

레이저에 의한 誘雷의 기초적 연구 - CO₂ 레이저에 의한 플라즈마 채널 발생 -

論文
45~2~16

Basic Study on Laser Triggered Lightning - The Generation of Plasma Channel by CO₂ Laser -

張龍茂*·姜衡富**
(Yong-Moo Chang · Hyung-Boo Kang)

Abstract - The basic study on laser triggered lightning was carried out for the active protection of lightning in power transmission system. The lengths of generated plasma channels were simulated numerically for variations of energy and pulse width of CO₂ laser by Runge-Kutta-Gill method. As results, the effective lengths of plasma channels were 2.3m, 2.67m and 3.4m respectively for energy of 45J, 60J and 100J of CO₂ laser pulse with pulse width of 50nsec using focusing mirror with focal length of 10m. And also the effects of pulse width of first pulse and tail pulse of CO₂ laser on the length of plasma channel were examined.

Key Words : Laser-Triggered-Lightning(레이저 誘雷), CO₂ Laser, Induced Discharge(방전유도), Laser Breakdown(레이저에 의한 절연파괴)

1. 서론

경제발전에 따른 전력산업의 성장은 전력계통 및 설비를 초고압화, 대용량화로 이끌며, 이들에 대한 유지 보수 및 사고방지 등에 대한 문제점등도 크게 대두될 것으로 예상된다. 사고 예방적인 측면에서 落雷에 의한 정전사고는 전체정전사고의 절반이상을 차지하여 반드시 해결해야 할 절실한 문제이다. 최근에 관성밀폐 핵융합용 에너지 드라이버용으로 대출력 레이저가 개발되었으며, 1963년에는 레이저로 플라즈마를 발생시키는 실험이 처음 보고되었다. 또 레이저로 雷를 안전한 장소로 유도하는 능동적인 避雷방법인 레이저誘雷가 1974년 미국의 L. M. Ball에 의해 최초로 제안된 후[1], AFFD Lab.에서 실험적으로 그 실현 가능성을 입증하였다.

대출력 레이저 광을 대기중에 집광시키면, 레이저 광의 진행 방향을 따라 어떤 임계 레이저 광 강도 이상이 되는 부분에서 대기 중의 기체가 절연파괴되어 플라즈마 채널을 형성하게 된다. 레이저유되는 지상에서 대출력 펄스 레이저를 雷雲 방향으로 발사하여 雷雲 가까이에서 적당한 길이의 플라즈마 채널을 형성시켜 뇌운과 유도탑 사이에서 번개방전을 유도함으로써 전력설비를 뇌격으로부터 방지하는 것이다[1]. 현재까지 50~60m의 레이저 플라즈마 채널 발생이 보고[2]되어 있으며, 현재 레이저 유도방전은 12m정도까지 실현되고[3] 있으나 실제로 雷를 유도시키기 위해서는 방전유도를 가능케 하는 플라즈마 채널의 유효길이는 100m 이상이 되어야 한다[3~5].

레이저유뢰를 실현시키기 위해서는 (1)방전유도에 유효한 장

거리 플라즈마 채널의 발생기술, (2)레이저 플라즈마 채널로의 방전유도과정, (3)대기 중에서 대출력 레이저 광의 전파특성해명 및 뇌발생 감지기술등이 반드시 해결해야 할 과제들이다. 미국, 일본등의 활발한 연구동향을 보면 대기중의 레이저 플라즈마 채널형성의 메카니즘에 관한 연구 및 실험실 내의 레이저에 의한 고전압이 인가된 긴 전극간극 사이에서의 방전유도에 대한 연구가 이루어지고 있다[6~7].

본 연구는 레이저유뢰실험을 위한 기초적인 연구이다. 일반 대기중에서 플라즈마 채널을 형성시키기 위해서는 대기를 구성하는 질소나 산소등의 구성원자의 전리에너지 뿐만 아니라 浮遊입자, 습기 등을 고려해야 한다. 여기서는 대기중의 장거리 레이저 플라즈마채널의 발생메카니즘을 해석하여 방전유도가 가능한 레이저 플라즈마 채널의 발생에 관한 특성을 컴퓨터 시뮬레이션하여 기초데이터를 구축하였다. 또, 이로부터 현재 까지 우리나라에서 연구되고 있지 않는 레이저유뢰에 관한 연구를 시동하기 위한 밑거름이 되도록 하는 것도 목적으로 하고 있다.

2. 관련 이론

대출력 레이저 광을 렌즈(또는 반사경)로 대기 중에 집광시키면 레이저광의 강도(레이저 강도, W/cm²)가 매우 높아져서 10⁶~10⁸ V/m의 높은 전계를 얻을 수 있어 일반적인 방전현상과 같은 기체의 절연파괴가 발생된다. 이러한 레이저 광에 의한 기체의 절연파괴특성에 대하여는 다음과 같은 3 종류의 전리이론[5]이 제안 되었다.

- ① 다광자흡수 또는 tunnel효과에 의한 원자, 분자의 직접 전리
- ② 레이저광 전계에 의한 자유전자의 가속과 충돌 전리(고주파파괴이론)
- ③ 역제동 방사과정에 의한 자유전자의 가속과 충돌여기,

* 正 會 員 : 漢陽大 工大 電氣工學科 講師 · 工博

** 正 會 員 : 漢陽大 工大 電氣工學科 教授 · 工博

接受日字 : 1995年 7月 26日

1次 修正 : 1995年 9月 11日

2次 修正 : 1996年 1月 5日

전리

현재, 레이저유뢰연구에서 사용되는 레이저는 광자에너지 (0.12 eV)는 작으나 공기에서의 광에너지 흡수율이 좋고 대출력 레이저 펄스를 발생시킬 수 있는 CO₂ 레이저가 가장 많이 사용되고 있다. 위에서 언급한 기체절연파괴기구로는 레이저 광의 전계에 의해서 자유전자가 가속되어 기체의 전리에너지 이상이 되면 충돌하여 전리 될 때 전자의 증식이 이루어지는 것으로 설명되는 고주파 절연파괴이론이 가장 많이 적용되고 있다.

장거리의 레이저 플라즈마 채널을 만들기 위해서는 최적의 레이저 강도로써 가장 효율적으로 플라즈마를 생성시키는 것에 레이저 에너지를 사용하는 것이 필요하다. 그러기 위해서는 레이저 광이 대기 중에 전파되면서 손실인자들에 의해 감소되고, 반사 또는 집광될 때 발생하는 에너지손실 및 레이저 강도의 변화 등에 대한 특성이 해석되어야 한다. 이러한 손실인자 및 플라즈마 bead에 의한 레이저광의 감쇠 및 레이저광 에너지가 전자에 전달됨으로 인한 감쇠 등을 고려할 때 레이저 광의 전파에 관한 식은 식 (1)로 표현할 수 있다[8].

$$\frac{\partial I}{\partial t} + c \cdot \frac{\partial I}{\partial z} = c \cdot A(z) \cdot I - c \cdot \{A_T + K \cdot n\} \cdot I \quad (1)$$

여기서, I 는 레이저 강도(W/cm²), $A(z)$ 는 z 방향으로 전파하여 집광되는 레이저 광 강도의 증가를 나타내며, A_T 는 레이저 광이 전파 될 때 대기 중에서 발생하는 자연감쇠상수이다. K 는 전자의 온도와 밀도에 관련된 계수 (cm²)이다.

레이저 광 주파수에서의 전계에서 운동방정식으로부터 전자의 평균 속도와 전자의 속도를 구할 수 있고, 전자속도의 크기 v_0 는 $v_0 = eE_0 \nu_m / m(\omega^2 + \nu_m^2)$ 가 된다. 그러므로 전자의 에너지가 증가하는 비율은 $de/dt = eE_0 \nu_0$ 로 나타낼 수 있으므로 $I = ce_0 E_0^2 / 2$ 를 이용하여 레이저 광이 대기 중에 집광될 때 레이저 광에 의해 변화되는 전자에너지에 관한 표현은 다음 식 (2)로 쓸 수 있다.

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} = \frac{2e^2 \cdot \nu_m}{m \cdot c \cdot \epsilon_0 \cdot (\omega^2 + \nu_m^2)} \cdot I = K \cdot I \quad (2)$$

여기서, ϵ 는 전자 한개당의 에너지, e 는 전자의 전하량, ν_m 는 전자와 이온사이의 충돌각주파수, m 과 c 는 전자의 질량과 광속도이고, ω 는 레이저 광의 각주파수이다.

레이저 광이 공기 중으로 전파 될 때 전자가 레이저 광으로부터 받는 에너지가 전리전압에 이르면 기체(공기)가 전리되기 시작하므로 전자의 재결합이나 확산에 의한 손실을 무시할 경우 식 (2)를 이용하여 식 (3)과 같이 표현되는 단위 시간당 발생하는 전자수에 관한 식을 구할 수 있다.

$$\frac{\partial n}{\partial t} = n \cdot K \cdot I / W \quad (3)$$

단, n 은 전자밀도

K 는 전자의 온도와 밀도에 관련된 계수

W 는 원자의 전리전압(eV)

3. 수치해석 결과 및 토의

레이저 광과 자유전자에 대한 초기조건, 레이저 광의 시간적인 펄스형태, 반사경의 초점거리 등을 고려하여 레이저 광에 의한 플라즈마채널발생을 해석하기 위한 레이저 광 강도 및 전자밀도에 대한 변화를 식 (1)~식 (3)을 이용하여 구하였다.

전자의 온도와 밀도에 관련된 계수 K 는 광에너지가 전자에 전달되는 단면적으로 해석되며 대기압하에서 $\nu_m = 2.5 \times 10^{13}$ 이므로 CO₂ 레이저 광에 대해서는 $K = 1.322 \times 10^{-17}$ cm²으로 계산되었다. 공기의 전리에너지(W)는 산소와 질소의 구성비가 비가 2 : 8이므로 평균적인 전리에너지로서 $W = 14.9$ eV를 사용하였다[5]. $A(z)$ 는 레이저 광의 단면이 초점까지의 진행거리에 따라 작아져서 광의 강도가 증가되는 정도를 나타낸다. 일반적인 날씨에서 파장 10.6 μm의 CO₂ 레이저 광이 전파 될 때 10⁻³ m⁻¹ 정도 감소되므로[5] 여기서는 대기 중의 감쇠상수 A_T 로서 이 값을 사용하였다.

현재 최대 펄스 출력을 얻을 수 있는 것으로서 상용되고 있는 불안정 공진기를 갖는 펄스 TEA CO₂ 레이저 광출력의 시간적인 펄스모양은 첫번째 spike 펄스가 발생된 후, 첫번째 보다 낮은 피크를 갖는 두번째 펄스(tail)가 길게 지속되는 형태를 나타내는 것이 일반적이다. 레이저 유뢰연구에 많이 사용되고 있는 수십 J급의 CO₂ 레이저의 첫번째 펄스는 반치폭이 40~50nsec정도여서 피크 강도는 높지만 출력되는 레이저 광 전에너지의 30~40%이하를 갖는다[4~7]. 그러므로 본 연구에서 첫번째 펄스와 tail펄스와의 에너지 분배 비율이 플라즈마 채널 생성에 미치는 영향도 알아보았다.

시뮬레이션을 위한 계산영역에서 레이저 광이 진행하는 거리의 적분구간은 $c \cdot \Delta t$ 이며 초점거리의 0.01%로 하였다. 레이저 광에 의해 발생된 전자밀도와 레이저 광 강도의 초기조건을 $n(t=0) = 1$ cm⁻³, $I(t=0) = 0$ W/cm²로 하고, 레이저 출력 광 펄스의 단면은 100 cm²로 하여 Runge-Kutta-Gill법을 사용하여 수치계산 하였다. 또 레이저 펄스는 시간적 및 공간적으로 Gauss형 분포를 갖는다고 가정하였다.

레이저 광의 에너지에 따라서 발생하는 플라즈마 채널길이를 알아 보기 위해 초점거리 10m를 갖는 집광경으로 제1펄스폭(t_1)이 100nsec, 꼬리펄스의 길이가 1.5μsec를 갖는 레이저 펄스를 대기 중에 집광시켰을 경우를 그림 1에 나타 내었다. 또, 기체 절연파괴에 의해 생성된 플라즈마채널을 따라 낙방전 리더(leader)를 이끌어 방전을 유도 시키기 위해서는 플라즈마 채널 내의 전자의 밀도가 리더채널의 하전입자밀도(~10¹³cm⁻³)보다도 높아야 된다[5]. 보고된 실험 결과[9~11]에 따르면 10¹⁶cm⁻³ ~ 10¹⁷cm⁻³, 10¹⁹cm⁻³ 등으로 조금씩 차이는 보이지만 본 연구에서는 플라즈마 밀도가 10¹⁶cm⁻³ 이상으로 형성되는 채널길이를 레이저유뢰가 가능한 유효플라즈마 채널의 길이로 해석하였다. 레이저 펄스의 총에너지는 각각 45J, 60J, 100J이고 제1펄스의 에너지를 총에너지의 약 40%로 하였으나, 45J급의 펄스에 대해서는 제1펄스의 에너지 변화가 플라즈마 발생에 미치는 영향을 보기 위해 15J, 20J, 25J, 및 30J로 각각 세분화시켜 계산하였다. 그 결과 펄스폭이 일정할 경우 제1펄스와 꼬리펄스의 에너지 분배비율이 달라도 생성되는 유효 플라즈마 채널의 길이는 2.3m로 동일하였다. 그러므로 총에너지가 변하지 않으면 제1펄스의 에너지가 변하여도 플라즈마 생성에 미치는 영향은 없다고 할 수 있다. 총에너지가 60J과 100J의 레이저 광에

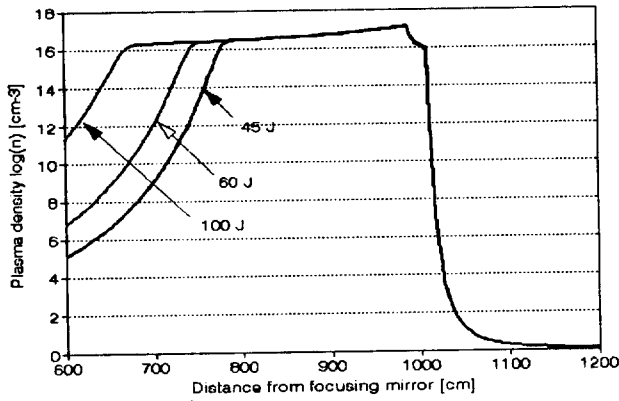


그림 1 레이저광에너지에 따른 플라즈마 채널발생
Fig. 1 Dependence on produced plasma density for laser beam energy

의해 각각 2.67m와 3.42 m의 채널길이를 얻을 수 있었다. 또, 45J의 에너지로 얻은 길이에 비해 에너지가 60J로 33% 증가 될 경우 길이는 15% 증가되며, 100J로 에너지 증가율이 120% 이상이 되어도 채널길이의 증가는 48% 밖에 증가 되지 않아 레이저광 에너지의 증가가 채널길이의 증가와 선형적인 관계가 되지 않는다는 것을 알 수 있었다. 그러므로 임의의 레이저 광으로 최적의 플라즈마 채널을 생성시키기 위한 여러 조건 값을 얻는 것이 중요하다.

그림 2는 같은 에너지를 갖는 펄스로서 레이저광의 제1피크 파워(power, [W])가 플라즈마 채널을 구성하는데 미치는 영향을 알아 보기 위해 제1펄스의 폭을 가변시키면서 계산한 결과이다. 총에너지 50J로 제1펄스와 꼬리 펄스의 에너지 분배는 15J:35J이고, 초점거리 10m, 꼬리펄스폭은 1.5 μ sec로 하였으며, 제1펄스폭을 그림에서 보는 바와 같이 20nsec에서 1000nsec까지 변화 시켰다. 펄스폭을 20~200nsec까지 변화 할 때는 플라즈마 채널의 길이가 2.3m로 되어 채널 길이에는 거의 영향을 주지 않지만 500nsec에서 약 8%, 1000nsec가 되면 약 12%가 감소됨을 알 수 있었다. 또, 20nsec로 피크 파워가 큰 펄스일 경우 초점 부근에서 레이저 광에 의해 전리되는 전자의 밀도가 $10^{18}/\text{cm}^3$ 로 되어 상당히 높아지지만 유효 플라즈마 길이를 변화시키는 데는 거의 영향을 주지 않는다.

그림 3은 그림 2에서와 같은 조건이며 레이저 광 에너지만 100J이 될 경우 즉, 제1펄스와 꼬리펄스의 에너지 분배가 30J:70J로 되는 경우의 결과이다. 펄스폭이 20~200nsec일 때 3.4m의 유효 길이를 얻을 수 있고 펄스폭이 500nsec, 1000nsec가 되어 제1피크 값이 낮아지면 각각 3.5%와 14%의 유효길이 감소를 보였으나 500nsec경우는 그림 2에서보다 오히려 감소율이 낮게 나타났다. 20nsec의 펄스폭을 갖는 레이저 광은 초점부근에서 발생하는 플라즈마의 밀도가 상당히 높아지지만 마찬가지로 플라즈마 채널의 길이를 연장시키는 역할에는 기여하지 못함을 알 수 있었다. 또 그림에서 보듯이 펄스폭이 80nsec+10 μ sec인 것은 오사카대학의 레이저 펄스[12]를 근사화 시킨 것으로서 제1펄스가 레이저 광의 총에너지의 80%를 차지하여 꼬리펄스가 거의 없는 형태이다. 이것은 제1펄스의 에너지가 80J로 그림 3의 다른 경우보다 큰 에너지를 갖고, 또 제1피크의 펄스폭도 80nsec로 비교적 높은 피크 파워를 갖지만 오히려 유효플라즈마 길이는 500nsec, 40J의 제1펄스에서 보다 짧아진 것을 알 수 있다. 그래서 꼬리 펄스의 에너지 또는 꼬

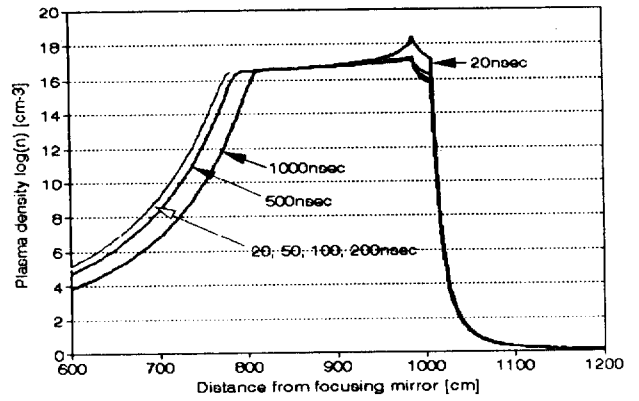


그림 2 제1 펄스폭에 따른 플라즈마 채널발생
Fig. 2 Dependence on produced plasma density for variation of first pulse width

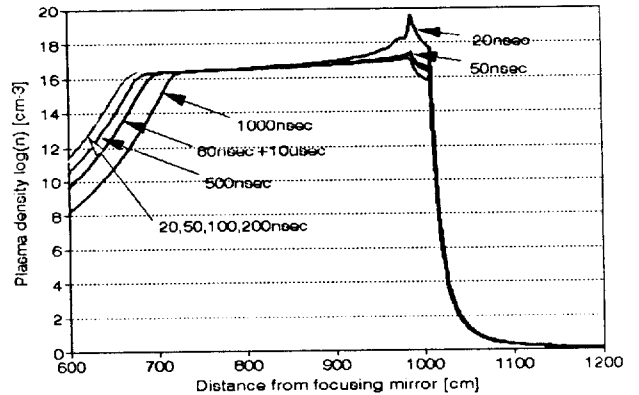


그림 3 제1펄스폭에 따른 플라즈마 채널발생
Fig. 3 Dependence on produced plasma density for variation of first pulse width

리 펄스의 피크가 주는 영향을 알아보기 위해 그림 4 및 그림 5의 경우를 해석하였다.

동일한 10m짜리 집광경을 이용한 경우로서 총에너지 60J의 40%를 갖는 펄스폭 100nsec인 제1펄스에 대해 꼬리펄스의 에너지(36J)는 고정되어 있지만 펄스길이가 1.5~10 μ sec로 되어 꼬리펄스의 피크 파워가 변화 될 때의 시뮬레이션 결과를 그림 4에 나타내었다. 그림에서 볼 수 있듯이 꼬리펄스의 길이가 길어짐에 따라서 유효 플라즈마 채널 길이가 짧아진다. 즉 4 μ sec가 되면 1.5 μ sec의 펄스보다 유효플라즈마 길이가 약 13% 정도 짧아지며, 10 μ sec로 되어 꼬리펄스의 피크 파워가 상당히 낮을 때는 23%의 감소를 보여 꼬리펄스가 플라즈마채널을 생성할 때 미치는 영향이 상당히 큰 것을 알 수 있었다.

그림 5에서는 그림 4에서의 경우와 같은 집광경으로 레이저 광의 제1펄스의 에너지 비율이 60%로 40J의 에너지를 갖는 펄스로 플라즈마를 발생시킨 결과이다. 여기서는 꼬리펄스의 길이가 4 μ sec일 때 1.5 μ sec의 펄스보다 약 7.8%, 10 μ sec에서는 13.5%의 감소를 보여 꼬리펄스의 에너지가 총에너지에서 차지하는 비율이 낮을수록(또는 피크 파워가 낮을수록) 플라즈마채널 길이에 대한 영향은 감소되는 것을 알 수 있었다. 또 그림 4와 그림 5에서 유효 플라즈마채널의 길이는 꼬리펄스의 피크 파워 및 꼬리펄스길이가 상당히 큰 영향을 주는 것을 알 수 있었다.

이상은 초점거리가 10m인 경우에 대하여 해석을 했지만, 초

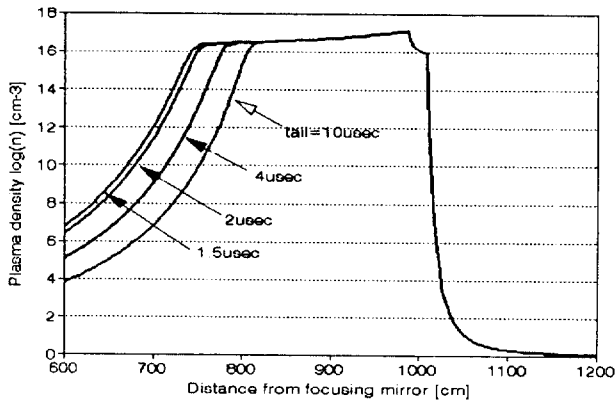


그림 4 꼬리펄스 폭에 따른 플라즈마 채널발생
 Fig. 4 Dependence on produced plasma density for variation of tail width

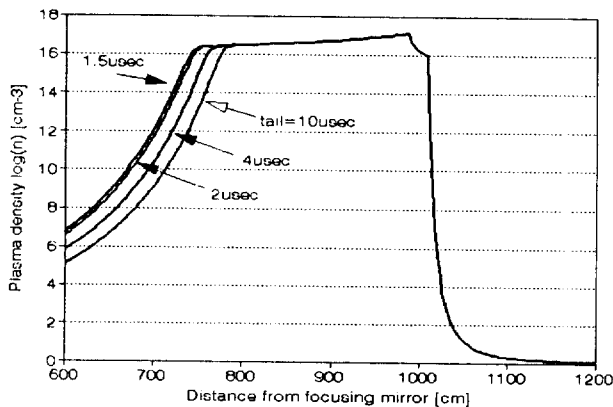


그림 5 꼬리펄스 폭에 따른 플라즈마 채널발생
 Fig. 5 Dependence on produced plasma density for variation of tail width

점거리를 달리하여 짧은 초점거리의 집광경을 사용할 경우에는 초점심도(focal depth) 부근에서 절연과피 임계치이상의 높은 레이저 광의 강도를 얻을 수 있지만 초점심도가 짧고 광의 진행방향으로 레이저 강도변화의 구배(gradient)가 커서 특정지역의 플라즈마 밀도만 높아질 뿐 유효플라즈마 채널의 길이는 짧아진다. 역으로 긴 초점거리의 집광경을 사용하면 초점심도가 길어질 뿐 아니라 강도변화의 구배도 작아져서 장거리의 플라즈마채널을 발생시킬 수 있으나 장거리에 걸쳐 절연과피임계치 이상의 레이저 강도를 얻기가 어렵다.

또, 시뮬레이션 결과에서도 알 수 있듯이 집광경의 초점거리 이후에는 플라즈마 밀도가 급격하게 낮아져 유효 플라즈마 채널이 형성되지 않는다. 이는 레이저에 의해 발생된 공기플라즈마가 레이저 광에 대해서 불투명성을 가지며, 그리고 실제 대기중에 浮遊하고 있는 여러가지 미립자(aerosol)가 레이저 광의 에너지를 흡수하여 증발되는 역제동복사가 증대되면서 절연과피가 일어나기 때문에 이것에 의한 흡수 및 산란 에너지가 급격히 증대되기 때문이다. 그 뿐만 아니라 대기 중의 미립자가 크면 클수록 청정공기에서 절연과피 임계치 레이저 광에너지보다 낮은 에너지에서 공기절연과피를 일으키며, 그렇기 때문에 주어진 레이저 광에너지에서 특정기 이상의 모든 부유입자들이 플라즈마로 된다는 연구결과가 있다. 과학선진국의 여러 연

구그룹의 실험결과에서 나타나듯이 레이저 광축을 따라 불규칙적으로 분포되는 플라즈마 球(beads) 생성에 관한 메카니즘을 설명하여야 하므로 이것에 대한 계속적인 연구가 과제로 남아 있다.

4. 결 론

송변전 계통의 뇌해방지를 위한 뇌차폐법으로서 레이저 유도뢰를 실현시키기 위한 레이저 플라즈마채널의 발생에 대한 시뮬레이션 해석을 한 결과 다음과 같은 결과를 얻었다.

(1) 100J 이하의 레이저 출력에서 10m의 초점 거리의 반사경을 사용할 경우 레이저 에너지가 클수록 플라즈마 채널의 길이가 길어졌다.

(2) 같은 레이저 출력에 대해서 제1펄스의 펄스폭이 200nsec 이하일 때 가장 긴 플라즈마 채널을 얻을 수 있었다.

(3) 같은 레이저 출력에 대해서 꼬리펄스의 펄스폭이 약 2μsec일 때 가장 긴 플라즈마 채널을 얻을 수 있었다.

이상의 해석결과를 기초로 실험적 연구가 지속적으로 수행되면 레이저 유도뢰의 현장적용도 실현 가능하다고 사료된다.

본 논문은 한국전력공사의 연구비 지원에 의해 기초 전력공학공동연구소 주관으로 수행된 연구임. (과제 번호 93-94)

참 고 문 헌

- [1] L. M. Ball, "The laser lightning rod system : Thunderstorm domestication", Appl. Opt., 13, p.2292, 1974
- [2] V. A. Perenov et al., "Optical breakdown of atmosphere over long distances", Sov. Tech. Phys. Lett., 2, p.286, 1976
- [3] private communication
- [4] T. Uchiyama et al., "Study of triggering lightning by using TEA CO₂ laser", Rev. Laser Eng., 16(5), p.267, 1988 廣橋道夫 等, "レ-ザ誘雷放電とその計測", 放電研究 No.123, p.45, 1989
- [5] T. Shindo and T. Suzuki, "Laser-induced gas breakdown and its application for lightning protection", Electric Eng. Lab. Rep.182010, 1982
- [6] 本田親久 等, "レ-ザ誘雷放電とその計測", 放電研究 No. 138, 1992
- [7] M. Uchiumi et al., "Production of an effective laser air-breakdown channel in inducing a long-gap discharge", Trans. JIEE, to be published, 1995
- [8] 笠井重孝, "レ-ザ 誘起電離球의 特性とその放電誘導效果", 修士論文, 1995
- [9] J. Stricker and J. G. Parker, "Experimental investigation of electrical break-down in nitrogen and oxygen induced focused laser radiation", J. Appl. Phys., 53(2), p.851, 1982
- [10] V. I. Buckatyi et al., "Laser-induced discharge in air", Sov. Phys. Tech. Phys., 30, p182, 1985
- [11] G. E. Bromage et al., "Spectroscopic obseravation of the

plasma generated with the 1GW output of a carbon dioxide laser", J. Phys. D:Appl. Phys., 9, p.L33, 1976

[12] Daohong Wang et al., "A preliminary study on laser-triggered lightning", J. Geophys. Res., 99, p.16907, 1994

著 者 名 簿



장 옹 무 (張 龍 茂)

1958년 9월 7일생. 1982년 한양대 공대 전기공학과 졸업. 1985년 동 대학원 전기공학과 졸업(석사). 1988년 동 대학원 전기공학과 졸업(공학박사). 현재 한양대 공대 전기공학과 강사 및 한양대 산업과학연구소 선임연구원



강 형 부 (姜 衡 富)

1937년 8월 29일생. 1962년 일본 국립대판대학 공학부 전기공학과 졸업. 1969년 일본 대판대학 대학원 전기공학과 졸업(공학박사). 현재 한양대 공대 전기공학과 교수. 당학회 평의원