

<論 文>

## 고속도카메라에 의한 액주의 분열기구에 관한 연구

김 덕 줄\* · 이 충 원\*\*

(1989년 3월 15일 접수)

### The Study of the Breakup Mechanism of a Liquid Jet by Using a High Speed Camera

Duck Jool Kim and Choong Won Lee

**Key Words :** Dimensionless Wave Number(무차원 파수), Cut-Off Wave Number(절단파수), Non-Sinusoidal Wave(비사인파), Surface Wave Displacement(표면파의 변위), Growth Rate of Disturbance(교란의 성장속도), Aerodynamic Force(공기역학적 힘), Non-Linear Effect(비선형 효과)

#### Abstract

The purpose of this study is to investigate the breakup mechanism of a liquid jet in a coaxial air flow. By using the high speed camera, measured were the instantaneous change of the wave length, amplitude of disturbance, propagation velocity of wave and breakup length, and the relationships between those data were examined. The shape of the surface of the liquid jet appeared to be rather complicated and irregular. The growth rate of disturbance was not constant, and was changed at the moment of 3ms prior to the disintegration of the liquid jet. Simultaneously at this moment, the propagation velocities of the sequential waves were reversed and the wave length was rapidly decreased.

#### 기 호 설 명

$a$ : 액주반경 (mm)	$p$ : 압력
$dl$ : 액체 노즐 내경 (mm)	$t$ : 시간 (ms)
$Da$ : 공기 오리피스 내경 (mm)	$\Delta t$ : 시간간격 (ms)
$I_0, I_1$ : 변형 Bessel함수	$Ua$ : 공기속도 (m/s)
$k$ : 파수	$Ul$ : 액유속 (cm/s)
$ka, \xi$ : 무차원 파수 ( $ka$ )	$Ur$ : 기액상대속도
$K_0, K_1$ : 0차 및 1차 제 2종 변형 Bessel함수	$v$ : 액체의 반경방향 속도성분
$l$ : 분열길이 (mm)	$V$ : 파의 진행속도 (m/s)
$l_0$ : 평균분열길이 (mm)	$V_0$ : 파의 평균진행속도 (m/s)
$l/l_0$ : 분열길이 비	$\beta$ : 교란의 성장속도
$Ml$ : 액량 (g/s)	$\xi$ : 교란 진폭 (cm)
	$\xi_0$ : 초기교란 진폭 (cm)
	$\lambda$ : 파장 (mm)
	$\rho, \rho_g$ : 액체 및 기체의 밀도

\*정회원, 부산대학교 공과대학 기계설계학과

\*\*정회원, 경북대학교 공과대학 기계공학과

$\sigma$  : 표면장력  
 $\mu$  : 액체의 동점도

1. 서 론

액체의 미립화기구에 관한 연구는 많은 연구자들에 의하여 진행되고 있다. 그중에서도 Rayleigh<sup>(1)</sup>는 원형액주의 비선형 불안정성과 분열에 대하여 주로 연구하였다.

즉, 주위공기의 효과를 무시할 경우 액주는 최대칭 교란이 성장하여 그 교란의 파장이 액주둘레보다 클 때 분열한다고 가정하고, 이때 성장속도( $\beta$ )는 다음과 같이 나타내었다.

$$\beta^2 = \frac{\sigma}{a^2 \rho} ka \frac{I_1(ka)}{I_0(ka)} (1 - k^2 a^2)$$

여기서  $\sigma$ 는 표면장력,  $\rho$ 는 액체의 밀도,  $a$ 는 액주가 교란되지 않았을 때의 반경,  $k$ 는 파수( $2\pi/\lambda$ ),  $I_0, I_1$ 은 변형 Bessel함수이다.

$\beta$ 와  $k$  관계로부터 나타난 분열곡선에서 최대칭 교란의 최대성장속도는 무차원파수  $k_0 = ka = 0.697$ 에서 나타나고 표면이 더 이상 교란하지 않고 분열될 때의 파수, 즉 절단파수  $k_0 = 1$ 이었다.

이 절단파수는 Yuen<sup>(2)</sup>과 Nayfeh<sup>(3)</sup>의 연구에 의하여 초기교란의 진폭에 의존한다고 하였다.

Rayleigh의 이론을 확장하여 Weber<sup>(4)</sup>는 점성을 고려한 액주의 안정성에 대한 연구를 하였다. 그의 이론에서 점성의 효과는 비점성 이론에 의해 예측된 안정기준에는 영향을 미치지 않았으나, 가장 불안정한 상태의 파장은 점성효과로 인하여 비점성 이론에 의해서 예측한 것보다 더 길었다.

또 주위공기가 액주의 안정성에 미치는 효과를 연구한 결과, 주위 공기밀도의 영향으로 제트의 분열시간이 짧게 되었음을 발견하였다. 그러나 공기속으로 분사되는 액주에 미치는 주위공기의 효과는 무시될 수 있음을 실험을 통하여 밝혔다.

또 Grant와 Middleman<sup>(5)</sup>은 모든 인자를 일정하게 놓고 액주속도를 증가시켰을 때, 분열길이를 측정하여 분열길이가 속도의 함수로 나타내는 분열길이의 변화 곡선을 발표하였다.

분열길이는 제트의 속도의 증가와 함께 처음에는 선형적으로 증가하다가 어떤 최대값에 도달한 후 감소하였다. 감소된 후 분열길이 변화양상에 대해서는 Haenlein<sup>(6)</sup>과는 다른 견해를 가졌다. Haenlein<sup>(6)</sup>는 원통형 액주의 분열과정을 실험적으

로 연구하기 위하여 표면장력과 점성의 비가 가장 큰 물의 원형액주를 대상으로 하였다. 낮은 액주속도에서 주위공기의 영향이 무시되어질 때, 액주는 제트둘레의 1.4배에서 2.2배 사이의 파장에서 분열하였다. 고속에서는 주위공기의 영향은 점차 우세하였으나, 액주의 분열거동이 저속일 때와는 아주 달랐다고 지적하였다. 여기서 초기교란의 성질이 액주분열과정에 중요한 역할을 한다고 지적함으로써 현상의 비선형 연구의 중요성을 강조하였다. 그러나 점성효과와 주위공기의 영향에 대해서는 고려되지 않았다.

Donnelly와 Glaberson<sup>(7)</sup>은 큰 스피커를 사용하여 만든 길이가 다른 파장의 사인파의 교란을 인가하여 액주면에 생기는 파장의 변화를 시간의 함수로서 측정된 결과, 액주의 성장속도는 일정하였으며, 아울러 Rayleigh의 이론과도 잘 일치됨을 보여주었다.

또 유한한 비사인파에 대해서도 동일한 방법으로 실험한 결과 잘 일치되었다. 그러나 이들은 처음으로 Rayleigh에 의해 제안된 바와 같이 비선형 효과보다도 비사인파 형상을 가지고 표면이 변형한다고 하였다. 즉 제트의 분열에 중요한 역할을 하는 것은 진동계에서 진폭을 달리하는 많은 파들의 합성으로 간주하였다.

그러나 Emmons, Chang, Watson<sup>(8)</sup>에 의하면 비사인파의 성장은 비선형효과에 기인함을 보여주었다. 이상의 연구의 대부분은 액주의 분열에 미치는 기류의 효과보다도 액주 자체의 불안정에 의해 분열되는 과정에 주로 국한되었다.

그러나 Sato, Tokuoka, Nagaosa<sup>(9)</sup> 등은 슬릿상의 노즐에 의해 유출하는 액막에 기류를 충돌시킨 경우, 공기류가 미립화기구에 어떤 형태로 영향을 미치는가를 연구하였다. 또, 평판액막의 안정성에 관해서는 Rayleigh의 해석을 기초로 하여 Hagerty와 Shea<sup>(10)</sup> 등의 연구가 일반적이거나 이러한 해석결과는 얇은 액막에 대한 적응성 또는 액막의 주위에 기류가 가해진 경우에 대해서는 정보가 충분하지 않다.

그래서 액체유속, 액체노즐과 공기오리피스직경의 비, 노즐의 형상, 기액접촉 개시위치 등을 변화시켜 분열과정 및 분열기구를 규명한 바 있으나<sup>(11)</sup>, 이러한 분열 현상은 대단히 복잡하고, 관련된 인자의 영향을 독립적으로 결정하기 어렵고, 또한 계속 많은 제약을 받는다. 따라서, 현상관찰로부터

가정한 분열모델은 비교적 단순하며, 단지 정성적인 해석에 그치고 있는 실정이다.

특히 액주의 불안정성에 관한 연구는 대부분 기류의 효과가 무시된 상태에서 액주의 분열길이와 이것에 대응하는 분열시간과 물성치의 변화에 관한 연구에 불과하고, 액주에 기류가 가해지면 교란과 기류는 어떤 관계를 유지하고, 과연 일정한 속도로 축대칭을 형성하고 성장하는지, 표면장력과 중력은 기류의 효과를 어느정도 완화시키는가에 대해서는 잘 규명되고 있지 않은 실정이다.

따라서 본 연구의 목적은 고속도 카메라로 촬영된 순간사진들로부터 액주면의 파장, 진폭, 파의 진행속도 및 교란의 성장속도 등을 측정하여 액주의 분열에 미치는 기류 및 액량의 효과를 구하였고, 또 이것을 선행 연구자들의 이론 및 실험과 비교분석하여 액주의 분열 기구를 밝히는 데 있다.

## 2. 실험장치 및 실험방법

Fig. 1에 표시된 바와 같이 실험장치는 공기공급장치, 액체공급장치, 분사노즐 및 고속도 촬영장치로 구성되어 있다.

약 1MPa까지 압축이 가능한 압축기에서 가압된 액체는 압력용기 8을 거쳐 분사 조절밸브 3에서 조절된 후 분사노즐 10을 통하여 대기중에 분사된다.

한편 미립화용 공기는 공기가압용 압축기 7에서

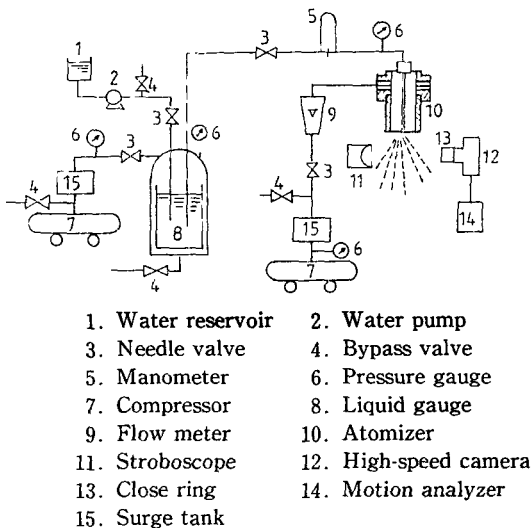


Fig. 1 Schematic diagram of experimental apparatus

가압된 후 서어지 탱크 15를 경유하여 부유식 유량계 9를 거쳐 분사장치 10에 수직하방으로 분사된다. 이때 유량은 니들밸브 3과 바이패스밸브 4로 조절하였고, 유량계 9로 측정된다.

공기오리피스 직경, 노즐외면의 형상 및 기액접촉개시위치에 따라서 액주의 분열에 미치는 기류의 효과, 특히 분열길이에 관한 연구<sup>(11)</sup>를 토대로 하여, 본 실험에서는 액체노즐직경 ( $d_l=0.7\text{mm}$ )과 공기 오리피스직경 ( $D_a=8\text{mm}$ )을 고정시켜 놓고, 이때 액량을 증가시키면, Fig. 2에 표시한 바와 같이 액주의 길이는 점차 길어지는데, 이 중에서 평활류의 길이가 최대가 되는 조건 ( $MI=0.89\text{g/s}$ )과 이 조건을 전후한 즉,  $MI=0.69\text{g/s}$ 와  $MI=1.14\text{g/s}$ 에서 공기량을 점차 증가시켜 각각에 대하여 고속도 촬영하고 사진을 통하여 액주면의 파장, 진폭 및 파의 진행속도를 측정하였다. 이때 이러한 제량의 측정방법은 Fig. 3에서 나타낸 바와 같이, 파장( $\lambda$ )는 액주면에 형성된 파중에서 상류에 있는 한 특정한 긴 파장이 시간의 경과에 따라 하류로 진행할 때의 각각의 길이로 정의하였고, 교란의 진폭( $\xi$ )은 측정이 가능한한 노즐 출구 근방 가까이에서 생긴 파의 산과 이 파의 직전의 골에서 액주의 축과 평행한 접선을 그어서 그 길이의 반으로 정의하였다. 정의된 진폭의 변화로부터 교란의 성장속도도 아울러 예측하였다.

100W의 연속광원을 노즐 후방에 위치하고 접사링을 부착한 고속도 카메라 12,13을 노즐 전방에 위치하였고, 고속도 카메라의 촬영속도는 3,000

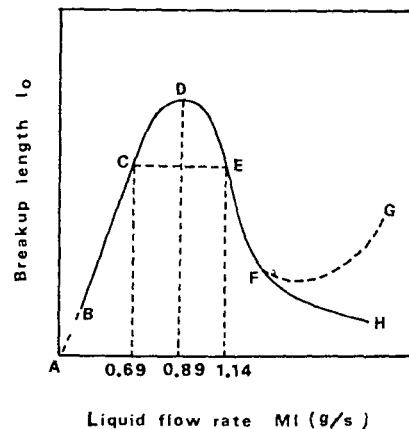


Fig. 2 Breakup length as a function of liquid flow rate

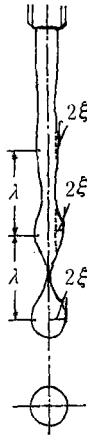


Fig. 3 Measuring procedure of displacement of surface wave and wavelength on a liquid jet

frame/sec로 하였다. 파장, 진폭 등은 보다 정도를 기하기 위하여 공기량과 액량이 동일한 조건에서 1회 촬영에 나타난 반복된 분열과정을 각각 측정하여 평균하고 이것을 실험치로 하였다. 액량이 주어지고 나서 공기량이 가해졌을 때 촬영하였으므로 사용한 시간은 기류가 가해진 순간의 초기상태부터가 아니고, 액적이 생성한 프레임을 기준으로 시간을 거슬러 가면서 측정하였다. 즉, 시간( $t$ )의 개념은 초기상태로부터의 경과보다는 오히려 변화과정의 시간간격을 의미한다. 고속도 카메라에 촬영된 16mm의 필름은 필름분석기 14에 의해 크기가 25배로 확대되어 측정하였다.

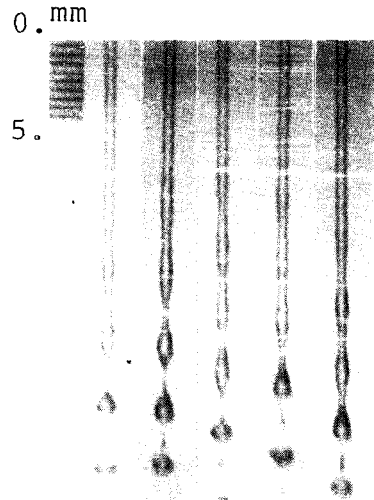
액유속은 노즐출구에서의 평균유속으로 하였고, 액량은 메스실린더로 측정하였으며, 공기유속은 유량계로부터 얻은 유량을 출구단면적으로 나눈 평균유속으로 하였다.

### 3. 실험결과 및 고찰

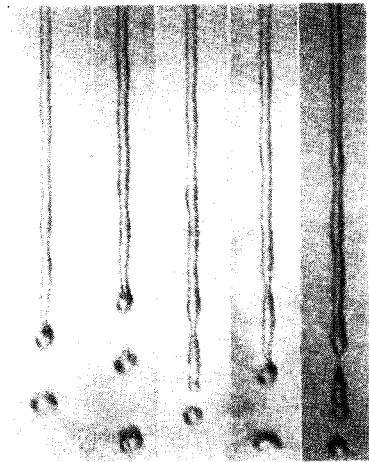
#### 3.1 분열형태

액체가 원형노즐로부터 정지대기중에 유출하여 가장 긴 평활류를 형성하였을 때 액적을 생성하는 과정과, 기류가 가해짐으로서 액주가 불안정하게 되어 분열하는 과정을 비교하기 위하여 Fig. 4에 고속도 사진을 나타내었다.

(a)는 기류의 효과가 없는 경우로서, 액주면에 형성된 파는 축대칭을 이루고 있으며, 액적생성전에는 다소 긴 리가멘트(ligament)가 형성되어 이것



(a)  $U_a=0\text{m/s}$



(b)  $U_a=10\text{m/s}$

Fig. 4 High speed photographs of liquid jet ( $dl=0.7\text{mm}$ ,  $Mt=0.89\text{g/s}$ ,  $\Delta t=0.67\text{ms}$ )

이 하류에서 작은 여적(satellite)을 형성함을 볼 수 있다.

(b)는 기류가 가해진 경우로서 (a)의 경우와는 달리 표면파의 형상이 노즐출구 근방의 상류에서부터 작은 진폭의 파가 존재하여 파의 형상이 다소 불규칙하고, 리가멘트에 의한 확실한 여적의 생성이 관찰되지 않는 것은, 긴 리가멘트가 형성되기전 기류에 의해 짧은 리가멘트가 액적과 더불어 끊어져서 하류에서 표면장력에 의해서 액적에 합체되어지는 것으로 보아진다.

**Table 1** Average period of drop formation(ms)  
(( ) : frame number)

$Ua$ (m/s) $MI$ (g/s)	0	10	14
0.6	1.93(5.8)	1.60(4.8)	1.13(3.4)
0.89	1.5 (4.5)	1.26(3.8)	1.0 (3)
1.14	2.26(6.8)	1.43(4.3)	1.1 (3.3)

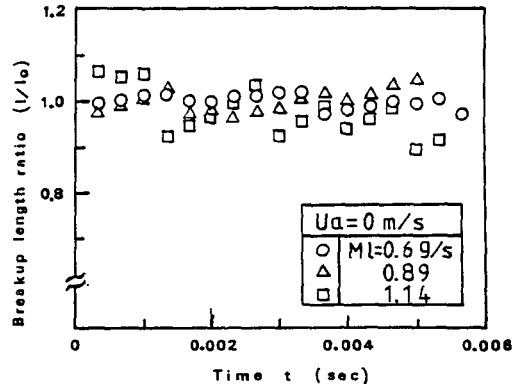
또, (a)의 경우는 액적이 생성전에 크기가 비슷한 몇 개의 예비액적을 볼 수 있으나 (b)의 경우는 액적의 생성직전에 순간적으로 액주끝에서 형성됨을 볼 수 있다. 이것은 (a)의 경우가 중력과 표면장력의 균형의 결과로 액적이 형성되기 때문이며, (b)의 경우는 제반인자 중에서도 기류의 효과가 크게 작용하기 때문으로 사료된다.

어느 경우나 액주면에 형성된 파는 점차 하류로 갈수록 발달하여 진폭은 증가하였다. 이것은 후속의 파에 밀림과 동시에 중력과 표면장력의 영향으로 변형해 가기 때문이다. 이와같이 동축기류가 액주에 미치는 영향은 Weber의 식에서도 나타난 바와 같이 액주 상대속도의 변화, 즉 교란의 성장속도의 변화와 교란의 초기 진폭의 변화에 있다. 따라서, 평활류의 액주에 대해서 기류의 효과가 없을 때는 작은 초기 교란에서도 표면장력 및 중력의 작용으로 인하여 분열되어 액적이 다소 느린 주기로 발생되고 있으나, 기류가 가해지게 되면, 액류와 공기의 충돌에 의한 분열의 효과가 초기교란의 성장속도에 의한 분열보다 더 지배적이다. 또한 액적의 발생주기는 Table 1과 같이 액량에 관계없이 기류의 효과로 인하여 대단히 짧아졌으며 생성된 액적의 평균 입경은 다소 컸다.

**3.2 분열길이의 변화**

분열길이는 액체유속, 공기유속, 액체노즐과 공기오리피스 직경의 비, 노즐의 형상, 기액접촉 개시위치 등에 따라 크게 영향을 받는다. 따라서 이미 각 인자에 대한 평균 분열 길이의 변화를 밝힌 바 있다. 그러나 분열과정의 순간적 변화에 대한 분열길이의 변화과정을 파장과 교란의 진폭의 변화 등과 관련시켜 조사 연구함으로써 액주의 분열기구를 밝히는 데 도움을 줄 것으로 생각된다.

따라서, Fig. 5는  $Ua=0$ m/s일 때 각 액량에 대



**Fig. 5** Effect of  $MI$  on the Breakup length decrement  
(0 ;  $l_0=4.757$ ,  $\Delta$  ;  $l_0=8.403$ ,  $\square$  ;  $l_0=4.067$ cm)

한 분열길이의 변화를 나타낸 것이다. 액량이 0.6 g/s와 0.89g/s인 경우는 분열길이가 평균값에서 크게 산란되지 않았으나,  $MI=1.14$ g/s의 경우는 크게 산란을 보이며 시간에 따라서 평균값에서 차츰 감소해가는 경향을 보이고 있다. 이것은 후술하는 Fig. 11에서 진폭변화의 기울기, 즉 성장속도가 0.6g/s와 0.89g/s의 경우에 대해서는 거의 같은 값으로 일정하였으나, 1.14g/s인 경우는 다른 경우에 비해 다소 낮은 성장속도를 갖기도 하지만, 액적의 생성시점전에 크게 산란을 보이며 감소하는 현상은 액량의 증가에 따른 액주의 불안정성의 증가와 액적의 생성전후 액주에 작용하는 기체역학적 힘, 표면장력, 관성력 및 중력의 영향이 타의 경우보다 크게 미치고 있다.

이것을 구체적으로 고찰하면, 비점성, 정지 대기 중인 주위유체에 분사된 원형 액주면의 교란 성장속도를 유도하여,  $\xi < 1$ 일 때 Bessel 함수를 절단하고 식을 정리하면, 서론에서 언급한 Rayleigh의 식과는 다른 Weber의 식으로 된다.

$$\text{즉 } \beta^2 + \frac{3\mu}{\rho a^2} \xi^2 \beta = \frac{a}{2\rho a^3} (1 - \xi^2) \xi^2 + \frac{U r \rho_g \xi^3 K_0(\xi)}{2a^2 \rho K_1(\xi)}$$

여기서,  $\xi = k_0 r$ ,  $Ur$ 는 기액상대속도,  $\rho_g$ 는 기체의 밀도,  $K_0$  및  $K_1$ 는 각각 0차 및 1차의 제 2종 변형 Bessel 함수이다. 분열길이는 교란의 진폭의 최대 성장속도에 좌우되므로 액량이 1.14g/s의 경우는 소위 "First Wind-Induced Breakup Regimes"에 속하므로 분열길이의 식은 비선형의 형태로 되어 액주속도의 증가와 더불어 감소하게 된다. 따라서 "Rayleigh의 영역"에서 무시된 주위 유체의 점성과 속도를 이 영역에서 무시할 수 없으므로 위 식

의 우변 둘째항이 분열을 좌우하게 되어  $MI=1.14$  g/s의 경우가 타의 경우에 비해 기체역학적인 힘, 표면장력, 관성력 및 중력의 영향이 크게 미치고 있는 것으로 사료된다. 그러나 기류가 가해지면 ( $Ua=14$ m/s) 분열길이의 변화양상은 Fig. 6과 같이 달라진다. 액적 발생빈도는  $Ua=0$ m/s일 때 보다 훨씬 높아지며, 평균 분열길이는 비슷하였다.

분열길이의 변화는 기류의 작용으로 인하여 액주가 분열전 다소 늘어났다가 액적으로 분열된 후 다시 짧아졌다. 이것은 기체경계층이 액주면의 표면파의 파장에 비해 얇으면, 즉 높은 기체  $Re$ 수를 가지게 되면 기액계면에서 수직응력(기체역학적 효과)에 의해 전달되는 에너지는 전단응력(점성효과)에 의한 것보다 크게 되나, 그 비는  $Re$ 수와 관계가 없다. 그러나 어떤  $Re$ 수에서는 부분적으로 에너지 전달에 기여한 변동압력성분  $P_2$ 의 크기는 감소하게 되어 기체역학적 효과가 다소 둔화된다. 이와같이 액주내부와 외부와의 수직응력의 차이는 액주 기액계면의 표면장력에 기인된다고 볼 수 있다. 따라서 경계조건으로부터 다음 식을 얻을 수 있다.

$$\text{즉 } -P_1 + 2\mu \frac{\partial v}{\partial r} + P_2 = \frac{\sigma}{a^2} \left( \xi + a^2 \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} \right)$$

여기서  $P_1$  및  $P_2$ 는 각각 액체 및 기체의 압력,  $\mu$ 는 액체의 동점성,  $v$ 는 반경방향속도이다. 액주의 속도가 증가하면 기액계면에서의 기체역학적 상호작용에 의하여 표면장력의 영향을 불안정하게 함으로서 액주의 분열이 쉽게 일어난다고 사료된다. 또 각 액량에 대해서는 기류가 작용하게 되면 기류의 영향이 없는 경우보다 분열길이의 변화는 다소 심하다. 특히 액량이 1.14g/s인 경우가 가장 심한 변화를 나타내었다. 이것은 Fig. 4에서 나타난 바와

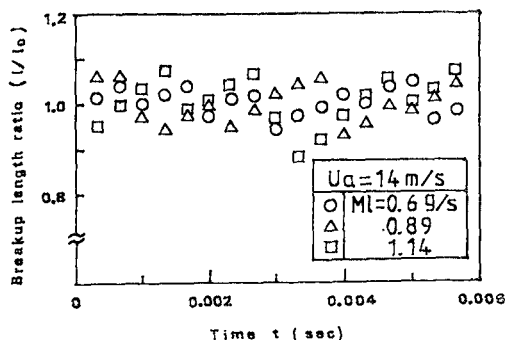


Fig. 6 Effect of  $MI$  on the Breakup length decrement ( $\circ$ ;  $l_0=2.916$ ,  $\Delta$ ;  $l_0=3.346$ ,  $\square$ ;  $l_0=3.135$ cm)

같이 유속의 증대로 초기교란이 상대적으로 크고 표면적이 증대되고 또 기액의 상대속도에 의하여 표면장력과 중력의 평형이 자주 깨어지기 때문에 분열길이의 변화가 심하게 나타난 것이다.

### 3.3 파장 및 파의 진행속도의 변화

평활면이 가장 긴 조건 ( $MI=0.89$ g/s)을 전후로, 분열길이가 같은 조건 ( $MI=0.6$ g/s와  $MI=1.14$ g/s)에 대하여 기류의 증가에 따라 고속도 카메라로 분열현상을 촬영하고 그 사진으로부터 파장을 측정하였다.

Fig. 7은 액량이 0.89g/s인 경우 파장에 대한 기류의 영향을 본 것이다. 기류가 가해지면 시간의 경과에 따라 파장은 감소되고, 파장이 급격히 감소되는 시점은 기류가 증가함에 따라 당겨지고 있음을 알 수 있다. 또, 파장이 급격히 감소하는 시점

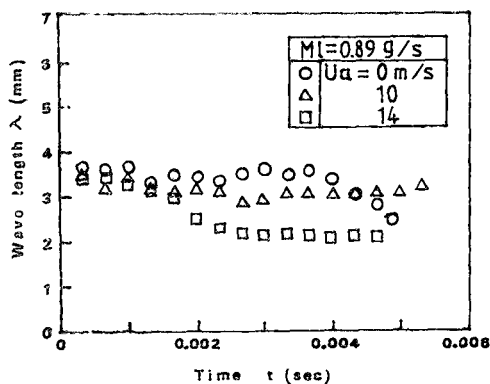


Fig. 7 Effect of  $Ua$  on the wave length

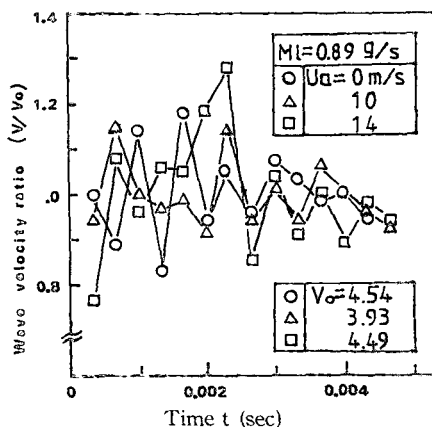


Fig. 8 Effect of  $Ua$  on the wave length ratio ( $\circ$ ;  $V_0=4.54$ ,  $\Delta$ ;  $V_0=3.93$ ,  $\square$ ;  $V_0=4.49$ )

은 위상을 달리하는 전후 파의 진행속도의 측정결과로 보면 이 시간이 진행속도가 바뀌는 시기와 거의 일치한다. 또  $Ua=14\text{m/s}$ 일 때, 분열시기의 3 ms 정도전에 급격히 파장이 감소하는데 이 시간에 액주면에 형성된 파의 진행속도가 급격히 변화하는 시점과 일치함을 Fig. 8에서 알 수 있다.

Fig. 9는  $Ua=14\text{m/s}$ 일 때 액량에 따라서 파장의 변화를 나타낸 것이다. 액량이 증가함에 따라 분열은 점차 빨라지고, 파장도 짧은 것을 알 수 있다. 이것은 이미 필자들의 선행연구<sup>(11)</sup>에서 밝힌 바 있는 바와 같이 액주자체가 가지는 초기교란은 액량의 증가와 더불어 증가하고 교란의 성장은 기류의 영향으로 촉진된 것으로 사료된다. 액량이 0.89 g/s인 경우의 파장의 변화가 특히 심하게 생긴 것은 가장 긴 평활류에 의해서 기액접촉면적이 증가되었기 때문으로 생각된다. 한편 액량이 0.6g/s인

경우 기류가 가해지게 되면 파장의 변화가 다소 큰 값을 유지한 것은 초기교란이 다른 액량에 비해서 상대적으로 작았기 때문에 기류의 효과가 약한 것으로 사료된다. 또한 Fig. 10에서와 같이 액주면에 형성된 파의 진행속도를 보면 액량이 0.89g/s와 1.14g/s일 때는 거의 비슷하였으나, 액량이 0.6g/s인 경우가 기류의 효과의 유무에 관계없이 상대적으로 가장 낮았다. 이러한 현상은 Sato, Sakai, Saito<sup>(12)</sup>에 의하면, 액주가 가지는 약한 관성력에 기류가 가해짐으로서 비선형파동의 분산성을 가속시켜서 생긴 결과로 볼 수 있다.

### 3.4 교란의 진폭의 변화

액막의 분열에 관해서는 Hagerty와 Shea<sup>(10)</sup>, Dombrowski와 Johns<sup>(13)</sup> 등에 의해서 이론해석이 되고 있으며, 액주에 대해서는 Rayleigh<sup>(9)</sup>의 선형 불안정성 해석에 의하여서도 교란의 진폭은  $\xi = \xi_0 \cdot \exp(\beta t)$ 의 관계를 유지하면서 증폭하고 여기에 주위 공기와의 상대운동에 의한 공기 역학적 힘에 의하여 분열한다고 하였다. 여기서는 파의 진행속도는 액체의 유속으로 하고 성장속도는 일정한 값으로 하여 이론을 전개하고 있다. 이 이론에 의하면 진폭은 지수함수적으로 증폭됨을 알 수 있다. 앞에서 지적했듯이 파의 진행속도는 시간이 경과함에 따라 차차 감소되어 후속의 파에 밀려 따라가는

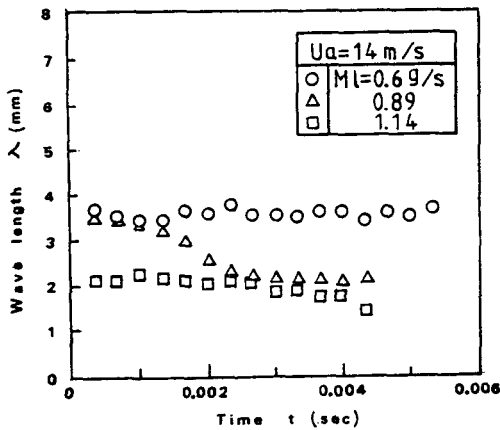


Fig. 9 Effect of  $MI$  on the wave length

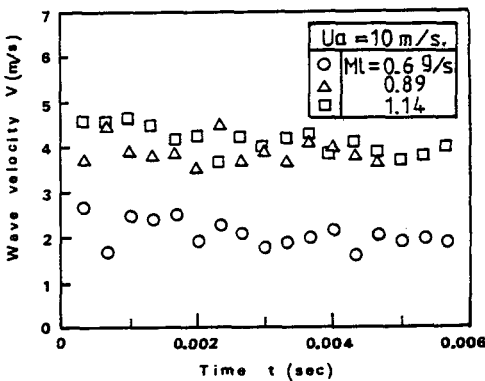


Fig. 10 Effect of  $MI$  on the wave velocity

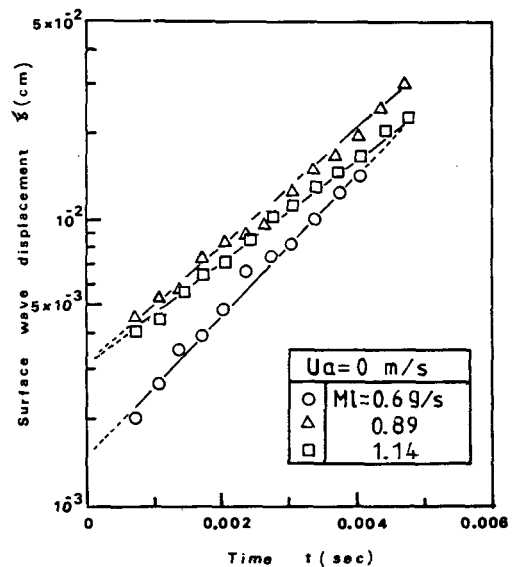


Fig. 11 Effect of  $MI$  on the surface wave displacement

경우도 있었다. 따라서 이와 같은 결과를 고찰하고 실제의 현상과 이론 해석을 연결지우기 위해서는 교란의 진폭의 시간에 대한 변화를 정확히 조사할 필요가 있다.

Fig. 11은  $Ua = 0m/s$ 일 때 액량에 따라 교란의 진폭의 변화를 나타낸 것이다. 이 그림상에 기울기는 교란의 진폭의 성장속도를 의미한다. 어느 액량에 대해서도 Rayleigh의 선형이론에 따라 성장속도가 일정함을 알 수 있다. 즉 액량이 0.6g/s, 0.89g/s 경우는 Rayleigh의 이론과 일치하는 영역이며, 이때 액주의 분열은 액주면에 표면장력에 의해 생기는 축대칭 교란의 성장의 결과로 인하여 노즐 출구로부터 훨씬 아래서 일어난다.

액량이 증가되어 1.14g/s로 되면 주위기체의 관성효과가 중요하게 되어 성장속도는 다소 떨어짐을 알 수 있다. 이것은 기류의 마찰저항의 원인임을 밝힌 바 있다<sup>(11)</sup>. 따라서 이 결과는 Weber<sup>(4)</sup>의 결과와도 일치한다.

Fig. 12는 기류가 가해졌을 때 시간에 따른 표면파의 진폭의 변화를 나타낸 것이다.  $Ua = 0m/s$ 인 경우에 비해서  $Ua \neq 0m/s$ 일 때는 진폭의 성장이 선형성을 잃게 되어 분열전 3ms 근방에서 곡선의 변곡부분이 생기게 된다. 따라서 상대적으로 진폭의 절대치는 훨씬 증가하였고, 그 기울기는 액적

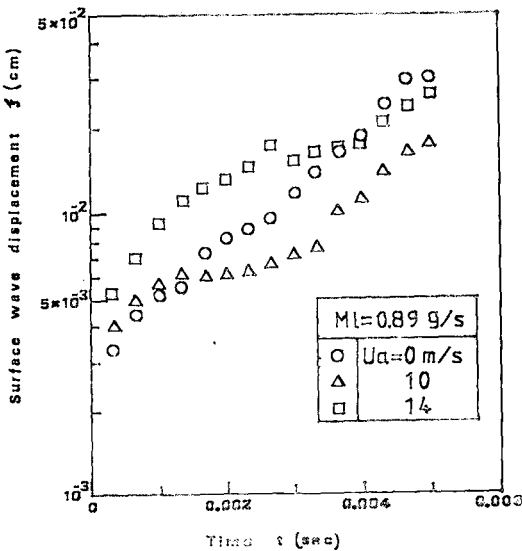


Fig. 12 Effect of  $Ua$  on the surface wave displacement

생성시기의 훨씬 전에는 그 변화는 완만하였으나 변곡점 이후 분열점 근방까지는 급격하였다.

이것은 Fig. 8에서 언급한 바와 같이 변곡현상이 생긴 시점은 액주면에 생긴 파의 진행속도가 급격한 변화가 일어나는 시기와 거의 일치한다. 또한 변곡부분 전후에서 성장속도의 변화는 파의 진행속도의 변화와 대응된다. 즉, 변곡부분 전에는 진행속도의 증가의 변화가 너무 심하여 교란의 진폭이 둔감하였으며, 변곡부분 후에는 진행속도가 다소 평균치보다 느린 속도로 진행하므로 이때는 진폭의 변화에 기류의 영향이 크게 미친 것으로 사료된다. 따라서 성장속도의 최대치는 Rayleigh<sup>(3)</sup>의 선형이론에서는 무차원 파수  $k_0 = 0.697$ 에서 생기고 Wang<sup>(14)</sup>의 해석에서는  $k_0 < 0.697$ 이었고 Yuen<sup>(2)</sup>은 특히 작은 파수에서 비선형 효과가 분열과정을 지배한다고 하였다.

본 연구에서는 Fig. 13에서와 같이 기류의 속도에 대한 무차원 파수의 변화를 나타낸 것이다. 기류의 속도가 증가되면 무차원 파수는 증가하였으며 더우기 액량이 증가되면 그 효과는 현저하였다. 그러나 최대성장속도가 생기는 무차원 파수를 선행연구자들의 실험값과 비교하기 위해서는 추가 보충실험이 필요하다. 그러나 단지 최대성장속도가 생기는 무차원 파수의 값은 액주에 미치는 액체의 관성, 표면장력 점성 및 기체역학적인 힘의 영향을 포함한 각종 인자들의 복잡한 상호작용으로 생긴 결과로 사료된다.

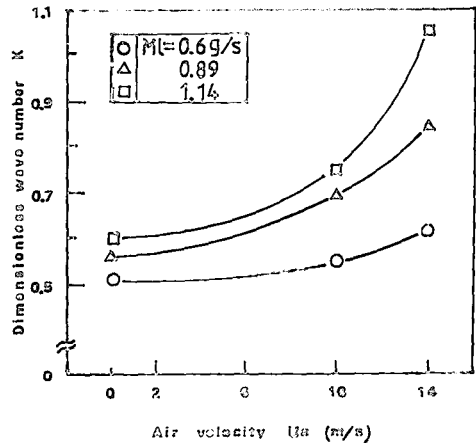


Fig. 13 Effect of  $Ml$  on the dimensionless wave number



#### 4. 결 론

본 연구에서는 기류에 의한 액주의 분열기구를 밝히기 위하여, 분열형태, 액주면의 파장, 교란의 진폭, 파의 진행속도 및 분열길이 등의 순간적인 변화를 고속도 카메라에 의하여 조사하여 이들을 상호관련시켜 다음과 같은 결론을 얻었다.

(1) 액주면에 형성된 파의 형태는 기류가 가해짐에 따라 dilational wave에서 sinuous wave로 바뀌어져서 분열기구가 달랐다.

(2) 교란의 진폭의 성장속도는 Rayleigh의 선형 이론과는 달리 기류의 효과로 인하여 비선형성이 증가하였다.

(3) 파장의 급격한 변화는 기류의 효과로 인한 전후파의 진행속도의 변화와 대응되었다. 즉 파장이 급격히 감소하는 시기는 진행속도의 뒤바뀌는 시기와 거의 일치하였다.

#### 참 고 문 헌

- (1) Rayleigh, L., 1926, "Theory of Sound", Macmillan, London, Vol. 2, pp. 343~375.
- (2) Yuen, M.C., 1968, "Non-linear Capillary Instability of a Liquid Jet", J. Fluid Mech., 33, pp. 151~163.
- (3) Nayfeh, A.H., 1968, "Capillary Jet Instabilities", Physics of Fluid, Vol. 13, p. 841.
- (4) Weber, C., 1931, "Zum Zerfall eines Flüssigkeitsstrahles", Ztschr. f. angew. Math. und Mech., Band 11, Heft 2, pp. 136~154.
- (5) Grant, R.P. and Middleman, S., 1966, "Newtonian Jet Stability", A.I. Ch. E. Journal, Vol. 12,

No. 4, pp. 669~678.

(6) Haenlein, A., 1932, "On the Distruption of a Liquid Jet", Natl. Advisory Comm. Aeronaut. Tech. Memo., No. 659.

(7) Donnelly, R.J. and Glaberson, W., 1965, "Experiments on the Capillary Instability of a Liquid Jet", Proc. Royal Society London A, Vol. 290, pp. 547~556.

(8) Emmons, H.W., Chang, C.T. and Watson, B.C., 1960, "Taylor Instability of Finite Surface Wave", J. Fluid Mech. 7, pp. 177~193.

(9) Tokuoka, N., Nagaosa, S. Hora, S., and Sato, G. T., 1979, "A Study of the Disintegration of a Liquid Sheet by Impinging an Air Flow. (part One)", 7th Japan Conference on Liquid Atomisation and Spray Systems, pp. 31~36.

(10) Hagerty, W.W. and Shea, J.F., 1953, "A Study of the Stability of Plane Fluid Sheets", J. Appl. Mech., Vol. 22, pp. 509~514.

(11) Kim, D.J., and Lee, Ch. W., 1988, "The Influence of Co-Axial Air Flow on the Breakup Length of a Smooth Liquid Jet", KSME Trans. Vol. 12, No. 6, pp. 1390~1398.

(12) Sato, H., Sakai, T., and Saito, M., 1980, "Non-linear waves on Smooth Jet of Liquid Column", 8th Japan Conference on Liquid Atomisation and Spray Systems, pp. 7~12.

(13) Dombrowski, N. and Johns, W.R., 1963, "The Aerodynamic Instability and Disintegration of Viscous Liquid Sheets", Chemical Engineering Science, Vol. 18, pp. 203~214.

(14) Wang, D.P., 1968, "Finite Amplitude Effect on the Stability of a Jet of Circular cross-section", J. Fluid Mech., 34, pp. 299~313.