水平円柱側壁に沿って流下する液膜流れの挙動に関する研究* (液膜のはく離機構)

加藤 健 司*¹, 東 恒 雄*¹

Characteristics of Liquid Film Flowing around Side Wall of a Horizontal Circular Cylinder (Separation of Liquid Film)

Kenji KATOH*² and Tsuneo AZUMA

*² Department of Mechanical Engineering, Osaka City University,
3-3-138 Sugimoto, Sumiyoshi-ku, Osaka-shi, Osaka, 558-8585 Japan

A standing wave with a peak line toward downstream appears on the surface of a liquid film flowing around a horizontal circular cylinder. The amplitude of the wave grows in the downward direction and finally a part of the wave separates from the film at certain position on the cylinder. A theoretical model was proposed to explain the physical mechanism of separation. The wave peak would separate when the resultant of the centrifugal force, gravitational force, surface tension and negative pressure acting on the wave root is not sufficient to supply the flow rate necessary to maintain the wave amplification. The points of separation on the cylinder were theoretically calculated from the above condition for three kinds of test liquids, i.e., water, ethanol and glycerin solutions. The results agree with those from experiments for various flow rates of the film flow.

Key Words: Liquid Film Flow, Wave, Surface Tension, Separation, Horizontal Circular Cylinder

1. 緒 言

水平円柱側壁に沿って流下する液膜流れは、吸収冷凍器内の凝縮伝熱やストリップキャストリングなどで問題となる現象である⁽¹⁾⁽²⁾。垂直平板上の場合などと異なり、このような曲面上の流れでは、遠心力に起因したすじ状の定在的な波が液膜表面に発生する。定在波の振幅は流下方向に増幅し、最終的に波の一部が液膜からちぎれてはく離する。本研究は、これら一連の現象のメカニズムについて検討することを目的としている。

既報では、液膜に作用する遠心力、重力、表面張力および粘性力について検討し、液膜表面に現れる定在波の発生機構・波長および流下方向への振幅の増幅について理論的、実験的に検討を行った⁽³⁾⁽⁴⁾。本報告では、振幅が大きい下流域で観察される液膜からの波のはく離について考察を行う。波のはく離は、気液二相流における液膜表面波からの液滴の分離など、種々の気液界面現象に関連して物理的にも重要な問題と考え

られる。ここでは、波のはく離現象を説明する一つのモデルを提案する。液膜の基底部分に作用する種々の力を評価し、波が成長を続けるのに必要な条件について検討する。振幅がある値以上になると、上記の力により波の山部へ供給される流量が十分でなくなるため、波のはく離が生じると考える。上記モデルに基づき、理論的に計算されるはく離位置について実験結果との比較を行い、その妥当性について検討を行う。

2. 実験装置および方法

2・1 実験装置概要 本研究で用いた実験装置は既報のものとはほぼ同じである⁽³⁾⁽⁴⁾。その概要を図1に示す。上部タンク②にくみ上げられた供試液体は、流量調整弁を通過した後、水槽④に流入し、すきま0.8 mm、幅280 mmの矩形ノズルから流出する。長さ約90 mmの水平な助走区間を通過した後、液体は直径62 mmの供試円柱⑥頂部に至り、水平円柱に沿う液膜流れを形成する。円柱周方向に変化する波の振幅や波形は、触針法により測定した。実験装置の詳細については既報を参照されたい。

今回用いた供試液体は、前報と同じ水道水、エタノール水溶液ならびにグリセリン水溶液である。その物性値を表1に示す。エタノール水溶液は表面張力 σ

* 原稿受付 2002年10月21日。

*¹ 正員、大阪市立大学大学院工学研究科(☎558-8585 大阪市住吉区杉本3-3-138)。

E-mail: katoh@mech.eng.osaka-cu.ac.jp

Fig. 1 Schematic of experimental apparatus

が水の 1/2 程度、動粘度 ν が約 2 倍であり、グリセリン水溶液の表面張力は水に大体等しく、動粘度が約 2 倍となっている。本研究では、これら物性の影響ならびに遠心力、重力の影響を考慮する無次元パラメータとして、以下に示すウェーバ数 We 、フルード数 Fr およびレイノルズ数 Re を定義する。

$$We = \frac{\rho U^2 \delta}{\sigma} \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$Fr = \frac{U^2}{gR} \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$Re = \frac{U\delta}{\nu} \quad \dots\dots\dots (3)$$

ρ , U および δ は、それぞれ密度、円柱頂部での液膜平均流速ならびに平均厚さである。また g および R は重力の加速度および円柱半径である。以下では、流量を整理するパラメータとしておもに We を用いるが、適宜 Fr および Re の値を示す。なお、ウェーバ数およびフルード数は円柱周方向に変化する量であるが、本論文中に示す We および Fr は、すべて円柱頂部で計算された値を表す。

2・2 はく離流量ならびにはく離位置の測定 図 2 に、液膜の流動状況の写真例を示す。図 2 より、すじ状の定在波が下流方向に増幅し、最終的に波の一部がちぎれ、ひも状となって円柱からはく離しているのがわかる。図 2 中には参考のため、定在波の山部および谷部、はく離位置ならびにひも状の液塊部が示してある。なお、図 2 の波は流体に対して伝ば速度をもたない静止した正弦波形であり、通常の波動とは異なる。本研究ではこれを定在波と呼ぶことにする⁽³⁾。

Table 1 Properties of test liquids

	Density ρ (kg/m ³)	Surface tension σ (N/m)	Kinematic viscosity ν (m ² /s)
Tap water (20°C)	998.2	0.0726	1.01×10^{-6}
20% ethanol solution (23°C)	968.1	0.0379	2.00×10^{-6}
25% glycerin solution (20°C)	1058.7	0.0718	1.94×10^{-6}

Fig. 2 Photograph of liquid film flowing around a circular cylinder (tap water $We=35.4$)

Fig. 3 Measurement of separating flow rate

流量がかなり小さいとき、液膜表面には定在波は現れず、滑らかな液膜となる。このとき、円柱下端を超えた液膜が重力の影響で速度零となり、結果として下端から液滴が滴り落ちる現象が観察された。本研究ではこのような場合を除外し、定在波に起因したはく離を扱う。

波のはく離機構を検討するため、本実験では図 1 の水受け⑧内に仕切板⑦を設け、円柱からはく離する液体流量を測定した。その概略を図 3 に示す。はく離する位置およびはく離後の液体噴流の突出角度は、液膜流量および供試液体に依存して変化する。図 3 の仕切板①の位置および角度を適宜調節することにより、円柱に沿う部分とはく離する部分の分離を行った。はく離流量の測定は、各ウェーバ数で 5 回以上行い、平均

Fig. 4 Film thickness of wave peak and trough (ethanol solution $We=14.3$)

値を採用した。

3章で示すように、波が液膜からはく離する前に、波の根元部分にはくびれが生じ始める。本研究ではこの位置を考察の対象として、円柱頂部からの角度 θ_s の測定を行った。 θ_s は、液膜厚さの測定結果を参考にして、目視およびカメラ撮影による観察から決定した。図4に、触針法による液膜厚さの周方向変化の測定例を示す。横軸の θ は円柱頂部から時計回りに測った角度で、図4中には波の山部および谷部に相当する液膜厚さ δ_p および δ_t が示されている。曲線は平均液膜厚さに対する理論値である⁽³⁾。図4より、 $\theta=160^\circ$ 以降で山部厚さが急激に増加することから、波の根元がくびれ出す位置 θ_s が決定できる。目視観察および液膜厚さから求めたはく離位置の測定値は、 $\pm 5^\circ$ 程度で一致することが確認できた。したがって、今回はおもに目視観察から θ_s を決定した。それぞれの測定は5回以上行い、その平均値を採用した。なお、高流量になると、定在波の乱れが大きくなり、はく離位置が前後に振動して θ_s の測定が困難となる。 θ_s の測定は、定在波の挙動が穏やかな $We < 30$ の領域で行っている。

3. はく離機構の考察

3・1 流動状況 図2のように定在波が液膜からはく離する状況は、目視観察および液膜厚さの測定結果から、図5のように考えることができる。図5(a)は、円柱横方向から見た液膜の流動状況を示し、それぞれの断面における形状が図5(b)に示してある。図5(a)のA-A'は、波形が相似な形状を保ち、振幅が増加している領域である。振幅が大きくなると、図5(b)のB-B'断面に示すように、ある位置で波の根元近くにくびれが生じ、その位置から周方向に約 30° 下流で波の一部がちぎれ、C-C'断面に示すようなはく

Fig. 5 Separation of liquid film

Fig. 6 Change of wave profile in downward direction (ethanol solution $We=12.4$)

離が起こる。波にくびれが生じると、図5(a)のように半径方向の液膜厚さは急激に増加し、波の根元は膜状となる。液膜表面波の振幅がある値以上になると、ある種の不安定性が発生し、くびれが生じてはく離が起こると考えられる。本研究では、この不安定性が生

じる機構に注目し、くびれが生じ始める位置について考察を行う。

3・2 はく離する流量比 液膜から分離する部分を明らかにするため、はく離する流量について検討を行う。図6は、触針法で測定した、液膜表面形状の流下方向変化の一例である。横軸の z は、円柱軸方向の座標である。図6より、 $\theta=110^\circ$ 付近の定在的な波の発生後、液膜表面は正弦波形を保ち、下流方向にその振幅を増加させていく。ある程度波が成長すると、図6中の $\theta=170^\circ$ に見られるように、山部は正弦波形を保つが、谷部はほぼ直線的な形状となる。液膜のはく離が生じるときには、波の山部と谷部の間でちぎれ、おもに山部のはく離すると予想される。ここでは、山部のはく離すると仮定して、実際にはく離する流量の試算を行う。なお、2章でも述べたように、 $We > 30$ では定在波の振動が大きく、振幅 a の測定が困難となる。以下に示すはく離する流量の計算は、 $We < 30$ の層流域を対象とする。これは、レイノルズ数 $Re < 2000$ 、フルード数 $Fr < 6$ に相当する。

図7は、図6の下流域での液膜内流動状況を模式的に表したものである。谷部を厚さ δ_t で一定、山部を振幅 a 、半波長 $\lambda/2$ の正弦波で表している。座標 y を壁面から垂直方向にとり、紙面に垂直な周方向の速度分布を $u(y)$ および $u_{\max}$ とする。谷部内の速度分布を、境界条件を満足する三次式で近似する⁽³⁾。山部は粘性の影響をあまり受けないと考え、流速を谷部の表面流速 $u_{\max}$ で一定と仮定する。液膜内の円柱周方向速度分布を次式で表す。

$$\begin{aligned}
 u(y) &= u_{\max} \left\{ \frac{3}{2} \left(\frac{y}{\delta_t} \right) - \frac{1}{2} \left(\frac{y}{\delta_t} \right)^3 \right\} \quad (y \leq \delta_t) \\
 u(y) &= u_{\max}, \quad (y > \delta_t) \dots\dots\dots (4)
 \end{aligned}$$

上式の数値分布に基づき、一波長 λ 内の、波の山部および谷部の流量 Q_c および Q_t は、それぞれ次のように計算できる。

Fig. 7 Schematic of velocity distribution inside the liquid film near the separation

$$Q_c = \int_0^{\lambda/2} u_{\max} \cdot a \sin \frac{2\pi z}{\lambda} dz = \frac{\lambda}{\pi} a \cdot u_{\max} \dots (5)$$

$$Q_t = \lambda \int_0^{\delta_t} u(y) dy = \frac{5}{8} \lambda \delta_t \cdot u_{\max} \dots\dots\dots (6)$$

式(5)と式(6)より、 $u_{\max}$ は次のように表される。

$$u_{\max} = \frac{Q}{\lambda \left(\frac{a}{\pi} + \frac{5}{8} \delta_t \right)} \dots\dots\dots (7)$$

ここで、 $Q (= Q_c + Q_t)$ は、一波長 λ 内の全流量である。実際に波がちぎれてはく離するのは、根元がくびれ出す位置から 30° 程度下流である。この間に、山部内へは若干の液体が根元から供給される。はく離する流量は、波が正弦波形状からくびれ出す位置 θ_s での式(5)の値に、はく離するまでに供給される流量 ΔQ_c を加えた値となる。波が正弦波を保つとき、周方向単位長さ当たり山部内へ流入する流量 q は、式(5)より次式で求められる。

$$q = \frac{\lambda}{\pi} \frac{d}{R d\theta} (a \cdot u_{\max}) \dots\dots\dots (8)$$

上式の数値は、前報の振幅 a に対する理論式および谷部厚さ δ_t の測定結果を用いて算出することができる。波が正弦波からくびれると、流入量は上式より小さい値となり、正確な見積もりはできない。ここでは、近似的に ΔQ_c を次式から算出する。

$$\Delta Q_c = q_s \cdot R \Delta \theta \dots\dots\dots (9)$$

q_s は θ_s で見積もられる流入量である。 $\Delta \theta$ として、近似的に θ_s とはく離が生じる角度の差の1/2を用いた。 $\Delta \theta$ は 15° 程度の値である。はく離する流量比 ϕ は、次式で算出した。

$$\phi = \frac{Q_{cs} + \Delta Q_c}{Q} = \frac{a_s}{\left(\frac{5}{8} \pi \delta_{ts} + a_s \right)} + \frac{\Delta Q_c}{Q} \dots (10)$$

上式右辺の変形には、式(5)および式(6)を用いている。添字 S は、 θ_s で評価した値を表す。

はく離する流量割合 ϕ の測定結果と計算値の比較例を図8に示す。図8横軸には、ウェーバ数 We に加え、フルード数 Fr の値も併記してある。図8より、はく離する流量は全体の8割程度に達しており、 We および Fr に対し、わずかに増加する傾向がある。これは流速とともに液膜に作用する遠心力が増加して波の振幅が大きくなり、はく離する割合が増加したためと考えられる。本実験で用いた供試液体では、エタノール水溶液も含め、それぞれ同様な測定結果が得られた。物性によらず、ある振幅に達するとはく離が生じることがうかがわれる。図8中の計算値として、式(9)の角度 $\Delta \theta$ を $\pm 5^\circ$ 増減したときの値がエラーバーで示してある。図8より、実験値は計算値とだいたい一致していることがわかる。この結果から、計算値

Fig. 8 Ratio of flow rate separating from the liquid film

の妥当性を直ちに結論できないが、本節で行った仮定は、実際の現象を大略的に正しく表しているといえる。すなわち、はく離するのはおもに波の山部であり、山部内の流速は谷部の表面速度で近似することができる。

3・3 はく離が生じる機構

3・3・1 理論的考察 波の振幅 a は、前報で考察した機構に従い、下流方向に増幅する⁽⁴⁾。すなわち、定在波の発生位置では、波に作用する遠心力、重力、表面張力および粘性力は互いに釣り合うと考えられる。しかしながら、発生位置から下流では、角度 θ の変化から重力の半径方向成分は小さくなり、波を抑制する力が減少する。また、重力の周方向成分により液膜は加速され、平均流速 U が増加する結果、遠心力は増大していく、したがって発生位置より下流では力の釣合いは成り立たなくなり、定在波の振幅は増幅していくと考えられる。振幅の増幅率は、前報で求めた方程式より求めることができる。

図5に示したように、波の振幅が大きくなると山部根元にくびれが発生し、はく離に至る。山部の振幅は

Fig. 9 Schematic of force balance on the substrate film

上述の機構で増幅するが、何らかの理由によりその大きさに限界が存在すると考えられる。本研究では、波の山部内に供給される流量が、波の成長に十分でなくなる結果、根元がくびれ出すと考え、比較的単純なモデルにより波がくびれ出す位置の予測を試みる。

図9は、3・2節と同様な液膜形状を仮定して、液膜内の流動ならびに谷部に作用する力を模式的に表したものである。振幅の増幅に伴い、山部内を流れる液体流量は下流方向に増加する。この液体の増加分は、谷部 ABCD および周囲の谷部 A'B'B から供給されると考えられる。この液体の流れに伴う力の釣合いについて検討する。図9において、幅 $\lambda/4$ 波長、厚さ δ_t の ABCD 内での液体を対象として考える。

3・2節の結果から、液膜内の周方向速度分布を式(4)とし、山部内への流入量を式(8)で見積もることとする。図9の AD 面を通過し、山部内へ流入する液体の y 方向平均流速 $\bar{v}$ は、式(8)より次のように求められる。

$$\bar{v} = \frac{q}{\lambda/2} = \frac{2}{\pi} \frac{d}{Rd\theta} (a \cdot u_{\max}) \quad \dots\dots\dots (11)$$

式(11)の流速により、AD を通過する単位時間当たり y 方向の運動量 M_y は近似的に次式となる。

$$M_y = \rho \bar{v}^2 \cdot \frac{\lambda}{4} = \frac{\rho \lambda}{\pi^2} \left\{ \frac{d}{Rd\theta} (a \cdot u_{\max}) \right\}^2 \quad \dots\dots\dots (12)$$

次に、ABCD 部に作用している y 方向の力について考える。これらの力として、遠心力 F_c 、重力 F_g 、点 A に作用する表面張力 σ の y 方向成分 F_s および壁面 BC に作用する負圧 F_p が考えられる。まず、ABCD 部にかかる遠心力 F_c を考える。式(4)の谷部内速度分布から F_c は次式のように計算できる。

$$F_c = \frac{\lambda}{4} \int_0^{\delta_t} \frac{\rho u^2}{R} dy = \frac{17}{140} \frac{\rho u_{\max}^2 \delta_t \lambda}{R} \quad \dots\dots\dots (13)$$

$R \gg \delta_t$ より、遠心力の計算において $(\delta_t/R)^2$ の項を無

視している。次に、重力 F_g は次式となる。

$$F_g = -\frac{\lambda}{4} \rho g \delta_t \cos \theta \dots\dots\dots (14)$$

表面張力について考える。山部根元の A で正弦曲線の傾きを求め、表面張力 σ の y 方向成分 F_s を計算すると、次式を得る。

$$F_s = \sigma \sqrt{\frac{1}{\left(\frac{\lambda}{2\pi a}\right)^2 + 1}} \dots\dots\dots (15)$$

壁面 BC に作用する負圧 F_P の近似的な値について考える。 F_P は、周囲谷部から ABCD 内へ液体を流入させるために発生すると考えられる。 F_P を考えるに当たり、まず図 9 の周囲谷部 A'AB'B 内での流れについて考える。図 10 は、A'AB'B 内の流動状況を示したものである。ここで、A'B' は周囲谷部の中央部で、A'A = $\lambda/4$ である。山部への供給流量 q は、一波長 λ の谷部液膜部分から供給される。したがって、谷部液膜表面は、全体として $V = q/\lambda$ の速度で降下する。図 10 中の A'A 面の降下に従い、液膜内には z 方向に流れが生じる。流量は A'B' から徐々に増加し、AB 面で流量 $V\lambda/4 = q/4$ となり、山部内へ供給される。AB での液膜内平均流速は次式で与えられる。

$$W = \frac{q}{4\delta_t} = \frac{\lambda}{4\pi\delta_t} \frac{d}{Rd\theta} (a \cdot u_{\max}) \dots\dots\dots (16)$$

AB における液膜内速度分布を、式(4)と同様に三次式で近似する。表面速度と平均速度の関係に注意して、速度分布を以下のように表す。

$$w(y) = \frac{8W}{5} \left\{ \frac{3}{2} \left(\frac{y}{\delta_t} \right) - \frac{1}{2} \left(\frac{y}{\delta_t} \right)^3 \right\} \dots\dots\dots (17)$$

図 10 の A'AB'B 内で z 方向の運動量の釣合いを考える。式(17)の速度分布をもつ流れは、A'B' から AB への圧力こう配により発生すると考えられる。A'B' で大気圧を仮定し、AB での大気圧からの差圧を ΔP とする。 z 方向の他の力として、A' および A に作用する表面張力 σ の水平成分および壁面 B'B での粘性抵抗が考えられる。ここで、粘性抵抗と z 方向運動量

の比の大きさは、次式程度と見積もられる。

$$\frac{\left(\frac{\lambda}{4} \mu \frac{\partial w}{\partial y} \right)}{\rho W^2 \delta_t} \sim \frac{\nu \lambda}{W \delta_t^2} \dots\dots\dots (18)$$

μ は粘性係数である。上式の値は、本実験の範囲内では $O(10^{-2})$ であることから、ここでは粘性抵抗を無視する。領域 A'AB'B での運動量の釣合いは次式となる。

$$\begin{aligned} -\Delta P \delta_t - \sigma \left\{ 1 - \sqrt{\frac{1}{1 + (2\pi a/\lambda)^2}} \right\} &= \int_0^{\delta_t} \rho w^2 dy \\ &= \frac{68}{875} \frac{\lambda^2}{\pi^2 \delta_t} \left\{ \frac{d}{Rd\theta} (a \cdot u_{\max}) \right\}^2 \dots\dots\dots (19) \end{aligned}$$

上式右辺の運動量の計算には、式(16)および式(17)を用いている。式(19)より差圧 ΔP が求められる。次に、図 9 の ABCD 内での流れを考える。AB 面を通過した z 方向の流れは、図 9 の CD に至るまでにその運動量を失い、 y 方向に向きを変える。AB から CD へ逆圧力こう配が生じるが、CD 面で大気圧を考え、近似的に ΔP から大気圧まで直線的に回復すると仮定する。また、図 9 の AD 面を通過する速度 $\bar{v}$ は w に比して小さく、この面上で大気圧を仮定する。ABCD 内に液体を供給するため発生する BC 面の負圧の合力 F_P を、次式で見積もることとする。

$$\begin{aligned} F_P &= -\frac{\lambda}{8} \Delta P \\ &= -\left[\frac{17}{1750} \frac{\rho q^2 \lambda}{\delta_t^2} + \frac{\sigma \lambda}{8 \delta_t} \left\{ 1 - \sqrt{\frac{1}{1 + (2\pi a/\lambda)^2}} \right\} \right] \dots\dots\dots (20) \end{aligned}$$

以上の力に加え、図 9 の ABCD の境界面には粘性力が作用している。しかしながら、前述の周囲谷部の場合と同様、その力は他に比して小さく、ABCD 内の流動に及ぼす粘性力の影響を無視することができる。ただし、周方向に加速される液膜全体の運動には、粘性は若干の影響を与える。したがって、式(13)の遠心力には、間接的に粘性の影響が含まれている。

上述の遠心力、重力、表面張力および負圧の合力が、振幅の増幅に必要な運動量 M_y より小さくなると、山部が正弦波形状を保つための液体の流入が得られない。その結果、山部根元にくびれが生じ、不安定となりはく離に至ると考えられる。以上のことから、定在波がくびれ出す条件として次式を導くことができる。

$$M_y \geq F_c + F_g + F_s + F_P \dots\dots\dots (21)$$

式(12)～(15)、式(20)を式(21)に用いると、くびれが生じ始める位置を次式から求めることができる。

$$\begin{aligned} \frac{1}{8} \rho \lambda \left[\frac{d}{Rd\theta} (a \cdot u_{\max}) \right]^2 &= \frac{17}{140} \frac{\rho u_{\max}^2 \delta_t \lambda}{R} \\ &- \frac{\lambda}{4} \rho g \delta_t \cos \theta + \sigma \sqrt{\frac{1}{(\lambda/2\pi a)^2 + 1}} \end{aligned}$$

Fig. 10 Flow condition inside the substrate film

$$-\frac{17\rho\lambda^3}{1750\pi^2\delta_i^2}\left\{\frac{d}{Rd\theta}(a\cdot u_{\max})\right\}^2$$

$$-\frac{\sigma\lambda}{8\delta_i}\left\{1-\sqrt{\frac{1}{1+(2\pi a/\lambda)^2}}\right\}\dots\dots\dots(22)$$

式(22)において、右辺は山部内へ液体を供給するための力を表すが、このうち遠心力と重力は振幅 a の増幅に伴う谷部厚さ δ_i の減少により小さくなる。一方、 δ_i の減少とともに周囲谷部から液体を供給するのに必要な負圧が大きくなり、抵抗が増加する。その結果、十分な液体の供給が不可能となり、波がくびれ出すと考えられる。

式(22)を計算するに当たり、谷部厚さ δ_i として測定値を用いた。 δ_i は、図6のような波形の測定結果から、それぞれの1波長内で最小厚さを求め、5波長で平均した値として定義している。なお、 δ_i の値を10%増減した場合、はく離位置の計算値の変化は5°以下であった。波長 λ および振幅 a の周方向変化は既報の理論結果から求めることができる⁽²⁾⁽³⁾。また、表面流速 $u_{\max}$ は式(7)より計算できる。上式を満たす角度 θ_s を数値的に算出した。

3・3・2 測定結果 2章の実験装置により、定在波のくびれが生じる位置 θ_s の測定を行った。3種類の供試液体に対する測定結果を図11に示す。なお、各供試液体で、定在波の挙動が穏やかな領域が異なるため、 We の測定範囲は若干異なっている。上述したように、はく離に影響を及ぼす力として遠心力、重力および表面張力が考えられるため、図11の横軸には We と Fr が併記してある。図11中には、実験値および上述の式(22)から求めた理論曲線が描かれている。図11を見ると、波が不安定となりはく離に至る位置は、 We および Fr の増加、すなわち慣性力(遠心力)が大きいほど上流側へ移行する。3種類の液体に対し、同じ We および Fr で見ると、 θ_s はグリセリン水溶液が最も大きく、エタノール水溶液、水の順となっている。この結果は、表1に示した物性の違いによる液膜全体の加速におもに原因がある。すなわち、図11中の We (慣性力/表面張力)は円柱頂部のものであるが、下流域では液膜の加速によりその値は局所的に増加する。この増加の仕方が各液体で異なり、はく離を防ぐ表面張力に対する慣性力(遠心力)の比が変化する。粘性が他の液体に比して小さい水の場合、液膜の加速が大きく遠心力の増加も大きい。その結果波の増幅が顕著となり、 θ_s が上流側となる。一方、エタノール水溶液とグリセリン水溶液は、粘性は互いにほぼ等しいが、エタノール水溶液の表面張力は他の液体の約1/2である。エタノール水溶液では、 Fr の値に見ら

(a) Tap water

(b) Ethanol solution

(c) Glycerin solution

Fig. 11 Positions of separation

れるように、同一の We の下では流速が他より小さくなる。液膜厚さに対する既報の理論結果より、低流量のものほど重力の影響が大きくなり、円柱頂部からの液膜の加速は顕著となる。このことが、エタノール水溶液の θ_s がグリセリン水溶液より若干上流になる原因と考えられる。

式(22)より求めた理論値は、3種類の液体に対し実験値とだいたい一致している。この結果から、本研究で提案したモデルにより、波がくびれ出す位置の予測が可能である。波の液膜からのはく離は、谷部液膜厚

さが小さくなり、山部の増幅を満足する十分な液体が供給できなくなることによる。式(22)中の各力を実際に計算すると、互いにだいたい同じ程度の大きさとなる。このことから、波のくびれからはく離に至る機構には、ここで考察した種々の力が影響を及ぼすことがわかる。

4. 結 言

水平円柱側壁に沿って流下する液膜表面には、定在的な波が発生する。この波の液膜からはく離について、理論的、実験的に検討を行った。下流域では、定在波形は上下非対称となり、山部は正弦波、谷部は直線状となる。はく離する流量の測定結果から、液膜からはく離するのはおもに波の山部である。山部根元に作用する力の釣合いから、はく離が生じる機構につい

て一つのモデルを提案した。波の成長に必要な山部への流入量を、液膜に作用する力の合力により発生できなくなると、波の根元がくびれはく離に至ると考えられる。このモデルに基づき算出した波がくびれ出す位置は、3種類の供試液体に対する実験結果とだいたい一致した。

本研究の一部は、文部科学省科学研究費補助金〔基盤研究(C)(2)〕、課題番号 11650185〕の援助を受けた。ここに謝意を表す。

文 献

- (1) 吉野章男 ほか 3 名, 機論, **57**-535, B (1991), 874-881.
- (2) Nomura, T., ほか 4 名, *Proc. 3rd Int. Absorption Heat Pump Conf.*, (1994), 203-208.
- (3) 加藤健司・東恒雄, 機論, **66**-643, B (2000), 774-781.
- (4) 加藤健司・東恒雄, 機論, **68**-673, B (2002), 2475-2481.