液膜形成を伴う噴霧冷却に関する研究
(液膜流の膜沸騰熱伝達)金 榮 燦^{*1}, 西 尾 茂 文^{*2}, 大久保 英敏^{*2}Spray Cooling with Formation of Liquid Film
(Film-Boiling Heat Transfer of Liquid Film Flow)

Yeung-Chan KIM, Shigefumi NISHIO and Hidetoshi OHKUBO

In this report, subcooled film-boiling heat transfer of liquid film flow formed by liquid spray on a hot surface was simulated by film boiling heat transfer of a subcooled liquid film flow supplied from a nozzle along the hot surface. Experimental data indicated that the effects of film thickness, wall superheat and distance from the leading edge on the film boiling heat transfer were weak. The main parameters controlling the film boiling heat transfer were liquid velocity and subcooling. The modified heat transfer coefficient was defined as the ratio of wall heat flux to liquid subcooling and a heat transfer correlation between the Nusselt number based on the modified heat transfer coefficient and the Reynolds number was obtained. The correlating equation was very similar to that of turbulent heat transfer of single phase flow, and it was found that most of the heat flux was dissipated to increase the liquid temperature.

Key Words: Heat Transfer, Boiling, Forced Convection, Turbulent Flow, Subcooled Liquid Film

1. 緒 言

圧延鋼材の制御冷却では、鋼材は水を媒体とした噴霧冷却あるいは噴流冷却(ラミナー冷却)により冷却されるが、その際にオンライン冷却ゾーン出口における鋼材表面温度に大きな分散が生ずる現象(冷却不安定現象)が問題となっている。この冷却不安定現象を引き起こす原因の一つとして、衝突液滴あるいは未蒸発液滴による形成液膜の影響が挙げられる。冷却面上に液膜が形成されるようになると、噴霧液滴が冷却面に直接衝突する状況とは伝熱状況が異なるようになると考えられるが、噴霧冷却において形成される液膜の影響については、ほとんど情報が得られていないのが現状である。そこで、筆者らは前報⁽¹⁾において噴霧冷却における形成液膜の影響に関する研究の第1段階として、比較的寸法の大きい冷却面を用いて噴霧冷却の熱伝達分布を測定する実験的研究を行った。

ここでは、研究の第2段階として、液膜流における伝熱状況に関して検討を行うことを目的とし、噴霧冷却において液滴により形成される液膜流を、水平平板状冷却面に沿ってノズルから乱流状態で噴出される液膜流により模擬し、液膜流のみを対象とした実験的研究を行った。

強制対流膜沸騰熱伝達については、内部流れおよび外部流れについてそれぞれ研究が報告されている⁽²⁾が、本研究が対象としている液相流れが乱流状態にある場合については研究例が少ない。例えば、サブクール液体の強制対流乱流膜沸騰熱伝達における基本系と考えられる外部流れにおける研究としては、水平平板系を扱ったWangら^{(3)~(5)}の研究がある程度である。

Wang and Shi⁽³⁾は、まず、水平平板上における強制対流乱流膜沸騰における流れを、平板近くの蒸気相流れ、液相流れ、およびその間の気液混合層流れに分割している。そして、速度分布は蒸気膜内にもみ存在し、温度分布は蒸気相および液相流れに存在し、また気液混合層内は飽和温度であることににより、液相流れのエネルギー方程式を渦拡散係数を用いた半無限固体の熱伝導方程式に帰着している。ここで、気液

* 原稿受付 1995年1月17日。

*¹ 正員、東京大学大学院 (〒106 東京都港区六本木7-22-1)。*² 正員、東京大学生産技術研究所。

Fig.1 Schematic diagram of experimental apparatus

混合層内における乱れが蒸気膜厚さの増大とともに強くなり、またこの乱れは液相流れに急速に拡散するとして、渦拡散係数の平板垂直方向への分布を無視することにより次式で渦拡散係数を表している。

$$\epsilon = C \cdot Re_x^m \quad (1)$$

ただし、 C は比例定数であり、 $Re_x = U_1 x / \nu$ (U_1 は主流速度、 x は流れ方向距離、 ν は液体の動粘性係数)である。以上の手続きにより、強制対流強サブクール膜沸騰では、表面熱流束の液相顕熱成分すなわち液相温度上昇に費やされる熱流束 q_{sh} が表面熱流束 q_w に近似的に等しいとして、 q_{sh} とサブクール度 ΔT_{sub} により定義される熱伝達率 h_{sh} ($=q_{sh}/\Delta T_{sub}$)に関するヌセルト数 Nu_x^* ($=h_{sh}x/k$, k は液相の熱伝導率)について次式を得ている。

$$Nu_x^* = \left[\frac{C \cdot (m+1)}{\pi} \right]^{\frac{1}{2}} \cdot Re_x^{(m+1/2)} \cdot Pr_l \quad (2)$$

ここで、 Pr_l は、液相のプラント数である。そして彼らは、ダクト内における強制対流乱流膜沸騰実験を行い、上式を参考に次の整理式を得ている。

$$Nu_x^* = 0.054 \cdot Re_x^{0.84} \cdot Pr_l \quad (3)$$

その後、Wang and Shi⁽⁴⁾はモデル解析により $m=2/3$ を得るとともに、Peng and Wang⁽⁵⁾は飽和条件と強サブクール条件を内挿した半経験式を報告している。

こうしたWangらの研究はダクト内流れに関するものであり、本研究で対象としている液膜流では、上表面が自由表面であることにより気液界面における乱れがダクト内流れと異なる可能性があること、また液膜厚さが薄い場合には液相温度分布が(液相厚さが無限大

とした)Wangらの解析と異なってくる可能性があることなど、Wangらの結果と異なる可能性があるが、これを検証できる実験は報告されていない。

そこで、本研究では、実際の鋼材製造プロセスを念頭に置き、主に液膜流の厚さ、サブクール度、速度の影響について実験的検討を行ったのでその結果を報告する。

2. 実験装置および方法

実験は、前報⁽¹⁾での実験装置に液膜流を流す装置を追加製作し、矩形断面ノズルから液膜流を流すことにより水平に設置された冷却面を冷却する非定常実験により行った。非定常実験の方法およびその精度についても前報を参照願いたい。図1に伝熱部とノズルの概略図を示した。冷却面は、寸法(長さ110mm、幅70mm、厚さ20mm)を除けば前報で示したものとほぼ同様であるので、ここでは冷却面に関する説明は省略する。ノズルは長さ350mm、幅50mmであり、高さは3mm、5mm、10mmの3種を用いた。また、ノズル出口から下流方向には、ノズル高さと同じの高さのフェンスを冷却面両わきに冷却面幅50mmを残して設けた。図1の左図の上方にT.C.と示した2箇所熱電対を設置し、ノズル出口および冷却面下流における液膜流の温度を測定した。ただし、液膜流温度は、液膜厚さの中央位置で測定した。実験は、冷却面を赤外線ヒータにより所定の初期温度(約900~1000℃)まで加熱した後、に所定の冷却位置に水平移動し、ノズルから液体を供給することにより行った。実験液体は水であり、一定温度の液膜流を供給するため、ノズル入口に設置したバルブにより冷却開始直前までタンクとノズル入口との間を循環させた。また、冷却面斜め上方からビデオ撮影を行い、熱伝達実験と同時に冷却面上での液体状

Fig.2 Film boiling heat transfer of liquid film flow

Fig.3 Film boiling heat transfer of liquid film flow

況の観察も行った。実験条件は、ノズル出口の液体温度（初期液体温度） $T_{in}=62\sim 90^{\circ}\text{C}$ 、液体流量 $Q_l=2.0\sim 12.7\text{l/min}$ 、液膜流速 $U_l=0.2\sim 0.85\text{m/sec}$ 、ノズル出口液膜厚さ $l_f=3, 5, 10\text{mm}$ である。なお、冷却面表面温度、熱流束の算出方法も前報と同じである。

3. 実験結果および考察

本実験条件で冷却面上に供給される液膜流は、等価直径 D^* （ $D^*=4A/P$ 、 A は流路の断面積、 P はぬれ長さ）を代表長さにしたレイノルズ数（ $Re=U_l D^*/\nu$ 、 ν は動粘性係数である）が約 $10^4\sim 5\times 10^4$ の範囲であることから、乱流であると考えられる。また、ビデオ観察により、液膜流の厚さは、核沸騰領域では冷却面での気泡

発生などの影響を受けかなり変化するが、膜沸騰および遷移沸騰領域では冷却面前縁からの距離 x に対する厚さの変化は少ないこと、膜沸騰領域の液膜厚さはノズル通路の厚さとはほぼ一致していることを確認した。なお、本研究で示した液膜流速は、ノズル寸法と液体流量に基づいて計算したものである。

3・1 液膜厚さ、距離および過熱度の影響の概要

図2、図3は、測定結果の一例であるが、膜沸騰から遷移沸騰にかけての熱伝達特性を冷却面前縁からの距離 x をパラメータにして示したものである。図中には、液膜厚さが5mmの場合を黒塗り記号、10mmの場合を白塗り記号で示した。また、図中に示したサブクール度 ΔT_{sub} はノズル出口での値である。図からわかるように、膜沸騰熱流束は液膜厚さが厚い方が若干高い値を示しているが、その差は5%以内である。本研究でのいずれのサブクール度における測定結果においても液膜厚さによる熱流束の差は最大8%以内であったことから、本研究範囲での膜沸騰熱伝達は液膜厚さの影響をほとんど受けないものと考えられる。

また、膜沸騰熱伝達の距離依存性は、冷却面前縁からの距離 x が50mm程度より大きくなるとその影響はほぼなくなることがわかる。

一方、熱流束の過熱度依存性については、液体が高サブクール度になるほどその依存性は弱くなっている。この傾向は、高サブクール度かつある程度高い流速での強制対流膜沸騰では、熱流束は過熱度にほとんど依存しないことを示したWangらの研究結果とも一致している。

また、図2では、極小熱流束点過熱度は x の増大とともに減少する傾向が見られる。なお、ビデオ観察によ

Fig.4 Film boiling heat transfer of liquid film flow (Effect of superheat)

り、冷却面先端部での蒸気膜は液膜流れの影響を強く受け、冷却面先端部から蒸気膜の崩壊が下流側へと伝播していくことが確認された。

3・2 液膜流膜沸騰における液相顕熱効果 図4に、冷却面からの距離 $x=25\text{mm}$ の位置での熱伝達率($h_f=q_w/\Delta T_{sat}$)を液体サブクール度(ノズル出口サブクール度)をパラメータにして示した。まず、プール沸騰と同様に熱伝達率はサブクール度の増大とともに増大していくことがわかる。また、図中には、本実験におけるノズル出口サブクール度でのWang and Shiの整理式(式(3))の値を参考として併記した。図からわかるように、本実験結果は、式(3)と類似したサブクール依存性を示しているが、式(3)は、液体のサブクール度が高くなるほど本実験値より高くなる傾向が見られる。図中に各実験条件での極小熱流束点過熱度を黒塗り記号で示したが、液体のサブクール度が大きくなるほど極小熱流束点過熱度は高温化する傾向が見られる。

さて、図4に見られる本実験結果と式(3)との相違は、本実験が液膜流膜沸騰を対象としていることに起因する可能性がある。すなわち、式(3)が導かれた状況と同様に、液膜流膜沸騰でも気液界面近傍の液相内に温度境界層が形成され、これが下流に向うにしたがい発達してゆくが、やがて温度境界層は液膜流上表面に到達する。いま、式(3)が想定する状況すなわち強サブクール膜沸騰では熱流束の大半が液相の温度上昇に費やされるとすると、温度境界層が液膜流上表面に到達する以前と以後とでは熱伝達特性に差が生じることになる。もしこの境界位置が本実験条件において冷却面前縁近くにあるとすれば、図4の相違は当然の結果となる。

そこで、以下の検討を行った。すなわち、緒言で述べたWangらの解析と同様の状況を想定し、これを液膜流膜沸騰に適用する。つまり、式(1)の熱拡散率をもつ厚さ l_f の板の中の非定常熱伝導を解くと、次式が得られる。

$$\theta = \frac{4}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \left[e^{-(2n-1)\pi^2 \frac{\left(\frac{C}{m+1}\right) \left(\frac{U_{\infty} x}{v}\right)^{m-1} x^2}{(2l_f)^2}} \cdot \sin\left(\frac{(2n-1) \cdot \pi \cdot y^*}{2 \cdot l_f}\right) \right] \quad (4)$$

ここで、 θ は無次元温度($\theta=(T_s-T)/(T_s-T_{\infty})$)、 y^* は伝熱面に垂直な方向の距離であり、気液界面の位置で $y^*=0$ と定義する。また、 U_{∞} 、 T_{∞} はそれぞれ液膜流の主流速度および主流温度である。ここでは、液膜流と固体面との間には蒸気層が介在するため液膜流中の速度境界層厚さは薄いと、主流流速はノズル出口流速 U_i

Fig.5 Comparison of liquid temperature

Fig.6 Effect of film thickness on heat flux

Fig.7 Effect of flow velocity on heat flux

ととり、主流温度については、本熱伝導問題における初期温度に相当するためノズル出口における液体温度 T_{in} とした。

また、フーリエ法則から、膜沸騰における気液界面での熱流束は次式により求められる。

Fig.8 Heat transfer coefficient of film flow
(Effect of subcooling)

Fig.10 Heat transfer correlation for film boiling

Fig.9 Heat transfer coefficient of film flow
(Effect of flow velocity)

$$q = -k \cdot \frac{\partial T}{\partial y} \bigg|_{y=0} \quad (5)$$

まず、図5は、冷却面の下流側 ($x=115\text{mm}$ の位置)での $y^*/l_f=0.5$ における液温について、式(4)に基づく計算値と測定値を比較したものである。ただし、式(3)に相当する値として $m=0.68$, $C=0.0055$ とした(なお前述したように、液膜温度は液膜厚さの中央位置で測定したものである)。図から、測定値は計算値と最大 2°C 程度の誤差で良く一致していることがわかる。したがって本研究段階では、Wangらのモデルはほぼ妥当であると判断した。そこで、式(4)、(5)より計算される $q[l_f]$ とWangらのモデルに相当する $q[l_f=\infty]$ との比を図6、7に示した。両図に示されているように、各条件において x が増大すると $q[l_f]/q[l_f=\infty]$ が1

より小さくなりはじめ、液膜流膜沸騰ではこの領域で液相の顕熱効果が少なくなることがわかる。しかし、図示した実験条件では、 $q[l_f]/q[l_f=\infty]$ が1より小さくなる領域は本冷却面長さより長く、したがって、本実験条件ではまだノズル出口サブクール度を有する主流が液膜流上表面近くに存在していると判断した。

以上のことから、本実験条件の範囲内では、液膜流主流の温度はノズル出口の液体温度と比較してあまり変化しないものと考えられる。そこで、本研究における液膜流のサブクール度は、すべてノズル出口における初期サブクール度として示した。

3・3 液膜流のサブクール度および速度の影響

図8、図9は、局所熱伝達率と冷却面前縁からの距離との関係をそれぞれ液体のサブクール度と液膜流速をパラメータにして示したものである。図から、膜沸騰熱伝達率は、液膜流のサブクール度と速度が増加するとともに顕著に増加していくことがわかる。また、いずれの図中にもWangらの整理式から求めた値を併記したが、図からわかるように熱伝達率の距離依存性はWangらのそれとよく一致している。

ただし、前述したようにWangらの研究結果はある程度の高サブクール度を対象としたものであるにもかかわらず、高サブクール度になるほど本測定値よりも若干高くなるのがわかる。

3・4 液膜流の膜沸騰熱伝達率の整理 図10は、本実験結果を式(3)と同様の無次元数を用いて整理したものである。図には実験結果を液膜流の厚さをパラメータにして示しているが、膜沸騰熱伝達率はこの液膜厚さの影響をほとんど受けないことがわかる。このことは、前述したように、本実験条件では、液膜流の厚さが変化しても液体の主流側の温度変化が

少ないことからその影響をあまり受けないものと考えられる。また、図中には、Wangらの実験値および整理式を併記したが、本研究で得た液膜流の膜沸騰熱伝達率の測定値はWangらの式と類似した次式では整理できることがわかる。

$$Nu_x^* = 0.068 \cdot Re_x^{0.8} \cdot Pr_l \quad (6)$$

但し、無次元数の定義は、式(1)、(2)と同一である。すなわち、液膜流サブクール膜沸騰熱伝達では液体の温度上昇に消費される顕熱が支配的であり、単相乱流と類似した式で表現できる。

4. 結 言

本研究では、水を媒体とした液膜流の膜沸騰について実験的検討を行い、以下の結論を得た。

(1) 液膜流の膜沸騰熱伝達率の距離、過熱度およ

び液膜厚さに対する依存性は弱い。

(2) 液膜流の膜沸騰熱伝達率の主要因子は、液膜流速と液体サブクール度である。

(3) 液膜流の膜沸騰熱伝達率は、修正ヌセルト数を用いることにより単相流における乱流熱伝達と類似した式により整理できる。すなわち、強サブクール液膜流における膜沸騰熱伝達は、ほぼすべて液体の顕熱上昇に費やされる。

文 献

- (1) 金・西尾・大久保, 機論, 60-574, B(1993), 286.
- (2) Kalinin, E.K., ほか2名, *Advances in Heat Transfer*, 11(1975), 51
- (3) Wang, B.X. and Shi, D.H., *Int. J. Heat Mass Transfer*, 28-8(1985), 1499.
- (4) Wang, B.X., Shi, D.H. and Peng, X.F., *Int. J. Heat Mass Transfer*, 30-1 (1987), 137
- (5) Peng, X.P. and Wang, B.X., *Int. J. Heat Mass Transfer*, 34-4(1991), 1293.