



## Wykorzystanie parowaczy ociekowych w podciśnieniowych systemach chłodniczych

**Tomasz Halon**<sup>a,\*</sup>

REKOMENDOWANE PRZEZ: *prof. dr hab. inż. Zbigniew Królicki*

<sup>a</sup> *Katedra Termodynamiki, Teorii Maszyn i Urządzeń Ciepłych*

\* *tomasz.halon@pwr.edu.pl, tel. (71) 320 27 92*

---

### STRESZCZENIE

W pracy przedstawiono zasadę działania parowaczy ociekowych. Zaproponowano model matematyczny wymiany ciepła oraz opływu rury przez ziębnik w warunkach odpowiednich dla parowaczy systemów adsorpcyjnych (ciśnienie nasycenia równe 1 kPa oraz woda jako ziębnik). Opływ i warunki wymiany ciepła porównano z dostępnymi w literaturze wynikami eksperymentalnymi zmierzonymi dla ciśnienia 9–30 kPa. Z przeprowadzonej analizy wynika, że w podciśnieniu współczynnik wnikania ciepła maleje oraz że grubość filmu zwiększa się. Jednak, po zestawieniu wyników dla odparowania z filmu przy podciśnieniu z wynikami dla wrzenia w objętości, parowacze ociekowe mają większy współczynnik wnikania ciepła.

**SŁOWA KLUCZOWE:** *chłodnictwo adsorpcyjne, parowanie, parowacze ociekowe, podciśnienie.*

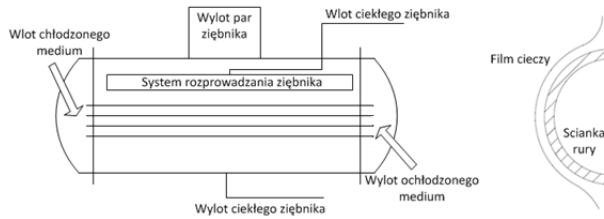
---

### 1. WPROWADZENIE

Wymogi ekologiczne stawiane czynnikom chłodniczym wymuszają poszukiwania naturalnych zamienników dla powszechnie stosowanych ziębników syntetycznych. Przykładowymi substancjami są woda lub metanol, charakteryzujące się wyższymi ciepłami odparowania w porównaniu do syntetycznych ziębników (2490 kJ/kg dla wody, dla R134a 200 kJ/kg – przy temperaturze nasycenia 6°C). Ponadto wymienione czynniki nadają się także do użycia w adsorpcyjnych systemach chłodniczych. Charakteryzują się one jednak niskimi ciśnieniami odparowania (1 kPa dla wody przy temperaturze 6°C) [1].

Z powodu niskiego ciśnienia dochodzi do zmniejszenia współczynnika wnikania ciepła przy wrzeniu naturalnych ziębników [1, 2]. Głównym mechanizmem wnikania ciepła podczas wrzenia jest odparowanie cieczy z granicy fazowej cieczonej-pęcherz

parowy. Współczynnik wnikania ciepła jest wprost proporcjonalny do ilości odrywających się pęcherzy parowych. Średnica zarodka nukleacji jest zależna od rodzaju powierzchni oraz właściwości czynnika: objętości właściwej pary i napięcia powierzchniowego. Przy niskim ciśnieniu, gdy napięcie powierzchniowe i objętość właściwa są większe niż przy ciśnieniu atmosferycznym, możliwe do aktywacji zarodki nukleacji posiadają o rząd wielkości większe średnice minimalne [1]. Skutkuje to mniejszą ilością powstających pęcherzy, a zatem mniejszym współczynnikiem wnikania ciepła  $\alpha$  i większym oporem cieplnym.



Rys. 1: Schemat ideowy: a) parowacza ociekowego, b) opływu rurki

W parowaczach ociekowych nie dochodzi do wrzenia rozwiniętego – efekt chłodniczy uzyskiwany jest przez odparowanie czynnika z granicy fazowej między cieczą, a gazem [3, 4, 5]. Grubość warstwy ziębnika jest mniejsza niż 1 mm, dlatego można przyjąć, że ciepło przenoszone jest głównie poprzez przewodzenie w warstwie przyściennej [6]. Współczynnik wnikania ciepła dla kondukcji zależy od grubości filmu  $\delta$ . Z powodu występowania opisanych wcześniej większych pęcherzy, przy podciśnieniach opór cieplny objętości wrzącego ziębnika jest większy niż dla parującego filmu [3, 7].

Budowa ociekowego wymiennika ciepła w wersji horyzontalnej przedstawiona jest na rys. 1. Ziębnik sływa na pęk rur złożony z rzędów oraz kolumn. Ziębnik dostarczany jest przez system rozprowadzania znajdujący się powyżej pęczka rur. Następnie, opływając rurę, tworzy na jej powierzchni warstwę cieczy (rys. 1). Medium płynące wewnątrz rur ma temperaturę wyższą od temperatury nasycenia ziębnika. Ciepło przekazane od medium do ziębnika powoduje odparowanie jednostkowej części masy  $dm$ . Reszta nieodparowanego ziębnika sływa na rury poniżej, gdzie kontynuowany jest proces odparowania. Ziębnik nieodparowany na ostatnim rzędzie rur jest zawracany do systemu rozprowadzania.

### 1.1. Przegląd badań dotyczących opływu rury i przenoszenia ciepła

Grubość filmu ziębnika w zależności od strumienia masy, średnicy rury, odległości między rurami w kolumnie oraz położenia kąowego na rurze (oznaczonego jako  $\beta$  na rys. 1) została przebadana przez Hou i innych [10]. Wykazali, że grubość ta zależy nie tylko od strumienia masy, ale i od prędkości przepływu czynnika i średnicy opływanej rury. Minimalna grubość filmu obserwowana jest w przedziale kąowym  $\beta$   $90^\circ$ – $115^\circ$ , a nie jak dotychczas uważano –  $90^\circ$ . Zaproponowane poprawki do korelacji Nusselta na grubość filmu pozwoliły przeprowadzić obliczenia w zależności od średnicy rurki i odległości między rzędami (wpływ na prędkość przepływu czynnika).

Dla przepływu, w którym nie dochodzi do wrzenia, zaobserwowano wyższy współczynnik wnikania ciepła  $\alpha$  dla mniejszych średnic rury [8, 9]. Jak zauważył Hou [10], im większa średnica, tym grubsza warstwa filmu, a więc także większy opór cieplny.

Odległość między rurami, według niektórych autorów, nie ma wpływu na wymianę ciepła [4, 6]. Jednak według innych badań, odległość ta może zwiększyć współczynnik wnikania ciepła 15% [11]. Yang i inni uzyskali największe współczynniki wnikania ciepła dla odległości między rurami równej 11 mm. Spowodowane jest to wzrostem prędkości przepływu czynnika - ze wzrostem prędkości wzrasta współczynnik wnikania ciepła. Przy odległościach między rurami większych niż 11 mm może dojść do odbijania strugi ziębnika od rury znajdującej się poniżej [11].

Sposób rozprowadzania ziębnika wpływa na jednorodność filmu opływającego rurę. Najczęściej stosowane systemy to usytuowane bezpośrednio nad rurami z chłodzonym medium: rury perforowane, spiekane porowate rury, płyta perforowana, płyta z dyszami lub rura z dyszami [5, 12]. Według Haberta [5] dzięki zastosowaniu płyty perforowanej lub spiekanej porowatej rury można uzyskać 20% większy współczynnik wnikania ciepła niż przy innych rodzajach rozprowadzenia ziębnika. Jego badania przeprowadzone zostały dla jednego rzędu rur. Fujita [12] oraz Ribatski i inni [4] uważają, że wpływ rodzaju rozprowadzenia czynnika po rurach jest pomijalny dla wszystkich rzędów rur, oprócz rzędu pierwszego.

## 2. JEDNOWYMIAROWY MODEL OPŁYWU RURY

W modelu przyjęto następujące założenia:

- Temperatura cieczy chłodzonej wewnątrz rury jest stała w całym przekroju i równa  $T_{H_2O} = 300$  K,
- Współczynnik wymiany ciepła między chłodzoną cieczą, a rurą jest niezależny od położenia (kąta) i wynosi  $\alpha_w = 1000$  W<sup>1</sup>m<sup>-2</sup>K<sup>-1</sup>,
- Przepływ jest jednowymiarowy i ustalony.

Równanie (1) przedstawia grubość warstwy cieczy  $\delta$  opływającej rurę, obliczoną na podstawie teorii Nusselta, ze wzoru poprawionego przez Hou i innych [10]:

$$\delta = C \left( \frac{3\mu_c\Gamma}{\rho_c(\rho_c - \rho_g)g\sin\beta} \right)^{1/3} \left( \frac{S}{D} \right)^n \quad (1)$$

Równanie uwzględnia średnicę zewnętrzną  $D$ , odległość między rurami  $S$  i kąt w zależności od położenia na rurce  $\beta$ ;  $\mu_c$  to lepkość kinematyczna w Pa·s,  $\Gamma$  strumień masy czynnika na metr bieżący rury,  $\rho_c$  i  $\rho_g$  to gęstości odpowiednio cieczy i gazu. Wartości współczynników  $C$  oraz  $n$  odpowiednio dla  $\beta < 90^\circ$  0,97540 i -0,16670, a dla  $\beta > 90^\circ$  0,84978 i -0,16479.

Na podstawie zasady zachowania masy oraz zachowania energii wyznaczono grubość warstwy cieczy w każdej części rurki. Masę cieczy odparowanej wyliczono za pomocą równania (2):

$$\frac{d\Gamma}{dy} = -q/r, \quad (2)$$

gdzie:  $q$  – gęstość strumienia ciepła,  $r$  – utajone ciepło parowania.

Założono, że temperatura cieczy na granicy fazowej z gazem równa jest temperaturze nasycenia  $T_{sat}$ . Grubość warstwy cieczy opływającej rurę jest mniejsza niż 1 mm. Przyjęto zatem, że przenoszenie ciepła między rurą, a czynnikiem zachodzi głównie przez przewodzenie w cieczy [6]. Umożliwiło to wyliczenie gęstości strumienia ciepła  $q$  z równania (3):

$$q = k(T_{H_2O} - T_{sat}), \quad (3a)$$

$$k = \left( \frac{1}{\alpha_w d \pi} + \frac{\ln(D/d)}{2\pi\lambda} + \frac{\ln((D+\delta)/D)}{2\pi\lambda_c} \right)^{-1}, \quad (3b)$$

gdzie:  $d$  – średnica wewnętrzna,  $\lambda$  – przewodność cieplna,  $T_{H_2O}$  – temperatura chłodzonego medium.



Rys. 2: Schemat siatki obliczeniowej

Siatka obliczeniowa powstała przez podzielenie połowy rury na 1000 elementów przy stałym kącie i schematycznie została przedstawiona na rys. 2. Dla każdego jej elementu przeliczono grubość filmu  $\delta$ , uwzględniając odparowanie strumienia masy ziębnika ( $\Gamma - dm$ ) w komórce poprzedzającej. Według Nusselta [6] - zmiana grubości filmu powoduje zmianę oporu cieplnego, a więc i zmianę gęstości przewodzonego ciepła, opisane zostało to za pomocą proporcjonalności ze wzoru (4). Z tego powodu, dla każdego elementu siatki, przeliczono lokalną gęstość strumienia ciepła i lokalny zastępczy współczynnik wnikania ciepła  $\alpha_{zp}$  na podstawie wzoru (4):

$$\alpha_{zp} \propto \lambda_c / \delta. \quad (4)$$

Następnie, zastępczy współczynnik wymiany ciepła został uśredniony i porównany z wynikami dla równania (5) wyprowadzonego przez Gonga i innych [13]:

$$Nu = 0,0532 Re^{0,21} Pr^{0,731}, \quad (5a)$$

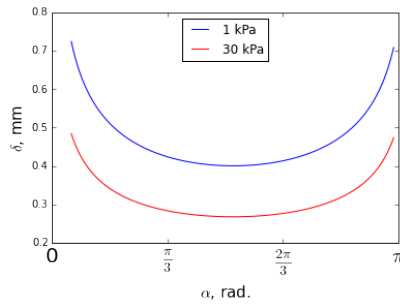
$$\alpha = Nu \lambda \left( \frac{\nu^2}{g} \right)^{-1/3}. \quad (5b)$$

Powyższy wzór sprawdzony został dla warunków cytowanych w [13] – przy takim samym strumieniu masy, czynnika, geometrii, ale przy ciśnieniu 9–30 kPa. Na tej podstawie wyliczona została stała proporcjonalności między grubością warstwy ziębnika a zastępczym współczynnikiem wnikania ciepła  $\alpha_{cp}$ .

### 3. WYMIANA CIEPŁA PODCZAS OPŁYWU RURY

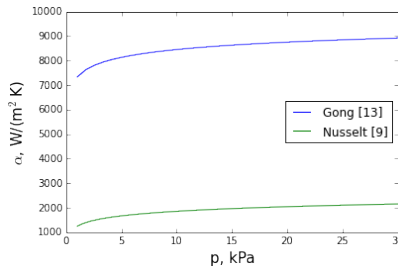
Obliczeń dokonano dla rury o średnicy zewnętrznej  $D = 25,4$  mm i strumienia masy ziębnika  $\Gamma = 0,01$  kg/s – są to wartości powszechnie występujące w parowaczach ociekowych [10]. Grubość filmu dla ciśnienia 30 kPa (zbadanego w pracy [13]) oraz dla 1 kPa, przedstawia rysunek 3.

Zwiększenie grubości filmu przy niższym ciśnieniu spowodowane jest napięciem powierzchniowym, większym o 15,5% przy ciśnieniu 1 kPa niż przy 30 kPa. Według

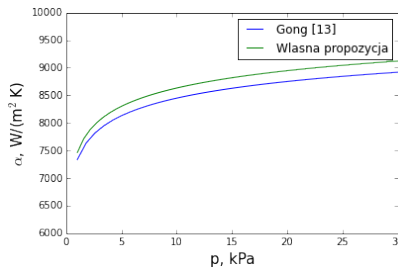


Rys. 3: Grubość warstwy cieczy w zależności od położenia kąowego na rurze, dla ciśnienia 1 i 30 kPa. Obliczenia dla tego samego strumienia masy

równania (1) grubość filmu zależy również od gęstości pary, która przy ciśnieniu 1 kPa jest 24 razy mniejsza niż przy ciśnieniu 30 kPa. Zgodnie z równaniem (4) przekłada się to na zmniejszenie współczynnika wnikania ciepła, jak pokazano na rys. 4.



Rys. 4: Wartość współczynnika wnikania ciepła w zależności od ciśnienia. Wartości wyznaczone z równania (5) oraz z (4), strumień masy czynnika przyjęty jako stały



Rys. 5: Wartość współczynnika wnikania ciepła w zależności od ciśnienia. Wartości wyznaczone z równania (5) oraz z (6) z dobranymi współczynnikami  $C$  oraz  $n$

Charakter krzywej dla obliczeń wykonanych na podstawie teorii Nusselta z równania (4) jest taki sam jak dla wzoru (5). Jednak korelacja (4) przewiduje mniejsze wartości współczynnika wnikania ciepła. Aby przystosować wyniki równania (4) do wyników eksperymentalnych Gonga i innych, autor zaproponował równanie (6):

$$\alpha_{zp} = C \left( \frac{\lambda}{\delta} \right)^n. \quad (6)$$

Dla wyników opisanych w [13] wyznaczono stałe empiryczne metodą najmniejszych kwadratów. Wynoszą one  $C = 535,8$  i  $n = 0,369$ . Porównanie między korelacją zaproponowaną przez autora, a stosowaną przez Gonga i innych przedstawiono na rys. 5.

#### 4. PODSUMOWANIE

Możliwe jest wyznaczenie bezpośredniej zależności między grubością warstwy cieczy, a współczynnikiem wnikania ciepła. Współczynnik wymiany ciepła podczas parowania z warstwy cieczy może być obliczony z korelacji wyprowadzonej przez Nusse. Według autora należy jednak równanie zmodyfikować o stałe empiryczne.

Podczas parowania z cienkiej warstwy cieczy, współczynnik wnikania ciepła przy ciśnieniu 1 kPa jest mniejszy niż dla ciśnień atmosferycznych lub 30 kPa. Jest jednak około siedmiokrotnie większy, niż dla wrzenia w objętości (około  $7,5 \text{ kW/m}^2\text{K}$  dla parowania w porównaniu do  $1 \text{ kW/m}^2\text{K}$  dla wrzenia w objętości).

#### LITERATURA

- [1] Hałon T., *Proces wrzenia ziębnika w niskociśnieniowym adsorpcyjnym systemie trigeneracyjnym*, Zeszyty Energetyczne. Problemy współczesnej energetyki, 1, 189–196, 2014.
- [2] Zajączkowski B., Hałon T., Królicki Z., *Experimental verification of heat transfer coefficient for nucleate boiling at sub-atmospheric pressure and small heat fluxes*, Heat and Mass Transfer, 51, 4, 2015.
- [3] Fernández-Seara J., Pardiñas Á.Á., *Refrigerant falling film evaporation review: Description, fluid dynamics and heat transfer*, Appl. Therm. Eng. 64, 155–171, 2014.
- [4] Ribatski G., Jacobi A. M., *Falling-film evaporation on horizontal tubes — a critical review*, Int. J. Refrig., 28, 635–653, 2005.
- [5] Habert M., *Falling Film Evaporation on a Tube Bundle with Plain and Enhanced Tubes*, praca doktorska, École Polytechnique Federale de Lausanne, 2009.
- [6] Awad M. M., Negeed E. R., *Heat transfer enhancement of falling film*, Thirteen. Int. Water Technol. Conf., 2009.
- [7] Hałon T., Zajączkowski B., Królicki Z., *Analiza metod intensyfikacji procesu parowania ziębnika ekologicznego w parowaczach podciśnieniowych systemów adsorpcyjnych*, VIII Międzynarodowa Konferencja Naukowo -Techniczna Energetyka, Wrocław, 2014.
- [8] Parken W.H., Fletcher L.S., *Heat transfer in thin liquid films flowing over horizontal tubes*, Proc. Seventh Int. Conf., Munich, West Germany, 415–420, 1982.
- [9] Xu L., Ge M., Wang S., Wang Y., *Heat-transfer film coefficients of falling film horizontal tube evaporators*, Desalination, 166, 223–230, 2004.
- [10] Hou H., Bi Q., Ma H., Wu G., *Distribution characteristics of falling film thickness around a horizontal tube*, Desalination, 285, 393–398, 2012.
- [11] Yang L., Shen S., *Experimental study of falling film evaporation heat transfer outside horizontal tubes*, Desalination, 220, 654–660, 2008.
- [12] Fujita Y., *Boiling and evaporation of falling film on horizontal tubes and its enhancement on grooved tubes*, w: S. Kakac, A.E. Bergles, F. Mayinger, H. Yuncu (Eds.), Heat Transfer Enhancement of Heat Exchangers., Springer-Science + Business Media, 325–346, 1998.
- [13] Gong L., Shen S., Liu H., Mu X., Chen X., *Three-dimensional heat transfer coefficient distributions in a large horizontal-tube falling film evaporator*, Desalination, 357, 104–116, 2015.