

Mieczysław Poniewski  
Bogumił Staniszewski  
Instytut Techniki Ciepłej  
Politechniki Warszawskiej

## O KRYZYSIE WRZENIA BŁONOWEGO STAN WIEDZY

### CZEŚĆ I. *Modele hydrodynamiczne. Spontaniczna nukleacja homogeniczna*

Dokonano próby uporządkowania nazewnictwa związanego z definiowaniem minimalnej temperatury dla wrzenia błonowego w dużej objętości, w przepływie i dla kropli. Przedstawiono rozwój modeli hydrodynamicznych kryzysu wrzenia błonowego opartych na założeniu, że mechanizmem decydującym o kryzysie jest niestabilność Taylora-Helmholtza powierzchni międzyfazowej ciecz - para. Innym mechanizmem, który może decydować o kryzysie wrzenia błonowego jest nukleacja homogeniczna.

#### Oznaczenia

$A = R T_r T_{crit} P_{crit}^{-1}$  - współczynnik [ $m^3 \text{ mol}^{-1}$ ]; powierzchnia [ $m^2$ ] lub liczba atomowa

$a = -E_A v_A$  - współczynnik [ $J m^3 \text{ mol}^{-2}$ ], grubość warstwy płynu [ $m$ ] lub stała

$B = v_{crit}^{-1}$  - współczynnik [ $\text{mol m}^{-3}$ ]

$b = i\omega$  - współczynnik wzrostu [ $s^{-1}$ ]

$C = \pi N_A D_{s,A}^3 6^{-1}$  [ $m^3 \text{ mol}^{-1}$ ] - współczynnik lub stała

$C_1 = -0,0052 [kg N^{-1} m^{-2}]^{-1/3}$  - stała

$C_2 = 10^3 [m kg^{-1}]^{1/3}$  - stała

$C_3 = \alpha_{av}^2 \tau_t = 30,58 \cdot 10^5 [W^2 m^{-4} K^{-2} s]$  - stała

- $c = \omega m^{-1}$  - prędkość fali [ $\text{ms}^{-1}$ ] lub ciepło właściwe [ $\text{J kg}^{-1}\text{K}^{-1}$ ]  
 $D$  - średnica [m]  
 $E$  - energia swobodna nukleacji pęcherza [J] lub energia kohezji w warunkach normalnych [ $\text{J mol}^{-1}$ ]  
 $f$  - funkcja lub zwilżalność  
 $Gr$  - liczba Grashofa  
 $g$  - przyspieszenie grawitacyjne [ $\text{m s}^{-2}$ ]  
 $h$  - entalpia [ $\text{J kg}^{-1}$ ]  
 $i = \sqrt{-1}$   
 $J$  - natężenie nukleacji [ $\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}$ ]  
 $k$  - dyfuzyjność cieplna [ $\text{m}^2\text{s}^{-1}$ ] lub stała Boltzmana [ $\text{J K}^{-1}$ ]  
 $M$  - współczynnik [-]  
 $m = 2\pi\lambda^{-1}$  - liczba falowa [ $\text{m}^{-1}$ ]  
 $m$  - natężenie przepływu [ $\text{kg s}^{-1}$ ]  
 $N$  - liczba molekuł w jednostce objętości [ $\text{m}^{-3}$ ], liczba zdarzeń [-] lub liczba Avogadro [ $\text{mol}^{-1}$ ]  
 $N(r)$  - liczba zarodków o promieniu  $r$  [ $\text{m}^{-3}$ ]  
 $n$  - strumień pęcherzy pary [ $\text{s}^{-1}\text{m}^{-2}$ ]  
 $p$  - ciśnienie [ $\text{Nm}^{-2}$ , bar]  
 $Q$  - strumień ciepła [ $\text{W m}^{-2}$ ]  
 $q^2$  - kwadrat modułu prędkości [ $\text{m}^2\text{s}^{-2}$ ]  
 $R$  - stała gazowa [ $\text{J mol}^{-1}\text{K}^{-1}$ ]  
 $r$  - promień [m] lub współrzędna  
 $S$  - masa molekuly [kg]  
 $T$  - temperatura [K]  
 $t$  - czas [s]  
 $V$  - prędkość [ $\text{m s}^{-1}$ ] lub objętość [ $\text{m}^3$ ]  
 $v$  - objętość właściwa [ $\text{m}^3 \text{mol}^{-1}$ ,  $\text{m}^3 \text{kg}^{-1}$ ]  
 $W$  - potencjał zespolony [ $\text{m}^2\text{s}^{-1}$ ]  
 $x$  - współrzędna  
 $y$  - współrzędna  
 $z$  - współrzędna zespolona  
 $\alpha$  - współczynnik przejmowania ciepła [ $\text{W m}^{-2}\text{K}^{-1}$ ]  
 $\beta$  - współczynnik w równaniu ruchu [-]  
 $\sigma = 0,16(6)N_A D_{S,A}^3 v^{-1}$  - współczynnik wirialny [-]  
 $\Delta$  - różnica lub przyrost  
 $\delta$  - wysokość pęcherza [m]

- $\varepsilon$  - emisyjność
- $\zeta = \alpha_{av} \gamma \lambda_p^{-1}$  bezwymiarowa współrzędna normalna do powierzchni
- $\varrho$  - zaburzenie powierzchni międzyfazowej [m]
- $\theta = \frac{T_p - T_1}{T_{p,o} - T_1}$  - bezwymiarowa temperatura
- $\psi = t \tau^{-1}$  - bezwymiarowy czas
- $\chi = \psi M$  - bezwymiarowy czas
- $\lambda$  - długość fali [m] lub przewodność cieplna [ $Wm^{-1}$ ]
- $\mu$  - lepkość dynamiczna [ $N s m^{-2}$ ]
- $\xi = \alpha_{av} r \lambda^{-1}$  - bezwymiarowy promień
- $\rho$  - gęstość [ $kg m^{-3}$ ]
- $\Sigma$  - współczynnik wagowy
- $\sigma$  - napięcie powierzchniowe [ $N m^{-1}$ ]
- $\varphi$  - bezwymiarowa funkcja własności cieplnych cieczy i powierzchni grzejnej
- $\phi$  - bezwymiarowa funkcja objętości molowych
- $\tau$  - czas trwania procesu [s]
- $\Omega = (\lambda_p \rho_p C_p)^{-1}$  - funkcja własności cieplnych materiału powierzchni [ $m^4 J^{-2} s^{-1} K^2$ ]
- $\omega$  - częstotliwość [ $s^{-1}$ ]

Indeksy i inne oznaczenia

- A - wielkość molowa, atom lub cząsteczka
- av - wartość średnia
- b - pęcherz pary
- c - styk lub zderzenie
- crit - wartość krytyczna
- iso - izotermiczny
- l - ciecz
- Leid - Leidenfrost
- lp - powierzchnia międzyfazowa ciecz - ciało stałe
- lv - powierzchnia międzyfazowa ciecz para
- max - wartość maksymalna

- meas - wartość mierzona
- min - wartość minimalna lub określająca położenie minimum
- mp - punkt topnienia, najniższa możliwa temperatura cieczy
- ms - maksymalne przegrzanie cieczy
- N - nukleacja
- o - wielkość początkowa lub ustalona
- p - materiał powierzchni grzejnej
- r - wielkość zredukowana
- s - kula
- sat - wartość w warunkach nasycenia
- t - stan przejściowy
- v - para
- vf - film parowy
- \* - wartość charakterystyczna, zmodyfikowana lub równoważowa

## 1. WSTĘP

Rozwój reaktorów jądrowych, silników raketowych i układów kriogenicznych, w których zachodzi b. intensywna wymiana ciepła ze zmianą fazy czynnika, doprowadził do zwiększenia zainteresowania zagadnieniami wymiany ciepła przy wrzeniu.

Potrzeba zapewnienia bezpieczeństwa dla otoczenia reaktora jądrowego w razie awarii, stanowi bezpośrednią przyczynę intensyfikacji badań nad zjawiskami cieplno-przepływowymi, zachodzącymi w trakcie awaryjnego zalewania. Jednym z podstawowych zagadnień jest określanie wartości temperatury i strumienia ciepła, dla których następuje załamanie wrzenia błonowego i zwilżanie wtórne powierzchni grzejnej.

Wobec dużych rozbieżności w fizycznej interpretacji zjawiska kryzysu wrzenia błonowego i wynikającej stąd różnorodności proponowanych modeli matematycznych, istnieje potrzeba dokonania krytycznej analizy hipotez, jak również kontynuacji badań teoretycznych i eksperymentalnych nad zjawiskiem.

Żadna z istniejących hipotez nie sprawdziła się wobec badań R.E. Henry'ego i Shi-chune Yao [6], którzy eksperymentalnie określili wpływ zmian ciśnienia na wartość minimalnej temperatury wrzenia błonowego dla wody i etanolu.

## 2. NAZEWNICTWO

We wrzeniu, zarówno w przepływie jak i w dużej objętości, nie istnieje ustalona definicja tej temperatury, zwanej temperaturą zwilżania wtórnego (rewetting temperature [1]) lub temperaturą hartowania (quench temperature [1]), temperaturą rozpylania lub rozpryskiwania (sputtering temperature [2]), temperaturą wydzielania ciepła (calefaction temperature [3]), minimalną temperaturą wrzenia błonowego (minimum film boiling temperature [4]) lub temperaturą Leidenfrosta [5]. Wymienione terminy nie są dokładnie synonimami.

Bez względu na warunki geometryczne i przepływowe idzie tu o określenie temperatury początku wrzenia błonowego, czyli o początek procesu tworzenia się stabilnego filmu parowego izolującego ciecz od gorącej powierzchni lub (w odwrotnym kierunku) temperatury załamania się tego rodzaju wrzenia i początek procesu coraz intensywniejszego zwilżania gorącej powierzchni przez ciecz, co pociąga za sobą gwałtowny wzrost współczynnika przejmowania ciepła od powierzchni do cieczy.

Proces tworzenia się stabilnego filmu parowego lub jego załamanie nie ma z pewnością charakteru skokowego, stąd też graniczna wartość temperatury jest wartością umowną.

Na podstawie cytowanej w opracowaniu literatury można zaproponować przyjęcie następujących ustaleń nomenklaturowych.

Przez temperaturę Leidenfrosta definiuje się najczęściej maksymalną temperaturę, przy której kropla cieczy unosząca się nad poziomą powierzchnią ciała stałego na poduszce parowej ostatecznie opada i dotyka bezpośrednio powierzchni. Wyznacza się ją przez określenie położenia maksimum krzywej odparowania kropli  $\tau = \tau(T_p)$ . Temperatura

tura Leidenfrosta traktowana jest w literaturze jako wielkość charakterystyczna dla zjawiska określanego mianem efektu Leidenfrosta. Zjawisko to opisane zostało w przedstawionej definicji temperatury Leidenfrosta.

Jako minimalną temperaturę wrzenia błonowego określa się przeważnie minimum klasycznej krzywej wrzenia  $Q = Q(T_p - T_{sat})$  we wrzeniu w dużej objętości.

Temperaturę zwilżania wtórne - go lub temperaturę hartowania odnosi się do wrzenia w przepływie i określa jako temperaturę, przy której następuje załamanie izolującego filmu parowego i początek bezpośredniego kontaktu cieczy z gorącą powierzchnią, co objawia się gwałtownym wzrostem współczynnika przejmowania ciepła od powierzchni do cieczy.

Za temperaturę rozpryskiwania przyjmuje się wartość temperatury, przy której zanika film parowy izolujący pionowo spływającą warstwę cieczy od gorącej powierzchni. Zanik filmu parowego powoduje gwałtowne odrywanie kropel cieczy, jak również gwałtowny wzrost wartości współczynnika przejmowania ciepła.

Omówione dalej w pracy modele teoretyczne odniesione są zarówno do wrzenia w dużej objętości, jak i wrzenia kropli. Bez względu na warunki w jakich zostały wyprowadzone uogólniane są one na wszystkie, przedstawione w definicjach charakterystycznych temperatur, przypadki,

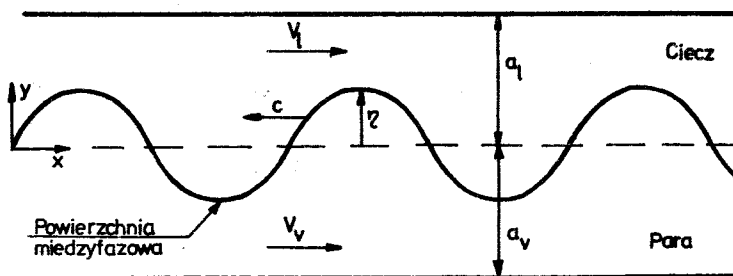
### 3. MODELE HYDRODYNAMICZNE

Wspólną nazwę modele hydrodynamiczne można nadać hipotezom, w których o kryzysie wrzenia błonowego ma decydować niestabilność Taylora-Helmholtza powierzchni międzyfazowej ciec-z-para.

## 3.1. PODSTAWOWY MODEL HYDRODYNAMICZNY

Historycznie pierwszy z nich model P.J. Berenсона [7] oparty jest na analizie wyidealizowanego modelu przepływu warstwy cieczy nad warstwą pary, gdy zachodzi kryzys wrzenia błonowego. Rozważania P.J. Berenсона odnoszą się zatem do wrzenia w dużej objętości. Punktem wyjścia było założenie, że czynnikiem stabilizującym błonkę pary na powierzchni ciała stałego jest napięcie powierzchniowe na granicy rozdziału faz para - ciecz.

Rozważano zagadnienie niestateczności powierzchni międzyfazowej przyjmując za N. Zuberem [8], że minimalny strumień ciepła potrzebny do utrzymania stabilnego wrzenia błonowego generuje przepływ pary niezbędny do zachowania ciągłej powierzchni międzyfazowej, co odpowiada granicy stateczności rozchodzenia się fal kapilarnych na tej powierzchni (rys.1).



Rys.1. Model graficzny do analizy stabilności powierzchni międzyfazowej [9]

Minimalną temperaturę wrzenia błonowego wyznaczono z warunku, że minimalny strumień ciepła określany jest przez minimalną różnicę temperatur: ciecz - powierzchnia ciała stałego, niezbędną dla zachowania stabilnego wrzenia błonowego.

P.J. Berenson założył, że para i ciecz znajdujące się nad gorącą powierzchnią stanowią dwie warstwy poruszające się względem siebie z prędkościami  $V_v$  i  $V_1$ , a  $c$  jest prędkością rozchodzenia się zaburzenia falowego powierzchni rozdziału, jak na rys.1.

Przedmiotem rozważań było zagadnienie stateczności ruchu względnego tak zdefiniowanych dwu warstw płynów, czyli okreś-

lenie granicy stateczności rozchodzenia się fal kapilarnych. Założono bezwirowy przepływ potencjalny i model niestabilności Taylora-Helmholtza, tzn. niestabilności względem czasu, powstałej w wyniku istnienia prędkości względnej warstw obu faz. Przyjęto, że ruch falowy powierzchni międzyfazowej może być opisany modelem liniowym, rozważono więc profile o małej amplitudzie i małym kącie nachylenia. Zaburzenie powierzchni międzyfazowej zapisuje się następująco

$$\eta = \eta_0 e^{i\omega t} \cos mx = \eta_0 e^{bt} \cos mx. \quad (1)$$

Potencjały zespolone, dla obserwatora poruszającego się razem z falą, dla obu warstw dane są zależnościami [9], [10]

$$W_{v,1} = -(V_{v,1} - c)z - \frac{\rho_0 (V_{v,1} - c)}{\sinh ma_{v,1}} \cos(m(z + ia_{v,1})). \quad (2)$$

Po uwzględnieniu:

a) bilansu sił na powierzchni międzyfazowej

$$p_v - p_l + \sigma_{lv} \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} = 0, \quad (3)$$

b) równań Eulera w postaci całkowej

$$p_{v,1} + \frac{1}{2} \rho_{v,1} v_{v,1}^2 + \rho_{v,1} g \eta = \text{const}, \quad (4)$$

z powyższych zależności otrzymano równanie rozchodzenia się zaburzeń:

$$\begin{aligned} m \rho_v (V_v - c)^2 \coth ma_v + m \rho_l (V_l - c)^2 \coth ma_l = \\ = \sigma_{lv} m^2 - g(\rho_l - \rho_v) \end{aligned} \quad (5)$$

$$c = \frac{\omega}{m}, \quad m = \frac{2\pi}{\lambda}.$$

Wobec nieobecności konwekcji wymuszonej we wrzeniu objętościowym można założyć, że prędkość cieczy jest mała oraz, że



grubość warstwy cieczy znajdującej się nad gorącą powierzchnią nie ma znaczącego wpływu na przebieg zjawiska (bo jest np. bardzo duża):

$$V_l = 0, \quad \coth ma_l = 1. \quad (6)$$

P.J. Berenson wykazał, że wpływ prędkości pary i grubości warstwy, dla różnic temperatur powierzchnia - ciecz  $T_p - T_l \leq 250$  [K], na położenie maksymalnej wartości współczynnika wzrostu  $b$  w funkcji liczbowej  $m$  jest minimalny. Pozwala to przyjąć:

$$V_v = 0, \quad \coth ma_v = 1. \quad (7)$$

Wprowadzenie (6) i (7) do równania (5) daje

$$b = i\omega = \left( \frac{g(\rho_l - \rho_v)m}{\rho_l + \rho_v} - \frac{\sigma_{lv}m^3}{\rho_l + \rho_v} \right)^{1/2}. \quad (8)$$

Warunkiem zachowania powierzchni międzyfazowej jest rzeczywista wartość  $\omega$ , gdyż inaczej zaburzenie będzie rosło do nieskończoności. Zaburzenie to wywoływane jest przez odrywające się od powierzchni międzyfazowej pęcherze pary. A zatem najbardziej prawdopodobna, dla kryzysu wrzenia błonowego, długość fali zaburzenia odpowiada maksymalnej wartości współczynnika wzrostu  $b^*$ . Tę długość fali nazywa się najbardziej "niebezpieczną".

Z równania (8) widać, że gdy ustalone są własności cieczy i pary, długość fali zależy jedynie od liczby falowej  $m$ .

Po zróżniczkowaniu (12) względem  $m$  otrzymuje się

$$m^* = \left( \frac{g(\rho_l - \rho_v)}{3\sigma_{lv}} \right)^{1/2} = \frac{2\pi}{\lambda^*}. \quad (9)$$

Stąd maksymalna wartość współczynnika wzrostu

$$b^* = \left( \frac{2g(\rho_l - \rho_v)}{3\sqrt{3}(\rho_l + \rho_v)} \sqrt{\frac{g(\rho_l - \rho_v)}{\sigma_{lv}}} \right)^{1/2}. \quad (10)$$

Strumień ciepła od powierzchni do cieczy określono dla cieczy w temperaturze nasycenia. W tym przypadku różnica temperatur  $T_p - T_1$  jest zawsze najmniejsza, a zatem spełnione są warunki, dla których wyprowadzono zależność (8).

Strumień ciepła:

$$Q = \left[ \begin{array}{l} \text{ilość ciepła} \\ \text{'unoszona} \\ \text{przez jeden} \\ \text{pęcherz} \end{array} \right] \times \left[ \begin{array}{l} \text{ilość pęcherzy} \\ \text{na jednostkę} \\ \text{czasu i jednostkę} \\ \text{powierzchni} \end{array} \right]. \quad (11)$$

Można przyjąć, że na powierzchni  $\lambda^2$  w czasie jednego okresu odrywają się 4 pęcherze, gdyż przemieszczenia powierzchni międzyfazowej występują w dwu kierunkach płaszczyzny, a więc ilość pęcherzy odrywających się w jednostce czasu z jednostki powierzchni dla "niebezpiecznej" długości fali wyniesie

$$n = \frac{4}{\lambda^2 \tau}. \quad (12)$$

Zakładając, że cykl tworzenia się pęcherzy jest równy czterokrotnemu czasowi wzrostu granicy rozdziału faz do wysokości równej średnicy pęcherza (gdyż w jednym cyklu powstają cztery pęcherze) z równania (1) (dla dowolnego  $x$ ) otrzymuje się

$$\tau = 4t = \frac{4}{b^*} \ln \left( \frac{D_b}{\rho_0} \right). \quad (13)$$

Jeśli przyjąć, że wielkość początkowego zaburzenia jest proporcjonalna do wymiaru pęcherza, to człon  $\ln(D_b/\rho_0)$  jest wielkością stałą i może być on traktowany jako stała proporcjonalności  $C$  między okresem zaburzeń powierzchni międzyfazowej  $1/b^*$  a czasem wzrostu pęcherza. Kombinacja równań (10), (12) i (13) pozwala na obliczenie ilości pęcherzy odrywających się w jednostce czasu z jednostki powierzchni

$$n = \frac{b^*(\rho_1 - \rho_v)g}{12\pi^2 C \rho_{lv}}. \quad (14)$$

Całe powyższe rozumowanie stosuje się do minimalnej częstości odrywania się pęcherzy (jeden pęcherz na jeden półokres zaburzenia), czyli odpowiada minimalnemu strumieniowi ciepła od powierzchni do cieczy. Dla stabilnego wrzenia błonowego, a więc dla strumieni ciepła większych od minimum, szybkość generacji pary przewyższy naturalną zdolność jej usuwania, co z kolei spowoduje wzrost wymiarów pęcherzy lub częstości ich odrywania się albo obu tych wielkości jednocześnie.

Ilość ciepła unoszona przez jeden pęcherz odrywający się od powierzchni międzyfazowej wynosi

$$Q_b = \rho_{vf} \Delta h_{av} \frac{\pi}{6} D_b^3. \quad (15)$$

Wprowadzenie do (11) zależności (14) i (15) wraz z eksperymentalną zależnością J.P. Berensona na wielkość średnicy pęcherza i wartość współczynnika C [7], daje wyrażenie na strumień ciepły, niezbędny do zachowania ciągłej powierzchni międzyfazowej

$$Q_{\min} = 0,09 \rho_{vf} \Delta h_{av} \left[ \frac{g(\rho_l - \rho_v)}{\rho_l + \rho_v} \right]^{1/2} \left[ \frac{\sigma_{lv}}{g(\rho_l - \rho_v)} \right]^{1/4}. \quad (16)$$

Równanie określające minimalną różnicę temperatur można zapisać następująco

$$(\Delta T)_{\min} = \left( \frac{Q}{\alpha} \right)_{\min}, \quad (17)$$

gdzie

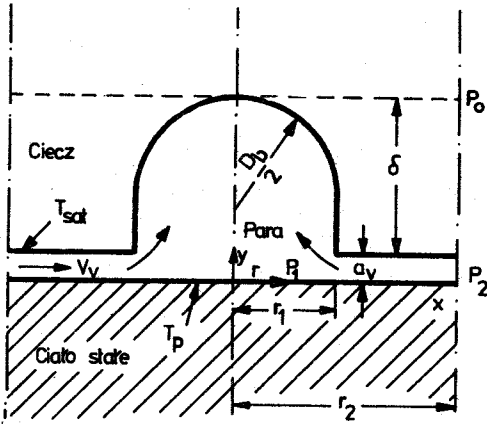
$$\alpha = \frac{\lambda_{vf}}{a_v}. \quad (18)$$

Wyrażenie na współczynnik przejmowania ciepła  $\alpha$  wyprowadzono posługując się następującym rozumowaniem.

Założono, że:

a) para płynie radialnie do pęcherza z otoczenia o powierzchni (rys.2)

$$\pi r_2^2 = \frac{\lambda^2}{2}, \quad (19)$$



Rys. 2. Uproszczony model graficzny wrzenia błonowego na płaskiej powierzchni poziomej [7]

Wobec przyjętych założeń równania ciągłości, energii i ruchu zapisuje się następująco:

$$m = \rho_{vf} V_v 2\pi r_1 a_v, \quad (20)$$

$$m a h_{av} = \frac{\lambda_{vf}}{a_v} (\pi r_2^2 - \pi r_1^2) \Delta T, \quad (21)$$

$$\frac{dp}{dr} = \beta \frac{\mu_{vf} V_v}{a_v^2}, \quad (22)$$

gdzie:

$\beta = 12$ , gdy powierzchnia międzyfazowa jest sztywna [11],  
 $\beta = 3$ , dla zerowych naprężeń stycznych.

Po scałkowaniu równania ruchu (22) i wprowadzeniu do niego wyrażenia na prędkość pary  $V_v$  z równań (20) i (21) oraz zastąpieniu przez najbardziej niebezpieczną wartość długości fali otrzymuje się

$$p_2 - p_1 = \frac{8\beta}{\pi} \frac{\mu_{vf} \lambda_{vf} \Delta T}{a_v^4 \rho_{vf} h_{av}} \frac{\sigma_{lv}}{g(\rho_l - \rho_v)}. \quad (23)$$

b) siły bezwładności są całkowicie do pominięcia w porównaniu z siłami tarcia,

c) grubość warstwy pary w przestrzeni pomiędzy pęcherzami jest praktycznie stała,

d) opór tarcia na powierzchni międzyfazowej zmienia się od zera do wartości odpowiadającej granicy stacjonarnej,

e) wymiana ciepła przez warstwę pary odbywa się wyłącznie na drodze przewodzenia.

Ta różnica ciśnień jest równoważna przez ciśnienie hydrostatyczne (rys.2):

$$p_2 - p_0 = \delta \rho_l g. \quad (24)$$

$$p_1 - p_0 = \delta \rho_v g + \frac{4G_{lv}}{D_b}.$$

V.M. Borishansky [12] określił eksperymentalnie związek między średnicą a wysokością pęcherza pary

$$\delta = 0,68 D_b, \quad (25)$$

zaś eksperymentalna wartość współczynnika  $\beta$  wg P.J. Berensona [7] wynosi 2,35. Po wprowadzeniu powyższych zależności do (23) i (24) uzyskano wyrażenie na grubość warstwy pary

$$a_v = 2,35 \left[ \frac{\mu_{vf} \lambda_{vf} \Delta T}{\Delta h_{av} \rho_{vf} g (\rho_l - \rho_v)} \sqrt{\frac{G_{lv}}{g (\rho_l - \rho_v)}} \right]^{1/4}. \quad (26)$$

A stąd zgodnie z (17) i (18):

$$\alpha = 0,425 \left[ \frac{\lambda_{vf} \Delta h_{av} \rho_{vf} g (\rho_l - \rho_v)}{\mu_{vf} \Delta T \sqrt{\frac{G_{lv}}{g (\rho_l - \rho_v)}}} \right]^{1/4}, \quad (27)$$

$$\Delta T_{\min} = (T_p - T_{\text{sat}})_{\min} =$$

$$= 0,127 \frac{\rho_{vf} \Delta h_{av}}{\lambda_{vf}} \left[ \frac{g (\rho_l - \rho_v)}{\rho_l + \rho_v} \right]^{2/3} \left[ \frac{G_{lv}}{g (\rho_l - \rho_v)} \right]^{1/2} \left[ \frac{\mu_{vf}}{g (\rho_l - \rho_v)} \right]^{1/3}. \quad (28)$$

We wzorze (28) wielkości z indeksami "vf" i "v" odnoszą się do temperatury filmu parowego, z indeksami "l" do temperatury nasycenia, zaś  $\Delta h_{av} = h_{lv}$ .

W tablicy (1) zestawiono wyniki obliczeń i badań eksperymentalnych P.J. Berensona:

Tablica 1 [7]

Materiał powierzchni - miedź

Fluyn	$T_{\min}$ (zmierzone) [K]	$T_{\min}$ wg wzoru (28) [K]
n - pentan	58,3	54,4
czterochlorek węgla	80,5	85,0

Uzyskano również bardzo dobrą zgodność wartości  $T_{\min}$  wg wzoru (28) dla wrzenia freonu - 11, freonu - 22, etanolu i wody na gorącej powierzchni ciekłej rtęci [50]. Warto również podkreślić, że wyrażenie (27) jest b. podobne do korelacji uzyskanej przez L.A. Bromleya [13] dla wrzenia błonowego, gdzie zamiast wyrażenia  $\sqrt{\frac{C_{lv}}{g(\rho_l - \rho_v)}}$  występuje średnica rury  $D$  jako geometryczny czynnik skalujący. Ponieważ zależność L.A. Bromleya była wielokrotnie weryfikowana eksperymentalnie, więc uzyskany rezultat jest potwierdzeniem poprawności rozważań.

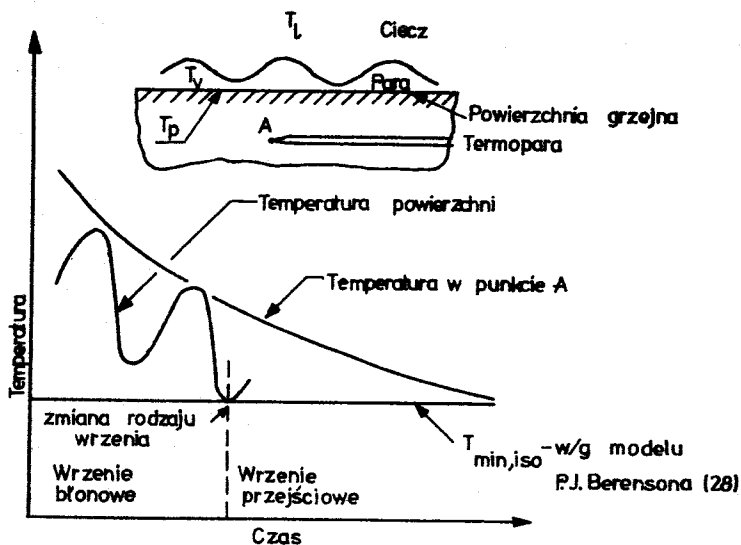
Analiza kryzysu wrzenia błonowego podana przez P.J. Berensona dotyczy przypadku jednowymiarowego. D.J. Jordan [14] wykazał, że analiza dwuwymiarowa prowadzi do tego samego wyniku.

### 3.2. MODEL HYDRODYNAMICZNY DLA PRZECHŁODZONEJ CIECZY Z CHWILOWYM ZWILŻANIEM POWIERZCHNI GRZEJNEJ

Podobnie jak K.J. Baumeister i F.F. Simon [5], R.E. Henry [4] przyjął, że model hydrodynamiczny [7] tłumaczy zjawisko kryzysu wrzenia błonowego dla powierzchni izotermicznej. Analizując dane eksperymentalne wykazał, że należy w rozważaniach teoretycznych uwzględnić również dwa czynniki: własności cieplne materiału powierzchni i przechłodzenia cieczy.

Obniżenie temperatury powierzchni od temperatur charakterystycznych dla wrzenia błonowego do temperatur wrzenia przejściowego powoduje niestabilność powierzchni międzyfazowej: film parowy - ciecz, co objawia się występowaniem lokalnych wahań grubości filmu parowego. Wahania grubości filmu powodują z kolei lokalne wahania współczynnika przejmowania ciepła od powierzchni do cieczy. Spadek wartości współczynnika  $\alpha$  wywołuje spadek intensywności generacji pary, co może w konsekwencji doprowadzić do załamania filmu parowego.

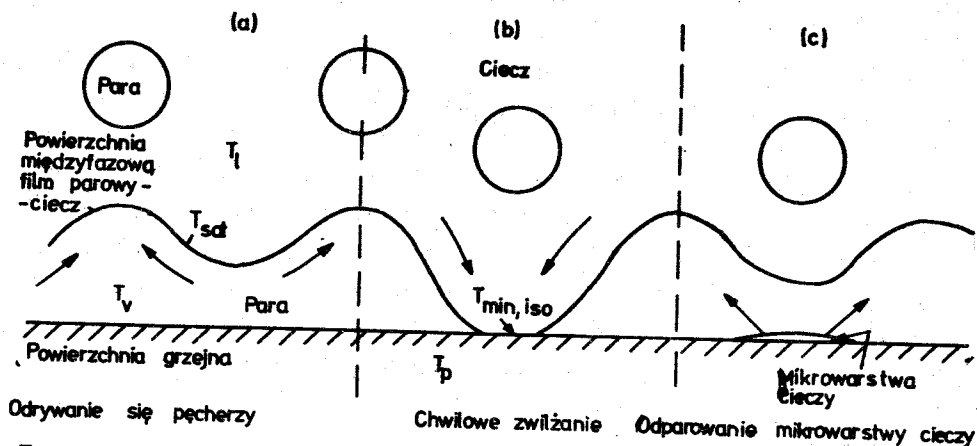
Fluktuacje współczynnika przejmowania ciepła na gorącej powierzchni będą wywoływać znaczne lokalne wahania temperatury  $T_p$ . Lokalna wartość  $T_p$  może być zatem znacznie niższa niż  $T_{p,iso}$  wg modelu J.P. Berensona [7]. A zatem, ponieważ temperatura  $T_p$  jest mierzona najczęściej przez termoparę w pewnej odległości od powierzchni, omawiane fluktuacje mogą spowodować wystąpienie wrzenia przejściowego dla wyższych mierzonych wartości temperatury  $T_{p,meas}$  niż wartość przewidywana równaniem (28). Graficznie ilustruje to rys.3.



Rys.3. Fluktuacje temperatury powierzchni na skutek zmian grubości filmu parowego [4]

Opierając się na wynikach badań W.S. Bradfielda [24], V.M. Borishanskiego [12] i J.P. Berensona [17], R.E. Henry [4]

zapropował fizyczny model kryzysu wrzenia błonowego, jak na rys.4. W chwili, gdy pęcherz odrywa się z przeciwzęzła (rys.4.a), ciecz napływa gwałtownie w kierunku powierzchni i



Rys.4. Ilustracja procesu załamania się izolującego filmu parowego wg modelu R.E.Henry'ego [4]

chwilowo zwilża ją lokalnie (rys.4b). Wywołane zwilżaniem gwałtowne zwiększenie natężenia generacji pary powoduje odpechnięcie cieczy od powierzchni, ale w trakcie odrywania się niewielka mikrowarstwa cieczy pozostaje na powierzchni i jest odparowywana jak na rys.4c. Jeżeli lokalne wahania temperatury są takie, że temperatura  $T_p$  spadnie poniżej wartości przewidzianej równaniem (28), to ilość generowanej pary nie będzie wystarczająca, aby utrzymać wrzenie błonowe.

Celem otrzymania właściwej korelacji dla określenia minimalnej temperatury wrzenia błonowego rozważono oddzielnie efekt przejściowego zwilżania i efekt odparowania mikrowarstwy. Dla czasów charakterystycznych dla chwilowego zwilżania - rzędu 0,05 [s] - przewodzenie jest dominującym mechanizmem przekazywania ciepła do cieczy. Chwilowe zwilżanie potraktowano więc jako gwałtowne zetknięcie dwu półnieskończonych płyt, jednej, o temperaturze początkowej równej średniej temperaturze płynu i drugiej, o temperaturze początkowej równej temperaturze powierzchni grzejnej. Przyjęto również, że temperatura powierzchni międzyfazowej  $T_c$  tak zdefiniowanych dwu płyt niezbędna dla zaistnienia wrzenia błonowego jest definiowana przez model hydrodynamiczny (28).



Rozumowanie powyższe prowadzi do zależności [4], [23]

$$\frac{T_{\min, \text{meas}} - T_{\min, \text{iso}}}{T_{\min, \text{iso}} - T_l} = \sqrt{\frac{\lambda_l \rho_l c_l}{\lambda_p \rho_p c_p}} = \varphi, \quad (29)$$

gdzie:

$$\begin{aligned} T_c &= T_{\min, \text{iso}}, \\ T_p &= T_{\min, \text{meas}}. \end{aligned} \quad (30)$$

Z zależności (29) jest widoczne, że jeżeli  $\lambda_p \rho_p c_p \gg \lambda_l \rho_l c_l$ , to temperatura mierzona jest równa wartości izotermicznej.

Jeśli zaś podane iloczyny są porównywalne, to chwilowe zwilżanie będzie wywoływać znaczne wahania temperatury powierzchni.

Częstość odrywania się pęcherzy odpowiada częstości chwilowego zwilżania i jeśli temperatura powierzchni nie powróci do wartości przed zwilżeniem zanim nastąpi kolejne, to wytworzy się lokalnie obszar o niższej temperaturze, spadnie natężenie generacji pary poniżej wymaganego minimum i film parowy załamie się.

Pozostająca na gorącej powierzchni po odepchnięciu cieczy przez parę mikrowarstwa cieczy powoduje dodatkowe ochłodzenie powierzchni. Wielkość tego ochłodzenia jest proporcjonalna do ilości cieczy pozostającej na powierzchni, ciepła przewodzenia i entalpii powierzchni. Dwa ostatnie parametry są łatwe do zdefiniowania. Ilość cieczy pozostająca na powierzchni zależy od zwilżalności, która jest b. trudna do określenia w omawianym stanie przejścia od wrzenia błonowego do przejściowego. Z tego powodu przyjęto, że dowolna zwilżalność wystarcza do utworzenia mikrowarstwy, co pozwala uwzględnić dalej w rozważaniach jedynie ciepło parowania i entalpię cieczy. Jeśli wrzący film cieczy przylega do gorącej powierzchni, to ochłodzenie powierzchni będzie funkcją następującego stosunku

$$\frac{h_{lv}}{c_p \Delta T_{\min, \text{iso}}}, \quad (31)$$

gdzie  $\Delta T_{\min, \text{iso}}$  określa wzór (28).

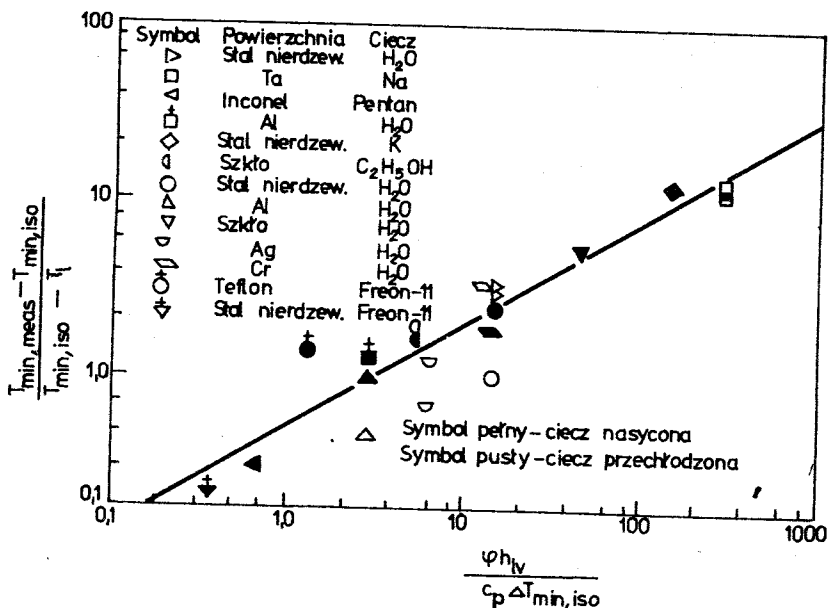
Łącząc oba omawiane efekty zaproponowano zależność

$$\frac{T_{\min, \text{meas}} - T_{\min, \text{iso}}}{T_{\min, \text{iso}} - T_1} = f\left(\varphi, \frac{h_{lv}}{c_p \Delta T_{\min, \text{iso}}}\right). \quad (32)$$

Korelując przy pomocy zależności (32) dane eksperymentalne otrzymano

$$\frac{T_{\min, \text{meas}} - T_{\min, \text{iso}}}{T_{\min, \text{iso}} - T_1} = 0,42 \left( \frac{\varphi h_{lv}}{c_p \Delta T_{\min, \text{iso}}} \right)^{0,6}. \quad (33)$$

Zgodność zależności (33) z danymi eksperymentalnymi ilustruje rys.5. Uzyskano również niezłą zgodność dla układu



Rys.5. Korelacja danych eksperymentalnych wg R.E. Henry'ego - zależność (33) [4], [5], [7], [25], [26], [27]

ciecz - ciecz: wrzenia wody na powierzchni roztopionej cyny [4]. Nowe badania eksperymentalne R.E. Henry'ego i współpracowników [50] dla freonu - 11, freonu - 22, etanolu i wody na gorącej powierzchni rtęci, wykazały jednakże bardzo duże odchylenie w stosunku do wartości określanych wg wzoru (33).

We wzorze (33) parametry cieplne materiału powierzchni określać należy dla  $T_{\min, \text{meas}}$ , zaś parametry cieczy jak we wzorze (28).

### 3.3. MODELE HYDRODYNAMICZNE DLA CIAŁ SFERYCZNYCH ZANURZONYCH W CIECZY CHŁODZĄCEJ

Obie omawiane tu prace F.S. Gunnersona i A.W. Cronenberga [54], [63] stanowią w istocie rozwinięcie rozważań R.E. Henry'ego [4] i P.J. Berensona [7]. W obu  $T_{p, \min}$  wyznaczono najpierw dla nasyconej cieczy chłodzącej.  $T_{\min, \text{meas}}$  będzie wyższa od  $T_{p, \min}$  dla  $T_1 = T_{\text{sat}}$ , co uwzględniono przez oddzielne określenie wpływu chwilowego zwilżania i przechłodzenia cieczy na wartość  $T_{\min, \text{meas}}$ . W pracy [54] wpływ chwilowego zwilżania określono ze stosunku napięć powierzchniowych na powierzchniach międzyfazowych ciecz - para i para - ciało stałe, zaś wpływ przechłodzenia cieczy przez korelację wyników badań eksperymentalnych.

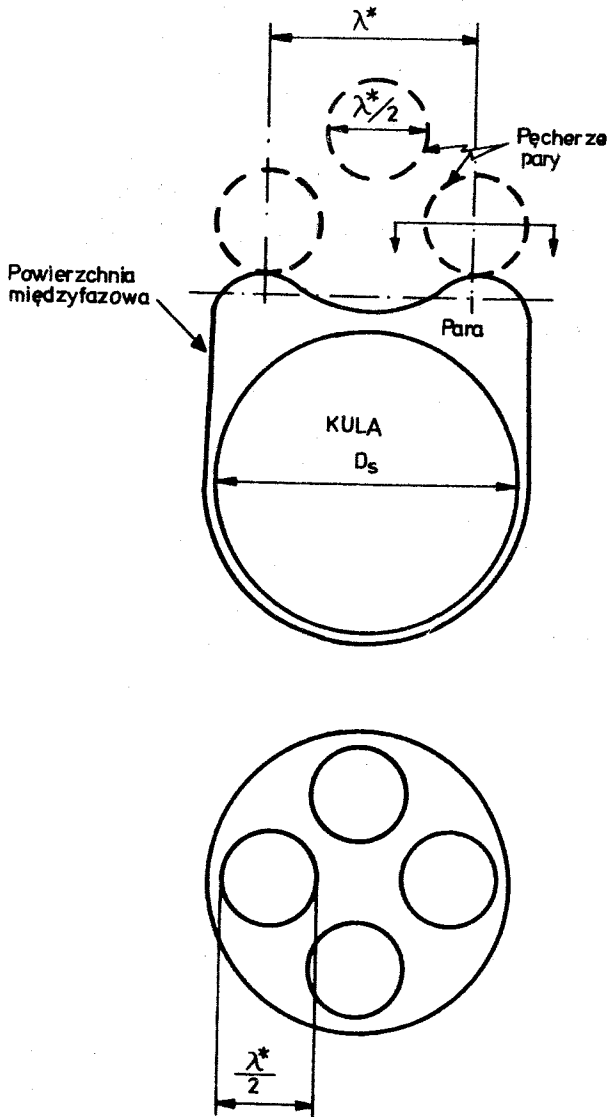
F.S. Gunnerson i A.W. Cronenberg traktują oba terminy - temperatura Leidenfrosta i minimalna temperatura wrzenia błonowego jako równoważne.

Na podstawie badań fotograficznych wrzenia błonowego na zanurzonej kuli w cieczy chłodzącej [54] wyróżnili oni pierwotnie dwa mechanizmy usuwania pary znad gorącego ciała kulistego, zależnie od średnicy kuli:

- a)  $D_S < \lambda^*/\sqrt{3}$  - jednorodna struga pary,
- b)  $D_S > \lambda^*$  - struga wielu pęcherzy pary.

$T_{p, \min}$  dla małych kul jest silnie zależna od wartości  $D_S$ .

Dla kul dużych, co jest intuicyjnie do przewidzenia, wartość  $T_{p, \min}$  nie zależy od  $D_S$ , a zatem jest taka sama jak dla płaskiej powierzchni grzejnej. Przytoczone zostaną wyniki rozważań dla przypadku dużych kul, gdyż tylko te mogą być porównywane z innymi omawianymi tu hipotezami. Mechanizm usuwania pary dla tego przypadku przedstawia rys.6. Jak widać z rys.6, przyjęto, że średnica pęcherza w chwili oderwania równa się



Rys.6. Mechanizm usuwania pary dla kul o średnicy  $D_s > \lambda^*$  [54]

połowie niebezpiecznej długości fali -  $\lambda^*/2$ . Wynika to z założenia, że na jednej długości zaburzenia sinusoidalnego w danym kierunku powstaje jeden pęcherz pary. Dla układu osiowo-symetrycznego będą zatem powstawać dwa pęcherze na jednej długości zaburzenia w obu kierunkach i przez to obszar powierzchni grzejnej na jeden powstający pęcherz wyniesie

$(\lambda^*/2)^2$ . Minimalny strumień ciepła dla utrzymania wrzenia błonowego określić można następująco

$$Q_{\min} = \left[ \begin{array}{l} \text{Ilość ciepła} \\ \text{unoszona przez} \\ \text{pęcherz pa-} \\ \text{ry} \end{array} \right] \left[ \begin{array}{l} \text{Ilość pęcherzy} \\ \text{na jednostkę po-} \\ \text{wierzchni grzej-} \\ \text{nej dla jednej} \\ \text{oscylacji.} \end{array} \right] \left[ \begin{array}{l} \text{Minimalna} \\ \text{częstotliwość} \\ \text{generacji} \\ \text{pęcherzy} \end{array} \right]. \quad (34)$$

Dla nasyconej cieczy będzie

$$\left[ \begin{array}{l} \text{Ilość ciepła} \\ \text{unoszona przez} \\ \text{jeden pęcherz} \\ \text{pary} \end{array} \right] = \frac{4\pi}{3} h_{lv} \left( \frac{\lambda^*}{4} \right)^3 \rho_v. \quad (35)$$

Zgodnie z przyjętym modelem powstawania i odrywania się pęcherzy można zapisać

$$\left[ \begin{array}{l} \text{Ilość pęcherzy na} \\ \text{jednostkę powierz-} \\ \text{chni grzejnej dla} \\ \text{jednej oscylacji} \end{array} \right] = \frac{2 \text{ pęcherze na jedną oscylację}}{\text{powierzchnia grzejna na jeden}} = \\ = \frac{8}{\pi \lambda^2}. \quad (36)$$

Częstotliwość generacji pęcherzy związana jest z szybkością wzrostu zaburzenia na powierzchni międzyfazowej para - ciecz

$$\omega \frac{\lambda^*}{2} = \frac{d\eta}{dt}. \quad (37)$$

Zgodnie z powyższą zależnością pęcherze winny podążać jeden za drugim w strudze o średnicy  $\lambda^*$ , rozplywającej się otaczającej cieczy.

Na podstawie wyników badań eksperymentalnych D.J. Lewis'a [56] przyjęto, że minimalną szybkość wzrostu sinusoidalnego zaburzenia powierzchni międzyfazowej gaz - ciecz dla dużych pęcherzy gazu określa zależność R.M. Daviesa i G.I. Taylora [57]

$$\frac{d\eta}{dt} = \frac{2}{3} \left( \frac{D_b g}{2} \right)^{1/2}. \quad (38)$$

Przyjmując, że  $D_b = \lambda^*/2$  oraz uwzględniając wypór hydrostatyczny otrzymuje się

$$\frac{d\varrho}{dt} = \frac{2}{3} \left[ \frac{\lambda^* g(\varrho_1 - \varrho_v)}{\varrho_1} \right]^{1/2} \quad (39)$$

Stąd, minimalna częstotliwość generacji pęcherzy pary wyniesie

$$\omega_{\min} = \frac{2}{3\lambda^*} \left[ \frac{\lambda^* g(\varrho_1 - \varrho_v)}{\varrho_1} \right]^{1/2} \quad (40)$$

Kombinacja zależności (34), (35), (36), (39) i (9) prowadzi do wyrażenia na minimalną wartość strumienia ciepła

$$Q_{\min} = \frac{\sqrt{2\pi\sqrt{3}}}{9} \varrho_v h_{lv} \left[ \frac{g(\varrho_1 - \varrho_v)}{\varrho_1} \right]^{1/2} \left[ \frac{\sigma_{lv}}{(\varrho_1 - \varrho_v)g} \right]^{1/4} \quad (41)$$

Założono, że współczynnik przejmowania ciepła dla kul o  $D_s \geq \lambda^*$  będzie taki sam jak dla powierzchni płaskich. Przyjęto również, że dla temperatur charakterystycznych dla kryzysu wrzenia błonowego wymiana ciepła przez promieniowanie jest do pominięcia. Podana przez Y.P. Changa [58] korelacja dla wrzenia błonowego w otoczeniu temperatury minimalnej uwzględnia wymianę ciepła przez przewodzenie i konwekcję w poduszce parowej

$$\alpha = \lambda_v \left[ \frac{h_{lv}\varrho_v(\varrho_1 - \varrho_v)g}{4\pi^2\mu_v\lambda_v(T_{p,\min} - T_{\text{sat}})} \right]^{1/3} \quad (42)$$

Minimalną różnicę temperatur niezbędną do utrzymania wrzenia błonowego dla nasyconej cieczy określono następującą zależnością:

$$\begin{aligned} (\Delta T_{\min} = T_{p,\min} - T_{\text{sat}}) &= \left( \frac{Q}{\alpha} \right)_{\min} = \\ &= \frac{\frac{\sqrt{2\pi\sqrt{3}}}{9} \varrho_v h_{lv} \left[ \frac{g(\varrho_1 - \varrho_v)}{\varrho_1} \right]^{1/2} \left[ \frac{\sigma_{lv}}{(\varrho_1 - \varrho_v)g} \right]^{1/4}}{\lambda_v \left[ \frac{h_{lv}\varrho_v(\varrho_1 - \varrho_v)g}{4\pi^2\mu_v\lambda_v(T_{p,\min} - T_{\text{sat}})} \right]^{1/3}} \quad (43) \end{aligned}$$

Efekt chwilowego zwilżania powierzchni grzejnej przez "języczki" cieczy poprzez poduszkę parową powoduje, że rzeczywista wartość  $T_{p,min}$  będzie wyższa od określonej zależnością (43).

Zwilżanie powierzchni nastąpi, jeżeli napięcie powierzchniowe po zwilżeniu będzie mniejsze od sumy napięć powierzchniowych obu faz przed zetknięciem

$$\frac{\sigma_{1p}}{\sigma_1 + \sigma_p} < 1.$$

Zwilżalność zdefiniowano następująco

$$f = 1 - \frac{\sigma_{1p}}{\sigma_1 + \sigma_p}, \quad (44)$$

co oznacza, że  $f = 1$  dla przypadku idealnego zwilżania.

R.J. Good i L.A. Girifalco [59], [60] podali zależność aproksymującą związek pomiędzy napięciami powierzchniowymi

$$\sigma_{1p} = \sigma_p - \sigma_1 - 2\phi\sqrt{\sigma_p\sigma_1}, \quad (45)$$

gdzie  $\phi$  jest funkcją właściwych objętości molowych stykających się faz

$$\phi = \frac{4(v_{p,A}v_{1,A})^{1/3}}{(v_{p,A}^{1/3} + v_{1,A}^{1/3})^2}. \quad (46)$$

Podstawiając do (44) zależności (45) i (46) otrzymuje się

$$f = \frac{2\phi\sqrt{\sigma_p\sigma_1}}{\sigma_p + \sigma_1}. \quad (47)$$

R. Henry [4] założył idealne zwilżanie, tj.  $f = 1$ .

Do wyrażenia (29) określającego temperaturę styku obu płyt wprowadzono więc zwilżalność

$$\frac{T_p - T_c}{T_c - T_1} = f\varphi \quad (48)$$

i określono spadek temperatury powierzchni grzejnej wywołany chwilowym zwilżaniem

$$\Delta T_{\text{chwilowe zwilżanie}} = T_p - T_c = T_{p,\text{min}} - \left( \frac{T_{p,\text{min}} + T_1 f \varphi}{1 + f \varphi} \right), \quad (49)$$

$$T_c = T_{p,\text{min}}.$$

Początkowe przechłodzenie cieczy,  $T_1 < T_{\text{sat}}$ , powoduje, że dla utrzymania wrzenia błonowego niezbędna jest wyższa temperatura powierzchni grzejnej niż dla cieczy nasyconej [4], [5], [15], [27], [31], [42]. Przechłodzona ciecz potrzebuje bowiem dodatkowej ilości ciepła aby osiągnąć temperaturę nasycenia w otoczeniu powierzchni grzejnej.

Spadek temperatury powierzchni na skutek przechłodzenia początkowego cieczy F.S. Gunnerson i A.W. Gronenberg określili posługując się klasycznym teorematem  $\Gamma$  korelujące wiele danych eksperymentalnych dla kulistych powierzchni grzejnych

$$\begin{aligned} (\Delta T_p)_{\text{przechłodzenie}} &= \\ &= 6,0 \left\{ \frac{f \varphi h_{lv}}{c_p [(\Delta T_p)_{\text{sat}} + (\Delta T_p)_{\text{chwilowe zwilżanie}}]} \right\}^{0,1} (T_{\text{sat}} - T_1). \end{aligned} \quad (50)$$

Przyjęli oni, że na wymagane "przegrzanie" powierzchni ciała stałego, niezbędne dla utrzymania wrzenia błonowego składają się liniowo omówione efekty. Stosując więc superpozycję otrzymuje się

$$\begin{aligned} (\Delta T_{\text{min}})_{\text{meas}} &= (\Delta T_{\text{min}})_{\text{sat}} + (\Delta T_p)_{\text{chwilowe zwilżanie}} + \\ &+ (\Delta T_p)_{\text{przechłodzenie, początkowe}} \end{aligned} \quad (51)$$



stąd

$$\begin{aligned}
 (T_{p,\min})_{\text{meas}} = & \\
 = T_{\text{sat}} + & \frac{0,146\sqrt{2\pi}\rho_v h_{lv} \left[ \frac{g(\rho_l - \rho_v)}{\rho_v} \right]^{1/2} \left[ \frac{\sigma_{lv}}{(\rho_l - \rho_v)g} \right]^{1/4}}{\lambda_v \left[ \frac{h_{lv}\rho_v(\rho_l - \rho_v)g}{4\pi^2\mu_v\lambda_v(T_{p,\min} - T_{\text{sat}})} \right]} + \\
 + (\Delta T_p)_{\text{chwilowe}} & \text{zwilżanie} + (\Delta T_p)_{\text{przechłodzenie}} \text{ cieczy} \quad (52)
 \end{aligned}$$

$$(\Delta T_p)_{\text{chwilowe}} \text{ zwilżanie} = T_{p,\min} - \left[ \frac{T_{p,\min} + T_l f \varphi}{1 + f \varphi} \right], \quad (53)$$

$$\begin{aligned}
 (\Delta T_p)_{\text{przechłodzenie}} & \text{ cieczy} = \\
 = 6,0 \left\{ \frac{f \varphi h_{lv}}{c_p [T_{p,\min} - T_{\text{sat}} + (\Delta T_p)_{\text{chwilowe}} \text{ zwilżanie}]} \right\}^{0,1} & (T_{\text{sat}} - T_l). \quad (54)
 \end{aligned}$$

Dokonano porównania wyników obliczeń z wynikami badań eksperymentalnych dla kulistych powierzchni grzejnych [54]. Tablica 2 przedstawia porównanie z wynikami eksperymentów W. Bradfielda [27]. We wzorach (51), (52), (53) i (54) wielkości z indeksem "v" odnosić należy do średniej temperatury filmu parowego, obliczanej jako średnia z temperatur  $T_{p,\min}$  i  $T_{\text{sat}}$ ; z indeksem "lv" do temperatury nasycenia; z indeksem "l" do temperatury przechłodzonej cieczy, zaś z indeksem "p" do temperatury  $(T_{p,\min})_{\text{meas}}$ .

W cytowanym przykładzie zgodność jest słaba, dla innych układów, np. kula tantalowa - ciekły sól uzyskano znacznie lepsze wyniki [54].

W swej kolejnej pracy F.S. Gunnerson i A.W. Cronenberg [63] uwzględnili znacznie dokładniej oddziaływanie kulistej geometrii grzejnika na wymiar pęcherza pary, częstotliwość



1. Kula mała

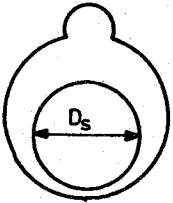
$$D_{s1} \leq \lambda^*/\pi$$



$$D_b = \left( \frac{6 D_s \sigma_{lv}}{(\rho_l - \rho_v) g} \right)^{1/3}$$

2. Kula średnia

$$D_{s1} < D_s < \frac{8}{3\pi\sqrt{3}} \lambda^*$$



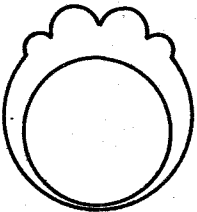
$$D_b = \frac{\lambda/2 - C \sqrt{\frac{6}{g(\rho_l - \rho_v)}}}{10\lambda_{crit} - \lambda^*/\pi} \left( D_s - \lambda^*/\pi + C \sqrt{\frac{6}{g(\rho_l - \rho_v)}} \right)$$

$$C = 2,75$$

$$\lambda_{crit} \leq \lambda \leq \lambda^*$$

3. Kula duża

$$D_{s2} < D_s < 10 \lambda^*$$



$$D_b = \text{jak wyżej}$$

4. Kula bardzo duża = powierzchnia płaska

$$D_s \geq 10 \lambda^*$$

$$\lambda_{crit}/2 < D_b < \lambda^*/2$$

$$(\lambda_{crit} = \lambda^*/\sqrt{3})$$

Rys.7. Podział kulistych powierzchni grzejnych zgodnie z obserwowanym mechanizmem usuwania pary dla wrzenia błonowego [63]

$$\tau_c = \left\{ \begin{array}{l} = \infty \\ = \frac{1}{2} \omega_{\min}^{-1} \\ = 0 \end{array} \quad \begin{array}{l} T_c \leq T_{\text{sat}} \\ T_{\text{sat}} < T_c < T_{\text{ms}} \\ T_c \geq T_{\text{ms}} \end{array} \right\} \quad (55)$$

Ogólnie:  $\tau_c \searrow$  i  $A_c \searrow$  gdy  $T_c \nearrow$ .

Za N. Zuberem [8] przyjęto, że rozkład pęcherzy pary na płaskiej powierzchni tworzy siatkę kwadratową o boku  $\lambda$ . Dla małych kul (rys. 7), całe powierzchnia uczestniczy w generacji pęcherza pary. Przyjmując, że odwrotność powierzchni generującej pęcherze dla kuli nie może być mniejsza niż dla powierzchni płaskiej zaproponowano zależność

$$\left[ \begin{array}{l} \text{Powierzchnia} \\ \text{grzejna gene-} \\ \text{rująca pęcherz} \end{array} \right]^{-1} = \left[ \frac{1}{\pi D_s^2} + \frac{1}{\lambda^2} \right] \Bigg|_{D_s \rightarrow \infty} = \frac{1}{\lambda^2}. \quad (56)$$

Kule małe, zgodnie z rys. 7, produkują jeden pęcherz pary, kule duże dwa pęcherze na jednostkę powierzchni dla każdej oscylacji, tak jak powierzchnie płaskie [54].

Częstotliwość odrywania się pęcherzy określono wykorzystując wynik rozważań D.J. Lewisa [56] i uwzględniając geometrię grzejnika

$$\omega_{\min} = \frac{1}{3D_b} \left( \frac{D^* g (\rho_l - \rho_v)}{2\rho_l} \right)^{1/2} \times C, \quad (57)$$

gdzie:  $C = 2$  i  $D^* = D_b$  dla kul dużych i powierzchni płaskich oraz  $C = 1$  i  $D^* \approx D_b$  dla kul małych [63].

Wpływ początkowego przechłodzenia cieczy oszacowano przy następujących założeniach:

1) wymiana ciepła między powierzchnią międzyfazową ( $T_{\text{sat}}$ ) a cieczą odbywa się na drodze przewodzenia między dwoma półnieskończonymi płytami;

2) po oderwaniu się pęcherza w cieczy następuje idealne wymieszanie i wyrównanie temperatury.

Na podstawie tych założeń chwilowy rozkład temperatury w cieczy zapisze się zależnością (82), a po jego scałkowaniu na czas powstawania pęcherza i pomnożeniu przez powierzchnię mię-

dzyfazową  $A_{lv}$  i odwrotność powierzchni grzejnika otrzymuje się wyrażenie na dodatkowy strumień ciepła pobierany od grzejnika przez ciecz na skutek jej przechłodzenia

$$Q_{\text{przechłodzenia}} = \frac{2\lambda_1 (T_{\text{sat}} - T_1) A_{lv} \sqrt{\omega_{\text{min}}}}{\sqrt{\pi k_1}} \left( \frac{1}{\pi D_s^2} + \frac{1}{\lambda^2} \right). \quad (58)$$

Powierzchnia międzyfazowa ciecz - para musi być co najmniej równa powierzchni generującej pęcherz (56). Na podstawie prostych geometrycznych rozważań oszacowano wielkość powierzchni  $A_{lv}$  [63]

$$A_{lv} = \left[ \frac{1}{\pi D_s^2} + \frac{1}{\lambda^2} \right]^{-1} + \frac{\pi (1,26)^2}{8} D_b^2. \quad (59)$$

Zakładając, że czas chwilowego zetknięcia jest dostatecznie krótki aby spełnione były przyjęte założenia związane z uwzględnieniem wpływu przechłodzenia cieczy, dodatkowy strumień ciepła potrzebny do odparowania "języczków" cieczy w czasie zwilżania zapisze się następująco

$$Q_{\text{chwilowe zwilżanie}} = \frac{2\lambda_1 (T_c - T_1) \sqrt{\tau_c} A_c}{\sqrt{\pi k_1}} \left( \frac{1}{\pi D_s^2} + \frac{1}{\lambda^2} \right) \omega_{\text{min}}. \quad (60)$$

Ilość ciepła unoszoną przez jeden pęcherz pary (35) uzupełniono o ilość ciepła idącego na podgrzanie cieczy do temperatury saturacji i przegrzania pary. Minimalny strumień ciepła w warunkach kryzysu wrzenia błonowego dla powierzchni sferycznych i płaskich opisuje wyrażenie [63]:

$$Q_{\text{min}} = \left[ \begin{array}{l} \text{Ilość ciepła} \\ \text{unoszonego} \\ \text{przez pęcherz} \\ \text{pary} \end{array} \right] \left[ \begin{array}{l} \text{Powierzchnia} \\ \text{grzejnika} \\ \text{generująca} \\ \text{pęcherz (e)} \end{array} \right]^{-1} \left[ \begin{array}{l} \text{Minimalna} \\ \text{częstotli-} \\ \text{wość gene-} \\ \text{racji pę-} \\ \text{cherzy} \end{array} \right] + \\ + \left[ \begin{array}{l} \text{Ilość ciepła} \\ \text{dostarczona do} \\ \text{przechłodzonej} \\ \text{cieczy na jed-} \\ \text{nostkę czasu i} \\ \text{powierzchni} \\ \text{grzejnika} \end{array} \right] + \left[ \begin{array}{l} \text{Ilość ciepła pobierana} \\ \text{przez ciecz w czasie} \\ \text{chwilowych zetknięć} \end{array} \right], \quad (61)$$

$$\begin{aligned}
 Q_{\min} = & \rho_v \left( h_{lv} + c_l \Delta T_{\text{przechłodzenie cieczy}} + c_v \Delta T_{\text{przegrzanie pary}} \right) \frac{\pi D_b^3}{6} \times \\
 & \times \omega_{\min} + \frac{2\lambda_l \Delta T_{\text{przechłodzenie}} A_{lv} \sqrt{\omega_{\min}}}{\sqrt{\pi k_l}} + \\
 & + \frac{2\lambda_l (T_c - T_l) \sqrt{\tau_c} A_c \omega_{\min}}{\sqrt{\pi k_l}} \times \left( \frac{1}{\pi D_s^2} + \frac{1}{\lambda^2} \right). \quad (62)
 \end{aligned}$$

Jak wykazały badania eksperymentalne [6], [25] wartości współczynnika przejmowania ciepła dla dużych kul i powierzchni płaskich są zbliżone. F.S. Gunnerson i A.W. Cronenberg [63] uwzględnili w swych rozważaniach kolejno wszystkie efekty, które mogą wpływać na całkowitą wartość współczynnika przejmowania ciepła:

a) konwekcja:

$$\begin{aligned}
 N_u &= C(G_r^* P_r^* a)^{1/4}, \\
 a &= 2 - \text{ciekłe metale,} \quad (63)
 \end{aligned}$$

$a = 1$  - pozostałe ciecze,

$$G_r^* = \frac{D_b^3 \rho_v (\rho_l - \rho_v) g}{\mu_v^2},$$

$$C = 0,41,$$

$$P_r^* = \frac{\mu_v h_{lv}}{\lambda_v (T_p - T_{\text{sat}})},$$

2) promieniowanie

$$\alpha_{\text{promie- niowanie}} = \frac{C}{\frac{1}{\epsilon_p} + \frac{1}{\epsilon_l} - 1} \frac{T_p^4 - T_{\text{sat}}^4}{T_p - T_{\text{sat}}}, \quad (64)$$

$$C = 5,6693 \cdot 10^{-8} \frac{W}{m^2 \left( \frac{K}{100} \right)^4}$$

stała Stefana-Boltzmana,

3) przechłodzenie - jego udział określa iloraz zależności (58) przez  $\Delta T_{\text{przechłodzenie}}$

4) chwilowe zwilżanie - jego udział określa iloraz (60) przez  $T_c - T_1$ .

Mnożąc kolejno wymienione wyżej składowe współczynnika przejmowania ciepła przez odpowiadające im różnice temperatur i dzieląc przez  $T_{p,min} - T_{sat}$  otrzymuje się wyrażenie na całkowitą wartość  $\alpha_{min}$  w warunkach kryzysu wrzenia błonowego:

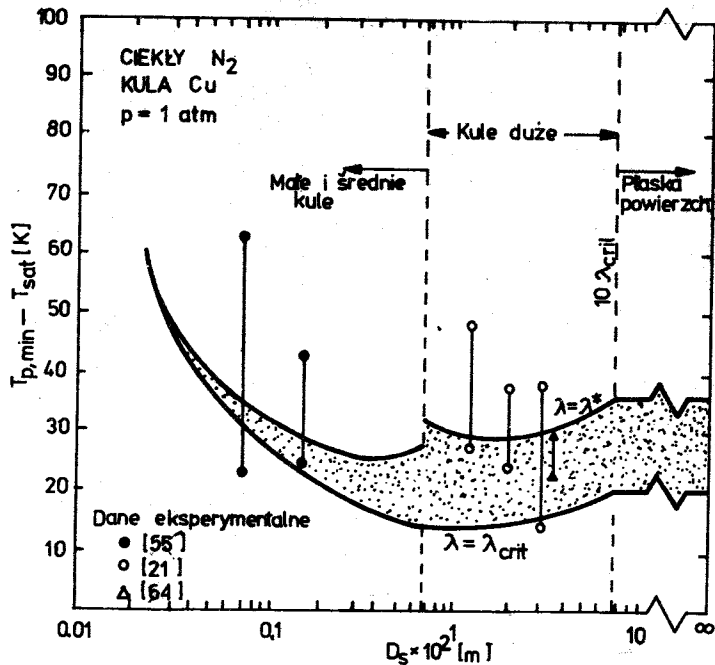
$$\alpha_{min} = \left\{ \frac{0,41\lambda_v}{\sqrt{\frac{\rho_{lv}}{g(\rho_1 - \rho_v)}}} \left[ \frac{\left(\frac{\rho_{lv}}{g(\rho_1 - \rho_v)}\right)^{3/2} \frac{\rho_v}{g(\rho_1 - \rho_v)}}{\mu_v^2} \left(\frac{\mu_v h_{lv}^*}{\lambda_v (T_{p,min} - T_{sat})}\right)^a \right]^{1/4} + \frac{C}{\frac{1}{\epsilon_p} + \frac{1}{\epsilon_1} - 1} \left(\frac{T_{p,min}^4 - T_{sat}^4}{T_{p,min} - T_{sat}}\right) + \frac{2\lambda_1 \Delta T \text{przechłodzenie } A_{lv} \sqrt{\omega_{min}}}{\sqrt{\pi k_1} (T_{p,min} - T_{sat})} \right\} \times \left(\frac{1}{\pi D_s^2} - \frac{1}{\lambda^2}\right) \left\{ \sum_1 + \left[ \frac{2\lambda_1 (T_c - T_1) \sqrt{\tau_c} A_c}{\sqrt{\pi k_1} (T_{p,min} - T_{sat})} \left(\frac{1}{\pi D_s^2} + \frac{1}{\lambda^2}\right) \omega_{min} \right] \sum_2 \right\} \quad (65)$$

Wielkości  $\sum_1$  i  $\sum_2$  są współczynnikami wagowymi określającymi udział danego sposobu przekazywania ciepła w funkcji czasu i powierzchni:

$$\sum_1 = 1 - \left(\frac{\text{powierzchnia styku}}{\text{powierzchnia grzejna}}\right) \left(\frac{\text{czas styku}}{\text{czas generacji pęcherza}}\right) = 1 - A_c \left(\frac{1}{\pi D_s^2} + \frac{1}{\lambda^2}\right) \tau_c \omega_{min}$$

$$\sum_2 = 1 - \sum_1 \quad (66)$$

Wartość różnicy  $T_{p,min} - T_{sat}$  określa iloraz zależności (62) i (65). Uzyskane w opisany sposób wartości  $T_{p,min}$  porównano z wynikami eksperymentalnymi (rys.8). Dwie krzywe na rys.8 uzyskano dla różnych ( $\lambda = \lambda_{crit}$  lub  $\lambda^*$ ) i  $D_b$ .



Rys.8. Porównanie teoretycznych i eksperymentalnych wartości  $T_{p,min}$  dla zmiennych średnic kuli-  
stego grzejnika [63]

Wartości  $T_{p,min}$  uzyskane z zależności (62) i (65) dla  $T_1 = T_{sat}$ , dla płaskiej powierzchni, bez uwzględnienia promieniowania i dla  $\lambda = \lambda^*$ ,  $D_b = \frac{\lambda^*}{2}$  porównano z wynikami badań S. Yao i R.E. Henry'ego [6] dla zmiennego ciśnienia wrzenia. Również i w tym przypadku wyniki obliczeń i eksperymentu są rozbieżne (rozdz.6).

W zależnościach (62) i (65) parametry z indeksem 1 określa się w temperaturze cieczy, z indeksem 1v w temperaturze saturacji, z indeksem v w temperaturze filmu parowego, z indeksem p w temperaturze  $T_{p,min}$ .

#### 4. SPONTANICZNA NUKLEACJA HOMOGENICZNA

W.S. Bradfield [24] wykazał istnienie bezpośrednich zetknięć cieczy poprzez izolujący film parowy z płaską poziomą



gorącą powierzchnią dla temperatur powierzchni charakterystycznych dla wrzenia błonowego. S. Yao i R.E. Henry [6] zmierzili częstotliwość, powierzchnię i czas trwania tych zetknięć metodą konduktometryczną. Istnienie bezpośrednich zetknięć cieczy z powierzchnią przez film parowy jest wynikiem niestabilności powierzchni międzyfazowej ciecz - para i stanowić może potwierdzenie podstawowego założenia modeli hydrodynamicznych.

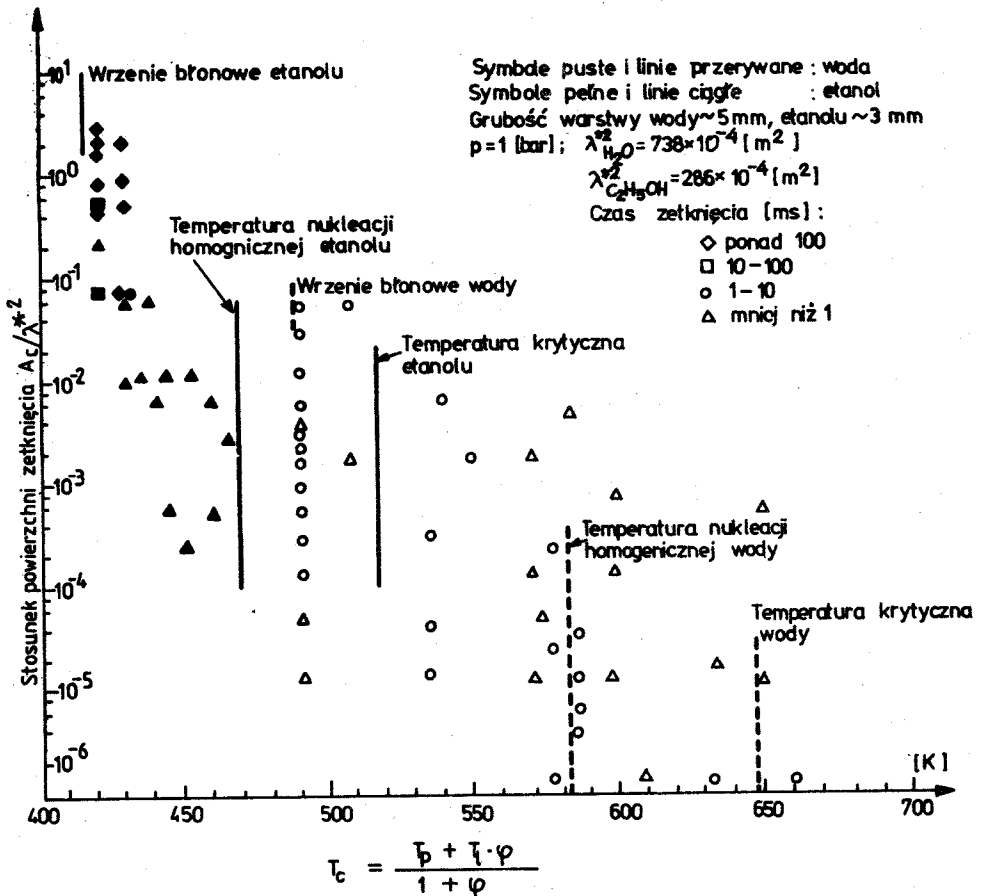
S. Yao i R.E. Henry [6] przeprowadzili omawiane badania dla etanolu i wody w temperaturze nasycenia, a powierzchnie grzejne wykonano ze stali nierdzewnej oraz miedzi, które galvanicznie pokryto złotem. Z badań tych wynika co następuje:

a. Minimalna temperatura wrzenia błonowego dla wrzenia objętościowego na płaskiej powierzchni poziomej może być określona albo przez granicę usuwalności pary (wyznaczaną z modelu hydrodynamicznego lub też przez spontaniczną nukleację w trakcie zetknięć. O kryzysie wrzenia błonowego decyduje ten mechanizm, który jest stabilny w niższej temperaturze.

b. Jeśli niestabilność Taylora jest decydującym mechanizmem o rodzaju wrzenia, to we wrzeniu błonowym występują znaczące, w sensie energetycznym, zetknięcia ciecz - powierzchnia. Dla etanolu, przy ciśnieniu atmosferycznym, ilość ciepła przekazywana w czasie zetknięć może się równać całej ilości energii przekazywanej do cieczy, gdy temperatura powierzchni jest równa minimalnej temperaturze wrzenia błonowego. Ze wzrostem temperatury powierzchni powyżej punktu minimum ilość ciepła przekazywanego przez zetknięcie gwałtownie maleje (rys.9).

c. Jeśli zaś nukleacja spontaniczna jest mechanizmem decydującym o wartości minimalnej temperaturze wrzenia błonowego, to w tym przypadku nie stwierdzono znaczących zetknięć dla temperatury powierzchni wyższej od temperatury minimalnej. Pierwsze znaczące zetknięcie dla temperatury powierzchni międzyfazowej ciecz - ciało stałe niższej od minimalnej temperatury nukleacji spontanicznej powoduje zwilżenie i gwałtowne ochłodzenie powierzchni ciała stałego, a w konsekwencji załamanie się izolującego filmu parowego (rys.9).

Nukleacja spontaniczna może być heterogeniczna (niejednorodna), tj. gdy zarodki pary tworzą się na skutek fluktuacji gęstości cieczy na powierzchni ciała stałego, które to flukta-



Rys.9. Powierzchnia i czas trwania zetknięć w funkcji temperatury powierzchni międzyfazowej ciecz - powierzchnia grzejnika dla wody i etanolu na złoconej powierzchni miedzianej [6]

cje są wynikiem niejednorodności zwilżania oraz homogeniczna (jednorodna), gdy zarodki pary tworzą się w całej objętości cieczy. Określenie natężenia nukleacji heterogenicznej wymaga znajomości nieustalonego, niejednorodnego zwilżania w mikrosekundowej skali. Tego rodzaju dane eksperymentalne nie są jeszcze dostępne.

Natężenie nukleacji homogenicznej stanowi górną granicę natężenia nukleacji spontanicznej. Liczbę zarodków pary o promieniu  $r_b$  można określić z równania Boltzmana [29]

$$N(r_b) = N \exp\left[-E(r_b)/kT_N\right], \quad (67)$$

gdzie  $N$  jest stałą, równą w przybliżeniu liczbie molekuł w jednostce objętości cieczy (pod warunkiem, że  $N(r_b)$  jest małe)

$$N = \frac{N_A \varrho_l}{\varrho_{l,A}}. \quad (68)$$

Równowagę mechaniczną na sferycznej powierzchni zarodka pary ( $r = r^*$ ) opisuje zależność

$$p_v - p_l = \frac{2\sigma_{lv}}{r^*}. \quad (69)$$

Energia swobodna nukleacji pęcherza pary o promieniu  $r_b$  osiąga maksimum dla  $r_b = r^*$  i zgodnie z (69) przyjmuje wartość

$$\begin{aligned} E(r_b) \Big|_{r_b=r^*} &= \left[ 4\pi r_b^2 \sigma_{lv} - \frac{4}{3}\pi r_b^3 (p_v - p_l) \right] \Big|_{r_b=r^*} = \\ &= \frac{16}{3}\pi \frac{\sigma_{lv}^3}{(p_v - p_l)^2}. \end{aligned} \quad (70)$$

Jeżeli energia swobodna jest mniejsza od wartości maksymalnej, to zarodki parowe o promieniu mniejszym od  $r^*$  znikają, o promieniu większym od  $r^*$  rosną spontanicznie. Nukleacja homogeniczna zachodzi dla zderzeń pęcherzy pary z pęcherzami o promieniu  $r_b \geq r^*$ .

Natężenie nukleacji  $J$  dla niestabilnego płynu (mieszania pary i cieczy) o temperaturze  $T_N$  wyraża się przez iloczyn liczby zarodków równowagowych w jednostce objętości  $N(r^*)$  i częstotliwości zderzeń  $\omega_c$

$$J = \omega_c N(r^*) = \omega_c N \exp\left[-E(r^*)/kT_N\right]. \quad (71)$$

Wartość  $\omega_c$  można określić z zależności [29]

$$\omega_c = (26_{lv}/\pi m_A)^{1/2}. \quad (72)$$

Nukleacja homogeniczna staje się mechanizmem znaczącym dla generacji pary, jeżeli jej natężenie osiąga wartość:  $J_{\min} \geq \geq 10^9 - 10^{13}$  [zarodek  $m^{-3}s^{-1}$ ]. Natężenie nukleacji jest b.silnie zależne od temperatury [6] i osiąga wartość  $J_{\min}$  dla wody w temperaturze  $T_N = 578$  [K], a dla etanolu w temperaturze  $T_N = 468$  [K].

Z przytoczonych badań eksperymentalnych [6] (rys.9 i rys.14, część II), wynika, że nukleacja homogeniczna może być uważana za mechanizm decydujący o powstaniu izolującego filmu parowego we wrzeniu błonowym, stąd też temperaturę graniczną nukleacji homogenicznej można traktować jako temperaturę minimalną wrzenia błonowego

$$T_{\min} = T_{N,\min} = \frac{-E(r^*)}{\ln(J_{\min} \omega_c^{-1} N^{-1})}. \quad (73)$$

Wyrażenie (73) daje wartości zbliżone do wyników eksperymentalnych dla wody i etanolu, rys.14 [6], dla ciśnień wyższych od atmosferycznego.

We wzorze (73) napięcie powierzchniowe  $\sigma_{lv}$  i ciśnienie pary  $p_v$  na linii nasycenia określać należy w temperaturze  $T_{N,\min}$  zaś gęstość cieczy w temperaturze nasycenia dla ciśnienia, przy którym zachodzi proces wrzenia.

## CZĘŚĆ II. Modele termodynamiczne. Badania eksperymentalne

W chronologicznej kolejności przedstawiono tzw. modele termodynamiczne kryzysu wrzenia błonowego, w których przyjmuje się, że stabilne wrzenie błonowe możliwe jest dla temperatury powierzchni grzejnej wyższej od temperatury maksymalnego, możliwego przegrzania cieczy wrzącej. Zebrano również i przeanalizowano wyniki badań eksperymentalnych wpływu ciśnienia, po-

czątkowego przechłodzenia cieczy, własności powierzchni grzejnej i innych parametrów na wartość minimalnej temperatury wrzenia błonowego.

## 5. MODELE TERMODYNAMICZNE

Termin modele termodynamiczne odnosić należy do hipotez, w których zakłada się, że stabilne wrzenie błonowe może zachodzić dla temperatury powierzchni grzejnej wyższej od temperatury maksymalnego, możliwego przegrzania cieczy wrzącej, czyli powyżej tzw. granicy piany. Temperaturę maksymalnego przegrzania wyznacza się z równania stanu.

### 5.1. PODSTAWOWY MODEL TERMODYNAMICZNY

Model ten zaproponowany został przez zespół: P. Spiegler, J. Hopenfeld, M. Silberberg, C.F. Bumpus Jr., A. Normal [15].

Oparty on jest na dwu założeniach:

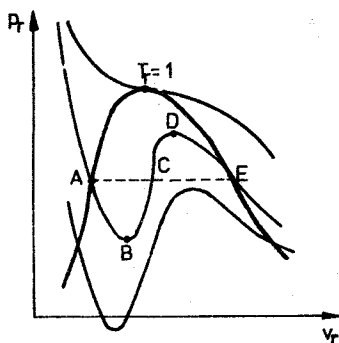
1) stabilne wrzenie błonowe zaczyna się w temperaturze, która jest tzw. granicą piany, tzn. maksymalną temperaturą, do której ciecz może być przegrzana;

2) granica piany może być określona z równania stanu Van der Waalsa.

Zredukowane, uogólnione równanie Van der Waalsa [16] ma postać

$$\left(p_r + \frac{3}{v_r}\right) (3v_r - 1) = 8T_r. \quad (74)$$

Równanie (74) opisuje przebieg izoterm na wykresie pracy (rys.10) w parametrach zredukowanych.



Przebieg izotermy ABDE odpowiada ciąglemu przejściu ze stanu ciekłego w stan gazowy. Maksymalne przegrzanie cieczy (granica piany), odpowiadające punktowi B można zapisać:

$$\left(\frac{\partial p_r}{\partial v_r}\right)_{T_r = \text{const}} = 0, \quad (75)$$

Rys. 10. Izotermy opisane równaniem Van der Waalsa na wykresie  $p_r - v_r$  [16]

$$\left(\frac{\partial^2 p_r}{\partial v_r^2}\right)_{T_r = \text{const}} > 0.$$

Z (74) dla warunków (75) otrzymuje się

$$\frac{8T_{ms,r}}{3\left(v_{ms,r} - \frac{1}{3}\right)^2} = \frac{6}{v_{ms,r}^3}, \quad (76)$$

gdzie:

$T_{ms,r}, p_{ms,r}, v_{ms,r}$  - zredukowane parametry punktu maksymalnego przegrzania (minimalnej temperatury wrzenia błonowego).

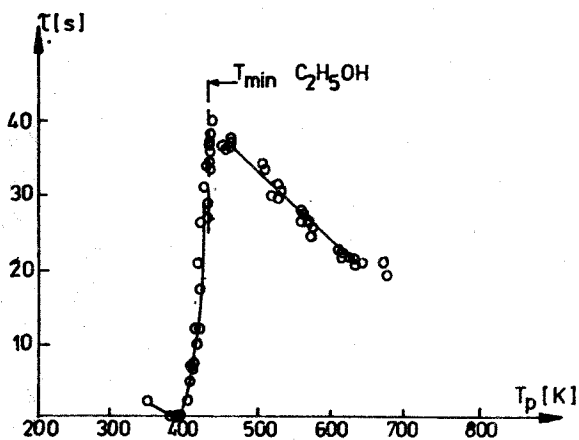
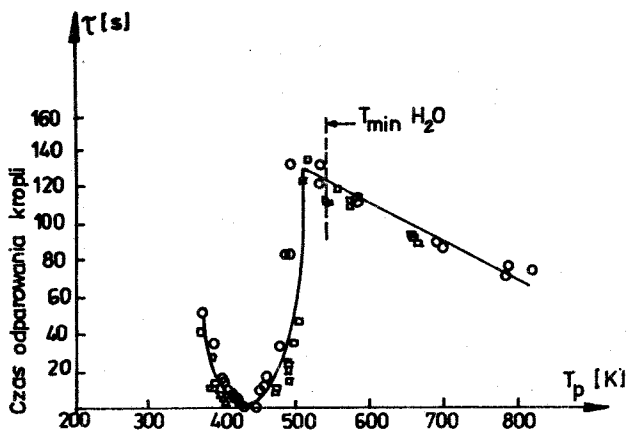
Przyjęto dodatkowe założenie, że ciśnienie jest znacznie niższe od ciśnienia krytycznego, tzn.:

$$p_{ms,r} \approx 0. \quad (77)$$

A zatem dla ciśnień znacznie niższych od ciśnienia krytycznego z równań (74), (76) i (77) wynika, że

$$T_{ms,r} = \frac{27}{32} \Rightarrow T_{ms} = T_{\min} = T_{\text{Leid}} = \frac{27}{32} T_{\text{crit}}. \quad (78)$$

P. Spiegler i inni porównali wartości  $T_{\min}$  uzyskane ze wzoru (78) z własnymi wynikami badań eksperymentalnych, jak również z wynikami L.T. Briggsa, H.N.V. Temperley, P.J. Berensona, V.M. Borishanskiego i innych [12], [15], [17].



Temperatura powierzchni

Materiał powierzchni - brąz, temperatura początkowa kropli 293 [K] - o/  
 temperatura początkowa 311 [K] - □/

Rys.11. Wyniki badań eksperymentalnych czasu odparowania kropli cieczy w funkcji temperatury powierzchni grzejnej [12]

Uzyskano dobrą zgodność dla wody, etanolu, pentanu i ciepłego azotu a słabą dla czterochlorku węgla i izopropanolu (rys.11).

W wyniku porównania stwierdzono, że temperatura początku stabilnego wrzenia błonowego (temperatura Leidenfrosta) winna

być traktowana jako parametr fizyczny cieczy, niezależny od geometrii układu, w którym zachodzi wrzenie, jak również niezależny od chropowatości powierzchni.

## 5.2. MODEL TERMODYNAMICZNY DLA PRZECHŁODZONEJ CIECZY I NIEIZOTERMICZNEJ POWIERZCHNI GRZEJNEJ

K.J. Baumeister i F.F. Simon [5] oraz R.E. Henry [42] zajęli się klasycznym przypadkiem wyznaczania temperatury Leidenfrost, wykazując jednocześnie, że w pewnych warunkach  $T_{Leid}$  i  $T_{p,min}$  dla wrzenia błonowego w dużej objętości są sobie równe. Na podstawie badań eksperymentalnych własnych i innych [5], [7], [12], [17], [18], [19], [20], [21], wykazali oni zależność wartości  $T_{Leid}$  od własności cieplnych materiału powierzchni grzejnej, jak również obróbki mechanicznej i zanieczyszczeń tej powierzchni. Uznali dalej, że efekty hydrodynamiczne, które stanowią podstawę modelu P.J. Berensona [7] nie są przyczyną zjawiska a jego skutkiem, a zatem o załamaniu się izolującej warstwy pary decyduje chwilowa wartość temperatury powierzchni  $T_p$ . Wartości  $T_{Leid}$  należy więc poszukać przez rozwiązanie równania nieustalonego przewodnictwa w materiale powierzchni.

Według K.J. Baumeistera i F.F. Simona o rodzaju wrzenia, któremu podlegać będzie kropla decyduje nie tyle wartość początkowa temperatury powierzchni a ta jej wartość, która ustali się po gwałtownym, krótkotrwałym spadku w czasie trwania  $\tau_t$ , wynikłym z nałożenia kropli na powierzchnię. Jeśli pojemność cieplna kropli jest mała, jej temperatura bliska temperaturze nasycenia a dyfuzyjność cieplna materiału powierzchni duża, to chwilowy spadek  $T_p$  będzie znikomo mały. Czas  $\tau_t$  oszacowano ze zdjęć szybką kamerą i wyniósł on  $\tau_t = 0,01$  [s], co jest zgodne z wynikami L.H.J. Watchersa i innych [22].

Zgodnie z przedstawionym rozumowaniem uzyskane uprzednie rozwiązania P.J. Berensona [7] i P. Spieglerera wraz z innymi [15] odnoszą się do powierzchni izotermicznej.



Przy wyznaczaniu krzywych odparowania  $\tau = \tau(T_p)$ , rys.11 [12], określana jest temperatura powierzchni przed nałożeniem kropli. Stąd też  $T_{Leid}$  dla powierzchni, która nie będzie doznawać spadku temperatury, mimo nałożenia na nią kropli, spełnia warunek

$$T_{Leid,iso} < T_{Leid,meas} \quad (79)$$

K.J. Baumeister i F.F. Simon określili rozkład temperatur w czasie, dla okresu przejściowego, w materiale powierzchni po nałożeniu na powierzchnię kropli o promieniu  $r_0$ . Początkowa temperatura powierzchni wynosiła  $T_0$ , zaś nie znany współczynnik przejmowania ciepła przyjęto stały, traktując tę wartość jako średnią po czasie -  $\alpha_{av}$ .

Równanie Fouriera we współrzędnych bezwymiarowych wraz z warunkami brzegowymi i początkowymi, miało postać:

$$\frac{\partial \theta}{\partial \nu} = M \left( \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} + \frac{1}{\xi} \frac{\partial \theta}{\partial \xi} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial \zeta^2} \right), \quad (80)$$

$$\nu = 0, \quad \zeta \geq 0, \quad \theta = 1,$$

$$\nu > 0 \quad \left. \frac{\partial \theta}{\partial \zeta} \right|_{\substack{\zeta=0 \\ \xi \leq \xi_0}} = \theta \bigg|_{\substack{\zeta=0 \\ \xi \leq \xi_0}},$$

$$\left. \frac{\partial \theta}{\partial \zeta} \right|_{\substack{\zeta=0 \\ \xi > \xi_0}} = 0,$$

$$\nu > 0 \quad \lim_{\xi \rightarrow \infty} \theta = 1, \quad (81)$$

$$M = \frac{\alpha_{av}^2 \tau_t}{\lambda_p \rho_p c_p} = \alpha_{av}^2 \tau_t \Omega = \frac{\alpha_{av}^2 k_p \tau_t}{\lambda_p^2}$$

Rozwiązanie równania (80) dla skończonych wartości  $\theta$  wyznaczono metodą różnic skończonych.

Dla wrzenia objętościowego, czyli dla  $\xi \rightarrow \infty$  i dla  $\zeta = 0$  z (80) otrzymuje się [23]:

$$\theta = \exp(x) \operatorname{erfc} \sqrt{x}, \quad (82)$$

$$x = \nu N.$$

Dla skończonej wartości  $\xi_0$  spadek temperatury powierzchni jest mniejszy ze względu na przewodzenie ciepła w kierunku radialnym. Dla skończonej wartości  $\alpha_{av}^2 \tau_t$  i  $\Omega \rightarrow 0$  spełnione są zależności (patrz (82)):

$$\lim_{\Omega \rightarrow 0} T_p = T_0 \Rightarrow \lim_{\Omega \rightarrow 0} T_{\text{Leid, meas}} = T_{\text{Leid, iso}}. \quad (83)$$

Oceniono, że różnice wynikają z pomiarów minimalnej temperatury wrzenia błonowego (dla wrzenia w dużej objętości) i temperatury Leidenfrosta (dla kropli) powodowane są głównie tym, że małe przechłodzone krople są szybko podgrzewane do temperatury nasycenia, zaś przechłodzona duża objętość przez długi czas odbiera znaczny strumień ciepła od powierzchni, powodując dalszy znaczny spadek temperatury. Przez "dalszy" rozumie się spadek następny w czasie w stosunku do gwałtownego pierwszego spadku w wyniku pierwszego kontaktu powierzchni z cieczą.

A zatem dla nasyconych cieczy i dla  $\Omega \rightarrow 0$  można postulować

$$\lim_{\Omega \rightarrow 0} \frac{T_{\min}}{T - T_{\text{sat}}} = T_{\min, \text{iso}} = T_{\text{Leid, iso}}, \quad (84)$$

co pozwala porównać ze sobą wyniki badań dla wrzenia kropli i wrzenia w dużej objętości.

Na podstawie powyższych rozważań zdefiniowano bezwymiarową mierzoną temperaturę Leidenfrosta:

$$\theta_{\text{Leid, meas}} = \frac{T_{\text{Leid, iso}} - T_1}{T_{\text{Leid, meas}} - T_1}, \quad (85)$$

$$0 < \theta_{\text{Leid, meas}} \leq 1,$$

gdzie

$\theta_{\text{Leid, meas}}$  jest rozwiązaniem równania (80).

W pracy [5] wykazano, że

$$\theta_{\text{Leid, meas}} \Big|_{\xi=2} \approx \theta_{\text{Leid, meas}} \Big|_{\xi \rightarrow \infty}. \quad (86)$$

Przy założeniu, że stosunek  $t/\tau_t = 0(1)$  tzn., że rozwiązania prowadzone są dla czasów wystarczająco długich dla uzyskania rozwiniętego wrzenia pęcherzykowego lub błonowego, można uznać rozwiązanie (82) dla  $\xi \rightarrow \infty$  i  $\theta = 1$  za reprezentujące  $\theta_{\text{Leid, meas}}$ .

Wyznaczono wartości  $T_{\text{Leid, meas}}$  dla wody i etanolu i dla trzech materiałów: aluminium, stali nierdzewnej i szkła Pyrex.

Przyjęto, że  $T_{\text{Leid, iso}}$  równa się, z bardzo małym błędem, wartości  $T_{\text{Leid, meas}}$  dla aluminium (ze względu na najmniejszą wartość  $\Omega$  dla badanych materiałów) i korzystając z tego założenia określono eksperymentalnie wartość wyrażenia  $\alpha_{\text{av}}^2 \tau_t$

$$\alpha_{\text{av}}^2 \tau_t = 30,58 \times 10^5 \left[ \text{W}^2 \text{m}^{-4} \text{K}^{-2} \text{s} \right] = C_3. \quad (87)$$

Wykorzystując znane z eksperymentu wartości  $T_{\text{Leid, meas}}$  dla wielu różnych cieczy i różnych materiałów powierzchni, z badań własnych i innych badaczy [5], [7], [17], [18], [19], [20], [21] oraz dla ciśnień cieczy znacznie niższych od ciśnienia krytycznego, stwierdzono, że zależność

$$T_{\text{Leid, iso}} = \frac{27}{32} T_{\text{crit}} \quad (88)$$

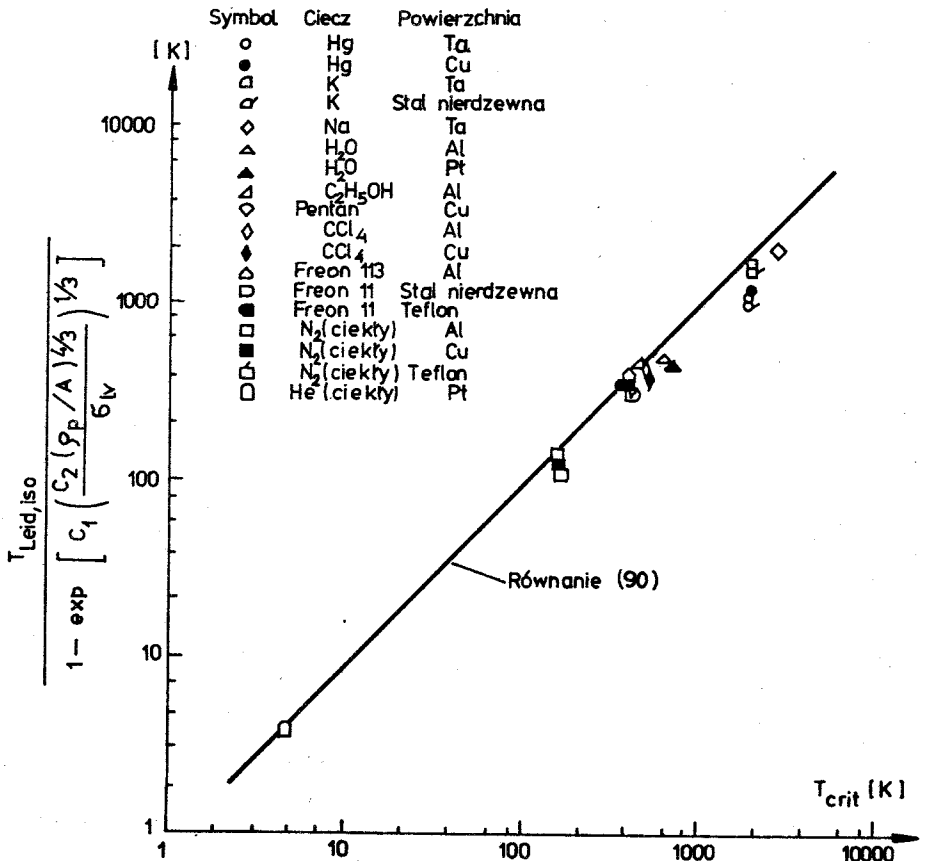
koreluje z niezłą dokładnością wyniki dla cieczy kriogenicznych, zaś większe niezgodności występują dla wody i ciekłych metali [5]. Może to wynikać z tego, że oparty na równaniu Van der Waalsa model P. Spieglera i innych [15] nie uwzględnia bardziej złożonych struktur ciekłych metali, jak również wpływu napięcia powierzchniowego na powierzchniach międzyfazowych: ciało stałe - para i para - ciecz. Ciekłe metale, woda i czterochlorek węgla mają znacznie wyższe wartości napięcia powierzchniowego niż ciekły hel, azot czy pentan. Należy zatem przyjąć, że  $T_{\text{Leid, iso}}$  jest funkcją stosunku napięć powierzchniowych na powierzchniach międzyfazowych ciało stałe - para i para - ciecz.

Wartość napięcia powierzchniowego  $\sigma_p$  dla układu ciało stałe - para określono wg W.K. Semenczenki [28]

$$\sigma_p \propto (\rho_p A_A)^{4/3}. \quad (89)$$

Na podstawie eksperymentalnych wartości  $T_{Leid, meas}$  określono wartości  $T_{Leid, iso}$ , zgodnie z zależnościami (82) i (85).

Uzyskano w ten sposób eksperymentalną korelację dla  $T_{Leid, iso}$  w funkcji temperatury krytycznej i stosunku napięć powierzchniowych dla powierzchni grzejnych z czystych metali (rys. 12)



Rys. 12. Wartości  $T_{Leid, iso} = T_{Leid, so} (\sigma_p / \sigma_{lv})$  w funkcji temperatur krytycznych cieczy. Powierzchnie grzejne gładkie, niezanieczyszczone, z czystych metali, ciecze nasycone [5]

$$T_{\text{Leid,iso}} = \frac{27}{32} T_{\text{crit}} \left\{ 1 - \exp \left[ C_1 \left( \frac{C_2 (\varphi_p/A_A)^{4/3}}{\sigma_{lv}} \right)^{1/3} \right] \right\}. \quad (90)$$

Jak widać z równania (90) dla dużych wartości napięcia powierzchniowego  $\sigma_p$  a małych wartości  $\sigma_{lv}$  wartość izotermicznej temperatury Leidenfrosta będzie dążyć do wartości przewidzianej przez P. Spieglera i innych [15].

Ostatecznie, z równań (82), (85) i (90) otrzymano wyrażenie na mierzoną wartość temperatury Leidenfrosta (lub temperatury minimalnej dla cieczy nasyconej)

$$T_{\text{Leid,meas}} = \frac{\frac{27}{32} T_{\text{crit}} \left\{ 1 - \exp \left[ C_1 \left( C_2 \frac{(\varphi_p/A)^{4/3}}{\sigma_{lv}} \right)^{1/3} \right] \right\} - T_1}{\exp(C_3 \Omega) \operatorname{erfc} \sqrt{C_3 \Omega}} + T_1. \quad (91)$$

We wzorze (91) parametry cieplne materiału powierzchni odnosić należy do  $T_{\text{Leid,meas}}$ , zaś napięcie powierzchniowe  $\sigma_{lv}$  określa się dla temperatury nasycenia.

Tablica 3 przedstawia porównanie wartości  $T_{\text{Leid,meas}}$  wg wzoru (91) i danych eksperymentalnych.

Tablica 3

Ciecz	Materiał powierzchni	$T_{\text{Leid,meas}} (T_1 = T_{\text{sat}})$ (eksperyment)	$T_{\text{Leid,meas}}$ (79)	$T_1 < T_{\text{sat}}$	$T_{\text{Leid,meas}}$ (79)	$T_{\text{Leid}}$ eksperyment
		K	K	K	K	
N <sub>2</sub>	Al	77,3	76,0	70	77,3	91,0
N <sub>2</sub>	Cu	77,3	83,0	70	83,4	96,0
C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> OH	Al	351,5	387,5	293,1	392,3	428,0
CCl <sub>4</sub>	Al	349,9	400,3	293,1	404,6	432,0
CCl <sub>4</sub>	Cu	349,9	422,0	293,1	424,8	435,0
H <sub>2</sub> O	Al	373,1	419,2	293,1	424,0	426,0
H <sub>2</sub> O	Pt	373,1	447,2	293,1	455,0	423,0
Hg	Ta	630,2	852,0	373,1	894,3	843,0
Hg	Cu	630,2	906,0	373,1	919,5	967,0
K	Ta	1032,2	1427,0	373,1	1520,1	1588,0
Na	Ta	1154,2	1577,3	373,1	1681,5	1600,0

Dane eksperymentalne wg [5], własności cieplne cieczy i ciał stałych wg [51], [52], [53].

### 5.3. MODEL TERMODYNAMICZNY DLA CIEKŁYCH METALI

Opierając się na wynikach badań eksperymentalnych K.J. Baumera i innych [37] oraz rozważań P. Spieglera i innych [15] A.W. Cronenberg i F.S. Gunnerson [38], [39], doszli do wniosku, że  $T_{Leid}$  winna zawierać się w pewnym obszarze, którego górną granicę wyznacza temperatura maksymalnego (możliwego) przegrzania cieczy. Duży rozrzut wyników badań eksperymentalnych dla  $T_{Leid}$  potwierdza słuszność tego spostrzeżenia.

Wyniki badań eksperymentalnych W.S. Bradfielda [24], R.E. Henry'ego i S. Yao [6] wskazują na istnienie chwilowych zetknięć cieczy poprzez warstwę pary ze stałą powierzchnią. Jednocześnie z badań eksperymentalnych wynika, że zwilżalność powierzchni ma wpływ na wartość  $T_{Leid}$ , co sugeruje, że własności cieplne materiału powierzchni winny być uwzględniane przy teoretycznym jej określaniu.

Dla uwzględnienia efektu chwilowych zetknięć i własności cieplnych materiału powierzchni zaproponowano przyjęcie temperatury powierzchni międzyfazowej -  $T_c$  przy zetknięciu dwu płyt: o temperaturze powierzchni -  $T_p$  i temperaturze cieczy -  $T_1$  (29) [23]. Dla przypadku idealnego zwilżania na idealnie czystej i gładkiej powierzchni maksymalna, możliwa wartość temperatury  $T_c$ , nie powodująca jeszcze odparowania cieczy na powierzchni, to temperatura maksymalnego przegrzania cieczy  $T_{ms}$ . Jeśli na tej powierzchni, na skutek jej niedoskonałości, występują uprzywilejowane miejsca nukleacji, to temperatura  $T_c$  będzie niższa od  $T_{ms}$  i zawierać się będzie w przedziale

$$T_{sat} < T_c \leq T_{ms}. \quad (92)$$

Stąd, maksymalna wartość  $T_{Leid}$ , rozumiana jako temperatura powierzchni przed zetknięciem z cieczą zapisze się następująco

$$T_{\text{Leid,max}} = \frac{T_{\text{ms}} (\sqrt{\lambda_p \rho_p c_p} + \sqrt{\lambda_l \rho_l c_l}) - T_{\text{mp}} \sqrt{\lambda_l \rho_l c_l}}{\sqrt{\lambda_p \rho_p c_p}} \quad (93)$$

Uwzględniając powyższe rozważania można napisać, że

$$T_{\text{sat}} < T_{\text{Leid}} \leq T_{\text{Leid,max}} \quad (94)$$

Jeśli  $\lambda_p/\lambda_l \gg 1$ , to powyższy związek redukuje się do zależności

$$T_{\text{sat}} < T_{\text{Leid}} \leq T_{\text{ms}} \quad (95)$$

Z zależności (95) widać, że wzór (78) zaproponowany przez P. Spieglera i innych [15] winien być słuszny dla przypadków dobrej zwilżalności materiału powierzchni przez ciecz i przewodności cieplnej materiału powierzchni znacznie większej od przewodności cieczy, jak to ma miejsce dla cieczy kriogenicznych na miedzianej powierzchni [38]. Dolna granica  $T_{\text{Leid}}$  odpowiadająca  $T_{\text{sat}}$  została potwierdzona eksperymentalnie przez K.J. Baumeistera i innych [37].

Aby bardziej dokładnie oszacować, z rozważań termodynamicznych, temperaturę maksymalnego przegrzania  $T_{\text{ms}}$  - dla ciekłych metali - zaproponowano zastosowanie równania stanu dla układu zbudowanego ze sztywnych, nie przyciągających się kul. To równanie stanu ma postać [40]

$$p = p_S - a/v_A^2 \quad (96)$$

gdzie wyrażenie określające wartość ciśnienia wewnątrz sztywnej kuli zapisuje się [41]

$$p_S = \frac{N_A kT}{v_A} \left[ \frac{1 + \sigma + \sigma^2 - \sigma^3}{(1 - \sigma)^3} \right] \quad (97)$$

Wartości  $E_A$  i  $v_A$  przyjmowane są dla stanu stałego, gdyż dla ciekłych metali w pobliżu punktu topnienia są one bliskie wartościom dla ciała stałego. W pracy [40] wykazano, że z powyższego równania stanu, przyjmując wartości  $E_A$  i  $v_A$  dla cia-

ła stałego, można wyznaczyć poprawnie  $T_{crit}$  dla ciekłych metali i w mniejszym zakresie  $v_{crit}$  i  $p_{crit}$ . Łącząc dwa ostatnie równania i wprowadzając parametry zredukowane, jak w punkcie 5.1, otrzymuje się

$$p_r = A(B/v_r + CB^2/v_r + C^2B^3/v_r^3 - C^3B^4/v_r^4) \times \\ \times (1 - CB/v_r)^{-3} - aB^2p_{crit}v_{crit} \quad (98)$$

$T_{ms}$  wyznaczono z warunków (75) i równania (98)

$$T_{Leid} \leq T_{ms} = \frac{0,50136a}{r N_A R D_{s,A}^2} \quad (99)$$

Wartość  $T_{ms}$  obliczana wg (99) jest bardzo wrażliwa na wartość średnicy atomowej  $D_{s,A}$  która jest wielkością trudną do wyznaczenia. Rozrzut publikowanych wartości  $D_{s,A}$  sięga  $\pm 30\%$ .

Na podstawie prac A.W.Cronenberga i F.S.Gunnersona [38], [39], można sporządzić tablicę 4.

Tablica 4

Ciekły metal	$-E_A$ kJ mol <sup>-1</sup>	$v_A$ m <sup>3</sup> mol <sup>-1</sup> · 10 <sup>-6</sup>	$D_{s,A}$ 10 <sup>-8</sup> m	$T_{crit}$ K	$T_{ms}$ (87) K	$T_{Leid}$ - eksperyment. K
K	90,81	45,61	4,36	2237	1338	874 - 1538
Hg	64,52	14,09	3,01	1763	972	856 - 967
Na	108,94	23,79	3,38	2733	1630	1594

Jak widać z tablicy 4 wyniki uzyskane z równania (99) dla ciekłych metali są bliskie maksymalnym wartościom  $T_{Leid}$  z eksperymentu.

Wartości  $T_{ms}$  dla ciekłych metali zależą liniowo od  $T_{crit}$  (dla  $T_{crit} \leq 3900$  [K]). Aproksymując wyniki obliczeń wg wzoru (99) zależnością liniową od  $T_{crit}$ , przy zastosowaniu metody najmniejszych kwadratów, uzyskuje się [39]

$$T_{Leid} \approx T_{ms} \approx 0,5712T_{crit} + 55,058 \quad (100)$$



## 6. BADANIA EKSPERYMENTALNE WPLYWU WYBRANYCH PARAMETRÓW NA WARTOŚĆ $T_{Leid}$ I $\Gamma_{p, min}$

### 6.1. CIŚNIENIE

Obszerne badania wpływu ciśnienia na wartość  $T_{Leid}$  i  $T_{p, min}$  dla różnych cieczy i materiałów przewodzone zostały przez G.S. Emmersona i C.W. Snoeka [30], [31] oraz S. Yao i R.E. Henry'ego [6]. G.S. Emmerson badał wpływ ciśnienia i własności materiału powierzchni dla wody, freonu C51-12, freonu 113, czterochloroku węgla i chloroformu. Dla wody użyto trzech różnych materiałów powierzchni: stali nierdzewnej, mosiądzu i stopu Monela [30].

Eksperymenty dla pozostałych cieczy przeprowadzono na powierzchni z brązu [31]. Badania dla wody wykonano dla kilku ciśnień, gdzie  $p_{max} = 5$  [bar], dla pozostałych cieczy  $p_{max} = p_{crit}$ .

Stwierdzono, że punkt Leidenfrosta zmienia się z ciśnieniem w szczególny sposób dla każdego z materiałów i nie zależy od dyfuzyjności cieplnej materiału powierzchni. Wartość temperatury Leidenfrosta rosła ze wzrostem ciśnienia dla każdego z badanych materiałów i cieczy i dla

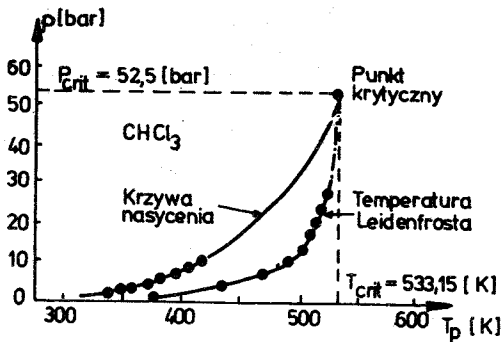
$$p \rightarrow p_{crit} \quad T_{Leid, meas} \rightarrow T_{crit}, \quad (101)$$

co ilustruje rys.13.

G.S. Emmerson i C.W. Snoek [31] uważają, że parametrami, które winny się znaleźć w korelacji opisującej zależność  $T_{Leid, meas}$  od ciśnienia są następujące bezwymiarowe stosunki

$$\frac{p}{p_{crit}}, \quad \frac{T_1}{T_{sat}}, \quad \frac{T_1}{T_{crit}}, \quad \frac{(T_1 - T_{sat})c_l}{h_{lv}}. \quad (102)$$

Najlepszą zgodność eksperymentalnych wartości czasu odparowania wody w funkcji temperatury powierzchni, dla wrzenia



Rys.13. Wpływ ciśnienia na wartość  $T_{Leid, meas}$  dla  $CHCl_3$  na powierzchni z brązu [31]

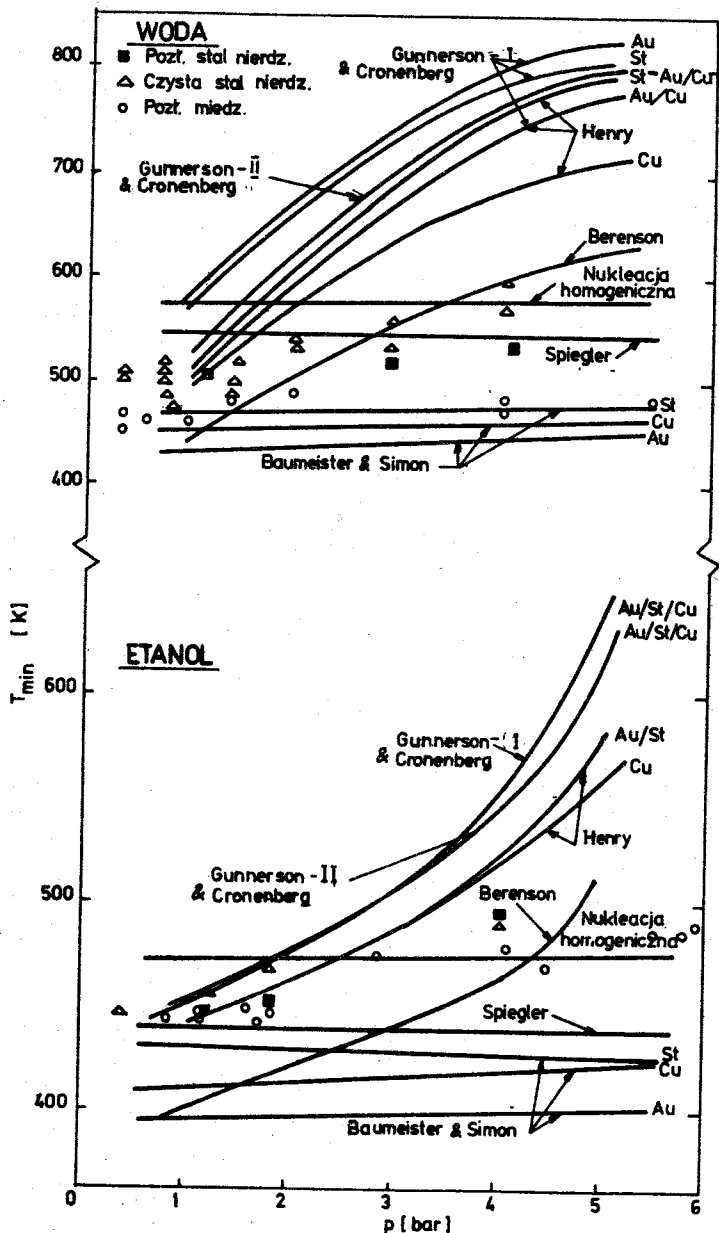
błonowego, uzyskano dla korelacji zaproponowanej przez K.J. Baumeistera, T.D.Hamilla i G.J.Schoessowa [32]. Błąd wahał się w granicach od 3 ÷ 6%, co sugeruje, że proponowany mechanizm wymiany ciepła przez konwekcję w warstwie pary i przewodzenia w materiale powierzchni jest poprawny [30], [32].

S. Yao i R.E. Henry [6] przeprowadzili również obszerne badania wpływu ciśnienia na wartość  $T_{p, min}$ , obok innych badań, omówionych w rozdz.4. Wykonano je dla wody i etanolu, na powierzchniach ze stali nierdzewnej i miedzi, pokrytych galwanicznie złotem. Uzyskane wyniki porównano z wartościami  $T_{Leid}$  i  $T_{p, min}$  wg modeli omówionych w pracy (rys.14). Stwierdzono, że wartość  $T_{p, min}$  rośnie słabo z ciśnieniem, co w badanym przedziale ciśnień stanowi potwierdzenie wyników G.S.Emmersona i C.W.Snoeka [30], [31]. Wykazano jednocześnie, że żaden ze znanych modeli kryzysu wrzenia błonowego nie opisuje zjawiska zgodnie z wynikami eksperymentów, dla ciśnień wyższych od ciśnienia atmosferycznego.

## 6.2. PRZECHŁODZENIE POCZĄTKOWE CIECZY

Z wczesnych badań V.H. Borishansky'ego [12] wynikało, że  $T_{Leid}$  jest niezależna od temperatury początkowej.

F.J.Berenson [17] i W.S.Bradfield [24], [27] wykazali jednak, że przechłodzenie początkowe cieczy ma znaczny wpływ na wartość  $T_{p, min}$ , która rosła liniowo z przechłodzeniem, co obserwuje się również dla  $T_{Leid}$  dla kropli ([4], [5], [42] i inne).



Rys.14. Porównanie teoretycznych wartości  $T_{p,min}$  w funkcji ciśnienia z danymi eksperymentalnymi. Dane eksperymentalne wg [6], obliczenia - autorzy pracy wg danych materiałowych z [51], [52], [53], [65], [66]

K.J. Baumeister i F.F. Simon [5], [42] oraz R.E. Henry [4] uwzględnili wpływ początkowej temperatury cieczy na  $T_{Leid}$  i  $T_{p,min}$  przy formułowaniu zależności teoretycznych (33) i (91). Wykazali ponadto, że wpływ ten jest tym większy im niższa dyfuzyjność cieplna materiału powierzchni.

G.S. Emmerson i C.W. Snoek [31] potwierdzili wpływ przechłodzenia cieczy na wartość  $T_{Leid}$ , szczególnie dla wody przy podwyższonych ciśnieniach. Tłumaczone to jest faktem, że podstawowa ilość ciepła przy odparowaniu kropli, dla ciśnienia atmosferycznego, idzie na zmianę stanu skupienia liniowo proporcjonalną do wartości  $h_{lv}$ . Przy podwyższaniu ciśnienia maleje  $h_{lv}$ , wzrasta zatem udział ciepła potrzebnego do podgrzania kropli do  $T_{sat}$ . Stąd też wpływ początkowego przechłodzenia wody będzie rósł ze wzrostem ciśnienia. Te same spostrzeżenia odnoszą się, choć w mniejszym stopniu do freonu [31].

Analiza dotychczas uzyskanych eksperymentalnych wartości  $T_{Leid}$  i  $T_{p,min}$  w publikacjach cytowanych w niniejszej pracy prowadzi do wniosku, że początkowe przechłodzenie cieczy ma często znaczny wpływ na uzyskany wynik eksperymentu. Brak jest jednak systematycznych i dostatecznie obszernych badań, które pozwoliłoby jednoznacznie określić wpływ przechłodzenia i podać jego fizyczną interpretację.

### 6.3. OBJĘTOŚĆ PO CZĄTKOWA KROPLI

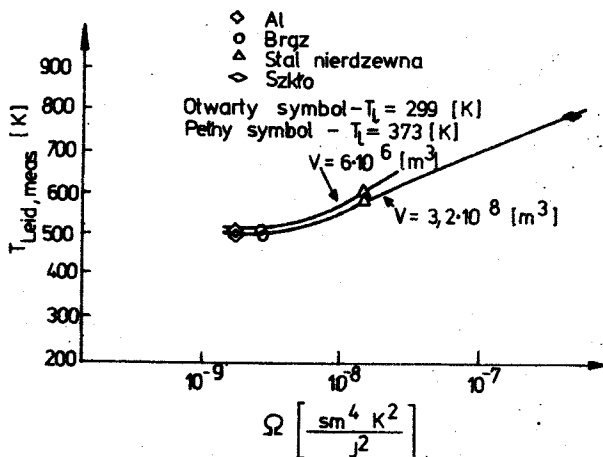
Wpływ wielkości początkowej kropli na wartość  $T_{Leid}$  jest określony w literaturze przez wartość średnicy, objętości lub masy początkowej. Te dwa ostatnie parametry można łatwo i dokładnie określić, a ponadto jednoznacznie określają one wielkość kropli przed nałożeniem jej na gorącą powierzchnię.

K.J. Baumeister i inni [5], [42] wykazali, że jeśli początkowa bezwymiarowa wartość promienia kropli  $\xi \geq 2$  (86), to dalszy jego wzrost pozostaje praktycznie bez wpływu na teoretyczną wartość  $T_{Leid}$ . Ponieważ  $\xi$  jest odwrotnie proporcjonalne do przewodności cieplnej materiału powierzchni wpływ

wrzeczywistej początkowej średnicy kropli na wartość  $T_{Leid}$  będzie tym mniejszy im wyższa przewodność cieplna. Z zależności (36) wynika ponadto, że dla nasyconych cieczy i dla  $\xi \geq 2$  winno zachodzić

$$T_{Leid} \Big|_{\substack{\xi \geq 2 \\ T_1 = T_{sat}}} \approx T_{p,min} \quad (103)$$

J.K.Baumeister, F.F.Simon i R.E.Henry przeprowadzili [42] badania dla dwu początkowych objętości kropli wody  $V = 6 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3$  i  $V = 3,2 \cdot 10^{-8} \text{ [m}^3]$  na szlifowanej i czystej powierzchni z aluminium, brązu, stali nierdzewnej i szkła. Nie stwierdzono istotnego wpływu początkowej objętości kropli na wartość  $T_{Leid, meas}$ , (rys.15). Widoczna na rys.15 różnica



Rys.15. Wpływ początkowej objętości kropli na  $T_{Leid, meas}$  [42]

około 20 [K] dla stali nierdzewnej została potwierdzona przez B.S.Gotfrieda i innych [43]. Kolejne badanie eksperymentalne B.M.Patela i K.J.Bella [44], wykonane dla kropeł wody, etanolu, benzenu, czterochlorku węgla i oktanu o zmiennych objętościach od  $V = 0,05 \cdot 10^{-6} \text{ [m}^3]$  do  $V = 10 \cdot 10^{-6} \text{ [m}^3]$  na powierzchni ze stali nierdzewnej, nie wykazały znaczącego wpływu objętości początkowej kropli cieczy na wartość  $T_{Leid, meas}$ . K.Makino i I.Michiyoshi [33], [36] analizowali wpływ wielkości średnicy początkowej kropli wody na przebieg krzywej wrze-

nia  $Q = Q(T_p - T_{\text{sat}})$  dla różnych materiałów powierzchni (miedź, brąz, stal węglowa i stal nierdzewna). W obszarze wrzenia pęcherzykowego i przejściowego przebieg tej krzywej jest niezależny od średnicy kropli [36], w obszarze wrzenia błonowego wpływ ten był nieznaczny [33]. Jedynie krzywa dla średnicy kropli  $D_1 = 2,54 \cdot 10^{-3}$  [m] dawała nieco wyższe wartości strumienia ciepła  $Q$ . Wpływ średnicy kropli bezpośrednio na wartość  $T_{\text{Leid, meas}}$  nie został określony. W przeciwieństwie do wyników G.S. Emmersona [30], [31] nie uzyskano dobrej zgodności eksperymentalnych wartości czasów odparowania dla wrzenia błonowego [33], [36] z korelacją K.J. Baumeistera i innych [32].

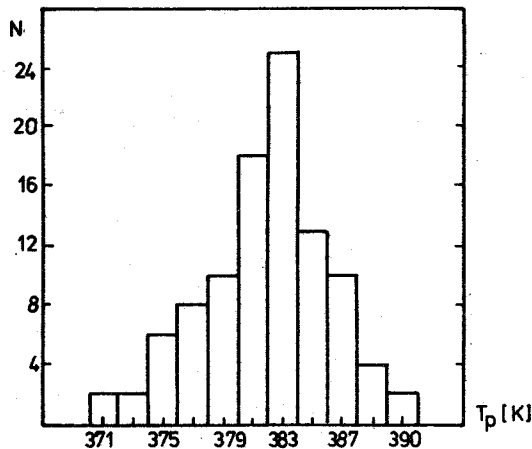
Niezbędne są dalsze badania dla określenia wpływu objętości początkowej kropli cieczy na wartość  $T_{\text{Leid}}$  w funkcji własności cieplnych cieczy i materiału powierzchni.

#### 6.4. PRĘDKOŚĆ KROPLI

Oryginalną technikę wyznaczania  $T_{\text{Leid, meas}}$  zastosowali V. Betta, P. Mazzei, V. Naso i R. Navoli [34]. Kroplę cieczy nakładano do podłużnego wyżłobienia w prostokątnym przecie miedzianym, wzdłuż którego utrzymywano gradient temperatury (odpowiednio grzejąc i chłodząc końce pręta). Wzdłużny rozkład temperatury określano za pomocą termopar osadzonych co 1 mm, poniżej powierzchni wyżłobienia. Kroplę nakładano na część powierzchni o wyższej temperaturze, tak że początkowe wrzenie kropli miało zawsze charakter błonowy. Pochylając pręt przesuwano kroplę do miejsca o niższej temperaturze celem dokonania pomiaru czasu odparowania  $\tau = \tau(T_p)$ , lub też przesuwano kroplę do obszaru o niższej temperaturze dotąd, dopóki nie nastąpiło załamanie wrzenia błonowego. Oznaczając położenie kropli, w którym nastąpiła zmiana rodzaju wrzenia, określano  $T_{\text{Leid, meas}}$  dla wody, oktanu i czterochlorku węgla. Wzorując się na W. Żyszkowskim [35] rejestrowano częstotliwość występowania zjawiska załamania się izolującej kroplę od miedzi poduszki parowej dla różnych wartości temperatur miedzi. Tem-

peraturę, dla której częstotliwość występowania zjawiska była największa (rys.16), uznano za  $T_{Leid, meas}$ . Uzyskane wartości  $T_{Leid, meas}$  były znacznie niższe od uprzednio podawanych w literaturze.

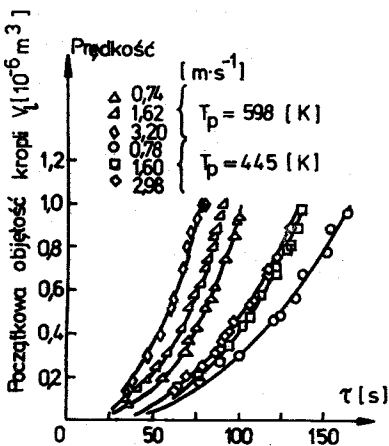
Autorzy [34] oceniają, że prędkość przesuwania kropli nie miała wpływu na wynik pomiaru, gdyż była ona rzędu  $10^{-1}$  [ $ms^{-1}$ ], zaś prędkość radialna pary poniżej dna kropli jest rzędu 1 [ $ms^{-1}$ ]. Nie jest to argument przekonujący zwłaszcza, że uzyskane opisaną metodą, wyniki są zawsze niższe



Rys.16. Rozkład wartości  $T_{Leid, meas}$  dla wody [34]

od podawanych przez innych autorów, gdzie kropla była nieruchoma, np. dla wody:  $T_{Leid, meas} = 510 \div 523$  [K], [12], [33], [35], zaś w omawianych badaniach [34]  $T_{Leid, meas} = 382 \pm 3$  K.

Zastrzeżenia te potwierdzają badania J.K.Baumeistera i G.J.Schoessowa [45] dotyczące wpływu prędkości powierzchni grzejnej, stycznej do dna kropli, na czas odparowania kropli we wrzeniu błonowym. Badania przeprowadzono na obracającej się aluminiowej, szlifowanej tarczy z rowkami, w których umieszczono krople wody, etanolu, czterochloru węgla i ciekłego azotu. Czas odparowania był tym krótszy, im większa prędkość powierzchni (rys.17) [45], co można tłumaczyć zwiększonym usuwaniem pary spod kropli na skutek ruchu powierzchni grzejnej.



Rys.17. Czas odparowania kropli wody w funkcji prędkości powierzchni grzejnej [45]

Wobec dużej rozbieżności wyników eksperymentalnych dla  $T_{Leid, mea}$

parametrem, którego wpływ wymaga określenia jest składowa prędkości kropli normalna do powierzchni grzejnej czyli wysokość, z której opuszczano kroplę na powierzchnię.

## 6.5. ZANIECZYSZCZENIA I CHROPOWATOŚĆ POWIERZCHNI

Zanieczyszczenia powierzchni grzejnej, jak i jej chropowatość są "nieznośnymi parametrami", których widoczny wpływ na  $T_{Leid, meas}$  jest trudny do ujęcia analitycznego. K.J. Baumeister wraz ze współpracownikami analizowali wpływ zanieczyszczeń powierzchni na wartość  $T_{Leid, meas}$  [5], [42]. Był on znaczny dla wody, niezauważalny dla etanolu. Zanieczyszczenia powierzchni, które są najczęściej tlenkami metalu, z którego wykonano powierzchnię grzejną lub solami rozpuszczonymi w wodzie, mają własności izolujące, stąd też powodują zwiększenie wartości  $T_{Leid, meas}$ . W pracach [5], [42] podane są dwie charakterystyczne wartości dla wody na powierzchni aluminiowej,  $T_{Leid, meas} = 428$  [K] dla powierzchni świeżo szlifowanej i  $T_{Leid, meas} = 508$  [K] dla powierzchni nieznacznie zanieczyszczonej.

Świeżo szlifowana powierzchnia z miedzi, aluminium czy stali pokrywa się natychmiast tlenkami, szczególnie przy nakładaniu na nią kropel wody. Stąd też utrzymanie idealnie czystej powierzchni w trakcie trwania eksperymentu jest praktycznie niemożliwe. A zatem powierzchnie są zawsze mniej lub bardziej pokryte tlenkami i solami (mimo, że wydają się być czyste), co powoduje rozrzut wyników eksperymentalnych. Aby tego uniknąć, przy eksperymentach z wodą, powierzchnia z utleniającego się metalu jest pokryta galwanicznie cienką warstwą złota [6], [42].

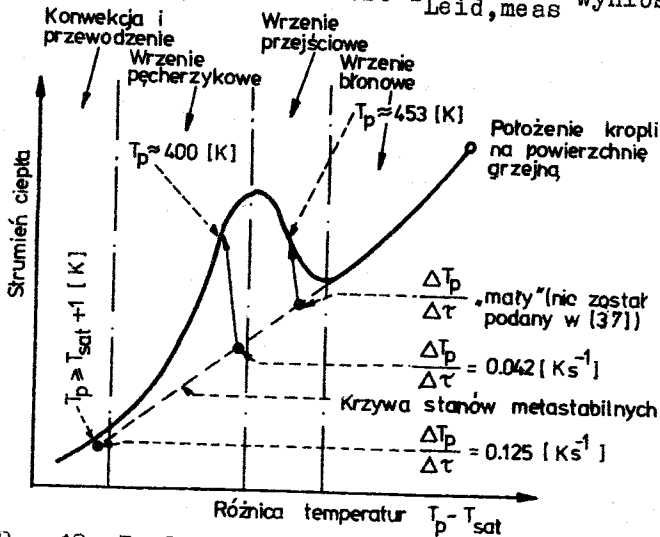
Również chropowatość powierzchni zmienia wartość  $T_{Leid, meas}$ . Jak wykazały badania J.K. Baumeistera i innych [42] oraz M. Cummo i współpracowników [46] wzrost chropowatości powoduje wzrost wartości  $T_{Leid, meas}$ .



## 7. INNE BADANIA EKSPERYMENTALNE I TEORETYCZNE

Duży rozrzut danych doświadczalnych dotyczy  $T_{Leid, meas}$  lub  $T_{min}$  (np. patrz tablica 2 w pracy [35]) prowadzi do wniosku, że winno się określać nie jedną wartość temperatury ale przedział temperatur, w którym zmiana rodzaju wrzenia jest możliwa (prawdopodobna).

Ten pogląd potwierdzają eksperymenty K.J.Baumeistera, R.C.Hendricksa i T.D.Hamilla [37], E.S.Godlewskiego i J.K.Bella [47] oraz W.Żyszkowskiego [35], [48]. W pracy [37] wykazano doświadczalnie, że możliwe jest utrzymanie wrzenia błonowego kropli wody w temperaturze powierzchni grzejnej nieco wyższej od temperatury nasycenia. Kroplę wody nakładano na płytkę ze stali nierdzewnej, której temperatura początkowa była dostatecznie wysoka, aby zajść mogło wrzenie błonowe. Po nałożeniu kropli płytkę chłodzono. Stosując tę technikę pomiarową uzyskano znacznie niższe wartości  $T_{Leid, meas}$  od uzyskanych w eksperymentach polegających na wyznaczaniu krzywej odparowania  $\tau = \tau(T_p)$  [42].  $T_{Leid, meas}$  była niższa im większy był gradient temperatury powierzchni w czasie, co poglądowo przedstawia rys.18. Najniższa uzyskana wartość  $T_{Leid, meas}$  wyniosła 374 [K].



Rys.18. Poglądowa ilustracja wyników doświadczeń K.J.Baumeistera i innych [37]

Autorzy pracy [37] dowodzą, że możliwe jest eksperymentalne otrzymanie krzywej stanów metastabilnych (linia przerywana rys. 16), jeżeli wyeliminowane zostaną wszelkie zakłócenia zewnętrzne dla badanego układu (powierzchnia grzejna możliwie gładka, całkowity brak drgań i ruchów powietrza w otoczeniu kropli, ciecz i powierzchnia idealnie czyste), a następnie celowo wprowadzone zostaną drgania mechaniczne.

E.S. Godlewski i J.K. Bell [47] posłużyli się dwoma odmiennymi technikami pomiarowymi jednocześnie do oznaczenia

$T_{Leid, meas}$ :

a) nakładanie kropli cieczy na gorącą powierzchnię o ustalonej temperaturze (powszechnie stosowana);

b) obniżanie temperatury powierzchni od wartości charakterystycznej dla wrzenia błonowego badanej cieczy i obserwacja wartości temperatury, przy której nastąpi załamanie izolującej poduszki parowej i gwałtowne odparowanie cieczy. Wartość

$T_{Leid, meas}$  była zależna od zastosowanej techniki pomiarowej, co ilustruje tablica 5 [47].

Tablica 5

Wartości  $T_{Leid, meas}$  [47]

Czynnik	Stała temperatura powierzchni	Zmienna w czasie temperatura powierzchni
	K	K
$C_2H_5OH$	448	421
$C_2H_6$	453	427
$H_2O$	537	434

Występujące w tablicy 5 różnice wytłumaczyć można następująco. W chwili nakładania kropli (lub nalewania warstwy) cieczy na gorącą powierzchnię stałą potrzebna jest znaczna ilość ciepła do utworzenia poduszki parowej rozdzielającej ciecz od powierzchni. Ilość ciepła niezbędna do podtrzymania dalej wrzenia błonowego jest znacznie mniejsza. Stąd też przy schładzaniu powierzchni poduszka parowa utrzymywać się będzie przy niższych temperaturach powierzchni niż to ma miejsce przy

nakładaniu kropli na powierzchnię. Ta różnica temperatur winna być tym większa im większe ciepło parowania cieczy, co potwierdza eksperyment (tablica 5).

Interpretacja wyników jest logiczna, budzi natomiast wątpliwość technika badań eksperymentalnych. Załamanie się poduszki parowej widoczne jest wyraźnie przy gwałtownym przejściu z wrzenia błonowego do pęcherzykowego. Pomiedzy tymi dwoma stanami istnieje wrzenie przejściowe, które charakteryzować się może wzrastającą ilością zetknięć języków cieczy, przez warstwę pary, z powierzchnią grzejną [6]. Dla obserwatora ciecz pozostaje wówczas nadal we wrzeniu błonowym, co może stanowić przyczynę różnic podanych w tablicy 5.

Powstaje równocześnie wątpliwość [35], [37] co należy uważać za  $T_{p,min}$  lub  $T_{Leid}$ . Uznane definicje tych wielkości to temperatura, przy której krzywa wrzenia  $Q = Q(T_p - T_{sat})$  osiąga minimum lub krzywa odparowania  $\tau = \tau(T_p)$  osiąga maksimum.

Dla kropli obie te definicje są równoważne.

Wiadomo również, że dla wrzenia przejściowego, które ma charakter niestabilny można uzyskać i utrzymać separującą poduszkę parową dla temperatur niższych od  $T_{p,min}$  lub  $T_{Leid}$ , co potwierdzone zostało w omawianych pracach [37], [47].

W.Żyszkowski [35], [48] badał tzw. odwrotny efekt Leidenfrost - załamanie się powierzchniowego wrzenia błonowego przechłodzonej cieczy hartującej na zanurzonej w cieple stałym - dla kropeł stopionej miedzi w wodzie. Rejestrowana była częstotliwość występowania zjawiska załamania się izolującej ciecz od miedzi warstwy pary dla różnych wartości temperatur kropli miedzi. Rozrzut wartości  $T_{Leid,meas}$  był bardzo duży i wynosił:  $433 [K] \leq T_{Leid} \leq 1023 [K]$ , co skłoniło autora do wniosku, że kryzys wrzenia błonowego ma przypadkowy charakter w pewnym przedziale temperatur. Na przypadkową wartość  $T_{Leid,meas}$  (z obszaru wartości możliwych) ma wpływ przebieg procesu zestalania się kropli hartowanego metalu, obok innych parametrów rozważanych już w niniejszej pracy.

W.B.Hall [49] analizował drgania kropli powstające w procesie jej odparowania na gorącej powierzchni. Model fizyczny oscylacji uwzględniał przewodzenie przez poduszkę parową o zmiennej (pulsującej) w czasie grubości, kondensację i odpa-

rowanie na powierzchni międzyfazowej przy obecności pulsacji ciśnienia oraz pulsacje temperatury parującej cieczy na powierzchni międzyfazowej. Zarówno z analizy teoretycznej, jak i badań eksperymentalnych, polegających na pojemnościowym pomiarze pulsacji grubości poduszki parowej wynika, że dla różnic temperatur  $T_p - T_{sat} \leq 100$  [K] występowanie oscylacji indukowanych w procesie wymiany ciepła jest mało prawdopodobne. A zatem drgania te nie są odpowiedzialne za zakłamanie się izolującej poduszki parowej dla  $T_p \leq T_{Leid}$ .

I. Michiyoshi i K. Makino [33] po raz pierwszy wyznaczyli pełną krzywą wrzenia (wrzenie pęcherzykowe - przejściowe - błonowe)  $Q = Q(T_p - T_{sat})$  dla małych kropli wody i dla czterech różnych materiałów powierzchni: miedź, brąz, stal węglowa i stal nierdzewna. Ma ona identyczny kształt jak znana krzywa dla wrzenia w dużej objętości. Stwierdzono, że wartość  $T_{Leid, meas}$  jest tym niższa im wyższa dyfuzyjność cieplna materiału powierzchni. Ten wynik potwierdza słuszność rozumowania zastosowaną przez K. J. Baumeistera i F. F. Simona [5] oraz R. E. Henry'ego [4]. Nie stwierdzono wyraźnej zależności kształtu krzywej  $\tau = \tau(T_p)$  od gładkości powierzchni.

## 8. PODSUMOWANIE

Rozbieżności w interpretacji fizycznej zjawiska kryzysu wrzenia błonowego, jak i znaczące różnice w wynikach badań eksperymentalnych powodują, że kryzys wrzenia błonowego jest nadal interesującym zagadnieniem badawczym.

W tablicy 6 przedstawiono syntetyczne zestawienie wszystkich (znanych autorom) hipotez tłumaczących zjawisko. Można wyróżnić następujące mechanizmy decydujące o kryzysie wrzenia błonowego:

- niestabilność Taylora-Helmholtza powierzchni międzyfazowej para - ciecz,
- spontaniczna nukleacja homogeniczna,

- przekroczenie temperatury maksymalnego, możliwego przegrzania cieczy (temperatury granicy płany).

Na podstawie wyników badań eksperymentalnych i rozważań teoretycznych można przyjąć, że o krzywej wrzenia błonowego ostatecznie decyduje ten mechanizm, który jest stabilny w najniższej temperaturze. Model zjawiska winien zatem określać ten mechanizm w funkcji własności cieplnych cieczy i materiału powierzchni. Z określenia mechanizmu decydującego o kryzysie w danych warunkach winna z kolei wynikać wartość minimalnej temperatury wrzenia błonowego.

Modele hydrodynamiczne zakładają przepływ potencjalny w warstwie pary izolującej ciecz od powierzchni grzejnej i model niestabilności Taylora-Helmholtza. Założenie przepływu potencjalnego nie jest poprawne, gdyż zakłada się, że dla przepływu w bardzo cienkiej warstwie poduszki parowej, o grubości rzędu  $10^{-4}$  [m] lub  $10^{-5}$  [m] [43], [61], [62], znaczące są wyłącznie człony bezwładnościowe w równaniach ruchu.

Z obliczeń K.J.Baumeistera i T.D.Hamilla [62] dla stabilnego wrzenia błonowego kropli wynika, że właśnie człony bezwładnościowe są całkowicie do pominięcia, gdyż przepływ pary determinują człony lepkie.

Dla poprawnego określenia warunków stabilności przepływu pary pod warstwą cieczy niezbędne jest również dokładne określenie grubości poduszki parowej i kształtu powierzchni międzyfazowej para - ciecz. Dostępne wyniki badań eksperymentalnych są bardzo fragmentaryczne i niepełne. Otrzymano je drogą fotografowania kropli cieczy [43], [61], co pozwala uzyskać informację o grubości poduszki parowej na obrzeżu kropli. L.H.Watchers wraz z innymi [61] na podstawie znajomości zewnętrznych wymiarów kropli i jej kształtu określił grubość poduszki parowej w funkcji promienia. Wyniki te nie zostały potwierdzone eksperymentalnie.

Chwilowe zwilżanie powierzchni, przez "języczki" cieczy przebijające poduszkę parową, stanowi najśląbiej eksperymentalnie poznany element zjawiska. Interpretacja fizyczna wyników badań konduktometrycznych [6] nie budzi zastrzeżeń, ale dla całkowitej pewności należałoby zweryfikować je przez jednoczesne fotografowanie lub filmowanie procesu chwilowego zwilżania.

Tablica 6

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Model Autorzy	Mechanizm kryzysu wrzenia bionowego	Równanie stanu	Charakter przepływu w warstwie pary	Mechanizm wzniesienia pary	Mapięcie powierzchniowe	Zwilżalność i chwilowe zetknięcia	Przechodzenie cieczy	Mianności cieplne cieczy i materiału powierzchni	Nieustalone przewodnictwo w materiale powierzchni
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Podstawy model hydrodynamicznej cieczy z chwilowym zwilżaniem powierzchni Grzejnej X. Henry [4]	Niestabilność Rayleigha-Helmholtza	-	Potencjalny	Przewodzenie	Tylko na powierzchni międzyfazowej para-ciecz	-	-	Tylko ciecz	-
Model hydrodynamiczny dla strukturalnie rozłożonej cieczy z chwilowym zwilżaniem powierzchni Grzejnej X. Henry [4]	J.w.	-	J.w.	J.w.	J.w.	Idealne zwilżanie w trakcie. Pozostawienie mikro-warstwy cieczy na powierzchni grzejnej po zetrzymaniu powodzi. Jest dodatkowa okładka nie powierzchni grzejnej	Wartość $T_{min, meas}$ jest zależna od wartości $T_1$ cząstkowej	Ciecz i materiał powierzchni Grzejnej	Temperaturę powierzchni dla chwilowych zetknięć określono jako temperaturę równowagową dla styku dwu półniekończonych płyt
Modele hydrodynamiczne dla ciał strukturalnie zaurzeczonych w cieczy chłodzącej F.S.Gunnerson A.W. Gronenberg Model I - [54]	J.w.	-	J.w.	Przewodzenie i konwekcja	Na obu powierzchniach międzyfazowych ciało stałe-para i para - ciecz	Zwilżalność $f < 1$ zależy od stanu ciał stałych. Długość powierzchni ciał stałych przed przejściem do ciał stałych-para i para - ciecz	J.w.	J.w.	J.w. + z uwzględnieniem zwilżalności

Tablica 6 (c.d.)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Model II - P. S. Gunnerson A. W. Cronenberg [63]	j.w.	-	j.w.	Przewodzenie, konwekcja i promienowanie	Tylko na powierzchni międzyfazowej para-ciecz	Czas trwania i powierzenia wierzchnia styku cieczy z powierzeniem grzejącą funkcją równowagowej temperatury styku	j.w.	j.w.	Temperaturę powierzchni dla chwilowych zetknięć określono jako temperaturę równowagową dla styku dwu półnieskończonych płyt
Spontaniczna nukleacja homogeniczna [6], [29]	Spontanizacja nukleacyjna	-	-	-	Tylko na powierzchni międzyfazowej para-ciecz	-	-	Tylko cieczy	-
Podstawowy model termodynamiczny P. Spiegler, J. Hopewield, R. Silberg, przeprzania A. Norman, C. F. Bumpus, Jr. [45]	Przekroczenie temperatury maksymalnego możliwego przeprzania cieczy (granicznej) [45]	Równanie Van der Waalsa	-	-	-	-	-	Tylko temperatura krytyczna cieczy	-
Model termodynamiczny dla przechłodzonej cieczy i niezotwierzonej powierzchni grzejącej R. J. Baumeister, F. F. Simon [5]	j.w.	j.w.	-	konwekcja	Na obu powierzchniach międzyfazowych ciało stałe-para i para-ciecz	-	Wartość $T_{leid, max}$ jest zależna od wartości $T_1$	Ciecz i materiał powierzchni grzejącej	Wartość $T_{leid, max}$ wyznaczono z rozważania równania nieliniowego przewodniczącego w materiale powierzchni grzejącej
Model termodynamiczny dla ciekłych metali A. W. Cronenberg, P. S. Gunnerson [38], [39]	j.w.	Równanie stanu dla metali zbudowane jest ze sztywnych nieprzyciągających się kul	-	-	-	-	-	Tylko ciekłego metalu	Wartość $T_{leid, max} \leq T_{ms}$ zależnie od stosunku $\lambda p/\lambda_1$

Dla powierzchni grzejnej o niejednorodnej gładkości i czystości nukleacja niehomogeniczna ma znaczący wpływ na proces tworzenia się pęcherzyków pary. Wpływ ten jest tym silniejszy im większa powierzchnia "języczków" zwilżającej cieczy i dłuższy czas ich trwania. Opis ilościowy wpływu nukleacji niehomogenicznej na cały proces nukleacji wydaje się obecnie niemożliwy.

W modelach termodynamicznych maksymalną wartością minimalnej temperatury wrzenia błonowego jest wartość temperatury maksymalnego, możliwego przegrzania cieczy, określana z równania stanu. Stany przegrzania cieczy można uzyskać prowadząc proces ogrzewania cieczy b. wolno dla cieczy w całkowitym bezruchu, co nie występuje w zastosowaniach technicznych. Stąd też, ta graniczna wartość minimalnej temperatury wrzenia błonowego na pewno nie odnosi się do wrzenia w przepływie i do ogrzewania cieczy przy dużych zmianach w czasie wartości strumienia ciepła.

Wyniki badań eksperymentalnych [35], [37], [38], [47] sugerują, że winno się określać nie jedną wartość temperatury ale przedział temperatur, w których możliwy jest kryzys wrzenia błonowego. Z badań K.J.Baumeistera i innych [37] wynika ponadto, że podanie samej temperatury (lub przedziału temperatur) nie jest jednoznaczne; należy również podać szybkość zmian strumienia ciepła, od powierzchni grzejnej do cieczy, w czasie.

Potrzeba jednoznacznej interpretacji fizycznej zjawiska kryzysu wrzenia błonowego, jak i brak szeregu danych eksperymentalnych wskazują na potrzebę kontynuacji badań teoretycznych i eksperymentalnych.

## BIBLIOGRAFIA

- [1] Elias E., Yedigargolu G.: Nuclear Safety. Vol. 19 (1978), pp.160+175.
- [2] Coney N.W.E.: Nucl. Eng. Des. Vol. 31 (1974), pp.246+259.



- [ 3 ] Semeria R., Martinett B.: Proc. Inst. Mech. Engrs. 1965÷66, Vol. 180, paper PT 30.
- [ 4 ] Henry R.E.: AIChE Symp. Ser. Vol. 70 (1974), pp. 81÷90.
- [ 5 ] Baumeister K.J., Simon F.F.: Heat Transfer. Vol. 95 (1973), pp.166÷173.
- [ 6 ] Shi-chune Yao, Henry R.E.: J. Heat Transfer. Vol. 100 (1978), pp. 260÷267.
- [ 7 ] Berenson P.J.: J. Heat Transfer. Vol. 83 (1961), pp. 351÷358.
- [ 8 ] Madejski J., Staniszewski B.: Wymiana ciepła przy wrzeniu i przepływy dwufazowe, część I, OIEJ. Warszawa 1971, str. 239.
- [ 9 ] Milne-Thompson L.M.: Theoretical Hydrodynamics. The Macmillan Co., New York 1950, pp. 371.
- [ 10 ] Lamb H.: Hydrodynamics, Dover Publications. New York 1945, pp. 455.
- [ 11 ] Schlichting H.: Teoria pogranicznowo słoja. Izd. Inostrannoj Literatury. Moskwa 1966, str. 528.
- [ 12 ] Borishansky V.M.: Report AEC - tr - 3405. Washington D.C., 1953, pp. 109.
- [ 13 ] Bromley L.A.: Chem. Eng. Progress. Vol. 46 (1950), pp.221÷227.
- [ 14 ] Jordan D.J.: Advances in Heat Transfer. Vol. 5 (1968) pp. 55÷127.
- [ 15 ] Spiegler P., Hopenfeld I., Silberg M., Bumpus C.F. Jr., Norman A.: Int. J. Heat Mass Transfer. Vol. 6 (1963), pp. 987÷994.
- [ 16 ] Staniszewski B.: Termodynamika. PWN. Warszawa 1978, str. 455.
- [ 17 ] Berenson P.J.: Int. J. Heat Mass Transfer. Vol. 5 (1962), pp. 985÷999.
- [ 18 ] Peterson W.C., Zaalouk M.G.: J. Heat Transfer. Vol. 93 (1971), pp. 408÷412.
- [ 19 ] Kautzky D.E., Westwater J.W.: Int. J. Heat Mass Transfer. Vol. 10 (1967), pp. 253÷256.
- [ 20 ] Bergles A.E., Thompson W.G. Jr.: Int. J. Heat Mass Transfer. Vol. 13 (1970), pp. 55÷68.
- [ 21 ] Rhea L.G., Nevins R.G.: J. Heat Transfer. Vol. 91 (1969), pp. 267÷272.
- [ 22 ] Watchers L.H.J., Smulders L., Vermeulen J.R., Kleiweg H.C.: Chem. Eng. Sci. Vol. 21 (1966), pp. 1231÷1238.
- [ 23 ] Carslaw H.S., Jaeger J.C.: Conduction of heat in solids. Oxford University Press, 1962, pp.510.

- [24] Bradford W.S.: Ind. Eng. Chem. Fundamentals. Vol. 5 (1966), pp. 200+204.
- [25] Hosler E.R., Westwater J.W.: ARS Journal. Vol. 32 (1962), pp. 553+558.
- [26] Witte L.C., Henningson P.J.: J. Scientific Instruments. Vol. 2 (1969), pp. 1101+1103.
- [27] Bradford W.S.: J. Heat Transfer. Vol. 89 (1967), pp. 269+271.
- [28] Semenczenko W.K.: Powierzchnostnyje jawlenia w metalach i spławach. Izd. Techniko-Teoreticzeskoj Literatury. Moskwa 1957, str. 491.
- [29] Collier J.G.: Convective boiling and condensation. McGraw-Hill. London 1972, pp. 421.
- [30] Emmerson G.S.: Int. J. Heat Mass Transfer. Vol. 18 (1975), pp. 381+386.
- [31] Emmerson G.S., Snoek C.W.: Int. J. Heat Mass Transfer. Vol. 21 (1978), pp. 1081+1086.
- [32] Baumeister K.J., Hamill T.D., Schoessow G.J.: Third Int. Heat Transfer Conf. Chicago, Vol. 4 (1966), pp. 66+73.
- [33] Michiyoshi I., Makino K.: Int. J. Heat Mass Transfer. Vol. 21 (1978), pp. 605+613.
- [34] Betta V., Mazzei P., Naso V., Vanoli R.: J. Heat Transfer. Vol. 101 (1979), pp. 612+616.
- [35] Żyszkowski W.: Int. J. Heat Mass Transfer. Vol. 19 (1976), pp. 625+633.
- [36] Makino K., Michiyoshi I.: Int. J. Heat Mass Transfer. Vol. 22 (1979), pp. 979+981.
- [37] Baumeister K.J., Hendricks R.C., Hamill T.D.: NASA REPORT TN D ÷ 3226, 1966, pp. 17.
- [38] Gunnerson F.S., Cronenberg A.W.: J. Heat Transfer. Vol. 100 (1978), pp. 734+737.
- [39] Gunnerson F.S., Cronenberg A.W.: J. Heat Transfer. Vol. 100 (1978), pp. 734+737.
- [40] Young D.A., Adler B.J.: Physical Review A. Vol. 3 (1971), pp. 364+371.
- [41] Carnahan N.F., Starling K.E.: J. Chem. Phys. Vol. 51 (1969) pp. 635+636.
- [42] Baumeister K.J., Simon F.F., Henry R.E.: Augmentation of Convective Heat and Mass Transfer. 1970, pp. 99+101, ASME, New York.
- [43] Gotfried B.S., Lee C.J., Bell K.J.: Int. J. Heat Mass Transfer. Vol. 9 (1966), pp. 1167+1187.
- [44] Patel B.M., Bell K.J.: Chem. Eng. Progress Symp. Series. Vol. 62 (1966), pp. 62+71.

- [45] Schoessow G.J., Baumeister K.J.: Fourth Int. Heat Transfer Conf. (1970), Paris - Versailles, Paper B.3.11.
- [46] Cumo M., Farello G.E., Ferrari G.: Chem. Eng. Progress Symp. Series. Vol. 65 (1969), pp. 175÷187.
- [47] Godlewski E.S., Bell K.J.: Third Int. Heat Transfer Conf. Chicago, Vol. 4 (1966), pp. 51÷58.
- [48] Żyszkowski W.: Int. J. Heat Mass Transfer. Vol. 18 (1975), pp. 271÷287.
- [49] Hall W.E.: Fifth Int. Heat Transfer Conf. (1974) Tokyo, Paper B.3.10.
- [50] Henry R.E., Quinn D.J., Spleha E.A.: Fifth Int. Heat Transfer Conf. (1974), Tokyo, Paper B.3.5.
- [51] Wargafik N.E.: Sprawozdanie z konferencji naukowej o właściwościach fizycznych gazów i cieczy. Izd. Nauka, Moskwa 1972, str. 720.
- [52] Gogół W.: Wymiana ciepła. Tablice i wykresy. WFW. Warszawa 1976, str. 179.
- [53] Raznjevic K.: Tablice cieplne z wykresami. WNT. Warszawa 1966, str. 234.
- [54] Gunnerson F.S., Cronenberg A.W.: Technical Report, NE - 35(77)NRC - 318 - 1, The University of New Mexico, 1977, pp. 58.
- [55] Hendricks R.C., Baumeister K.J.: NASA Report TN D - 5124, 1969, pp. 25.
- [56] Lewis D.J.: Proc. Roy. Soc. London A - 201, 1950, pp. 81÷86.
- [57] Davies R.M., Taylor G.I.: Proc. Roy. Soc. London A-200, 1949, pp. 375÷390.
- [58] Chang Y.P.: J. Heat Transfer. Vol. 81 (1959), pp. 1÷12.
- [59] Girifalco L.A., Good R.J.: J. Phys. Chem. Vol. 61 (1957), p. 904÷909.
- [60] Good R.J., Girifalco L.A.: J. Phys. Chem. Vol. 64 (1960), p. 561÷565.
- [61] Watchers L.H.J., Bonne H., van Nou-huis H.J.: Chem. Eng. Sci. Vol. 21 (1966), pp. 923÷936.
- [62] Baumeister K.J., Hamill T.D.: NASA Report TN D - 3133, 1965, pp. 26.
- [63] Gunnerson F.S., Cronenberg A.W.: J. Heat Transfer. Vol. 102 (1980), pp. 335÷341.

- [64] M e r t e H., C l a r k J.A.: J. Heat Transfer. Vol. 86 (1964), pp. 351+359.
- [65] A d a m s o n A.W.: Chemia fizyczna powierzchni. PWN. Warszawa 1969, str. 286.
- [66] J e ż e w s k i M., K a l i s z J.: Tablice wielkości fizycznych. PWN. Warszawa 1957, str. 318.

## К ВОПРОСУ О КРИЗИСЕ ПЛЕНОЧНОГО КИПЕНИЯ - ОБЗОР ЗНАНИЙ

### К р а т к о е   с о д е р ж а н и е   ч а с т и   I

В работе делается попытка упорядочения терминологии, связанной с определением минимальной температуры пленочного кипения в большом объеме, в струе и в каплях. Описывается развитие гидродинамических моделей кризиса пленочного кипения, исходящих из предположении, что главной причиной, приводящей к кризису, является отсутствие стабильности Тейлора-Гельмгольца межфазной поверхности жидкость-пар. Другим механизмом, который может являться причиной кризиса пленочного кипения, является гомогенное образование зародышей.

### К р а т к о е   с о д е р ж а н и е   ч а с т и   II

В работе в хронологическом порядке описываются так называемые термодинамические модели кризиса пленочного кипения, построенные исходя из предположения, что стабильное кипение возможно в случае, когда температура нагревающей поверхности превышает температуру максимального возможного перегрева кипящей жидкости. Приводятся и анализируются результаты экспериментальных исследований влияния давления, начального переохлаждения жидкости, свойств нагревающей поверхности и ряда других параметров на значение минимальной температуры пленочного кипения.

## FILM BOILING CRISIS. STATE OF THE ART

### S u m m a r y   o f   p a r t   I

An attempt of arranging of terminology related to a definition of minimum film boiling temperature for boiling in a

large volume, in flow, and for a droplet is made. Development of hydrodynamic models of film boiling crisis is presented. They are based on the assumption that the Taylor-Helmholtz instability of liquid - vapour interface is a triggering mechanism of the crisis. Another mechanism which is likely to control film boiling crisis can be that of homogeneous nucleation.

## S u m m a r y o f p a r t I I

So called thermodynamic models of film boiling crisis, based on the assumption that stable film boiling can occur if heating surface temperature exceeds temperature of maximum possible superheating of boiling liquid, are presented in chronological order. Results of experimental investigations of the effect of pressure, initial liquid subcooling, physical properties of heating surface and other parameters on the temperature of film boiling crisis are collected and analyzed.

Rękopis dostarczono w maju 1981

## SPIS TREŚCI

C z ę ś ć I .	
MODELE HYDRODYNAMICZNE. SPONTANICZNA NUKLEACJA HOMOGENICZNA ...	
Oznaczenia .....	1
Indeksy i inne oznaczenia .....	3
1. WSTĘP .....	4
2. NAZEWNICTWO .....	5
3. MODELE HYDRODYNAMICZNE .....	6
3.1. Podstawowy model hydrodynamiczny .....	7
3.2. Model hydrodynamiczny dla przechłodzonej cieczy z chwilowym zwilżaniem powierzchni grzejnej .....	14
3.3. Modele hydrodynamiczne dla ciał sferycznych zanurzonych w cieczy chłodzącej .....	19
4. SPONTANICZNA NUKLEACJA HOMOGENICZNA .....	32
C z ę ś ć II .	
MODELE TERMODYNOMICZNE. BADANIA EKSPERYMENTALNE .....	
5. MODELE TERMODYNOMICZNE .....	37
5.1. Podstawowy model termodynamiczny .....	37
5.2. Model termodynamiczny dla przechłodzonej cieczy i nieizotermicznej powierzchni grzejnej ..	40
5.3. Model termodynamiczny dla ciekłych metali ....	46
6. BADANIA EKSPERYMENTALNE WPŁYWU WYBRANYCH PARAMETRÓW NA WARTOŚĆ $T_{Leid}$ i $T_{p,min}$ .....	49
6.1. Ciśnienie .....	49
6.2. Przechłodzenie początkowe cieczy .....	50

6.3. Objętość początkowa kropli .....	52
6.4. Prędkość kropli .....	54
6.5. Zanieczyszczenia i chropowatość powierzchni ..	56
7. INNE BADANIA EKSPERYMENTALNE I TEORETYCZNE .....	57
8. PODSUMOWANIE .....	60
Bibliografia .....	64