

Avaliani, D.I.

Gruzinisches polytechnisches Lenin-Institut

DER EINFLUSS DER VON DEN DAMPFBLASEN MITGEFÜHRTEN ÜBERHITZTEN
FLÜSSIGKEITSGRENZSCHICHT AUF DEN WÄRMETRANSPORT BEIM SIEDEN
VON KÄLTEMITTELN

Übersetzung aus:

Cholodil'naja tehnika. Moskva, 46 (1969), Nr 3, S. 31 - 33.

Russ.: **Влияние эффекта присоединенной массы на
теплоперенос при кипении фреонов**

Vlijanie éffekta prisoedinennoj massy na teploperenos
pri kipenii freonov

Der Bereich des Blasensiedens teilt sich auf in zwei Abschnitte:
den Bereich der isolierten Dampfblasen und den Bereich des inten-
siven Blasensiedens. Bei isolierten Blasen beeinflussen sich die-
se wechselseitig nicht [1].

Der Übergang vom einen Zustand zum anderen wird begleitet von ei-
ner Veränderung hydrodynamischer Größen des Siedevorgangs. Nach
den Angaben in Arbeit [2] beginnt z.B. bei Werten der Wärmestrom-
dichte, die im Übergangsbereich zwischen der isolierten Blasen-
bildung und dem intensiven Blasensieden liegen ($\sim 0,2 q_{kr}^{1)}$ [3]),
der Abreißdurchmesser der Dampfblase abzunehmen.

1) q_{kr} — kritische Wärmebelastung

Für den Siedemechanismus bei niedrigen Wärmestromdichten, d.h. im Bereich der isolierten Blasenbildung, sind zuverlässige und zahlreiche Versuchsangaben bekannt. Außerdem arbeiten die Kältemittel in Kältemaschinen hauptsächlich im Bereich der isolierten Dampfblasen.

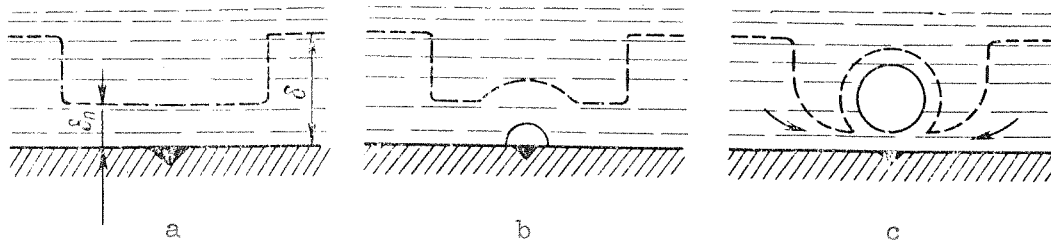


Abb. 1. Das Wachsen der Dampfblase unter einer überhitzten Flüssigkeitsschicht.

In dem vorliegenden Artikel wird untersucht, welchen Einfluß der Transport von überhitzter Flüssigkeitsschicht durch die Dampfblasen auf den Wärmeübergang hat, und zwar nur für den Bereich der isolierten Blasen am Beispiel von Freon 113 ($C_2F_3Cl_3$).

Die Dampfblase bildet sich und wächst an der Heizfläche unter der überhitzten Flüssigkeitsschicht, die die Eigenschaft einer Grenzschicht besitzt. Beim Sieden unterscheidet man zwei Grenzschichtarten. Die erste hat die Dicke δ und stationären Charakter und gilt außerhalb des Wirkungsbereichs der Dampfblasen (Abb. 1a), die zweite mit der Dicke δ_u und instationärem Charakter tritt nur innerhalb des engen Bereichs des Dampfbildungszentrums auf. Dabei ist $\delta_u < \delta$. In erster Näherung kann man annehmen, daß sich die Schicht mit der Dicke δ_u analog verhält zu der laminaren Unterschicht der turbulenten Grenzschicht. Während sie an der Oberfläche wächst, hebt die Dampfblase die überhitzte Flüssigkeitsschicht mit der Dicke δ_u an (Abb. 1b, c).

Im Zusammenhang damit, daß das Wachstum der Dampfblasen instationär ist, transportiert die Dampfblase vom Beginn des Zeitpunkts des Wachsens bis zum Abreißen von der Heizfläche überhitzte Flüssigkeitsschicht von der Heizfläche weg.

Um die Menge der von jeder Blase mitgeführten Flüssigkeit abschätzen zu können, ist es zulässig anzunehmen, daß die Blase zum Zeitpunkt des Abreißen eine scheibenförmige Gestalt besitzt. Dann kann man die Größe der mitgeführten Flüssigkeitsmasse nach der bekannten Formel, wie sie in der Arbeit [4] angegeben ist, bestimmen:

$$m = \frac{8}{3} \rho R_0^3, \quad (1)$$

wobei m - Masse der von der Blase mitgeführten Grenzschicht;
 ρ - Flüssigkeitsdichte;
 R_0 - Blasenabreißradius.

Die abreißende Dampfblase ist von einer Flüssigkeitsschicht umgeben. Das Innere dieser Schicht wird durch die obengenannte dünne überhitzte Flüssigkeitsschicht mit der Dicke $\delta_{\ddot{u}}$ gebildet.

Es wird angenommen, daß die Schicht mit der Dicke $\delta_{\ddot{u}}$ die Blase von allen Seiten umgibt, einschließlich ihrer unteren Hälfte, wohin die überhitzte Flüssigkeit aus der benachbarten überhitzten Grenzschicht durch Ansaugen gelangt (Abb. 1c). In der Schicht mit der Dicke $\delta_{\ddot{u}}$ wird die Wärme nur durch die Wärmeleitung übertragen. Die Dicke dieser Schicht ist die gleiche wie die Dicke der Grenzschicht zweiter Art, die nur im engen Bereich des Zentrums der Dampfbildung vorkommt. Der Zahlenwert der Dicke dieser Unterschicht wird bestimmt nach der Formel aus [6]

$$\delta_{\ddot{u}} = \frac{\lambda \theta}{q}, \quad (2)$$

wobei λ - Wärmeleitfähigkeitskoeffizient der Flüssigkeit;
 θ - Temperaturdifferenz zwischen Wand und Flüssigkeit;
 q - Wärmestromdichte.

Wir verwenden Formel (2) für Freon 113 und erhalten in dem Wärmestromdichtenbereich der dem Bereich der isolierten Dampfblasen entspricht, $\delta_{\ddot{u}} = 0,035 - 0,065$ mm. Wenn wir in Betracht ziehen, daß sich die Hydrodynamik des Vorgangs um ein einzelnes Dampfbildungszentrum bei isolierten Dampfblasen nicht wesentlich verändern darf,

dann kann man für die erste Näherung den mittleren Wert $\delta_{\dot{u}} \approx 0,05$ mm annehmen. Dieser Wert gilt nur für den engen Wärmestromdichtenbereich und die Siedebedingungen von Freon 113 bei atmosphärischem Druck.

Ähnliche Ergebnisse wurden auch für die leichtersiedenden Flüssigkeiten Pentan und Äther erzielt [6]. In dieser Arbeit wird vorausgesetzt, daß die Dicke der laminaren Unterschicht $\delta_{\dot{u}}$ und der Durchmesser des aktiven Dampfbildungszentrums identisch sind. Aus den hier angegebenen dreizehn Durchmessern der aktiven Dampfbildungszentren und der Unterschichtdicken entsprechen zehn im Durchschnitt $\sim 0,05$ mm.

Da das Haupttemperaturgefälle auf die dünne Unterschicht mit der Dicke $\delta_{\dot{u}}$ fällt, kann man annehmen, daß die Hauptwärmemenge, die mit den Dampfblasen von der Heizfläche durch Mitführen von überhitzter Grenzsicht transportiert wird, auf die Wärmemenge fällt, die durch die Enthalpie dieser dünnen Unterschicht transportiert wird. Zur Bestimmung dieser Wärmemenge muß man deshalb die Enthalpie der Flüssigkeit in der dünnen überhitzten Schicht berechnen. Zur Berechnung dieser Größe ist notwendig, daß man den Abreißdurchmesser der Dampfblase von Freon 113 kennt.

Aus den Angaben der Versuche von [7], die mit bei atmosphärischen Druck siedendem Freon 12 durchgeführt wurden, ist bekannt, daß der Abreißdurchmesser der Blase $d_0 = 0,75$ mm ist. Angenommen, für das von uns untersuchte Freon 113 sei der Abreißdurchmesser der Blase ebenfalls gleich 0,75 mm.

Wenn wir den Abreißdurchmesser und die Dicke der dünnen überhitzten Flüssigkeitsschicht kennen, dann können wir die Flüssigkeitsmasse $m_{\dot{u}}$ berechnen, die durch die dünne überhitzte Schicht transportiert wird. Danach bestimmen wir die Wärmemenge, die durch diese Schicht von der Heizflächeneinheit transportiert wird:

$$q_{\text{im}} = 3600 m_{\dot{u}} c_p t_m n f, \quad (3)$$

- mit
- $m_{\dot{u}}$ - Masse der überhitzten Grenzschicht der Dicke $\delta_{\dot{u}}$, welche von einer Blase mitgeführt wird;
 - c_p - spezifische Wärmekapazität der transportierten Flüssigkeit;
 - t_m - mittlere Temperatur der dünnen Unterschicht mit der Dicke $\delta_{\dot{u}}$;
 - n - Anzahl der aktiven Dampfbildungszentren;
 - f - Frequenz, der abreißenen Dampfblasen.

Wenn in der Unterschicht Wärmetransport nur durch Leitung auftritt, und wenn, wie während der Wartezeit, die Schicht dünn ist, erhält man die mittlere Temperatur der dünnen Unterschicht nach der Formel

$$t_m = \frac{\Theta}{2},$$

wobei Θ die Differenz zwischen den Temperaturen der Heizwand und der Flüssigkeit bezeichnet.

Die Blasenabreißfrequenz erhalten wir aus der Arbeit [7] ($f \approx 80 \frac{1}{s}$), die Anzahl der aktiven Dampfbildungszentren n für Freon 113 aus der Arbeit [8].

Die für Freon 113 nach Formel (3) für Siedebedingungen bei atmosphärischem Druck durchgeführte Berechnung ist in Abb. 2 dargestellt. Wie aus dem Diagramm ersichtlich ist, steigt die durch Mitführen überhitzter Grenzschicht transportierte Wärmemenge mit zunehmender Heizflächenbelastung an. Eine solche Abhängigkeit läßt sich dadurch erklären, daß bei geringen Heizflächenbelastungen nur wenige aktive Keimstellen vorhanden sind, und daß deshalb die Wärmemenge, die durch Konvektion transportiert wird, beträchtlich ist. Mit zunehmender Anzahl von Dampfbildungszentren spielt die Wirkung der durch die Dampfblasen mitgeführten Flüssigkeitsgrenzschicht eine immer entscheidendere Rolle. Auch bei geringen Wärmestromdichten spielt sie eine dominierende Rolle.

Bei ähnlichen Vergleichen, die mit anderen Flüssigkeiten durchgeführt wurden, wurden entsprechende Ergebnisse erzielt, was auf die Gemeinsamkeit der Erscheinung hinweist.

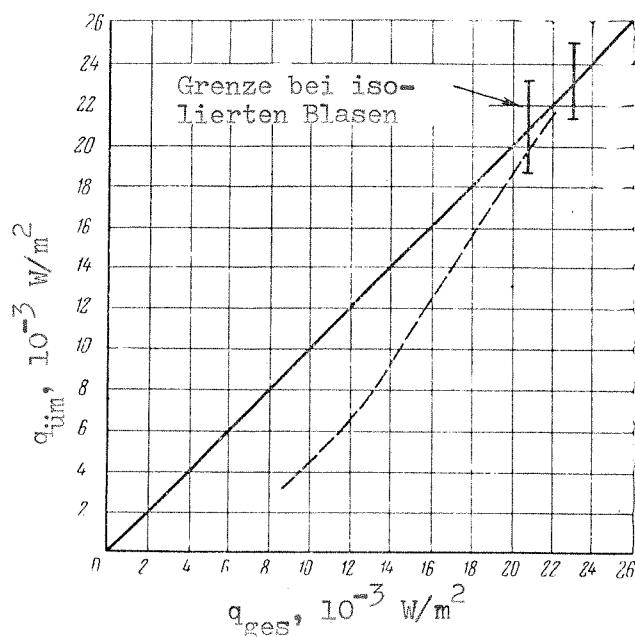


Abb. 2. Abhängigkeit der Wärmestromdichte durch Mitführen von überhitzter Grenzschicht von der Gesamtwärmestromdichte.

Die Bewertung, ob das oben dargestellte Modell des Verlaufs für höhere Wärmebelastungen und Drücke richtig ist, wird dadurch erschwert, daß die Angaben zum Siedemechanismus unter diesen Bedingungen unzureichend sind und sich widersprechen.

Literatur

1. Кутателадзе С. С. и др. Труды ЦКТИ. Котлотурбостроение, изд. ЦКТИ. Вып. 58, 1965.
Kutateladze, S.S. u.a. -
In: Trudy. Central'nyj naučno-issledovatel'skij i proektno-konstruktor-skij kotloturbinnyj institut im. I.I. Polzunova. Leningrad: Verlag "СКТИ", 58 (1965) Kotloturboostroenie.
2. Гартнер Р., Уэстуотер Дж. Вопросы физики кипения. М., изд-во «Мир», 1964.
Gartner, R., Uestuoter, Dž.:
Voprosy fiziki kipeņija.
Moskva: Verlag "Mir", 1964.
Übersetzung aus dem Englischen:
GAERTNER, R.F., WESTWATER, J.W.: <Probleme der Physik des Siedens>.

3. Zuber, Novak: Nucleate Boiling. The Region of Isolated Bubbles and the Similarity with Natural Convection.
In: International Journal of Heat and Mass Transfer. Oxford, 6 (1963), Nr 1, S. 53 - 78.
4. Рима н И., Крепс Р. Присоединенные массы тел различной формы, М., Физматгиз, 1947.
Riman, I., Kreps, R.:
Prisoedinennye massy tel različnoj formy.
Moskva: Verlag Fizmatgiz, 1947.
<Die mitgeführten überhitzten Flüssigkeitsschichten von Körpern verschiedener Form>
5. Лепперт Л., Питтс К. Кипение. Проблемы теплообмена, Атомиздат, 1967.
Leppert, L., Pitts, K.:
Kipenie. Problemy teploobmena.
Moskva: Verlag Atomizdat, 1967.
<Das Sieden. Probleme der Wärmeübertragung>
6. Сю. Труды АОИМ, Теплопередача, 1962, № 3.
Sju (Y.Y. Hsu): O predel'nych razmerach vpadin na poverchnosti nagreva, javljajuščichsja aktivnymi centrami paroobrazovanija.
In: Trudy. Amerikanskoe obščestvo inženerov-mechanikov. Teploperedaca. Moskva, 1962, Nr 3, S. 18 - 29.
Übersetzung aus dem Englischen:
On the Size Range of Active Nucleation Cavities on a Heating Surface.
In: Transactions of the ASME. Ser. C: Journal of Heat Transfer. New York, 84 (1962), S. 207 - 216.
7. Толубинский В. И. Известия ВУЗов, «Энергетик», 1963, № 10.
Tolubinskij, V.I.: Skorost' rosta parovyh puzyrej pri kipeanii židkostej.
In: Izvestija. Vysšie učebnye zavedenija. "Energetika", Minsk, 1963, Nr 10, S. 77 - 83.
<Die Wachstumsgeschwindigkeit der Dampfblasen beim Sieden von Flüssigkeiten>
8. Авалиани Д. И. Исследование числа действующих центров парообразования при кипении фреонов-112 и 113. «Холодильная техника», 1967, № 5.
Avaliani, D.I.: Issledovanie čisla dejstvujuščich centrov paroobrazovanija pri kipeanii freonov-112 i 113.
In: Cholodil'naja tehnika. Moskva, 44(1967), Nr 5, S. 19 - 21,
<Untersuchung der Anzahl der aktiven Dampfbildungszentren beim Sieden von Freon 112 und 113>

Stuttgart, den 7. August 1978

übersetzt von

Ottmar Pertschi

(Ottmar Pertschi)

Dipl.-Übersetzer