한국전기전자재료학회 추계학술대회 논문집 1997.

복합 유체-입자(몬테칼로)법을 이용한 유사스파크 방전의 기동 특성 해석

Ignition Characteristics Analysis of Pseudospark Discharge using Hybrid Fluid-Particle(Monte Carlo) Method

주흥진 한양대학교 공대 전기공학과
심재학 한양대학교 공대 전기공학과
강형부 한양대학교 공대 전기공학과

Heung-Jin Ju Dept. of Electrical Eng. Hanyang University
Jae-Hak Shim Dept. of Electrical Eng. Hanyang University
Hyung-Boo Kang Dept. of Electrical Eng. Hanyang University

Abstract

The numerical model that can describe the ignition of the pseudospark discharge using hybrid fluid-particle method has been developed. The evolution process of the discharge has been divided into four phases along the potential distribution. After the plasma enters in the hollow cathode, the confining effect which is one of hollow cathode properties occurs and the electron current on anode rises rapidly. As the plasma expands successively, the sheath contracts and as the electric field in the sheath increases, the field-enhanced thermionic emission(Schottky emission) occurs.

From numerical results, the physical mechanism that causes the rapid current rise in the ignition of the pseudospark discharge could be identified.

1. 서론

최근 많은 기술분야에서 시간적·공간적으로 에너지를 집중시키는 요구가 점차 증대되고 있으며, 이 분야에 펄스 대전류를 사용하고 있다. 이러한 대전류는 상용전력계통에서 직접 얻는 것이 곤란하므로, 일반적으로 작은 전력을 에너지 축적 시스템에 저장하여 이를 짧은 시간에 방출함으로써 펄스 대전류를 얻는다. 이를 위해서는 고전압·대전류를 제어할 수 있는 고속의 대전류 스위치가 중요한 역할을 하므로, 펄스파워 기술의 개발은 전적으로 스위치 기술에 의존한다고 해도 과언이 아니다. 고속의 대전류 스위치로 현재 많이 이용되는 것에는 고압 방전 갭(high pressure discharge gap), 이그니트론(*ignitron*), 사이러트론(*thyratron*)등이 있으나, 전극의 손상이 심해 반복율이 좋지 않거나, 전류밀도에 제약을 받는 등 효율적이지 않다.

Christiansen은 1979년 중성화된 플라즈마 상태에서 공간 전하에 의한 입자 가속 여부를 조사하던 중, 중공음극(hollow cathode)에서 플라즈마 트리거에 의한 방전 전류의 밀도를 제어하는 방법을 연구하면서 유사스파크 방전을 발견했는데, 일반적인 스위치와 비교해서 전압을 인가한 후 전류 상승이 매우 빠르고, 대전력에서 높은 반복율을 가지며, 전극의 손상이 거의 없으므로 수명이 길고, 또한 대전류 단계의 지속이 microsecond 또는 그 이상 길게 나타나는 등 새로운 종류의 대전력 스위치로 관심을 끌고 있다. 또한 대전류 방전으로 전이될 때 강한 전자 빔과 이온 빔 그리고 x-ray를 발생시킬 수 있어서 재료의 미세 가공과 하전 입자 빔원으로도 흥미를 끈다[1][2][3].

유사스파크 방전을 일으키는 가장 간단한 구조는 평행평판 전극으로 되어 있으며, 그 중심에 구멍이 있고, 전극은 중공(hollow)형태를 취한다. 또한 중심 구멍의 크기는 전극의 크기에 비해 아주 작다. 보통 중공 양극도 이용되지만 본 연구에서는 양극은 평판, 음극은 중공 음극을 취했으며, 단일 갭 구조를 사용하였다.

본 연구에서는 2차원, 원통형 유사스파크 스위치 모델을 기초로 하며, 유사스파크 방전을 발생시키는 mechanism을 모의실험(simulation)을 통해 정성적으로 해석하였다.

2. 유사스파크 방전의 특성

유사스파크 스위치는 저기압(0.1~1[torr]) 글로(glow) 모드에서 동작하는 기체 방전 장치로, Paschen 곡선의 최소값 좌측 영역에서 동작한다. 유사스파크 방전의 특성은 방전관의 구조와 기체 압력에 의존하며, 다음과 같은 세가지 측면에서 다른 방전과 구별된다.

1) **빠른 전류 상승률** - 전압을 인가한 후 짧은 시간 동안 방전 전류가 급 격히 상승한다. 단일 갭 구조에서 10[kA]의 전류와 20[kV]의 전압을 인가했을 때, 전류 상승률은 5×10^{11}[A/sec]이고, 100[kHz]의 반복률을 나타낸다[4].

2) **하전입자 빔의 발생** - 대전류 방전으로 전이할 때 강한 전자빔의 발생을 수반한다. 전류가 상승하는 수십[ns]동안 전자빔은 전 방전전류의 10~20[%]까지 도달한다[5].

3) **고밀도 글로** 대전류밀도에서 아크와 같은 필라멘트

가 보이는 것과는 달리 유사스파크 방전은 중공음극 전체에 나타나므로 아크에 관련된 전극 표면의 손상이 거의 없다. 대전류 단계가 μs 또는 그 이상 길게 지속되고, 전자밀도가 $10^{15}[\mathrm{cm}^{-3}]$ 정도로 나타나며, 음극에서의 전계강화 열전자방출로 이와 같은 대전류밀도의 형성을 설명할 수 있다[6].

3. 물리적 모델과 수치적 방법

본 연구의 목적은 유사스파크 방전모드의 개시를 제어하는 물리적 과정을 확인하는데 이용될 수 있는 수치적 모델을 개발하는 것으로, 정밀한 실험결과를 도출해 내기보다는 여러 가지 파라미터(갭 길이, 압력, 인가전압 등)를 변화시킴으로써 나타날 수 있는 현상을 설명하는 데 중점을 두었다.

3.1 물리적 모델

2차원, 원통좌표계에서 시간에 의존하는 유사스파크 모델을 고려하여, 전자·이온의 수송에 대한 유체적 설명과 이와 결합된 전계에 대한 Poisson 방정식을 이용하였고[7][8], 전자·이온의 유체방정식에서 전리 소스항은 몬테칼로법으로 계산하였다.

유사스파크 방전을 기술하는 기본적인 방정식은 다음과 같이 표현된다.
전자밀도를 n_e, 정이온 밀도를 n_p, 전위를 V로 하였을 때 전자·이온에 대한 연속 방정식은 식 (1)로 나타나고,

$$\frac{\partial n_{e(p)}}{\partial t} + \nabla \cdot (n_{e(p)} v_{e(p)}) = S_i \tag{1}$$

Poisson 방정식은 식 (2)로 표현된다.

$$\nabla^2 V = -\frac{|e|}{\varepsilon_0}(n_p - n_e) \tag{2}$$

여기서 $v_{e(p)}$는 전자(정이온)의 평균속도, e는 전자의 전하량, ε_0는 자유공간의 유전율이다. 또, S_i는 연속방정식의 전리소스항이다.
또한 하전입자 flux는 다음처럼 표현된다.

$$\begin{aligned}\phi_{e(p)} &= n_{e(p)} v_{e(p)} \\ &= n_{e(p)} \mu_{e(p)} E - \nabla (n_{e(p)} D_{e(p)})\end{aligned} \tag{3}$$

여기서 $\mu_{e(p)}$는 전자(정이온)의 이동도, $D_{e(p)}$는 전자(정이온)의 자유확산계수이다.

몬테칼로법은 계산기에서 발생된 난수를 사용하여 대상을 확률적으로 해석하는 방법으로, 이 방법을 이용하여 이온충돌에 의해 음극에서 방출되는 이차전자들이 양극에 흡수되기 전에 더 이상 전리를 시킬 수 없을 정도의 에너지를 가질 때까지의 경로를 추적하여 전리소스항을 계산하였다.

3.2 수치적 방법

Implicit 적분 기술을 사용하여 전계에 대한 Poisson 방정식과 전자·이온에 대한 연속방정식을 동시에 계산하였다.

수송 방정식과 Poisson 방정식을 유한 차분법으로 표현하여, 전자·이온의 연속방정식은 exponentially- fitted discretization법으로 계산하였는데, Scharfetter- Gummel에 의해 제시된 이 방법은 2차원 반도체 장치에서 전자와 홀 수송에 대한 지배방정식을 모델링할 때 사용되었으며, 시스(sheath)와 플라즈마 영역의 해석에 매우 효율적이다[9]. 또한 Poisson 방정식은 SOR(successive over-relaxation)법을 이용하여 계산하였다.

본 연구에서는 유체방정식의 수치적 적분을 100회씩 실시할 때마다 몬테칼로법을 이용하여 전리 소스항을 새롭게 계산하였다. 계산된 사용된 전자는 이온 충돌에 의해 음극에서 방출된 이차 전자이며, 이들 중 200개를 샘플링하여 음극면에 고르게 분포시켰다.
연속방정식의 전리 소스항은 식 (4)로 표현된다.

$$S(r,z,t) = F(t) N_i(r,z,t)/(2\pi r dr dz) \tag{4}$$

여기서, $N_i(r,z,t)$는 방출된 이차전자당 몬테칼로법으로 계산된 전리전자수이고, $F(t)$는 단위시간당 음극방출 이차전자수로서 유체법을 이용하여 각 시간간격마다 계산된다. 유체방정식에서 적분 시간 간격이 아주 작으므로, 두 번의 연속적인 몬테칼로 계산 사이의 전리소스항은 식 (5)처럼 계산하였다.

$$S(r,z,t+\Delta t) = S(r,z,t) \times \frac{F(t+\Delta t)}{F(t)} \tag{5}$$

4. 경계조건과 입력데이타

벽과 전극에서 하전입자 밀도는 0으로 하였으며, 벽에서 전위는 양극으로부터 선형으로 감소한다고 하였다. 이차전자는 양극을 마주보는 음극을 제외한 모든 음극면에서 이온충돌에 의해서만 방출된다고 하였으며, 이차전자 방출계수는 0.3으로 하였다. 유체방정식에 사용되는 입력데이타로는 확산계수와 이동도가 있는데 이들은 환산전계의 함수로 나타난다[10].

그림 1은 몬테칼로 시뮬레이션에 사용된 아르곤 가스의 전자산란 단면적[11]을 나타낸 것으로서, 전리전자수를 구하는데 관심이 있으므로 원자 여기상태를 1가지만 고려하였고, 여기상태의 원자와 전자간의 상호 충돌에 의한 전리는 계산하지 않았다.

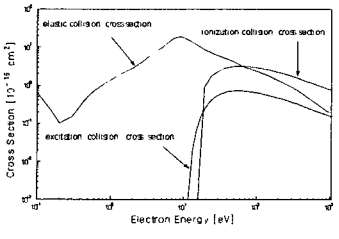

그림 1 Ar기체의 전자 산란 단면적

5. 결과 및 고찰

그림 2는 본 연구에서 사용한 유사스파크 방전 모델로 양극에 1000[V]의 전압을, 음극은 0[V]의 전압을 인가하였다. 외부회로의 영향은 고려하지 않았고, 0.5[torr]의 압력에서 아르곤(Ar) 기체를 사용하였다. 또한 트리거 효

과를 시뮬레이션하기 위하여 중공음극 내부에만 $10^9[cm^{-3}]$의 균일한 초기 전자·이온밀도를 주었다.

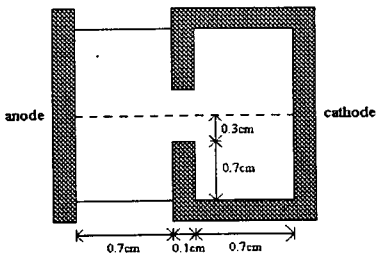

그림 2 유사스파크 스위치의 구조

그림 3는 중공음극 내부에 초기 전자·이온을 부여하기 직전에서의 등전위면을 나타낸 것이며, 양극에서 음극으로의 두 개의 연속적인 등전위면 사이의 전압강하는 100[V]이다.

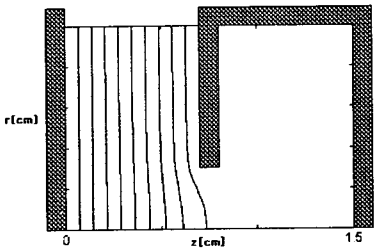

그림 3 진공의 등전위분포

본 연구에서는 등전위면의 분포에 따라 방전의 진행과정을 4단계로 나누어, 그 시간에서의 전자와 이온의 밀도 및 전계의 크기를 계산하여 설명하였다.

1. Townsend 방전

그림 4(a), (b), (c)는 t=3[ns]에서의 등전위면 및 방전축에서의 초기 하전입자의 동향과 전계의 크기를 나타낸 것이다.

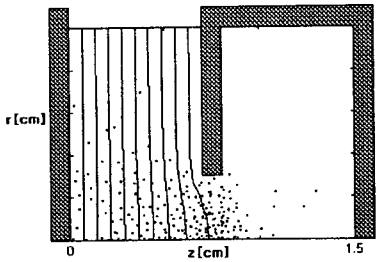

그림 4(a) t=3[ns]에서의 등전위분포

등전위 분포 그림에서 표시된 점들은 몬테칼로법에 의해 계산된 전자의 충돌위치를 나타낸 것이다.

이 시간에는 중공음극 내부에서의 전계가 아주 약하여 drift flux보다는 diffusion flux에 의해서 전자는 음극홀을 통해 양극으로 이동하고, 이온의 이동은 거의 없다. 또한 전자는 중공음극과 갭에서 거의 전리충돌을 일으키지 않으며, pd(압력과 전극간 거리의 곱)가 작기 때문에 갭에서 에너지 손실이 거의 없이, 양극에 흡수된다. 이 단계는 Townsend 방전과 유사하고, 이온의 음극 충돌에 의해 중공음극 내부에서 생성된 2차전자가 전자사태를 일으키며 양극으로 이동하면서 갭과 음극홀에 이온밀도를 점차 증가시킨다.

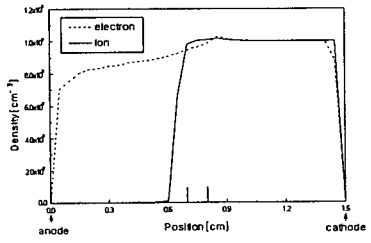

그림 4(b) 대칭축상의 전자 및 이온의 밀도. t=3[ns]

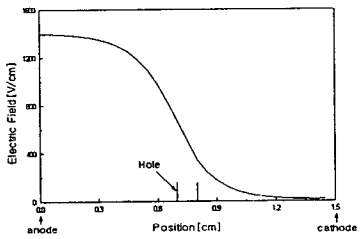

그림 4(c) t=3[ns]에서의 대칭축상의 전계의 세기

2. 플라즈마 형성

그림 5(a), (b), (c)에서와 같이 이온공간전하가 계속해서 증가함에 따라 갭과 중공음극에서 전계가 왜곡되고, 전자증배는 계속 커진다.

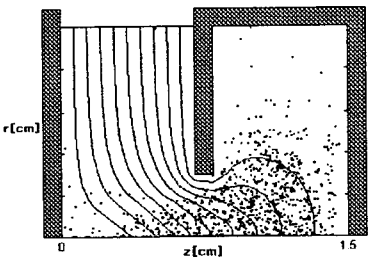

그림 5(a) t=120[ns]에서의 등전위분포

양극 근처에서는 전계가 감소하면서 전자가 양극 근처에 쌓이게 되고, 양극에서부터 플라즈마가 형성된다. 전자가 계속 쌓이게 됨에 따라 축에서의 양극의 전위면이 점차 음극쪽으로 이동하게 되고, 플라즈마도 점차 음극쪽으로 확대된다. 양극에 유입되는 전자전류밀도는 계속해서 증가하고, 이 때의 전자는 넓은 에너지 분포를 가지고 양극에 흡수된다.

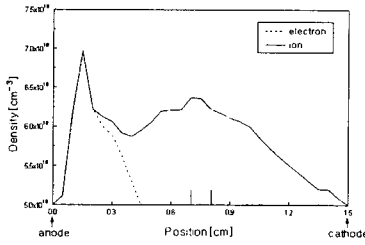

그림 5(b) 대칭축상의 전자 및 이온의 밀도. t=120[ns]

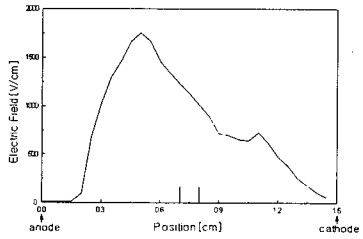

그림 5(c) t=120[ns]에서의 대칭축상의 전계의 세기

3. 중공음극 효과의 개시

그림 6(a)은 시간 t=150[ns]에서의 등전위면을 나타낸 것으로, 플라즈마가 홀을 통과하여 중공음극 내부로 들어가게 되며, 이 때 음극홀과 중공음극 내부의 방전축에서의 전위가 거의 양극 전위와 비슷해짐을 알 수 있다. 작은 음극홀의 크기로 인한 중공음극의 감금효과 때문에 이 단계에서 전자 증배는 최대가 되며, 전자는 중공음극 내부와 갭에서 계속 전리충돌을 일으켜 플라즈마 밀도를 증가시킨다.

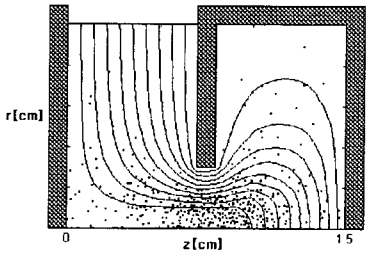

그림 6(a) t=150[ns]에서의 등전위분포

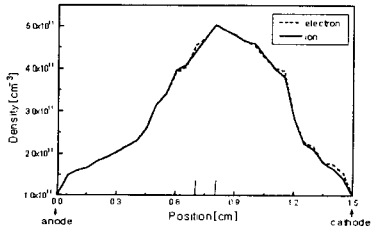

그림 6(b) 대칭축상의 전자 및 이온의 밀도. t=150[ns]

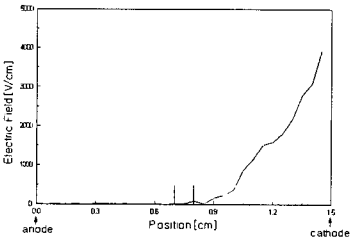

그림 6(c) t=150[ns]에서의 대칭축상의 전계의 세기

4. 플라즈마 확장과 전자탈출

플라즈마가 중공음극 내부로 들어간 후, 연속적인 전리충돌에 의해서 밀도가 증가함에 따라 중공음극 전체로 확장되어, 시스(sheath)를 수축시킨다(그림 7(a)). 시스의 수축은 전자증배를 감소시키지만, 중공음극의 감금효과 때문에 전자증배는 어떤 시스길이에서도 방전을 유지하는 데 필요로하는 증배보다도 항상 크게 된다. 그러므로 방전전류가 계속 증가하게 되며, 이러한 중공음극 효과는 방전이 정상상태에 도달하는 것을 막는 역할을 한다.

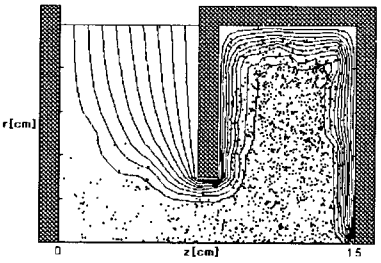

그림 7(a) t=180[ns]에서의 등전위분포

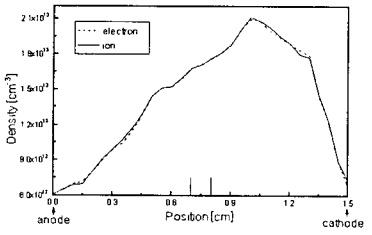

그림 7(b) 대칭축상의 전자 및 이온의 밀도. t=180[ns]

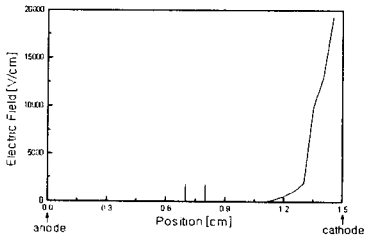

그림 7(c) t=180[ns]에서의 대칭축상의 전계의 세기

이 이후의 단계에서는 중공음극 내부에서의 계속적인 플라즈마 확장에 의해 시스가 더욱 더 수축하게 된다. 전체적인 전압강하가 시스에서 발생하므로, 음극면에서의 전계가 계속 증가하게 되고, 전계방출 또는 전계강화 열전자방출(Schottky 방출) 등의 다른 전자방출과정이 일어난다. 그리고 이러한 현상이 방전전류의 빠른 상승의 원인이 된다. 그러나, 이러한 단계는 시스의 길이가 보통 수백 μm이하가 될 때 발생되므로 본 시뮬레이션으로는 이를 확인할 수 없다.

그림 8은 시간이 경과함에 따라 양극에 유입되는 전자전류를 나타낸 것이다. 처음에는 초기에 중공음극에 부여한 seed 전자가, 10[ns]를 지난 후에는 전리충돌에 의해 생성된 전자가 점차 양극에 유입된다. 플라즈마가 중공음극에 들어가는 시간부터 전자전류는 빠른 상승을 하기 시작한다.

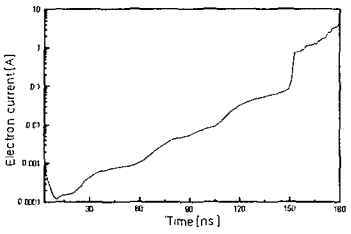

그림 8 시간에 따라 양극에 유입되는 전자전류

6. 결론

수치해석적 방법을 통하여 유사스파크 방전을 발생시키는 메카니즘을 밝히고자 하는 본 연구에서는 수송계수(이동도, 확산계수)를 국부전계의 함수로 나타내었고, 몬테칼로법을 사용하여 전자 충돌에 의한 전리소스항을 계산한 후, 이를 유체방정식의 입력에 대입하였다.

유체-입자법을 이용함으로서 평형가설(국부 전계근사)로 계산하였을 때에는 나타나지 않는 중공음극의 특성인 감금효과 및 전자탈출 현상을 확인할 수 있었다. 일단 플라즈마가 중공음극 내부로 들어가면 양극에 유입되는 전자전류가 빠르게 상승함을 볼 수 있었고, 플라즈마 확장으로 인한 시스 수축으로 전자증배가 감소되지만 중공음극의 감금효과 때문에 전자증배는 어떤 시스길이에서도 방전을 유지하는데 필요로하는 증배보다 항상 크게 되어 방전이 정상상태에 도달하지 않고 계속 진행함을 알 수 있었다.

물리적 또는 수치적인 이유로 아주 작은 시스두께의 값과 연관된 현상을 설명할 수 없기 때문에, 본 시뮬레에션에서는 음극방출 과정을 포함시키지 못하였다. 앞으로 이러한 단계를 해석할 수 있을 정도로 모델을 확장한다면 최종적으로 빠른 전류의 상승을 확인할 수 있을 것이다.

[Reference]

[1] J. Christiansen and Ch. Schultheiss, "Production of high current particle beams by low pressure spark discharges," *Z. Physik A* 290, pp. 35-41, 1979

[2] K. Frank and J. Christiansen, "The fundamental of the pseudospark and its applications," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 17, pp. 748-753, 1987

[3] H. Riege and E. P. Boggasch, "High-power, high-current pseudospark switches," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 19, pp. 775-777, 1989

[4] G. Mechtersheimer, R. Kohler, et al., "High repetiton rate, fast current rise pseudospark switch, " *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 17, pp. 754-757, 1989

[5] W. Benker, et al., "Generation of intense pulsed electron beams by pseudospark discharges," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 17, pp. 286-296, 1989

[6] W. Hartmann and M. A. Gundersen, "Origin of anomalous emissionin super dense glow discharges," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 60, pp. 2371-2374, 1988

[7] J. P. Boeuf, "A two-dimensional model of dc glow discharges," *J. Appl. Phys.*, vol. 63, no 5, pp. 1342-1349, 1988

[8] J. P. Boeuf and L. C. Pitchford, "Pseudospark Discharges Via Computer Simulation," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 19, pp. 286-296, 1991

[9] D. L. Sharfetter and H. K. Gummel, "Large-signal analysis of a silicon read diode oscillator," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. ED-16, pp. 64-67, 1969

[10] A. L. Ward, "Calculation of cathode-fall characteri-stics," *J. Appl. Phys.*, vol. 33, pp. 2789-2794, 1962

[11] A. Fiala, L. C. Pitchford and J. P. Boeuf, "Two-dimensional, hybrid model of low-pressure glow discharges," *Phys. Rev. E*, vol. 49, pp. 5607-5622, 1994