

An Analytical Model of Corona Discharge Plasmas
in Coaxial Cylindrical Reactor

高 旭 熙*
(Wook-Hee Koh)

Abstract - We present a simple analytical expression of plasma density by making use of the electron density equation to study the dynamic behavior of the corona discharge plasma. It assumes that a specified voltage profile is fed through the inner conductor of the reactor chamber consisting of two coaxial conducting cylinders. The analytical description is based on the electron continuity equation with ionization and attachment by electrons. It is found that the electron density profile calculated between two coaxial cylindrical electrodes depends very sensitively on the profile of applied voltage. The analytical expression of plasma density and its generation will provide important scaling laws in the corona discharge plasma.

Key Words : Corona discharge plasma, Electron density equation, Theoretical model, Analytical expression, Reactor with coaxial cylinder

1. 서 론

코로나 방전은 뾰족한 점이나 선 모양의 전극에 전압을 가해주었을 때, 전극 근방의 높은 전기장 영역에서 발생하는 방전으로 배출가스로부터 NOx나 SOx 등의 유해가스를 제거하기 위한 반응로(reactor)나 오존을 생성하기 위한 시스템에 많이 이용되고 있다[1]. 코로나 방전은 전자들의 온도가 배경가스의 온도보다 매우 높은 비평형 플라즈마를 생성하기 때문에, 외부에서 공급되는 에너지를 가스 정화를 위한 플라즈마 생성에 효과적으로 사용할 수 있다. 이것이 코로나 방전 플라즈마가 유해가스 제거 시스템에 이용되고 있는 이유이다.

이와 같은 코로나 방전 플라즈마의 응용을 위해서는 그 특성에 대한 해석이 필수적이다. 지금까지 코로나 방전에 대한 이론적 연구는 컴퓨터를 이용한 수치적 연구[2-6]가 주를 이루어왔다. 수치적 연구는 주로 유체모델을 사용하는 것으로 전하들의 연속 방정식을 Poisson 방정식과 결합하여 풀어서 전자나 이온들의 밀도를 계산하는 방법이다[2,6]. 이런 수치적 연구에서는 전하의 생성과 결합 등의 현상으로 인한 시간에 따른 급작스런 밀도의 변화를 계산해야함으로 매우 복잡한 수치적 방법을 사용해야 하며, 또한 여러 조건에 대한 시뮬레이션에 긴 계산시간이 요구되는 등의 어려운 점이 많이 있다. 코로나 방전 플라즈마에 대한 간단한 해석적 모델의 제공은 능률적인 코로나 방전 시스템의 설계에 매우 유용한 일이다. Uhm[7]은 원통형 펄스 코로나에 대한

해석적 모델을 제시한 바 있다. 그러나 이 모델에서는 전자의 연속방정식에서 $n_e v_e / r$ 항이 누락되었으며, 수치적 결과와의 비교를 통한 모델의 타당성을 입증하지 않았다.

본 논문에서는 코로나 방전의 물리적 특성을 계산하기 위한 동축 원통형 코로나 방전로에서의 플라즈마 밀도의 간단한 해석적 표현을 제시하고, 수치적 결과와의 비교를 통한 모델의 타당성을 보인다. 본 모델에서는 플라즈마 영역에서 전기적으로 중성이 유지되므로 음이온 밀도와 전자 밀도의 합이 양이온 밀도와 같으며, 두 동축 원통형 전극 사이에 공급되는 전압의 형태를 알고 있어 입력 매개변수로 취할 수 있다고 가정한다. 짧은 펄스 전압이 공급되는 원통형 코로나 플라즈마에서는 재결합이 전자 밀도에 미치는 영향이 매우 작으므로 무시하며, 이온화와 전자 흡착이 플라즈마의 발생에 주된 역할을 하는 것이라고 가정한다. 이와 같은 조건 하에서 전자에 대한 연속방정식의 해를 구하여 전자 밀도의 해석적 표현을 얻는다.

본 논문의 2절에서는 원통형 코로나 방전에 대한 물리적 특성을 설명하며, 3절에서는 전자 밀도 함수의 계산을 위한 이론적 모델에 대하여 상세히 설명하고, 결론은 4절에 주어진 다.

2. 원통형 전극 사이에서의 코로나 방전

플라즈마는 전자의 이온화 충돌에 의해서 발생된다. 고에너지의 전자는 중성입자와 충돌하여 중성입자를 이온화(ionization)시키고, 이 과정에서 다시 2차의 전자와 이온들을 생성시키는 반면, 중간정도의 에너지를 갖는 전자는 산소 분자와 같은 입자에 흡착(electron attachment)되어 음이온을 만들게 된다. 이온화 충돌은 전자를 생성시키지만, 흡착

* 準 會 員 : 韓 瑞 大 學 校 電 算 應 用 物 理 學 科
接 受 日 字 : 2003 年 10 月 7 日
最 終 完 了 : 2004 年 1 月 5 日

충돌은 음이온을 생성하며 전자들의 수를 감소시킨다. 이와 같이 플라즈마는 이온화가 흡착보다 더 많이 일어날 때만 발생될 수 있게 된다.

그림 1은 동축 원통형 전극의 구조에서 발생되는 코로나 방전을 모식화하여 나타낸 것으로 r_a 는 안쪽 전극의 반경, r_b 는 바깥쪽 전극의 반경을 나타내며, r_i 는 이온화앞선(ionization front)이 위치하고 있는 곳을 나타내는 이온화앞선 반경이다. 즉, r_i 는 그 안쪽 영역($r_a < r < r_i$)에서 전기장이 0이 되고, 전위가 일정하게 되는 플라즈마 영역과 비 플라즈마 영역의 경계 위치를 나타내는 것이다. 이와 같은 동심 원통형 구조의 안쪽 전극에 높은 펄스 전압을 걸어주면 강한 전기장이 전극 주위에 형성되고, 이 전기장이 절연과파(dielectric breakdown) 전기장보다 크게 되면, 안쪽 전극 근방에서 플라즈마가 발생하여 바깥쪽 전극을 향하여 전파하게 된다[6].

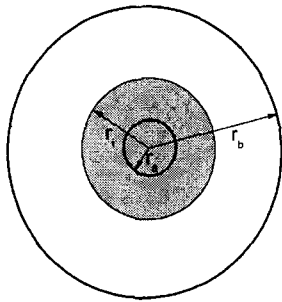


그림 1 두 동축 원통형 전극을 갖는 구조에서의 코로나

Fig. 1 Corona in a cylindrical geometry, consisting of two coaxial cylindrical electrodes.

그림 2는 원통형 코로나 방전 플라즈마에 대하여 수치적으로 계산된 플라즈마 밀도와 전기장을 나타낸 것이다[6]. 그림에서 전기장은 0에서 유한한 값으로 급하게 상승하고, 플라즈마 밀도는 유한한 값에서 0으로 급하게 떨어지고 있는 부분이 있다. 이는 앞에서 언급한 이온화앞선의 구조를 보여주고 있다.

이온화앞선에는 높은 전압이 작용되고 있어, 많은 전하들이 생성되어 그곳에 머물러 있게 된다. 따라서 이온화앞선 바깥 영역 $r_i < r < r_b$ 에서의 전기장은 아래와 같이 나타낼 수 있다[8].

$$E(R) = -\frac{V(t)}{r_b R \ln(R_i)} \quad (1)$$

여기서는 동경좌표 r 대신에 차원이 없는 좌표 $R = r/r_b$ 을 도입하여 표시하였으며, 또한 R_i 는 이온화앞선 반경으로 $R_i = r_i/r_b$ 를 나타낸다.

원통형 코로나 방전 플라즈마는 플라즈마 영역에서는 전기적으로 거의 중성을 유지하므로 그 영역에서 음이온 밀도와 전자 밀도의 합은 양이온 밀도와 같다고 가정한다. 이것은 그림 2의 알짜 전하밀도가 이온화앞선 안쪽 영역에서는

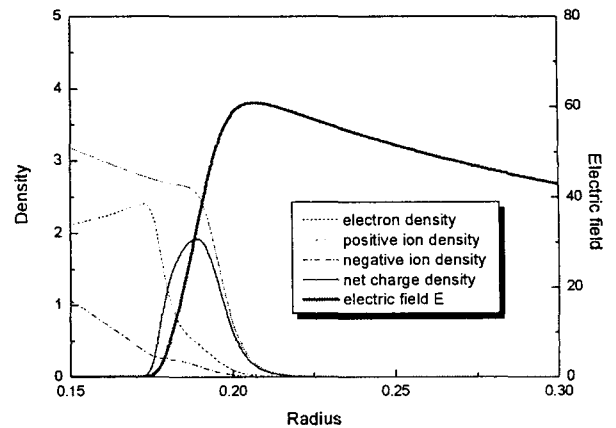


그림 2 원통형 구조에서의 코로나 방전 플라즈마의 이온화앞선

Fig. 2 Ionization front of corona discharge plasma in a cylindrical geometry

0이 되는 것을 보아도 알 수 있다. 이온화앞선 바깥쪽에서는 전자의 충돌에 의한 중성입자들의 이온화와 전자의 흡착에 의한 음이온의 생성이 병행됨으로써 전자에 의한 이온화 및 흡착의 메카니즘은 플라즈마의 거동을 살펴보는데 있어 매우 중요하다. 이온화는 전자를 생성시키고, 전자의 흡착에 의한 음이온의 생성은 전자의 수를 감소시킨다. 플라즈마는 이온화가 전자의 흡착보다 더 많이 일어날 때만 발생될 수 있다. 이온화나 흡착은 둘 다 전자에 의해 일어나므로, 전자의 밀도는 플라즈마의 특성을 결정하는데 있어 매우 중요한 역할을 한다.

3. 전자 밀도 함수의 계산

원통형 코로나 방전에서 전자에 의한 이온화와 흡착을 포함하는 전자밀도에 대한 연속방정식은 아래와 같이 나타낼 수 있다.

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{1}{r_i R} \frac{\partial}{\partial R} (R n_e v_e) = (\alpha - \eta) n_e v_e \quad (2)$$

여기서 n_e 는 전자의 개수밀도를 나타내며, v_e 는 전자의 유동속도(drift velocity), 그리고 α , η 는 각각 이온화 계수 및 전자 흡착계수를 나타낸다. 이온화계수 α 와 전자에 의한 흡착계수 η 는 실험 결과를 근거로 하여 아래와 같이 나타낼 수 있다[9].

$$\alpha = 3.43 \times 10^3 p \exp\left(-\frac{1.62 \times 10^5}{E/p}\right) \quad (3)$$

$$\eta = 14.7 p \exp\left(-\frac{2.45 \times 10^4}{E/p}\right) \quad (4)$$

여기서 E 는 전기장, p 는 압력을 나타내며, 전기장의 단위는 Vcm^{-1} 로 압력의 단위는 기압(atm)으로 나타내었다. 이 계수들은 아래의 범위에서만 유효하다.

$$2.45 \times 10^3 < \frac{E}{p} < 3.68 \times 10^5 \quad (5)$$

전기장 E 는 동경 방향을 따라 불균일하게 분포되는 시간에 따라 변하는 함수로 아래와 같이 매개변수 u 를 사용하여 나타낼 수 있다.

$$\frac{E}{p} = - \frac{V(t)}{r_0 p} \frac{1}{R \ln R_i} = - 10^4 \frac{u(t)}{R \ln R_i} \quad (6)$$

여기서 u 는 편의를 위해 MV/m/atm 단위로 표시하였다.

이 식 (6)을 식 (3), (4), (5)에 대입하여 나타내면 아래와 같은 결과를 얻을 수 있다.

$$\alpha - \eta = 3.43 \times 10^3 p \left[\exp \left(16.2 \frac{R \ln R_i}{u} \right) - 4.3 \times 10^{-3} \exp \left(2.45 \frac{R \ln R_i}{u} \right) \right] \quad (7)$$

$$0.245 < - \frac{u(t)}{R \ln R_i} < 36.8 \quad (8)$$

여기서 $\ln R_i$ 는 R_i 가 1보다 작기 때문에 음의 값을 갖게 된다.

식 (7)의 $\alpha - \eta$ 는 플라즈마 바깥쪽 영역에서의 전기장에 의해서만 나타내어지며, $\alpha - \eta$ 가 양의 값을 가질 때에만 플라즈마가 생성될 수 있으므로 식 (7)로부터 플라즈마가 발생될 조건을 아래와 같이 얻을 수 있다.

$$R_i^{R_i} > 0.6726 \quad (9)$$

플라즈마 영역 $R < R_i$ 에서는 전기장이 영이 되므로 식 (9)의 우변의 u 가 0이 되어 우변은 1이 되는데, 이것은 좌변의 R_i 가 항상 1보다 작아 결코 만족될 수 없으므로 플라즈마 영역 내에서는 식 (9)의 조건이 만족될 수 없다는 것을 말해준다. 한편 이온화 앞선 이후의 영역에서는 $R_i < R < 1$ 의 관계를 가지므로 아래와 같은 관계를 만족한다.

$$R_i^{R_i} > R_i^R \quad (10)$$

따라서 이 영역에서 플라즈마가 발생되지 않을 조건은 식 (9)와 (10)으로부터 아래와 같이 나타낼 수 있다.

$$u < u_c = - 2.52 R_i \ln(R_i) \quad (11)$$

즉, 이온화앞선에서의 전압이 충분히 크지 않아 식 (11)이 만족된다면 플라즈마가 결코 발생되지 않는다는 뜻이다.

그림 3은 이온화앞선 반경에 대한 임계값 u_c 의 변화를 나타낸 것이다. 그림에서 보는 바와 같이 u_c 는 R_i 가 0에서 1로 증가해감에 따라 단조 증가하다가 $R_i = 0.368$ 에서 최대값 0.945를 갖고, 다시 단조 감소하여 0이 된다. 이 임계값의 곡선보다 위쪽의 값을 가질 때만 플라즈마가 발생하게 된다. 다시 말해, $u > u_c$ 이 되는 높은 전압이 주어지면 전자들은 중성입자들을 이온화시키기 충분한 에너지를 얻게 되어 제 2의 전자들을 계속 생성하여 플라즈마를 발생시키지만, $u < u_c$ 인 낮은 전압 하에서는 적은 양의 에너지를 얻게 되어 전자 흡착을 일으키게 되고, 이와 같은 과정에서 전자들은 계속 소멸되므로 플라즈마가 발생되지 않게 된다.

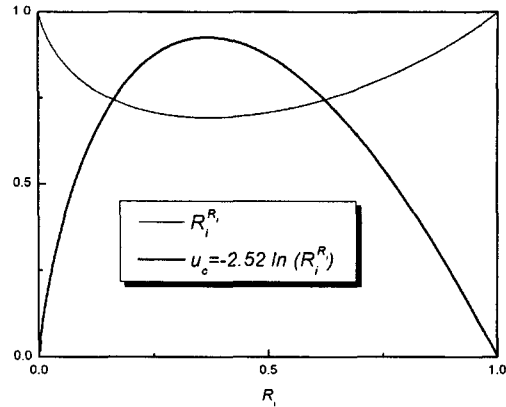


그림 3 이온화 앞선 반경 대 $R_i^{R_i}$ 와 임계 break-down 파라메타 u_c .

Fig. 3 Plots of $R_i^{R_i}$ and the critical breakdown parameter u_c versus the ionization front radius R_i .

플라즈마에서의 전자의 유동속도 v_e 는 아래와 같이 나타낼 수 있다.

$$v_e = \mu_e E(R) \quad (12)$$

여기서 μ_e 는 전자의 이동도를 말한다. 플라즈마 영역 $R_0 < R < R_i$ 에서의 전기장이 0이 되므로 전자의 유동속도 v_e 도 0이 된다. 따라서 식 (2)로부터 아래와 같은 관계식을 얻을 수 있다. 즉, 플라즈마 영역에서의 전자의 밀도는 시간에 따라 변하지 않는다.

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = 0, \quad R_0 < R < R_i \quad (13)$$

반면 주어진 위치 R 이 이온화앞선의 앞쪽 영역 ($R_i < R < 1$)에 있으면 플라즈마가 발생하게 되며, 이온화앞선이 진행하여 이 지점에 도달하게 되면 그 진행을 멈추게 된다. 식 (9)의 조건이 만족되는 R 의 최대값 R_m 은 아래와 같이 나타낼 수 있다.

$$R_m = - u \frac{0.3892}{\ln(R_i)} \quad (14)$$

이온화가 지배적인 영역은 R_i 와 R_m 사이의 영역으로 그 폭을 아래와 같이 표시할 수 있다.

$$\Delta R = R_m - R_i \quad (15)$$

이때 식 (9)과 (11)로부터 아래와 같은 관계를 유도할 수 있다.

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{u - u_c}{u} \quad (16)$$

대부분의 실험에서 u 는 u_c 에 매우 근접한 값으로 주어진다. 따라서 이온화 지배 영역의 폭은 상대적으로 매우 좁게 된다. 그러므로 이 영역에서의 전기장의 변화가 매우 작다

고 할 수 있으며, 그에 따라 전자의 유동속도의 변화도 매우 작아 무시할 수 있다. 하지만, 전자밀도의 변화는 매우 크게 되어 중요하게 된다. 이와 같은 것을 고려하여 식 (2)를 아래와 같이 다시 나타낼 수 있다.

$$\frac{dn_e}{dt} = \frac{\partial n_e}{\partial t} + v_e \frac{\partial n_e}{\partial r} = (\alpha - \eta - \frac{1}{\tau_b R}) n_e v_e \quad (17)$$

앞서 얻은 식 (7)을 식 (17)에 대입하고, $v_e = r_b dR/dt$, $v_F = r_b dR_e/dt$, $dR = (v_e/v_F) dR_e$ 의 관계를 사용하여 다시 나타내면 아래 식과 같이 된다.

$$\frac{dn_e}{n_e} = \{ 3.43 \times 10^3 p \{ \exp(16.2 \frac{R \ln R_e}{u}) - 4.3 \times 10^{-3} \exp(2.45 \frac{R \ln R_e}{u}) \} - \frac{1}{\tau_b R} \} \frac{r_b}{F} dR_e \quad (18)$$

여기서 v_F 는 이온화앞선의 속력을 나타내고, F 는 $v_F = F \mu_e E(R_e)$ 의 관계를 갖는 형태인자로 여러 물리적 조건에 따라 달라지며, $F \approx (\mu_e/\mu_e)^{1/2}$ 로 나타낼 수 있는 것으로 공기에 대한 전형적인 값은 0.15이다. 이 식은 앞서 언급한 대로 아래와 같이 이온화가 지배적인 영역에서만 성립된다.

$$R_e > R_c = 0.6776 u^R \quad (19)$$

이 것으로부터 식 (18)의 적분의 하한값 R_L 을 구할 수 있다. R_e 가 R_0 보다 작을 수는 없으므로 R_L 은 R_e 와 R_0 중 더 큰 값을 취하면 된다. 이와 같은 방법으로 식 (18)을 적분하여 나타내면 아래와 같이 된다.

$$\ln \frac{n_e}{n_0} = \frac{r_b}{F} \int_{R_L}^{R_e} \{ 3.5 \times 10^3 p \{ \exp(16.2 \frac{R \ln R_e}{u(R_e)}) - 4.3 \times 10^{-3} \exp(2.45 \frac{R \ln R_e}{u(R_e)}) \} - \frac{1}{\tau_b R} \} dR_e \quad (20)$$

여기서 n_0 는 이온화앞선 반경이 $R_e = R_L$ 일 때의 전자밀도의 값을 나타낸다. 전압 분포와 이온화앞선 반경은 둘 다 시간에 따라 변하게 되므로, 전압 분포를 이온화앞선 반경으로 표시할 수 있고, 이는 u 를 R_e 의 함수로 나타낼 수 있다는 것을 말해준다.

어떤 순간의 전자밀도의 분포는 이온화앞선 반경 R_e 로 표시된 매개변수 u 의 분포를 주고, 식 (20)의 적분을 하면 구할 수 있다. 매개변수 u 의 분포가 아래식과 같을 때, 식 (20)은 그림 4와 같은 결과를 준다.

$$u(R_e) = \begin{cases} 1.2(1 - \exp(-\frac{0.025 + R_e}{R_e})) & R_e \leq 0.45 \\ u(0.45) \exp(-\frac{R_e - 0.45}{R_e}) & R_e > 0.45 \end{cases} \quad (21)$$

그림 4는 안쪽 반경은 $R_0 = 0.02$, 바깥쪽 반경은 $r_b = 5\text{cm}$ 이며, 식 (21)의 R_e (펄스가 증가되는 범위)의 값이 0.09인 경우에 대해 u 와 전자밀도의 그래프를 나타낸 것이다. 그림에서

보는 바와 같이 전자밀도는 매개변수 값이 어느 정도 이상인 곳에서만 유한한 값을 갖게 되고, 안쪽 전극 근방에서 최대 값을 갖는다. 펄스 형태의 매개변수 분포의 변화가 플라즈마 발생에 미치는 영향을 조사하기 위하여 식 (21)의 R_e 값의 변화에 따른 전자밀도 분포의 변화를 계산한 결과를 그림 5에 나타내었다.

그림 5에서 보는 바와 같이 R_e 가 짧을수록 $R = 0.45$ 근방의 전자밀도 피크 값은 변화가 거의 없는 반면, 안쪽 전극 근방의 전자밀도의 피크 값은 점점 증가하게 되는 것을 알 수 있다. 이는 안쪽 전극에 걸어주는 펄스 전압의 증가가 급할수록 매개변수 u 가 임계값 u_c 에 빨리 도달하게 되어 일어나는 현상으로 매개변수가 임계 값 이상이 될 때만 플라즈마가 발생된다는 것을 보여주는 것이다. 다시 말해 같은 지점에서 더 높은 전압이 작용될수록 더 많은 전자가 생성된다는 것을 말해준다. 이와 같이 안쪽 전극 근방의 펄스 증가 폭의 변화가 전자밀도의 변화에 매우 민감한 영향을 미친다는 것을 알 수 있다.

그림 6은 그림 5의 기하학적 구조와 비슷한 모양의 펄스 전압을 가해주었을 때의 수치적 계산 결과를 나타낸 것이다. 전자밀도의 분포가 그림 5와 유사한 모양을 가지는 것을 알 수 있다. 이와 같이 그림 5와 그림 6의 결과를 정성적으로 비교하는 것으로부터 제시된 전자밀도의 해석적 표현에 대한 타당성을 확인할 수 있다. 이 수치적 모델에 의한 전자밀도 함수의 계산을 위해 소요되는 시간은 해석적 모델에 의한 계산 시간의 몇 천배에 달한다. 본 해석적 모델은 여러 조건을 바꾸어 가면서도 아주 짧은 시간 안에 계산 결과를 얻을 수 있기에 코로나 방전 플라즈마의 특성 연구를 위해 매우 유용한 수단이라 할 수 있다.

이와 같은 방법으로 매개변수 u 의 분포가 주어지면 식 (20)으로부터 전자밀도 함수의 분포를 구할 수 있고, 이 전자밀도 함수에 대한 계산은 실험 조건에 따라 다르게 생성되는 플라즈마 특성을 해석하기 위해 반드시 필요한 것이며, 플라즈마 발생의 최적 조건의 산출에 매우 중요한 역할을 한다.

4. 결 론

본 논문에서는 원통형 코로나 방전 플라즈마에 대한 간단한 해석적 모델을 제시하였다. 플라즈마 밀도에 대한 해석적 표현은 플라즈마의 생성에 주된 역할을 하는 이온화 충돌과 전자흡착 충돌만을 가정하고, 전자의 연속방정식을 해석적으로 풀어서 얻었다. 펄스형 전압이 공급되는 경우에 대하여 전자밀도를 계산한 결과, 펄스 증가 폭의 변화 등 전압 형태의 변화가 전자밀도 분포의 변화에 매우 민감한 영향을 미친다는 것을 알 수 있었다. 또한 이 결과와 수치적 모델에 의해 계산된 결과와의 정성적 비교를 통해 본 모델에 대한 타당성을 입증하였다.

본 모델에 의한 전자밀도 함수의 계산 시간은 1차원 수치적 모델에 의한 계산 시간의 몇 천분의 일에 불과하다. 따라서 본 모델의 사용은 복잡한 수치 계산이나 실험을 하지 않고 짧은 시간 내에 여러 다양한 조건에서의 코로나 방전 플라즈마의 특성을 해석할 수 있게 함으로써 코로나 방전 반응로의 최적 설계에 기여할 수 있을 것이다.

참 고 문 헌

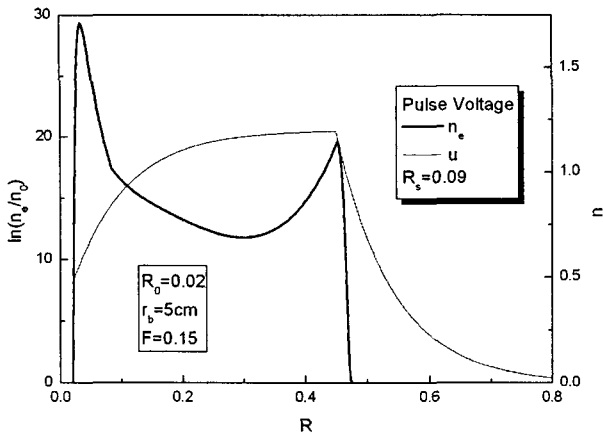


그림 4 전자 밀도 n_e 와 breakdown 파라메타 u 의 분포
 Fig. 4 The profiles of electron density n_e and breakdown parameter u

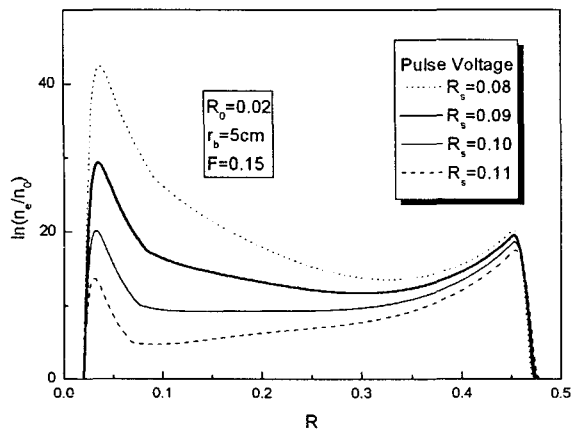


그림 5 여러 펄스 증가 R_s 에 대한 전자 밀도 n_e 의 분포
 Fig. 5 The profiles of electron density n_e for various pulse rise R_s

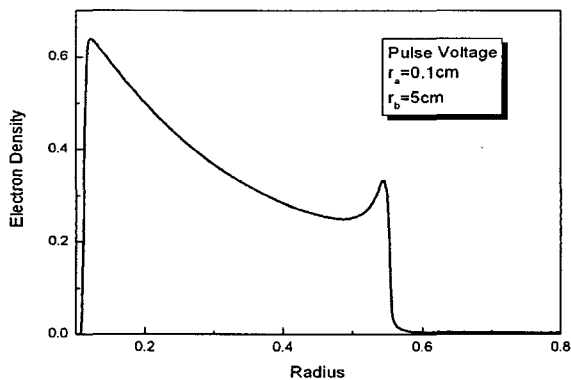


그림 6 수치적 모델에 의해 계산된 전자밀도 n_e 의 분포
 Fig. 6 Distribution of electron density n_e calculated by a numerical model

- [1] J. S. Chang, H. A. Lawless and T. Yamamoto, IEEE Trans. on Plasma Sci., Vol. 19, pp. 1152-1160, 1991.
- [2] R. Morrow and J. J. Lowke, "Streamer propagation in air", J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 30, pp. 614-620, 1997.
- [3] I. Odorobia and M. Cernak, "Numerical simulation of streamer-cathode interaction", J. Appl. Phys., Vol. 78, pp. 3635-3642, 1995.
- [4] A. A. Kulikovskiy, "Three-dimensional simulation of a positive streamer in air near curved anode", Phys. Letters A, Vol. 245, pp. 445-452, 1998.
- [5] P. A. Vitello, B. M. Penetrante, and J. N. Bardsley, "Simulation of negative-streamer dynamics in nitrogen", Phys. Rev. E, vol. 49, pp. 5574-5598, 1994.
- [6] W. H. Koh and I. H. Park, "Numerical Simulation of a Pulsed Corona Discharge Plasma", J. Korean Phys. Soc., Vol. 42, pp. 920-924, 2002.
- [7] H. S. Uhm and W. M. Lee, "An analytical theory of corona discharge plasmas", Phys. Plasma, Vol. 4, pp. 3117-3128, 1997.
- [8] J. R. Roth, Industrial Plasma Engineering, chap. 8, Institute of Physics Publishing, 1993.
- [9] R. S. Sigmond, "The residual streamer channel: Return strokes and secondary streams", J. Appl. Phys., Vol. 56, pp. 1355-1370, 1993.

저 자 소 개



고 옥 희 (高旭熙)

1959년 6월 21일생. 1983년 서울대학교 물리교육과 졸업. 1985년 한국과학기술원 물리학과 졸업 (이학석사). 1992년 한국과학기술원 물리학과 졸업 (이학박사). 1993년~현재 한서대학교 컴퓨터응용물리학과 교수

Tel : 041-660-1322

Fax : 041-660-1119

E-mail : whkoh@hanseo.ac.kr