

# 펄스레이저 어블레이션에서 기체 분사가 플룸의 거동에 미치는 영향

## Effect of gas jet on plume behavior in pulsed laser ablation

포항공과대학교 기계공학과 오부국, 김동식

### I. 서론

레이저 빔을 이용한 용접, 절단, 세정, 드릴링(drilling), 패터닝(patterning) 등의 재료가공 공정에서 생성된 플룸(plume)의 거동은 매우 중요하다<sup>1,2)</sup>. 플룸이 렌즈나 마스크에 증착되는 것을 방지하기 위해 실제 공정에서는 노즐을 통해서 외부 유동을 첨가시키게 된다. 이러한 유동의 효과는 실험적, 수치적으로 수행되어왔다<sup>2,3)</sup>.

최근에는 레이저 용접, 절단공정을 수치적으로 모사하여 외부유동에 의한 다양한 효과를 밝혔다<sup>2,3)</sup>. 대부분의 연구가 용접, 절단공정에 국한되어 수행되었으며, 주로 CW 레이저 또는 수 백 $\mu$ s의 장펄스를 대상으로 한다. 또한 플룸의 공간상의 분포가 매우 중요한 박막증착과 같은 공정에서 외부유동의 효과를 예측하는 것 또한 중요하다. 그럼에도 불구하고 펄스레이저를 이용한 증착과 같은 공정에서 외부유동으로 인한 플룸의 거동이 수치적으로 연구가 거의 이루어 지지 않았다. 노즐의 위치, 분사속도, 노즐의 형상 등은 중요한 공정변수가 될 것이다. 따라서 본 연구에서는 펄스레이저 어블레이션에 의해서 생성된 플룸의 분포와 전달매커니즘을 조사하기 위해 다양한 기체 분사 속도의 효과를 수치 실험을 통해 관찰 하였다. 본 연구에서 고려한 펄스 레이저빔의 조사도는 대략  $3 \times 10^8 \text{ W/cm}^2$ <sup>1)</sup> 정도로서 플라즈마에 의한 레이저빔의 흡수를 포함하고 있다.

### II. 이론적 모델링

알루미늄에 대한 열확산 방정식은 식(1)과 같은 나타나며<sup>4)</sup>, 열생성항은 시편 내에서의 레이저빔의 흡수를 말한다. 대부분 금속의 열 또는 광 침투깊이는 각각 수  $\sim \mu\text{m}$ ,  $\sim 10 \text{ nm}$  에 지나지 않지만 빔 직경 ( $2r_{las}$ )이 1 mm 에 이므로 일차원으로 가정할 수 있다. ( $\rho$  : 밀도,  $h$  : 엔탈피,  $k$  : 열전도도,  $T$  : 알루미늄의 온도,  $T_{amb}$  : 분위기온도,  $a$  : 흡수계수,  $R$  : 반사율,  $F$  : 플루언스,  $x$  : 시편의 깊이방향 좌표계,  $t$  : 시간,  $j_{ev}$  : 증발율, 하첨자 '0': 액체금속, 'amb': 분위기, 'int':액체-기체 계면). 상변화를 고려하기 위해서 엔탈피(enthalpy)를 변수로 설정하였다. 레이저 빔 (Nd:YAG, 1064 nm)의 강도  $I(t)$ 는 시간의 함수( $t_p=12 \text{ ns}$ ,  $t_r=32 \text{ ns}$ )이다.

시편은 식(2)와 같은 열적 증발모델에 의해서 증발이 된다<sup>5)</sup>. 식(2)에서  $\beta$ 는 알루미늄 플룸의 재응축률(recondensation ratio)을 나타낸다<sup>1)</sup>. 여기서  $R_{air}$ 은 알루미늄 증기의 기체상수이다. Knudsen 층에 대한 해석은 참고문헌 6, 7을 따른다. 플룸의 거동은 식(3)에서 처럼 오일러 보존방정식 (Euler conservation equation)과 에너지 방정식을 이용해 계산된다. 플룸은 대기로 팽창하면서 고온의 상태가 되며, Saha<sup>8)</sup> 식을 이용하여 열적 이온화도를 계산한다. 식(4)에서 처럼 플라즈마에 대하여 이온( $n_i$ )과 전자( $n_e$ )의 밀도에 의해 레이저빔의 플라즈마 흡수계수(plasma absorption coefficient)를 구한다<sup>9)</sup>. 또한 유동장 내에서 플룸( $y_p$ ), 전자( $y_e$ ), 이온( $y_i$ )에 대한 질량전달방정식(식3-V)이 유동장과 같이 계산된다<sup>10)</sup>.

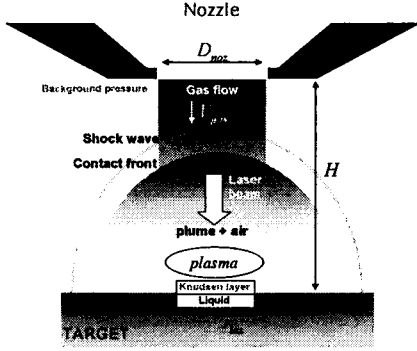


Fig.1 Schematic diagram of pulsed laser ablation and solid heating under external gas flow

$$\rho \frac{\partial h}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( k \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \alpha F (1 - R) e^{-\alpha x} I(t)$$

$$B.C. \quad k \frac{\partial T(0, t)}{\partial x} = \rho H_{ev} v_{int}$$

$$T(L, t) = T_{amb}$$

$$I.C. \quad T(x, 0) = T_{amb}$$

$$x_{int} = \int_0^t \frac{j_{ev}}{\rho_0} dt$$

$$j_{ev}(T_0) = (1 - \beta) \frac{p_0(T_0)}{\sqrt{2\pi R_{al} T_0}}$$

$$p_0(T) = p_{\infty} \exp \left[ \frac{H_{ev}}{R_v T_{ev, \infty}} \left( 1 - \frac{T_{ev, \infty}}{T_0} \right) \right]$$

$$\begin{aligned} I: \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{V}) &= 0 & II: \quad \rho \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \rho (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} &= -\nabla p \\ III: \quad \rho \frac{\partial e}{\partial t} + \rho (\vec{V} \cdot \nabla) e &= -p (\nabla \cdot \vec{V}) + \alpha_p I(t) e^{-\alpha_p x} \end{aligned} \quad (3)$$

$$IV: \quad p = (\gamma - 1) \rho e \quad V: \quad \frac{\partial}{\partial t} (\rho y_{p, i, e}) + \nabla \cdot (\rho y_{p, i, e} \vec{V}) = 0$$

$$\alpha_p \left[ \frac{1}{m} \right] = 1.39 \times 10^{-35} n_e n_i \left[ 1 - \exp \left( -\frac{135.22}{T} \right) \right] \quad (4)$$

( $\gamma$ : 단원자 기체의 비열비(5/3),  $\vec{V}$ : 속도벡터,  $p$ : 압력,  $e = c_v T$ ,  $c_p$ : 정압비열,  $c_v$ : 정적비열). Fig. 1에서 보듯이 노즐은 시편에 수직하게 위치하여 아래로 기체를 분사한다. 일반적으로 CW 레이저 공정에서 노즐의 작업 거리는 2 mm 정도를 유지하고<sup>11)</sup>, 기체분사 속도는 대략 20 m/s 이상이면 가능하다<sup>11)</sup>. 기체 분사의 효과를 보기 위해서 노즐과 시편의 거리( $H$ )를 5 mm, 2 mm, 유동속도( $V_{gas}$ )를 100 m/s, 30 m/s, 10 m/s, 노즐직경( $D_{noz}$ )을 6 mm, 1 mm 로 변화시키며 계산을 수행하였다. 대기압 하에서 유동장 내의 플룸의 거동을 수치적으로 모사하기 위해서는 상용 전산유체역학 패키지, STAR-CD (version 3.15), 를 사용하였다.

### III. 결과 및 고찰

Fig.2는 기체분사가 없는 경우 실험 결과와 수치계산에 의한 충격파 도달시간을 실험값과 비교하여 보여주고 있다. 실험과 계산의 차이의 원인은 알루미늄의 반사율에 주로 기인한다. 기존 연구자들이 사용한 반사율의 값은 0.69<sup>11)</sup> 에서 0.96<sup>12)</sup> 까지 다르게 사용되었다. 현재 반사율의 값을 15% 증가시킨 경우의 플룸의 위치를 Fig.2에 같이 도시하였다. 즉 실험값과 계산 값의 차이는 반사율 자체가 가지는 오차범위 안에 있게 된다. 또 충격파의 전파 양상을 맞춤곡선(fitting curve)으로 표현할 수 있다. 이때 blast wave 이론에 의하면 평면파의 전파는 약 1.5 맥속에 비해하고, 구면파에 대해서는 2.5 맥속에 비해한다. 계산된 충격파의 전파양상은 1.9 맥속에 비해함을 볼 수 있다. 이는 평면파와 구면파의 중간 정도이며, 유동장의 압력분포를 관찰함으로써 확인 할 수 있다.

Fig.3에는 기체분사속도를 변화시킬 때, 충격파와 접촉전면의 전파양상을 외부유동이 없을 때와 비교 도시 하였다. 외부유동이 커짐에 따라 충격파의 전파속도가 약 20% 감소함을 볼 수 있다. 그러나 충격파의 전파는 외부유동에 의해서 형상이 왜곡되지 않고 진행됨을 관찰 할 수 있었다. 충격파의 압력은 초기에 약 100 atm 이지만 전파되면서 팽창과정을 거치기 때문에 차츰 감소한다. 따라서 외부유동에 의한 교란은 충격파의 전파속도에 크게 영향을 주지 못함을 볼 수 있다. 접촉전면은 플룸과 주변기체와의 경계를 의미하게 되는데, Fig.3에서는 접촉전면이 전파되지 않고 플룸이 점점 정제 되는 것을 볼 수 있

다. 심지어 외부유동이 없는 경우에도 정체현상(약 2.7 mm에서)은 일어난다. 이것은 Fig.4에 나타난 것처럼 고압의 충격파가 지나간 뒤 저압의 영역이 생기면서 충격과 후면으로부터 역류가 발생하게 되어 플룸을 일시적으로 정체시키기 때문이다. 정체된 플룸이 압력분포에 의해서 진행방향으로 길게 퍼지는 것을 Fig.4에서 볼 수 있다. Fig.1의 반사율을 수정한 경우에도 시편에 흡수된 에너지는 다르지만 약 3 mm( $\approx 6r_{las}$ ) 근처에서 정체현상이 생겼다. 플룸이 정체되어 움직이지 않는 시간은 수  $\mu s$  정도이며, 플루언스에 비례하는 것으로 나타났다.

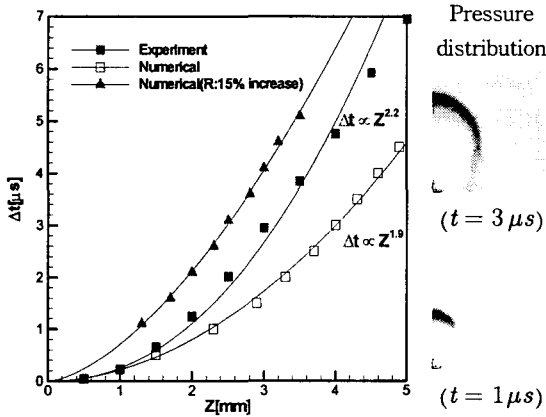


Fig.2 Propagation time of laser-induced shock wave from the aluminum substrate(left) and pressure distribution at different times(right).  $F=4.58 \text{ J/cm}^2$ ,  $r_{las}=0.5 \text{ mm}$ .

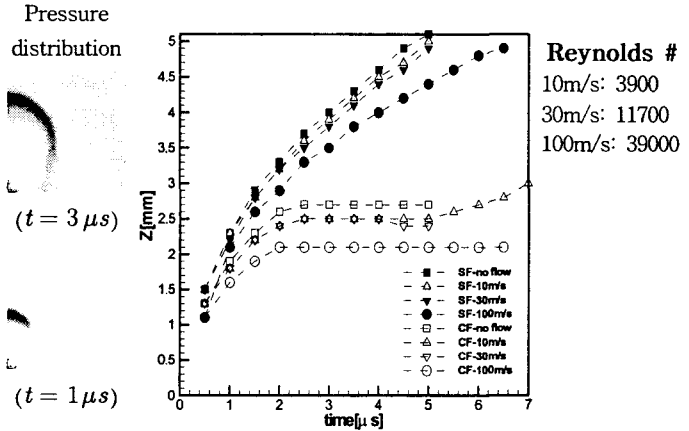


Fig.3 Position of the shock front (SF) and the contact front (CF) for different jet velocities( $F=4.58 \text{ J/cm}^2$ ,  $r_{las}=0.5 \text{ mm}$ ,  $H=5 \text{ mm}$ ,  $D_{noz}/r_{las} = 6$ ).

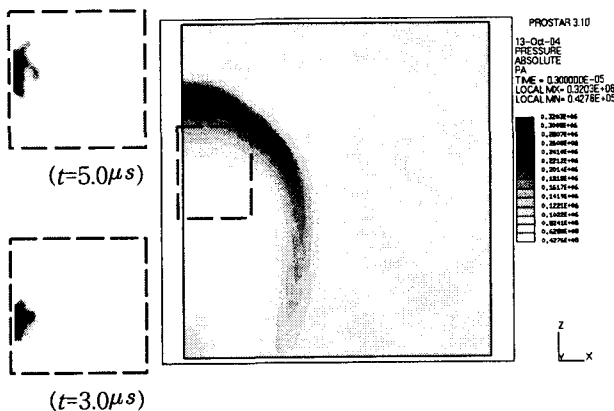


Fig.4 Plume concentration at 3  $\mu s$  and 5  $\mu s$ (left) and pressure distribution at 3  $\mu s$ (right).  $F=4.58 \text{ J/cm}^2$ ,  $r_{las}=1 \text{ mm}$ ,  $V_{gas} = 0$ .

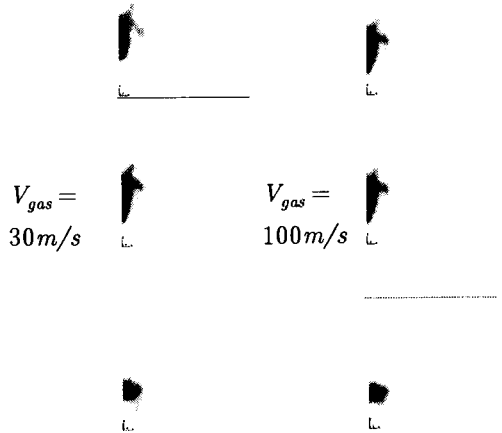


Fig.5 Plume concentration at 1  $\mu s$  (bottom), at 3  $\mu s$ (center), at 5  $\mu s$ (top).  $F=4.58 \text{ J/cm}^2$ ,  $D_{noz}/r_{las} = 6$ .

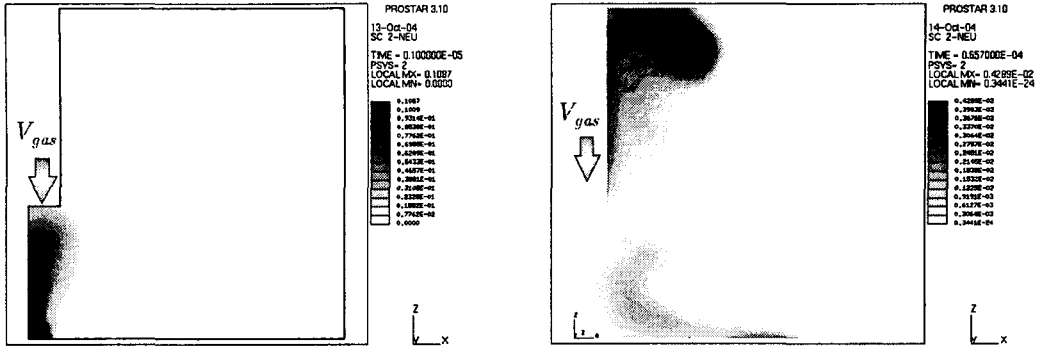


Fig.6 Plume concentration at  $1 \mu s$  (left) and  $65 \mu s$  (right).  $F=4.58 \text{ J/cm}^2$ ,  $D_{noz}/r_{las} = 1$ ,  $H=2 \text{ mm}$ ,  $V_{gas}=100 \text{ m/s}$ .

충격파가 사라지면 정체된 플룸은 다시 전파되고 외부유동장을 따라 빠져나간다. Fig.3의 CF-10 m/s의 경우에서 이러한 현상을 관찰 할 수 있다. Fig.5는 기체분사 속도를 바꾸었을 때, 플룸 분포의 변화를 보여주고 있다. 기체분사 속도가 커짐에 따라 플룸전파 속도도 감소하는 것을 관찰 할 수 있다. 그러나 플룸의 압력이 높은 초기에는 플룸의 형상이 기체 분사의 영향을 거의 받지 않음을 알 수 있다.  $3 \mu s$ 에서  $5 \mu s$ 까지는 플룸의 정체현상이 관찰되며, 이때 플룸의 형상이 압력분포에 의해서 상하로 길게 늘어지는 것을 관찰 할 수 있다.

Fig.6에는 노즐과 시편의 간격이  $2 \text{ mm}$ 로 작을 때의 플룸의 분포를 보여준다. Fig.6(left)에서 보듯이  $1 \mu s$ 에서 이미 플룸과 노즐간의 간섭이 일어나게 된다. Fig.6(right)에서는 충격파와 플룸이 전파하면서 압력은 점차 감소되어 분위기 압력과 유사해지면서 분사된 기체유동에 의해서 플룸이 바깥쪽으로 밀려나가는 현상을 볼 수 있다. 이렇게 플룸이 가공면 위에서 완전히 사라지는 시간 스케일을 대략 계산해보면, 플룸이 분위기압력 까지 떨어지는 시간(대략 수십  $\mu s$ )과 노즐에서 분사된 기체가 표면에 도달하는 시간( $H/V_{gas} \approx 100 \mu s$ )의 합이다. 따라서 수 mm 정도의 간격과 수 백 m/s 정도의 가스분출 속도 하에서 펄스레이저에 의해 생성된 플룸의 제거시간은 대략  $100 \sim 200 \mu s$  정도다. Fig.6에서 플룸의 분포를 보면 플룸 제거 시간이  $\frac{2 \text{ mm}}{100 \text{ m/s}} \approx 65 \mu s$ 임을 알 수 있다.

가스분출에 의한 플라즈마 흡수의 변화는 거의 관찰 되지 않았다. 외부유동이 없는 경우 레이저 펄스폭 동안 플라즈마 흡수계수는 약  $1.05 \times 10^{-4} \text{ m}^{-1}$ 이다. 플라즈마 흡수길이가  $10 \text{ km}$ 에 이르므로 플라즈마에 의한 레이저빔의 흡수는 거의 없다고 볼 수 있다. 또한 외부유동이 있는 경우에도 똑같은 흡수계수를 얻었다. 이는 플룸의 전파속도에 비해 상대적으로 펄스폭(32 ns)은 매우 짧아 표면 바로 위에 플라즈마가 집중되기 때문이다. 집중된 플라즈마는 고온, 고압의 상태이기 때문에 수 백 m/s 정도의 외부유동이 플룸의 분포에 영향을 주기에 상대적으로 약하다.

#### IV. 결론

펄스레이저 어블레이션에서 플라즈마 흡수와 플룸 분포를 제어하기 위해 동축유동을 주었을 때 유동장에서의 플룸의 거동을 계산하였다. 대략  $\sim 10^8 \text{ W/cm}^2$  정도의 조사도를 가지는 펄스에 대하여 플룸의 전파와 플라즈마 흡수를 평가하였다.

1. 노즐에 의한 대향류 기체분사( $\sim 100 \text{ m/s}$ )는 펄스레이저 어블레이션 초기에 생성되는 플룸의 전파를 억제하지만 플룸의 모양을 크게 변화시키지는 않는다.
2. 충격파가 지나간 후면의 저압영역에 플룸의 접촉면이 도달하면 플룸이 정체되는 현상이 생긴다. 이러한 정체현상은 외부유동의 유무에 상관없이 존재하며, 정체된 플룸은 잠시 동안 압력분포에 의해서 진행방향으로 길게 퍼지게 된다.

3.  $\sim O(100 \mu s)$  정도의 시간 후에 정제된 플룸은 동축유동에 의해서 완전히 제거된다.

4. 레이저 펄스가 조사되는 동안 플룸의 분포는 거의 균일하고, 고압의 상태이기 때문에 외부유동에 의해서 펄스 조사 중 표면에 집중된 플룸의 분포를 변화 시킬 수 없다. 즉 동축유동에 의한 플라즈마 흡수의 감소를 기대할 수 없다.

외부유동에 의한 플룸과 제거된 재료의 표면 상태를 제어하는 것은 다양한 산업분야에서 이용되고 있다. 노즐의 형상, 노즐의 위치 및 다양한 유동의 조건에 따른 효과들을 연구하는 것은 앞으로 의미있는 차후 연구가 될 것이다.

## V. 참고문헌

1. M. Allmen : "Laser-Beam Interactions with Materials," ed. by A. Mooradian, M. B. Panish, (Publisher, Spring-Verlag, 1987)
2. J. Duan, H. C. Man, T. M. Yue : Modelling the laser fusion cutting process: II. Distribution of supersonic gas flow field inside the cut kerf, Jr. of Phys. D, 34, pp. 2135-2142, (2001)
3. M. Hamadou, R. Fabbro, G. Caillibotte, K. Chouf, F. Briand : Study of assist gas flow behavior during laser welding, ICALEO 2002, 21st Int. Congress on Applications of Lasers and Electro-Optics, 2, pp. 1273-1281, (2002)
4. J. R. Ho, C. P. Grigoropoulos, J.A.C. Humphrey : Gas dynamics and radiation heat transfer in the vapor plume produced by pulsed laser irradiation of aluminum, Jr. Appl. Phys., 79, pp. 7205-7215, (1996)
5. R. Kelly, A. Miotello : Comment on explosive mechanisms of laser sputtering, Applied Surface Science, 96-98, pp. 205-215, (1995)
6. S. I. Anisimov : Vaproization of Metal Absorbing Laser Radiation, Soviet Physics JETP, 27, pp. 182-183, (1968)
7. A. Peterlongo, A. Miotello, R. Kelly : Laser-pulse sputtering of aluminum: Vaporization, boiling, superheating, and gas-dynamic effects, Phys. Rev. E, 50, pp. 4716-4727, (1994)
8. A. Vertes, P. Juhasz, M. D. Wolf, R. Gijbels : Hydrodynamic modelling of laser plasma ionization processes, Int. Jr. of Mass Spectrometry and Ion Processes, 94, pp. 63-85, (1989)
9. J. G. Lunney, R. Jordan : Pulsed laser ablation of metals, Appl. Surf. Sc., 127-129, pp. 941-946, (1998)
10. 오부국, 김동식 : 대기중 나노초 펄스레이저 어블레이션의 수치계산, 한국레이저가공학회지, 6, pp. 37-45, (2003)
11. W. M. Steen : "Laser Material Processing," (Publisher, Spring-Verlag, 1998)
12. D. R. Lide : "Handbook of chemistry and physics, 81st." (Publisher, CRC press, 2000-2001)