieszaniny. Autorzy skupili się na określeniu kształtu pęcherzy w różnych cieczach, wytwarzaniu małych pęcherzy (o średnicach poniżej 0,5 mm), układem i rozmieszczeniem pęcherzy oraz analizie zachowania pęcherzy na czterech powierzchniach rozwiniętych.

Cylindryczna powierzchnia strukturalna badana przez Kulenovica i in. (2002) posiadała pory o nieregularnych kształtach – równoważna średnica otworów zmieniała się w zakresie 0,01-0,5 mm. W eksperymentach stosowano propan o temperaturze nasycenia w przedziale 253-293 K. Stwierdzono, że średnice odrywających się pęcherzy wynosiły 0,75-1,2 mm. Przy częstotliwości odrywania się pęcherzy mniejszej niż 10 Hz występowała okresowa aktywacja ośrodków nukleacji, natomiast przy większej (50-110 Hz) – ośrodki nukleacji były stale aktywne.

5.1.3. Wizualizacja wrzenia na powierzchniach z mikrożebrami i siatkami

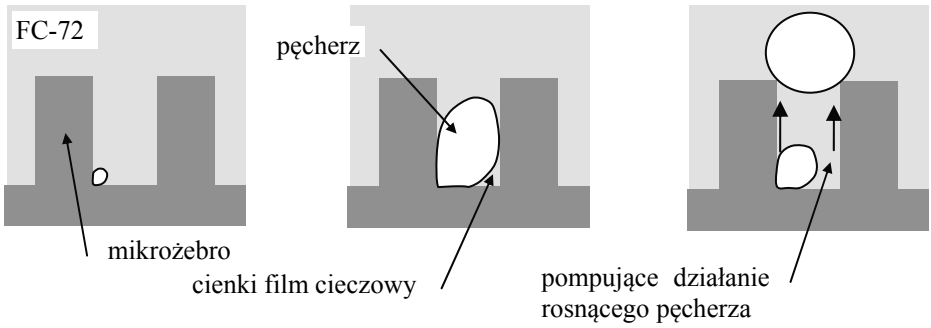
Brautsch i Kew (2002) przedstawili obrazy wrzenia na pionowej siatce z oczkami o wymiarze 0,098 mm. W przypadku struktur całkowicie zanurzonych w cieczy oraz pracy w trybie zasysania kapilarnego obserwowano stosunkowo niewielkie pęcherze, przy czym okresowe wysuszanie występowało w szerokim zakresie gęstości strumienia ciepła. Przy wzroście q do około 140 kW/m^2 niewielkie pęcherze łączyły się tworząc korki parowe izolujące grzejnik od cieczy wrzącej, przy większych gęstościach strumienia ciepła pojawiały się całkowicie osuszone obszary siatki. Ci sami autorzy (Brautsch i Kew, 2003), opierając się na badaniach wizualizacyjnych powierzchni pokrytych czterema rodzajami siatek (podziałki oczek od 0,508 mm do 0,127 mm), wyszczególnili trzy obszary wrzenia na powierzchniach z pojedynczą warstwą siatki:

1. Inicjacja wrzenia – niewielkie gęstości strumienia ciepła. Pierwsze pęcherze powstają w punktach styku siatki z powierzchnią grzejną, następuje ich wzrost i przemieszczenie się nad druciki siatki, dalsze powiększanie się pęcherzy skutkuje oderwaniem od siatki.
2. Ustalone wrzenie pęcherzykowe. W oczkach siatki oraz na drucikach formują się mikropęcherzyki, kilka z nich łączy się w obrębie oczek tworząc duże pęcherze, utrzymujące się w siatce do momentu, gdy siła wyporu jest mniejsza od siły napięcia powierzchniowego.

3. Krytyczna gęstość strumienia ciepła – para wytwarzana w aktywnych ośrodkach nukleacji nie może wystarczająco szybko opuścić struktury porowatej. Pęcherze ulokowane w oczkach siatki łączą się ze sobą w obszarze pomiędzy siatką a powierzchnią grzejną, formując duży izolujący obszar korka parowego.

Honda i in. (2002) pokazali obrazy wrzenia nieodgazowanego FC-72 na powierzchni płytki krzemowej 10 x 10 x 0,5 mm^3 z naniesioną strukturą w postaci mikrożeber o przekroju kwadratowym (0,05 x 0,05 x 0,06 mm^3), rozmieszczonych z podziałką 0,1 mm. W przypadku pionowo umieszczonej płytki przy gęstościach strumienia ciepła około 50 kW/m^2 zauważalne było zwiększenie ilości pęcherzy pary od dolnej do górnej krawędzi płytki. Przy zwiększeniu gęstości strumienia do około 160 kW/m^2 wzrastała znacznie ilość pęcherzy, a ich rozkład był prawie jednorodny. Pęcherze zwiększały swoje rozmiary w miarę zbliżania się do górnej krawędzi płytki. Po osiągnięciu q = 400 kW/m^2 większa część powierzchni była pokryta „wtórnymi" pęcherzami, powstałymi na skutek koalescencji. Podobna wizualizacja została przedstawiona przez Wei'a i Hondę (2003) w odniesieniu do pionowej płytki z mikrożebrami o tym samym przekroju (0,05 x 0,05 mm^2), ale wysokości zwiększonej do 0,2 mm, przy gęstościach strumienia ciepła 33-438 kW/m^2. Autorzy stwierdzili, że pęcherze pojawiające się w szczelinie pomiędzy sąsiednimi mikrożebrami przemieszczały się w górę absorbując parę wytwarzaną na powierzchni mikrożeber, co doprowadzało do wzrostu ich średnicy. W odróżnieniu od omówionych poprzednio mikrożeber o wysokości 0,06 mm zaobserwowano prawie jednorodne rozmieszczenie pęcherzy w podanym zakresie gęstości strumienia ciepła.

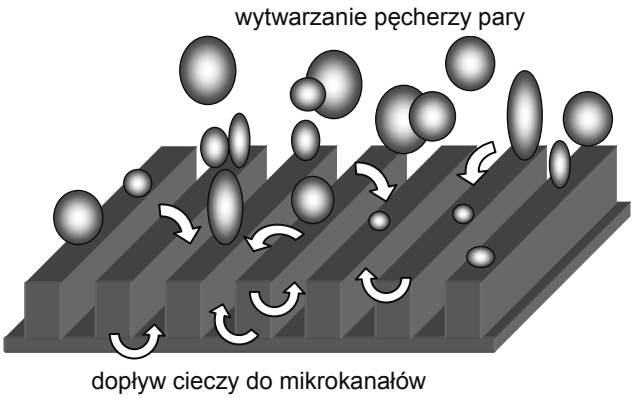
Wei i in. (2005) przedstawili wizualizację wrzenia FC-72 na mikrożebrach o przekroju 0,03 x 0,03 mm^2 i wysokości 0,06 oraz 0,2 mm. Opisali zjawisko wzrostu pęcherza w szczelinie pomiędzy mikrożebrami. Pęcherzyk pary powstaje w narożniku przy podstawie mikrożeber (rys. 5.2). Rośnie on na skutek odparowania cieczy w wąskiej szczelinie pomiędzy żebrami, wytwarzając jednocześnie cienką warstewkę cieczy, która pokrywa boczną ściankę mikrożebra. Odparowanie tej warstwy powoduje dalszy wzrost pęcherza, który umiejscawia się przy wierzchołkach mikrożeber. Jego powiększanie przyczynia się do zasysania przegrzanej cieczy do przestrzeni międzyżebrowej i zwiększenia mikrokonwekcji na bokach żeber.



Rys. 5.2. Wzrost pęcherza w szczelinie pomiędzy mikrożebrami (Wei i in., 2005)

Z kolei Tsay i in. (1996) przedstawili obrazy wrzenia wody na gładkiej i chropowatej powierzchni stalowej pokrytej siatką. Stwierdzono zwiększoną ilość wytwarzanych pęcherzy w przypadku pokrycia powierzchni siatką, przy czym najwięcej pęcherzy tworzyło się przy stosowaniu siatki z oczkami o wymiarze około 1,6 mm.

Cooke i Kandlikar (2011) zajmowali się wizualizacją wrzenia wody na mikrokanałach, utworzonych w płytkach krzemowych. Analiza obrazów z szybkiej kamery wideo (1000-2000 klatek/s) wykazała, że większa chropowatość wytrawionych mikrokanałów w porównaniu z gładszymi powierzchniami czołowymi mikrożeber przyczynia się do obecności dużej ilości ośrodków nukleacji na dnie mikrokanałów. Powstające pęcherzyki pary przemieszczają się w stronę wierzchołków mikrożeber, przywierają do nich oraz intensywnie zwiększają swoją objętość. Odparowywanie przy wierzchołkach żeber umożliwia intensywny napływ cieczy do mikrokanałów, które nie są wypełnione parą (rys. 5.3). Ci sami autorzy (Cooke i Kandlikar, 2012) uzyskali odmienne obrazy wrzenia na miedzianych powierzchniach z większymi mikrokanałami, tj. o szerokości 197 μm i 375 μm i głębokości odpowiednio 335 oraz 400 μm, przy gęstości strumienia ciepła około 200 kW/m^2. Wykazano, że nukleacja następuje poza dnem kanałów, a wzrastający pęcherz nie styka się z powierzchnią czołową mikrożebra, a jedynie z krawędziami dwóch sąsiednich mikrożeber – jest to zgodne z obserwacjami Wei'a i in. (2005) – rysunek 5.2.



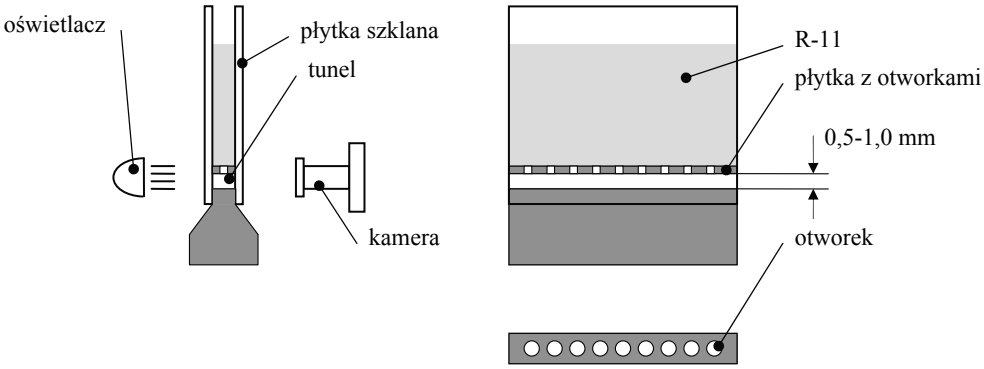
Rys. 5.3. Wizualizacja mechanizmu wrzenia na powierzchni z mikrokanałami (Cooke i Kandlikar, 2011)

5.1.4. Wizualizacja wewnętrzna

Wizualizacja wewnętrzna jest metodą częściowo inwazyjną, gdyż wymaga zmodyfikowania rzeczywistej powierzchni strukturalnej, aby umożliwić obserwacje procesu wrzenia wewnątrz tuneli. Z reguły stosowane jest kilkukrotne zmniejszenie jednego z wymiarów próbki, najczęściej do szerokości tunelu z przyległymi ściankami, oraz dodanie przezroczystych ścianek, umożliwiających prowadzenie

obserwacji i rejestrowanie procesu wrzenia. Modyfikacje te powodują częściowe zaburzenie mechanizmu wrzenia, ale jego zasadnicze cechy, co podkreśla m.in. Nakayama i in. (1980a), nie ulegają zmianie.

Nakayama ze współpracownikami (1980a) był jednym z pierwszych, którzy przeprowadzili wizualizację wewnętrzną procesu wrzenia w poziomych powierzchniach strukturalnych (tunel podpowierzchniowy pokryty folią perforowaną), stosując wycinek struktury, ograniczony przezroczystymi ściankami. Tunel o przekroju prostokątnym (szerokość 1 mm, wysokość 0,5-1,0 mm) został uformowany pomiędzy powierzchnią grzejną a płytką o grubości 0,4 mm z otworkami o średnicy 0,05-0,5 mm, rozmieszczonymi z podziałką 1 mm (rys. 5.4). Do wizualizacji użyto czynnik R-11, którego poziom był stale uzupełniany za pomocą igły połączonej z zasobnikiem cieczy. W części eksperymentów ciepło dostarczane było wyłącznie od grzejnika umieszczonego w dolnej części modułu, w pozostałych zastosowano dodatkowo bezpośrednie podgrzewanie płytki za pomocą przepływającego prądu elektrycznego.



Rys. 5.4. Moduł wizualizacyjny zastosowany w eksperymencie Nakayamy i in. (1980a)

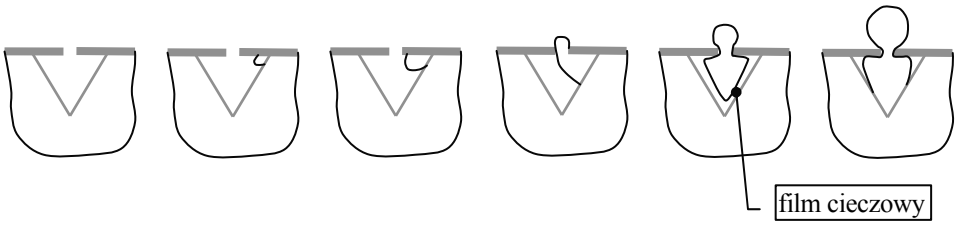
Stwierdzono, że ciecz pozostająca w narożnikach tunelu, po odparowaniu była uzupełniana przez kolejne porcje dopływające z porów nieaktywnych. Dalsze obserwacje wykazały, że mechanizm cyklu powstawania pęcherzy jest oparty na „pompującym" działaniu odrywających się pęcherzy, co powoduje zasysanie cieczy do tunelu, jej rozprowadzanie w narożnikach oraz odparowanie, skutkujące wytworzeniem kolejnych pęcherzy.

Arshad i Thome (1983) przeprowadzili badania wizualizacyjne procesu wrzenia wody w strukturach podpowierzchniowych stosując stanowisko pomiarowe podobne konstrukcyjnie do stanowiska Nakayamy i in. (1980a). Końce tuneli były zakryte cienkimi płytkami szklanymi, górną ściankę stanowiła cienka folia miedziana z otworkami o średnicach 0,15-0,25 mm.

Rysunek 5.5 przedstawia schematycznie proces tworzenia się pęcherza w narożniku tunelu o przekroju trójkątnym, jego wzrost w obrębie wnętrza tunelu oraz

tworzenie i rozrost pęcherza pary przy aktywnym porze, ponad górną powierzchnią tunelu. Powyższe obserwacje przyczyniły się do sformułowania m.in. następujących wniosków:

a) grubość cienkiego filmu cieczowego w tunelach o różnych przekrojach zmniejsza się wraz ze wzrostem gęstości strumienia ciepła,
b) w przypadku tuneli o przekroju prostokątnym i trójkątnym pęcherze powstają prawie wyłącznie w narożnikach,
c) tunele o przekroju kołowym wykazują największą skłonność do zalewania.



Rys. 5.5. Powstanie i wzrost pęcherza w tunelu o przekroju trójkątnym według Arshada i Thome'a (1983)

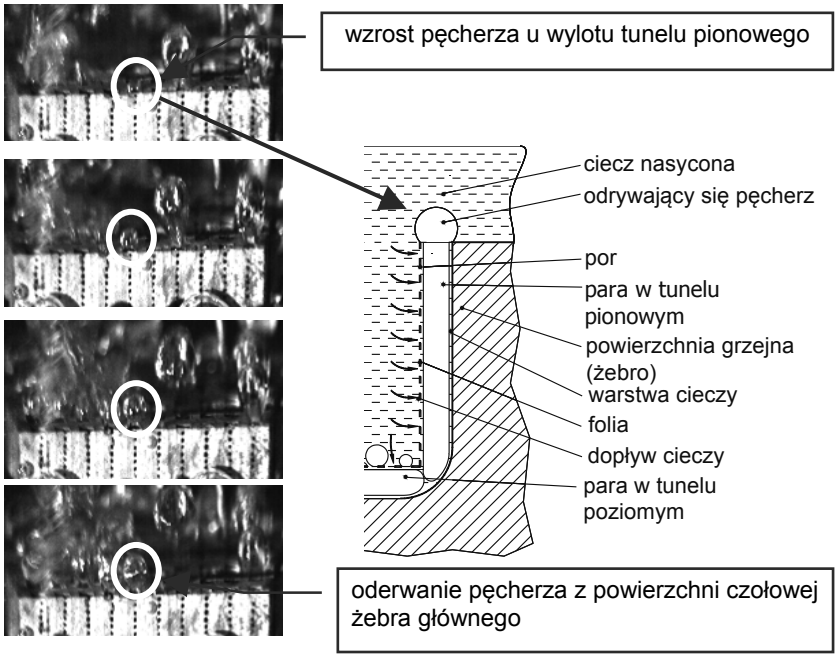
Do obserwacji procesu wrzenia na powierzchni typu GEWA-T (tunele o przekroju kołowym) Ayub i Bergles (1987) zastosowali dwa moduły, o szerokości szczeliny 0,35 oraz 1,75 mm, nazwane przez nich „symulatorami pojedynczego rowka". Stwierdzono m.in., że przy wzroście strumienia ciepła następował częściowy odpływ cieczy przez szczelinę, spowodowany rozprężaniem się pary w tunelu. Rosnący na szczelinie pęcherz odrywał się, a spadek ciśnienia w tunelu powodował zasysanie cieczy i jej odparowywanie w tunelu; cały cykl się powtarzał. Przeprowadzone obserwacje dały asumpt do zdefiniowania założeń upraszczających do modelu ciągłego napływu cieczy i odprowadzania pary, opisanego w rozdziale 6.

Zastosowanie powierzchni strukturalnych, wykonanych z kwarcu, umożliwiło przeprowadzenie wizualizacji wewnętrznej przez Ghiu i Joshiego (2005b). Geometria tych powierzchni odpowiadała geometrii struktur omówionych w rozdziale 2.2 – rysunek 2.11a. Autorzy uznali, że ze względu na niską przewodność cieplną kwarcu ($\lambda = 1{,}2$ W/mK) górną płaszczyznę graniczną powierzchni można traktować jako adiabatyczną. Przy małych gęstościach strumienia ciepła obserwowano niewielkie ilości pary, wypełniającej dolne kanały, przy większych – korki parowe formujące się także w górnych kanałach. Stwierdzono występowanie ruchów oscylacyjnych pęcherzy w kanałach – po osiągnięciu końca kanału pęcherz był uwalniany do otaczającej cieczy. Autorzy podkreślili istnienie odmienności w mechanizmie wrzenia na powierzchniach kwarcowych i miedzianych, przede wszystkim znacznie większą ilość ośrodków nukleacji na strukturach wykonanych z metalu oraz różną średnicę odrywających się pęcherzy.

5.2. WYNIKI WŁASNYCH BADAŃ WIZUALIZACYJNYCH – POWIERZCHNIA TS

5.2.1. Wizualizacja zewnętrzna

Rysunek 5.6 przedstawia fotografie faz wzrostu i oderwania pęcherzy dla pionowego tunelu powierzchni TS. Po prawej stronie pokazano powiększony przekrój pionowy z zaznaczeniem kierunku dopływu cieczy i obszarów zajmowanych przez parę (Pastuszko, 2009a). Zdjęcia z procesu wrzenia na tych powierzchniach zaprezentowano w artykułach Pastuszko i in. (2004a,b,c), Pastuszko (2004b), Pastuszko i Mroczek (2006) oraz Pastuszko (2009a,b).



Rys. 5.6. Wzrost i oderwanie pęcherza przy wylocie tunelu pionowego, TS-10-2.50-0.3, woda $q \approx 40$ kW/m^2, 193 klatek/s (Pastuszko, 2009a)

Porównanie wartości eksperymentalnych i teoretycznych częstotliwości odrywających się pęcherzy dla tunelu poziomego i pionowego powierzchni TS przedstawiono w rozdziale 7.

Na rysunkach 5.7a-5.7c pokazano obrazy wrzenia etanolu zarejestrowane za pomocą aparatu cyfrowego (Pastuszko, 2009b).

Przy niewielkich gęstościach strumienia ciepła ($q = 25$ kW/m^2) aktywne są tylko nieliczne wyloty tuneli pionowych. W przestrzeni między głównymi żebrami można zaobserwować niewielkie pęcherzyki pary, wydostające się z aktywnych porów tunelu poziomego.

Rys. 5.7. Wrzenie etanolu, TS-10-25-0.4: a) ΔT = 2,4 K, q = 25 kW/m^2, b) ΔT = 3,1 K, q = 36 kW/m^2, c) ΔT = 5 K, q = 66 kW/m^2 (Pastuszko, 2009b)

Zwiększenie gęstości strumienia ciepła do 30-40 kW/m^2 powoduje aktywizację większości wylotów tuneli pionowych. Widoczne jest znaczne zwiększenie ilości pęcherzy odrywających się z porów tunelu poziomego, przy czym posiadają one znacznie mniejszą średnicę niż pęcherze obserwowane u wylotów tuneli pionowych. Pory w folii pionowej nie są aktywne.

Dalsze zwiększenie q (powyżej 60 kW/m^2) skutkuje uaktywnieniem prawie wszystkich wylotów tuneli pionowych. Cała przestrzeń między żebrami głównymi zapełniona jest dużą ilością pęcherzy – część z nich, posiadająca nieregularne kształty, jest wynikiem koalescencji. Na wysokości 10-20 mm powyżej powierzchni czołowej (wierzchołków) głównych żeber można zidentyfikować dużą „chmurę" pęcherzy.

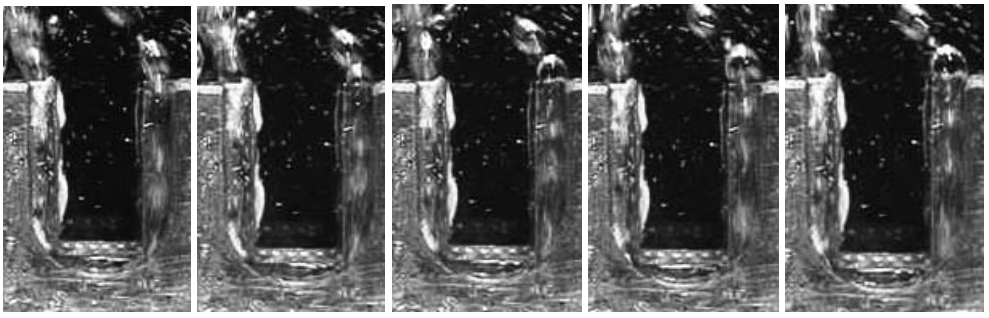
5.2.2. Wizualizacja wewnętrzna – wrzenie wody

Wizualizacja wewnętrzna wrzenia wody w strukturach TS została przedstawiona w publikacjach Pastuszko i Mroczek (2006), Pastuszko (2009a).

Ten rodzaj wizualizacji umożliwił obserwacje różnic mechanizmów wrzenia w tunelu poziomym i pionowym. Zastosowanie segmentu z przezroczystymi ściankami pozwoliło na przeprowadzenie obserwacji generacji pęcherzy parowych i ich przemieszczania wewnątrz tuneli, ale należy mieć na uwadze wystę-

powanie pewnych odmienności procesu wrzenia, związanych z kontaktem wrzącej cieczy ze ściankami o niewielkiej przewodności cieplnej. Nie ma również wzajemnego odniesienia gęstości strumienia ciepła i przegrzania dla dwóch rodzajów wizualizacji.

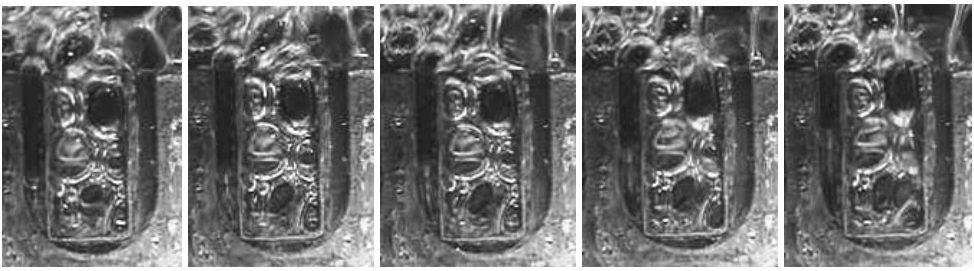
Przy małych gęstościach strumienia ciepła ($q \approx 130$ kW/m^2) można zaobserwować tworzenie pęcherzy parowych w tunelach poziomych i dolnych obszarach tuneli pionowych (rys. 5.8). W tunelu poziomym widoczne są zmiany objętości korka parowego, wynikające z cyklicznych procesów dopływu cieczy i jej odparowania w meniskach. Formowanie pęcherzy w obrębie aktywnych porów, ze względu na dominację rodzaju wrzenia *zalewanie*, następuje podczas zmniejszania objętości korka parowego w tym tunelu, co jest zgodne z teorią przedstawioną przez Webba i Haidera (1992) oraz Murthy'ego i in. (2006) – opis w rozdziale 6.4. Następują również zmiany aktywności poszczególnych porów: por aktywny po wygenerowaniu kilku pęcherzy staje się nieaktywny. Te obserwacje zgadzają się z wynikami wizualizacji Chiena i Webba (1998c). W tunelach pionowych wszystkie pory w folii pozostają nieaktywne, a odprowadzanie pary następuje przez ich ujścia, czyli wyloty przy wierzchołkach żeber głównych. Para jest wytwarzana w dolnych obszarach tych tuneli, przy połączeniu z tunelem poziomym – można przypuszczać, że część cieczy z tunelu poziomego zasila również tunele pionowe. W większości tuneli pionowych przemieszczają się tylko pojedyncze pęcherze.



Rys. 5.8. Wizualizacja wewnętrzna wrzenia wody przy małych gęstościach strumienia ciepła TS-10-2.50-0.5 ($q \approx 130$ kW/m^2), 210 klatek/s

Przy gęstościach strumieni ciepła $q \approx 230$ kW/m^2 (rys. 5.9) coraz więcej pęcherzy odrywa się z porów tunelu poziomego, co skutkuje wzrostem częstotliwości odrywania i gęstości ośrodków nukleacji. Widoczne jest łączenie się i zaleganie pęcherzy w przestrzeni między tunelami pionowymi, co może się przyczyniać do utrudnień w zasilaniu całego układu tuneli. Obserwowane „zlepianie" się pęcherzy jest dodatkowo spotęgowane obecnością cząstek silikonu, przenikających z warstwy uszczelniającej. Para zajmuje prawie całą przestrzeń obydwu tuneli, a przy wierzchołkach żeber głównych można zaobserwować łączenie się pęcherzy gene-

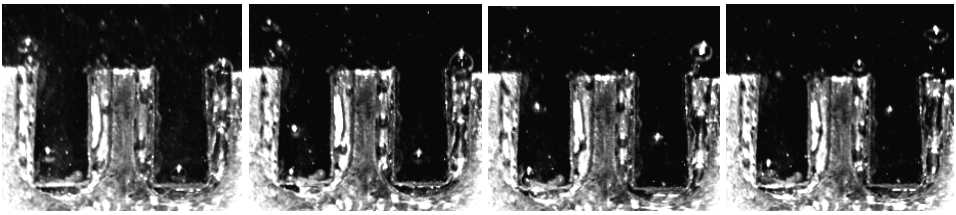
rowanych przez tunele poziome i pionowe. W odniesieniu do obydwu tuneli można zakładać istnienie rodzaju wrzenia *parowanie-zasysanie*.



Rys. 5.9. Wizualizacja wewnętrzna wrzenia wody przy dużych gęstościach strumienia ciepła TS-10-2.50-0.5 ($q \approx 230$ kW/m^2), 210 klatek/s (Pastuszko, 2009a)

5.2.3. Wizualizacja wewnętrzna – wrzenie etanolu

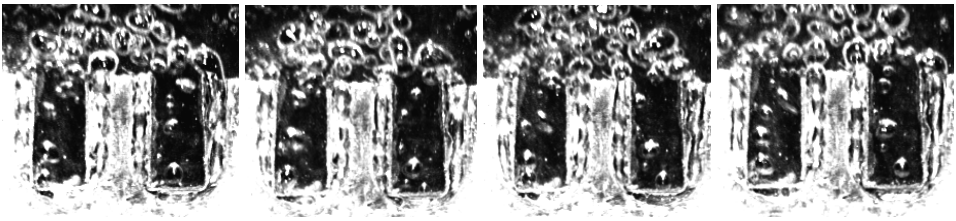
Ten rodzaj wizualizacji w odniesieniu do wrzenia etanolu przedstawiono w publikacji Pastuszko (2009b). Przy małych wartościach gęstości strumienia ciepła ($q \approx 26$ kW/m^2) w tunelach poziomych widoczny jest jeden pęcherz, cyklicznie zmieniający swą objętość – można stwierdzić zgodność z eksperymentem przeprowadzonym przy wrzeniu wody. Zmniejszenie objętości pary w tunelu powoduje napływ cieczy przez pory nieaktywne i jednoczesny odpływ pary do pęcherza formującego się na aktywnym porze (rys. 5.10). W tunelu pionowym wszystkie pory pozostają nieaktywne. Widoczne są pęcherzyki pary przemieszczające się ku wylotowi i powiększające jednocześnie swoją objętość. Można zakładać, że pewne ilości cieczy przepływają z tunelu poziomego do pionowego.



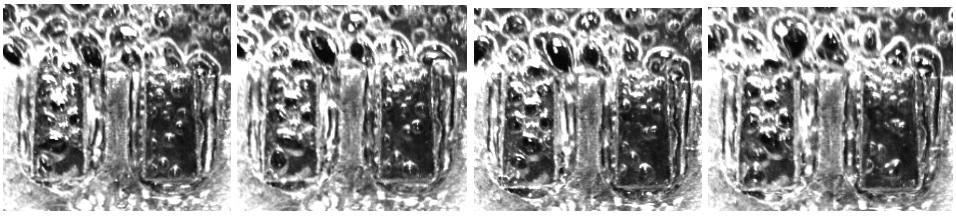
Rys. 5.10. Wrzenie etanolu – wizualizacja wewnętrzna, TS-10-2.50-0.5, q = 26 kW/m^2, ΔT = 2 K, klatki co 9,5 ms (Pastuszko, 2009b)

Przy średnich gęstościach strumienia ciepła ($q \approx 62$ kW/m^2) wzrasta częstotliwość pęcherzy odrywających się z aktywnych porów tunelu poziomego, przy czym ilość aktywnych porów pozostaje stała (rys. 5.11). Pęcherze w tunelu pionowym łączą się ze sobą i przemieszczają w kierunku wylotu tunelu. W momencie oderwania ich średnica jest około dwukrotnie większa niż szerokość tunelu. Prawie cała objętość tuneli pionowych jest zajęta przez parę.

Przy gęstości strumienia ciepła około 110 kW/m^2 (rys. 5.12) coraz więcej pęcherzy odrywa się od porów tunelu poziomego – można zidentyfikować co najmniej dwa lub trzy aktywne pory dla każdego tunelu. Ich średnice są mniejsze niż w przypadku wrzenia wody – nie utrudniają w znaczący sposób dopływu cieczy do obydwu tuneli. Para wypełnia większość objętości tunelu poziomego i pionowego. Można zaobserwować znaczne zwiększenie prędkości przepływu pary w tunelu pionowym, co skutkuje zwiększeniem częstotliwości odrywania się pęcherzy przy wylotach na wierzchołkach żeber.



Rys. 5.11. Wrzenie etanolu – wizualizacja wewnętrzna, TS-10-2.50-0.5, q = 62 kW/m^2, ΔT = 3,7 K, klatki co 9,5 ms (Pastuszko, 2009b)



Rys. 5.12. Wrzenie etanolu – wizualizacja wewnętrzna, TS-10-2.50-0.5, q = 110 kW/m^2, ΔT = 5,4 K, klatki co 4,3 ms (Pastuszko, 2009b)

Obliczenia rozkładu temperatury, wykonane według metodyki przedstawionej w pracach Pastuszko (2003a, 2005) oraz Pastuszko i Piasecka (2005), pokazały, że w przypadku stosowania najmniejszych gęstości strumienia ciepła ($q \approx$ 30 kW/m^2) przegrzanie w górnych częściach żebra może być niewystarczające do zainicjowania i podtrzymywania wrzenia pęcherzykowego. Przy stosowaniu największych gęstości strumienia ciepła (około 600 kW/m^2) obszar przegrzania poniżej 1 K przesuwa się na wysokość ponad 7-8 mm od podstawy żebra głównego. Dodanie folii perforowanej, ze względu na jej niewielką grubość (0,1 mm) i niską wartość oporu cieplnego na styku z bocznymi powierzchniami żebra, nie powoduje istotnych zmian rozkładu temperatury.

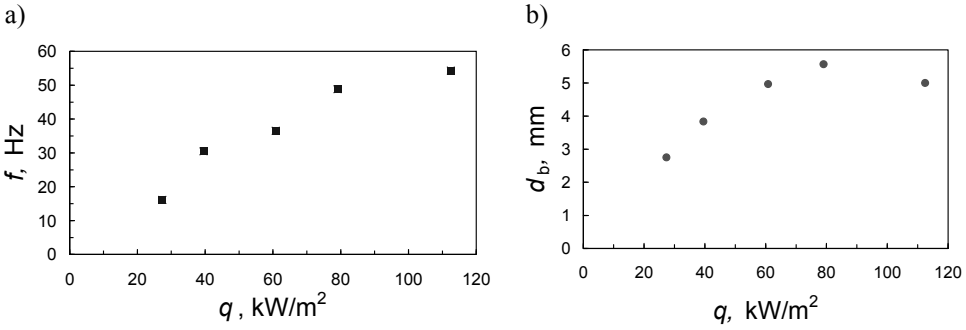
5.3. WYNIKI WŁASNYCH BADAŃ WIZUALIZACYJNYCH – POWIERZCHNIE NTS

5.3.1. Wizualizacja zewnętrzna

Optyczna rejestracja procesów wrzenia na powierzchniach NTS została przedstawiona przez autora w publikacjach: Pastuszko (2004b, 2008c, 2011a, 2012a), Pastuszko i Mroczek (2007), Pastuszko i Kaniowski (2010).

Dla przebadanych układów żeber z wąskimi tunelami zaobserwowano obszary wrzenia zdefiniowane przez Ramaswamy'ego i in. (2002). Przy małych przegrzaniach wrzenie miało charakter sklasyfikowany jako *laminarny*, który charakteryzuje się odrywającymi się pojedynczymi pęcherzykami (rys. 5.13a). W miarę wzrostu przegrzania następowało łączenie (koalescencja) coraz większej liczby pojedynczych, małych pęcherzy w większe (rys. 5.13b). Gdy przegrzanie osiągnęło wartości około 10 K, odrywające się pęcherze pary posiadały większe średnice i łączyły się tworząc struktury określane jako grzyby parowe (rys. 5.13c). Jest to niekorzystne zjawisko, które powoduje obniżenie współczynnika przejmowania ciepła.

Rys. 5.13. Obszary wrzenia wody dla powierzchni NTS-5-1.5-0.4, (a) pojedyncze pęcherze (obszar laminarny), ΔT = 3,4 K (b) obszar turbulentny, ΔT = 4,6 K (c) początki tworzenia grzybów parowych, ΔT = 9,9 K (Pastuszko, 2004b)

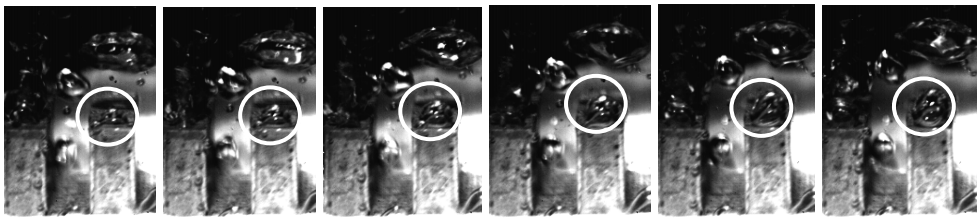


Rys. 5.14. Uśrednione częstotliwości (a) i średnice (b) odrywających się pęcherzy na wylotach tuneli pionowych, NTS-10-1.0-0.4 (Pastuszko, 2008c)

Na rysunku 5.14 przedstawiono wykresy zmian częstotliwości i średnicy odrywających się pęcherzy dla przykładowej powierzchni NTS. Częstotliwość odrywają-

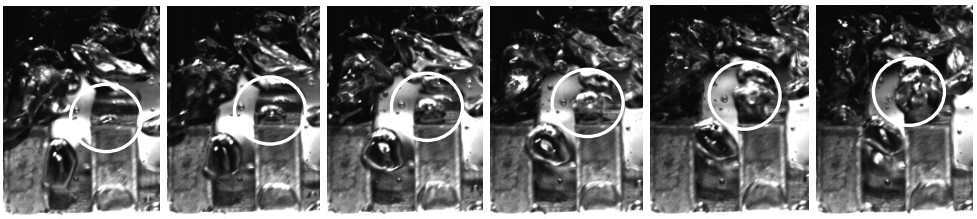
cych się pęcherzy wzrosła ponad trzykrotnie przy czterokrotnym zwiększeniu gęstości strumienia ciepła. Średnica odrywających się pęcherzy pary przy gęstościach strumienia ciepła powyżej 60 kW/m^2 stabilizuje się przyjmując wartość około 5 mm.

Przy niewielkich przegrzaniach (rys. 5.15) występuje bardzo duża różnica ilości aktywnych wylotów tuneli pionowych w poszczególnych żebrach głównych. Żebro z zaznaczonym pęcherzem generowało z jedynego aktywnego tunelu tylko trzy pęcherze w czasie 0,2 s, natomiast sąsiednie – około 30 z dziesięciu aktywnych tuneli w tym samym czasie. Pojawiające się pęcherze posiadały regularny sferyczny kształt; średnią częstotliwość odrywających się pęcherzy przy przegrzaniu 1,8 K można oszacować na 16 Hz. Pory w tunelach poziomych pozostawały nieaktywne.



Rys. 5.15. Wzrost pęcherza przy wylocie tunelu pionowego, wrząca woda: NTS-10-1.0-0.3, ΔT = 1,8 K, q = 23 kW/m^2, 493 klatek/s (pokazana co druga klatka)

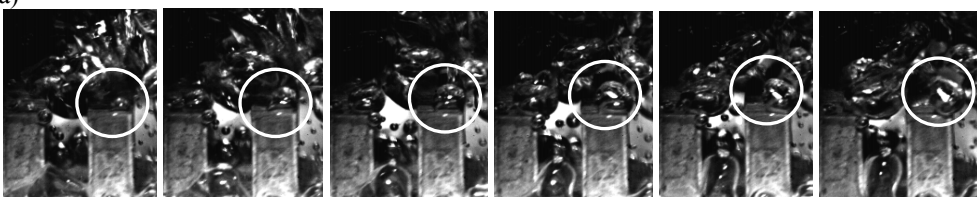
Przy zwiększaniu przegrzania (rys. 5.16) uwidacznia się aktywacja większej ilości wylotów tuneli pionowych, część odrywających się pęcherzy ma nieregularne kształty. Częstotliwość odrywania pęcherzy z wylotów tuneli pionowych wzrasta do około 30 Hz. Występują duże różnice ich średnic.



Rys. 5.16. Wzrost pęcherza przy wylocie tunelu pionowego, wrząca woda, NTS-10-1.0-0.3, ΔT = 2,1 K, q = 37 kW/m^2, 493 fps (co druga klatka)

Przy przegrzaniu 2,9 K można zaobserwować intensywne tworzenie się pojedynczych pęcherzy u wylotu tuneli pionowych (rys. 5.17a) – prawie wszystkie wyloty tuneli pionowych są aktywne. Są to w większości pęcherze w kształcie spłaszczonej sfery. Średnice tych pęcherzy zawarte są w przedziale 3,8-5,5 mm, a częstotliwości ich odrywania wynoszą 35-49 Hz. Pory w tunelach poziomych, z wyjątkiem nielicznych zlokalizowanych przy krawędziach próbki, pozostają nieaktywne.

a)



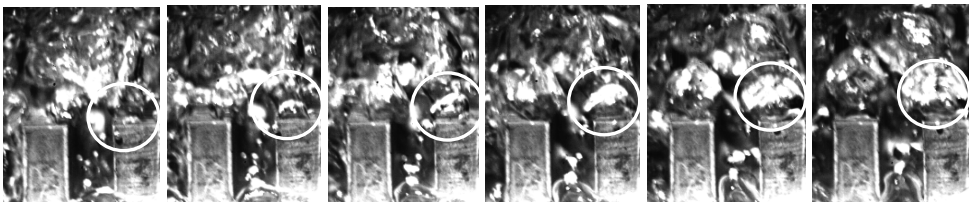
b)

Rys. 5.17. a) Wzrost pęcherza przy wylocie tunelu pionowego, NTS-10-1.0-0.3, ΔT = 2,9 K, q = 57 kW/m^2, 493 fps (co druga klatka); b) pęcherze przemieszczające się z przestrzeni między boczną powierzchnią żebra głównego a ścianką naczynia do przestrzeni między żebrami głównymi, 210 fps (co druga klatka)

Między płaskimi płytkami szklanymi, stanowiącymi ścianki naczynia do wizualizacji zewnętrznej, a żebrami głównymi jest przestrzeń o szerokości 2-3 mm. Występuje przemieszczanie się pęcherzy powstających w tej przestrzeni do obszaru między żebrami. Można odnosić wrażenie, że pęcherze powstają na porach folii ograniczającej tunele poziome – w rzeczywistości są one zasysane do strefy podciśnienia formującej się w obszarze wpływu, związanej z pęcherzami odrywającymi się z wylotów tuneli pionowych (rys. 7.21). Obszar podciśnienia tworzy się również nad porami poziomej folii na skutek intensywnego napływu cieczy do tuneli poziomych. Ruch pęcherzy pokazano na rysunku 5.17b.

Po osiągnięciu przegrzania 3,9 K (rys. 5.18), widoczne jest intensywne powstawanie pęcherzy pary o nieregularnym kształcie, które po oderwaniu od wylotów pionowych tuneli wykazują tendencje do łączenia się ze sobą w nieznacznej odległości od wierzchołków żebra głównego. Tworzą się duże struktury w postaci grzybów parowych, utrudniające dopływ cieczy do porów w tunelach poziomych. Częstotliwość odrywania wzrasta nieznacznie osiągając 50-56 Hz.

Nie jest wykluczona generacja pęcherzy na porach tunelu poziomego, szczególnie przy wyższych wartościach przegrzania. Z obserwacji wynika, że ich średnica w momencie oderwania jest około dwa razy mniejsza od średnicy pęcherzy przy wylotach tuneli pionowych (2,2 mm dla porów o średnicy 0,3 mm – w przypadku wrzenia wody), a częstotliwość ich odrywania – o rząd wielkości mniejsza niż pęcherzy powstających przy wylotach tuneli pionowych.

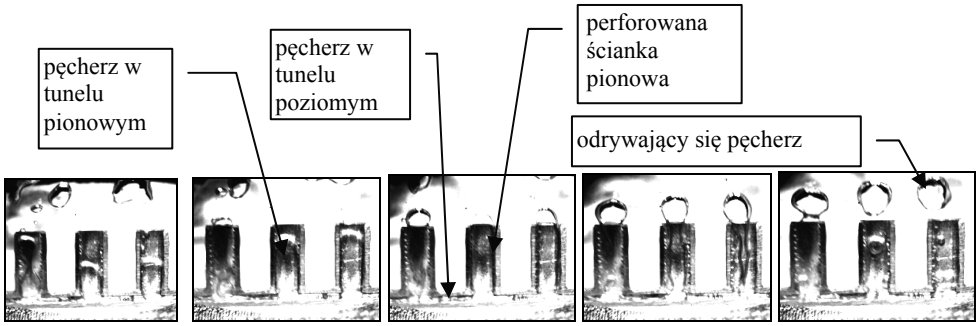


Rys. 5.18. Wzrost pęcherza dla tunelu pionowego NTS-10-1.0-0.3, ΔT = 3,9 K, q = 98 kW/m^2, 493 fps (co druga klatka)

5.3.2. Wizualizacja wewnętrzna NTS – wrzenie wody

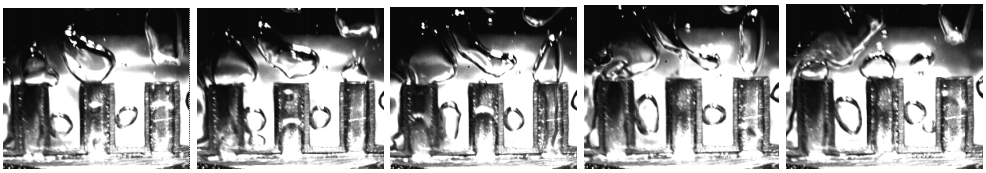
Rysunki 5.19-5.21 przedstawiają obrazy wrzenia wody wewnątrz przestrzeni ograniczonej wymiarami segmentu (zob. rys. 3.10). Ze względu na dziewięciokrotne zmniejszenie powierzchni bazowej segmentu (3 mm x 27 mm) względem powierzchni próbki oraz około 15-20-krotne zmniejszenie objętości wrzącej cieczy, nie korespondują ze sobą obliczone wartości przegrzania i gęstości strumienia ciepła dla dwóch rodzajów wizualizacji. Zdjęcia z rejestracji optycznej w odniesieniu do tych powierzchni pokazano w publikacjach Pastuszko i Mroczek (2007) oraz Pastuszko (2008c, 2012a).

Przy przegrzaniach 4,4 K (rys. 5.19) niezauważalne są pęcherze pary, wytwarzane ponad porami tunelu poziomego, czyli można zakładać, że wszystkie otworki spełniają funkcję napełniania cieczą całego układu połączonych tuneli. Pęcherze pary tworzące się początkowo wewnątrz tunelu poziomego zwiększają swoją objętość i zaczynają wypełniać przestrzeń tunelu pionowego. Można zauważyć stopniowe powiększanie części pęcherza wypełniającego tunel pionowy – gdy zajmuje on prawie całą objętość tego tunelu, co trwa około 20 ms, następuje jego rozdzielenie. Ta oddzielona część pęcherza przemieszcza się w kierunku wierzchołka tunelu pionowego. Wzrost i oderwanie się pęcherza skutkuje zmniejszeniem ciśnienia we wnętrzu tunelu, co przyczynia się do intensywnego napływu cieczy przez pory w folii ograniczającej tunel pionowy. Odrywające się pęcherze posiadają regularne, sferyczne kształty.



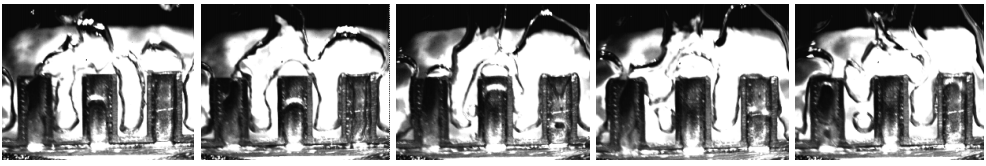
Rys. 5.19. Wizualizacja wewnętrzna, NTS-10-1.0-0.5, woda, ΔT = 4,4 K, q = 33 kW/m^2, klatki co 8 ms (Pastuszko 2012a)

Zwiększenie przegrzania do 7,5 K powoduje aktywację przeważnie jednego pora w każdej przestrzeni między żebrami głównymi, co potwierdzają pojedyncze pęcherze pojawiające się nad tunelem (rys. 5.20). Część z tych pęcherzy zalega w przestrzeniach między żebrami. Można zaobserwować cykliczne wypełnianie parą tuneli poziomych, których pory pełnią funkcję zaopatrywania przestrzeni tych tuneli w ciecz. Istnienie złożonej, przemieszczającej się powierzchni międzyfazowej w postaci korka parowego, wskazuje na rodzaj wrzenia *zalewanie*¸ analogicznie jak w przypadku tunelu poziomego powierzchni TS. Odrywające się pęcherze posiadają nieregularne kształty i są znacznie większych rozmiarów.



Rys. 5.20. Wizualizacja wewnętrzna, NTS-10-1.0-0.5, woda, ΔT = 7,5 K, q = 66 kW/m^2, klatki co 8 ms (Pastuszko 2012a)

Przy $\Delta T \approx$ 12,2 K (rys. 5.21), wzrasta liczba pęcherzy powstających na aktywnych porach tunelu poziomego. Całkowite wypełnienie tuneli poziomych parą świadczy o przejściu w rodzaj wrzenia *parowanie-zasysanie*, czyli tunel poziomy „pracuje" według klasycznej teorii (Nakayama, 1980a; Chien i Webb, 1998a) cyklicznych procesów zasysania cieczy przez pory nieaktywne, odparowania w meniskach i tworzenia pęcherzy pary przez pory aktywne. Wzrost tych pęcherzy następuje w przestrzeni między żebrami głównymi, jednak prędkości ich przemieszczania się są kilkukrotnie mniejsze od prędkości pęcherzy odrywających się od wylotów tuneli pionowych. To spowolnienie można tłumaczyć intensywnym napływem cieczy do porów tunelu pionowego i poziomego. Pęcherze wydłużają się i łączą się z pęcherzami odrywającymi się z wylotów tuneli pionowych.



Rys. 5.21. Wizualizacja wewnętrzna, NTS-10-1.0-0.5, woda, ΔT = 12,2 K, q = 114 kW/m^2, klatki co 8 ms (Pastuszko 2012a)

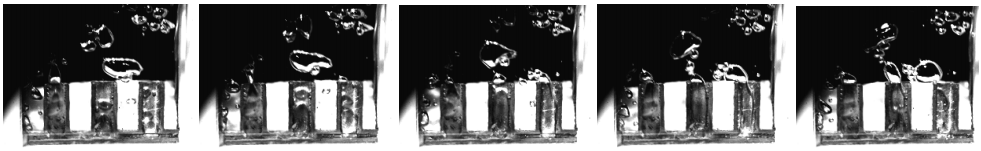
Na skutek poziomej i pionowej koalescencji pęcherzy wytwarzane są struktury w postaci kolumn parowych między żebrami głównymi i grzybów parowych ponad wierzchołkami tych żeber. Mechanizm wrzenia w tunelu pionowym jest odmienny przede wszystkim ze względu na mniejsze przegrzanie ścianek, nieizotermiczność powierzchni żeber oraz około dziesięciokrotnie większą objętość przestrzeni tune-

lu. Można zakładać, że nawet przy największych przegrzaniach tunele te są cyklicznie zalewane napływającą cieczą nasyconą.

5.3.3. Wizualizacja wewnętrzna NTS – wrzenie etanolu

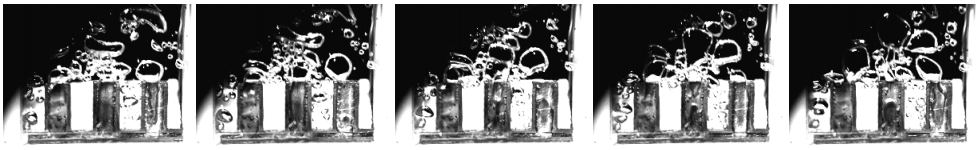
Rysunki 5.22-5.24 pokazują obrazy wrzenia etanolu wewnątrz segmentu (Pastuszko, 2011a).

Przy przegrzaniach 6,0 K (rys. 5.22) obrazy uzyskane podczas wrzenia etanolu są podobne do wrzenia wody przy przegrzaniu 4,4 K, jednak ze względu na mniejszą wartość wymiaru kapilarnego (L = 1,5 mm dla etanolu w porównaniu z L = 2,5 mm w przypadku wody) można zaobserwować, że korek parowy w tunelu pionowym nie wypełnia całej szerokości tego tunelu. Podobnie jak przy wrzeniu wody powiększający się w obrębie tunelu poziomego korek parowy stopniowo wypełnia przestrzeń sąsiadujących tuneli pionowych – jego rozerwanie poprzedza oderwanie pęcherza od wylotu tunelu pionowego. Podciśnienie powstające w momencie oderwania przyczynia się do zasilania tunelu w ciecz oraz wspomaga wzrost kolejnego pęcherza w tunelu pionowym. Dominującym rodzajem wrzenia jest *zalewanie*.



Rys. 5.22. Wizualizacja wewnętrzna wrzenia etanolu, NTS-10-1.0-0.5, ΔT = 6,0 K, q = 29 kW/m^2, klatki co 10,14 ms (Pastuszko, 2011a)

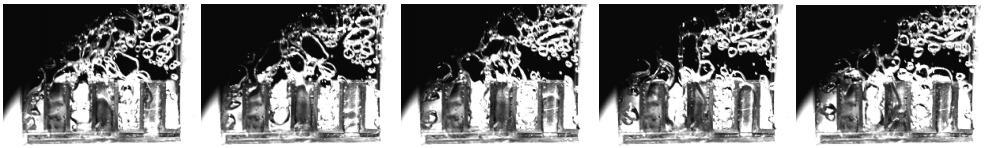
Przy zwiększeniu przegrzania do 8,3 K (rys. 5.23) można zaobserwować, że poziomy tunel zaczyna przechodzić z rodzaju wrzenia *zalewanie* na *zasysanie-parowanie*, natomiast tunel pionowy jest intensywnie wypełniany cieczą bezpośrednio po oderwaniu się pęcherza.



Rys. 5.23. Wizualizacja wewnętrzna wrzenia etanolu, NTS-10-1.0-0.5, ΔT = 8,3 K q = 47 kW/m^2, klatki co 10,14 ms (Pastuszko, 2011a)

Przy ΔT =13 K (rys. 5.24) występuje niewielka aktywność porów tunelu poziomego, a wytworzone pęcherze łączą się ze sobą w przestrzeni między żebrami głównymi (koalescencja pionowa). Ich przemieszczanie się jest częściowo utrudnione przez intensywne wytwarzanie dużych pęcherzy przy wylotach tuneli pionowych. Pęcherze te stykają i zlepiają się ze sobą ponad wierzchołkami żeber, lecz

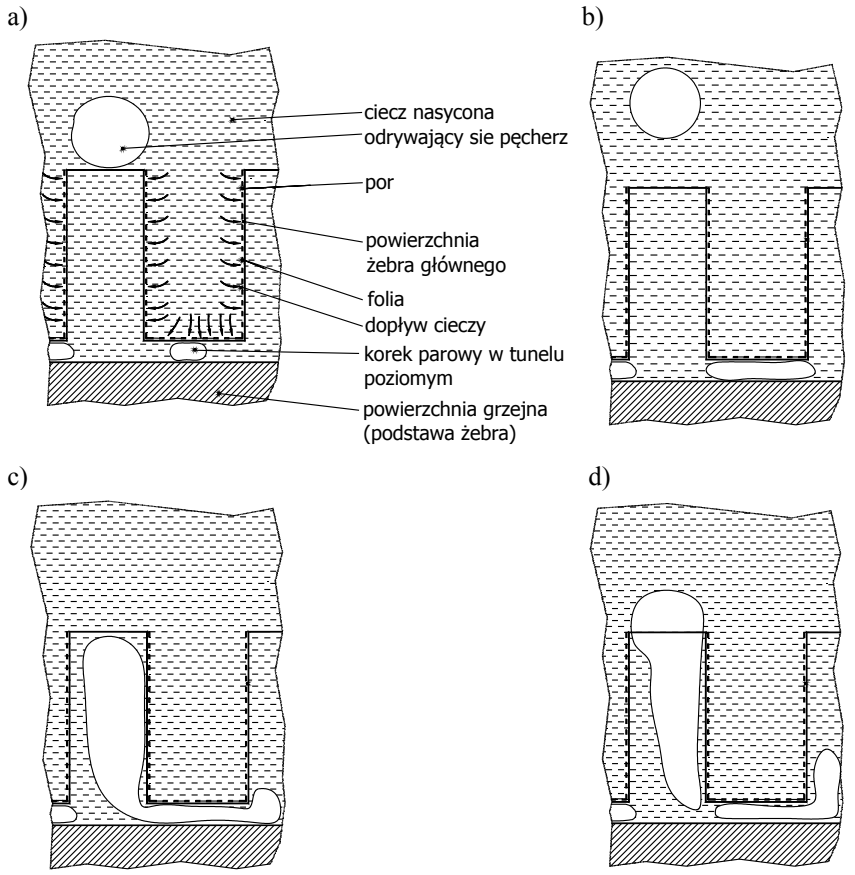
ich koalescencja występuje sporadycznie. W tunelach pionowych zaczyna przeważać rodzaj wrzenia *zasysanie-parowanie*.



Rys. 5.24. Wizualizacja wewnętrzna wrzenia etanolu, NTS-10-1.0-0.5, ΔT = 13 K, q = 78 kW/m^2, klatki co 10,14 ms (Pastuszko, 2011a)

5.3.4. Fazy wzrostu pęcherza

Cykl tworzenia się pęcherza przy niewielkich przegrzaniach, a więc dla rodzaju wrzenia *zalewanie*, jest przedstawiony na rysunku 5.25.



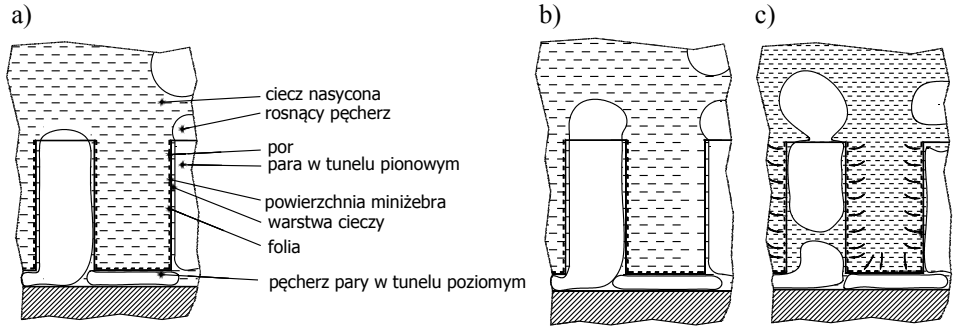
Rys. 5.25. Fazy wzrostu pęcherza dla powierzchni NTS przy przegrzaniach poniżej 10 K (rodzaj wrzenia *zalewanie*), Pastuszko (2011a)

Można wyróżnić następujące fazy wzrostu pęcherza:

- rozrastanie się korka parowego w tunelu poziomym do długości odpowiadającej długości tunelu poziomego (s) – rysunek 5.25a-b,
- wypełnienie przez parę co najmniej jednego z sąsiadujących tuneli – rysunek 5.25b-c,
- powiększanie się pęcherza przy czole żebra oraz rozrywanie się korka parowego w narożniku pomiędzy tunelem poziomym i pionowym – rysunek 5.25c-d,
- oderwanie się pęcherza – spadek ciśnienia powoduje zasysanie cieczy, korek parowy w tunelu poziomym przyjmuje kształt pęcherza o średnicy odpowiadającej w przybliżeniu średnicy hydraulicznej tunelu – rysunek 5.25d-a.

W przypadku zaistnienia przegrzań większych niż 10 K (przy wrzeniu wody) pełny cykl tworzenia pęcherza można podzielić na następujące fazy (w odniesieniu do lewego pionowego tunelu na rysunku 5.26):

- odparowanie cieczy z menisków, wzrost ciśnienia pary – rysunek 5.26a-b,
- wzrost pęcherza, przerwanie ciągłości fazy parowej w tunelu pionowym, oderwanie się pęcherza – rysunek 5.26b-c,
- spadek ciśnienia, zasysanie cieczy, zapełnianie tunelu pionowego parą dopływającą z tunelu poziomego – rysunek 5.26c-a.



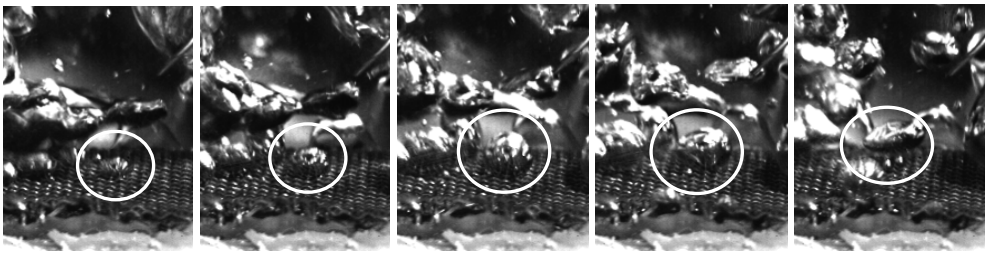
Rys. 5.26. Fazy wzrostu pęcherza dla powierzchni NTS, $\Delta T > 10$ K (rodzaj wrzenia *zasysanie-parowanie*)

5.4. WYNIKI WŁASNYCH BADAŃ WIZUALIZACYJNYCH – POWIERZCHNIE NTS-L

5.4.1. Mikrożebra pokryte siatką

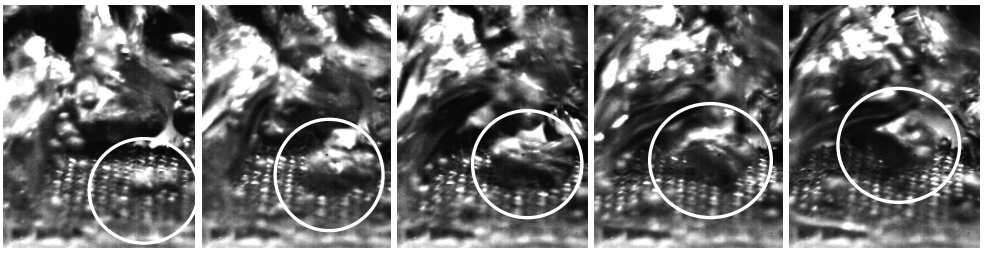
Wizualizacja wrzenia na powierzchniach NTS-L została przedstawiona przez Pastuszko (2010a, 2012b). Przy małych gęstościach strumienia ciepła ($q \approx 29$ kW/m^2) można zaobserwować niewielką ilość aktywnych ośrodków nukleacji w siatce, pokrywającej mikrożebra. Pęcherze pary tworzą się w aktywnych oczkach siatki, bądź też para jest odprowadzana na brzegach próbki z przestrzeni między mikrożebrami. Ze względu na większy opór hydrauliczny siatki tylko

nieliczne pęcherze formują się i odrywają na jej powierzchni. Na rysunku 5.27 pokazano cykl tworzenia, wzrostu i oderwania pęcherza z powierzchni siatki.



Rys. 5.27. Wizualizacja wrzenia – wzrost pęcherza, NTS-L-1.0-1.0-0.5, woda, $q \approx 29$ kW/m^2, $\Delta T = 2{,}2$ K, pokazane klatki co 4,7 ms (Pastuszko, 2012b)

Zwiększenie przegrzania i gęstości strumienia ciepła powoduje znaczny wzrost gęstości ośrodków nukleacji. Koalescencja pęcherzy występuje już na etapie ich wzrostu na powierzchni struktury siatkowej (rys. 5.28). Przy gęstościach strumienia ciepła około 65 kW/m^2 wrzenie jest tak intensywne, że obserwuje się tworzenie dużych obszarów połączonych pęcherzy, tzw. grzybów parowych. Utrudniają one dopływ cieczy do obszaru pod siatką, a efektem tego jest wysuszenie tych przestrzeni przy większych q.



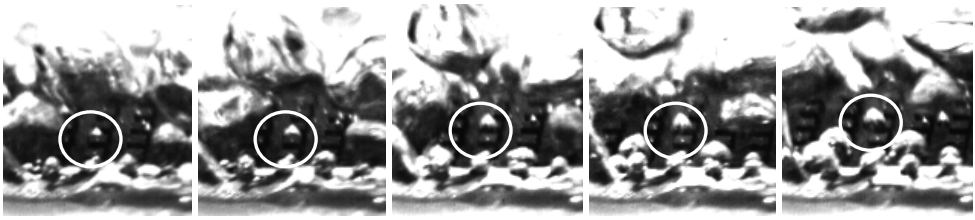
Rys. 5.28. Wizualizacja wrzenia – wzrost i koalescencja pęcherzy, NTS-L-1.0-1.0-0.5, woda, $q \approx 65$ kW/m^2, $\Delta T = 4{,}3$ K, pokazane klatki co 4,7 ms (Pastuszko, 2012b)

5.4.2. Mikrożebra bez siatki

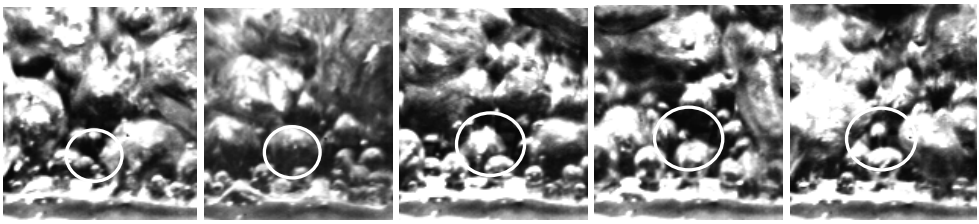
Powierzchnie z mikrożebrami bez siatki charakteryzują się odmiennym mechanizmem wrzenia (rys. 5.29 i 5.30): pęcherze pary są wytwarzane w przestrzeni pomiędzy sąsiednimi mikrożebrami i przemieszczają się w stronę wierzchołków żeber, gdzie następuje ich wzrost i oderwanie. Mechanizm wrzenia jest zbliżony do obserwacji Wei'a i in. (2005), opisanych w podrozdziale 5.1.3. Wyraźnie widać wzrost pęcherza za tunelem, bez kontaktu z powierzchnią czołową mikrożebra, co jest zgodne z badaniami wizualizacyjnymi Cooke'a i Kandlikara (2012).

Przy przegrzaniu 5,1 K (rys. 5.30) występuje duża gęstość ośrodków nukleacji – w każdym tunelu widocznych jest kilka pęcherzyków o różnych średnicach. W od-

ległości około 10 mm od wierzchołków mikrożeber tworzy się obszar koalescencji, zawierający nieregularne struktury parowe o wymiarach od kilku do kilkunastu milimetrów.



Rys. 5.29. Wizualizacja wrzenia – wzrost pęcherza, NTS-L-1.0-1.0, woda, $q \approx 20$ kW/m^2, $\Delta T = 3{,}3$ K, pokazane klatki co 4,7 ms (Pastuszko, 2012b)

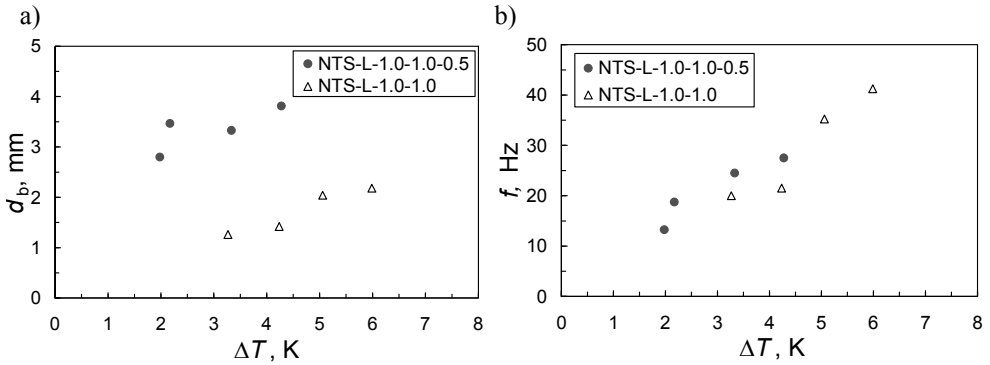


Rys. 5.30. Wizualizacja wrzenia – wzrost pęcherza, NTS-L-1.0-1.0, woda, $q \approx 44$ kW/m^2, $\Delta T = 5{,}1$ K, pokazane klatki co 14,2 ms (Pastuszko, 2012b)

5.4.3. Średnice i częstotliwości odrywających się pęcherzy

Rysunki 5.31a i 5.31b przedstawiają zależności uśrednionych średnic odrywających się pęcherzy i częstotliwości ich odrywania od przegrzania. Dla powierzchni rozwiniętej, pokrytej siatką miedzianą, charakterystyczne są znacznie większe średnice odrywających się pęcherzy, przewyższające o około 2 mm średnice pęcherzy uwalniających się z mikrożeber pozbawionych pokrycia porowatego. Zjawisko to można tłumaczyć zwiększoną adhezją cieczy do powierzchni porowatej oraz dużymi wartościami kąta zwilżania. Pęcherz rośnie do większej średnicy, w wyniku czego pojawia się większa siła wyporu, konieczna do jego oderwania od siatki przy zwiększonej sile napięcia powierzchniowego. Średnice pęcherzy odrywających się z dwóch analizowanych powierzchni nieznacznie się zwiększają przy wzroście przegrzania.

Zwiększenie średnicy odrywających się z powierzchni NTS-L-1.0-1.0-0.5 skutkuje wzrostem udziału strumienia ciepła parowania w całkowitym strumieniu ciepła odbieranym przez wrzącą ciecz z powierzchni grzejnej. W zakresie przegrzań 3-5 K częstotliwości odrywających się pęcherzy dla obydwu powierzchni są zbliżone (20-30 Hz).



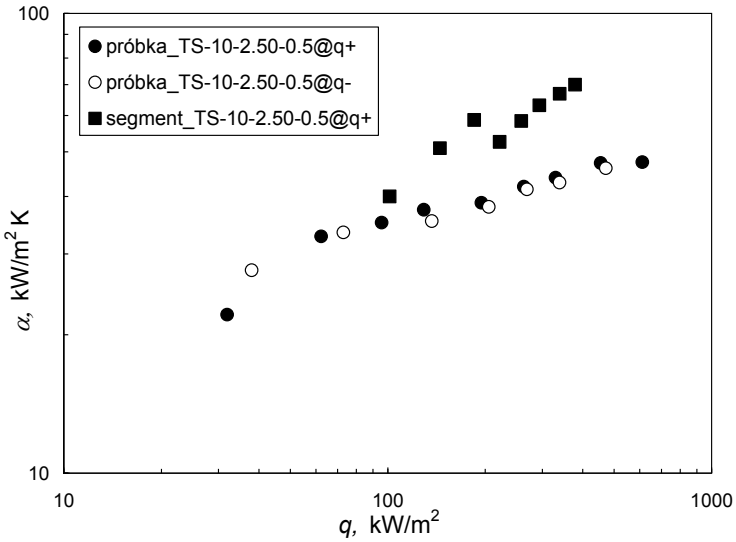
Rys. 5.31. Zależności: a) średnicy odrywających się pęcherzy od przegrzania, b) częstotliwości odrywających się pęcherzy od przegrzania – dane eksperymentalne (Pastuszko, 2010a)

5.5. WPŁYW ZMNIEJSZENIA WYMIARÓW POWIERZCHNI GRZEJNEJ

Zagadnienie wpływu zmiany wymiarów powierzchni grzejnej na wymianę ciepła podczas wrzenia było poruszane w wielu publikacjach. Lienhard i in. (1973) odnotowali spadek krytycznej gęstości strumienia ciepła przy wzroście wymiarów grzejnika taśmowego. Rainey i You (2001) porównywali gładkie i mikroporowate powierzchnie grzejne o wymiarach 10 x 10 mm^2, 20 x 20 mm^2, 50 x 50 mm^2 przy wrzeniu FC-72. Najmniejsze powierzchnie, zarówno gładkie jak i strukturalne, dawały możliwość uzyskania krytycznych gęstości strumienia ciepła przekraczających o około 30% wartości uzyskane dla obydwu większych próbek.

Henry i Kim (2004) stwierdzili brak wpływu wymiaru grzejnika na wymianę ciepła dla powierzchni większej niż 1 mm^2. Kim i współpracownicy (2006) studiowali wpływ średnicy drutu grzejnego umieszczonego w nasyconych płynach: FC-72 i wodzie. Stwierdzili, że współczynnik przejmowania ciepła był w przybliżeniu stały przy małych gęstościach strumienia ciepła w odniesieniu do platynowych drutów o średnicy 25, 75 i 390 μm. Przy dużych gęstościach strumienia ciepła zwiększenie współczynnika przejmowania ciepła odnotowano dla drutów o najmniejszej średnicy (25 μm). Rops i in. (2009) badali wpływ wymiarów płytki grzejnej i wielkości naczynia z cieczą na wymianę ciepła podczas wrzenia. Stwierdzili, że redukcja średnicy naczynia (z 15 mm na 4,5 mm) wpływa na zwiększenie gęstości strumienia ciepła, pomimo zmniejszenia ilości aktywnych ośrodków nukleacji. Autorzy sugerują, że przyczyniła się do tego zmiana struktury przepływu cieczy: chaotyczny ruch cieczy podczas „nieograniczonego" wrzenia w objętości staje się cyrkulacją przy zmniejszeniu wymiarów grzejnika.

W niniejszej pracy moduł do wizualizacji wewnętrznej zawiera segment, którego szerokość jest dziewięciokrotnie mniejsza od szerokości próbki użytej do wyznaczania krzywych wrzenia. Uzyskano zwiększenie współczynnika przejmowania ciepła o około 50% (rys. 5.32), co potwierdza spostrzeżenia Ropsa i in. (2009).



Rys. 5.32. Porównanie współczynników przejmowania ciepła dla próbki i segmentu do wizualizacji z powierzchnią TS-10-2.50-0.5 przy wrzeniu wody

W celu zachowania odniesienia do rzeczywistej powierzchni próbki, pomiary średnic odrywających się pęcherzy i ich częstotliwości były dokonywane na stanowisku z modułem do wizualizacji zewnętrznej. Ze względu na znaczne różnice w budowie stanowisk eksperymentalnych, przeprowadzonych pomiarów nie można traktować jako identyczne. W przypadku segmentu pojedyncze miniżebro jest chłodzone przez większą objętość cieczy – nagrzewa się do niższej temperatury. Powoduje to mniejsze przegrzania, czego rezultatem są większe współczynniki przejmowania ciepła.

Innym wyjaśnieniem pojawiających się na dwóch stanowiskach zmian gęstości strumienia ciepła i współczynnika przejmowania jest „potraktowanie" modułu do wizualizacji wewnętrznej jako układu wrzenia w wąskiej (ograniczonej) przestrzeni pionowej. Opis badań na tego rodzaju stanowiskach przedstawiono w rozdziale 2.

5.6. PODSUMOWANIE

Przedstawione wyniki badań wizualizacyjnych stanowią podstawę do tworzenia półanalitycznego modelu obliczeniowego do wyznaczania gęstości strumieni ciepła dla powierzchni typu TS, NTS, NTS-L.

W celu analizy ilościowej i jakościowej cyklu tworzenia się pęcherzy wykorzystano dwie metody wizualizacji:

- zewnętrzną – na stanowisku z modułem głównym zawierającym naczynie z płaskimi ściankami (wyznaczanie średnicy i częstotliwości odrywających się pęcherzy),

- wewnętrzną – z użyciem segmentu umożliwiającego obserwację tworzenia, przemieszczania, wzrostu i oderwania pęcherzy.

Z przeprowadzonych obserwacji wrzenia na powierzchniach ze strukturami TS i NTS wynika, że pory w folii ograniczającej tunel pionowy są nieaktywne, a więc można pominąć nukleację na bocznych powierzchniach żeber głównych. Pionowy tunel służy do transportu pary i jej odprowadzania ponad powierzchnię wierzchołków żebra, a wyloty tuneli pionowych są aktywne nawet w przypadku niedogrzania powierzchni czoła (wierzchołków) żeber głównych, co ma miejsce przy najmniejszych stosowanych gęstościach strumienia ciepła.

Poczynione obserwacje pozwalają na wyciągnięcie następujących wniosków w odniesieniu do poszczególnych powierzchni:

- TS, NTS – przy małych i średnich wartościach gęstości strumienia ciepła pęcherze pary są wytwarzane prawie wyłącznie przez tunel pionowy, dominuje rodzaj wrzenia *zalewanie*; przy dużych wartościach q następuje wzrost częstotliwości odrywania się pęcherzy z wylotów tuneli pionowych, dominuje rodzaj wrzenia *zasysanie-parowanie*,
- TS – przy dużych wartościach q następuje uaktywnienie porów na tunelu poziomym,
- NTS-L (mikrożebra z siatką miedzianą) – ciecz jest zasysana przez pory (oczka) nieaktywne, odparowanie zachodzi poniżej poziomu siatki w przestrzeni między mikrożebrami, a na powierzchni siatki tworzą się pęcherze o stosunkowo dużej średnicy,
- NTS-L (mikrożebra bez pokrycia porowatego) – pęcherze pary są wytwarzane w przestrzeni pomiędzy sąsiednimi mikrożebrami, a ich wzrost i oderwanie następuje przy wierzchołkach mikrożeber.

6. *Przegląd modeli wrzenia w tunelach podpowierzchniowych*

6.1. MODELE WRZENIA NA POWIERZCHNIACH GŁADKICH I STRUKTURALNYCH

Przewidywanie przebiegu procesów cieplnych polega na badaniu ich modeli (Mikielewicz, 1995, 1996). Według Madejskiego i Staniszewskiego (1971) teorie modelowe bazują na uproszczonych mechanizmach wrzenia, opisywanych przez zespół równań, których rozwiązanie ma na celu znalezienie charakterystyki $q(\Delta T)$ lub $\alpha(q)$. Modele wrzenia na powierzchniach gładkich stały się bazą do stworzenia wielu metod analitycznych odnoszących się do wrzenia na powierzchniach strukturalnych, w tym strukturach tunelowych. Opisy i klasyfikację tych modeli podali m.in. Cieśliński (1996), Poniewski (2001), Wójcik (2010). Cieśliński (2005) opisał około 40 modeli wrzenia pęcherzykowego w dużej objętości na powierzchniach technicznie gładkich, wprowadzając cztery kategorie:

- modele wrzenia w obszarze pojedynczych centrów nukleacji,
- modele wrzenia w obszarze kolumn parowych,
- modele wrzenia w obszarze interferencji (grzybów parowych),
- modele wrzenia nieoparte na strukturach parowych.

Poniewski (2001) przeanalizował 18 modeli wrzenia pęcherzykowego na mikropowierzchniach rozwiniętych. Tym terminem są określane zarówno struktury typu *tunel-por*, jak również z mikrożebrami i warstwą porowatą.

Thome (1990) podkreśla, że na strukturze intensyfikującej wymianę ciepła podczas wrzenia (*enhanced structures*) parowanie i konwekcja mają miejsce zarówno na zewnętrznej powierzchni, tak jak w przypadku konwencjonalnego wrzenia, jak również wewnątrz jej tuneli lub kanałów.

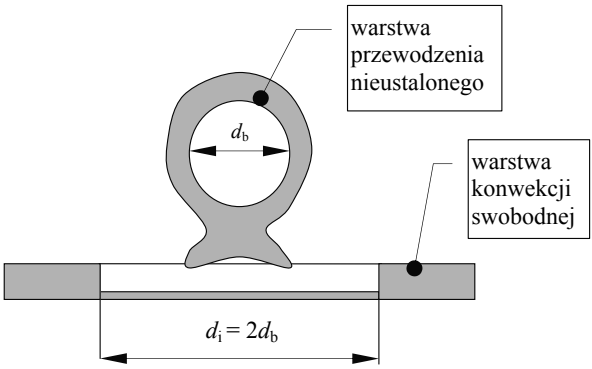
Według Webba (1994) nie jest możliwe całkowite rozpoznanie mechanizmu wrzenia na powierzchniach intensyfikujących wymianę ciepła. Jednocześnie podkreśla on, że powierzchnie strukturalne, a więc również tunelowe, ze względu na regularną, jednorodną geometrię są łatwiejsze do modelowania niż powierzchnie porowate.

Do modeli, które miały wpływ na rozwój teorii wymiany ciepła przy wrzeniu na powierzchniach tunelowych można zaliczyć m.in.:

- modele wykorzystujące podobieństwo do konwekcji swobodnej: Zuber (1963), Tien (1962),

- modele oparte na nieustalonym przewodzeniu ciepła: Han i Griffith (1965a,b), Mikic i Rohsenow (1969a),
- modele wykorzystujące podobieństwo do konwekcji i nieustalone przewodzenie (Haider i Webb, 1997),
- modele oparte na parowaniu cienkowarstwowym (Judd i Hwang, 1976).

Model Mikica i Rohsenowa (1969a) stał się podstawą do określania gęstości strumienia ciepła w wielu późniejszych schematach obliczeniowych dla struktur typu *tunel-por*. Mikic i Rohsenow (1969a) przyjęli za Hanem i Griffithem (Han i Griffith 1965a,b; Madejski i Staniszewski, 1971) uproszczoną geometrię warstwy przyściennej w obszarze wpływu związanym z ośrodkiem nukleacji. Według tego modelu obszar powierzchni grzejnej dzieli się na część związaną z konwekcją swobodną oraz część obejmującą konwekcją wymuszoną, w której ciepło jest przekazywane do cieczy na drodze nieustalonego przewodzenia. Odrywający się pęcherz unosi część przegrzanej termicznej warstwy przyściennej w obrębie powierzchni równej tzw. obszarowi wpływu (*area of influence*) – rysunek 6.1. Do obliczenia gęstości strumienia ciepła od wrzenia pęcherzykowego (q_{nb}) przy niestacjonarnym rozkładzie temperatur przyjęto znane rozwiązanie Rayleigha jednowymiarowego przypadku nagłej zmiany temperatury obszaru półnieskończonego podczas jednego cyklu tworzenia pęcherza.



Rys. 6.1. Model mechanizmu wrzenia (Mikic i Rohsenow, 1969a; Han i Griffith, 1965b)

Założono ponadto, że gęstość strumienia ciepła od wrzenia pęcherzykowego jest równa iloczynowi liczby aktywnych ośrodków nukleacji i średniej gęstości strumienia ciepła. Ostatecznie zależność na q_{nb} przyjęła postać:

$$q_{nb} = 2\sqrt{\pi \lambda_l c_l \rho_l f}\, n_s d_b^2 \Delta T \tag{6.1}$$

Model Haidera i Webba (1997) stanowi rozwinięcie modelu Mikica i Rohsenowa (1969a). Podobnie jak w poprzednio omówionym modelu, Haider i Webb założyli, że każdy pęcherz oddziałuje na obszar powierzchni wrzenia o średnicy odpowiadającej dwukrotnej średnicy odrywającego się pęcherza. Model ujmuje: (a) nieustalone przewodzenie w warstwie przyściennej w początkowej fazie wzro-

stu pęcherza, (b) nieustaloną mikrokonwekcję – odrywanie się pęcherza przy wzrastającej grubości warstwy przyściennej, (c) ustaloną mikrokonwekcję ze stałą grubością warstwy przyściennej.

6.2. KLASYFIKACJA MODELI WRZENIA

Autor zaproponował podział modeli wrzenia na powierzchniach tunelowych na trzy grupy:

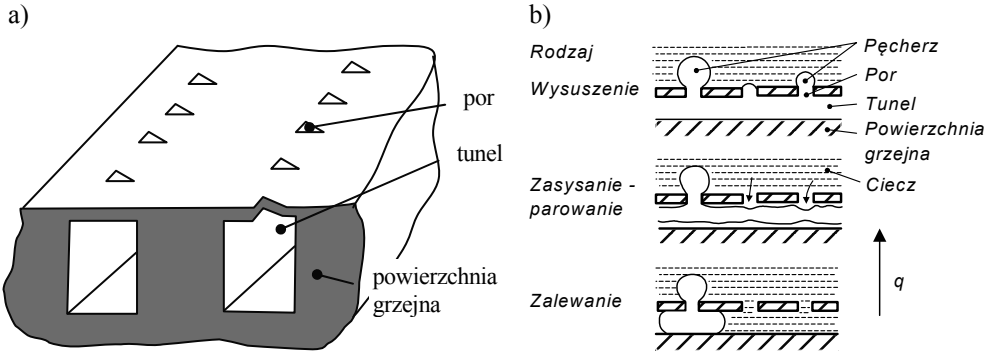
1) parowania z menisków tuneli przy założeniu rodzaju wrzenia *parowanie-zasysanie* (Nakayama i in., 1980a,b; Chien, Webb, 1998a; Ramaswamy i in., 2003; Chen i in., 2004; Das i in., 2007; Jiang i in., 2001);
2) parowania wewnątrz tuneli przy założeniu rodzaju wrzenia *zalewanie* (Webb i Haider, 1992; Murthy i in., 2006);
3) ciągłego napływu cieczy i odprowadzania pary (Ayub i Bergles, 1987; Xin i Chao, 1987; Wang i in., 1991; Zhang i Dong, 1989).

Dwie pierwsze grupy są określane również jako modele dynamiczne, gdyż związane są z cyklicznymi procesami napełniania tuneli cieczą, parowania oraz tworzenia, wzrostu i oderwania pęcherzy na powierzchni porowatej, ograniczającej tunel. Występujące rodzaje wrzenia są wyjaśnione przy opisie modelu Nakayamy i współpracowników.

6.3. MODELE ZAKŁADAJĄCE RODZAJ WRZENIA *PAROWANIE-ZASYSANIE*

6.3.1. Model Nakayamy i in.

Większość z modeli dla pokryć tunelowych (*tunel-por*) oparto na koncepcji zaproponowanej przez Nakayamę i in. (1980b), opracowanej dla powierzchni typu *Thermoexcel*. Powierzchnia odpowiadająca geometrycznie strukturze *Thermoexcel* składa się z układu równoległych tuneli oraz porów, jak na rysunku 6.2a.



Rys. 6.2. a) Struktura tunelowa (Nakayama i in. 1980a,b), b) rodzaje wrzenia według Nakayamy i innych (1982)

Nakayama i in. (1982) analizowali trzy możliwe rodzaje wrzenia (rys. 6.2b) w tunelach pokrytych folią perforowaną:

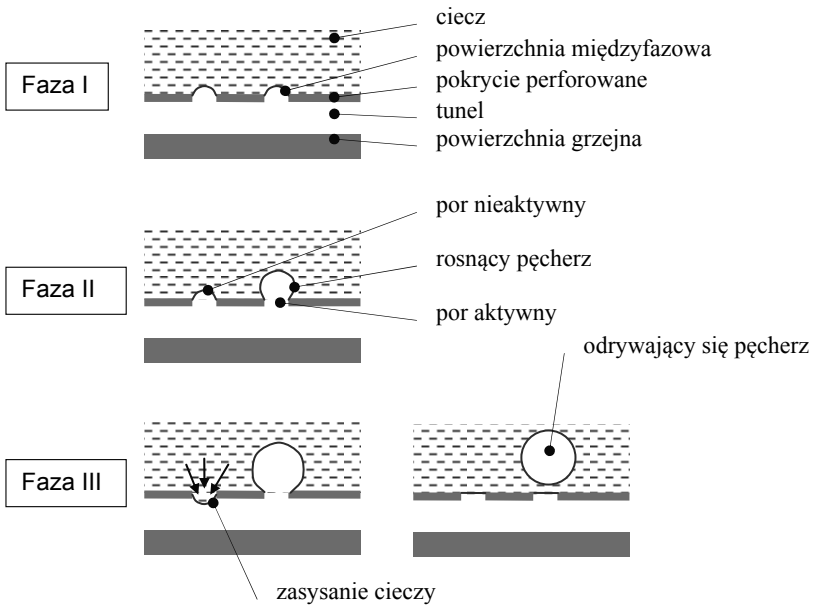
- *zalewanie* – przy najmniejszych gęstościach strumieni ciepła: tunele wypełnione są prawie całkowicie cieczą, a otworki działają jako pojedyncze ośrodki nukleacji;
- *zasysanie-parowanie* – przy większych gęstościach strumienia ciepła; ciecz jest zasysana do wnętrza tuneli przez nieaktywne pory na skutek zmniejszonego ciśnienia w tunelu, będącego wynikiem usuwania pary na zewnątrz przez pęcherze rosnące na aktywnych porach; ciecz rozpływa się wzdłuż tuneli, a odparowanie następuje z menisków w narożach;
- *wysuszenie* – przy największych gęstościach strumienia ciepła; występuje całkowite zapełnienie wnętrza tuneli parą.

W omawianym modelu autorzy wzięli pod uwagę drugi rodzaj wrzenia, tj. *zasysanie-parowanie*. Ten rodzaj został podzielony na trzy fazy (rys. 6.3):

Faza I: *wzrost ciśnienia*. Odparowanie w narożnikach tunelu powoduje wzrost ciśnienia pary do chwili osiągnięcia kształtu półkolistego przez menisk utworzony na porze.

Faza II: *spadek ciśnienia*. Część porów aktywizuje się, a zarodki parowe rozrastają się do pęcherzy. Dopływ pary do pęcherzy przyczynia się do spadku ciśnienia w tunelu.

Faza III: *zasysanie cieczy*. Gdy ciśnienie wewnątrz tunelu spada poniżej ciśnienia otaczającego płynu, następuje jego zasysanie poprzez nieaktywne pory. Pod koniec tej krótkiej fazy pęcherz odrywa się. Ciecz rozpływa się wzdłuż tuneli na skutek działania sił kapilarnych i cykl powtarza się.



Rys. 6.3. Dynamika wzrostu pęcherza – fazy wrzenia według Nakayamy i in. (1980a,b)

Jest to model dynamiczny, związany z cyklicznymi procesami wzrostu i odrywania się pęcherzy. Autorzy określili całkowitą gęstość strumienia ciepła jako sumę gęstości strumienia ciepła parowania wewnątrz tuneli oraz gęstości strumienia od konwekcji na zewnętrznej powierzchni:

$$q = q_{\text{tun}} + q_{\text{ex}} \tag{6.2}$$

Obliczenie q_{tun} przy założeniu wrzenia wyłącznie w cyklu *zasysanie-parowanie* wymaga uwzględnienia sześciu stałych empirycznych. W celu wyznaczenia gęstości zewnętrznego strumienia ciepła zastosowano zależność:

$$q_{\text{ex}} = \left(\frac{\Delta T}{C_{\text{q}}} \right)^{5/3} n_{\text{s}}^{1/3} \tag{6.3}$$

gdzie ΔT oznacza przegrzanie, a n_{s} gęstość ośrodków nukleacji. Wykładniki powyższej zależności zostały przyjęte za Zuberem (1963). Zuber wskazywał, że gęstość strumienia ciepła jest proporcjonalna do $\Delta T^{5/3} n_{\text{s}}^{1/3}$ w przypadku wrzenia pęcherzykowego na gładkiej powierzchni, przy pominięciu wpływu konwekcji swobodnej. Wprowadzona przez Nakayamę i współpracowników stała empiryczna C_{q}, zależna od rodzaju cieczy wrzącej i ciśnienia, została wyznaczona na podstawie danych eksperymentalnych.

Autorzy podają, że istnieje możliwość rozszerzenia tego modelu także na powierzchnie o innej geometrii, lecz o relatywnie dużej objętości wzajemnie połączonych ze sobą szczelin z wąskimi ujściami na zewnętrznej powierzchni warstwy. Ten półanalityczny model posiadał łącznie siedem stałych empirycznych. Niektóre dane doświadczalne dla wody, R-11 i azotu wykazywały różnice dochodzące do 300% w porównaniu z wartościami obliczeniowymi. Mimo krytyki ze strony innych badaczy, dotyczącej np. nieuwzględnienia mikrowarstwy cieczy poza narożnikami tunelu, podstawowe założenia wprowadzone przez Nakayamę i współpracowników były przyjmowane w wielu modelach opracowywanych w późniejszych latach.

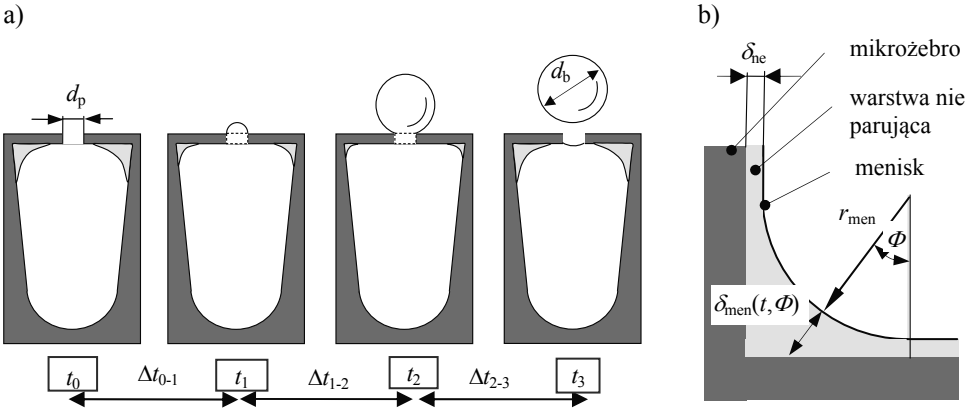
6.3.2. Model Chiena i Webba

Obszerne badania wizualizacyjne (Chien i Webb, 1998b,c) umożliwiły sformułowanie podstawowych założeń ich modelu (Chien i Webb, 1998a). Struktury typu *tunel-por* powstały przez pokrycie rury z mikrożebrami folią z małymi otworkami. Stosowano ciecze wrzące R-11, R-123, R-134a, R-22. Autorzy podkreślają, że jest to pierwszy model uwzględniający zmienną w czasie intensywność parowania wewnątrz tunelu. Jest on w pewnym stopniu rozwinięciem koncepcji Nakayamy i współpracowników, dotyczącej rodzaju wrzenia *zasysanie-parowanie*, ale posiada jedynie dwie stałe eksperymentalne. Wprowadzono następujące założenia:

- tunele są wypełnione parą z wyjątkiem menisków w narożach,
- strumień ciepła parowania w tunelu jest zdeterminowany przez parowanie cieczy w obszarze menisków,
- zewnętrzna gęstość strumienia ciepła jest określona przez nieustalone przewodzenie i konwekcję związaną z odrywającymi się pęcherzami.

Cykl wzrostu pęcherza zawiera następujące trzy okresy (rys. 6.4a):

1. Okres oczekiwania ($\Delta t_{0\text{-}1}$): następuje odparowanie cieczy w tunelu, który zapełnia się parą z wyjątkiem menisków cieczy w rogach. Pod koniec tego okresu średnica tworzącego się pęcherza jest równa średnicy pora (d_p).
2. Okres wzrostu pęcherzyka ($\Delta t_{1\text{-}2}$): para przenikająca z tunelu do wnętrza pęcherzy powoduje zwiększenie ich średnicy. Średnica pęcherzyków zmienia się od wartości początkowej (d_p) do wartości odpowiadającej średnicy odrywających się pęcherzy (d_b). Odparowywanie cieczy z menisków skutkuje zmniejszeniem objętości cieczy i promieni menisków.
3. Okres zasysania cieczy ($\Delta t_{2\text{-}3}$): bezpośrednio po oderwaniu się pęcherzyka ciśnienie w tunelu jest niższe niż w pozostałej objętości naczynia, przez co następuje zasysanie cieczy do wnętrza tunelu i zatrzymanie jej w narożach. Okres ten jest znacznie krótszy od dwóch poprzednich.



Rys. 6.4. a) Proces parowania w tunelu podpowierzchniowym podczas cyklu wzrostu pęcherza (Chien i Webb, 1998a), b) określenie grubości menisku (Chien i Webb, 1998a)

Całkowita ilość ciepła, będąca wynikiem parowania z powierzchni menisku podczas jednego cyklu tworzenia pęcherza, wynosi:

$$Q_{tun} = \int_0^{1/f} \dot{Q}_{men} \mathrm{d}t \tag{6.4}$$

gdzie: $\dot{Q}_{men}$ – strumień ciepła parowania z powierzchni menisku, f – częstotliwość odrywania się pęcherzy.

Do zdefiniowania strumienia ciepła parowania z menisku zostało zastosowane równanie przewodnictwa ciepła w postaci:

$$\dot{Q}_{\text{men}} = \Delta T \int_0^{F_{\text{men}}} \frac{\lambda_l}{\delta_{\text{men}}(t,\Phi)} \mathrm{d}F \tag{6.5}$$

gdzie: $\delta_{\text{men}}(t,\Phi)$ – lokalna grubość menisku (rys. 6.4b), F_{men} – powierzchnia menisku.

Autorzy przedstawili skomplikowaną procedurę całkowania numerycznego, wykonywanego przy zmianie w każdym kroku czasowym wartości promienia i grubości menisku (rys. 6.4b), według równania uzyskanego z analizy geometrycznej, umożliwiającą określenie strumienia ciepła parowania z menisku. Przy zaniedbaniu okresu zasysania cieczy częstotliwość odrywania się pęcherzy można wyznaczyć na podstawie znajomości okresu oczekiwania i wzrostu pęcherza, $f = 1/(\Delta t_{0\text{-}1} + \Delta t_{1\text{-}2})$. Do wyliczenia okresu oczekiwania autorzy wykorzystali zależność Nakayamy i in. (1980a,b), uzupełniając ją o równanie stanu i równanie Clausiusa-Clapeyrona. Z kolei do obliczenia okresu wzrostu zastosowano zależność podaną przez Mikica i Rohsenowa (1969b), modyfikując ją również przez wprowadzenie równania Clausiusa-Clapeyrona oraz danych wzrostu pęcherza z badań eksperymentalnych przedstawionych przez Chiena i Webba (1998b).

Obliczona częstotliwość odrywania się pęcherzy po wstawieniu do zależności (6.4) umożliwiała określenie gęstości strumienia ciepła parowania w tunelu:

$$q_{\text{tun}} = \frac{Q_{\text{tun}}\, f}{F_{\text{tun}}} \tag{6.6}$$

gdzie F_{tun} oznacza całkowitą powierzchnię tunelu.

W celu wyznaczenia gęstości zewnętrznego strumienia ciepła zastosowano model Haidera i Webba (1997), opisany wzorami (7.45) i (7.46). Średnicę odrywającego się pęcherza (d_{b}) wyliczono w oparciu o bilans sił wyporu i napięcia powierzchniowego, uwzględniając wyniki badań eksperymentalnych, przeprowadzonych z użyciem szybkiej kamery wideo, przy wrzeniu metanolu, R-11 oraz R-123. Gęstość ośrodków nukleacji wyznaczono na podstawie bilansu energii odrywającego się pęcherza, jak również bilansu masy:

$$q_{\text{tun}} = \rho_{\text{v}}\, i_{l\text{v}}\, n_{\text{s}} V_{\text{b}} f \tag{6.7}$$

Do określenia całkowitej gęstości strumienia ciepła zastosowano przedstawiony w opisie modelu Nakayamy i współpracowników wzór (6.2).

Analizowany model pozwala na wyznaczenie gęstości strumienia ciepła dla czterech czynników wrzących (R-11, R-123, R-134a, R-22) z tolerancją ±33%. Nie podano informacji o możliwości wykorzystania modelu w odniesieniu do innych

cieczy wrzących. Średnica odrywających się pęcherzy została wyznaczona z błędem ±20%, a ich częstotliwość – ±30%.

6.3.3. Model Ramaswamy'ego i in.

Celem pracy Ramaswamy'ego i in. (2003) było zaprezentowanie półanalitycznego modelu pozwalającego na wyznaczenie średnicy i częstotliwości odrywających się pęcherzy, jak również gęstości ośrodków nukleacji dla struktur intensyfikujących wymianę ciepła podczas wrzenia (rys. 2.11a). Oparto się na dwóch poprzednio omawianych modelach, tj. Nakayamy i in. (1980a,b) oraz Chiena i Webba (1998a), przyjmując za nimi cykliczny, podzielony na trzy okresy, proces tworzenia się pęcherzy.

Autorzy przedstawili dokładną procedurę wyznaczania średnicy odrywających się pęcherzy, stosując bilans pięciu sił: (1) związanej z procesem nieustalonego wzrostu, (2) wyporu, (3) napięcia powierzchniowego, (4) nośnej oraz (5) bezwładności pęcherza.

Zaproponowano pewne uproszczenia, m.in. liniową zmienność gęstości pary i objętości w czasie. Analogicznie jak w modelu Chiena i Webba (1998a), do obliczeń lokalnej temperatury nasycenia i grubości nieparującej warstwy cieczy stosowano stałą Hamakera (C_{Ham}). Autorzy zaznaczyli, że ze względu na brak danych w literaturze odnośnie wartości stałej C_{Ham} dla FC-72, przyjęli arbitralnie wartość 10^{-13} J, odpowiadającą cieczy o podobnie niskim napięciu powierzchniowym. Jednocześnie przyznali, że obliczenia częstotliwości i gęstości ośrodków nukleacji są „dość czułe" na przyjmowaną wartość tej stałej.

Dwie z omówionych publikacji (Nakayama i in., 1980a; Chien i Webb, 1998a) ograniczały zastosowanie analizowanych modeli wyłącznie do niewielkiego zakresu przegrzań (0-4 K). Zaletą modelu Ramaswamy'ego i in., w porównaniu do poprzednich, jest uwzględnienie dynamiki pęcherzy w szerokim zakresie przegrzań ścianki (do 20 K). Gęstość strumienia ciepła przy wrzeniu FC-72 wyznaczono z dokładnością ±50%, średnicę odrywającego się pęcherza – ±10%, częstotliwość ±30% , a gęstość ośrodków nukleacji – ±40%.

6.3.4. Model Chen i in.

Chen i in. (2004) przedstawili model dynamiczny, opracowany w odniesieniu do wrzenia propanu i izobutanu na powierzchniach cylindrycznych z tunelami podpowierzchniowymi, tworzącymi obwodowe kanały. Biorąc pod uwagę duży rozrzut wymiarów otworków w analizowanej powierzchni (0,01-0,1 mm) założono, że średnice porów są opisywane funkcją rozkładu normalnego. Przyjęto, że aktywacja pora następuje, gdy ciśnienie wewnątrz pęcherza, odpowiadające ciśnieniu w tunelu, spełnia nierówność:

$$P_{\mathrm{b}} \geq \frac{4\sigma}{d_{\mathrm{p}}} + P_{\mathrm{sat}} + P_{\mathrm{hs}} \tag{6.8}$$

Szybkość wzrostu pęcherza określono za pomocą zmodyfikowanego równania Rayleigha, uwzględniając straty ciśnienia podczas przepływu pary przez pory.

Założono, że parowanie zachodzi jedynie w obrębie cienkiej warstwy cieczy w tunelu. Wydatek pary, odpowiadający intensywności parowania w tunelu, wyznaczono za pomocą zależności zawierającej dwie stałe eksperymentalne, natomiast wydatek masowy pary przepływającej z wnętrza tunelu do rosnącego pęcherza – w funkcji szybkości wzrostu pęcherza i chwilowej gęstości ośrodków nukleacji. Z równania zachowania masy wynika zależność:

$$\frac{\mathrm{d}m_{\mathrm{tun}}}{\mathrm{d}t} = \dot{m}_{\mathrm{v}} - \dot{m}_{\mathrm{b}} \tag{6.9}$$

gdzie m_{tun} oznacza masę pary wewnątrz tunelu, $\dot{m}_{\mathrm{v}}$ – wydatek pary, $\dot{m}_{\mathrm{b}}$ – wydatek masowy pary dopływającej do rosnącego pęcherza.

W prezentowanym modelu chwilowe ciśnienie w tunelu i objętość wytworzonej pary wpływają na dynamiczne procesy inicjacji wrzenia i wzrostu pęcherzyków. Autorzy podają sposoby wyznaczania ciśnienia w tunelu i objętości pary dla trzech przypadków:

1. Tunele częściowo zalane cieczą:

$$P_{\mathrm{tun}} < P_{\mathrm{tun,min}} = P_{\mathrm{sat}} + P_{\mathrm{hs}} - \frac{4\sigma}{d_{\mathrm{p,max}}} \tag{6.10}$$

2. Wszystkie pory aktywne:

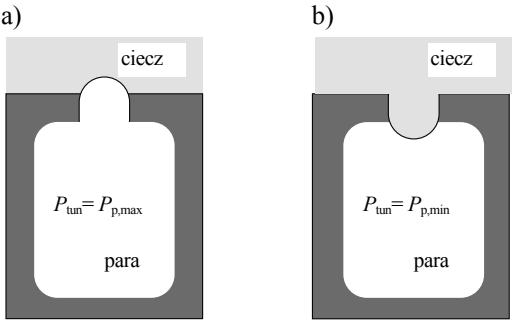
$$P_{\mathrm{tun}} = P_{\mathrm{tun,max}} = P_{\mathrm{sat}} + P_{\mathrm{hs}} + \frac{4\sigma}{d_{\mathrm{p,min}}} \tag{6.11}$$

3. Ciśnienie w tunelu zawiera się pomiędzy $P_{\mathrm{tun,min}}$ a $P_{\mathrm{tun,max}}$ (rys. 6.5):

$$P_{\mathrm{tun}} = P_{\mathrm{p,max}} = P_{\mathrm{sat}} + P_{\mathrm{hs}} + \frac{4\sigma}{d_{\mathrm{p}}} \tag{6.12}$$

$$P_{\mathrm{tun}} = P_{\mathrm{p,min}} = P_{\mathrm{sat}} + P_{\mathrm{hs}} - \frac{4\sigma}{d_{\mathrm{p}}} \tag{6.13}$$

Autorzy zaproponowali skomplikowaną procedurę obliczeniową pozwalającą, po wprowadzeniu początkowej wartości stosunku ilości porów aktywnych do ich całkowitej ilości, na wyznaczenie, dla każdego kroku czasowego, m.in. szybkości wzrostu pęcherza, wydatków pary oraz ciśnienia w tunelu. Gęstość strumienia ciepła parowania wyliczono z bilansu energii odrywającego się pęcherza, natomiast konwekcyjną gęstość strumienia ciepła – według zależności Haidera i Webba (1997).



Rys. 6.5. Ułożenie powierzchni międzyfazowej w porze w momencie: a) początku aktywacji pora, b) gdy ciecz zaczyna wpływać przez por (Chen i in., 2004)

W przypadku wrzenia propanu i izobutanu, przy temperaturze nasycenia 283 K i przegrzaniu 3 K błąd wyznaczenia częstotliwości wynosił 7,6%, określenia średnicy pęcherzy – 0,5%, a błędy wyznaczenia gęstości strumienia ciepła od parowania i konwekcji – odpowiednio 1,8% i 3,8%.

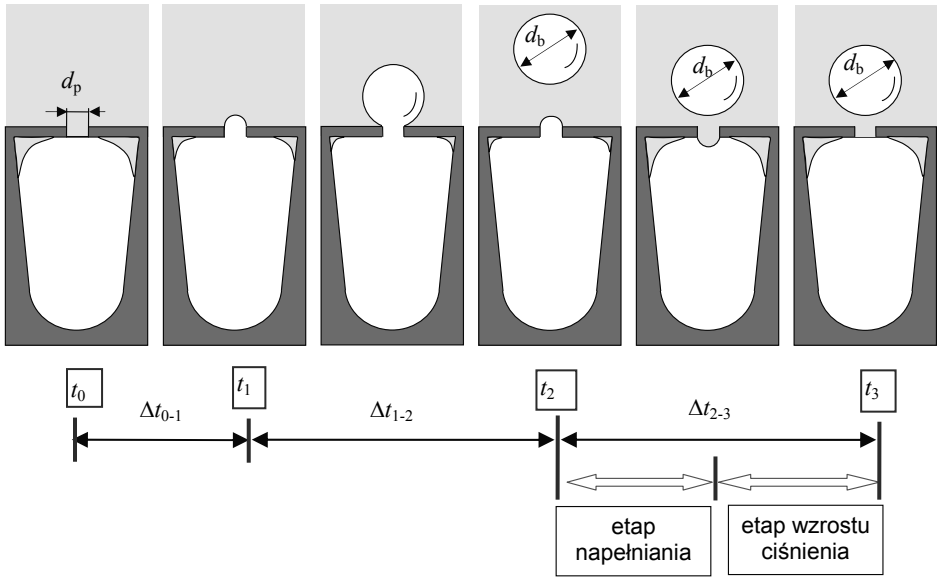
6.3.5. Model Dasa i in.

Kolejnym modelem wykorzystującym koncepcję Nakayamy i in. (1980b) oraz Chiena i Webba (1998a), odnoszącym się do rodzaju wrzenia *parowanie-zasysanie*, jest model opracowany przez Dasa i in. (2007). Nowością jest uwzględnienie okresu zasilania oraz podanie metodyki obliczeń tego okresu.

Podobnie jak w poprzednich modelach autorzy zdefiniowali trzy okresy tworzenia pęcherza, które nazwali fazami, przy czym ostatni okres podzielili dodatkowo na dwa etapy (rys. 6.6):

1. Faza przygotowawcza – odpowiada okresowi oczekiwania ($\Delta t_{0\text{-}1}$).
2. Faza wzrostu – odpowiada okresowi wzrostu pęcherza ($\Delta t_{1\text{-}2}$).
3. Faza zasysania – odpowiada okresowi zasysania ($\Delta t_{2\text{-}3}$):
   a) etap napełniania – bezpośrednio po oderwaniu pęcherza ciśnienie w tunelu gwałtownie spada powodując dopływ cieczy,
   b) etap wzrostu ciśnienia – poprzedza bezpośrednio fazę przygotowawczą.

Czas trwania fazy przygotowawczej określono stosując zależność Mikica i Rohsenowa (1969b), średnicę odrywającego się pęcherza – zależność Nakayamy i in. (1980b), czas wzrostu pęcherza – wzór zaproponowany przez Chiena i Webba (1998a). Autorzy wprowadzili dwa toki obliczeniowe czasu zasysania cieczy, biorąc pod uwagę dopływ cieczy przez aktywne i nieaktywne pory. Do wyznaczenia gęstości strumienia ciepła parowania w tunelu wykorzystano z kolei zdefiniowane przez Nakayamę i in. (1980b) bezwymiarowe parametry, umożliwiające wyliczenie q_{tun} z bilansu energii dla pełnego cyklu tworzenia pęcherza. Podobnie jak w poprzednio opisanym modelu, w celu wyznaczenia gęstości konwekcyjnego strumienia ciepła skorzystano z zależności Haidera i Webba (1997).



Rys. 6.6. Proces parowania w tunelu podpowierzchniowym podczas cyklu wzrostu pęcherza (Das i in., 2007)

Obliczenia według omawianego modelu wymagają użycia trzech stałych eksperymentalnych, natomiast cztery dodatkowe autorzy zapożyczyli z innych modeli. Wyznaczona całkowita gęstość strumienia ciepła wykazuje dobrą zgodność z danymi eksperymentalnymi Chiena i Webba. Wyliczony czas napełnienia jest o rząd wielkości krótszy od czasu trwania pozostałych okresów, jednak autorzy zaznaczają, że jego pominięcie może prowadzić do znaczących błędów obliczeniowych przy minimalnych wysokościach cieczy ponad powierzchnią grzejną.

6.3.6. Model Jianga i in.

Jiang i in. (2001) stwierdzili, że korzystając z opracowanych dotychczas (tj. do 2000 roku) modeli nie można określić wpływu kształtu i rozmiarów mikrostruktry na wymianę ciepła przy wrzeniu, a ponadto zawierają one dużą ilość współczynników eksperymentalnych, które znacząco ograniczają możliwości ich zastosowania.

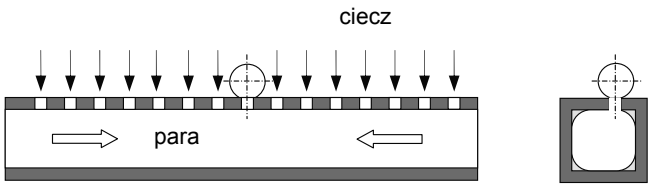
Jeden okres związany z cyklem formowania pęcherza został podzielony na dwie fazy:

1) wzrostu ciśnienia: od momentu oderwania poprzedniego pęcherza do chwili pojawienia się nowego, faza bardzo krótka, prędkość pary jest bliska zeru,
2) spadku ciśnienia: rozpoczyna się w chwili, gdy średnica pęcherza jest równa średnicy pora, kończy w momencie oderwania się pęcherza; para powstająca w tunelu dopływa do pora aktywnego (rys. 6.7).

Autorzy stworzyli model oparty całkowicie na obliczeniach numerycznych, opracowany przy założeniu parowania cienkowarstwowego podczas przepływu

dwufazowego w tunelach podpowierzchniowych przy wrzeniu R-11, R-22, R-134a i wody. Do opisu wymiany ciepła i przepływu dwufazowego wykorzystali następujące równania różniczkowe:

- zachowania masy,
- ruchu (Naviera-Stockesa) dla pary i cieczy,
- zachowania energii,
- rozszerzone równanie Younga-Laplace'a oraz Kelvina-Clapeyrona.



Rys. 6.7. Przepływ dwufazowy wewnątrz tunelu (Jiang i in., 2001)

Ostatecznie równania zawierały sześć niewiadomych: $\dot{m}_l$, $\dot{m}_v$, P_l, P_v, r_{men}, T_w. Zastosowano rozwiązanie metodą elementów skończonych. Weryfikacja modelu została wykonana przez porównanie z danymi eksperymentalnymi (częstotliwość odrywających się pęcherzy, gęstość ośrodków nukleacji, gęstość strumienia ciepła) Nakayamy i in. (1980a,b) oraz autorów.

W odniesieniu do q uzyskano dobrą zgodność z danymi eksperymentalnymi Nakayamy i współpracowników. Stosunkowo duże błędy wyznaczania częstotliwości i gęstości ośrodków nukleacji występujące przy większych wartościach q autorzy tłumaczą zmianą rodzaju wrzenia na *wysuszenie*.

6.4. MODELE PAROWANIA WEWNĄTRZ TUNELI PRZY ZAŁOŻENIU RODZAJU WRZENIA – *ZALEWANIE*

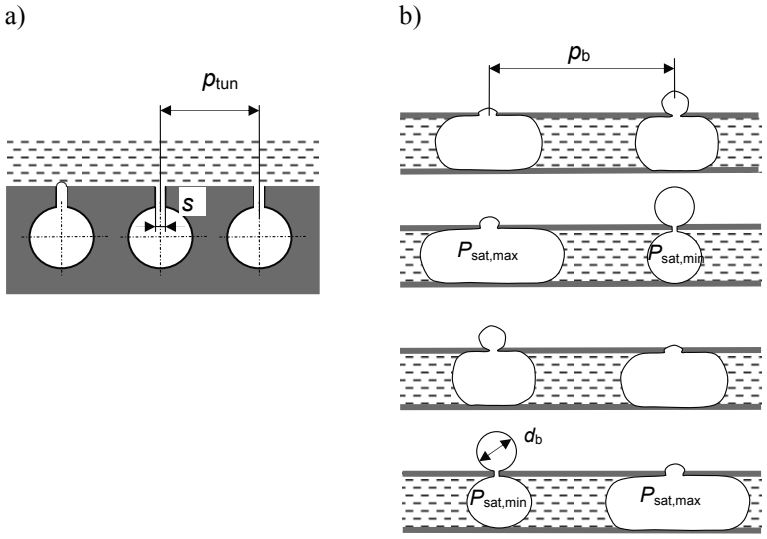
6.4.1. Model Webba i Haidera

Webb i Haider (1992) analizowali wrzenie w tunelu podpowierzchniowym o przekroju kołowym (odpowiednik GEWA-TW), posiadającym szczelinę o wielkości s, odpowiadającej szerokości przestrzeni pomiędzy rozszerzonymi wierzchołkami mikrożeber (rys. 6.8a). Autorzy zaznaczyli, że jest to model całkowicie analityczny, a więc pozbawiony stałych eksperymentalnych. Odnosi się on do koncepcji Nakayamy i in. (1980b) zakładając, że na całkowitą gęstość strumienia ciepła składa się gęstość strumienia ciepła od parowania wewnątrz tunelu oraz konwekcji i przewodzenia na zewnętrznej powierzchni struktury. Tunele wewnątrz pokrycia są naprzemiennie wypełniane parą lub cieczą.

Długość korka parowego w tunelu zwiększa się podczas odparowywania cieczy. Parowanie powoduje wzrost ciśnienia w tunelu – po osiągnięciu krytycznej wartości następuje wydalanie pęcherza, a korek parowy przybiera minimalny rozmiar (rys. 6.8b). Gęstość strumienia ciepła parowania określono z zależności:

$$q_{\text{tun}} = \frac{2\dot{Q}_{\text{men}}}{p_{\text{b}} p_{\text{tun}}} \tag{6.14}$$

Strumień ciepła powodujący parowanie na powierzchni menisku został wyznaczony przez obliczenie przewodzenia ciepła przez menisk podczas jednego cyklu tworzenia pęcherza.



Rys. 6.8. Przekrój poprzeczny przez tunele kołowe (a) oraz cykl formowania pęcherza (b) – przekrój podłużny (Webb i Haider, 1992)

Podziałka osiowa korków parowych w tunelu (p_{b}), odpowiadająca podziałce ośrodków nukleacji, została wyliczona przez rozwiązanie równania ruchu dla okresowo oscylującego korka parowego w tunelu, przy założeniu, że maksymalna różnica ciśnień powodująca oscylacje jest określona równaniem:

$$\Delta P_{\max} = 4\sigma\left(\frac{1}{s} - \frac{1}{d_{\text{b}}}\right) \tag{6.15}$$

Gęstość ośrodków nukleacji została określona z zależności:

$$n_{\text{s}} = \frac{1}{p_{\text{tun}} p_{\text{b}}} \tag{6.16}$$

Częstotliwość odrywania się pęcherzy określono wyliczając masę pary wytwarzanej w jednym cyklu:

$$f = \frac{12\dot{Q}_{\text{men}}}{\pi d_{\text{b}}^3 \rho_{\text{v}} i_{l\text{v}}} \tag{6.17}$$

W celu wyliczenia gęstości konwekcyjnego strumienia ciepła (q_{ex}) zastosowano dwie metody, wykorzystując zależności z modeli:

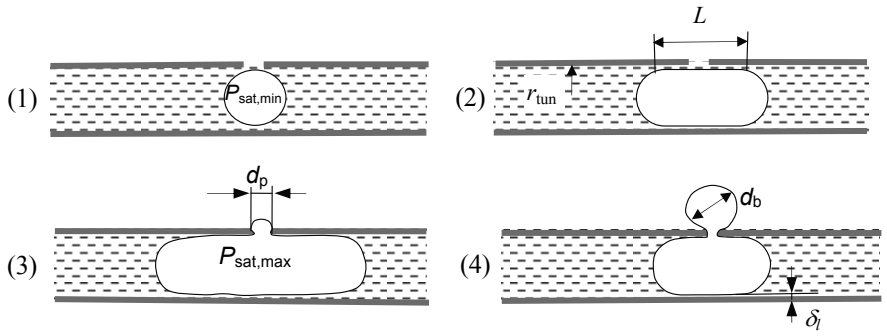
a) Nakayamy i in. (1980b),
b) Mikica i Rohsenowa (1969a).

Autorzy stwierdzili, że model wykorzystujący metodę Nakayamy i in. pozwala na uzyskanie dobrej zgodności z danymi eksperymentalnymi uzyskanymi przy wrzeniu czynnika R-11 w zakresie małych i średnich gęstości strumienia ciepła (poniżej 20 kW/m^2). W przypadku wykorzystania metody Mikica i Rohsenowa, a więc rozwiązania wyłącznie analitycznego, model sprawdza się jedynie dla wąskiego zakresu średnich gęstości strumienia ciepła (15-40 kW/m^2). Znaczne błędy powstające przy większych gęstościach strumienia ciepła autorzy tłumaczą przejściem w inny rodzaj wrzenia, tj. *zasysanie-parowanie*, nieuwzględniony w założeniach do modelu.

6.4.2. Model Murthy'ego i in.

Model Murthy'ego i in. (2006), podobnie jak w przypadku modelu Webba i Haidera (1992), dotyczy tuneli o przekroju kołowym, ale autorzy zaznaczają, że może on być stosowany również w odniesieniu do innych kształtów przekroju.

Autorzy przyjmują istnienie sferycznego pęcherza pary (korka parowego) w tunelu podpowierzchniowym na początku cyklu formowania pęcherza. Zakładają, że parowanie w tunelu na powierzchni międzyfazowej, utworzonej przez dwa meniski korka parowego, oraz parowanie cienkiej warstwy cieczy o grubości δ_l (pomiędzy powierzchnią grzejną a korkiem) przyczynia się do zwiększenia objętości fazy gazowej (rys. 6.9). Ekspansja pary następuje do momentu osiągnięcia maksymalnej wartości ciśnienia, tj. $P_{max} = 4\sigma/d_p$. Od tego momentu para zaczyna wydostawać się z tunelu poprzez otwór (por), tworząc pęcherz rozrastający się na powierzchni ograniczającej tunel. Zwiększeniu objętości pęcherza towarzyszy zmniejszenie wymiarów korka parowego w tunelu – cały cykl tworzenia się pęcherza pary jest zbliżony do przemian przedstawionych w poprzednio opisanym modelu.



Rys. 6.9. Formowanie pęcherza parowego dla rodzaju wrzenia – zalewanie według Murthy'ego i in. (2006)

Całkowita ilość ciepła parowania w tunelu jest obliczana podczas jednego cyklu tworzenia pęcherza, jako suma ciepła parowania z dwóch menisków na końcach korka parowego oraz ciepła parowania cienkowarstwowego:

$$Q_{\text{tun}} = \int_0^{1/f} (2\dot{Q}_{\text{men}} + \dot{Q}_l)\mathrm{d}t = \frac{\pi}{6}\rho_{\text{v}}\, i_{lv}\, d_{\text{b}}^3 \tag{6.18}$$

Strumień parowania z menisku został określony przez wyliczenie przewodzenia ciepła w kierunku promieniowym:

$$\dot{Q}_{\text{men}} = 4\pi r_{\text{tun}} \lambda_l \Delta T \sqrt{\frac{r_{\text{tun}}}{2\delta_l}} \tan^{-1}\left(\sqrt{\frac{r_{\text{tun}}}{2\delta_l}}\right) \tag{6.19}$$

gdzie: r_{tun} – promień tunelu (rys. 6.9), δ_l – grubość cienkiej warstwy cieczy.

Strumień ciepła wynikający z nieustalonego przewodzenia w obszarze cienkowarstwowym modelowano za pomocą przewodzenia ciepła w cylindrycznej powłoce o grubości δ_l:

$$\dot{Q}_l = \frac{2\pi r_{\text{tun}} \lambda_l \Delta T l}{\delta_l} \tag{6.20}$$

gdzie l oznacza chwilową długość obszaru z parującą cienką warstwą.

Parametry cienkiej warstwy (l, δ_l) autorzy wyznaczyli analitycznie, wykorzystując wyliczenie jej początkowej grubości (w chwili, gdy korek parowy ma najmniejszą objętość) oraz maksymalnej długości (przy maksymalnym ciśnieniu pary w tunelu).

Częstotliwość odrywających się pęcherzy określono rozwiązując równanie (6.18), po uprzednim wyznaczeniu obu strumieni ciepła.

Gęstość ośrodków nukleacji obliczono korzystając z zaproponowanej korelacji ze stałymi empirycznymi, określonymi na podstawie danych zebranych z literatury. Do wyliczenia konwekcyjnego strumienia ciepła wykorzystano zależność Haidera i Webba (1997), jak również Ramaswamy'ego i in. (2003). Murthy ze współpracownikami sprawdzili swoje obliczenia, wykorzystując dane Nakayamy i in. (1980a), Chiena i Webba (1998b,c) oraz Ramaswamy'ego i in. (2002). Model pozwala na wyznaczenie średnicy odrywających się pęcherzy z dokładnością ±20%, częstotliwości – ±35% oraz gęstości strumienia ciepła – ±30%. Autorzy zaznaczają, że błąd wyznaczenia gęstości strumienia ciepła zwiększa się przy wzroście przegrzania, sugerując możliwość zaistnienia innego rodzaju wrzenia.

6.5. MODELE CIĄGŁEGO NAPŁYWU CIECZY I ODPROWADZANIA PARY

6.5.1. Model Ayuba i Berglesa

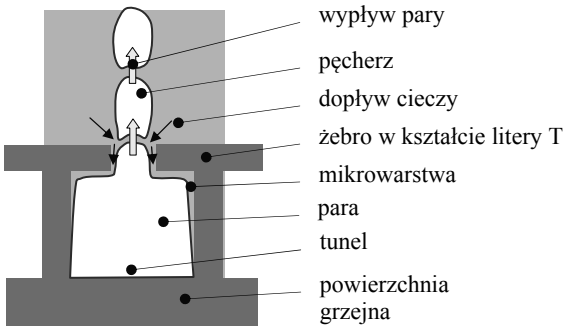
Ayub i Bergles (1987) przedstawili model odnoszący się do integralnej struktury tunelowej utworzonej na powierzchni walcowej z żebrami typu GEWA-T (rys. 2.7a). Autorzy zastosowali modyfikację modelu Nakayamy (1980b).

Przyjęto, że cały proces formowania się pęcherzyka, począwszy od płaskiej powierzchni międzyfazowej do rozmiarów odrywającego się pęcherza, jest procesem ciągłym i ma miejsce podczas jednej fazy. Założono ponadto, że tunele wewnętrzne pokryte są mikrowarstwą cieczy, z której następuje odparowanie. Proces wymiany ciepła na takich strukturach jest również intensyfikowany ruchem odrywających się pęcherzy parowych, które powodują dodatkowe mieszanie cieczy. Do przeprowadzenia obliczeń gęstości strumienia ciepła parowania niezbędna jest znajomość stosunku powierzchni błonki cieczowej do jej grubości oraz całkowitej powierzchni grzejnej. W celu wyliczenia całkowitej i konwekcyjnej gęstości strumienia ciepła autorzy skorzystali z zależności stosowanych przez Nakayamę i i in. (1980b). Gęstość ośrodków nukleacji została wyznaczona eksperymentalnie i przedstawiona w funkcji przegrzania powierzchni grzejnej w postaci wielomianu drugiego stopnia.

Błąd wyliczenia gęstości strumienia ciepła według omawianego modelu wynosi 28% dla wody oraz 23% dla R-113.

6.5.2. Model Xin i Chao

Xin i Chao (1987) przedstawili model przeciwprądowego przepływu dwufazowego na płaskich powierzchniach z naciętymi mikrożebrami w kształcie litery T, tworzącymi tunele podpowierzchniowe z wąskimi szczelinami (odpowiednik GEWA-T). Model przedstawiony na rysunku 6.10 zakłada ciągłe i ustalone odparowywanie mikrowarstwy cieczy pokrywającej wewnętrzną powierzchnię tunelu.



Rys. 6.10. Model przeciwprądowego przepływu dwufazowego w tunelach utworzonych między żebrami w kształcie litery T według Xin i Chao (1987)

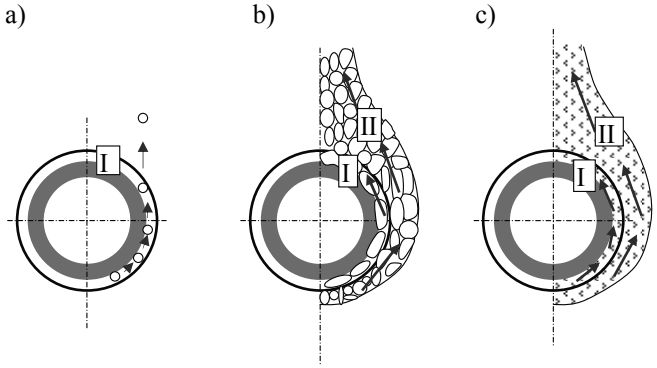
Powstająca para jest odprowadzana przez szczelinę między wierzchołkami żeber. Autorzy przyjęli, że para w sposób ciągły przemieszcza się na zewnątrz tunelu przez środkową część szczeliny przy równoczesnym napływie cieczy przy krawędziach szczeliny oraz przy wewnętrznych ściankach tunelu. Model nie uwzględnia cyklicznego procesu tworzenia i odrywania się pęcherzy – w obliczeniach nie występuje średnica odrywających się pęcherzy, jak również częstotliwość ich odrywania, niemniej autorzy przyjęli, że ciśnienie w tunelu zmienia się okresowo.

Model zapewnia dokładność ±30%, ale odbywa się to kosztem wprowadzenia ośmiu stałych doświadczalnych. Autorzy wykorzystali zależność korelacyjną wiążącą pięć liczb podobieństwa (Nusselta, Archimedesa, Reynoldsa, Webera, Prandtla).

6.5.3. Model Zhanga i Donga

Zhang i Dong (1989) analizowali wrzenie na powierzchni cylindrycznej z obwodowymi tunelami oraz otwartymi, osiowymi kanałami (rys. 2.9a). Autorzy założyli ciągły przepływ pary w tunelach oraz jej wypływ przez szczeliny pomiędzy wierzchołkami mikrożeber, współistniejący z dopływem cieczy przy ściankach tuneli. Wyróżniono trzy rodzaje wrzenia (rys. 6.11), zdeterminowane wielkością gęstości strumienia ciepła:

1) wrzenie wstępne – mała gęstość strumienia ciepła (rys. 6.11a),
2) średnia gęstość strumienia ciepła – dwa obszary przepływu dwufazowego (rys. 6.11b),
3) intensywne wrzenie (rys. 6.11c).



Rys. 6.11. Trzy rodzaje przepływu dwufazowego w tunelach obwodowych według Zhanga i Donga (1989): a) przemieszczanie się pojedynczych pęcherzy w tunelach, b) przepływ połączonych pęcherzy w dwóch obszarach, c) jednolity strumień pary w dwóch obszarach

Końcową zależność pozwalającą na obliczenie współczynnika przejmowania ciepła przedstawiono w postaci równania kryterialnego z sześcioma liczbami podobieństwa.

6.5.4. Model Wanga i in.

Model Xin i Chao (1987) został rozwinięty przez Wanga i in. (1991) w celu dostosowania go do obliczeń gęstości strumienia ciepła i współczynnika przejmowania ciepła na powierzchniach cylindrycznych z żebrami pierścieniowymi w kształcie litery T. Podstawowe założenia nie uległy zmianie, natomiast modyfikacje dotyczyły kierunków przemieszczania się strumienia pary. Przy ustalonym procesie wrzenia wyróżniono, podobnie jak w modelu Zhanga i Donga (1989), dwa obszary przepływu pary

Podobnie jak w poprzednio omówionych modelach założono ustalony laminarny przepływ dwufazowy w układzie para nasycona-ciecz, jak również ustaloną wymianę ciepła. Pęcherze opływające zewnętrzną powierzchnię powodują powstanie silnej turbulencji w termicznej warstwie przyściennej, co przyczynia się do zwiększenia konwekcyjnej gęstości strumienia ciepła.

Zależność korelacyjna, zbliżona do równania Zhanga i Donga (1989), zawierająca sześć liczb podobieństwa, umożliwiała uzyskanie dokładności ±20%.

6.6. PODSUMOWANIE PRZEGLĄDU MODELI WRZENIA

Skomplikowana geometria powierzchni ze strukturami typu *tunel-por* wymusiła konieczność opracowania nowych modeli analitycznych, uwzględniających konwekcję na zewnętrznej powierzchni, jak również parowanie wewnątrz tuneli. Obliczenie konwekcyjnej gęstości strumienia ciepła było ułatwione przez istnienie dużej ilości modeli wrzenia na powierzchniach gładkich, które po odpowiednich modyfikacjach mogły być użyte do analizowanych powierzchni, natomiast większym problemem było określenie strumienia ciepła parowania cieczy znajdującej się w tunelach podpowierzchniowych. Prace Nakayamy i współpracowników przyczyniły się do stworzenia dużej ilości modeli opartych na koncepcji cyklicznych procesów wzrostu i odrywania się pęcherzy, zasysania cieczy do tuneli poprzez nieaktywne pory oraz odparowania cieczy z menisków w narożach tuneli. W odniesieniu do tuneli o przekroju prostokątnym przeważają modele zakładające rodzaj wrzenia *zasysanie-parowanie*, natomiast dla tuneli o przekroju kołowym – *zalewanie*. Regułą jest pomijanie okresu zasilania, czyli czasu trwania dopływu cieczy do wnętrza tuneli. Modele ciągłego napływu cieczy i odprowadzania pary nie są aktualnie rozwijane.

Większość modeli wymaga przyjmowania dużej ilości stałych eksperymentalnych (najczęściej 3-8), co znacznie ogranicza ich użyteczność. Obliczane są przeważnie parametry pęcherzy (średnica, częstotliwość), gęstość ośrodków nukleacji, zewnętrzna i wewnętrzna („tunelowa") gęstość strumienia ciepła. Całkowita gęstość strumienia ciepła jest określana z dokładnością od ±20 do ±50%. Znaczne uproszczenia ograniczają zastosowanie tych modeli do wybranego rodzaju tuneli podpowierzchniowych, zakresu wymiarów, gęstości strumienia ciepła lub też rodzaju cieczy wrzącej.

7. Własne modele do obliczania gęstości strumienia ciepła przy wrzeniu w układach tuneli podpowierzchniowych

7.1. WSTĘP

Niniejszy rozdział dotyczy modelowania procesu wymiany ciepła podczas wrzenia na powierzchniach ze strukturami tunelowymi (TS), wąskimi tunelami (NTS) oraz mikrożebrami ze spiekaną siatką (NTS-L), opisanymi w rozdziale trzecim. Jak podaje Mikielewicz (1996), modelowanie matematyczne procesu przeprowadza się poprzez: (1) sformułowanie opisu matematycznego, (2) ustalenie metody rozwiązania problemu i algorytmu obliczeń oraz (3) porównanie uzyskanych rezultatów z modelem fizycznym (badaniami eksperymentalnymi). Opierając się na własnych badaniach wizualizacyjnych, przedstawionych w rozdziale piątym, i istniejących analitycznych modelach wrzenia, opisanych w rozdziale szóstym, autor zaproponował modele odnoszące się do wrzenia w trzech wymienionych rodzajach powierzchni strukturalnych.

Opracowano następujące własne modele wrzenia:

1. Półanalityczny (półempiryczny) model wrzenia – powierzchnie TS i NTS, z uwzględnieniem odmiennego mechanizmu tworzenia, przemieszczania i odrywania się pęcherzyków pary w połączonych poziomych i pionowych tunelach (Pastuszko, 2006a,b; Pastuszko i Poniewski, 2006; Pastuszko, 2007; Pastuszko i Poniewski 2008; Pastuszko, 2008b; Poniewski i in., 2008).
2. Model uproszczony – powierzchnie z wąskimi tunelami (NTS) – Pastuszko (2011b, 2012a).
3. Model uproszczony – mikrożebra pokryte siatką (NTS-L) – Pastuszko (2012b).
4. Zmodyfikowany model Chiena i Webba (1998a) – uogólnienie na powierzchnie ze strukturami tunelowymi (Kozioł i in., 2007; Pastuszko i in. 2011, 2012).

7.2. MODEL DLA POWIERZCHNI TS

7.2.1. Ograniczenia i założenia upraszczające

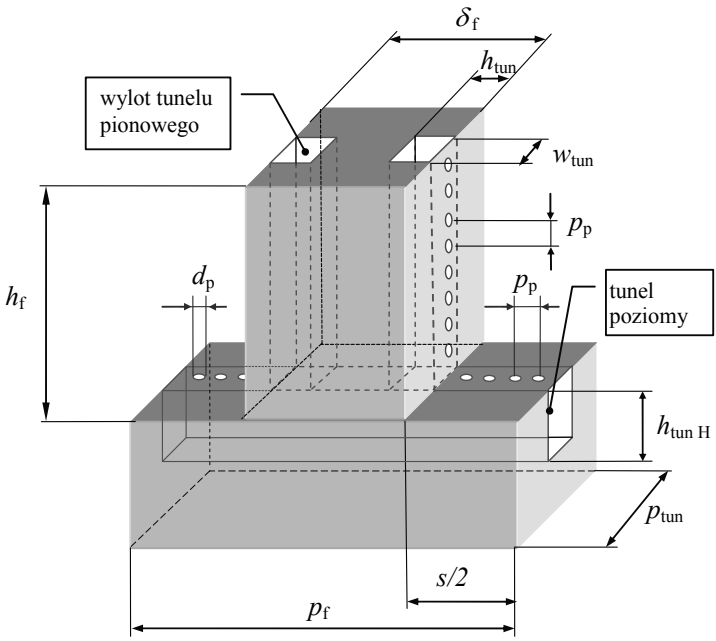
Główną przeszkodą w odniesieniu istniejących modeli do analizy wymiany ciepła na powierzchni zawierającej układ tuneli pionowych i poziomych jest możliwość jednoczesnego zaistnienia, w przypadku tunelu pionowego, trzech rodzajów wrzenia na skutek nieizotermiczności powierzchni oraz dużych przegrzań ścianek.

Przemieszczając się w kierunku od podstawy żebra do jego wierzchołka można wyróżnić obszary wrzenia błonowego, przejściowego i pęcherzykowego, natomiast przy niewielkim przegrzaniu przy wierzchołku żebra może zaistnieć jedynie konwekcja swobodna. Do obliczeń gęstości strumienia ciepła przyjęto uproszczenie, polegające na założeniu występowania wyłącznie wrzenia pęcherzykowego wzdłuż całej wysokości żebra głównego, a więc i na całej wysokości tunelu pionowego, dla stosowanego zakresu przegrzań.

W przedstawionym poniżej własnym modelu półanalitycznym wzięto pod uwagę mechanizm odparowywania cieczy w narożnikach tuneli, związany z cyklem wytwarzania pęcherzy parowych, jak również nieizotermiczność głównego żebra, tj. zakładany jednowymiarowy rozkład temperatury wzdłuż ścianek tuneli pionowych. Uwzględniono również odmienny mechanizm tworzenia, przemieszczania i odrywania się pęcherzyków pary w tunelach pionowych i poziomych. Model ten umożliwia wyznaczenie średnic odrywających się pęcherzy, ich częstotliwości, gęstości ośrodków nukleacji, oraz całkowitej gęstości strumienia ciepła dla układu połączonych tuneli podpowierzchniowych, ograniczonych folią perforowaną.

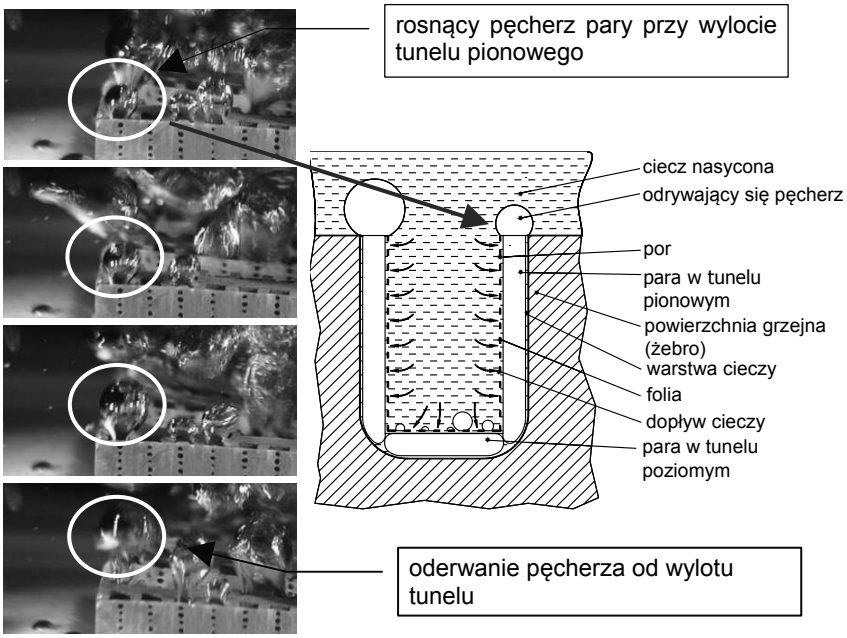
Mechanizm wrzenia w tunelach podpowierzchniowych jest zdefiniowany następującymi założeniami upraszczającymi:

1. Otwory w folii spełniają rolę elementów zasilających strukturę tunelową. Ciecz rozpływa się wzdłuż tuneli, a odparowanie następuje z menisków w czterech narożach tuneli o przekroju prostokątnym (rys. 7.1, 7.2).



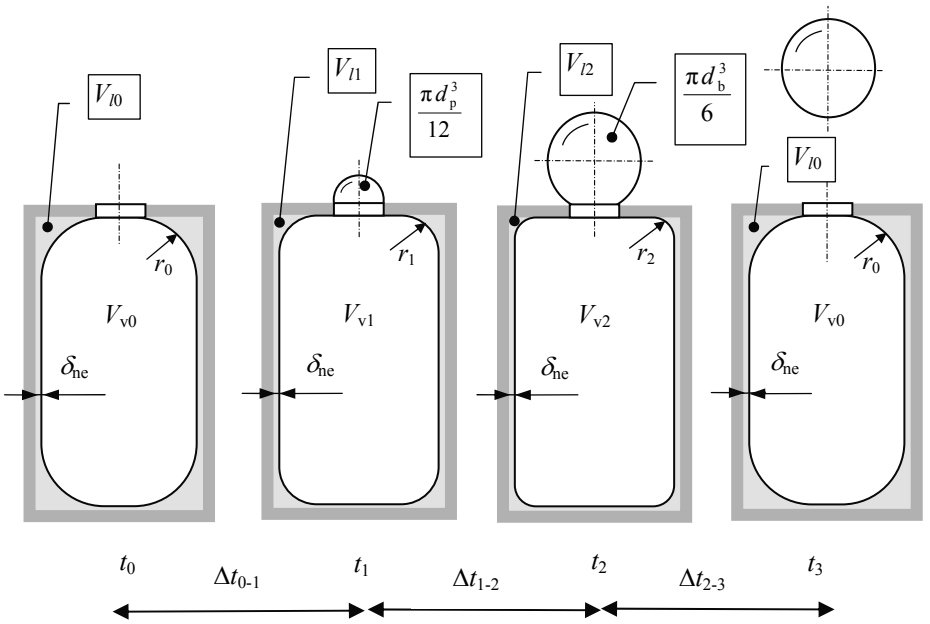
Rys. 7.1. Połączony tunel poziomy i pionowy segmentu TS odniesiony do podziałki żeber głównych i tuneli

2. Wnętrze tunelu pionowego i poziomego wypełnione jest parą, poza cienką wartwą cieczy przy ściankach oraz w meniskach. Proces zasysania i parowania zachodzi niezależnie dla tunelu pionowego i poziomego (rys. 7.2).



Rys 7.2. Lewa strona: wzrost i oderwanie pęcherza przy wylocie tunelu pionowego, woda, próbka TS-10-2.00-0.3; prawa strona: pionowy przekrój połączonych tuneli (Pastuszko i Poniewski, 2008)

3. Badania wizualizacyjne (Pastuszko, 2008c; Pastuszko i in., 2004a; Pastuszko i Mroczek, 2006) wykazały, że miejscami uwalniania pęcherzy, czyli wypływu wytworzonej z menisków w narożach tuneli pary, są:
   - wyloty kanałów w przypadku tuneli pionowych,
   - otworki folii (pory) – dla tuneli poziomych.
4. Dopływ (zasysanie) cieczy zarówno do tunelu pionowego, jak i poziomego jest realizowany przez pory w folii (rys. 7.2).
5. W tunelu poziomym część porów (nieaktywne) zasila w ciecz obszar podpowierzchniowy, pozostałe (aktywne) stanowią wyjście dla pary i miejsca wzrostu pęcherzy.
6. Na zewnętrznej powierzchni pokrycia (folii perforowanej) zachodzi wymiana ciepła przez konwekcję, dodatkowo intensyfikowana przez odrywające się pęcherze, powodujące mieszanie cieczy.
7. Cały proces formowania się pęcherza ma miejsce podczas jednej fazy (rys. 7.3). Oderwanie się pęcherza skutkuje spadkiem ciśnienia w tunelu, co umożliwia zasysanie cieczy.



Rys. 7.3. Parowanie cieczy w tunelu poziomym; wzrost pęcherza ($\Delta t_{0\text{-}1}$ – okres oczekiwania, $\Delta t_{1\text{-}2}$ – okres wzrostu, $\Delta t_{2\text{-}3}$ – okres napełniania cieczą), Pastuszko i Poniewski (2008)

8. Całkowity strumień ciepła, obliczany niezależnie dla tunelu poziomego i pionowego, można podzielić na następujące strumienie:
   - związany z odparowywaniem warstwy cieczy wewnątrz tunelu (utajone ciepło parowania),
   - zewnętrzny strumień konwekcyjny, wynikający z przejmowania ciepła z zewnętrznej powierzchni żebra głównego do wrzącej cieczy.
9. Cykl formowania każdego pęcherza w obydwu tunelach składa się z okresu oczekiwania ($\Delta t_{0\text{-}1}$), okresu wzrostu ($\Delta t_{1\text{-}2}$) oraz z okresu napełniania cieczą ($\Delta t_{2\text{-}3}$) – rysunek 7.3. Ostatni okres, który jest o wiele krótszy od dwóch pozostałych, został pominięty w obliczeniach częstotliwości odrywających się pęcherzy (Nakayama i in., 1980a; Haider i Webb, 1997; Mikic i Rohsenow, 1969a; Chien i Webb, 1998a).
10. Ze względu na zmiany temperatury wzdłuż wysokości żeber głównych i jednocześnie na ściankach tuneli pionowych, przyjęto zmienny współczynnik przejmowania ciepła, wyznaczając jego uśrednioną wartość. Średnie wartości tego współczynnika przejmowania ciepła i parametru żebra m_f zostały wprowadzone w celu uniknięcia skomplikowanych obliczeń analitycznych lub numerycznych przy rozwiązywaniu równań przewodnictwa ciepła. Założono dodatkowo, że na ściankach tunelu poziomego i przy podstawie żeber głównych występuje jednakowa temperatura.

7.2.2. Analiza wrzenia w tunelu poziomym

Gęstość pary

Przy końcu okresu oczekiwania, tj. w momencie generowania półkulistego pęcherza pary, o średnicy równej średnicy pora, ciśnienie pary wewnątrz tunelu jest równoważne ciśnieniu w przekroju pora:

$$P_{\mathrm{v1}} = P_{\mathrm{sat}} + \frac{4\sigma}{d_{\mathrm{p}}} \tag{7.1}$$

Stosując równanie Clausiusa-Clapeyrona w postaci:

$$\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}T} = \frac{i_{lv}}{T_{\mathrm{sat}}(\rho_{\mathrm{v}}^{-1} - \rho_l^{-1})} \tag{7.2}$$

jak również równanie stanu gazu doskonałego, gęstość pary na końcu okresu oczekiwania wyraża zależność:

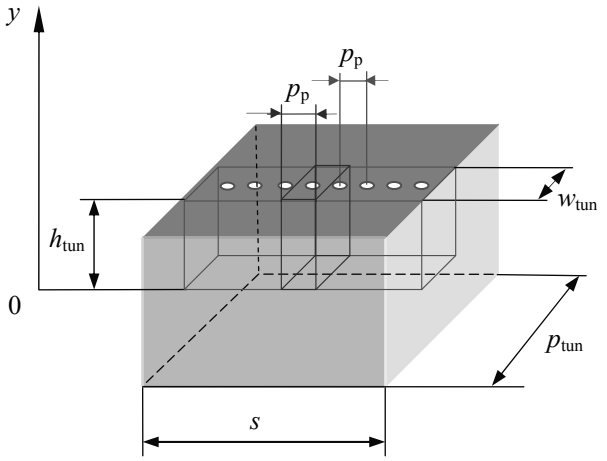
$$\rho_{\mathrm{v1}} = \frac{\rho_{\mathrm{vsat}} + \dfrac{4\sigma}{\mathbf{R}d_{\mathrm{p}}T_{\mathrm{sat}}}}{1 + \dfrac{4\sigma}{d_{\mathrm{p}}\, i_{lv}}\left(\rho_{\mathrm{vsat}}^{-1} - \rho_l^{-1}\right)} \tag{7.3}$$

Przy wyprowadzaniu powyższej zależności zastosowano m.in. podstawienie $P_{\mathrm{sat}} = T_{\mathrm{sat}}\rho_{\mathrm{vsat}}\mathbf{R}$. Błąd obliczenia ciśnienia pary nasyconej na podstawie równania stanu gazu doskonałego, w odniesieniu do danych zawartych w tablicach nasyconej pary wodnej, nie przekracza około 2% (dla T_{sat} = 100°C, ρ_{vsat} = 0,598 kg/m^3, $\mathbf{R}$ = 462 J/kg K uzyskuje się P_{sat} = 103 kPa wobec danej z tablic 101,3 kPa). Przy większych temperaturach nasycenia błąd ten wzrasta – dla T_{sat} = 150°C wynosi on 4,6% (obliczona wartość P_{sat} = 497,7 kPa, wobec odczytu z tablic 475,8 kPa). Założenie, że para wodna (nasycona) zachowuje się jak gaz doskonały jest przyjmowane w wielu publikacjach dotyczących modelowania lub opisu mechanizmów wrzenia, zamieszczonych w czołowych czasopismach z dziedziny wymiany ciepła, m.in. Thome i in (2003), Ramaswamy i in. (2003), Chien i Webb (1998a), Nakayama i in. (1980b), Das i in. (2007), Chen i in. (2004).

Objętości cieczy podczas okresu oczekiwania i wzrostu

Przyjmując, że rozpatrywany segment (rys. 7.4) w okresie oczekiwania i wzrostu stanowi układ zamknięty (brak wymiany substancji z otoczeniem), zwiększenie objętości pary jest wynikiem zmniejszenia masy cieczy nasyconej:

$$\mathrm{d}m_{\mathrm{v}} = -\mathrm{d}m_l \tag{7.4}$$



Rys. 7.4. Tunel poziomy odniesiony do objętości segmentu podziałki

Po wprowadzeniu średnich wartości objętości i gęstości pary zmiana masy pary jest określona przez równanie:

$$\mathrm{d}m_\mathrm{v} = V_\mathrm{vm}\,\mathrm{d}\rho_\mathrm{v} + \rho_\mathrm{vm}\,\mathrm{d}V_\mathrm{v} \tag{7.5}$$

Dzieląc obie strony równania (7.5) przez gęstość cieczy i korzystając z równania (7.4) otrzymuje się zmianę objętości cieczy równoważną objętości cieczy, która odparowała podczas danego okresu. Wprowadzając różnice skończone oraz zakładając liniowe zmiany gęstości i objętości uzyskuje się następującą zależność:

$$\Delta V_l = V_\mathrm{vm}\frac{\Delta\rho_\mathrm{v}}{\rho_l} + \Delta V_\mathrm{v}\frac{\rho_\mathrm{vm}}{\rho_l} \tag{7.6}$$

Liniowe zmiany objętości i gęstości pary w funkcji czasu podczas okresu oczekiwania zostały również zaproponowane przez Ramaswamy'ego i in. (2003) oraz Chen i in. (2004). Jak pokazano na rysunku 7.3 zmiana objętości pary podczas okresu oczekiwania jest równa objętości wytworzonego pęcherza parowego, tj. $\pi d_\mathrm{p}^3/12$. Całkowite zwiększenie objętości pary w okresach oczekiwania (0-1) i wzrostu (1-2) wynosi $\pi d_\mathrm{b}^3/6$, gdzie d_b oznacza średnicę odrywającego się pęcherza pary. Początkową objętość pary przyrównano do objętości tunelu, tj. $V_\mathrm{tunH} = w_\mathrm{tun}h_\mathrm{tun}p_\mathrm{p}$, przy czym wszystkie zmiany objętości w tunelu poziomym odnoszono do segmentu o długości odpowiadającej podziałce porów – p_p, rys. 7.4. Przedstawione rozważania dotyczą segmentu z aktywnym porem, czyli takiego, w którym wytwarza się pęcherz parowy kosztem odparowania cieczy w meniskach tunelu. Dodatkowe założenia do obliczeń objętości odparowanej cieczy są następujące:

- średnia objętość pary (V_vm) podczas okresu oczekiwania wynosi (V_tunH + $V_\mathrm{tunH} + \pi d_\mathrm{p}^3/12)/2$, a średnia gęstość – $(\rho_\mathrm{vsat} + \rho_{vl})/2$,

- średnia objętość pary (V_{vm}) podczas okresu oczekiwania i wzrostu wynosi $(V_{\mathrm{tunH}} + V_{\mathrm{tunH}} + \pi d_{\mathrm{b}}^3/6)/2$, a średnia gęstość – $(\rho_{\mathrm{vsat}} + \rho_{\mathrm{v2}})/2$,
- zmiany objętości cieczy zdefiniowano jako: $\Delta V_{l\,0\text{–}1\mathrm{H}} = V_{l\,0\mathrm{H}} - V_{l\,1\mathrm{H}}$, $\Delta V_{l\,0\text{–}2\mathrm{H}} = V_{l\,0\mathrm{H}} - V_{l\,2\mathrm{H}}$.

Objętości odparowanej cieczy w okresach oczekiwania (0-1) oraz oczekiwania i wzrostu (0-2) wynosiły, według równania (7.6) odpowiednio:

$$\Delta V_{l\,0\text{–}1\mathrm{H}} = \frac{2V_{\mathrm{tun\,H}} + \dfrac{\pi d_{\mathrm{p}}^3}{12}}{2} \frac{\rho_{\mathrm{v1}} - \rho_{\mathrm{vsat}}}{\rho_l} + \frac{\pi d_{\mathrm{p}}^3}{12} \frac{\rho_{\mathrm{vsat}} + \rho_{\mathrm{v1}}}{2\rho_l} \tag{7.7}$$

$$\Delta V_{l\,0\text{–}2\,\mathrm{H}} = \frac{2V_{\mathrm{tun\,H}} + \dfrac{\pi d_{\mathrm{b}}^3}{6}}{2} \frac{\rho_{\mathrm{v2}} - \rho_{\mathrm{vsat}}}{\rho_l} + \frac{\pi d_{\mathrm{b}}^3}{6} \frac{\rho_{\mathrm{vsat}} + \rho_{\mathrm{v2}}}{2\rho_l} \tag{7.8}$$

Gęstość pary na końcu okresu wzrostu, ρ_{v2}, została obliczona według równania (7.3), po podstawieniu d_{b} w miejsce d_{p}. Zakładając sferyczny kształt pęcherza, przyjęto zależność na średnicę odrywającego się pęcherza według Chiena i Webba (1998a), gdzie została wyznaczona w oparciu o analizę geometryczną oraz bilans sił działających na odrywający się pęcherz (wyporu i napięcia powierzchniowego):

$$d_{\mathrm{b\,H}} = \left(\frac{\mathrm{Bo}_d + \sqrt{\mathrm{Bo}_d^2 + 2304\left(96/\mathrm{Bo}_d - 3\right)}}{192 - 6\,\mathrm{Bo}_d} \right)^{1/2} d_{\mathrm{p}} \tag{7.9}$$

Liczba Bonda związana ze średnicą pora wynosi: $\mathrm{Bo}_d = [d_{\mathrm{p}}^2(\rho_l - \rho_{\mathrm{v}})g]/\sigma$.

Obliczenie początkowej objętości wykonano na podstawie równania zachowania masy dla czasów $t = 0$ oraz $t = 2$, czyli na początku okresu oczekiwania i na końcu okresu wzrostu:

$$m_{\mathrm{v0H}} + m_{l0\mathrm{H}} = m_{\mathrm{v2H}} + m_{l2\mathrm{H}} \tag{7.10}$$

Powyższe równanie odpowiada zależności:

$$V_{\mathrm{v0H}}\rho_{\mathrm{vsa}t} + V_{l0\mathrm{H}}\rho_l = V_{\mathrm{v2H}}\rho_{\mathrm{v2}} + V_{l2\mathrm{H}}\rho_l \tag{7.11}$$

Przyjmując dokładne zależności na początkową i końcową objętość pary w tunelu, tj.: $V_{v0} = V_{\mathrm{tun}} - V_{l0}$, $V_{v2} = V_{\mathrm{tun}} - V_{l2} + \pi d_{\mathrm{b}}^3/6$ i $V_{l2} = V_{l0} - \Delta V_{l\,0\text{-}2}$ (rys. 7.3), otrzymano:

$$\left(V_{\mathrm{tunH}} - V_{l0\mathrm{H}}\right)\rho_{\mathrm{vsat}} + V_{l0\mathrm{H}}\rho_l = \left[V_{\mathrm{tunH}} - \left(V_{l0\mathrm{H}} - \Delta V_{l0\text{–}2\mathrm{H}}\right) + \frac{\pi d_{\mathrm{b}}^3}{6}\right]\rho_{\mathrm{v2}} + \left(V_{l0\mathrm{H}} - \Delta V_{l0\text{–}2\mathrm{H}}\right)\rho_l \tag{7.12}$$

Po przegrupowaniu równania (7.12) uzyskano następującą zależność na początkową objętość cieczy w meniskach tunelu poziomego:

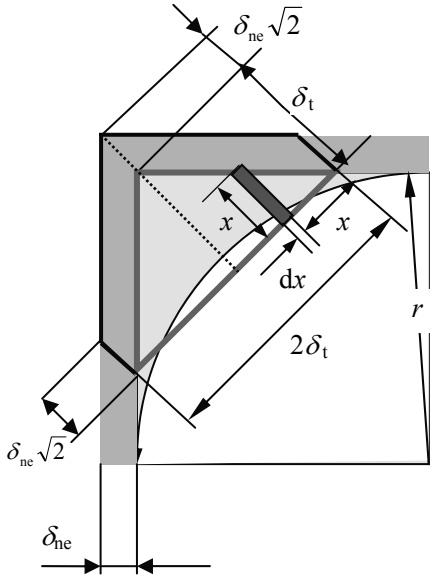
$$V_{l\,0\mathrm{H}} = \frac{\rho_{\mathrm{v}2}\left(V_{\mathrm{tunH}} + \dfrac{\pi d_{\mathrm{b}}^3}{6}\right) - (\rho_l - \rho_{\mathrm{v}2})\Delta V_{l\,0-2\mathrm{H}} - \rho_{\mathrm{vsat}} V_{\mathrm{tun\,H}}}{\rho_{\mathrm{v}2} - \rho_{\mathrm{vsat}}} \tag{7.13}$$

Objętość cieczy na końcu okresu wzrostu jest równa różnicy pomiędzy objętościami określonymi przez równania (7.13) i (7.8):

$$V_{l2\,\mathrm{H}} = V_{l0\,\mathrm{H}} - \Delta V_{l0-2\,\mathrm{H}} \tag{7.14}$$

Gęstość strumienia ciepła w tunelu

Ze względu na bardzo skomplikowany cykl obliczeń grubości menisku i strumienia ciepła w meniskach przedstawiony w cytowanych publikacjach, autor zdecydował się na wprowadzenie uproszczeń, niewpływających w istotny sposób na dokładność wyliczenia gęstości strumienia ciepła w tunelu poziomym.



Rys. 7.5. Określenie zastępczego przekroju menisku (Pastuszko i Poniewski, 2008)

Na podstawie zależności geometrycznych (rys. 7.4-7.6) można obliczyć promienie menisków na początku okresu oczekiwania i na końcu okresu wzrostu. Różnica między nimi nie przekracza 0,2% i zależność na średni promień można przedstawić w postaci:

$$r_{\mathrm{m}\,0-2\mathrm{H}} = \sqrt{\frac{\left(V_{l0\mathrm{H}} + V_{l2\mathrm{H}}\right)/2}{(4-\pi)\,p_{\mathrm{p}}}} \tag{7.15}$$

W celu obliczenia strumienia ciepła w menisku aktywnych segmentów, jego rzeczywisty przekrój aproksymowano przekrojem trójkątnym (Pastuszko i Poniewski, 2006, 2008), rys. 7.5, o wysokości wyznaczonej na podstawie średniej objętości cieczy w okresie oczekiwania i wzrostu:

$$\delta_{\mathrm{t}\,0-2\mathrm{H}} = \sqrt{\frac{V_{l0\mathrm{H}} + V_{l2\mathrm{H}}}{8\,p_{\mathrm{p}}}} \tag{7.16}$$

Zakładając jednowymiarowe ustalone przewodzenie ciepła w cieczy wypełniającej narożnik tunelu oraz przegrzanie ΔT odniesione do podstawy żebra głównego, tj. do poziomu folii perforowanej w przestrzeni międzyżebrowej, ($y = h_{\mathrm{tun}}$, rys. 7.4), całkowanie obszaru zastępczego w granicach od $\delta_{\mathrm{ne}}\sqrt{2}$ do $\delta_{\mathrm{ne}}\sqrt{2} + \delta_{\mathrm{t0\text{-}2H}}$, rys. 7.5, doprowadziło do zależności na strumień ciepła parowania z czterech menisków tunelu poziomego:

$$\dot{Q}_{\,0-2\mathrm{H}} = 4 \int_{\delta_{\mathrm{ne}}\sqrt{2}}^{\delta_{\mathrm{t}\,0-2\mathrm{H}} + \delta_{\mathrm{ne}}\sqrt{2}} 2\frac{\lambda_l\,\Delta T}{x}\,p_{\mathrm{p}}\,\mathrm{d}x \tag{7.17}$$

$$\dot{Q}_{\,0-2\mathrm{H}} = 8\lambda_l \Delta T\, p_{\mathrm{p}} \ln \frac{\delta_{\mathrm{t}\,0-2\mathrm{H}} + \delta_{\mathrm{ne}}\sqrt{2}}{\delta_{\mathrm{ne}}\sqrt{2}} \tag{7.18}$$

W powyższej zależności δ_{ne} oznacza grubość nieodparowującej (pozostającej) warstwy (błony) cieczy, a $\Delta T = T_{\mathrm{bs}} - T_{\mathrm{sat}}$. Grubość tę można przedstawić w postaci zależności (wyprowadzenie – załącznik 2):

$$\delta_{\mathrm{ne}} = \left(\frac{C_{\mathrm{Ham}} T_{\mathrm{sat}}}{6\,\pi\,\rho_{\mathrm{v}}\,i_{lv}\,\Delta T} \right)^{1/3} \tag{7.19}$$

Stała Hamakera jest współczynnikiem proporcjonalności w wyrażeniu określającym zależność ciśnienia, pochodzącego od sił oddziaływania międzycząsteczkowego (*disjoining pressure*), od odległości pomiędzy powierzchniami międzyfazowymi, czyli w analizowanym przypadku grubości nieodparowujacej warstwy cieczy. Stałą Hamakera można wyliczyć wykorzystując teorię Lifshitza (Israelachvili, 1985; Stephan, 2002). Jej wartość dla powierzchni miedzianej pozostającej we wzajemnym oddziaływaniu z wodą wynosi $3\text{-}4 \cdot 10^{-19}$ J (Israelachvili, 1985). Wartość C_{Ham} dla R-123 została przyjęta za Chienem i Webbem (1998a) jako

$2 \cdot 10^{-12}$ J. Różnica pomiędzy lokalną temperaturą nasycenia (w tunelu) a temperaturą nasycenia w objętości wrzącej cieczy została zaniedbana, tj. $T_{\text{sat, tun}} \approx T_{\text{sat}}$. Odnosząc strumień ciepła parowania, wyliczony według równania (7.18), do całkowitej powierzchni wnętrza tunelu na długości podziałki tunelu (odpowiada podziałce porów p_{p} – rys. 7.5), otrzymuje się zależność na gęstość strumienia ciepła w tunelu dla aktywnego pora:

$$q_{\text{tun H}} = \frac{\dot{Q}_{0-2\text{H}}}{2p_{\text{p}}\left(w_{\text{tun}} + h_{\text{tun}}\right)} \tag{7.20}$$

Częstotliwość pęcherzy i gęstość ośrodków nukleacji

Okres oczekiwania wyliczono na podstawie utajonego ciepła parowania, przekazywanego wewnątrz segmentu tunelu poziomego:

$$\int_0^{t_{1\text{H}}} \dot{Q}_{0-1\text{H}}\,\mathrm{d}t = i_{lv}\,\Delta V_{l\,0-1\text{H}}\,\rho_l \tag{7.21}$$

Stosując równanie (7.7) na zmianę objętości cieczy podczas fazy 0-1, okres oczekiwania można wyrazić równaniem:

$$\Delta t_{0-1\,\text{H}} = \frac{i_{lv}\,\rho_l\,\Delta V_{l\,0-1\text{H}}}{\dot{Q}_{0-1\text{H}}} \tag{7.22}$$

Strumień ciepła w tunelu w okresie oczekiwania został określony na podstawie wzoru (7.18) poprzez zastąpienie $\delta_{\text{t0-2H}}$ zależnością na wysokość zastępczego przekroju trójkątnego, przyjmowaną jako średnia dla całego okresu (0-1):

$$\delta_{\text{t}\,0-1\text{H}} = \sqrt{\frac{V_{l0\text{H}} + V_{l1\text{H}}}{8\,p_{\text{p}}}} \tag{7.23}$$

Znane w literaturze zależności na zmianę promienia pęcherza w funkcji czasu w okresie wzrostu wynikają przeważnie z rozwinięcia równania Reyleigha, np. do postaci (Thome, 2003):

$$R_{1-2}\frac{\mathrm{d}^2R_{1-2}}{\mathrm{d}t^2} + \frac{3}{2}\left(\frac{\mathrm{d}R_{1-2}}{\mathrm{d}t}\right)^2 = \frac{1}{\rho_l}\left(P_{\text{v}} - P_l - \frac{2\sigma}{R_{1-2}}\right) \tag{7.24}$$

Równanie to dotyczy przypadku, gdy intensywność wzrostu pęcherza jest „kontrolowana” przez siły bezwładności. Chien i Webb (1998a) pokazali modyfikację przekształconego równania (7.24) poprzez wyodrębnienie przegrzania ścianki ΔT

i wprowadzenie stałej eksperymentalnej C_{tg} tak, aby uwzględnić odmienny mechanizm wzrostu pęcherza dla struktury tunelowej. Okres wzrostu można wtedy określić na podstawie zależności:

$$\Delta t_{1-2\,H} = \frac{1}{C_{tg}}\left[\frac{7}{\pi}\frac{\rho_l T_{sat}}{i_{lv}\rho_{vl}\Delta T}\frac{\left(d_{b\,H}+d_p\right)}{\left(d_{b\,H}-d_p\right)}\right]^{1/2}\left(\frac{d_{b\,H}-d_p}{2}\right) \tag{7.25}$$

C_{tg} jest bezwymiarową stałą empiryczną równą 0,0296 (Chien i Webb, 1998a). Średnica odrywającego się pęcherzyka d_{bH} została wyliczona z równania (7.9). Przeprowadzone symulacje numeryczne wykazały poprawność powyższego wzoru w odniesieniu do analizowanych powierzchni z tunelami poziomymi. Inni autorzy (Ramaswamy i in., 2003; Das i in., 2007) także wykorzystali tę zależność w obliczeniach okresu wzrostu pęcherza dla płaskich powierzchni strukturalnych.

Pomijając okres zasilania cieczą, częstotliwość odrywania się pęcherzy można obliczyć jako odwrotność sumy okresu oczekiwania i wzrostu, wyliczonych z równań (7.22) i (7.25):

$$f_H = \frac{1}{\Delta t_{0-1\,H} + \Delta t_{1-2\,H}} \tag{7.26}$$

Stosując bilans ciepła dla porów aktywnych, w odniesieniu do wyliczonej ze wzoru (7.20) „tunelowej" gęstości strumienia ciepła, zależność na gęstość ośrodków nukleacji w tunelu poziomym przyjmuje postać:

$$n_{sH} = \frac{q_{tun\,H}}{\rho_{vm}\, i_{lv} f_H \dfrac{\pi d_{b\,H}^3}{6}} \tag{7.27}$$

Przemnożenie obydwu stron powyższego równania (7.27) przez powierzchnię odniesienia, np. tunelu poziomego (przekrój $s\,p_{tun}$) daje liczbę aktywnych porów (N_a) dla rozważanej powierzchni. Segmenty nieaktywne przyczyniają się do obniżenia q_{tunH} do średniej wartości dla tunelu poziomego $q_{tunH}\,(N_a/N_{max}) = q_{tunH}\,(n_{sH}/n_{sHmax})$, gdzie N_{max} i n_{sHmax} oznaczają odpowiednio maksymalną liczbę porów i maksymalną gęstość ośrodków nukleacji dla analizowanej powierzchni. Przykładowo, przy przegrzaniu ΔT = 2,3 K, na powierzchni TS-10-2.50-0.3, n_{sH}/n_{sHmax} = 0,25, co oznacza, że w jednym poziomym tunelu (powierzchnia odniesienia 2,5 mm x 5 mm) są aktywne dwa pory z całkowitej ilości ośmiu. Zwiększając przegrzanie do 17,2 K stosunek n_{sH}/n_{sHmax} osiąga wartość 0,73, stąd można zakładać, że podczas zwiększania ΔT cztery dodatkowe pory stały się aktywne. Wyliczenia gęstości ośrodków nukleacji dla wody i R-123 przedstawiono na rysunku 7.11b.

Ponieważ przyrost częstotliwości odrywania się pęcherzy jest mniejszy niż wzrost q_{tunH} podczas zwiększania przegrzania, gęstość ośrodków nukleacji, zgodnie z równaniem (7.27), będzie wzrastać przy zwiększaniu ΔT.

Zewnętrzna i całkowita gęstość strumienia ciepła

Zależność Haidera i Webba (1997) na zewnętrzną (konwekcyjną) gęstość strumienia ciepła została utworzona przy założeniu, że w końcowej fazie cyklu tworzenia pęcherza dominuje ustalona mikrokonwekcja. Ze względu na znaczne zawyżenie wyników obliczeń konwekcyjnej gęstości strumienia ciepła, uzyskane przy jej użyciu, zastosowano wzór Mikica i Rohsenowa (1969a), równanie (6.1), w postaci:

$$q_{\text{ex H}} = 2\sqrt{\pi \lambda_l c_l \rho_l f_{\text{H}}}\, n_{\text{sH}}\, d_{\text{bH}}^2\, \Delta T \tag{7.28}$$

gdzie ΔT jest przegrzaniem ścianki tunelu, odniesionym do poziomu folii perforowanej.

Mikrokonwekcja ponad tunelem poziomym jest ograniczona na skutek intensywnego przepływu cieczy w kierunku porów w pionowej folii. Stąd przyjęto za Mikicem i Rohsenowem (1969a) założenie będące podstawą utworzenia zależności (7.28): głównym mechanizmem wymiany ciepła we wrzeniu pęcherzykowym jest nieustalone przewodzenie ciepła do warstw przegrzanej cieczy wokół ośrodków nukleacji. Zaletą równania (7.28) jest brak stałych eksperymentalnych.

Całkowita gęstość strumienia ciepła, z uwzględnieniem stosunku porów aktywnych do całkowitej ilości porów, może być określona z zależności:

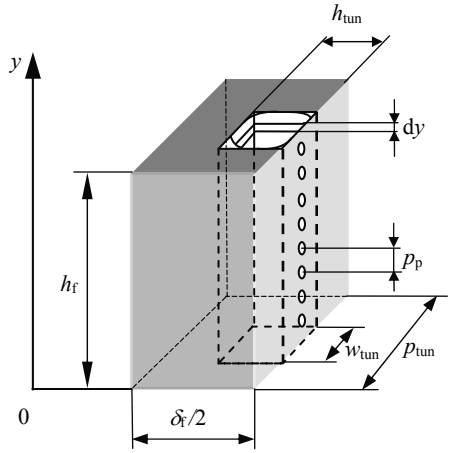
$$q_{\text{H}} = q_{\text{tun H}} \frac{N_{\text{a}}}{N_{\max}} \frac{w_{\text{tun}}}{p_{\text{tun}}} + q_{\text{ex H}} \tag{7.29}$$

Ostatecznie, ponieważ $N_{\text{a}}/N_{\max} = n_{\text{sH}}/n_{\text{sHmax}}$ oraz $n_{\text{sHmax}} = 1/(p_{\text{p}}\ p_{\text{tun}})$, całkowita gęstość strumienia ciepła dla tunelu poziomego może być wyliczona z równania:

$$q_{\text{H}} = q_{\text{tun H}}\, n_{\text{s H}}\, p_{\text{p}}\, w_{\text{tun}} + q_{\text{ex H}} \tag{7.30}$$

7.2.3. Analiza wrzenia w tunelu pionowym

Ze względu na założenie zmiany temperatury wzdłuż wysokości żeber głównych, obliczenia realizowano dla całkowitej objętości tunelu pionowego, tj. $V_{\text{tun V}} = w_{\text{tun}}\, h_{\text{tun}}\, h_{\text{f}}$, rys. 7.6. Nie była możliwa analiza wydzielonego segmentu o wymiarze p_{p}, tak jak w przypadku tunelu poziomego o stałej temperaturze. Zewnętrzną gęstość strumienia ciepła odnoszono do podstaw żeber głównych.



Rys. 7.6. Tunel pionowy odniesiony do segmentu o wymiarach h_f x $\delta_f/2$ x p_{tun}

Gęstość pary

Biorąc pod uwagę wydostawanie się pęcherzy pary jedynie przez otwarte wyloty pionowych tuneli przy wierzchołku żebra głównego, określono ich średnicę hydrauliczną (równoważną) według wzoru:

$$d_h = \frac{2 w_{tun} h_{tun}}{w_{tun} + h_{tun}} \tag{7.31}$$

Gęstość pary zdefiniowana przez równanie (7.3) zależy od średnicy otworu, który „uwalnia" parę (przy niezmienionych pozostałych parametrach), stąd gęstość na końcu okresu oczekiwania w przypadku tuneli pionowych można wyznaczyć podstawiając d_h w miejsce d_p. Przyjęto, że przegrzanie przy wierzchołku żebra jest wystarczające do zaistnienia wrzenia pęcherzykowego – kondensacja pary nie jest możliwa w górnych obszarach tunelu pionowego.

Objętość cieczy

Podstawiając w miejsce średnicy pora średnicę hydrauliczną, z zależności (7.9) można obliczyć średnicę odrywającego się pęcherza przy wylocie tunelu pionowego d_{bV}, dla $Bo_d = [d_h^2(\rho_l - \rho_v)g]/\sigma$. W analogiczny sposób, po wprowadzeniu dodatkowo objętości tunelu pionowego w postaci $V_{tunV} = w_{tun}\, h_{tun}\, h_f$, stosuje się zależności (7.7), (7.8), (7.13), (7.14) do obliczenia zmian objętości cieczy w pionowych meniskach tunelu oraz objętości cieczy w meniskach na początku okresu oczekiwania (0) oraz na końcu okresu oczekiwania (1) i wzrostu (2).

Gęstość strumienia ciepła dla tunelu pionowego

Wykorzystując równanie (7.17) oraz przyjmując zmiany temperatury na wysokości żebra głównego ($0 \le y \le h_\mathrm{f}$) w postaci $\Theta = \Delta T\,\mathrm{e}^{-m_\mathrm{f} y}$, gdzie Θ oznacza lokalne przegrzanie w przekroju żebra, zależność na strumień ciepła parowania z czterech menisków tunelu pionowego podczas okresów oczekiwania i wzrostu przyjmuje postać (rys. 7.5, 7.6):

$$\dot{Q}_{0-2\,\mathrm{V}} = 8\lambda_l \Delta T \ln \frac{\delta_{\mathrm{t}\,0-2\,\mathrm{V}} + \delta_\mathrm{ne}\sqrt{2}}{\delta_\mathrm{ne}\sqrt{2}} \int_0^{h_\mathrm{f}+\delta_\mathrm{f}/2} \mathrm{e}^{-m_\mathrm{f} y}\,\mathrm{d}y \tag{7.32}$$

Przyjęcie przybliżonego rozkładu temperatury według zależności dla żebra nieskończenie długiego $\Theta = \Delta T\,\mathrm{e}^{-m_\mathrm{f} y}$, czyli równoznacznego z założeniem, że temperatura przy wierzchołku żebra dąży do temperatury otoczenia (a więc cieczy wrzącej) wynikało z konieczności uproszczenia obliczeń. W literaturze, np. Lienhard i Lienhard (2004), podawane jest zalecenie, że jeśli $m_\mathrm{f} h_\mathrm{f} \ge 3$, to stanowi to wystarczający warunek do przyjęcia przybliżenia tzw. żebra nieskończenie długiego przy obliczaniu strumienia ciepła. To założenie jest spełnione przy wrzeniu wody na badanych powierzchniach po przyjęciu skorygowanej wysokości żebra. Ponadto z pomiarów i analizy teoretycznej rozkładu temperatury przedstawionych przez Pastuszko (2005) wynika, że temperatura przy wierzchołku żebra ze strukturą TS jest zbliżona do temperatury nasycenia wody w zakresie gęstości strumienia ciepła 65-587 kW/m^2, co uzasadnia stosowanie uproszczonego rozwiązania rozkładu temperatury dla tego przypadku.

Skorygowana wysokość żebra ($h_\mathrm{f} + \delta_\mathrm{f}/2$) została wprowadzona w celu przybliżonego uwzględnienia wymiany ciepła przez wierzchołek żebra głównego.

Wysokość zastępczego przekroju trójkątnego $\delta_{\mathrm{t}\,0\text{-}2\mathrm{V}}$ wyliczono analogicznie jak w przypadku tunelu poziomego:

$$\delta_{\mathrm{t}\,0-2\,\mathrm{V}} = \sqrt{\frac{V_{l0\,\mathrm{V}} + V_{l2\,\mathrm{V}}}{8 h_\mathrm{f}}} \tag{7.33}$$

Dla uproszczenia założono, że grubość nieparującej warstwy cieczy δ_ne, rys. 7.4, 7.6, jest stała na wysokości żebra głównego. Po scałkowaniu równanie (7.32) przyjmuje postać:

$$\dot{Q}_{0-2\,\mathrm{V}} = \frac{8\lambda_l}{m_\mathrm{f}} \Delta T \ln \frac{\delta_{\mathrm{t}\,0-2\,\mathrm{V}} + \delta_\mathrm{ne}\sqrt{2}}{\delta_\mathrm{ne}\sqrt{2}} \left(1 - \mathrm{e}^{-m_\mathrm{f}(h_\mathrm{f}+\delta_\mathrm{f}/2)}\right) \tag{7.34}$$

Dokładne obliczenie parametru żebra m_f wymaga uwzględnienia zmiennej lokalnej wartości współczynnika przejmowania ciepła wzdłuż wysokości żebra, którą

określa zależność: $\alpha = A\Theta^n$. Te same dwie stałe A i n występują w wyrażeniu na gęstość strumienia ciepła $q = A\Delta T^{n+1}$, co oznacza, że do ich wyznaczenia niezbędna jest znajomość kształtu krzywej wrzenia $q = q(\Delta T)$. Metodykę wyznaczania lokalnej wartości współczynnika przejmowania ciepła przedstawił m.in. Orzechowski (2003). W niniejszej pracy, w celu uniknięcia obliczeń numerycznych zastosowano przybliżone wyznaczenie średniego współczynnika przejmowania ciepła.

Ze względu na nieznajomość krzywej wrzenia, wykładnik n można wyliczyć na dwa sposoby:

1) na podstawie korelacji dla TS, podanej w (Pastuszko, 2004a), $n_q = 0{,}21$, wtedy $n = 0{,}27$,
2) na bazie zależności na całkowitą gęstość strumienia ciepła dla tunelu poziomego (równanie (7.30)) w postaci potęgowej, tj.: $q_\mathrm{H} = A\,\Delta T^{n+1}$, wtedy $n = 0{,}77$.

W dalszych obliczeniach wykorzystano pierwszy sposób – przeprowadzone symulacje dla $n = 0{,}27$ wykazały większą dokładność wyznaczenia gęstości strumienia ciepła niż w przypadku przyjęcia $n = 0{,}77$. Niewielka wartość wykładnika n świadczy o słabej zależności współczynnika przejmowania ciepła od przegrzania ścianki, co oznacza niewielkie zmiany α wzdłuż wysokości żebra (czyli tunelu pionowego). Uzasadnia to wprowadzenie do obliczeń średniego współczynnika przejmowania ciepła.

Przyjmując, że lokalny współczynnik przejmowania ciepła zależy tylko od wysokości żebra głównego, można określić średni współczynnik przejmowania ciepła na wysokości żebra głównego według zależności (Staniszewski, 1980):

$$\alpha_\mathrm{m} = \frac{1}{h_\mathrm{f}} \int_0^{h_\mathrm{f}+\delta_\mathrm{f}/2} \alpha(y)\,\mathrm{d}y \tag{7.35}$$

Należy mieć na uwadze, że takie uśrednienie nie daje poprawnego bilansu energii – może być stosowane w przybliżeniu. Jednocześnie zależność na lokalną wartość współczynnika przejmowania ciepła wyraża równanie:

$$\alpha(y) = A\left(\Delta T\,\mathrm{e}^{-m_\mathrm{f} y}\right)^n \tag{7.36}$$

Stałą A wyliczono z równania:

$$A = \frac{q_\mathrm{H}}{\Delta T^{n+1}} \tag{7.37}$$

W powyższym wzorze wykorzystano całkowitą gęstość strumienia ciepła dla tunelu poziomego q_H, określoną przez równanie (7.30).

Przyjęto, że temperatura przy podstawie tunelu pionowego (współrzędna $y = 0$, rys. 7.6) jest równa temperaturze tunelu poziomego, odniesionej do poziomu folii perforowanej (współrzędna $y = h_\mathrm{tun}$, rys. 7.4). Można założyć, że przegrzanie ΔT

określone w tej płaszczyźnie dla ścianek tunelu poziomego i pionowego będzie jednakowe, ze względu na płynne „przejście" z tunelu poziomego w pionowy, $\Delta T = \Theta(y = 0)$. W związku z tym można przyjąć, że lokalna gęstość strumienia ciepła, która w odniesieniu do tunelu pionowego zmniejsza się w miarę zbliżania do wierzchołka żebra głównego, będzie dla $y = 0$, rys. 7.6, zbliżona do wartości q_H, określonej dla tunelu poziomego, gdyż $q(y = 0) = A\ \Delta T^{n+1}$. Innymi słowy: założono równość temperatur i gęstości strumieni ciepła w punkcie styku ścianek tunelu poziomego i pionowego, co pozwala na proste wyznaczenie lokalnej wartości współczynnika przejmowania ciepła dla $y = 0$ (rys. 7.6), mając daną wcześniej obliczoną (równanie (7.30)) wartość q_H. Podstawiając równanie (7.37) do wzoru (7.36) i przyjmując $y = 0$ otrzymuje się zależność na lokalny współczynnik przejmowania ciepła przy podstawie żebra pionowego: $\alpha(y = 0) = q_H / \Delta T$.

Po wstawieniu równania (7.36) do (7.35) i jego scałkowaniu zależność na średni współczynnik przejmowania ciepła przyjmuje postać:

$$\alpha_m = \frac{A\Delta T^n}{m_{fm} n h_f}\left(1 - e^{-m_{fm} n (h_f + \delta_f/2)}\right) \tag{7.38}$$

Jako pierwsze przybliżenie parametru m_{fm} przyjęto parametr $m_{f\,bs}$, odniesiony do podstawy żebra głównego, wyliczony według zależności:

$$m_{f\,bs} = \sqrt{\frac{2\alpha_{bs}(\delta_f + w_f)}{\lambda_m \delta_f w_f}} \tag{7.39}$$

W powyższym równaniu $\alpha_{bs} = \alpha(y = 0) = q_H/\Delta T$; $2(\delta_f + w_f)$ oznacza obwód głównego żebra, $\delta_f w_f$ – pole przekroju. Dokładne wyliczenie średniego parametru m_{fm} jest możliwe przez zastosowanie metody kolejnych przybliżeń i przyjmowanie parametru żebra według zależności:

$$m_{f\,m} = \sqrt{\frac{2\alpha_m(\delta_f + w_f)}{\lambda_m \delta_f w_f}} \tag{7.40}$$

Wyznaczany parametr m_f jest funkcją średniego współczynnika przejmowania ciepła – obydwie wielkości rosną przy zwiększaniu przegrzania. Średni współczynnik przewodzenia ciepła dla żebra obliczono w odniesieniu do segmentu o przekroju $\delta_f/2$ x p_{tun}, rys. 7.6. Przyjmując, że tunel jest całkowicie wypełniony parą, otrzymuje się:

$$\lambda_m = \frac{\lambda_v h_{tun} w_{tun} + \lambda_{Cu}\left(p_{tun}\delta_f/2 - h_{tun} w_{tun}\right)}{p_{tun}\delta_f/2} \tag{7.41}$$

W przypadku założenia całkowitego wypełnienia tunelu cieczą wrzącą zmiana średniego współczynnika przejmowania ciepła nie przekroczy 0,12%.

Tok obliczeń pozwalający na wyznaczenie przybliżonej średniej wartości parametru $m_{\mathrm{f\,m}}$ jest następujący:

Dane wejściowe: h_{tun}, w_{tun}, p_{tun}, w_{f}, δ_{f}, λ_{v}, λ_{Cu}, q_{H}, ΔT.

1. Wyliczenie współczynnika przejmowania ciepła przy podstawie żebra z zależności $\alpha_{\mathrm{bs}} = q_{\mathrm{H}} / \Delta T$.
2. Obliczenie średniej przewodności cieplnej z zależności (7.41).
3. Wyznaczenie parametru $m_{\mathrm{f\,bs}}$ z zależności (7.39).
4. Przyjęcie wartości wykładnika n i obliczenie stałej A z zależności (7.37).
5. Podstawienie $m_{\mathrm{f\,m}} = m_{\mathrm{f\,bs}}$ i wyliczenie α_{m} ze wzoru (7.38).
6. Wyznaczenie parametru $m_{\mathrm{f\,m}}$ z zależności (7.40).

Wystarczającą dokładność uzyskuje się już dla drugiego przybliżenia parametru m_{fm}, wyliczonego z równania (7.40) – względna różnica wartości kolejnych przybliżeń jest poniżej 1%.

Ostatecznie gęstość strumienia ciepła dla tunelu pionowego wynosi:

$$q_{\mathrm{tunV}} = \frac{\dot{Q}_{\,0-2\,\mathrm{V}}}{2h_{\mathrm{f}}\left(w_{\mathrm{tun}} + h_{\mathrm{tun}}\right)} \tag{7.42}$$

Częstotliwość odrywających się pęcherzy i gęstość ośrodków nukleacji

Zgodnie z wcześniejszymi założeniami, dla całego zakresu przegrzania odparowanie cieczy zachodzi we wszystkich tunelach. Gęstość ośrodków nukleacji pozostaje więc stała i można ją wyrazić jako:

$$n_{\mathrm{sV}} = \frac{2}{p_{\mathrm{tun}}\left(\delta_{\mathrm{f}} + 2h_{\mathrm{f}}\right)} \tag{7.43}$$

Częstotliwość odrywania się pęcherzy z wylotu pionowego tunelu określa zależność:

$$f_{\mathrm{V}} = \frac{q_{\mathrm{tun\,V}}}{\rho_{\mathrm{vm}}\, i_{l\,\mathrm{v}}\, n_{\mathrm{sV}}\, \dfrac{\pi d_{\mathrm{bV}}^3}{6}} \tag{7.44}$$

Średnica odrywającego się pęcherza d_{bV} została obliczona analogicznie jak w przypadku tunelu poziomego, równanie (7.9), przy czym wykorzystano średnicę hydrauliczną, określoną wzorem (7.31).

Zewnętrzna i całkowita gęstość strumienia ciepła

W celu obliczenia konwekcyjnej gęstości strumienia ciepła zastosowano zmodyfikowaną zależność Haidera i Webba (1997):

$$q_{\mathrm{ex\,V}} = 2\sqrt{\pi \lambda_l \rho_l c_l f_{\mathrm{V}}}\; d_{\mathrm{bV}}^2\, n_{\mathrm{sV}}\, \Theta_{\mathrm{tip}}\, C_{\mathrm{conv\,V}} \tag{7.45}$$

Uwzględniono przegrzanie na wierzchołku żebra głównego, czyli w miejscu oderwania pęcherzy przy wylocie tunelu pionowego. Pierwotnie Haider i Webb (1997), jak również Chien i Webb (1998a), proponowali zależność na poprawkę konwekcyjną C_{conv} w postaci:

$$C_{\mathrm{conv}} = \left[1 + \left(\frac{0{,}66\pi\kappa}{\mathrm{Pr}^{1/6}} \right)^{l} \right]^{1/l} \tag{7.46}$$

Sugerowali oni przyjęcie wartości 6,42 dla stałej κ oraz 2 dla l. Ramaswamy i in. (2003) zaproponowali zmienną wartość κ jako funkcję przegrzania ścianki w postaci wielomianu trzeciego rzędu, co spowodowało konieczność zastosowania dodatkowych czterech stałych eksperymentalnych, uzyskanych na podstawie badań wizualizacyjnych.

W niniejszej pracy zaproponowano zależność zawierającą tylko jedną stałą empiryczną w postaci $C_{\mathrm{convV}} = \mathrm{Pr}^{k}$. Równanie (7.45) przyjmuje wówczas postać:

$$q_{\mathrm{exV}} = 2\sqrt{\pi\lambda_l \rho_l c_l f_V}\, d_{\mathrm{bV}}^2\, n_{\mathrm{sV}}\, \Theta_{\mathrm{tip}}\, \mathrm{Pr}^{k} \tag{7.47}$$

Najlepszą zgodność danych eksperymentalnych z powyższym równaniem, dla wykładnika n = 0,27 w zależności $\alpha = A\Theta^{n}$, osiągnięto dla k = 4,9 (woda) oraz k = 1,42 (R-123). W przypadku zastosowania innej wartości wykładnika n skorygowany wykładnik k dla wody można wyliczyć z przybliżonej zależności: $k = 5{,}5\text{-}2{,}2n$ (dla n z przedziału $0{,}2 < n < 0{,}8$). Dla wrzącego czynnika R-123 nie jest wymagana korekta k przy zmianach wykładnika n. Przegrzanie przy wierzchołku głównego żebra Θ_{tip} może być obliczone przy wykorzystaniu znanej zależności dla żebra z izolowanym wierzchołkiem (Bejan, 1993). Skorygowana wysokość żebra została zastosowana w celu uwzględnienia wymiany ciepła przez wierzchołek:

$$\Theta_{\mathrm{tip}} = \frac{\Delta T}{\cosh\left[m_{\mathrm{fm}} \left(h_{\mathrm{f}} + \dfrac{\delta_{\mathrm{f}}}{2} \right) \right]} \tag{7.48}$$

W powyższym równaniu zastosowano średnią wartość parametru żebra m_{fm}, wyznaczoną ze wzoru (7.40). Na pionowej ściance żebra może występować wzmożona konwekcja, spowodowana wydostającymi się z aktywnych porów tunelu poziomego pęcherzami. W związku z tym, zaproponowana zmodyfikowana zależność Haidera-Webba, równanie (7.47), lepiej uwzględnia analizowany przypadek niż zależność Mikica-Rohsenowa (1969a), użyta do obliczenia konwekcyjnej gęstości strumienia ciepła dla tunelu poziomego. Całkowita gęstość strumienia ciepła dla tunelu pionowego jest wyrażona wzorem:

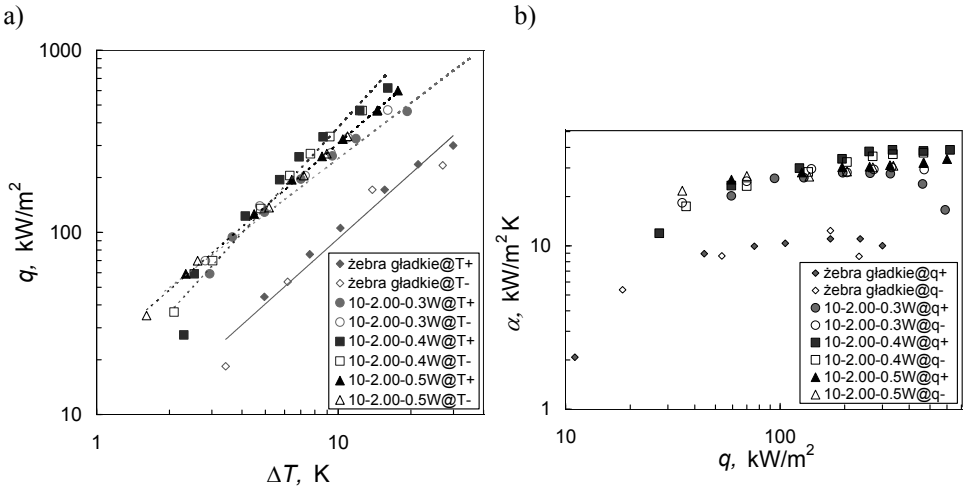
$$q_{\mathrm{V}} = q_{\mathrm{tunV}}\, \frac{w_{\mathrm{tun}}}{p_{\mathrm{tun}}} + q_{\mathrm{exV}} \tag{7.49}$$

Całkowita gęstość strumienia ciepła dla układu połączonych tuneli poziomych i pionowych, przy założeniu, że szerokość przestrzeni między żebrami głównymi jest równa ich grubości, tj. $s = \delta_f$, jest wyrażona przez następujące równanie:

$$q = \frac{q_H + q_V}{2} \tag{7.50}$$

7.2.4. Przykładowe krzywe wrzenia na powierzchniach TS

Na rysunku 7.7 pokazano przykładowe krzywe wrzenia dla powierzchni o ustalonej podziałce i zmieniającej się średnicy porów (Pastuszko, 2004a).



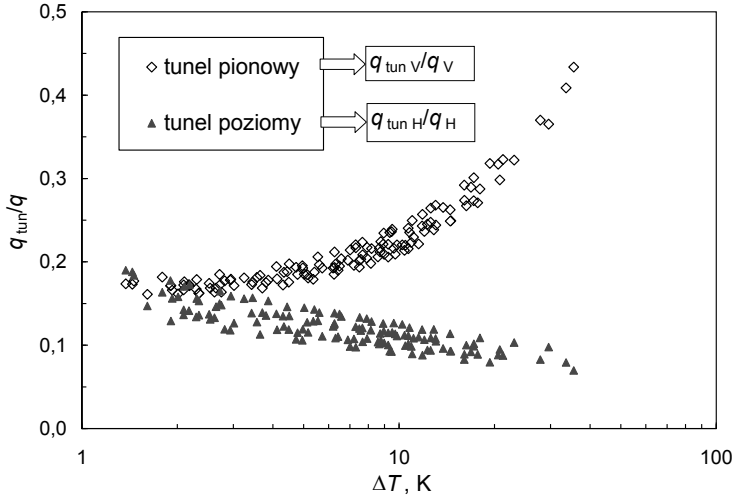
Rys. 7.7. Wpływ średnicy porów na gęstość strumienia ciepła (a) i współczynnik przejmowania ciepła (b) przy wrzeniu wody, TS, podziałka tuneli 2 mm, *T*+ – zwiększanie przegrzania, *T*- – zmniejszanie przegrzania, *q*+ – zwiększanie strumienia ciepła, *q*- – zmniejszanie strumienia ciepła (Pastuszko, 2004a)

Dla przedstawionych na rysunku 7.7a,b trzech krzywych wrzenia średni wykładnik n_q wynosi 0,17 (czyli $\alpha \propto q^{0,17}$), co oznacza, że n = 0,21 w zależności $\alpha = A\,\Theta^n$. Jest to wartość zbliżona do przyjętego w obliczeniach tunelu pionowego wykładnika n (0,27), co świadczy o słuszności wcześniejszego sformułowania dotyczącego niewielkich zmian q i α w funkcji przegrzania. W publikacjach dotyczących korelacji dla wrzenia pęcherzykowego w dużej objętości na powierzchniach gładkich najczęściej podawane są zależności z większymi wartościami wykładników, tj. $q \propto \Delta T^3$, $\alpha \propto \Delta T^2$, $\alpha \propto q^{0,7}$ (Thome i in., 2003). W przypadku powierzchni ożebrowanych, porowatych lub strukturalnych uzyskuje się jednak mniejsze wartości wykładników. Ghiu i Joshi (2005a) podają wartości n_q = 0,03-0,44 przy wrzeniu czynnika PF 5060 na powierzchniach przedstawionych na rysunku 2.11a. Webb

i Pais (1992) badając wrzenie pięciu czynników (R-11, R-12, R-22, R-123, R-134a) na integralnych powierzchniach *tunel-por* otrzymali wykładniki n_q = 0,24-0,78. Dla przedstawionych na rysunku 2.15 krzywych wrzenia na sześciu powierzchniach strukturalnych omawiane wykładniki zawierają się w przedziale 0,21-0,52. Uogólniając można stwierdzić, że podczas wrzenia na powierzchniach rozwiniętych i strukturalnych otrzymuje się znaczne rozpiętości zakresu wykładników n_q (0,03-0,78), odpowiadające zakresowi n = 0,03-3,5.

7.2.5. Udział gęstości strumienia parowania

Rysunek 7.8 dotyczy porównania stosunku gęstości strumienia ciepła parowania do całkowitej gęstości strumienia ciepła dla tunelu poziomego oraz stosunku tych samych wielkości, ale odniesionych do tunelu pionowego. W przypadku tunelu poziomego omawiany stosunek wykazuje niewielki spadek, od około 0,2 do 0,1-0,15 ze wzrostem przegrzania. Z kolei dla tunelu pionowego średnia wartość tego stosunku wzrasta od 0,15-0,2 do 0,45, co może być spowodowane przyjętymi różnicami modelowania wrzenia w odniesieniu do dwóch rodzajów tuneli. Wskazuje to na dominujący udział gęstości zewnętrznego (konwekcyjnego) strumienia ciepła w przypadku tunelu poziomego. W odniesieniu do tunelu pionowego przebieg zmian jest przeciwny i charakterystyczne jest wyrównanie udziałów q_{tunV} i q_{exV} przy największych przegrzaniach.



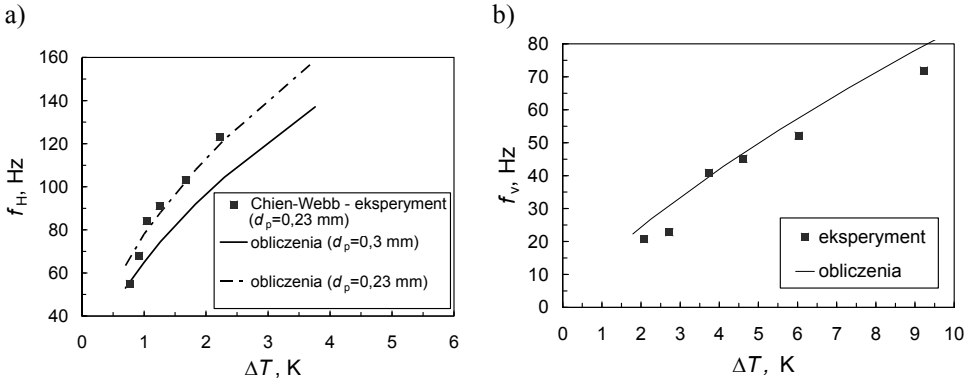
Rys. 7.8. Obliczony stosunek gęstości strumienia ciepła parowania do całkowitej gęstości strumienia ciepła dla tunelu poziomego i pionowego odniesiony do przegrzania (wrzenie wody), Pastuszko i Poniewski (2008)

Dla przykładu przy przegrzaniu 20 K $q_{\mathrm{tunV}}/q_{\mathrm{V}} \approx 0{,}3$ i $q_{\mathrm{tunH}}/q_{\mathrm{H}} \approx 0{,}1$, co oznacza, że udział gęstości strumienia parowania w odniesieniu do całkowitej gęstości strumienia ciepła odprowadzanej z tunelu pionowego jest trzykrotnie większy od

analogicznego udziału, ale odniesionego do tunelu poziomego. Przy podanym przegrzaniu stosunek całkowitej gęstości strumienia ciepła dla tunelu pionowego (czyli $q_V = q_{tunV} + q_{exV}$) do całkowitej gęstości strumienia ciepła dla tunelu poziomego (czyli $q_H = q_{tunH} + q_{exH}$) wynosi $q_V/q_H \approx 0{,}15$ (rys. 7.11a).

7.2.6. Częstotliwości i średnice odrywających się pęcherzy

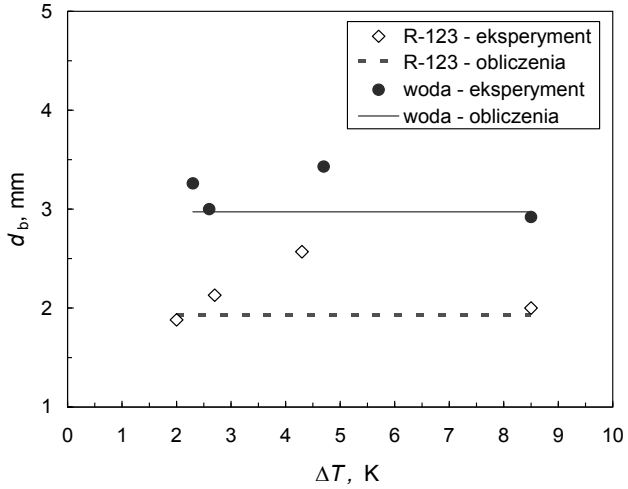
Na rysunku 7.9a,b przedstawiono porównanie danych eksperymentalnych i wartości teoretycznych częstotliwości odrywających się pęcherzy dla tunelu poziomego i pionowego. W przypadku tunelu poziomego (rys. 7.9a) skorzystano z danych eksperymentalnych Chiena i Webba (1998b), przytaczanych także przez Murthy'ego i in. (2006), dotyczących wrzenia R-123 w tunelach z porami o średnicy 0,23 mm. Obliczenia według własnego modelu wykonano dla średnic porów 0,3 oraz 0,23 mm. Dla porów o średnicach 0,23 mm uzyskano wysoką zgodność z danymi eksperymentalnymi Chiena i Webba (maksymalny błąd w odniesieniu do danych eksperymentalnych nie przekracza 15%).



Rys. 7.9. Porównanie obliczonych i zmierzonych częstotliwości odrywających się pęcherzy: a) dla tunelu poziomego przy wrzeniu R-123 (dane eksperymentalne Chiena i Webba (1998b) opracowane przez Murthy'ego i in. (2006) dla średnicy pora 0,23 mm); b) dla tunelu pionowego podczas wrzenia wody (dane eksperymentalne dla powierzchni TS-10-2.50-0.3), Pastuszko i Poniewski (2008)

Dane eksperymentalne w odniesieniu do tunelu pionowego uzyskano na podstawie analizy klatek z szybkiej kamery cyfrowej: dla każdego przegrzania uśredniono pięć pomiarów częstotliwości odniesionych do trzech losowo wybranych wylotów tuneli. Pomiary wykazują zadowalającą zgodność z obliczeniami teoretycznymi. Największe błędy wyliczonych częstotliwości w odniesieniu do wartości eksperymentalnych nie przekraczają 30% i występują dla niewielkich przegrzań, tj. 2-3 K. Może to być wynikiem tego, że model przewiduje permanentną aktywność wszystkich wylotów tuneli pionowych, natomiast z obserwacji wynikało, że przy niewielkich ΔT nie były jeszcze aktywne wszystkie wyjścia tych tuneli.

Rysunek 7.10 pokazuje porównanie zmierzonych średnic odrywających się pęcherzy, dla wybranych powierzchni przy wrzeniu wody i R-123, z wartościami obliczonymi według zależności (7.9). Rozbieżność pomiarów z obliczeniami sięga 15% w przypadku wody i 30% dla R-123. Pomiarów dokonano na podstawie zdjęć z kamery cyfrowej, według metodyki przedstawionej w rozdziale 3.6. Szacowany błąd określenia średnicy dochodził do 10% (w tym błąd wynikający z niesferyczności kształtu pęcherzy). Charakterystyczne jest nieznaczne zwiększenie średnicy w zakresie przegrzań 4-5 K, lecz zbyt mała liczba danych pomiarowych nie pozwala na wyciągnięcie ogólniejszych wniosków.

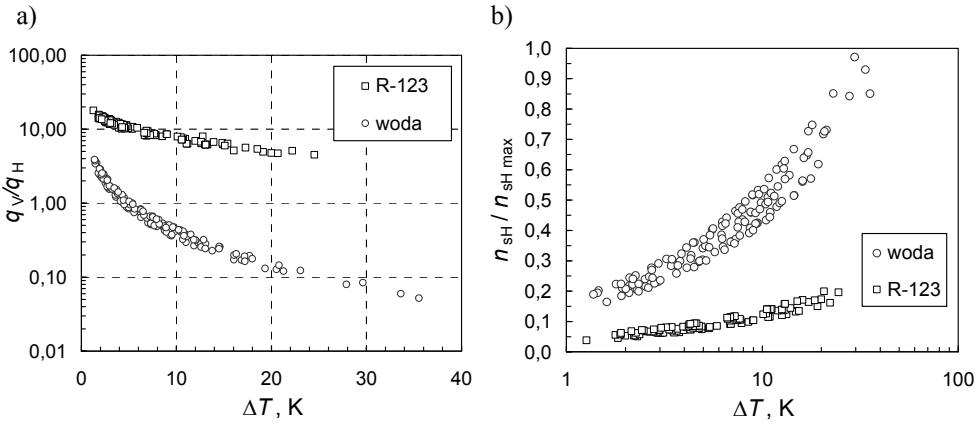


Rys. 7.10. Porównanie zmierzonej średnicy odrywającego się pęcherza dla tunelu pionowego (d_h = 1,43 mm) z obliczonymi wartościami (wrzenie wody – próbka TS-10-2.00-0.3, wrzenie R-123 – próbka TS-10-2.50-0.5), Pastuszko i Poniewski (2008)

7.2.7. Udział tunelu pionowego i poziomego

Rysunek 7.11a przedstawia stosunek gęstości strumienia ciepła odprowadzanego przez tunel pionowy do gęstości strumienia ciepła odprowadzanego przez tunel poziomy. Można stwierdzić dominujący udział tunelu pionowego w odprowadzaniu ciepła przez analizowany układ tuneli podczas wrzenia R-123. Szczególnie jest to zauważalne przy małych przegrzaniach ($q_V/q_H \approx 20$ przy $\Delta T \approx 2$ K), natomiast przy większych ΔT wzrasta udział wymiany ciepła w tunelach poziomych ($q_V/q_H \approx 5$). W przypadku wrzenia wody przy przegrzaniu około 4 K następuje zrównoważenie udziału tuneli pionowych i poziomych w całkowitej wymianie ciepła, a przy przegrzaniach $\Delta T > 4$ K (co odpowiada eksperymentalnie wyznaczonej gęstości strumienia ciepła około 100 kW/m^2) dominuje tunel poziomy. Zjawiska te są skutkiem stałej aktywności wszystkich tuneli pionowych oraz stopniowej aktywacji porów tunelu poziomego (w przestrzeni między żebrami głównymi). Oznacza to, że przy

zwiększającym się przegrzaniu w tunelach pionowych utrzymuje się stała gęstość ośrodków nukleacji, natomiast w tunelach poziomych następuje silny wzrost n_s, szczególnie dla wrzenia wody (rys. 7.11b). W rezultacie zmniejsza się udział gęstości strumienia ciepła, odprowadzanego przez tunel pionowy, przy wzroście przegrzania (rys. 7.11a). Przy niewielkich przegrzaniach ΔT przy podstawie głównego żebra, przegrzanie ścianek tuneli przy ich wylotach jest bliskie zeru, stąd wytwarzanie pary (będące skutkiem odparowywania z menisków), występuje jedynie w dolnej części tuneli pionowych. Wytworzone pęcherze przemieszczają się wtedy wewnątrz tunelu w górę do jego wylotu, a w tworzący się za nimi obszar podciśnienia wpływają kolejne porcje odparowującej w tunelu cieczy. Potwierdzeniem tych zjawisk są wyniki wizualizacji wewnętrznej, opisane w rozdziale 5.2. Dodatkowo para wytwarzana pierwotnie w tunelu poziomym ma możliwość przepływu do tunelu pionowego. Przepływ ten może być spowodowany mniejszym oporem hydraulicznym przy połączeniu pionowego i poziomego tunelu (średnica hydrauliczna ok. 1 mm), w porównaniu z wysokim oporem hydraulicznym porów o średnicach 0,3-0,5 mm.



Rys. 7.11. a) Obliczony stosunek całkowitej gęstości strumienia ciepła dla tunelu pionowego i poziomego; b) stosunek gęstości ośrodków nukleacji i teoretycznie maksymalnej gęstości ośrodków nukleacji w odniesieniu do wrzenia w tunelu poziomym (wartości obliczeniowe), Pastuszko i Poniewski (2008)

7.2.8. Obliczeniowe gęstości ośrodków nukleacji w tunelu poziomym

Z obserwacji procesu wrzenia oraz przyjętych założeń dotyczących tunelu poziomego wynika, że aktywny por sąsiaduje z co najmniej jednym nieaktywnym. Umożliwia to efektywne zasilanie aktywnego segmentu w ciecz. Podczas wrzenia wody, przy przegrzaniu 10 K, $q \approx 300$ kW/m^2 (rys. 7.7a) i $n_{sH}/n_{sH\,max} \approx 0{,}5$ (rys. 7.11b). W związku z tym gęstość ośrodków nukleacji powinna być mniejsza niż połowa maksymalnej teoretycznej gęstości, uzyskiwanej przy aktywacji wszystkich istniejących porów (patrz wzór (7.29)). Z wykresu (rys. 7.11b) wyni-

ka, że gęstość ośrodków nukleacji wzrasta w funkcji potęgowej. Przy wrzeniu wody tylko dla największych stosowanych przegrzań (ΔT > 25 K) stosunek $n_{sH}/n_{sH\ max}$ przekracza wartość 0,75, co może prowadzić do wysuszenia tunelu. Jedynie kilka danych wskazuje na przekroczenie tej wartości.

Udział aktywnych ośrodków nukleacji podczas wrzenia wody z przegrzaniem 20 K wynosi około 70% (rys. 7.11b). Współczynnik przejmowania ciepła, przy odpowiadającej przegrzaniu 20 K gęstości strumienia ciepła 500 kW/m², przyjmuje wartości 20-40 kW/m^{2}K (rys. 7.7b), przy czym α ma tendencję do ustalania się bądź spadku. Wskazuje to na zakres krytycznej gęstości strumienia ciepła, gdzie para blokuje całą objętość tuneli, powodując ich wysuszenie. Jednak część badanych powierzchni wykazuje uaktywnienie prawie wszystkich porów przy maksymalnych przegrzaniach. To, że dla większości badanych powierzchni stosunek $n_{sH}/n_{sH\ max}$ nie przekracza 0,75 może wskazywać, że część porów tunelu poziomego pozostaje nieaktywna podczas całego cyklu zwiększania gęstości strumienia ciepła. W związku z tym spełniają one wyłącznie funkcję zasilania segmentu aktywnego. Nie jest tu podważone założenie o niezależnej „pracy" każdego segmentu podczas okresu oczekiwania i wzrostu – w założeniach nie jest sprecyzowany sposób dopływu cieczy w okresie zasilania, czyli ciecz może wpływać albo przez por segmentu aktywnego, albo tunelem z sąsiedniego, nieaktywnego segmentu. Ze względu na duże zapotrzebowanie na ciecz przy największych przegrzaniach, segmenty związane z nieaktywnymi porami będą przez cały okres zwiększania przegrzania spełniały funkcję wyłącznego doprowadzania cieczy do sąsiednich aktywnych segmentów. To wyjaśnienie może potwierdzać obliczenia dla wrzącego czynnika R-123 (rys. 7.11b) – przy największych przegrzaniach ($\Delta T \approx 25$ K) około 80% segmentów tuneli poziomych pozostaje nieaktywne.

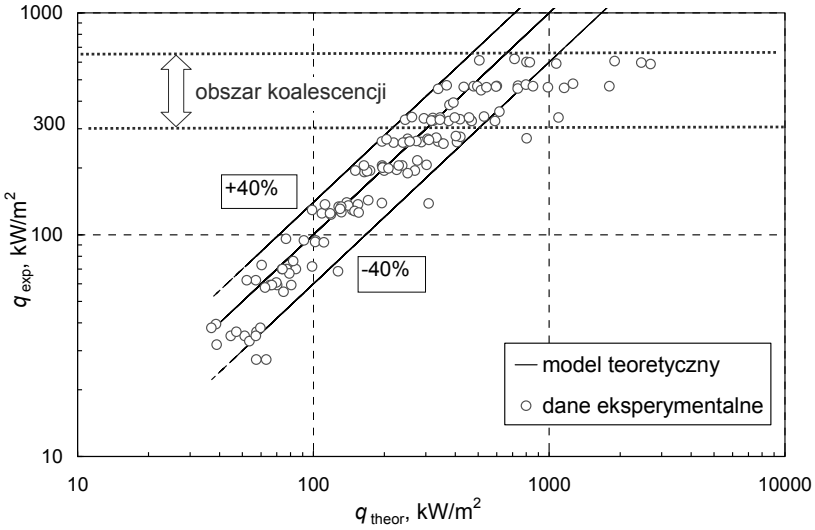
Dodatkowo, łączące się pęcherze powstające z aktywnych porów przy dużych przegrzaniach mogą powodować zablokowanie porów nieaktywnych (czyli zasilających), czego skutkiem będzie wysuszanie tuneli poziomych. Koalescencja pęcherzy odrywających się z tuneli poziomych przyczynia się do zintensyfikowania tego zjawiska, jak również do blokowania dopływu cieczy do porów tuneli pionowych. Łącznym rezultatem opisanych zjawisk jest wysuszanie obydwu tuneli oraz zbliżanie się do kryzysu wrzenia.

7.2.9. Eksperymentalne i teoretyczne gęstości strumienia ciepła

Rysunek 7.12 przedstawia porównanie eksperymentalnych gęstości strumienia ciepła, uzyskanych podczas wrzenia wody, z wartościami q obliczonymi według zależności (7.50) dla wykładnika k = 4,9 i parametrów powierzchni TS z żebrami głównymi o wysokości 10 mm, podanych w tabeli 3.1.

Zaproponowany model półanalityczny pozwala na wyliczenie gęstości strumienia ciepła przy wrzeniu wody z tolerancją ±40% dla około 87% danych, a poniżej 300 kW/m^2 – dla 95% danych pomiarowych. Przy gęstościach strumieni ciepła powyżej 300 kW/m^2 model nie odzwierciedla tendencji do ustalania się wartości

gęstości strumienia ciepła – rozbieżności sięgają do 300%. Podobne odchylenia części danych od obliczonych wartości stwierdził Nakayama i in. (1980b), przy największych przebadanych strumieniach ciepła, w odniesieniu do R-11 oraz ciekłego azotu. Nie podano przyczyn zaobserwowanego zjawiska.



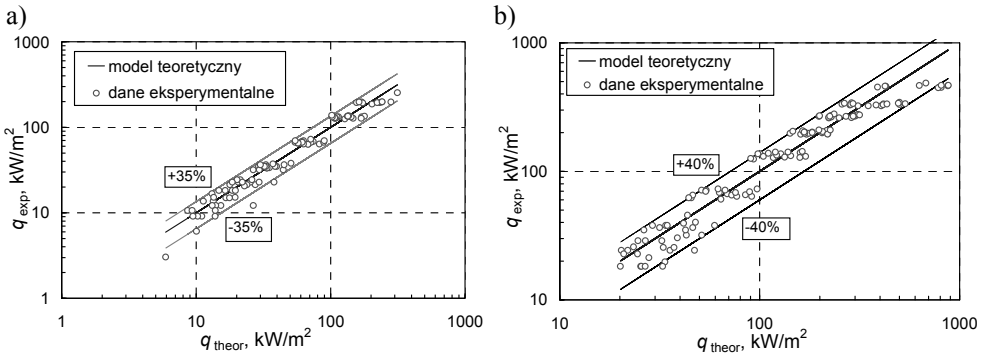
Rys. 7.12. Porównanie eksperymentalnych i teoretycznych gęstości strumienia ciepła dla wrzącej wody, k = 4,9 w równaniu (7.47), Pastuszko i Poniewski (2008)

Błędy obliczeniowe pojawiające się w zaproponowanym modelu mogą być wyjaśnione przez następujące przyczyny:

- Model dotyczy obszaru pęcherzy izolowanych i dla q > 300 kW/m^2 (ze względu na koalescencję pęcherzy) jest obarczony błędem, który rośnie wraz z narastającą gęstością strumienia ciepła.
- Wzmożona produkcja pary dla tunelu poziomego przy wysokich wartościach przegrzania i gęstości strumienia ciepła może powodować zakłócenia w zasilaniu tunelu pionowego w ciecz, co skutkuje zmniejszeniem częstotliwości odrywających się pęcherzy u jego wylotu.
- Przyjmowano sferyczny kształt i stałą średnicę pęcherzy parowych. W rzeczywistości występują zniekształcenia zakładanego kształtu.
- Zakładano niezależne działanie tunelu poziomego i pionowego – przy większych przegrzaniach część pary wytworzonej w tunelu poziomym przepływa do tuneli pionowych.

Znacznie lepszą dokładność uzyskano stosując opracowany model w odniesieniu do wrzącego czynnika chłodniczego R-123. Prawie 96% danych eksperymentalnych uzyskanych podczas wrzenia R-123 mieściło się w zakresie błędów ±40% (rys. 7.13a). Również dla największych wartości q, poniżej kryzysu wrzenia (ok.

200 kW/m^2), uzyskano zgodność wartości obliczeniowych z eksperymentalnymi, w podanym wyżej przedziale błędów. Niewielki udział tuneli poziomych w całkowitej wymianie ciepła dla R-123 jest spowodowany kilkakrotnie mniejszymi, niż w przypadku wrzenia wody, gęstościami ośrodków nukleacji (rys. 7.11b), co osłabia znacznie tendencję do łączenia się pęcherzy. Mniejsze prawdopodobieństwo koalescencji przy maksymalnych przegrzaniach pozwala uzyskać większą dokładność modelowania według przyjętych założeń upraszczających.



Rys. 7.13. Porównanie eksperymentalnych i teoretycznych gęstości strumienia ciepła dla wrzących czynników: a) R-123, k = 1,42 w zależności (7.47), b) etanolu, k = 4,3 w zależności (7.47)

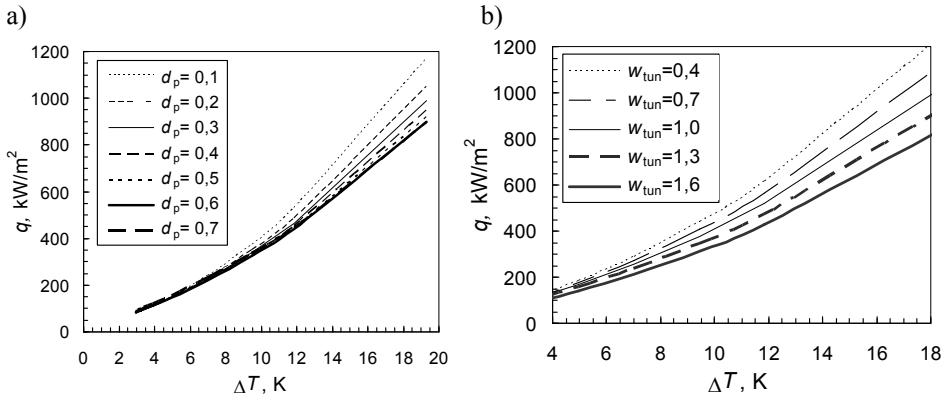
W przypadku wrzenia etanolu przyjęcie stałej k = 4,3 w zależności (7.47) pozwala na uzyskanie dokładności ±40% w szerokim zakresie gęstości strumienia ciepła, tj. 20-500 kW/m^2 (rys. 7.13b).

7.2.10. Przykłady symulacji

Rysunki 7.14a,b pokazują przykłady krzywych wrzenia otrzymanych przy uzmiennianiu średnicy porów (0,1-0,7 mm) oraz szerokości tunelu (0,4-1,6 mm). Zmniejszenie średnicy porów powoduje również zmniejszenie ich podziałki ($p_p = 2d_p$), co przekłada się na zwiększenie gęstości ośrodków nukleacji w tunelu poziomym i wzrost q. Jednak intensywne wytwarzanie pary skutkuje blokowaniem dopływu cieczy do tunelu poziomego i pionowego, dzięki czemu w rzeczywistości gęstości strumienia ciepła dla najmniejszych porów przy $\Delta T > 5$ K są niższe niż w przypadku użycia porów o średnicach 0,4 i 0,5 mm (rys. 7.7a).

Potwierdzenie trendu przedstawionego na rysunku 7.14a dają wyniki badań eksperymentalnych wrzenia na powierzchniach TS z żebrami o wysokości 5 mm (Pastuszko, 2008a). Symulacja przedstawiona na rysunku 7.14b pokazuje, że korzystne jest zmniejszenie szerokości tunelu do 0,4 mm – przy przegrzaniu 18 K uzyskuje się wtedy wzrost gęstości strumienia ciepła o około 30%.

Algorytm obliczeń przedstawiono w załączniku 3.



Rys. 7.14. Symulowane krzywe wrzenia dla powierzchni TS z żebrami głównymi o wysokości 10 mm: a) przy zmianach średnicy porów i ustalonej podziałce p_{tun} = 2 mm, b) przy zmianach szerokości tunelu (p_{tun} = 2 mm, d_p = 0,3 mm)

7.3. ADAPTACJA MODELU PÓŁANALITYCZNEGO NA POWIERZCHNIE NTS

7.3.1. Założenia upraszczające

Powierzchnia NTS składa się z tuneli pionowych wypełniających całą szerokość żebra głównego oraz z tuneli poziomych o wymiarach zbliżonych do analogicznych tuneli powierzchni TS. Nie występuje przewężenie przy połączeniu obydwu tuneli, co przyczynia się do zminimalizowania oporu hydraulicznego przepływu pary.

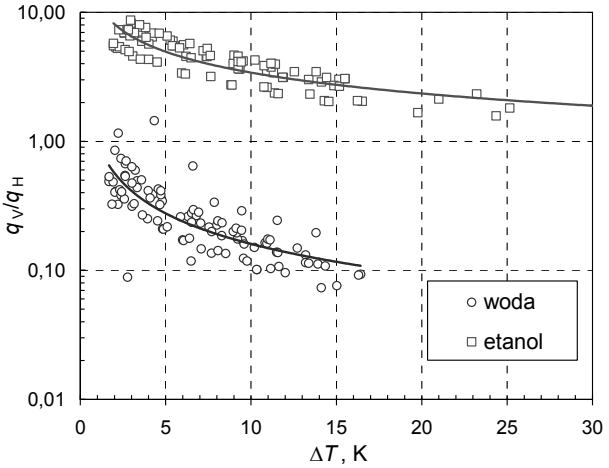
Ze względu na kilkukrotnie większe pole przekroju tunelu pionowego w porównaniu z sumarycznym przekrojem otworków tunelu poziomego (np. około 7 razy w przypadku powierzchni NTS-5-1.0-0.4) można przypuszczać, że para wytwarzająca się wewnątrz tunelu poziomego będzie przemieszczać się do tunelu pionowego. Pory w tunelu pionowym będą, podobnie jak w przypadku powierzchni TS, porami nieaktywnymi, a więc spełniającymi jedynie zadanie zasilania wnętrza struktury w ciecz (rys. 5.25, 5.26). Badania wizualizacyjne przedstawione w rozdziale 5.3 potwierdziły to założenie.

Aby wykorzystać wyprowadzone wcześniej dla TS zależności dotyczące tunelu poziomego i pionowego, umownie rozdzielono obszar pary na część przynależną do tunelu poziomego (poniżej płaszczyzny podstawy żeber głównych) oraz część wypełniającą tunel pionowy. Cykliczny proces związany z odparowywaniem cieczy w tunelu pionowym, generowaniem pary, wzrostem pęcherza przy wylocie tunelu oraz zasysaniem cieczy jest analogiczny jak w przypadku tunelu pionowego powierzchni TS.

7.3.2. Udział tunelu pionowego i poziomego powierzchni NTS

Rysunek 7.15 ukazuje dominujący udział tunelu pionowego w wymianie ciepła przy wrzeniu etanolu w zakresie przegrzań 2-25 K, z tendencją do wzrostu udziału

strumienia ciepła w tunelach poziomych przy większych ΔT (minimalna wartość $q_V/q_H \approx 2$). W przypadku wrzenia wody przy $\Delta T = 15$ K gęstość strumienia ciepła odprowadzanego przez tunel poziomy jest około 10 razy większa niż gęstość strumienia odniesiona do tunelu pionowego. Z wizualizacji zewnętrznej (rys. 5.15-5.18) wynika, że w przypadku wrzenia wody przy przegrzaniach mniejszych niż 4 K nie obserwowano nukleacji na aktywnych porach tunelu poziomego. Dopiero wizualizacja wewnętrzna wykazała istnienie aktywnych porów tunelu poziomego przy wyższych przegrzaniach (rys. 5.24), ale należy mieć na uwadze zmianę warunków wrzenia przy użyciu segmentu o znacznie zmniejszonym przekroju. Zwiększenie udziału gęstości strumienia ciepła w tunelu poziomym przy wzroście przegrzania jest raczej skutkiem zwiększenia intensywności parowania wewnątrz tego tunelu, przy czym większość wytworzonej pary jest „przekazywana" do tunelu pionowego.



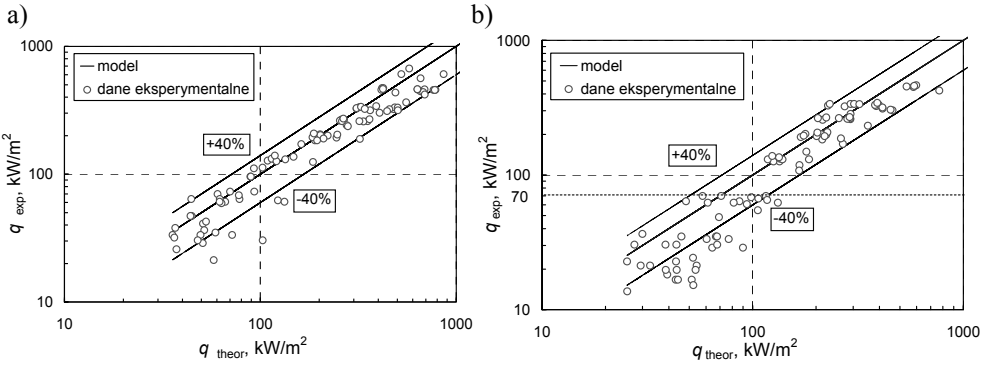
Rys. 7.15. Obliczony stosunek całkowitej gęstości strumienia ciepła dla tunelu pionowego i poziomego przy wrzeniu wody i etanolu na powierzchniach NTS (krzywe przedstawiają aproksymacje potęgowe)

7.3.3. Eksperymentalne i teoretyczne gęstości strumienia ciepła dla NTS

Rysunek 7.16a przedstawia porównanie danych eksperymentalnych dla wody z wartościami q obliczonymi według zależności (7.50), przy wykładniku $k = 4{,}9$, dla parametrów powierzchni NTS (żebra główne o wysokości 5 mm) podanych w tabeli 3.2. Zaproponowany model półanalityczny pozwala na wyliczenie gęstości strumienia ciepła przy wrzeniu wody z tolerancją ±40% dla około 94% danych.

Poprawne wyniki uzyskano przeprowadzając obliczenia według zaproponowanego modelu w odniesieniu do wrzącego etanolu (rys. 7.16b), lecz w zakresie średnich i wysokich gęstości strumienia ciepła (powyżej 70 kW/m^2). Poniżej 70 kW/m^2 model zawyża gęstości strumienia ciepła nawet trzykrotnie. Można to

uzasadnić występowaniem rodzaju wrzenia *zalewanie* – klatki z wizualizacji wewnętrznej (rys. 5.22) ukazują brak ciągłości fazy gazowej (pary). Na tych zdjęciach można również zaobserwować pulsujące korki parowe w tunelu poziomym oraz przemieszczające się korki parowe w tunelu pionowym.



Rys. 7.16. a) Porównanie eksperymentalnych i teoretycznych gęstości strumienia ciepła dla wrzącej wody, k = 2,3 w równaniu (7.47). b) Porównanie eksperymentalnych i teoretycznych gęstości strumienia ciepła dla wrzącego etanolu, k = 4,6 w zależności (7.47)

7.4. MODEL UPROSZCZONY DLA POWIERZCHNI NTS

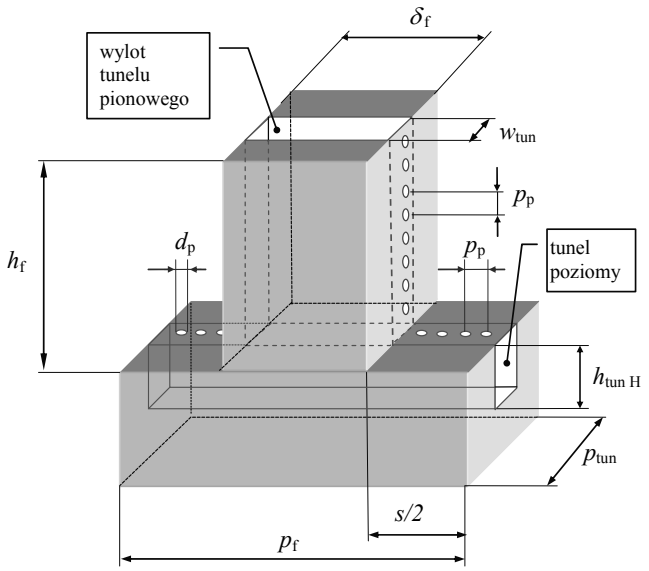
7.4.1. Założenia wstępne

Przestawione w rozdziale 5.3 badania wizualizacyjne, wykonane podczas wrzenia wody i etanolu, pozwoliły na sformułowanie nowych założeń do modelu wrzenia na powierzchni z wąskimi tunelami, wytworzonymi w żebrach o wysokości 5 i 10 mm.

W odróżnieniu od poprzednio przedstawionego wariantu obliczeń gęstości strumienia ciepła dla powierzchni NTS poniższy model traktuje łącznie obszar tunelu pionowego i przylegających tuneli poziomych. Pozostawiono założenie, że otworki w folii służą jedynie do zasilania przestrzeni tuneli w ciecz. Zmieniono sposób obliczenia okresów oczekiwania i wzrostu, dodatkowo wprowadzono wyliczenia okresu zasilania. W celu uwzględnienia geometrii struktury zmodyfikowano zależność Mikica-Rohsenowa (1969a), wprowadzając własną definicję obszaru wpływu. Wprowadzono dodatkowe założenia upraszczające:

1. Pory tuneli poziomych pozostają nieaktywne – pęcherze tworzą się wyłącznie u wylotów tuneli pionowych.
2. Całkowita gęstość strumienia ciepła, obliczana łącznie dla tunelu poziomego i pionowego, składa się z gęstości strumienia ciepła parowania wewnątrz połączonych tuneli oraz zewnętrznej gęstości strumienia ciepła, związanego z oderwaniem pęcherzy.

Rysunek 7.17 pokazuje segment związany z podziałką żeber głównych (p_f) oraz tuneli (p_{tun}), w odniesieniu do którego sformułowano uproszczony model.



Rys. 7.17. Połączone tunele struktury NTS, odniesione do powierzchni p_{tun} x p_f (Pastuszko, 2012a)

7.4.2. Średnica pęcherzy

Proces wrzenia, a w szczególności mechanizm wzrostu pęcherza, w strukturach typu *tunel-por* jest całkowicie odmienny od wrzenia na powierzchniach płaskich: para niezbędna do tworzenia pęcherza jest dostarczana z wnętrza tunelu. Zależności na średnicę odrywających się pęcherzy, opracowane dla powierzchni gładkich lub z warstwą pokrycia porowatego albo kapilarno-porowatego, wymagają modyfikacji, w celu zastosowania do powierzchni ze strukturami tunelowymi.

Większość omawianych zależności dla powierzchni typu *tunel-por* utworzono przez bilansowanie sił działających na pęcherz w momencie oderwania od powierzchni grzejnej, przy założeniu sferycznego kształtu rosnącego pęcherza. Nakayama i in. (1980b) dla wrzenia wody sugerują stosowanie zależności w postaci:

$$d_b = 0{,}22\left(\frac{2\sigma}{g(\rho_l - \rho_{vm})}\right)^{1/2} \tag{7.51}$$

gdzie ρ_{vm} oznacza średnią gęstość pary podczas fazy wzrostu pęcherza (spadku ciśnienia).

Wzór (7.51) nie odzwierciedla zmian d_b w funkcji średnicy porów, stąd może znaleźć zastosowanie jedynie w odniesieniu do porów o niewielkiej średnicy (0,08-

0,2 mm), stosowanych w eksperymencie Nakayamy i in. Wartość d_b wyliczona z równania (7.51) w przypadku wrzenia wody wynosi 0,8 mm.

Chien i Webb (1998a) wprowadzili dokładniejszą zależność, uwzględniającą wpływ średnicy pora (wzór (7.9)), wykorzystywaną do obliczeń w poprzednio opisanym modelu. Pomijano w niej wpływ sił bezwładności i przegrzania na d_b.

Dla powierzchni NTS autor zaproponował wyliczenie średnicy odrywającego się pęcherza oparte na założeniu, że w momencie odrywania się pęcherza siła wyporu jest równoważona przez siłę napięcia powierzchniowego i ciężar pary w objętości pęcherza. Wzór został wyprowadzony w odniesieniu do średnicy hydraulicznej tunelu pionowego, wykorzystując równanie (7.31), w którym podstawiono δ_f w miejsce h_{tun}. Dodatkowo przyjęto, że kąt zetknięcia wynosi 90° oraz pominięte są siły: bezwładności i nośna. Zależność na średnicę odrywającego się pęcherza przyjmie postać:

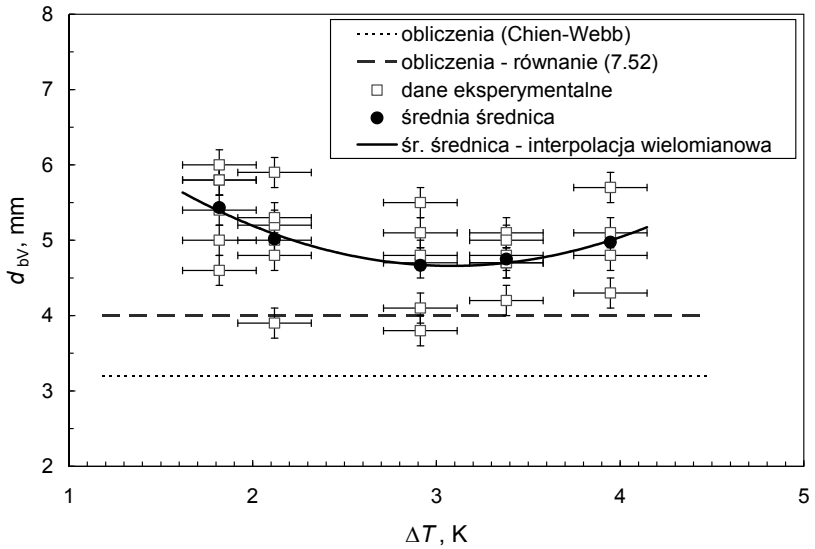
$$d_{bV} = \left(\frac{6\sigma d_{hV}}{g(\rho_l - \rho_v)} \right)^{1/3} \tag{7.52}$$

Przy wrzeniu wody dla szerokości tunelu 0,6; 1,0; 1,5 mm uzyskuje się średnice odrywających się pęcherzy odpowiednio 3,43; 3,97; 4,42 mm. Wykorzystanie zależności Ramaswamy'ego i in. (2003) i wyliczenie objętości pęcherza, równoważnej objętości ściętej sfery o średnicy ścięcia równej średnicy hydraulicznej, powoduje zwiększenie wartości d_{bV}, obliczonych ze wzoru (7.52), odpowiednio o 0,06%, 0,2% oraz 0,5%. Ze względu na minimalne zmiany nie uwzględniono tej poprawki w zaproponowanym modelu.

Wzór (7.52), po zastąpieniu średnicy hydraulicznej przez średnicę pora, jest identyczny z zależnością na średnicę odrywającego się pęcherza przedstawioną przez Zubera (1963) oraz wzorem podanym przez Chen i in. (2004).

Na rysunku 7.18 pokazano porównanie średnicy obliczonej według zależności Chiena i Webba (1998a), równanie (7.9), oraz równania (7.52), z danymi eksperymentalnymi, z zaznaczeniem słupków błędów średnicy pęcherzy i przegrzania. Wartość średnicy odrywających się pęcherzy została wyliczona jako średnia arytmetyczna zmierzonych w dwóch kierunkach średnic dla sześciu wybranych pęcherzy (opis w rozdz. 3.6).

W literaturze można znaleźć sprzeczne dane dotyczące zmian średnicy odrywających się pęcherzy w funkcji przegrzania. Chien i Webb (1998b) wykazali, że podczas wrzenia R-11 i R-123 średnica pęcherzy zmniejsza się przy wzroście przegrzania, natomiast odwrotny trend został opisany przez Ramaswamy'ego i in. (2002). W przypadku wrzenia R-123 zmierzone wartości średnic zawierały się w zakresie 0,63-0,84 mm (dla średnicy porów d_p = 0,18-0,23 mm), a dla FC-72 – 0,5-0,7 mm, jednak należy mieć na uwadze różnice w geometrii powierzchni Chiena i Webba (rys. 2.4) oraz Ramaswamy'ego i współpracowników (rys. 2.11a). Porównywane powierzchnie posiadały tunele o szerokości 0,12-0,2 mm, rozmieszczone z podziałkami 0,7-1 mm.



Rys. 7.18. Średnice odrywających się pęcherzy przy wylocie tuneli pionowych (pojedyncze, sferyczne pęcherze), NTS-10-1.0-0.3 (Pastuszko, 2012a)

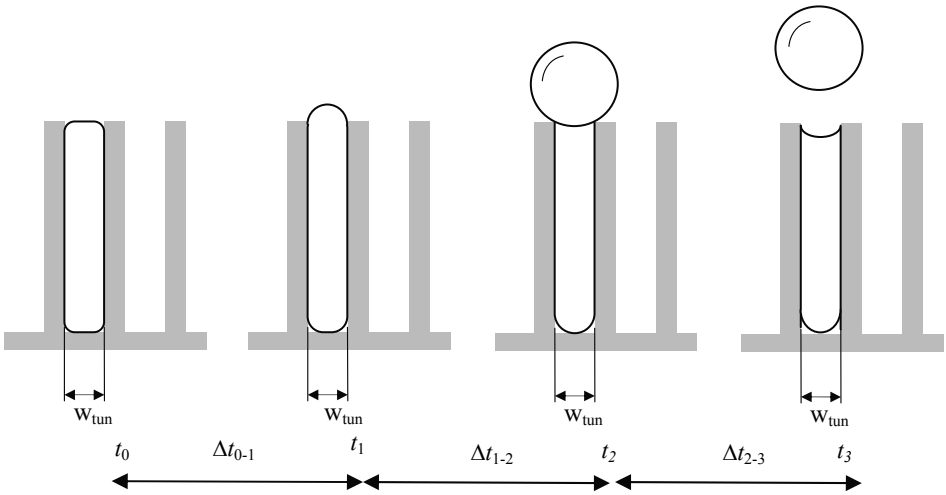
Podobny jak na rysunku 7.18 przebieg zmiany średnicy odrywających się pęcherzy opisuje Kolev (1994): średnica pęcherzy zmniejsza się przy wzroście przegrzania w zakresie 0-3 K, powyżej 3 K – zwiększa się, natomiast po przekroczeniu 20 K występuje jej ponowne zmniejszenie. Zuber (1963), jak również Ramaswamy i in. (2002), sugerują, że przy niewielkich przegrzaniach na wielkość pęcherza wpływają siły wyporu i napięcia powierzchniowego, a udział siły bezwładności jest pomijalny. W przypadku większości cieczy przy wzroście przegrzania spada napięcie powierzchniowe, co skutkuje zmniejszeniem średnicy odrywającego się pęcherza. Jednak przy dalszym wzroście ΔT zaczyna dominować siła bezwładności, która musi być zrównoważona większą siłą wyporu, co determinuje zwiększenie średnicy pęcherza.

7.4.3. Częstotliwość odrywania się pęcherzy

Przyjęto, że okres oczekiwania rozpoczyna się w momencie, gdy powierzchnia rozgraniczająca fazy przy wylocie tunelu pionowego tworzy płaszczyznę poziomą, a kończy w chwili uformowania pęcherza w kształcie półkuli o promieniu równym połowie szerokości tuneli, tj. $R_1 = w_{tun}/2$ (rys. 7.19).

Do obliczenia okresu oczekiwania wykorzystano zależność Mikica i Rohsenowa (1969b) w postaci:

$$R(t) = \frac{2}{\pi}\sqrt{3}\mathrm{Ja}\sqrt{\pi a_l t}\left[1 - \frac{T_\mathrm{w} - T_l}{T_\mathrm{w} - T_\mathrm{sat}}\left(\sqrt{1 + \frac{\Delta t_{0-1}}{t}} - \sqrt{\frac{\Delta t_{0-1}}{t}}\right)\right] \tag{7.53}$$



Rys. 7.19. Fazy parowania cieczy w pionowym wąskim tunelu; wzrost pęcherza ($\Delta t_{0\text{-}1}$ – okres oczekiwania, $\Delta t_{1\text{-}2}$ – okres wzrostu, $\Delta t_{2\text{-}3}$ – okres zasilania), Pastuszko (2012a)

Zależność (7.53), uwzględniającą różnicę między temperaturą nasycenia (T_{sat}) a temperaturą cieczy w dużej objętości (T_l) zastosowano w odniesieniu do struktur typu *tunel-por* przez Dasa i in. (2007). Uzależniali oni jednak obliczenie okresu oczekiwania od znajomości okresu wzrostu, gdyż stosowali warunek $R(t) = d_b/2$ dla $t = \Delta t_{1\text{-}2}$. Przy założeniu $T_{sat} = T_l$ i przekształceniach równanie (7.53) można przedstawić w postaci:

$$R(t) = 2\sqrt{\frac{3}{\pi}} Ja \sqrt{a_l}\left(\sqrt{t} - \sqrt{t + \Delta t_{0-1}} + \sqrt{\Delta t_{0-1}}\right) \tag{7.54}$$

Wzór (7.54) w założeniach dotyczy zmian promienia pęcherza we wszystkich stadiach jego wzrostu, stąd autor zastosował podstawienie $R(t) = R_1 = w_{tun}/2$ dla $t = \Delta t_{0\text{-}1}$, co doprowadziło do zależności:

$$\Delta t_{0-1} = 0{,}19 \frac{1}{a_l} \frac{w_{tun}}{\mathrm{Ja}} \tag{7.55}$$

gdzie liczba Jakoba określona jest równaniem: $\mathrm{Ja} = c_l \Delta T \rho_l / i_{lv} \rho_v$.

Wzór (7.55) daje dobre wyniki w odniesieniu do cieczy, dla których Ja = 3-50 (woda, R-123), co odpowiada cieczom o większym cieple właściwym i gęstości, ale mniejszej dyfuzyjności w temperaturze nasycenia (odpowiednio dla wody: 4220 J/kgK, 959 kg/m^3 i $1{,}69 \cdot 10^{-7}$ m^2/s, dla R-123: 1023 J/kgK, 1457 kg/m^3 i $0{,}51 \cdot 10^{-07}$ m^2/s). W przypadku etanolu, dla liczby Jakoba przybierającej wartości z przedziału 0,8-10, c_l = 723 J/kgK, ρ_l = 757 kg/m^3, $a_l = 3{,}1 \cdot 10^{-7}$ m^2/s, otrzymuje się zawyżone wartości okresu oczekiwania, co przekłada się na około trzykrotne

zaniżenie teoretycznych wartości gęstości strumienia ciepła. Symulacje numeryczne wykazały, że poprawne wyniki w przypadku niewielkich liczb Jakoba można uzyskać przez zastosowanie skorygowanej zależności na czas oczekiwania ($\Delta t_{0\text{-}1}$'), zawierającej stałą C_{tg}, stosowaną przy wyznaczaniu okresu wzrostu:

$$\Delta t_{0-1}' = C_{\text{tg}}\,\Delta t_{0-1} \tag{7.55a}$$

W celu wyliczenia okresu wzrostu pęcherza ($\Delta t_{1\text{-}2}$) wykorzystano zastosowaną uprzednio w modelu dla powierzchni TS zależność Chiena i Webba (1998a), przyjmując średnicę pęcherza na początku okresu wzrostu $d_1 = w_{\text{tun}}$:

$$\Delta t_{1-2} = \frac{1}{C_{\text{tg}}}\left[\frac{7}{\pi}\frac{\rho_l T_{\text{sat}}}{i_{lv}\rho_{\text{v}}\Delta T}\frac{\left(d_{\text{bV}}+w_{\text{tun}}\right)}{\left(d_{\text{bV}}-w_{\text{tun}}\right)}\right]^{1/2}\left(\frac{d_{\text{bV}}-w_{\text{tun}}}{2}\right) \tag{7.56}$$

Chien i Web określili parametr C_{tg} jako stałą empiryczną, otrzymaną przez aproksymację uzyskanych przez autorów danych, związanych ze wzrostem pęcherza dla porów o średnicach 0,12-0,25 mm przy wrzeniu R-11, R-123, R134a i R-22. Podana przez autorów wartość 0,0296 była stosowana również w innych pracach przedstawiających modele wrzenia w strukturach tunelowych. Przyjęta w bieżącym modelu wartość C_{tg} = 0,06 została wyznaczona poprzez symulacje numeryczne w odniesieniu do wyliczonej częstotliwości, równanie (7.62), pod kątem uzyskania dobrej zgodności z danymi pomiarowymi oraz końcowego wyznaczenia gęstości strumienia ciepła z możliwie dużą dokładnością.

W większości publikacji, dotyczących wrzenia w strukturach typu *tunel-por*, okres zasilania nie jest uwzględniany w obliczeniach ze względu na to, że jest o wiele krótszy niż pozostałe okresy cyklu wzrostu pęcherza (Chien i Webb, 1998a, Ramaswamy i in., 2003). W dostępnych publikacjach jedynie Das i in. (2007) dokonali oszacowania tego okresu, przeprowadzając odrębne obliczenia dla porów aktywych i nieaktywnych. W przypadku tych drugich uzyskano zależność między innymi od wysokości napełnienia naczynia cieczą wrzącą, wynikającą z równania Bernoulliego. Autorzy sugerują, że przy średnich wysokościach napełnienia (0,265 m dla R-11 przy ciśnieniu atmosferycznym) ciecz dopływa do tuneli wyłącznie przez pory nieaktywne.

W analizowanych powierzchniach NTS ze względu na znaczną średnicę odrywających się pęcherzy (około 5-7 razy większą niż w analizach Chiena i Webba, 1998a; Dasa i in., 2007) oraz związaną z tym koniecznością zassania do wnętrza tuneli znacznie większych objętości cieczy, autor uwzględnił okres zasilania ($\Delta t_{2\text{-}3}$).

Wprowadzono dodatkowe założenia upraszczające:

1. Okres zasilania zaczyna się bezpośrednio po oderwaniu się pęcherza, gdy w tunelu występuje minimalne ciśnienie:

$$P_{\text{tun,min}} = P_{\text{sat}} - \frac{4\sigma}{d_{\text{hV}}} + \rho_l\, g h_{\text{lev}} \tag{7.57}$$

2. Okres zasilania kończy się w momencie wyrównania się ciśnienia wewnątrz tunelu z ciśnieniem hydrostatycznym słupa cieczy – tunel jest częściowo wypełniony cieczą:

$$P_{\text{tun,max}} = P_{\text{sat}} + \rho_l g(h_{\text{f}} + h_{\text{lev}}) \tag{7.58}$$

Ze względu na to, że w tunelu poziomym panuje największe ciśnienie hydrostatyczne, w obliczeniach pominięto dopływ cieczy przez pory w tunelu pionowym, przyjmując że większość strumienia objętości zasysanej cieczy przypada na pory tunelu poziomego.

Do obliczenia prędkości przepływu cieczy w porze wykorzystuje się średnie z ciśnień wyszczególnionych w punktach (1) i (2), tj.:

$$P_{\text{tun,m}} = P_{\text{sat}} - \frac{2\sigma}{d_{\text{hV}}} + \rho_l g\left(h_{\text{lev}} + \frac{h_{\text{f}}}{2}\right) \tag{7.59}$$

Prędkość przepływu cieczy w otworku (porze) folii poziomej, wyliczona z równania Bernoulliego, wynosi:

$$v_l = \sqrt{\frac{gh_{\text{f}} + 4\sigma/(\rho_l d_{\text{hV}})}{1+\zeta}} \tag{7.60}$$

gdzie ζ oznacza współczynnik strat lokalnych. Przyjęto $\zeta = 2$ jako wartość współczynnika strat przy przepływie przez płytkę perforowaną, umieszczoną na wejściu do przewodu zamkniętego (Idelchik, 1996).

Okres zasilania można wyliczyć z równania zachowania masy oraz równania ciągłości:

$$\Delta t_{2-3} = \frac{2\rho_{\text{v}} {d_{\text{bV}}}^3}{3\rho_l d_{\text{p}}^2 N_{\text{pH}} v_l} \tag{7.61}$$

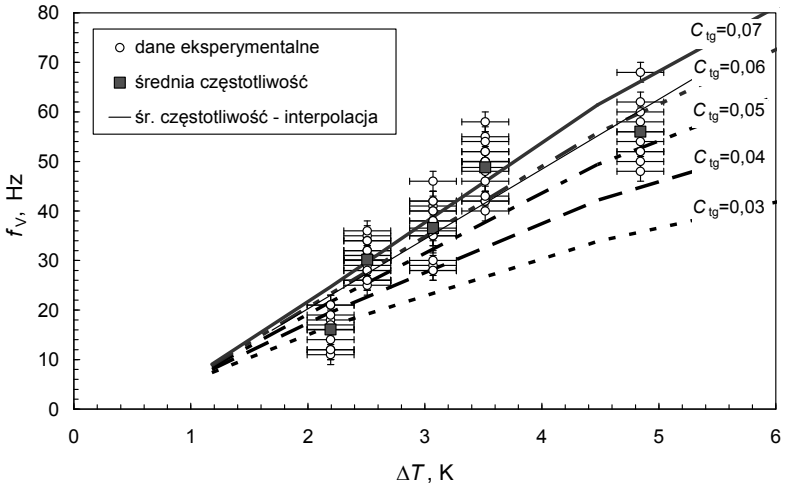
gdzie $N_{\text{pH}} = s/p_{\text{p}}$ oznacza liczbę porów tunelu poziomego, zasilającego analizowany segment (rys. 7.17).

Uwzględniając okres zasilania cieczą, częstotliwość odrywania się pęcherzy przy wylocie tunelu pionowego można obliczyć jako odwrotność sumy okresu oczekiwania, wzrostu i zasilania wyliczonych z równań (7.55), (7.55a), (7.56) i (7.61):

$$f_V = \frac{1}{\Delta t_{0-3}} = \frac{1}{\Delta t_{0-1} + \Delta t_{1-2} + \Delta t_{2-3}} \tag{7.62}$$

Przy wylocie tunelu pionowego widoczny jest znaczny wzrost częstotliwości odrywających się pęcherzy ze wzrostem przegrzania (rys. 7.20). Dane eksperymentalne uzyskano na podstawie analizy klatek z szybkiej kamery cyfrowej (≈ 500 klatek/s).

W odniesieniu do pięciu przegrzań stosowano uśrednianie częstotliwości wyznaczonych dla kilku losowo wybranych tuneli. W przypadku analizowanych powierzchni z tunelami o średnicach hydraulicznych z zakresu 1,07-2,31 mm przyjęcie proponowanej przez Chiena i Webba (1998a) wartości C_{tg} = 0,0296 (oznaczenie 0,03 – rys. 7.20) dawało dobrą zgodność z danymi eksperymentalnymi jedynie przy małych przegrzaniach (2,2 K), natomiast powyżej 2,5 K powodowało znaczne zaniżenie częstotliwości (do około 50%). Zwiększenie wartości tego parametru do 0,05-0,07 przyczynia się do zmniejszenia błędów określenia częstotliwości do około 20%.



Rys. 7.20. Porównanie obliczonych częstotliwości odrywających się pęcherzy przy różnych parametrach C_{tg} z danymi eksperymentalnymi dla próbki NTS-10-1.0-0.4 i interpolacją liniową średnich częstotliwości (Pastuszko, 2012a)

7.4.4. Gęstość strumienia ciepła

Gęstość strumienia ciepła parowania w tunelu jest wyrażona zależnością:

$$q_{\text{tun}} = \rho_{\text{v}}\, i_{lv}\, n_{\text{sV}}\, \frac{\pi d_{\text{bV}}^3}{6}\, f_{\text{V}} \tag{7.63}$$

Przy założonej permanentnej aktywności wszystkich wylotów tuneli pionowych gęstość ośrodków nukleacji pozostaje stała i można ją wyrazić jako:

$$n_{\text{sV}} = \frac{1}{p_{\text{tun}}\,(\delta_{\text{f}} + s)} \tag{7.64}$$

Do wyznaczenia zewnętrznej (konwekcyjnej) gęstości strumienia ciepła wykorzystano zmodyfikowaną zależność Mikica-Rohsenowa (1969a), równanie (6.1). Mikic i Rohsenow przyjęli w założeniach do swojego modelu „geometryczną idealizację" wprowadzoną przez Hana i Griffitha (1965a,b) – opis w rozdziale 6.1.

Średnia gęstość strumienia ciepła w stanie nieustalonym podczas okresu oczekiwania, wzrostu i zasilania wynosi:

$$q_{\mathrm{m}} = \frac{1}{t}\int_{0}^{\Delta t_{0-3}} \frac{\lambda_l \Theta_{\mathrm{tip}}}{\sqrt{\pi a_l t}}\mathrm{d}t = \frac{2\lambda_l \Theta_{\mathrm{tip}}}{\sqrt{\pi a_l \Delta t_{0-3}}} \tag{7.65}$$

Wyrażenie $\sqrt{\pi a_l t}$ oznacza zmienną w czasie grubość termicznej warstwy przyściennej. Po przekształceniach i podstawieniu $f_{\mathrm{V}} = 1/\Delta t_{0\text{-}3}$ otrzymuje się:

$$q_{\mathrm{m}} = 2\sqrt{\frac{\lambda_l c_l \rho_l f_{\mathrm{V}}}{\pi}}\Theta_{\mathrm{tip}} \tag{7.66}$$

gdzie Θ_{tip} jest przegrzaniem przy wierzchołku głównego żebra, odpowiadającym przegrzaniu w miejscu wylotu tunelu pionowego, które może być obliczone przy wykorzystaniu zależności dla żebra z wymianą ciepła przez wierzchołek, określonej równaniem (7.48).

We wzorze tym wprowadzono inny sposób wyznaczenia parametru m_{fm}. Parametr żebra, oznaczony w obecnym modelu symbolem m_{f}, wyliczono dla miniżebra o przekroju δ_{f} x $(p_{\mathrm{tun}} - w_{\mathrm{tun}})$, rys. 7.17, według zależności:

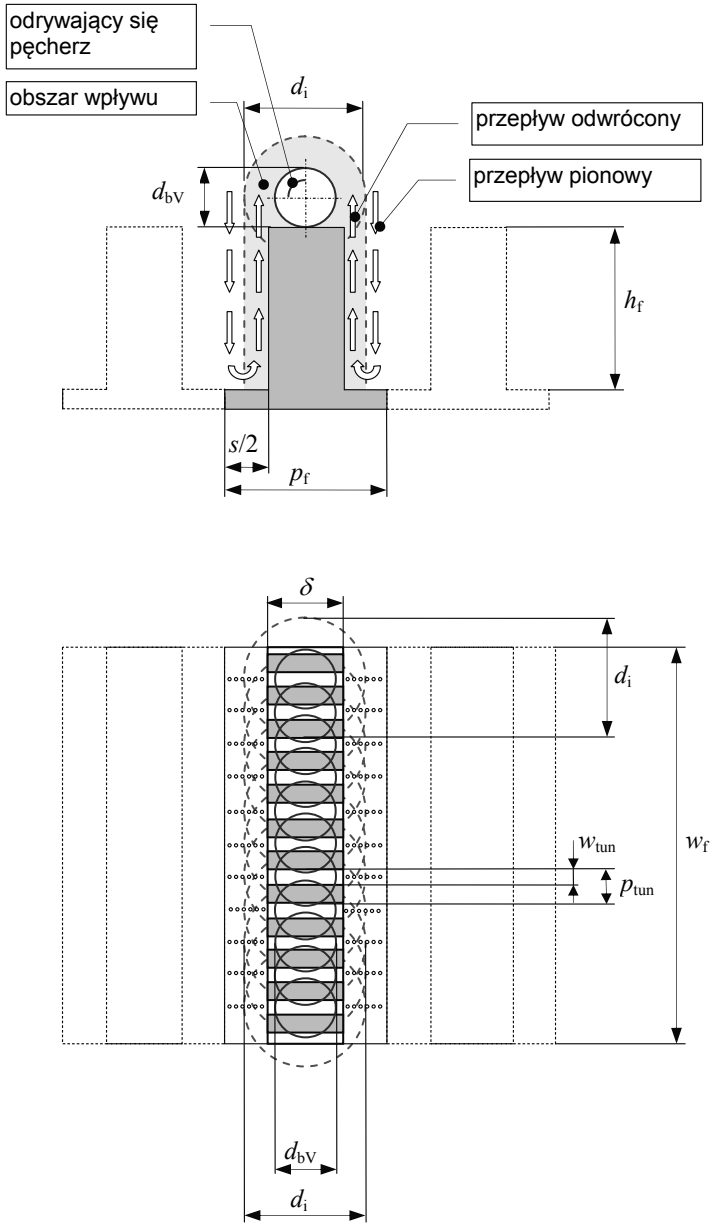
$$m_{\mathrm{f}} = \sqrt{\frac{2\alpha_{\mathrm{m}}(\delta_{\mathrm{f}} + p_{\mathrm{tun}} - w_{\mathrm{tun}})}{\lambda_{\mathrm{Cu}}\,\delta_{\mathrm{f}}\,(p_{\mathrm{tun}} - w_{\mathrm{tun}})}} \tag{7.67}$$

Przyjęto przybliżone wyliczenie średniego współczynnika przejmowania ciepła we wzorze (7.67) zakładając, że jest on równoważny współczynnikowi przejmowania ciepła przy parowaniu wewnątrz tunelu, tj. $\alpha_{\mathrm{m}} = q_{\mathrm{tun}}/\Delta T$ oraz nie ulega zmianie na wysokości żebra.

W odniesieniu do powierzchni żebra głównego autor zdefiniował trójwymiarowy obszar wpływu jako powierzchnię obejmującą zarówno czoło żebra, jak i jego boczne płaszczyzny, przy czym uwzględniono pokrywanie się obszarów wpływu, generowanych przez poszczególne pęcherze. Strzałki na rysunku 7.21 pokazują kierunek napływu cieczy do przestrzeni między żebrami głównymi oraz jej przepływ w obszarze wpływu w kierunku przeciwnym na skutek nagrzania od powierzchni żebra i poziomej powierzchni międzyżebrowej. Przepływ ten jest dodatkowo potęgowany strefą podciśnienia, powstającą za odrywającym się pęcherzem.

Zmodyfikowana powierzchnia obszaru wpływu odniesiona do szerokości d_{i} (rys. 7.21) może być w przybliżeniu określona jako suma dwóch powierzchni płaskich o wysokości $h_{\mathrm{f}} + d_{\mathrm{bv}}/2$ oraz połowy powierzchni walcowej o średnicy d_{i}:

$$F_{\mathrm{if}} = \left[2\left(h_{\mathrm{f}} + \frac{d_{\mathrm{bV}}}{2}\right) + \frac{\pi d_{\mathrm{i}}}{2}\right] d_{\mathrm{i}} \tag{7.68}$$



Rys. 7.21. Obszar wpływu dla powierzchni NTS (Pastuszko, 2012a)

Zależność na zmodyfikowany obszar wpływu odrywającego się pęcherza przyjmuje końcową postać:

$$F_{if} = 2\left(2h_f + d_{bV} + \pi d_{bV}\right) d_{bV} \tag{7.69}$$

Gęstość konwekcyjnego (zewnętrznego) strumienia ciepła jest określona jako stosunek strumienia ciepła w obszarze wpływu każdego wylotu tunelu do powierzchni grzejnej, co daje zależność:

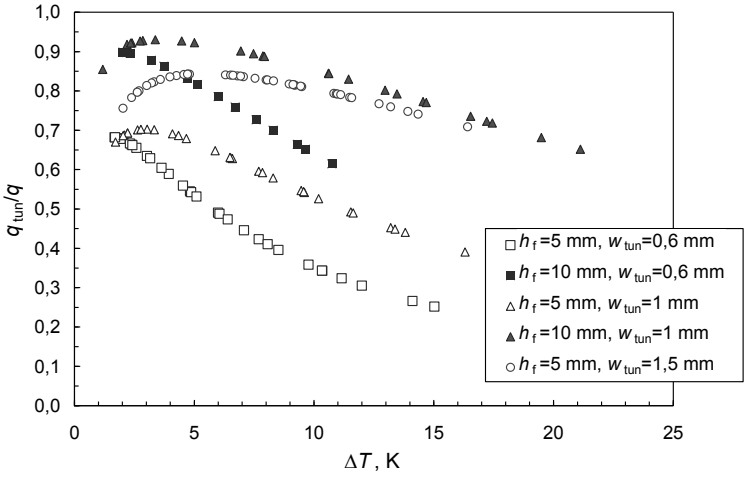
$$q_{\mathrm{ex}} = n_{\mathrm{sV}}\, q_{\mathrm{m}} F_{\mathrm{if}} \tag{7.70}$$

Całkowita gęstość strumienia ciepła dla analizowanej powierzchni z wąskimi tunelami wyraża się wzorem (6.2).

Przy większych wysokościach żeber spada ich sprawność, a mniejsze przegrzanie przy wierzchołku może uniemożliwić zaistnienie wrzenia w tym obszarze. We wzorze na q_{ex} (7.70) występuje q_{m}, zależne od przegrzania przy wierzchołku żebra (równanie (7.66)). Przeprowadzone obliczenia wykazały znaczny spadek zewnętrznej gęstości strumienia ciepła przy „wydłużeniu" żeber do 20 mm (przy zachowaniu podziałki tuneli 2 mm) oraz nieznaczne zmniejszenie całkowitej gęstości strumienia.

7.4.5. Wyniki obliczeń

Wykres na rysunku 7.22 dotyczy porównania stosunku gęstości strumienia ciepła parowania do całkowitej gęstości strumienia ciepła. Zwiększenie wysokości żeber przy tej samej szerokości tunelu skutkuje nawet dwukrotnym powiększeniem udziału gęstości strumienia parowania w tunelu (dla $w_{\mathrm{tun}} = 1{,}0$ mm).



Rys. 7.22. Obliczony stosunek gęstości strumienia ciepła parowania do całkowitej gęstości strumienia ciepła, $C_{\mathrm{tg}} = 0{,}06$ w równaniu (7.56), Pastuszko (2012a)

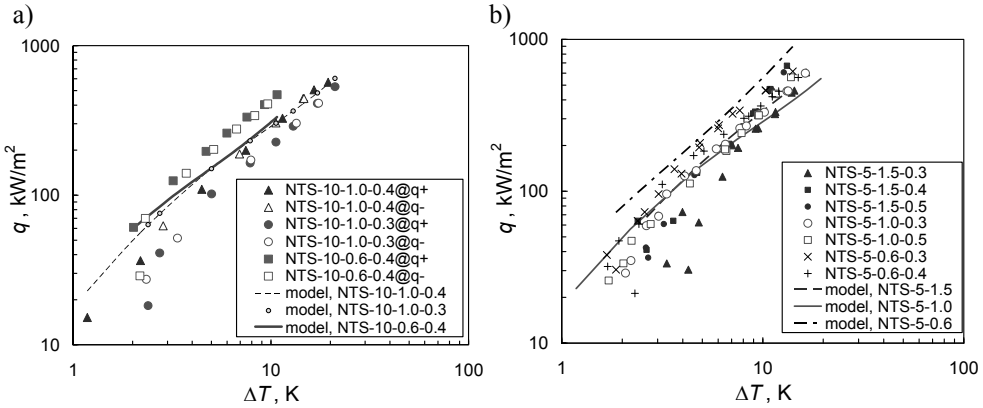
Podobna prawidłowość występuje podczas zwiększania szerokości tunelu przy ustalonej wysokości żeber głównych. W przypadku żeber o wysokości 5 mm, przy przegrzaniu około 15 K, zwiększenie szerokości tunelu z 0,6 do 1,5 mm skutkuje

około trzykrotnym powiększeniem stosunku q_{tun}/q. Porównanie wykresu (rys. 7.22) z wykresami na kolejnych rysunkach (rys. 7.23a,b) pokazuje, że decydujące znaczenie w uzyskaniu największych całkowitych gęstości strumienia ciepła ma zapewnienie dużego udziału konwekcyjnej (zewnętrznej) gęstości strumienia ciepła. Powierzchnie wykazujące najmniejszy stosunek q_{tun}/q (w_{tun} = 0,6/1 mm + żebro 5 mm) będą więc najkorzystniejsze ze względu na możliwość odprowadzania największych gęstości strumieni ciepła.

Rysunki 7.23a,b pokazują porównanie eksperymentalnych i teoretycznych krzywych wrzenia odpowiednio dla żeber o wysokości 10 i 5 mm. Z modelu wynika, że wpływ średnicy porów na zmiany gęstości strumienia ciepła jest minimalny – przedstawione linie odnoszą się do wyliczonych gęstości strumienia ciepła dla trzech analizowanych szerokości tuneli, bez rozróżniania średnic otworków zasilających wnętrze tuneli w ciecz.

W przypadku żeber o wysokości 10 mm największą zgodność obliczeń z eksperymentem uzyskano dla powierzchni NTS-10-1.0-0.4 przy średnich i wysokich przegrzaniach. W odniesieniu do pozostałych powierzchni błędy nie przekraczają 30-40% dla średnich i dużych przegrzań (5-20 K).

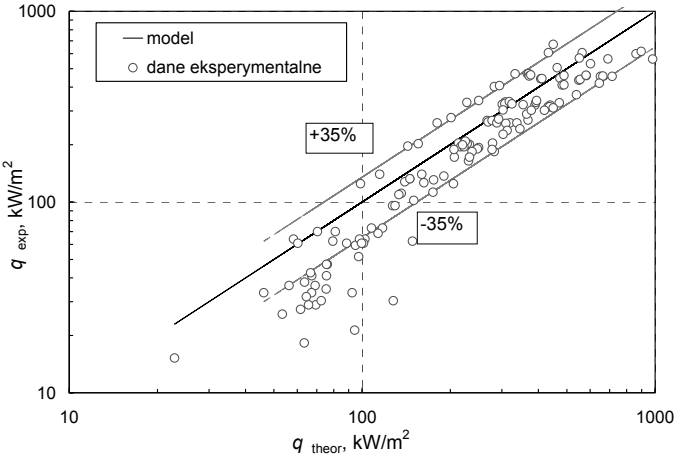
Dla żeber o wysokości 5 mm największe q i dobrą zgodność obliczeń z danymi eksperymentalnymi uzyskano również dla tuneli o średniej szerokości, tj. 1 mm, ale przy średnich przegrzaniach (3-8 K). Model wskazuje na możliwość uzyskania największych gęstości strumienia ciepła dla powierzchni z tunelami o szerokości 0,6 mm.



Rys. 7.23. Porównanie danych eksperymentalnych z wynikami obliczeń dla C_{tg} = 0,06 (wrzenie wody): a) powierzchnie z żebrami o wysokości 10 mm, q+ – zwiększanie gęstości strumienia ciepła, q- – zmniejszanie gęstości strumienia ciepła; b) powierzchnie z żebrami o wysokości 5 mm, zwiększanie gęstości strumienia ciepła (Pastuszko, 2012a)

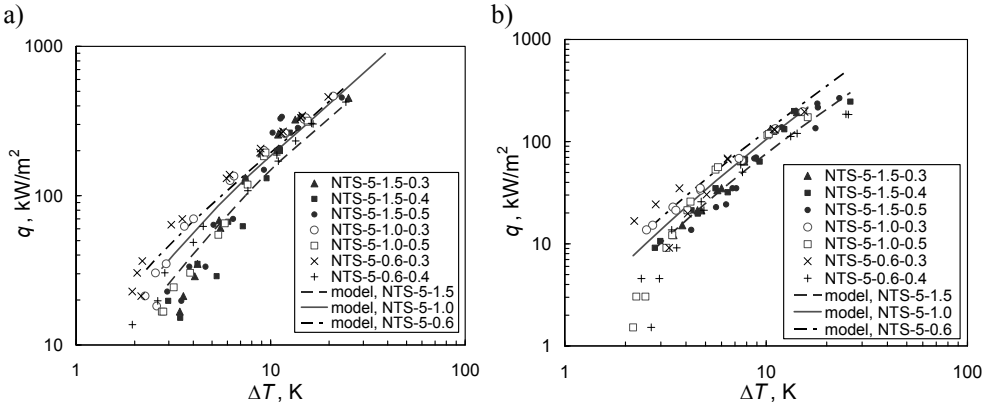
Rysunek 7.24 pokazuje porównanie eksperymentalnych gęstości strumienia ciepła siedmiu powierzchni z żebrami głównymi o wysokości 5 mm oraz sześciu z żebrami o wysokości 10 mm (tab. 3.2), uzyskanych podczas wrzenia wody, z wartościami q obliczonymi na podstawie przedstawionego modelu. Proponowany

uproszczony model umożliwia obliczenie gęstości strumienia ciepła z dokładnością ±35% dla około 90% danych pomiarowych. Najlepsze wyniki uzyskano przy średnich i wysokich gęstościach strumienia ciepła (q eksperymentalne 70-600 kW/m^2). Duże rozbieżności wyników teoretycznych z danymi eksperymentalnymi poniżej 70 kW/m^2 mogą świadczyć o braku uaktywnienia wszystkich wylotów tuneli pionowych przy najmniejszych przegrzaniach.



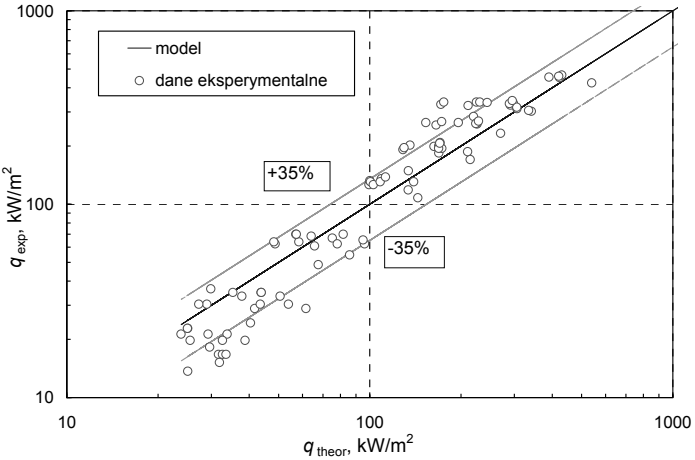
Rys. 7.24. Porównanie eksperymentalnych i teoretycznych gęstości strumienia ciepła przy wrzeniu wody (Pastuszko, 2012a)

W przypadku wrzenia etanolu (rys. 7.25a) najlepszą zgodność obliczenia gęstości strumienia ciepła otrzymano w przypadku żeber głównych o wysokości 5 mm dla tuneli o szerokości 0,6 i 1,0 mm. Największe błędy, podobnie jak w przypadku wody, pojawiają się w odniesieniu do powierzchni z największą szerokością tuneli (1,5 mm) przy małych przegrzaniach (3-5 K).



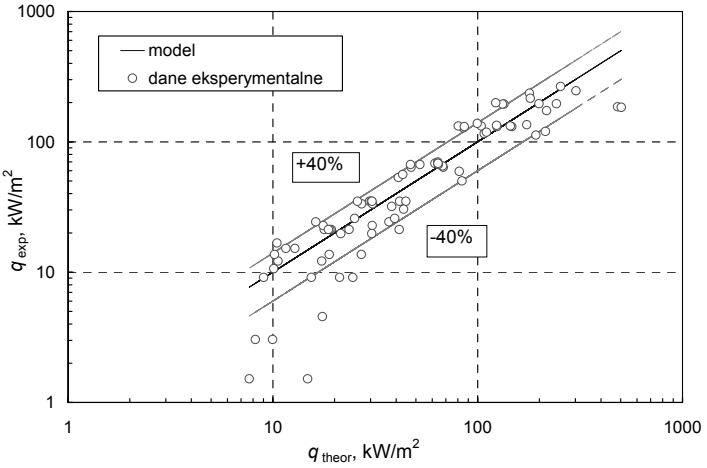
Rys. 7.25. Powierzchnie z żebrami o wysokości 5 mm – porównanie danych eksperymentalnych z wynikami obliczeń dla C_{tg} = 0,06 przy wrzeniu: a) etanolu, b) R-123, Pastuszko (2012a)

Porównanie teoretycznych i doświadczalnych wartości gęstości strumienia ciepła (rys. 7.26) pokazuje, że przyjęcie do obliczeń skorygowanej wartości czasu oczekiwania według wzoru (7.55a) pozwala na uzyskanie zbliżonej (jak w przypadku wrzenia wody) dokładności obliczeń.



Rys. 7.26. Porównanie eksperymentalnych i teoretycznych gęstości strumienia ciepła przy wrzeniu etanolu (Pastuszko, 2012a)

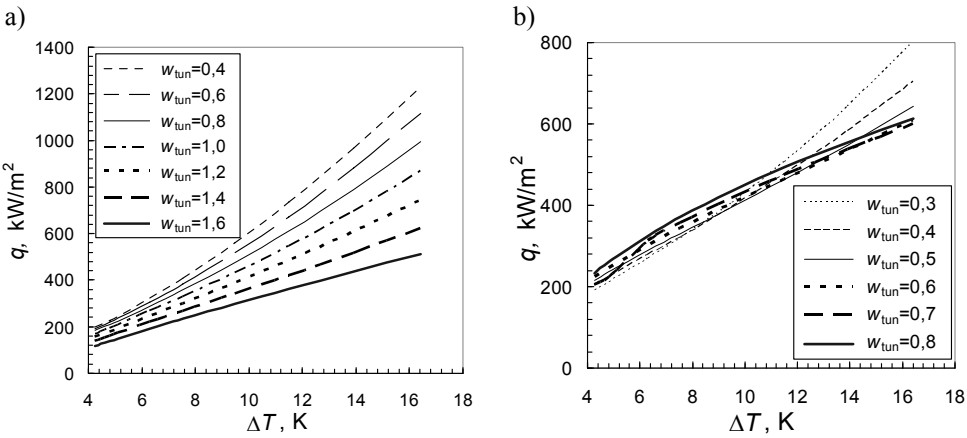
Przy wrzeniu R-123 proponowany model pozwala na uzyskanie największej dokładności dla powierzchni z tunelami o szerokości 1,0 i 1,5 mm (żebra o wysokości 5 mm, rys. 7.25b). Uproszczony model umożliwia obliczenie gęstości strumienia ciepła podczas wrzenia R-123 z dokładnością ±40% dla około 80% danych eksperymentalnych (rys. 7.27).



Rys. 7.27. Porównanie eksperymentalnych i teoretycznych gęstości strumienia ciepła przy wrzeniu R-123 (Pastuszko, 2012a)

7.4.6. Symulacja zmian szerokości tunelu

Rysunek 7.28 przedstawia wyznaczone przy pomocy modelu krzywe wrzenia przy zmiennych szerokościach tunelu oraz dwóch ustalonych podziałkach tuneli (p_{tun}): stosowanej w badaniach (2 mm) oraz zmniejszonej do 1 mm. Wyniki obliczeń potwierdzają wnioski z eksperymentów – przy wrzeniu wody największą efektywność posiadają powierzchnie z najwęższymi tunelami. Zmniejszenie podziałki, pomimo jednoczesnego zwiększenia ilości tuneli, skutkuje znacznym obniżeniem gęstości strumienia ciepła, co można tłumaczyć spadkiem sprawności miniżeber tworzących ścianki tuneli.



Rys. 7.28. Przykład symulacji krzywych wrzenia wody dla powierzchni NTS, żebra główne o wysokości 5 mm: a) $p_{tun} = 2$ mm, b) $p_{tun} = 1$ mm.

7.4.7. Wpływ założeń upraszczających na błędy obliczenia gęstości strumienia ciepła

Rodzaj wrzenia *zasysanie-parowanie*. Przy małych przegrzaniach może występować rodzaj wrzenia *zalewanie*, szczególnie w przypadku wrzenia wody dla $q < 100$ kW/m^2. Intensywność odparowania w tunelach ulega zmniejszeniu, spada całkowita gęstość strumienia ciepła.

Dopływ cieczy wyłącznie przez otworki w folii. Ze względu na dużą powierzchnię przekroju wylotów tuneli pionowych istnieje możliwość ciągłego lub cyklicznego dopływu przez nie cieczy, co jest prawdopodobne przy małej częstotliwości odrywania się pęcherzy. Zakłóca to proces „wydalania" pary z tuneli, co prowadzi do obniżenia konwekcyjnej gęstości strumienia ciepła.

Brak aktywnych porów w folii tunelu poziomego. W rzeczywistości mogą się tworzyć pęcherze na nielicznych aktywnych porach. Mają one wtedy około dwukrotnie mniejszą średnicę w porównaniu do pęcherzy tworzących się u wylotu tuneli pionowych. Przy większych przegrzaniach dochodzi do ich koalescencji, co utrud-

nia dopływ cieczy do tuneli, powodując ich wysuszanie prowadzące do spadku gęstości strumienia ciepła.

Wypływ pary wyłącznie przez wylot tuneli pionowych przy wierzchołkach żeber głównych. Przy małych przegrzaniach nie wszystkie wyloty tuneli są aktywne – szczególnie w przypadku wody prowadzi to do obniżenia zewnętrznej (konwekcyjnej) gęstości strumienia ciepła.

7.5. MODEL UPROSZCZONY DLA POWIERZCHNI Z MIKROŻEBRAMI POKRYTYMI SIATKĄ (NTS-L)

7.5.1. Założenia upraszczające

W przypadku powierzchni NTS-L przyjęto, że przestrzenie pomiędzy mikrożebrami tworzą układ wzajemnie połączonych poziomych tuneli podpowierzchniowych, ograniczonych od góry strukturą porowatą w postaci siatki (rys. 7.29). Badania wizualizacyjne przedstawione w rozdziale 5.4 wykazały, że można zakładać istnienie podobnego jak dla powierzchni TS i NTS mechanizmu tworzenia pęcherzy. Wprowadzono następujące założenia:

- Dopływ cieczy jest realizowany przez pory (oczka siatki) nieaktywne.
- Ze względu na największe przegrzanie pęcherzyk pary tworzy się początkowo w narożniku przy podstawie mikrożeber, a dalszy wzrost pęcherza następuje ponad siatką, na aktywnym oczku.
- Przyjęto stałą liczbę aktywnych porów niezależnie od zmian przegrzania.
- Na całkowity strumień ciepła składa się strumień ciepła parowania w tunelach między mikrożebrami i strumień ciepła od konwekcji powodowanej odrywaniem się i przemieszczaniem pęcherzy.

7.5.2. Obliczenia

Tok obliczeń jest zbliżony do omówionego w poprzednim modelu uproszczonym (NTS). Średnicę odrywającego się pęcherza obliczono zgodnie ze wzorem (7.52), wstawiając wymiar oczka siatki ($a = d_p$) w miejsce d_{hV}.

Zmieniono sposób wyliczenia okresu oczekiwania, zakładając za Van Stralenem i in. (1975), że w czystych cieczach zależność tego okresu od okresu wzrostu jest określona wzorem:

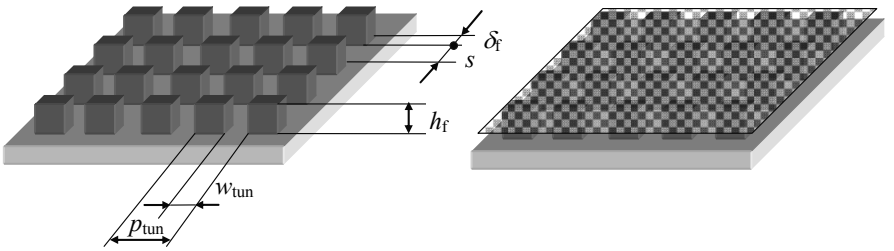
$$\Delta t_{0-1} = 3\,\Delta t_{1-2} \tag{7.71}$$

Do wyznaczenia okresu wzrostu ($\Delta t_{1\text{-}2}$) wykorzystano zależność Chiena i Webba (1998a), przedstawioną przez równanie (7.25).

Wartość $C_{tg} = 0{,}045$ w tym równaniu została przyjęta przez autora na drodze symulacji numerycznych pod kątem zminimalizowania błędów obliczenia częstotliwości odrywających się pęcherzy (rys. 7.30a) i gęstości strumienia ciepła.

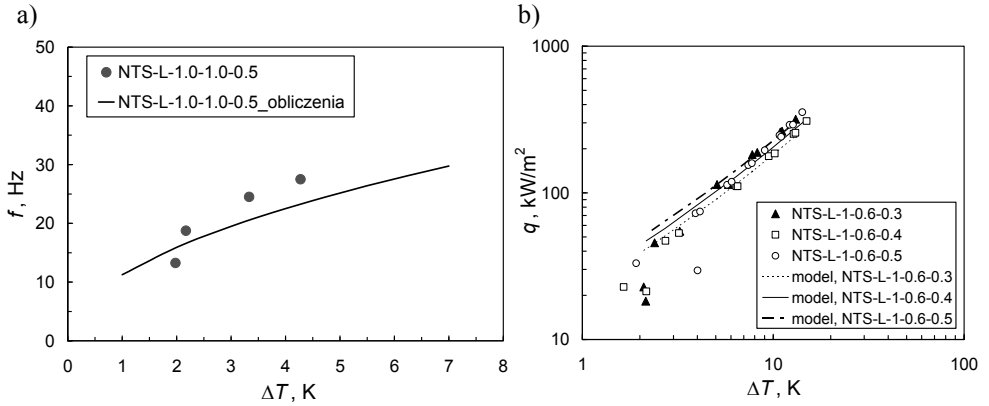
Zaniedbując okres zasilania cieczą, częstotliwość odrywających się pęcherzy określono zgodnie z równaniem (7.26), zmodyfikowanym przez usunięcie indeksu tunelu (H).

Średnią gęstość ośrodków nukleacji obliczono przy założeniu, że jeden pęcherz jest wytwarzany na powierzchni związanej z jednym mikrożebrem, tj. $p_{\text{tun}}(\delta_{\text{f}} + s)$, rys. 7.29. Gęstość ośrodków nukleacji pozostaje stała i jest wyrażona analogiczną zależnością jak w modelu uproszczonym dla NTS (7.64). Gęstość strumienia ciepła parowania obliczono według zależności (7.63). Do obliczenia zewnętrznej gęstości strumienia ciepła wykorzystano zależność (7.28), w której w miejsce ΔT wstawiono przegrzanie na styku mikrożebra z siatką (według wzoru (7.48)). Do obliczenia parametru m_{f} wykorzystano równanie (7.67).



Rys. 7.29. Geometria powierzchni z mikrożebrami

Porównanie obliczonych i zmierzonych częstotliwości dla powierzchni NTS-L-1.0-1.0-0.5 (rys. 7.30a) wskazuje, że dla przegrzań 2-4,5 K błędy wyliczenia *f* nie przekraczają 20%.

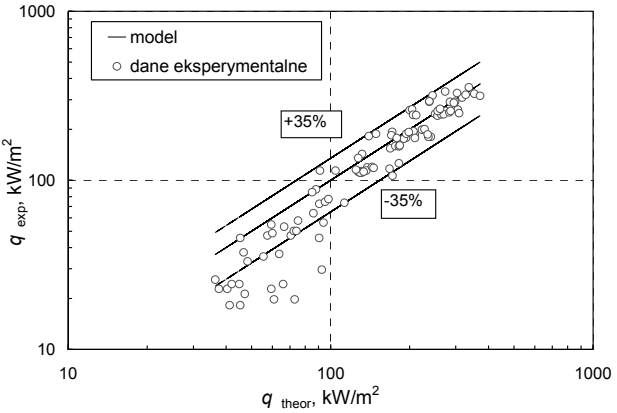


Rys. 7.30. Porównanie: a) obliczonych i zmierzonych częstotliwości odrywania się pęcherzy, b) danych eksperymentalnych z wynikami obliczeń (wrzenie wody), Pastuszko (2012b)

Rysunek 7.30b pokazuje przykładowe porównanie danych eksperymentalnych z wynikami obliczeń dla powierzchni z tunelami o szerokości 0,6 mm. Największą

zgodność modelu z danymi eksperymentalnymi uzyskano w odniesieniu do powierzchni NL-1.0-0.6-0.5 przy średnich i wysokich przegrzaniach W przypadku pozostałych powierzchni błędy nie przekraczały 30-40% dla umiarkowanych i wysokich przegrzań (5-20 K).

Rysunek 7.31 przedstawia porównanie eksperymentalnych i teoretycznych wartości q dla dziewięciu powierzchni z mikrożebrami o wysokości 1 mm, szerokości tuneli 0,6-1,5 mm oraz wymiaru oczek z przedziału 0,32-0,5 mm (tab. 3.4). Proponowany uproszczony model umożliwia określenie gęstości strumienia ciepła przy wrzeniu wody na powierzchniach NTS-L z dokładnością ±35% w odniesieniu do 85% danych eksperymentalnych. Najlepsze wyniki uzyskano dla średnich i dużych gęstości strumienia ciepła (100-400 kW/m^2).



Rys. 7.31. Porównanie eksperymentalnych i teoretycznych gęstości strumienia ciepła dla powierzchni z mikrożebrami i siatką przy wrzeniu wody (Pastuszko, 2012b)

7.6. ZMODYFIKOWANY MODEL CHIENA I WEBBA

Odmienne podejście zaproponowano w publikacjach Kozioł i in. (2007), Pastuszko i in. (2011, 2012). Zmodyfikowano i rozwinięto model Chiena i Webba (1998a), proponując jego uogólnienie na powierzchnie ożebrowane z miniżebrami i folią perforowaną (struktury tunelowe). Przy tworzeniu modelu wzięto pod uwagę wrzenie wody, etanolu i R-123 na powierzchniach TS z żebrami głównymi o wysokości 5 mm.

Do obliczenia gęstości strumienia ciepła parowania w tunelu wykorzystano algorytm Chiena i Webba (1998a), wprowadzając następujące własne modyfikacje. Stałą κ w wyrażeniu na poprawkę konwekcyjną (7.46) zastąpiono własną liczbą podobieństwa (M) charakteryzującą badaną strukturę tunelową (przez uwzględnienie grubości miniżebra i średnicy otworków folii) oraz własności cieczy i pary. Liczba M dobrana została metodą prób i błędów, przez analizę różnych kombinacji wielkości opisujących własności cieczy wrzącej i geometrię badanej struktury tunelowej:

$$\mathrm{M} = \frac{p_{\mathrm{tun}} - w_{\mathrm{tun}}}{d_{\mathrm{p}}} \cdot \frac{\rho_{\mathrm{v}}}{\rho_l} \tag{7.72}$$

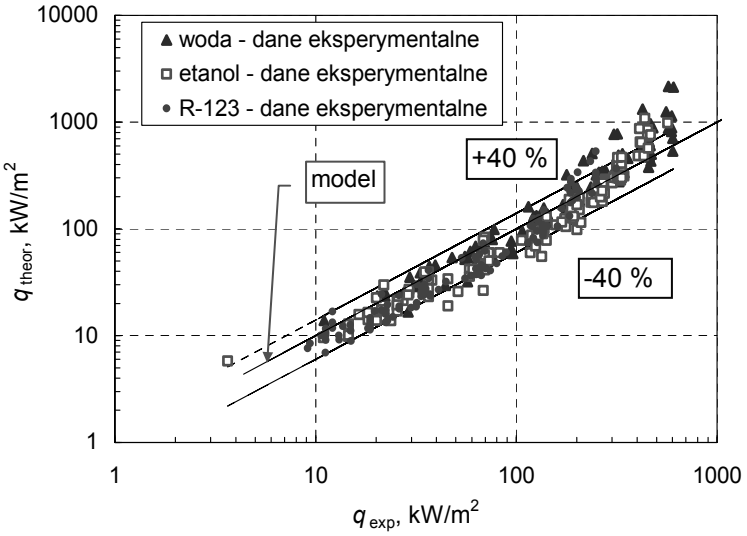
Dodano człon uwzględniający wymianę ciepła na powierzchni żebra głównego, przy założeniu, że na jego powierzchni czołowej występuje wymiana ciepła przez konwekcję (wyprowadzenie – załącznik 4):

$$q_{\mathrm{f}} = \lambda_{\mathrm{m}}\, m_{\mathrm{f\,ex}}\, \Delta T \frac{\dfrac{\alpha_{\mathrm{ex}}}{m_{\mathrm{f\,ex}}\lambda_{\mathrm{m}}} + \mathrm{tgh}\; m_{\mathrm{f\,ex}}\, h_{\mathrm{f}}}{1 + \dfrac{\alpha_{\mathrm{ex}}}{m_{\mathrm{f\,ex}}\lambda_{\mathrm{m}}}\, \mathrm{tgh}\; m_{\mathrm{f\,ex}}\, h_{\mathrm{f}}} \tag{7.73}$$

W powyższym wyrażeniu $\alpha_{\mathrm{ex}} = q_{\mathrm{ex}}/\Delta T$, a parametr żebra $m_{\mathrm{f\,ex}}$ określono według równania (7.40) po wstawieniu α_{ex} w miejsce α_{m}. Średni współczynnik przewodzenia żebra wyliczono zgodnie z zależnością (7.41).

Całkowitą gęstość strumienia ciepła obliczono według poniższego równania:

$$q = q_{\mathrm{tun}} + q_{\mathrm{ex}} + q_{\mathrm{f}} \tag{7.74}$$



Rys. 7.32. Porównanie teoretycznej i eksperymentalnej gęstości strumienia ciepła (Pastuszko i in., 2012)

Na rysunku 7.32 przedstawiono porównanie teoretycznej i eksperymentalnej wartości gęstości strumienia ciepła. Wyznaczona na podstawie modelu teoretyczna gęstość strumienia ciepła dla R-123, etanolu i wody destylowanej odzwierciedla dane eksperymentalne z dokładnością ±40% (87% wyników mieści się w podanym prze-

dziale dokładności). Większe rozbieżności wyników teoretycznych i danych doświadczalnych występują dla gęstości strumienia ciepła powyżej 200 kW/m^2, szczególnie w odniesieniu do wrzenia wody i w mniejszym stopniu etanolu. W przypadku wody rozbieżności te mogą wynikać, podobnie jak w modelu dla powierzchni TS z żebrami o wysokości 10 mm (rys. 7.15), z łączenia się pęcherzy pary nad wierzchołkami żeber głównych (koalescencja). Podczas wrzenia etanolu ważniejszą przyczyną wydaje się być przejście w rodzaj wrzenia *wysuszenie*, co powoduje zmniejszenie gęstości strumienia ciepła parowania, poprzedzające kryzys wrzenia.

7.7. PODSUMOWANIE

Przeprowadzona analiza badań wizualizacyjnych i istniejących modeli analitycznych pozwoliła na opracowanie czterech modeli teoretycznych, które mogą znaleźć zastosowanie w obliczeniach średnicy odrywających się pęcherzy, częstotliwości i gęstości strumienia ciepła dla trzech rodzajów badanych powierzchni: ze strukturami tunelowymi (TS), wąskimi tunelami (NTS) oraz mikrożebrami ze spiekaną siatką (NTS-L).

Model półanalityczny – TS/NTS

Model powstał na podstawie analizy istniejących modeli, przy czym wprowadzono wiele własnych zależności, m.in.:

- przedstawiono własne obliczenia analityczne objętości odparowanej cieczy, początkowej i końcowej objętości pary w tunelach, objętości cieczy w meniskach na początku okresu oczekiwania i na końcu okresu wzrostu,
- w celu obliczenia strumienia ciepła parowania z menisku zastosowano uproszczenie: jego rzeczywisty przekrój zastąpiono przekrojem trójkątnym,
- całkowitą gęstość strumienia ciepła dla tunelu poziomego obliczono uwzględniając stosunek ilości aktywnych porów do całkowitej ilości porów,
- w odniesieniu do tuneli pionowych przyjęto stałą gęstość ośrodków nukleacji, co uprościło obliczanie częstotliwości odrywania się pęcherzy, ponadto założono zmianę współczynnika przejmowania ciepła wzdłuż wysokości żebra głównego.

Model umożliwia wyznaczenie gęstości strumienia ciepła dla powierzchni TS z dokładnością ±40% przy wrzeniu wody i ±35% – R-123. Jego aplikacja do powierzchni NTS umożliwia obliczenie gęstości strumienia ciepła z dokładnością ±40% podczas wrzenia wody i etanolu oraz ±35% przy wrzeniu R-123. Model daje satysfakcjonujące wyniki dla małych i średnich gęstości strumienia ciepła w odniesieniu do wrzącej wody (do 300 kW/m^2), średnich i wysokich gęstości strumienia ciepła (powyżej 70 kW/m^2) – przy wrzeniu etanolu, natomiast przy zastosowaniu R-123 – dla całego zakresu gęstości strumienia ciepła. W zależności od przyjętego wariantu obliczeń wymaga wprowadzenia trzech lub czterech stałych eksperymentalnych (w tym dwie stałe dostępne w literaturze).

Model uproszczony – NTS

Model traktuje łącznie obszar tunelu pionowego i przylegających tuneli poziomych. Założono, że pory w folii służą jedynie do zasilania przestrzeni tuneli w ciecz, a pęcherze tworzą się wyłącznie u wylotów tuneli pionowych. Zmieniono sposób obliczenia okresów oczekiwania i wzrostu, uwzględniono okres zasilania, wprowadzono własną definicję obszaru wpływu.

Model daje możliwość wyznaczenia średnicy i częstotliwości odrywających się pęcherzy oraz gęstości strumieni ciepła z dokładnością od ±35 do ±40% podczas wrzenia wody przy średnich i wysokich gęstościach strumienia ciepła (100-600 kW/m^2), etanolu dla zakresu gęstości 50-150 kW/m^2 i R-123 (30-300 kW/m^2). Większą dokładność osiąga się w odniesieniu do żeber o wysokości 5 mm. Obliczenia wymagają doboru jednej stałej eksperymentalnej.

Model uproszczony – NTS-L

Przyjęto, że przestrzenie pomiędzy mikrożebrami formują układ wzajemnie połączonych poziomych tuneli podpowierzchniowych, ograniczonych od góry strukturą porowatą w postaci siatki. Założono, że pęcherzyk pary tworzy się początkowo w narożniku przy podstawie mikrożeber, a jego dalszy wzrost następuje ponad siatką. Przyjęto stałą liczbę aktywnych porów, niezależnie od zmian przegrzania.

Model umożliwia wyznaczenie gęstości strumienia ciepła z błędem ±35% podczas wrzenia wody, dla średnich i wysokich gęstości strumienia (100-400 kW/m^2). Przy wrzeniu wody poniżej 100 kW/m^2 obliczone wartości gęstości strumienia ciepła są zawyżone, co można wytłumaczyć zalewaniem części przestrzeni pomiędzy mikrożebrami przy najniższych przegrzaniach.

Zmodyfikowany model Chiena-Webba – TS

Zaproponowano uogólnienie modelu Chiena i Webba (1998a) na powierzchnie TS poprzez wprowadzenie nowej liczby podobieństwa, charakteryzującej geometrię powierzchni i parametry wrzącej cieczy oraz uzupełnienie całkowitej gęstości strumienia ciepła o człon q_f, mówiący o wymianie ciepła na żebrze. Uzyskana zgodność wyników jest zadowalająca w zakresie małych i średnich gęstości strumienia ciepła w odniesieniu do wody i etanolu oraz dla całego zakresu stosowanych gęstości strumienia ciepła przy wrzeniu R-123.

8. Wnioski

Przedstawiona praca dotyczy analizy wrzenia pęcherzykowego w tunelach podpowierzchniowych, posiadających zmienne konfiguracje, przekroje i podziałki, ograniczonych folią perforowaną lub siatką o różnych średnicach porów/oczek, przy zastosowaniu czterech czynników wrzących.

Tradycyjne metody chłodzenia, polegające na wykorzystaniu konwekcji swobodnej lub wymuszonej, nie są w stanie sprostać wymogom związanym z efektywnym odprowadzaniem ciepła z układów elektronicznych. Bardzo skutecznym sposobem chłodzenia jest wykorzystanie procesów wrzenia na powierzchni rozwiniętej z odpowiednio skonstruowanym układem tuneli podpowierzchnniowych. Zastosowanie zmiany fazy towarzyszącej procesom wrzenia daje możliwość uzyskania dużej gęstości strumienia ciepła przy małej różnicy temperatury między powierzchnią grzejną i cieczą nasyconą, co przyczynia się do zwiększenia współczynnika przejmowania oraz redukcji wymiarów wymiennika ciepła.

W pracy przedstawiono zarówno stan wiedzy w zakresie powierzchni intensyfikujących wymianę ciepła przy wrzeniu i sposobów modelowania wrzenia pęcherzykowego w tych strukturach, jak i jego rozszerzenie wynikające z badań własnych autora.

Badaniom podlegały unikalne struktury, będące powierzchniami rozwiniętymi, zawierającymi układ połączonych tuneli poziomych i pionowych – takie rozwiązanie nie było stosowane przez innych badaczy i wzbudzało spore zainteresowanie na konferencjach międzynarodowych. Autor zaproponował pięć rodzajów powierzchni strukturalnych, stanowiących układy tuneli podpowierzchniowych, związanych z żebrami o wysokości 10 i 5 mm lub mikrożebrami o wysokości 1 i 0,5 mm. Uzyskana na podstawie przeprowadzonych na ponad 60 próbkach pomiarów, podczas wrzenia wody, etanolu, fluorinertu i R-123, baza danych umożliwiła weryfikację zaproponowanych modeli teoretycznych. Podstawą do utworzenia modeli wrzenia były wyniki badań wizualizacyjnych, w tym tzw. wizualizacji wewnętrznej, umożliwiającej obserwacje procesu tworzenia, wzrostu i przemieszczania pęcherzyków pary wewnątrz uformowanych tuneli, jak również analiza istniejących modeli wrzenia w strukturach typu *tunel-por*.

W wyniku przeprowadzonych badań eksperymentalnych i teoretycznych uzyskano następujące, szczegółowe rezultaty:

1. Udoskonalono technologię wytwarzania spiekanych powierzchni strukturalnych, spełniających założone parametry geometryczne i trwałościowe, w celu otrzymania mniejszych i sprawniejszych wymienników.

2. Przy wrzeniu wody, etanolu i fluorinertu FC-72 największe współczynniki przejmowania ciepła uzyskano dla powierzchni NTS z żebrami o wysokości 5 mm, otrzymując maksymalne wartości odpowiednio: 55 – 27 – 14 kW/m^2K. Odpowiada to około czterokrotnemu wzrostowi współczynnika przejmowania ciepła w odniesieniu do żeber gładkich podczas wrzenia wody lub etanolu. Najbardziej wskazane przy wrzeniu tych czynników jest stosowanie struktur z najwęższymi tunelami (0,6 mm), natomiast przy wrzeniu FC-72 – z tunelami o szerokości 1 mm.
3. Przeprowadzona wizualizacja wewnętrzna i zewnętrzna wykazała różnice w mechanizmie wrzenia w odniesieniu do tuneli poziomych i pionowych powierzchni TS i NTS.
4. Przyjęte założenia i uproszczenia pozwoliły na zbudowanie czterech modeli teoretycznych (półanalitycznych), umożliwiających wyznaczenie gęstości strumienia ciepła z dokładnością w granicach ±35 – ±40%.
5. Przedstawione symulacje wskazały na kierunek modyfikacji powierzchni TS i NTS: zmniejszenie szerokości tuneli do około 0,4 mm. W przypadku powierzchni NTS zmniejszenie podziałki, pomimo zwiększenia ilości tuneli, skutkuje obniżeniem gęstości strumienia ciepła przy największych przegrzaniach.
6. Opisane powierzchnie mogą znaleźć zastosowanie do chłodzenia elementów lub układów wytwarzających duże gęstości strumienia ciepła. Przykładowy termosyfonowy układ chłodzenia przedstawiono w załączniku 1.
7. Badania doświadczalne i teoretyczne wskazują na możliwość zwiększenia intensyfikacji wymiany ciepła na drodze miniaturyzacji przedstawionych powierzchni.

Kontynuacja badań

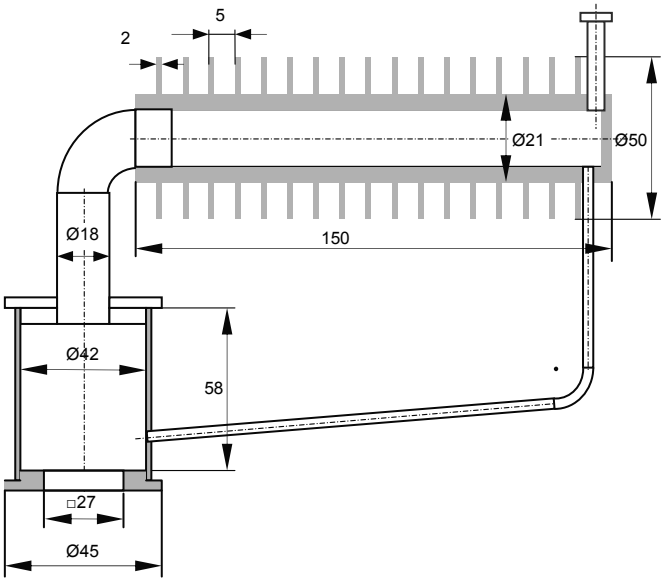
Planowane przez autora dalsze badania eksperymentalne i teoretyczne będą związane z rozpoznaniem możliwości zwiększenia współczynnika przejmowania ciepła podczas wrzenia w objętości przez zastosowanie mikrokanałów na powierzchniach rozwiniętych. Będzie również brane pod uwagę wykorzystanie analizy numerycznej wrzenia w proponowanych strukturach. Dodatkowym kierunkiem przyszłych badań będzie uogólnienie zaproponowanych modeli pod kątem poszerzenia ich zakresu stosowania na inne powierzchnie tunelowe.

Załączniki

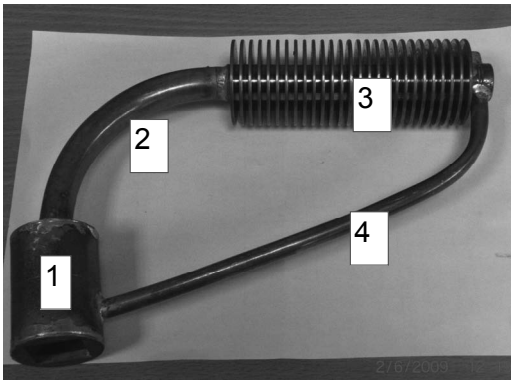
ZAŁĄCZNIK 1

Własny prototypowy układ chłodzenia elementów lub podzespołów elektronicznych

Na rysunku (rys. Z1.1) oraz zdjęciu (rys. Z1.2) pokazano zasadnicze elementy zaproponowanego termosyfonowego układu chłodzenia, wykorzystującego jedną z powierzchni NTS-L.

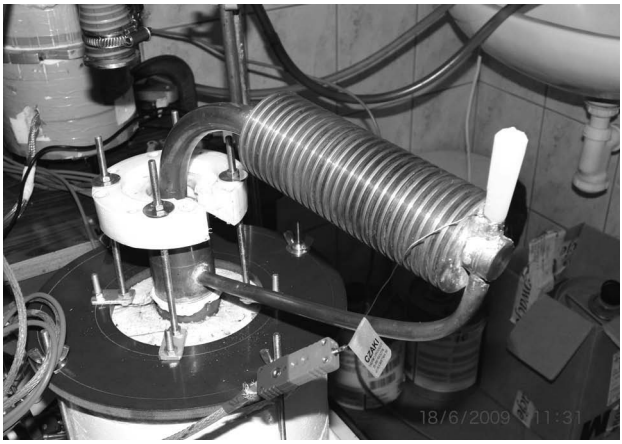


Rys. Z1.1. Prototypowy układ chłodzenia



Rys. Z1.2. Fotografia układu chłodzenia: 1 – komora parownika, 2 – rura łącząca komorę parownika ze skraplaczem, 3 – skraplacz, 4 – rurka powrotu skroplin

Wszystkie elementy zostały wykonane z miedzi. Połączono je stopem cynowym do lutowania miękkiego. Skraplacz wykonano z postaci układu 27 żeber pierścieniowych, o średnicy zewnętrznej 50 mm i wewnętrznej 21 mm. Grubości żeber wynosiły 2 mm, a szerokość przestrzeni międzyżebrowej 3 mm. Całkowita powierzchnia skraplacza wynosi około 0,1 m^2. Układ napełniono czynnikiem FC-72 do wysokości około 20 mm ponad powierzchnię struktury. Całość została zamontowana do głównego modułu pomiarowego (rys. Z1.3). W celu przetestowania stanowiska wykonano wstępne pomiary z użyciem fluorinertu FC-72, wrzącego na powierzchni NTS-L-1.0-1.0-0.5.

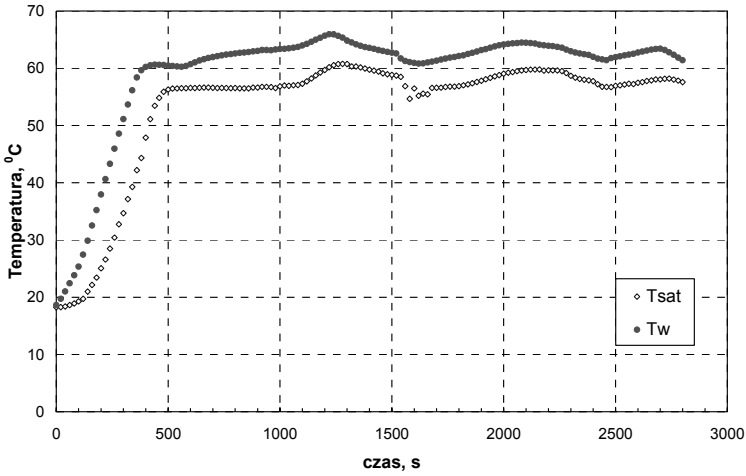


Rys. Z1.3. Symulacja pracy układu chłodzenia – zamocowanie do głównego modułu pomiarowego

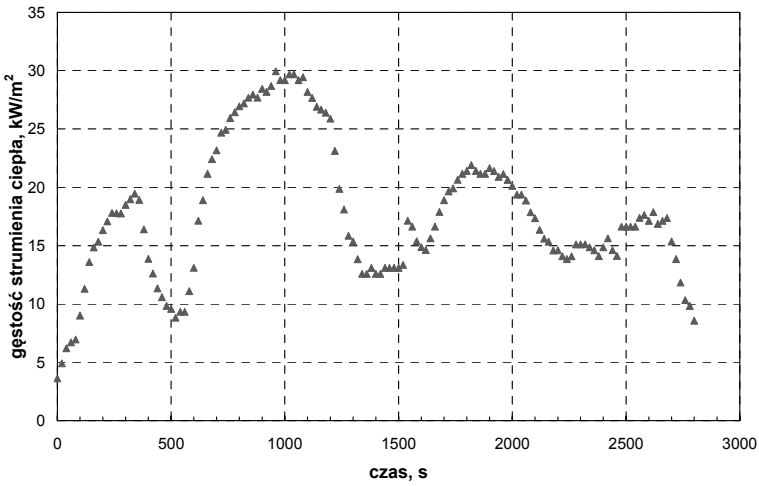
Na wykresach (rys. Z1.4) przedstawiono zmiany temperatury nasycenia, temperatury próbki (przy podstawie mikrożeber) oraz gęstości strumienia ciepła podczas symulowanej pracy wymiennika ciepła przez 50 minut. Oscylacje parametrów wymuszono drogą zaburzeń zewnętrznych, poprzez zmianę mocy dostarczanej do układu. Symulacja obejmowała okres nagrzewania (około 500 sekund), a następnie nieustaloną pracę przez około 2500 s, przy zmianie gęstości strumienia ciepła od 5 do 30 kW/m^2. Temperatura nasycenia zmieniała się w granicach 56-60°C, a temperatura próbki 60-65°C. Pomimo wprowadzonych znacznych zaburzeń zewnętrznych układ wykazał zdolność do termostabilizacji.

W czasie testów wykorzystana była wyłącznie konwekcja swobodna do chłodzenia skraplacza, przez co gęstość strumienia ciepła dostarczanego do próbki ograniczono do 30 kW/m^2, co odpowiada strumieniowi ciepła około 20 W. Większe moce powodowałyby powstanie nadmiernego nadciśnienia w układzie, co skutkowałoby zwiększeniem temperatury nasycenia powyżej 60°C. Testowany układ, po zastosowaniu konwekcji wymuszonej (wentylator) pozwalałby na odprowadzanie strumienia ciepła o gęstości do 100-150 kW/m^2.

a)



b)



Rys. Z1.4. Symulacja pracy układu chłodzenia – zmiany temperatury nasycenia i próbki (a) oraz gęstości strumienia ciepła (b) w czasie 50 minut

ZAŁĄCZNIK 2

Wyprowadzenie zależności na grubość warstwy nieodparowującej

Różnica ciśnień pomiędzy parą i cieczą na powierzchni międzyfazowej może być wyrażona za pomocą rozszerzonego równania Younga-Laplace'a (Schonberg i in., 1995, DasGupta i in., 1993, Zhao i in., 2011):

$$\Delta P = P_{\mathrm{v}} - P_l = \frac{2\sigma}{r} + \frac{C_{\mathrm{Ham}}}{6\pi\delta_{\mathrm{ne}}{}^3} \tag{Z2.1}$$

Prawa strona powyższego równania stanowi sumę ciśnienia kapilarnego i ciśnienia od sił van der Waalsa na powierzchni międzyfazowej ciecz – ścianka (*disjoining pressure*).

Wprowadzono następujące założenia upraszczające:

1. Powierzchnia międzyfazowa jest płaska, wtedy $r \to \infty$.
2. Temperatura pary na powierzchni międzyfazowej jest równa temperaturze nasycenia.
3. Spadek temperatury na grubości warstwy nieodparowującej odpowiada przegrzaniu ΔT.

Zależność pomiędzy różnicą ciśnień i temperatur jest określona przez równanie Clausiusa-Clapeyrona ($\rho_{\mathrm{v}} << \rho_l \Rightarrow 1/\rho_l \to 0$):

$$\frac{\Delta P}{\Delta T} = \frac{\rho_{\mathrm{v}} i_{lv}}{T_{\mathrm{sat}}} \tag{Z2.2}$$

Wstawiając:

$$\Delta P = \frac{C_{\mathrm{Ham}}}{6\pi\delta_{\mathrm{ne}}^3} \tag{Z2.3}$$

do równania (Z2.2) uzyskuje się zależność na grubość nieodparowującej warstwy w postaci:

$$\delta_{\mathrm{ne}} = \left(\frac{C_{\mathrm{Ham}} T_{\mathrm{sat}}}{6\,\pi\,\rho_{\mathrm{v}}\, i_{lv}\, \Delta T} \right)^{1/3} \tag{Z2.4}$$

ZAŁĄCZNIK 3

Algorytm obliczeń gęstości strumienia ciepła dla powierzchni TS

Dane wejściowe:

- **Parametry geometryczne, cieczy wrzącej i materiału struktury:** h_{tun}, w_{tun}, p_{tun}, h_f, δ_f, w_f, d_p, p_p, $\rho_{v\,sat}$, ρ_l, σ, λ_v, λ_l, i_{lv}, **R**, T_{sat}, λ_{Cu}.
- **Stałe z literatury:** C_{Ham}, C_{tg}.
- **Stałe eksperymentalne:** wykładnik n ($0{,}2 < n < 0{,}8$), przyjmowano $n = 0{,}27$, wykładnik k (dla wody wg zależności: $k = 5{,}5 - 2{,}2\,n$).

1. Obliczenie gęstości pary w tunelu poziomym na końcu okresu oczekiwania (dla d_p) i wzrostu (dla d_{bV} – (wzór 7.9)) – według wzoru (7.3).
2. Wyznaczenie objętości cieczy w okresach oczekiwania i wzrostu – wzory (7.7) i (7.8).
3. Obliczenie początkowej objętości cieczy – wzór (7.13).
4. Obliczenie objętości cieczy na końcu okresu wzrostu według zależności (7.14).
5. Obliczenie strumienia ciepła parowania według zależności (7.10) z wykorzystaniem wzorów (7.16) i (7.19).
6. Obliczenie gęstości strumienia ciepła parowania w tunelu poziomym ($q_{tun\ H}$) według wzoru (7.20).
7. Określenie okresu oczekiwania – wzór (7.22) i wzrostu – (7.25).
8. Obliczenie częstotliwości odrywania się pęcherzy (f_H) według wzoru (7.26).
9. Określenie gęstości ośrodków nukleacji (n_{sH}) – równanie (7.27).
10. Wyznaczenie zewnętrznej (q_{exH}) i całkowitej gęstości strumienia ciepła dla tunelu poziomego (q_H) – według zależności (7.28) oraz (7.29).
11. Obliczenie objętości cieczy dla tunelu pionowego według punktów 1-4, po wprowadzeniu średnicy hydraulicznej – wzór (7.31).
12. Obliczenie strumienia ciepła parowania z czterech menisków tunelu pionowego – wzór (7.34) z wykorzystaniem wysokości zastępczego przekroju (7.33).
13. Obliczenie parametru żebra m_{fm} według algorytmu w rozdziale 7.4.3.
14. Wyznaczenie gęstości strumienia ciepła w tunelu pionowym (q_{tunV}) – wzór (7.42).
15. Określenie gęstości ośrodków nukleacji dla tunelu pionowego (n_{sV}) – wzór (7.43) oraz częstotliwości odrywania się pęcherzy (f_V) – (7.44).
16. Obliczenie zewnętrznej gęstości strumienia ciepła dla tunelu pionowego (q_{exV}) – według zależności (7.47) z wykorzystaniem zależności (7.48) określającej przegrzanie przy wierzchołku żebra głównego.
17. Wyliczenie całkowitej gęstości strumienia ciepła dla tunelu pionowego (q_V) – wzór (7.49).
18. Wyznaczenie całkowitej gęstości strumienia ciepła dla układu połączonych tuneli poziomych i pionowych (q) – według zależności (7.50).

ZAŁĄCZNIK 4

Wyprowadzenie zależności na gęstość strumienia ciepła na powierzchni żebra głównego

Strumień ciepła odprowadzany przez powierzchnię żebra głównego, przy założeniu, że na jego powierzchni czołowej występuje wymiana ciepła przez konwekcję (Staniszewski, 1980):

$$\dot{Q}_f = \sqrt{2\alpha_{\mathrm{ex}}(\delta_{\mathrm{f}} + w_{\mathrm{f}})\lambda_{\mathrm{m}}\,\delta_{\mathrm{f}}\,w_f}\,(\Delta T)\frac{\sinh\left(m_{\mathrm{f\,ex}}h_{\mathrm{f}}\right)+\dfrac{\alpha_{\mathrm{ex}}}{m_{\mathrm{f\,ex}}\lambda_{\mathrm{m}}}\cosh\left(m_{\mathrm{f\,ex}}h_{\mathrm{f}}\right)}{\cosh\left(m_{\mathrm{f\,ex}}h_{\mathrm{f}}\right)+\dfrac{\alpha_{\mathrm{ex}}}{m_{\mathrm{f\,ex}}\lambda_{\mathrm{m}}}\sinh\left(m_{\mathrm{f\,ex}}h_{\mathrm{f}}\right)} \tag{Z4.1}$$

Ponieważ:

$$\sqrt{2\alpha_{\mathrm{ex}}(\delta_{\mathrm{f}} + w_{\mathrm{f}})\lambda_{\mathrm{m}}\,\delta_{\mathrm{f}}\,w_{\mathrm{f}}} = \sqrt{\frac{2\alpha_{\mathrm{ex}}\left(\delta_{\mathrm{f}} + w_{\mathrm{f}}\right)\left(\lambda_{\mathrm{m}}\,\delta_{\mathrm{f}}\,w_{\mathrm{f}}\right)^2}{\lambda_{\mathrm{m}}\,\delta_{\mathrm{f}}\,w_{\mathrm{f}}}} \tag{Z4.2}$$

oraz

$$m_{\mathrm{f\,ex}} = \sqrt{\frac{2\alpha_{\mathrm{ex}}(\delta_{\mathrm{f}} + w_{\mathrm{f}})}{\lambda_{\mathrm{m}}\,\delta_{\mathrm{f}}\,w_{\mathrm{f}}}} \tag{Z4.3}$$

stąd:

$$\sqrt{2\alpha_{\mathrm{ex}}(\delta_{\mathrm{f}} + w_{\mathrm{f}})\lambda_{\mathrm{m}}\,\delta_{\mathrm{f}}\,w_{\mathrm{f}}} = m_{\mathrm{f\,ex}}\lambda_{\mathrm{m}}\,\delta_{\mathrm{f}}\,w_{\mathrm{f}} \tag{Z4.4}$$

Ponieważ

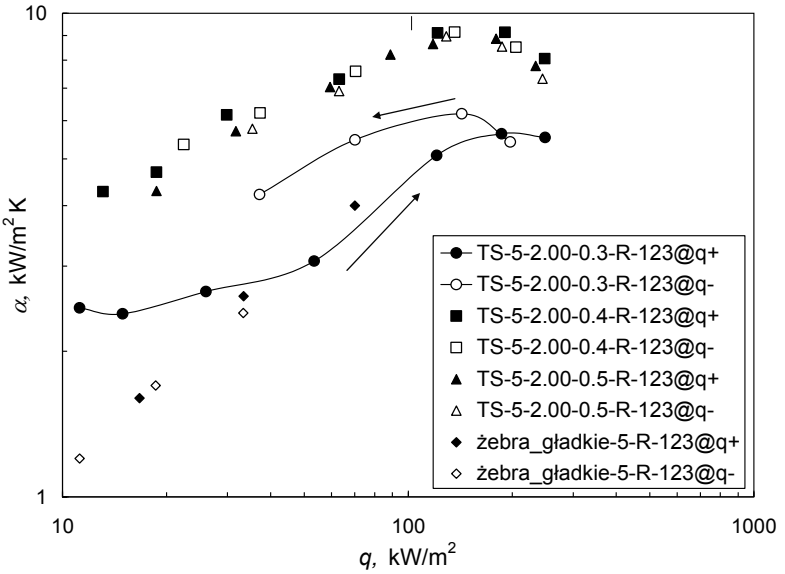
$$\frac{\sinh\left(m_{\mathrm{f\,ex}}h_{\mathrm{f}}\right)+\dfrac{\alpha_{\mathrm{ex}}}{m_{\mathrm{f\,ex}}\lambda_{\mathrm{m}}}\cosh\left(m_{\mathrm{f\,ex}}h_{\mathrm{f}}\right)}{\cosh\left(m_{\mathrm{f\,ex}}h_{\mathrm{f}}\right)+\dfrac{\alpha_{\mathrm{ex}}}{m_{\mathrm{f\,ex}}\lambda_{\mathrm{m}}}\sinh\left(m_{\mathrm{f\,ex}}h_{\mathrm{f}}\right)}\;\frac{\dfrac{1}{\cosh\left(m_{\mathrm{f\,ex}}h_{\mathrm{f}}\right)}}{\dfrac{1}{\cosh\left(m_{\mathrm{f\,ex}}h_{\mathrm{f}}\right)}} = \frac{\dfrac{\alpha_{\mathrm{ex}}}{m_{\mathrm{f\,ex}}\lambda_{\mathrm{m}}} + \mathrm{tgh}\; m_{\mathrm{f\,ex}}\,h_{\mathrm{f}}}{1+\dfrac{\alpha_{\mathrm{ex}}}{m_{\mathrm{f\,ex}}\,\lambda_{\mathrm{m}}}\,\mathrm{tgh}\, m_{\mathrm{f\,ex}}\,h_{\mathrm{f}}} \tag{Z4.5}$$

stąd wstawiając równania (Z4.4) i (Z4.5) do (Z4.1) otrzymuje się zależność:

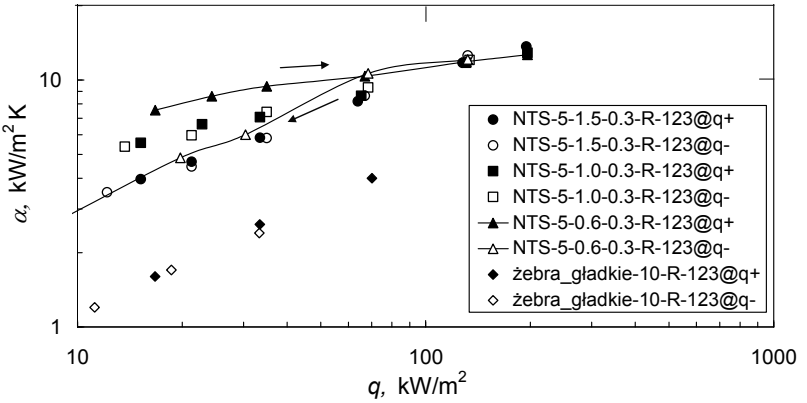
$$q_{\mathrm{f}} = \frac{\dot{Q}}{\delta_{\mathrm{f}}\,w_{\mathrm{f}}} = \lambda_{\mathrm{m}}\,m_{\mathrm{f\,ex}}\,\Delta T\,\frac{\dfrac{\alpha_{\mathrm{ex}}}{m_{\mathrm{f\,ex}}\lambda_{\mathrm{m}}} + \mathrm{tgh}\; m_{\mathrm{f\,ex}}\,h_{\mathrm{f}}}{1+\dfrac{\alpha_{\mathrm{ex}}}{m_{\mathrm{f\,ex}}\,\lambda_{\mathrm{m}}}\,\mathrm{tgh}\, m_{\mathrm{f\,ex}}\,h_{\mathrm{f}}} \tag{Z4.6}$$

ZAŁĄCZNIK 5

Przykłady histerezy wrzenia na powierzchniach TS i NTS



Rys. Z5.1. Wpływ średnicy porów na współczynnik przejmowania ciepła przy wrzeniu R-123 – histereza dla powierzchni TS-5-2.00-0.3, $q+$ – zwiększanie strumienia ciepła, $q-$ – zmniejszanie strumienia ciepła, podziałka tuneli 2 mm



Rys. Z5.2. Wpływ szerokości tuneli na współczynnik przejmowania ciepła przy wrzeniu R-123 – histereza dla powierzchni NTS-5-0.6-0.3, $q+$ – zwiększanie strumienia ciepła, $q-$ – zmniejszanie strumienia ciepła, średnica porów 0,3 mm

ZAŁĄCZNIK 6

Wybrane dane eksperymentalne

Tabela Z6.1. Wyniki badań uzyskane dla powierzchni TS

TS																	
10-2.00-0.3		**10-2.00-0.4**		**10-2.00-0.5**		**10-2.25-0.3**		**10-2.25-0.4**		**10-2.25-0.5**		**10-2.50-0.3**		**10-2.50-0.4**		**10-2.50-0.5**	
q kW/m^2	ΔT K	q kW/m^2	ΔT K	q kW/m^2	ΔT K	q kW/m^2	ΔT K	q kW/m^2	ΔT K	q kW/m^2	ΔT K	q kW/m^2	ΔT K	q kW/m^2	ΔT K	q kW/m^2	ΔT K
woda																	
27,4	5,1	27,4	2,3	27,4	5,0	27,4	2,1	25,8	2,9	59,3	2,3	36,5	1,8	28,9	2,2	31,9	1,4
59,3	2,9	59,3	2,5	59,3	2,3	60,8	2,5	55,3	2,6	124,6	3,7	57,8	2,3	62,3	2,1	62,3	1,9
94,2	3,6	123,1	4,1	126,2	4,5	92,7	3,6	92,3	3,8	191,5	5,4	124,6	4,1	94,2	3,2	95,8	2,7
129,2	5,0	194,6	5,7	194,6	6,4	127,7	5,0	125,8	5,1	259,9	7,5	193,0	5,5	130,7	4,4	129,2	3,5
196,1	7,0	259,9	6,9	261,4	8,6	194,6	7,9	189,4	7,6	326,8	9,2	259,9	7,3	199,1	6,6	194,6	5,0
263,0	9,5	334,4	8,7	325,3	10,5	261,4	10,7	257,2	9,9	384,6	10,4	326,8	8,9	267,5	8,9	263,0	6,3
326,8	11,8	466,6	12,3	468,2	14,6	325,3	13,8	325,5	12,0	463,6	11,5	448,4	12,6	337,4	11,8	329,8	7,5
462,1	19,3	620,2	16,1	600,4	17,7	459,0	21,3	455,7	16,3	393,7	10,7	598,9	17,2	466,6	18,0	454,5	9,6
588,2	35,5	466,6	12,6	465,1	14,5	597,4	33,6	590,4	20,8	337,4	9,7	462,1	13,0	606,5	29,6	611,0	12,9
469,7	16,0	335,9	9,2	337,4	10,9	466,6	27,9	474,9	17,2	264,5	8,1	329,8	9,5	478,8	23,0	471,2	10,2
331,4	11,0	270,6	7,7	270,6	9,0	337,4	20,5	340,9	13,1	202,2	6,2	263,0	7,7	358,7	14,5	339,0	7,9
273,6	9,3	205,2	6,3	205,2	7,2	272,1	16,9	276,2	11,1	133,8	4,3	200,6	6,3	278,2	10,8	269,0	6,5
205,2	7,3	135,3	4,8	136,8	5,2	138,3	8,8	206,4	8,7	66,9	2,8	133,8	4,5	215,8	8,2	205,2	5,4
139,8	4,7	69,9	3,0	69,9	2,6	68,4	4,3	138,8	6,2	35,0	2,0	69,9	2,7	142,9	5,6	136,8	3,9
69,9	2,8	36,5	2,1	35,0	1,6	38,0	2,2	71,9	3,4					76,0	3,0	73,0	2,2
35,0	1,9							33,1	1,9					39,5	1,5	38,0	1,4
etanol																	
12,2	3,9	18,2	1,9	18,2	1,9	24,3	2,5	25,6	2,4	18,2	2,0	24,3	1,8	45,6	3,1	18,2	1,7
19,8	2,4	28,9	2,0	28,9	2,3	35,0	2,9	36,5	3,1	30,4	2,7	35,0	2,1	68,4	4,1	28,9	2,0
31,9	3,3	62,3	3,0	60,8	3,9	65,4	4,5	65,8	5,0	63,8	4,6	65,4	3,3	133,8	7,1	62,3	3,1
63,8	5,4	124,6	5,4	127,7	6,5	132,2	7,9	128,3	8,5	129,2	7,3	130,7	6,3	200,6	10,1	126,2	5,5
130,7	9,2	194,6	8,6	194,6	9,0	199,1	10,9	194,9	11,3	197,6	9,2	197,6	9,5	269,0	15,2	197,6	8,0
196,1	11,6	259,9	11,5	261,4	12,6	331,4	24,2	262,1	14,4	264,5	11,5	263,0	12,1	334,4	21,5	267,5	10,6
269,0	15,4	328,3	14,3	323,8	17,1	463,6	39,5	330,5	20,0	323,8	15,2	331,4	15,1	466,6	37,3	332,9	13,4
323,8	20,3	453,0	19,1	465,1	29,3	335,9	25,6	447,4	35,5	486,4	30,9	459,0	21,6	339,0	24,1	460,6	20,7
449,9	37,7	342,0	14,6	328,3	18,5	203,7	10,9	467,4	39,3	279,7	11,9	337,4	15,4	275,1	16,2	339,0	13,7
334,4	20,8	272,1	11,8	267,5	13,5	141,4	7,7	344,4	23,8	202,2	8,8	269,0	12,2	209,8	10,8	270,6	10,7
273,6	15,6	206,7	8,8	202,2	9,5	71,4	4,2	277,2	15,4	68,4	4,5	202,2	9,4	141,4	7,0	205,2	8,2
208,2	11,5	136,8	5,8	136,8	7,0	39,5	2,9	209,7	11,6	21,3	2,1	138,3	6,7	73,0	4,1	136,8	5,9
139,8	8,7	71,4	3,3	66,9	4,2			143,0	8,7			71,4	3,7	38,0	2,6	69,9	3,6
73,0	5,7	38,0	2,4	31,9	2,8			69,5	5,2			38,0	2,3	25,8	1,9	36,5	2,4
38,0	3,8	22,8	1,8	18,2	2,3			40,2	3,2			24,3	1,7			22,8	1,7
24,3	3,1							25,6	2,6								
R-123																	
3,0	1,3	16,7	2,2	15,2	2,9	9,1	2,0	15,0	2,7	9,1	1,9	10,6	1,8	9,1	1,9	15,2	2,4
6,1	1,8	22,8	3,0	22,8	3,9	18,2	2,9	20,6	3,3	18,2	3,0	18,2	2,6	18,2	2,8	24,3	3,2
9,1	2,3	35,0	4,3	36,5	5,4	33,4	4,4	33,6	4,6	33,4	4,4	31,9	3,9	31,9	4,2	35,0	4,5
21,3	3,8	66,9	6,9	66,9	9,0	63,8	7,5	63,2	7,4	63,8	7,0	65,4	6,9	65,4	7,1	65,4	6,9
31,9	5,3	132,2	10,9	132,2	14,8	127,7	12,8	125,5	12,0	127,7	10,5	127,7	11,2	135,3	13,0	132,2	10,6
63,8	8,5	197,6	14,9	197,6	22,2	197,6	20,0	187,2	17,3	194,6	13,9	193,0	16,0	199,1	20,7	197,6	15,1
127,7	13,3	132,2	10,7	135,3	15,4	132,2	13,1	254,1	24,5	133,8	10,1	129,2	11,1	135,3	13,1	138,3	10,6
194,6	19,1	69,9	6,9	69,9	9,0	66,9	7,8	194,4	18,5	68,4	6,8	66,9	6,7	66,9	7,3	69,9	6,6
133,8	12,6	36,5	4,3	38,0	5,9	35,0	4,9	136,5	12,6	35,0	4,1	35,0	4,2	35,0	4,6	36,5	4,3
68,4	7,8	24,3	3,1	22,8	4,7	21,3	3,5	72,5	7,7	12,2	2,3	21,3	3,0	22,8	3,4	22,8	3,0
35,0	4,9	13,7	2,2	12,2	3,7	12,2	2,4	37,3	4,8			10,6	1,9	10,6	2,5	13,7	2,1
22,8	3,5							24,3	3,7								
12,2	2,5							15,0	2,8								

Tabela Z6.2. Wyniki badań uzyskane dla powierzchni NTS

NTS																	
5-1.5-0.3		5-1.5-0.4		5-1.5-0.5		5-1.0-0.3		5-1.0-0.5		5-0.6-0.3		5-0.6-0.4		10-0.6-0.4		10-1.0-0.4		10-1.0-0.3	
q kW/m^2	ΔT K	q kW/m^2	ΔT K	q kW/m^2	ΔT K	q kW/m^2	ΔT K	q kW/m^2	ΔT K	q kW/m^2	ΔT K	q kW/m^2	ΔT K	q kW/m^2	ΔT K	q kW/m^2	ΔT K	q kW/m^2	ΔT K
woda																			
30,4	4,3	41,0	2,6	36,5	2,7	28,9	2,1	25,8	1,7	30,4	1,9	21,3	2,3	60,8	2,0	15,2	1,2	18,2	2,4
62,3	4,8	63,8	3,6	60,8	3,2	59,3	2,6	47,1	2,2	63,8	2,4	47,1	1,9	124,6	3,2	36,5	2,2	41,0	2,7
124,6	6,3	132,2	4,7	127,7	4,6	95,8	3,3	112,5	4,3	95,8	3,0	111,0	3,2	196,1	4,7	109,4	4,5	101,8	5,0
193,0	7,5	203,7	6,5	194,6	6,6	126,2	4,1	183,9	6,6	130,7	3,9	171,8	4,5	259,9	6,0	199,1	7,5	164,2	7,9
259,9	9,5	267,5	8,0	263,0	8,1	190,0	5,9	241,7	7,8	194,6	4,8	237,1	6,4	332,9	7,6	326,8	11,4	226,5	10,6
322,2	11,5	334,4	9,2	328,3	9,1	259,9	7,7	316,2	9,5	259,9	6,0	302,5	8,1	402,8	9,3	442,3	14,6	288,8	13,0
445,4	13,9	471,2	10,8	457,5	11,0	322,2	9,6	434,7	11,5	323,8	7,1	364,8	9,8	469,7	10,7	506,2	16,5	410,4	17,2
606,5	16,4	670,3	13,2	606,5	12,7	456,0	13,2	562,4	13,8	460,6	10,3	456,0	12,0	407,4	9,6	568,5	19,5	530,5	21,1
460,6	14,3	471,2	10,9	463,6	11,1	598,9	16,3	439,3	11,6	615,6	14,1	560,9	15,0	340,5	8,3	443,8	14,7	411,9	17,4
332,9	11,6	325,3	9,0	335,9	9,4	457,5	13,4	316,2	9,6	462,1	10,3	419,5	11,2	276,6	6,7	304,0	10,6	302,5	13,5
258,4	9,2	205,2	6,8	267,5	8,3	331,4	10,2	188,5	6,5	340,5	7,7	311,6	8,5	202,2	5,1	188,5	6,9	171,8	7,9
200,6	7,1	63,8	2,4	202,2	6,9	269,0	8,3	60,8	2,8	272,1	6,1	183,9	5,1	139,8	3,7	62,3	2,9	51,7	3,4
73,0	4,0	33,4	2,0	132,2	4,7	203,7	6,5	33,4	2,0	208,2	4,9	60,8	2,4	69,9	2,3	45,6	4,7	27,4	2,3
33,4	3,3			69,9	3,0	136,8	4,7			139,8	3,6	31,9	1,7	28,9	2,2				
				42,6	2,6	68,4	3,0			73,0	2,6								
						35,0	2,2			38,0	1,7								
etanol																			
16,7	3,4	15,2	3,4	22,8	2,9	18,2	2,6	16,7	2,8	21,3	2,2	9,1	2,3	19,8	1,5	16,7	2,4	7,6	2,4
28,9	4,1	28,9	5,3	33,4	3,8	30,4	2,6	24,3	3,2	30,4	2,1	19,8	2,6	30,4	2,1	24,3	2,8	18,2	2,8
60,8	5,5	62,3	7,2	63,8	5,1	62,3	3,6	54,7	5,4	63,8	3,1	48,6	4,0	65,4	3,8	56,2	5,1	47,1	5,2
126,2	7,4	130,7	9,5	130,7	7,4	126,2	6,2	118,6	7,6	130,7	5,9	107,9	7,6	130,7	7,1	114,0	8,3	111,0	9,5
191,5	9,0	199,1	11,2	196,1	9,0	193,0	9,3	183,9	9,2	194,6	8,8	170,2	10,9	199,1	9,6	177,8	10,7	173,3	12,2
256,9	10,9	264,5	12,5	264,5	10,2	259,9	11,9	311,6	15,5	261,4	11,4	232,6	13,4	269,0	11,6	294,9	16,7	223,4	14,3
323,8	13,4	337,4	14,4	328,3	11,2	325,3	14,9	430,2	38,8	331,4	14,3	302,5	16,5	337,4	14,0	440,8	36,9	287,3	17,3
451,4	25,2	433,2	64,0	454,5	23,2	465,1	21,0	317,7	15,5	459,0	19,8	424,1	24,4	334,4	14,3	314,6	19,5	402,8	28,2
337,4	14,1	335,9	15,1	337,4	11,4	332,9	15,2	194,6	9,4	343,5	14,6	305,5	16,2	457,5	27,7	193,0	11,2	302,5	17,9
267,5	11,3	199,1	10,8	284,2	13,8	263,0	11,9	65,4	5,8	269,0	11,6	187,0	10,8	348,1	15,1	63,8	5,6	182,4	12,0
202,2	9,3	66,9	6,1	208,2	11,2	200,6	9,3	30,4	3,9	206,7	8,9	62,3	4,5	208,2	9,1	15,2	2,3	57,8	5,8
132,2	7,4	35,0	4,2	149,0	9,2	135,3	6,5	16,7	2,8	138,3	6,2	30,4	2,9	68,4	3,6			25,8	3,3
68,4	5,4	19,8	3,0	69,9	6,4	69,9	4,0			69,9	3,5	13,7	1,9	19,8	1,4			13,7	2,5
35,0	4,2			33,4	4,6	35,0	2,9			36,5	2,2								
21,3	3,6			19,8	3,5	21,3	2,3			22,8	1,9								
R-123																			
15,2	3,8	9,1	2,8	13,7	4,2	15,2	2,7	1,5	2,2	16,7	2,2	1,5	2,7	18,2	2,0				
21,3	4,6	19,8	4,6	22,8	5,6	22,8	3,4	3,0	2,5	24,3	2,8	4,6	2,9	22,8	2,4				
33,4	5,7	31,9	6,4	35,0	6,8	33,4	4,7	9,1	3,2	35,0	3,7	9,1	3,6	35,0	3,5				
63,8	7,8	63,8	9,3	68,4	8,7	65,4	7,6	21,3	4,1	66,9	6,5	21,3	4,9	66,9	6,1				
127,7	10,9	132,2	12,3	138,3	12,0	130,7	11,1	53,2	5,6	130,7	11,0	50,2	7,6	132,2	10,2				
194,6	14,2	194,6	14,5	235,6	18,0	196,1	15,2	115,5	10,2	196,1	15,5	112,5	13,2	196,1	14,2				
132,2	10,5	246,2	26,2	266,0	23,1	133,8	11,1	173,3	16,1	132,2	10,9	185,4	24,9	253,8	27,9				
66,9	7,8	199,1	13,8	215,8	18,1	68,4	7,3	118,6	10,3	68,4	6,4	183,9	25,6	139,8	10,2				
35,0	6,0	130,7	10,8	135,3	17,6	35,0	4,7	56,2	5,8	30,4	5,1	120,1	14,3	71,4	6,0				
21,3	4,8	66,9	7,9	69,9	8,9	21,3	3,6	25,8	4,2	19,8	4,1	59,3	7,5	36,5	3,4				
12,2	3,5	35,0	5,6	35,0	7,1	13,7	2,5	12,2	3,4	9,1	3,3	25,8	4,8	12,2	1,8				
		21,3	4,3	24,3	6,3			3,0	2,3			13,7	3,4						
		10,6	3,0	13,7	5,2							4,6	2,4						

Tabela Z6.3. Wyniki badań uzyskane dla powierzchni NTS-L

NTS-L																															
1.0-0.6				1.0-0.6-0.3				1.0-0.6-0.4				1.0-0.6-0.5				1.0-1.0				1.0-1.0-0.3				1.0-1.0-0.4				1.0-1.0-0.5				1.0-1.5				1.0-1.5-0.3				1.0-1.5-0.4				1.0-1.5-0.5			
q		ΔT		q		ΔT		q		ΔT		q		ΔT		q		ΔT		q		ΔT		q		ΔT		q		ΔT		q		ΔT		q		ΔT		q		ΔT		q		ΔT	
kW/m^2		K		kW/m^2		K		kW/m^2		K		kW/m^2		K		kW/m^2		K		kW/m^2		K		kW/m^2		K		kW/m^2		K		kW/m^2		K		kW/m^2		K		kW/m^2		K		kW/m^2		K	
woda																															
30,1	5,1	22,8	2,1	21,3	2,2	29,6	4,0	31,4	5,8	36,7	3,5	24,3	2,1	73,6	5,0	21,3	4,7	19,8	3,5	19,8	3,8	22,8	2,6								
78,2	6,9	45,6	2,4	47,1	2,7	72,6	3,9	64,5	7,4	88,4	5,0	48,6	2,9	114,2	6,1	50,2	6,0	47,1	4,1	45,6	4,7	50,2	3,4								
114,0	8,8	114,0	5,1	111,0	6,4	113,4	5,7	116,1	9,6	143,2	7,4	112,5	6,4	158,6	8,1	112,5	8,5	111,0	7,6	106,4	8,9	115,5	5,9								
153,8	10,7	182,4	7,8	177,8	9,5	154,5	7,4	159,8	11,1	193,7	9,5	177,8	10,3	199,2	9,8	177,8	10,9	176,3	10,8	180,9	11,9	177,8	8,3								
199,5	12,8	259,9	10,9	252,3	12,8	195,0	9,0	200,7	12,1	244,1	11,3	264,5	14,3	245,3	11,5	255,4	13,4	249,3	16,8	252,3	14,1	256,9	11,6								
247,8	14,8	317,7	13,1	308,6	14,9	247,0	10,8	243,7	13,5	291,5	12,9	325,3	16,6	287,4	12,7	323,8	15,6	316,2	19,7	320,7	16,0	328,3	13,6								
292,1	16,5	263,0	11,1	256,9	13,1	290,9	12,2	292,1	14,8	335,4	14,6	261,4	14,6	245,8	11,7	255,4	13,9	259,9	14,3	256,9	14,2	264,5	11,8								
246,0	15,0	188,5	8,2	185,4	10,2	354,6	14,2	248,4	13,8	293,3	12,9	180,9	11,7	200,7	10,0	185,4	12,0	188,5	11,0	187,0	11,9	193,0	9,2								
158,8	11,7	114,0	5,8	111,0	6,5	292,0	12,7	201,8	12,4	242,9	11,6	126,2	9,0	161	8,14	115,5	9,4	112,5	7,8	117,0	8,7	118,6	6,8								
115,6	9,8	54,7	3,2	53,2	3,2	241,0	11,0	161,6	11,2	184,7	9,5	63,8	4,3	120	6,42	54,7	6,5	50,2	4,2	57,8	3,9	56,2	4,4								
76,7	8,0	18,2	2,1	22,8	1,6	159,4	7,7	116,6	9,8	135,5	7,2	25,8	1,6	77,4	4,3	22,8	4,6	18,2	2,5	24,3	2,0	24,3	3,0								
33,4	5,6					119,1	6,1	72,7	8,18	85,0	4,8			35,4	2,3																
						74,6	4,1	31,9	5,86	37,5	2,5																				
						33,1	1,9																								
etanol																															
18,0	6,6	10,6	2,3	10,6	2,2	17,0	2,8	17,5	10,2	22,0	3,7	9,1	2,5	17,0	2,4	9,1	9,0	7,6	2,3	9,1	3,1	9,1	3,3								
49,9	7,1	16,7	2,8	16,7	3,1	51,2	6,5	51,3	11,0	65,8	8,4	18,2	3,3	49,7	5,7	13,7	9,1	16,7	3,5	16,7	4,2	15,2	3,5								
85,2	7,9	50,2	5,7	50,2	6,0	87,3	9,3	86,9	12,0	110,8	10,4	48,6	6,6	83,2	8,9	48,6	10,2	48,6	6,8	50,2	7,5	51,7	5,6								
122,0	10,0	114,0	10,1	112,5	12,1	124	11,6	122,1	13,7	156,2	13,5	118,6	13,8	121,3	12,1	115,5	14,4	111,0	15,2	120,1	16,8	115,5	8,7								
156,1	12,1	179,4	14,9	179,4	17,1	158	16,6	155,6	15,5	204,0	19,3	182,4	18,7	156,7	15,9	182,4	17,4	179,4	26,0	85,1	69,6	183,9	14,0								
193,5	14,1	244,7	19,3	243,2	20,2	194	19,8	193,7	17,1	247,9	23,7	190,0	44,5	191,2	21,5	244,7	19,3	244,7	43,1	54,7	8,4	249,3	17,9								
222,8	15,8	183,9	15,0	179,4	16,3	235	24,6	229,4	18,3	291,8	27,6	190,0	17,6	206,1	48,2	180,9	16,6	187,0	23,1	22,8	5,5	185,4	13,9								
264,3	17,8	51,7	5,6	54,7	6,6	196	20,2	162,2	15,3	243,7	23,4	63,8	6,9	192,6	22,5	53,2	9,6	54,7	7,3	9,1	3,1	56,2	5,9								
224,8	15,9	22,8	3,4	21,3	3,6	155	16,4	123,9	13,4	206,3	19,5	27,4	4,3	156,7	16,0	18,2	7,5	22,8	4,5			22,8	3,9								
190,9	14,2	9,1	2,3	10,6	2,3	126	11,8	86,1	11,2	160,5	13,4	15,2	2,7	123,9	12,9	9,1	7,0	9,1	2,8			12,2	3,3								
158,2	12,4					89	9,2	50,7	9,3	114,1	10,0			90,1	10,9																
125,3	10,7					55,5	6,8	17,8	6,8	69,8	7,4			54	8,2																
89,3	8,5					20,3	3,0			26,3	3,7			20,3	4,1																
54,7	7,1																														
18,8	5,7																														
FC-72																															
13,6	5,8	1,5	5,7	1,5	5,8	12,9	4,6	10,3	6,4	13,9	4,2	9,1	6,8	13,1	5,6	3,0	7,8	6,1	4,7	3,0	8,1	4,6	5,8								
38,7	8,3	7,6	6,7	4,6	5,9	38,7	8,6	39,2	8,2	49,7	8,4	7,6	6,6	39,5	9,5	4,6	8,0	16,7	6,6	9,1	8,7	12,2	6,1								
66,2	10,2	21,3	8,4	9,1	6,6	63,8	17,3	66,0	9,4	83,6	13,9	15,2	6,8	64,3	21,0	9,1	8,9	47,1	13,6	19,8	10,3	22,8	7,6								
94,1	12,7	51,7	12,9	21,3	8,9	95,5	27,5	93,7	11,3	118,2	20,2	25,8	8,8	92,7	29,4	19,8	10,8	112,5	28,3	44,1	25,6	50,2	13,3								
121,1	15,5	114,0	22,9	50,2	14,2	119,9	42,7	121,6	13,5	151,5	26,6	53,2	16,4	95,0	29,8	50,2	14,3	53,2	13,8	24,3	12,1	94,2	22,8								
147,4	29,3	56,2	12,5	114,0	21,1	96,7	27,5	151,7	17,2	155,1	27,4	95,8	36,2	68,3	20,4	114,0	19,6	22,8	7,0	4,6	6,4	50,2	12,9								
119,6	16,0	24,3	8,0	54,7	14,1	66,8	17,3	122,6	13,8	120,2	19,9	59,3	19,8	40,2	8,8	53,2	14,3	1,5	3,5			25,8	7,6								
93,3	12,8	6,1	5,4	24,3	8,7	39,2	8,7	95,2	11,2	87,1	13,2	30,4	10,2	13,1	5,0	22,8	10,6					7,6	5,2								
67,2	10,4			6,1	5,8	12,1	4,6	67,3	9,2	51,8	8,0	10,6	5,2			4,6	7,9					1,5	4,3								
40,2	8,2							39,7	7,4	16,1	4,1	4,6	3,5																		
14,4	5,8							12,4	5,1																						

Literatura

1. Anderson T.M., Mudawar I., 1989, *Microelectronic cooling by enhanced pool boiling of a dielectric fluorocarbon liquid*, ASME J. Heat Transfer, Vol. 711, pp. 752-759.
2. Arshad J., Thome J.R., 1983, *Enhanced boiling surfaces: Heat Transfer mechanism and Mixture boiling*, Proc. ASME-JSME Thermal Eng. Joint Conf., Vol. 1, pp. 191-197.
3. Ayub Z.H., Bergles A.E., 1987, *Pool boiling from GEWA surfaces in water and R-113*, Wärme- und Stoffübertragung, Vol. 21, pp. 209-219.
4. Bar-Cohen A., Geisler K.J.L., Rahim E., 2008, *Pool and flow boiling in narrow gaps – application to 3d chip stacks*, Proc. 5th European Thermal-Sciences Conference, Eindhoven, The Netherlands, keynote_2.
5. Bejan A., 1993, *Heat Transfer*, John Wiley & Sons, Inc.
6. Bergles A.E., 1998, *Techniques to enhance heat transfer*, in: Handbook of Heat Transfer (W.M. Rohsenow, J.P. Hartnett, and Y.I. Cho, eds.), 3rd Ed., Chapter 11, McGrawHill, New York.
7. Bergles A.E., 2002, *ExHFT for fourth generation heat transfer technology*, Exp. Thermal Fluid Science, Vol. 26, pp. 335-344.
8. Bonjour J., Lallemand M., 1997, *Effects of confinement and pressure on critical heat flux during natural convective boiling in vertical channels*, Int. Commun. Heat Mass Transfer, Vol. 24, pp. 191-200.
9. Brautsch A., Kew P.A., 2002, *Examination and visualization of heat transfer processes during evaporation in capillary porous structures*, Applied Thermal Engineering, Vol. 22, pp. 815-824.
10. Brautsch A., Kew P.A., 2003, *Heat transfer mechanisms during the nucleate boiling process from wovwn mesh screen structures: identification of enhancing and limiting effects*, Proc. 5th Int. Conf. Boiling Heat Transfer, Montego Bay, Jamaica, Session XII.
11. Chan M.A., Yap C.R., Ng K.C., 2010, *Pool boiling heat transfer of water on finned surfaces at near vacuum pressures*, J. Heat Transfer, Vol. 132, pp. 031501-1-6.
12. Chen Y., Groll M., Mertz R., 2004, *A dynamic model for pool boiling heat transfer on enhanced surfaces with subsurface channels*, Proc. 3rd Int. Sym. Two-Phase Flow Modeling and Experimentation, Pisa, Italy, paper No. pst01.
13. Chen, Y., Groll M., Mertz R., Kulenowic R., 2005a, *Pool boiling heat transfer of propane, isobutane and their mixtures on enhanced tubes with reentrant channels*, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 48, pp. 2310-2322.
14. Chen Y., Groll M., Mertz R., Kulenowic R., 2005b, *Visualization and mechanisms of pool boiling of propane, isobutane and their mixtures on enhanced tubes with reentrant channels*, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 48, pp. 2516-2528.
15. Chien L.H., Webb R.L., 1996a, *A Parametric Study of Nucleate Boiling on Structured Surfaces*. Part I: Effect of Tunnel Dimensions, ASME-HDT, Vol. 326, pp. 129-136.
16. Chien L.H., Webb R.L., 1996b, *A Parametric Study of Nucleate Boiling on Structured Surfaces*. Part II: Effect of Pore Diameter and Pore Pitch, ASME-HDT, Vol. 326, pp. 137-143.
17. Chien L.H., Webb R.L., 1998a, *A nucleate boiling model for structured enhanced surfaces*, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 41, pp. 2183-2195.

18. Chien L.H., Webb R.L., 1998b, *Measurement of bubble dynamics on an enhanced boiling surface*, Exp. Thermal Fluid Science, Vol. 16, pp. 177-186.
19. Chien L.H., Webb R.L., 1998c, *Visualization of pool boiling on enhanced surfaces*, Exp. Thermal Fluid Science, Vol. 16, pp. 332-341.
20. Cieśliński J.T., 1996, *Studium wrzenia pęcherzykowego na metalicznych powierzchniach porowatych*, Zeszyty Naukowe Politechniki Gdańskiej, s. Mechanika, Nr LXXVI, z. 546.
21. Cieśliński J.T., 2005, *Modelowanie wrzenia pęcherzykowego*, Wydawnictwo Politechniki Gdańskiej.
22. Cooke D., Kandlikar S.G., 2011, *Pool boiling heat transfer and bubble dynamics over plain and enhanced microchannels*, J. Heat Transfer, Vol. 133, pp. 052902-052909.
23. Cooke D., Kandlikar S.G., 2012, *Effect of open microchannel geometry on pool boiling enhancement*, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 55, pp. 1004-1013.
24. Das A.K., Das P.K., Bhattacharyya S., Saha P., 2007, *Nucleate boiling heat transfer from a structured surface – Effect of liquid intake*, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 50, pp. 1577-1591.
25. Das A.K., Das P.K., Saha P., 2009, *Performance of different structured surfaces in nucleate pool boiling*, Applied Thermal Engineering, Vol. 29, pp. 3643-3653.
26. Das A.K., Das P.K., Saha P., 2010, *Some investigations on the enhancement of boiling heat transfer from planer surface embedded with continuous open tunnels*, Exp. Thermal Fluid Science, Vol. 34, pp. 1422-1431.
27. DasGupta S., Schonberg J.A., Wayner P.C., Jr, 1993, *Investigation of an evaporating extended meniscus based on the augmented Young-Laplace equation*, J. Heat Transfer, Vol. 115, pp. 201-208.
28. El-Genk M.S., Parker J.L., 2008, *Nucleate boiling of FC-72 and HFE-7100 on porous graphite at different orientations and liquid subcooling*, Energy Conversion and Management, Vol. 49, pp. 733-750.
29. Faghri A., 1995, *Heat Pipe Science and Technology*, Taylor & Francis.
30. Franco A., Latrofa E.M., Yagov V.V., 2006, *Heat transfer enhancement in pool boiling of a refrigerant fluid with wire nets structures*, Experimental Thermal Fluid Science, Vol. 30, pp. 263-275.
31. Fujie K., Nakayama W., Kuwahara H., Kakizaki K., 1977, *Heat Transfer Wall for Boiling Liquids*, U.S. Patent 4,060,125.
32. Fujita Y., Ohta H., Uchida S., Nishikawa K., 1988, *Nucleate boiling heat transfer and critical heat flux in narrow space between rectangular surfaces*, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 31, pp. 229-239.
33. Geisler K.J.L., Bar-Cohen A., 2003, *Nucleate pool boiling heat transfer in narrow vertical channels*, Proc. 5th Int. Conf. Boiling Heat Transfer, Montego Bay, Jamaica, session XII.
34. Geisler K.J.L., Bar-Cohen A., 2009, *Confinement effects on nucleate boiling and critical heat flux in buoyancy-driven microchannels*, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 52, pp. 2427-2436.
35. Ghiu C.D., 2007, *Pool boiling from enhanced structures under confinement, dissertation*, Georgia Institute of Technology.

36. Ghiu C.D., Joshi Y.K., 2005a, *Boiling performance of single-layered enhanced structures*, J. Heat Transfer, Vol. 127, pp. 675-683.
37. Ghiu C.D., Joshi Y.K., 2005b, *Visualisation study of pool boiling from thin confined enhanced dtructures*, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.48, pp. 4287-4299.
38. Ghiu C.D., Joshi Y.K., 2006, *Pool boiling using thin enhanced structures under top-confined conditions*, J. Heat Transfer, Vol. 128, pp. 1302-1311.
39. Gogół W., 1991, *Wymiana ciepła - tablice i wykresy*, Wydawnictwo Politechniki Warszawskiej, Warszawa.
40. Guan N., Liu Z.-G., Takei M., Zhang C.-W., 2010, *Boiling heat transfer in microcapillary grooves with different structured surfaces of microcavities*, Experimental Heat Transfer, Vol. 23, pp. 217-234.
41. Guglielmini G., Misale M., Schenone C., 1996, *Experiments on pool boiling of a dielectric fluid on extended surfaces*, Int. Comm. Heat Mass Transfer, Vol. 23, pp. 451-462.
42. Guglielmini G., Misale M., Schenone C., 1999, *Pool boiling heat transfer from square-shaped spines uniformly and non-uniformly spaced*, Proc. Two Phase Flow Modelling and Experimentation, Pisa, pp. 145-152.
43. Guglielmini G., Misale M., Schenone C., 2002, *Boiling of saturated FC-72 on square pin fin array*, Int. J. Thermal Sciences, Vol. 41, pp. 599-608.
44. Guo T., Zhu T., 1997, *Experimental research on the enhancement of boiling heat transfer of liquid helium in narrow channel*, Cryogenics, Vol. 37, pp. 67-70.
45. Haider S.I., Webb R.L., 1997, *A transient microconvection model of nucleate pool boiling*, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 40, pp. 3675-3688.
46. Hakuraku Y., 1987, *Boiling Heat Transfer to Liquid Helium from Multilayered Porous Structure Fins*, Cryogenics, Vol. 27, pp. 590-591.
47. Han C.-J., Griffith P., 1965a, *The mechanism of heat transfer in nucleate pool boiling* – part I., Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 8, pp. 887-904.
48. Han C.-J., Griffith P., 1965b, *The mechanism of heat transfer in nucleate pool boiling* – part II., Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 8, pp. 905-914.
49. Henry C.D., Kim J., 2004. *A study of the effects of heater size, subcooling, and gravity level on pool boiling heat transfer*, Int. J. Heat Fluid Flow, Vol. 25, pp. 262-273.
50. Holman J.P., 1989, *Experimental methods for engineers*, McGraw-Hill Book Company.
51. Honda H., Takamastu H., Wei J.J., 2002, *Enhanced boiling of FC-72 on silicon chips with micro-pin-fins and submicron-scale roughness*, J. Heat Transfer, Vol. 124, pp. 383-390.
52. Honda H., Wei J.J., 2004, *Enhanced boiling heat transfer from electronic components by use of surface microstructures*, Exp. Thermal Fluid Science, Vol. 28, pp. 159-169.
53. Idelchik I.E., 1996, *Handbook of hydraulic resistance*, Begel House Inc., New York.
54. Israelachvili J.N., 1985, *Intermolecular and surface forces*, Academic Press.
55. Jiang Y.Y., Wang W.C., Wang D., Wang B.X., 2001, *Boiling heat transfer on machined porous surfaces with structural optimization*, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 44, pp. 443-456.
56. Judd R.L., Hwang K.S., 1976, *A comprehensive model for nucleate pool boiling heat transfer including microlayer evaporation*, ASME J. Heat Transfer, Vol. 98, pp. 623-629.

57. Kandlikar S.G., 2010, *Similarities and differences between flow boiling in microchannels and pool boiling*, Heat Transfer Engineering, Vol. 31, pp. 159-167.
58. Kandlikar S.G., Grande W., 2003, *Evolution of Microchannel Flow Passages – Thermohydraulic Performance and Fabrication Technology*, Heat Transfer Engineering, Vol. 24, pp. 3-17.
59. Kim J.H., You S.M., Pak J.Y., 2006, *Effects of heater size and working fluids on nucleate boiling heat transfer*, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 49, pp. 122-131.
60. Kim N.-H., Choi K.-K., 2001, *Nucleate pool boiling on structured enhanced tubes having pores with connecting gaps*, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 44, pp. 17-28.
61. Kim N.-H., Kim J.-W., Kim T.-H., 2000, *Effect of pore size on the nucleate pool boiling of structured enhanced tubes*, J. Thermal Science, Vol. 9, pp. 230-235.
62. Kim S., Kim H.D., Kim H., Ahn H.S., Jo H., Kim J., Kim M.H., 2010, *Effects of nanofluid and surfaces with nano structure on the increase of CHF*, Exp. Thermal Fluid Science, Vol. 34, pp. 487-495.
63. Kolev N.I., 1994, *The influence of mutual bubble interaction on the bubble departure diameter*, Exp. Thermal Fluid Science, Vol. 8, pp. 167-174.
64. Kozioł M., 2006, *Wymiana ciepła przy wrzeniu na powierzchniach z mikrożebrami i folią perforowaną*, Praca doktorska, Politechnika Świętokrzyska, Kielce.
65. Kozioł M., Pastuszko R., Poniewski M.E., 2006, *Wpływ parametrów powierzchni tunelowej na wymianę ciepła przy wrzeniu pęcherzykowym*, Inżynieria i Aparatura Chemiczna, Nr 6s, s.126-127.
66. Kozioł M., Pastuszko R., Poniewski M.E., 2007, *Analiza wymiany ciepła przy wrzeniu w strukturach tunelowych*, materiały XIII Sympozjum Wymiany Ciepła i Masy, Darłówko-Koszalin, s. 615-622.
67. Kulenovic R., Mertz R., Groll M., 2002, *High speed flow visualization of pool boiling from structured tubular heat transfer surfaces*, Exp. Thermal and Fluid Science, Vol. 25, 547-555.
68. Launay S., Fedorov A.G., Joshi Y., Cao A., Ajayan P.M., 2006, *Hybrid micro-nanostructured thermal interfaces for pool boiling heat transfer enhancement*, Microelectronics J., Vol. 37, pp. 1158-1164.
69. Lienhard J.H., Dhir V.K., Riherd D.M., 1973, *Peak Pool Boiling Heat Flux Measurement on Finite Horizontal Flat Plates*, J. Heat Transfer, Vol. 95, pp. 477-482.
70. Lienhard J.H. IV, Lienhard J.H. V, 2004, *A Heat Transfer Textbook*, Phlogiston Press, Cambridge, Ma.
71. Lu Y.-W., Kandlikar S.G., 2011, *Nanoscale surface modification techniques for pool boiling enhancement – a critical review and future directions*, Heat Transfer Engineering, Vol. 32, pp. 827-842.
72. Luke A., Cheng D.-C., 2006, *High speed video recording of bubble formation with pool boiling*, Int. J. Thermal Sciences Vol. 45, pp. 310-320.
73. Ma T., Liu X., Wu J., Li H., 1986, *Effects of Geometrical Shapes and Parameters of Re-entrant Grooves on Nucleate Pool Boiling Heat Transfer from Porous Surfaces*, Proc. 8th Int. Heat Transfer Conf., San Francisco, USA, pp. 2013-2018.
74. Madejski J., Staniszewski B, 1971, *Wymiana ciepła przy wrzeniu i przepływy dwufazowe*. Cześć I, Ośrodek Informacji o Energii Jądrowej, Warszawa.

75. Marto P.J., Lepere V.J., 1981, *Pool Boiling Heat Transfer form Enhanced Surfaces to Dielectric Fluids, Advances in Enhanced Heat Transfer*, ASME, HDT-Vol. 18, pp. 93-102.
76. McLinden M.O., 1995, *R-123 Thermodynamic and physical properties*, Int. Institute of Refrigeration, Paris.
77. Mikic B.B., Rohsenow W.M., 1969a, *A new correlation of pool boiling data including the effect of heating surface characteristics*, J. Heat Transfer, Vol. 91, pp. 245-250.
78. Mikic B.B., Rohsenow W.M., 1969b, *Bubble growth rates in non-uniform temperature field*, Progress in Heat and Mass Transfer, 2, pp. 283-292.
79. Mikielewicz J., 1995, *Modelowanie procesów cieplno-przepływowych*, Wydawnictwo Ossolineum, seria Maszyny Przepływowe, tom 17, Wrocław.
80. Mikielewicz J., 1996, *Zasady formułowania modeli matematycznych zjawisk cieplno-przepływowych*, Biuletyn Instytutu Techniki Cieplnej Politechniki Warszawskiej, nr 84, Warszawa, s. 53-67.
81. Misale M., Bergles, A.E., 1997, *The influence of channel width on natural convection and boiling heat transfer from simulated microelectronic components*, Exp. Thermal Fluid Science Vol. 14, pp. 187-193.
82. Misale M., Guglielmini G., Frogheri M., Bergles A.E., 1999, *FC-72 pool boiling from finned surfaces placed in a narrow channel: preliminary results*, Heat Mass Transfer, Vol. 34, pp. 449-452.
83. Misale M., Guglielmini G., Priarone, 2009, *HFE-7100 pool boiling heat transfer and critical heat flux in inclined narrow spaces*, Int. J. Refrigeration, Vol. 32, pp. 235-245.
84. Misale M., Guglielmini G., Priarone, 2011, *Nucleate boiling and critical heat flux of HFE-7100 in horizontal narrow spaces*, Exp. Thermal Fluid Science, Vol. 35, pp. 772-779.
85. Mitrovic J., 2006, *How to create an efficient surface for nucleate boiling?*, Int. J. Thermal Sciences, Vol. 45, pp. 1-15.
86. Murthy S., 2004, *Thin two-phase heat spreaders with boiling enhancement microstructures for thermal management of electronic systems, dissertation*, University of Maryland, College Park.
87. Murthy S., Joshi Y., Gurrum S., Nakayama W., 2006, *Enhanced boiling heat transfer simulation from structured surfaces: Semi-analytical model*, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 49, pp. 1885-1895.
88. Murthy S., Joshi Y., Nakayama W., 2004, *Two-phase heat spreaders utilizing microfabricated boiling enhancement structures*, Heat Transfer Engineering, Vol. 25, pp. 26-36.
89. Nakayama W., Daikoku T., Kuwahara H., Nakajima T., 1980a, *Dynamic Model on Enhanced Boiling Heat Transfer on Porous Surfaces*. Part I – Experimental Investigation, ASME Journal of Heat Transfer, Vol. 102, pp. 445-450.
90. Nakayama W., Daikoku T., Kuwahara H., Nakajima T., 1980b, *Dynamic Model on Enhanced Boiling Heat Transfer on Porous Surfaces*. Part II – Analytical Modeling, ASME Journal of Heat Transfer, Vol. 102, pp. 451-456.
91. Nakayama W., Daikoku T., Nakajima T., 1982, *Effects of Pore Diameters and System Pressure on Nucleate Boiling Heat Transfer from Porous Surfaces*, J. Heat Transfer, Vol. 104, pp. 286-291.
92. Nakayama W., Nakajima T., Hirasawa S., 1984, *Heat Sink Studs Having Enhanced Boiling Surfaces For Cooling of Microelectronic Components*, ASME Paper No. 84-WA/HT-89.

93. Orzechowski T., 2003, *Wymiana ciepła przy wrzeniu na żebrach z mikropowierzchnią strukturalną*, Wydawnictwo Politechniki Świętokrzyskiej, Kielce.
94. Passos J.C., Hirata F.R., Possamai L.F.B., Balsamo M., Misale M., 2004, *Confined boiling of FC-72 and FC-87 on a downward facing heating copper disk*, Int. J. Heat Fluid Flow, Vol. 25, pp. 313-319.
95. Passos J.C., Possamai L.F.B., Hirata F.R., 2005, *Confined and unconfined FC-72 and FC-87 boiling on a downward-facing disc*, Applied Thermal Engineering, Vol. 25, pp. 2543-2554.
96. Pastuszko R., 2003a, *Temperature field in two-layer fins immersed in boiling water*, Transactions of the Institute of Fluid-Flow Machinery, No.112, pp. 103-118.
97. Pastuszko R., 2003b, *Wymiana ciepła przy wrzeniu na żebrach z rozwiniętymi mikropowierzchniami*, Inżynieria i Aparatura Chemiczna, Nr 5, s. 153-155.
98. Pastuszko R., 2004a, *Boiling heat transfer on double-extended surfaces*, Proc. 10th Int. Symp. Heat Transfer and Renewable Sources of Energy, Międzyzdroje, pp. 629-636.
99. Pastuszko R., 2004b, *Fin arrays with tunnelled structure*, Turbulence, Vol.10, pp. 99-110.
100. Pastuszko R., 2005, *Temperature distribution in fin with tunnel structure*, Proc. 4th Int. Conf. Transport Phenomena in Multiphase Systems, Gdańsk, Poland, June 26-30, pp. 421-426.
101. Pastuszko R., 2006a, *Obliczanie strumienia ciepła przy wrzeniu w układzie połączonych pionowych i poziomych tuneli podpowierzchniowych*, Inżynieria i Aparatura Chemiczna, Nr 6, s. 183-185.
102. Pastuszko R., 2006b, *Pool boiling model for system of joined horizontal and vertical subsurface tunnels*, Proc. 11th Int. Symp. Heat Transfer and Renewable Sources of Energy, Międzyzdroje, pp. 621-628.
103. Pastuszko R., 2007, *Semi-analytical boiling model for extended surfaces with narrow tunnels*, Symposium and VII Workshop Modeling of Multiphase Flows in Thermo-Chemical Systems, Book of Abstracts, Gdańsk/Wieżyca.
104. Pastuszko R., 2008a, *Boiling heat transfer enhancement in subsurface horizontal and vertical tunnels*, Experimental Thermal and Fluid Science, Vol. 32, pp. 1564-1577.
105. Pastuszko R., 2008b, *Semi - Analytical Model for Pool Boiling Heat Transfer from Surfaces with Narrow Tunnels*, Proc. 5th Int. Conf. on Transport Phenomena in Multiphase Systems, HEAT 2008, June 30 – July 3, Białystok, Poland, pp. 123- 130.
106. Pastuszko R., 2008c, *Pool boiling visualization for surfaces with narrow tunnels limited by porous structure*, Proc. 5th European Thermal-Sciences Conference, Eindhoven, the Netherlands, TPF_23.
107. Pastuszko R., 2008d, *Boiling heat transfer on tunnel structures limited with wire net*, Proc. 12th Int. Symp. Heat Transfer and Renewable Sources of Energy, Międzyzdroje, pp. 379-386.
108. Pastuszko R., 2008e, *Pool Boiling from Extended Surfaces with Internal Tunnels Limited by Perforated Foil*, Proc. Int. Conf. Experimental Fluid Mechanics, Liberec, Czech Republic, pp. 129-137.
109. Pastuszko R., 2008f, *Pool Boiling of Water, Ethanol and FC-72 on Surfaces with Narrow Tunnels*, Proc. Int. Conf. Experimental Fluid Mechanics, Liberec, Czech Republic, pp. 138-145.

110. Pastuszko R., 2008g, *Zalecenia konstrukcyjne do projektowania miniaturowych wymienników ciepła*, Zeszyty Naukowe Politechniki Świętokrzyskiej, Nr 11, Nauki Techniczne – Budowa i Eksploatacja Maszyn, s. 239-247.
111. Pastuszko R., 2009a, *High speed boiling visualization for fins with subsurface tunnels*, Proc. 7th World Conference on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics (ExHFT-7), Krakow, Poland, HT-39.
112. Pastuszko R., 2009b, *Boiling visualization on confined subsurface structures*, Proc. Int. Conf. Experimental Fluid Mechanics, Liberec, Czech Republic, pp. 265-272.
113. Pastuszko R., 2009c, *Pool Boiling on micro-fin structures limited with wire net*, Proc. International Symposium on Convective Heat and Mass Transfer in Sustainable Energy (CONV-09), Hammamet, Tunisia, paper No. 234, Book of Short Papers, Vol. 2, pp. 430-433.
114. Pastuszko R., 2009d, *Pool boiling heat transfer from micro-fins with wire mesh structures in saturated FC-72*, Proc. Int. Conf. Experimental Fluid Mechanics 2009, Liberec, Czech Republic, pp. 257-264.
115. Pastuszko R., 2009e, *Analiza wymiany ciepła przy wrzeniu w wąskich tunelach ograniczonych strukturą porowatą*, Sprawozdanie z projektu badawczego MNiSW, grant nr Nr 3T10B06529, 6.10.2005 – 5.04.2009, kierownik projektu dr inż. R. Pastuszko.
116. Pastuszko R., 2010a, *Wizualizacja wrzenia na mikrożebrach ze spiekaną strukturą siatkową*, mat. XIV Sympozjum Wymiany Ciepła i Masy, Międzyzdroje, Poland, s. 389-396.
117. Pastuszko R., 2010b, *Boiling heat transfer on micro-fins with wire mesh structure*, Proc. 13th International Symposium Heat Transfer and Renewable Sources of Energy HTRSE-2010, Międzyzdroje, pp. 459-466.
118. Pastuszko R., 2010c, *Pool boiling on micro-fin array with wire mesh structures*, Int. J. Thermal Sciences, Vol. 49, pp. 2289-2298.
119. Pastuszko R., 2010d, *Pool boiling heat transfer on vertical fins with wire mesh structures*, Proc. Int. Conf. Experimental Fluid Mechanics 2010, Liberec, Czech Republic, pp. 486-492.
120. Pastuszko R., 2011a, *Visualization of pool boiling from complex surfaces with internal tunnels*, Proc. Int. Conf. Experimental Fluid Mechanics, Jicin, Czech Republic, pp. 377-384.
121. Pastuszko R., 2011b, *Semi - analytical model for pool boiling from complex surfaces with internal tunnels*, Proc. 6th International Conference on Transport Phenomena in Multiphase Systems HEAT 2011, Ryn, Poland, pp. 349-356.
122. Pastuszko R., 2011c, *Struktura intensyfikująca wymianę ciepła przy wrzeniu*, patent P.393028.
123. Pastuszko R., 2012a, *Pool boiling for extended surfaces with narrow tunnels – Visualization and a simplified model*, Experimental Thermal and Fluid Science, Vol. 38, pp.149-164.
124. Pastuszko R., 2012b, *Pool boiling on micro-fins with wire mesh structures – experiments and simplified model*, Proc. ECI 8th International Conference on Boiling and Condensation Heat Transfer, Lausanne, Switzerland, p_1571.

125. Pastuszko R., Mroczek P., Wójcik T.M., Pasecka M., Poniewski M.E., Hożejowska S., Kozioł M., 2004c, *Analiza wymiany ciepła przy wrzeniu na powierzchniach ożebrowanych pokrytych folią perforowaną i warstwą porowatą*, sprawozdanie z realizacji projektu badawczego Nr 8T10B 04220, Kielce.
126. Pastuszko R., Kaniowski R., 2010, *Boiling visualization on vertical fins with tunnel-pore structures*, Proc. Int. Conf. Experimental Fluid Mechanics, Liberec, Czech Republic, pp. 479-485.
127. Pastuszko R., Mroczek P.J., 2006, *Boiling visualization for fins with horizontal and vertical subsurface tunnels*, Proc. 11th Int. Symp. Heat Transfer and Renewable Sources of Energy, Miedzyzdroje, pp. 629-636.
128. Pastuszko R., Mroczek P.J., 2007, *Wizualizacja wrzenia na powierzchniach rozwiniętych z wąskimi tunelami ograniczonymi strukturą porowatą*, mat. XIII Sympozjum Wymiany Ciepła i Masy, Darłówko-Koszalin, s. 777-784.
129. Pastuszko R., Piasecka M., 2005, *Pomiary rozkładu temperatury w żebrach z dodatkowymi pokryciami strukturalnymi*, Pomiary Automatyka Kontrola, Nr 6, s. 27-30.
130. Pastuszko R., Poniewski M.E., 2002, *Boiling heat transfer enhancement on fins with perforated foil*, Proc. 9th Int. Symp. Heat Transfer and Renewable Sources of Energy, Międzyzdroje, pp. 161-168.
131. Pastuszko R., Poniewski M.E., 2005, *Enhancement of boiling heat transfer on double extended surfaces with narrow tunnels*, Proc. 4th Int. Conf. Transport Phenomena in Multiphase Systems, Poland, pp. 427-432.
132. Pastuszko R., Poniewski M.E., 2006, *Boiling heat transfer on double-extended surfaces with joined horizontal and vertical tunnels*, Proc. 6th Int. Conference on Boiling Heat Transfer, Spoleto, Italy, paper No. 54.
133. Pastuszko R., Poniewski M.E., 2008, *Semi-analytical approach to boiling heat fluxes calculation in subsurface horizontal and vertical tunnels*, Int. J. Thermal Sciences, Vol. 47, pp. 1169-1183.
134. Pastuszko R., Poniewski M.E., Kozioł M., 2011, *Analysis of boiling heat transfer in compound tunnel structures*, Proc. 6th International Conference on Transport Phenomena in Multiphase Systems HEAT 2011, Ryn, Poland, pp. 341-348.
135. Pastuszko R., Poniewski M.E., Kozioł M., 2012, *Heat flux determination for nucleate boiling in subsurface tunnel structures*, Heat Mass Transfer, Vol. 48, pp. 1367-1374.
136. Pastuszko R., Poniewski M.E., Mroczek P.J., 2004b, *Boiling heat transfer enhancement on fin arrays with extended micro-surfaces*, Proc. 3rd Int. Symp. Two-Phase Flow Modelling and Experimentation, Pisa, paper mt-12.
137. Pastuszko R., Wójcik T.M., Mroczek P.J., 2004a, *Boiling visualization on fins with tunnel structure*, Proc. 10th Int. Symp. Heat Transfer and Renewable Sources of Energy, Międzyzdroje, pp. 621-628.
138. Piasecka M., Pastuszko R., 2005, *Wyznaczanie pól temperatury przy zastosowaniu termografii ciekłokrystalicznej oraz kamery termowizyjnej w badaniach wymiany ciepła w minikanałach*, Pomiary Automatyka Kontrola, Nr 6, s. 23-26.
139. Poniewski M.E., 2001, *Wrzenie pęcherzykowe na rozwiniętych mikropowierzchniach*, Monografie, Studia, Rozprawy, Nr 23, Kielce.

140. Poniewski M.E., Pastuszko R., Wójcik T.M., 2008, *Modeling and experimental investigation of boiling phenomena on surfaces with extended microstructured coverings*, Proc. 5th Int. Conf. Transport Phenomena in Multiphase Systems, HEAT 2008, Białystok, Poland, pp. 163-172.
141. Rainey K.N., You S.M., 2000, *Pool boiling heat transfer from plain and microporous, square pin-finned surfaces in saturated FC-72*, J. Heat Transfer, Vol. 122, pp. 509-516.
142. Rainey K.N., You S.M., 2001, *Effect of heater size and orientation on pool boiling heat transfer from microporous coated surfaces*, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 44, pp. 2589-2599.
143. Rainey K.N., You S.M., Lee S., 2003a, *Effect of pressure, subcooling, and dissolved gas on pool boiling heat transfer from microporous surfaces in FC-72*, J. Heat Transfer, Vol. 125, pp. 75-83.
144. Rainey K.N., You S.M., Lee S., 2003b, *Effect of pressure, subcooling, and dissolved gas on pool boiling heat transfer from microporous, square pin-finned surfaces in FC-72*, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 46, pp. 23-35.
145. Ramaswamy C., Joshi Y., Nakayama W., Johnson W. B., 2002, *High-speed visualization of boiling from an enhanced structure*, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 45, pp. 4761-4771.
146. Ramaswamy C., Joshi Y., Nakayama W., Johnson W.B., 2003, *Semi-analytical model for boiling from enhanced structures*, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 46, pp. 4257-4269.
147. Ribatski G., Thome J.R., 2006, *Nucleate boiling heat transfer of R134a on enhanced tubes*, Applied Thermal Engineering, Vol. 26, pp. 1018-1031.
148. Rops C.M., Lindken R., Velthuis J.F.M., Westerweel J., 2009, *Enhanced heat transfer in confined pool boiling*, Int. J. Heat Fluid Flow, Vol. 30, pp. 751-760.
149. Schonberg J.A., DasGupta S., Wayner P.C., Jr, 1995, *An augmented Young-Laplace model of an evaporating meniscus in a microchannel with high heat flux*, Exp. Thermal Fluid Sciencs, Vol. 10, pp. 163-170.
150. Staniszewski B., 1980, *Wymiana ciepła. Podstawy teoretyczne*, PWN, Warszawa.
151. Stephan K., 2002, *Influence of dispersion forces on phase equilibria between thin liquid films and their vapour*, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 45, pp. 4715-4725.
152. Stutz B., Lallemand M., Raimbault F., Passos J., 2009, *Nucleate and transition boiling in narrow horizontal spaces*, Heat Mass Transf., Vol. 45, pp. 929-935.
153. Thome J.R., 1990, *Enhanced Boiling Heat Transfer*, Hemisphere, New York.
154. Thome J.R., 2004, *Engineering Data Book III*, Wolverine Tube Inc.
155. Thome J.R., Bejan A., Kraus A.D., (Eds.), 2003, *Heat Transfer Handbook*, John Wiley & Sons, Inc. (chapter 9).
156. Tien C.L., 1962, *A hydrodynamic model for nucleate pool boiling*, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 5, pp. 533-540.
157. Tsay J.Y., Yan Y.Y., Lin T.F., 1996, *Enhancement of pool boiling heat transfer in a horizontal water layer through surface roughness and screen coverage*, Heat Mass Transfer, Vol. 32, pp. 17-26.
158. Tullius J.F., Vajtai R., Bayazitoglu Y., 2011, *A review of cooling in microchannels*, Heat Transfer Engineering, Vol. 32, pp. 527-541.

159. Ujereh S., Fisher T., Mudawar I., 2007, *Effects of carbon nanotube arrays on nucleate pool boiling*, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 50, pp. 4023-4038.
160. Ustinov A., Mitrovic J., 2008, *Special boiling effects of novel microstructured surface*, Proc. 5th European Thermal-Sciences Conference, Eindhoven, Netherlands Paper No. 446, THP-19.
161. Ustinov A., Ustinov V., Mitrovic J., 2011, *Pool boiling heat transfer of tandem tubes provided with the novel microstructures*, Int. J. Heat Fluid Flow, Vol. 32, pp. 777-784.
162. Van Stralen S.J.D., Sohal M.S., Cole R., Sluyter W.M., 1975, *Bubble growth rates in pure and binary systems: Combined effect of relaxation and evaporation microlayers*, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 18, pp. 453-467.
163. Wang D.Y., Cheng J.G., Zhang H.J., 1991, *Pool Boiling Heat Transfer from T-Finned Tubes at Atmospheric and Super-Afmospheric Pressures*, Phase Change Heat Transfer ASME, HTD, Vol. 159, pp. 143-147.
164. Webb R.L., 1994, *Principles of Enhanced Heat Transfer*, Wiley/Interscience, New York.
165. Webb R.L., 2004, *Odyssey of the enhanced boiling surface*, ASME J. Heat Transfer, Vol. 126, pp. 1051-1059.
166. Webb R.L., Haider I., 1992, *An Analytical Model for Nucleate Boiling on Enhanced Surfaces*, Pool and External Boiling eds. Dhir V.J., Bergles A.E., ASME, pp. 345-360.
167. Webb R.L., i Pais C., 1992, *Nucleate pool boiling data for five refrigerants on plain, integral-fin and enhanced tube geometries*, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 35, pp. 1893-1904.
168. Wei J.J., Guo L.J., Honda H., 2005, *Experimental study of boiling phenomena and heat transfer performances of FC-72 over micro-pin-finned silicon chips*, Heat Mass Transfer, Vol. 41, pp. 744-755.
169. Wei J.J., Honda H., 2003, *Effects of fin geometry on boiling heat transfer from silicon chips with micro-pin-fins immersed in FC-72*, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 46, pp. 4059-4070.
170. Wójcik T., 2010, *Inicjacja wrzenia i histereza wymiany ciepła na pokryciach porowatych*, Wydawnictwa AGH, Rozprawy, Monografie Nr 204, Kraków.
171. Xia C., Guo Z., Hu W., 1992, *Mechanism of boiling heat transfer in narrow channels*, ASME HTD, Vol. 197, pp. 111-119.
172. Xia C., Hu W., Guo Z., 1996, *Natural convective boiling in vertical rectangular narrow channels*, Exp. Thermal Fluid Science, Vol. 12, pp. 313-324.
173. Xin M.-D., Chao Y.-D., 1987, *Analysis and experiment of boiling heat transfer of T-shaped finned surfaces*, Chem. Eng. Comm., Vol. 50, pp. 185-199.
174. Yao Z., Lu Y.-W., Kandlikar S.G., 2011, *Effects of nanowire height on pool boiling performance of water on silicon chips*, Int. J. Thermal Sciences, pp. 2084-2090.
175. Yilmaz S., Westwater J.W., 1981, *Effect of commercial enhanced surfaces on the boiling heat transfer curve*, Advances in Enhanced Heat Transfer, ASME, HDT, Vol. 18, pp. 73- 91.
176. Yu C.K., Lu, D.C., 2007, *Pool boiling heat transfer on horizontal rectangular fin array in saturated FC-72*, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 50, pp. 3624-3637.

177. Zhang H., Dong L., 1989, *Analysis and Experiment of Pool Boiling Heat Transfer from CIT-Shaped Finned Tube above Atmospheric Pressure*, Proc. 2nd Int. Symp. Multiphase Flow and Heat Transfer, Vol. 1, Chen X-J., Veziroglu T.N., Tien C.L. (Eds.), Hemisphere, New York, pp. 384-392.
178. Zhao J.-J., Duan Y.-Y., Wang X.-D., Wang B.-X., 2011, *Effects of superheat and temperature-dependent thermophysical properties on evaporating thin liquid films in microchannels*, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 54, pp. 1259-1267.
179. Zhao Y., Takaharu T., Chaoyue J., 2003, *Experimental study of nucleate boiling heat transfer enhancement in confined space*, Exp. Thermal Fluid Science, Vol. 28, pp. 9-16.
180. Zuber N., 1963, *Nucleate boiling. The region of isolated bubbles and the similarity with natural convection*, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 6, pp. 53-78.

WYMIANA CIEPŁA PRZY WRZENIU W TUNELACH PODPOWIERZCHNIOWYCH

Streszczenie

Wzrastająca miniaturyzacja wymusza jednocześnie stosowanie coraz doskonalszych technik chłodzenia, uniemożliwiających przekroczenie dopuszczalnych temperatur przez części mechaniczne i elementy elektroniczne, tworzące komponenty maszyn lub urządzeń. Uzyskanie możliwie dużej gęstości strumienia ciepła, przy małym przegrzaniu oraz niewielkiej powierzchni wymiany ciepła, jest możliwe przy wykorzystaniu zmiany fazy towarzyszącej procesom wrzenia lub kondensacji.

Istnieje wiele różnorodnych pasywnych i aktywnych metod intensyfikacji wymiany ciepła podczas wrzenia – w niniejszej pracy skoncentrowano się na zastosowaniu układu mini lub mikrotuneli podpowierzchniowych ograniczonych strukturą porowatą w postaci folii perforowanej lub siatki (powierzchnia *tunel-por*).

Zaproponowane powierzchnie łączą kilka metod zwiększania wymiany ciepła:

- rozwinięcie powierzchni (żebra główne + mini lub mikrożebra),
- nałożenie na powierzchnię pokrycia porowatego (siatki lub folii perforowanej),
- wykorzystanie tuneli podpowierzchniowych pod nałożonym pokryciem porowatym.

Własne badania eksperymentalne zostały przeprowadzone przy wrzeniu wody, etanolu, R-123 oraz FC-72 w odniesieniu do pięciu rodzajów powierzchni strukturalnych:

- **TS** – struktura tunelowa z żebrami głównymi o wysokości 5 i 10 mm,
- **NTS** – struktura z wąskimi tunelami (0,6-1,5 mm) i żebrami jw.,
- **NTS-M** – struktura z wąskimi tunelami (0,6-1,5 mm) i siatką,
- **NTS-W** – struktura z wąskimi tunelami (0,6-1,2 mm) i szerokimi żebrami,
- **NTS-L** – struktura z wąskimi tunelami (0,6-1,5 mm) i mikrożebrami o wysokości 1 i 0,5 mm.

Przedstawione wyniki badań wizualizacyjnych stanowiły podstawę do tworzenia modeli półanalitycznych do obliczania gęstości strumieni ciepła. Wykorzystano dwie metody wizualizacji:

- zewnętrzną – w celu wyznaczania średnicy i częstotliwości odrywających się pęcherzy,
- wewnętrzną – z użyciem segmentu umożliwiającego obserwację tworzenia, przemieszczania, wzrostu i oderwania pęcherzy.

Skomplikowana geometria powierzchni ze strukturami typu *tunel-por* wymusiła konieczność opracowania nowych modeli półanalitycznych, uwzględniających konwekcję na zewnętrznej powierzchni, jak również parowanie wewnątrz tuneli.

Opracowano następujące własne modele wrzenia:

1. Półanalityczny model wrzenia – powierzchnie TS i NTS.
2. Model uproszczony – powierzchnie NTS.
3. Model uproszczony NTS.
4. Zmodyfikowany model Chiena i Webba.

Przedstawione symulacje wykazały, że możliwe jest uzyskanie zwiększenia gęstości strumienia ciepła dla powierzchni TS i NTS poprzez zmniejszenie szerokości tuneli.

BOILING HEAT TRANSFER IN SUBSURFACE TUNNELS

Summary

The trend toward miniaturization of mechanical and electronic equipment components is the driving force behind ever better cooling technologies designed to prevent exceeding maximum allowable operating temperatures. The change of phase that accompanies boiling and condensing processes allows obtaining the highest possible heat flux at a low temperature difference between a heating surface and a working fluid on a small heat-transfer area.

There are a variety of passive and active methods of boiling heat transfer enhancement – this monograph focuses on the system of subsurface mini- or micro-tunnels restrained by a porous structure in a form of perforated foil or wire mesh (tunnel-pore surface).

The surfaces proposed here combine several methods of heat transfer intensification:

- extended surfaces (main fins + mini- or micro-fins),
- porous coating on the surface (mesh or perforated foil with pervious pores),
- subsurface tunnels located underneath the porous coating.

Original research was conducted for boiling of water, ethanol, R-123 and FC-72 from five types of structural surfaces designed by the author:

- **TS** – a tunnel structure with main fins of 5 and 10 mm in height,
- **NTS** – a narrow tunnel structure with fins of 5 and 10 mm in height, and tunnel widths of 0.6-1.5 mm,
- **NTS-M** – a structure with narrow tunnels and a mesh (fins 10 mm high), tunnel widths: 0.6-1.5 mm,
- **NTS-W** – a structure with narrow tunnels and wide fins; tunnel widths 0.6-1.2 mm,
- **NTS-L** – a structure with narrow tunnels and micro-fins of 1 and 0.5 mm in height; tunnel widths: 0.6-1.5 mm.

Results of the visualization studies presented in the monograph were the basis for the semi-analytical models for determining heat fluxes. Two visualization methods were used:

- external method – to determine the diameter and frequency of departing bubbles,
- internal method – with the use of a segment that allowed observation of bubble nucleation, growth and departure.

Complicated geometry of the surfaces with *tunnel-pore* structures compelled developing new semi-analytical models that allow convection on the external surface and evaporation inside the tunnels.

The models of boiling developed by the author include:

1. A semi-analytical model of boiling – TS and NTS surfaces.
2. A simplified model – NTS surfaces.
3. A simplified model – NTS-L surfaces.
4. Modified Chien and Webb's model.

The simulations presented in the paper confirmed the possibility of increasing the heat flux on TS and NTS surfaces through reducing the width of tunnels.