J. Inst. Electrostat. Jpn.
論　文

静電気学会誌，**39**, 5（2015）204-209

負極性ストリーマ放電のシミュレーションおよび実験計測との比較

齊藤　大揮*，花川　亘*，小室　淳史**，小野　亮*, 1

（2015年3月5日受付；2015年7月15日受理）

Simulation of Negative Streamer Discharge and Comparison with Experimental Measurement

Daiki SAITO*, Wataru HANAKAWA*, Atsushi KOMURO** and Ryo ONO*, 1

（Received March 5, 2015; Accepted July 15, 2015）

We simulated a negative streamer discharge and compared the simulation results with experimental results in order to verify the validity of the simulation. The comparison showed that our simulation is partly in agreement with the measurement results. With the simulation results, the reduced electric field and electron density distribution in the streamer were analyzed. The difference between the negative and positive streamers was discussed.

1. はじめに

ストリーマ放電とは，大気圧中で発生する誘電体バリア放電やコロナ放電といった様々な放電を構成するフィラメント状の放電であり，大気圧プラズマの一種として知られている．その特徴として，荷電粒子の衝突などによって生成される活性種と呼ばれる化学種の働きにより高い化学反応性を持つことや，低圧プラズマと比べて真空装置が不要なため生成が容易であるといったことが挙げられる．そのため，ストリーマ放電は環境応用[1]や医療応用[2]などの様々な応用分野で研究が行われている．ストリーマ放電では正極性ストリーマ放電がよく用いられる．その要因として，正極性は負極性よりも低い電圧で生成が可能であるということが挙げられる．そのため，負極性ストリーマ放電の研究は正極性ほどには進められていないのが現状である．しかし，負極性にも正極性と比較していくつかのメリットがあることが知られている．たとえば，負極性は正極性に比べて火花電圧が2倍程度高いということが知られている[3]．また，近年の研究で50～80 kV程度の高電圧パルスで負極性ストリーマを生成した場合，非常に高いオゾンの生成効率が得られるといった知見も得られている[4]．このように，ストリーマ応用のさらなる発展のためには，正極性だけでなく負極性の研究も基礎応用ともに進めていく必要がある．

負極性ストリーマ放電のシミュレーションについては古くから報告例がある[5-7]．しかしながら膨大な計算量による制限から，シミュレーションは1次元，もしくは1.5次元モデルで行われており，ストリーマ放電の特徴の一つであるフィラメント構造に着目することが出来ていなかった[5]．また，2次元のシミュレーションであっても，実際の実験で用いられている電極構造を模擬できず，実験結果との比較が行えないといった問題があった[6, 7]．近年では計算機器の発展から3次元でのシミュレーションが行われたり[8]，実験と同様の条件でシミュレーションを行っている例があるものの[9, 10]，その妥当性を明確に示せているものは少ない．このような背景のもと本研究では，実験結果との比較により妥当性を得られている我々の先行研究[11]の正極性ストリーマ放電のモデルの手法を用い，負極性ストリーマ放電のシミュレーションを行った．そして，シミュレーションによって得られた放電発光の様子を，実験計測により得られた放電発光画像と比較することで，本シミュレーションの妥当性の検証を行った．

2. シミュレーション

2.1　シミュレーションモデル

本研究では，局所電界近似[12]による軸対称二次元円柱座標における流体モデルを用いた．本モデルでは，各

キーワード：負極性ストリーマ放電，シミュレーション，電子密度，電界強度，放電発光

* 東京大学大学院新領域創成科学研究科
（〒277-8568　千葉県柏市柏の葉 5-1-5）
Department of Advanced Energy, The University of Tokyo, 5-1-5 Kashiwanoha, Kashiwa, Chiba 277-8568, Japan
** 東北大学大学院工学研究科
（〒980-8579　宮城県仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-05）
Department of Electrical Engineering, Tohoku University, 6-6-05, Aoba-yama, Aoba, Sendai 980-8579, Japan
[1] ryo-ono@k.u-tokyo.ac.jp

表1　シミュレーションで考慮した荷電粒子の反応
Table 1　Considered reactions[13].

Reactions	Coefficients [$cm^3 s^{-1}$]
$N_2 + e \rightarrow N_2^+ + 2e$	$f_1(E/N)$
$O_2 + e \rightarrow O_2^+ + 2e$	$f_2(E/N)$
$O_2 + O_2 + e \rightarrow O_2^- + O_2$	$f_3(E/N)$
$O_2 + e \rightarrow O^- + O$	$f_4(E/N)$
$N_2^+ + e \rightarrow N + N$	$1.8 \times 10^{-7} \left(\frac{300}{T_e}\right)^{0.39}$
$O_2^+ + e \rightarrow O + O$	$2.0 \times 10^{-7} \left(\frac{300}{T_e}\right)^{0.7}$
$N_2^+ + e \rightarrow N_2$	4.0×10^{-12}
$O_2^+ + e \rightarrow O_2$	4.0×10^{-12}
$N_2^+ + O^- \rightarrow N_2 + O$	4.0×10^{-7}
$N_2^+ + O_2^- \rightarrow N_2 + O_2$	1.6×10^{-7}
$O_2^+ + O^- \rightarrow O_2 + O$	9.6×10^{-8}
$O_2^+ + O_2^- \rightarrow 2O_2$	4.2×10^{-7}

種電子輸送係数を換算電界より算出し，得られた輸送係数を用いて放電構成粒子である電子や正負イオンに対するポアソン方程式と連続の式の連立方程式の数値解析を行った．支配方程式を以下に示す．

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + \mathrm{div}\left(n_s v_s(E/N)\right) = S_s(E/N) \tag{1}$$

$$n_e v_e(E/N) = n_e \mu_e(E/N)\boldsymbol{E} - D_e(E/N)\,\mathrm{grad}(n_e) \tag{2}$$

$$n_p v_e(E/N) = n_p \mu_p(E/N)\boldsymbol{E} \tag{3}$$

$$n_n v_e(E/N) = n_n \mu_n(E/N)\boldsymbol{E} \tag{4}$$

$$\mathrm{div}\boldsymbol{E} = \frac{e_c}{\varepsilon_0}(n_p - n_e - n_n) \tag{5}$$

ここで，添え字 $s = e, p, n$ はそれぞれ電子，正イオン，負イオンを表し，n_s は粒子の数密度，t は時間，v_s はドリフト速度，$\boldsymbol{E}$ は電界，N は気体のガス密度，S_s は生成消滅項，μ_s は移動度，D_e は電子の拡散係数，e_c は電荷素量，ε_0 は真空の誘電率をそれぞれ表す．式（1）の連続の式の解法には1次精度風上差分法を用い，式（5）の解法にはSOR法を用いた．また，生成消滅項はTable 1に示す反応を考慮した．本モデルでは背景ガスとして乾燥空気を仮定しており，考慮している荷電粒子種は，電子と2種の正イオン，2種の負イオンである．反応としては，電離，付着，付着解離，再結合，光電離反応等の12種を考慮している．これらの反応計算の手法は全て文献[11, 13]と同様である．また，時間発展には4次のルンゲクッタ法を用いている．電子輸送係数（移動度，拡散係数，反応係数）の計算にはBolsig+を用い，反応断面積には最新のデータベースを用いた[14, 15]．

2.2　シミュレーション条件

本研究ではFig. 1（a）に示す針対平板電極における負極性ストリーマ放電のシミュレーションを行う．針先端の形状は双曲線関数を用いて模擬した．なお，電極のギャップ長は13 mmとし，針先端の曲率半径は40 μmとした．これら電極のパラメータは，実験で使用する針電極と一致させた．計算領域は $R \times Z = 8 \times 18$ mm^2 に設定し，格子数を $N_R \times N_Z = 256 \times 1760$ に設定した．計算格子については，格子内に粒子密度および電位を設定し，格子境界に電界および流束を設定するスタッガード格子を用いている．プラズマ流体の方程式においてスタッガード格子を用いる利点は，文献[13]で述べられている．本モデルにおいても，スタッガード光子とコロケート格子の両方を実装し，シミュレーションを実行してみた結果，スタッガード格子の方が数値振動の発生が少ないという結果が得られている．格子間隔はFig. 1のように，電界変化の急峻な平板電極近傍を細かく設定し，そこから外部に向けて指数関数的に広げている[11]．針側に印加するパルス電圧波形をFig. 1（b）に示す．この電圧波形は正極性ストリーマシミュレーションの先行研究[16]で用いたものを，正負を変えて用いている．時間刻み幅 Δt については 5.0×10^{-13} sとした．

背景ガスは乾燥空気（N_2 : 80%/O_2 : 20%）とし，気圧を1気圧，温度を300 Kとした．また，電子と正イオンの初期密度分布を次式のように設定した[17]．

$$n_e = n_p = n_{max} \times \exp\left\{-\frac{(r - r_0)^2}{\sigma_r^2} - \frac{(z - z_0)^2}{\sigma_z^2}\right\} \tag{6}$$

ここで，$n_{max} = 10^{14}$ cm^{-3}，$r_0 = 0$ mm，$z_0 = 13$ mm，$\sigma_r = 0.2$ mm，$\sigma_z = 0.1$ mmとした．また，負イオンの初期密度は0とした．この初期密度分布は，シミュレーションの実行時間を省略するためのものであり，$n_{max} \leq 10^{14}$ cm^{-3} であれば，シミュレーション結果には影響を及ぼさないことを確認している．電位（ϕ），各荷電粒子の流束（F_s, $s = e, p, n$），光電離レート（S_{ph}）の境界条件について，Fig. 2, Table 2, Table 3に示す．境界条件の設定は正極性において妥当性の示されている我々の先行研究[11]や文献[9]のものを参考にした．

3.　シミュレーション結果

3.1　放電発光のシミュレーションおよび実験結果との比較

シミュレーションの妥当性を検討するため，放電発光のシミュレーション結果および実験計測との比較を行った．ストリーマ放電の発光では，窒素の第二正帯（N_2（$C^3\Pi_u$）→ N_2（$B^3\Sigma_g^+$））の発光が最も強い[18]．そのため，放電発光のシミュレートでは，ある地点（r, z）での時刻 t における発光強度 $I(r, z, t)$ が，N_2（$C^3\Pi_u$）の数密度 $N_{N2C}(r, z, t)$ に比例すると仮定する手法が行われている[19]．そこで，N_2（$C^3\Pi_u$）の密度をTable 4に示す反応式を考慮することにより算出した．また，シミュレーション結

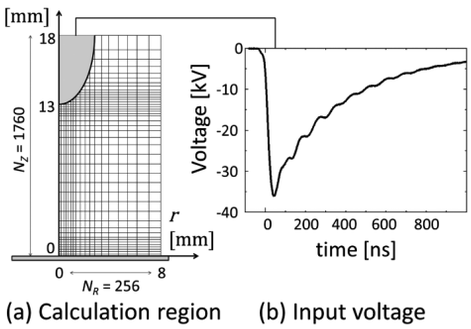

図1　シミュレーションの（a）計算領域と（b）電圧波形
Fig. 1　(a) Caluculation region and (b) voltage for simulation.

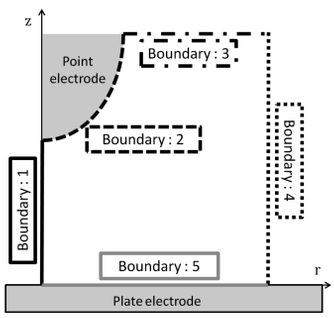

図2　境界条件
Fig. 2　Boundary conditions.

表2　荷電粒子の流束の境界条件
Table 2　Boundary conditions for flux.

	F_e	F_p	F_n
Boundary : 1	$\frac{\partial Fe}{\partial r}=0$	$\frac{\partial Fp}{\partial r}=0$	$\frac{\partial Fn}{\partial r}=0$
Boundary : 2	$\frac{\partial Fe}{\partial r}=\frac{\partial Fe}{\partial z}=0$	$\frac{\partial Fp}{\partial r}=\frac{\partial Fp}{\partial z}=0$	$F_n=0$
Boundary : 3	$\frac{\partial Fe}{\partial z}=0$	$\frac{\partial Fp}{\partial z}=0$	$\frac{\partial Fn}{\partial z}=0$
Boundary : 4	$\frac{\partial Fe}{\partial r}=0$	$\frac{\partial Fp}{\partial r}=0$	$\frac{\partial Fn}{\partial r}=0$
Boundary : 5	$\frac{\partial Fe}{\partial z}=0$	$F_p=0$	$\frac{\partial Fn}{\partial z}=0$

表3　電位および光電離レートの境界条件
Table 3　Boundary conditions for electrical potential and photoionization rate.

	ϕ	S_{ph}
Boundary : 1	$\frac{\partial \phi}{\partial r}=0$	$\frac{\partial S_{ph}}{\partial r}=0$
Boundary : 2	$\phi=V(t)$	$\frac{\partial S_{ph}}{\partial r}=\frac{\partial S_{ph}}{\partial z}=0$
Boundary : 3	$\frac{\partial \phi}{\partial z}=0$	$\frac{\partial S_{ph}}{\partial z}=0$
Boundary : 4	$\frac{\partial \phi}{\partial r}=0$	$\frac{\partial S_{ph}}{\partial r}=0$
Boundary : 5	$\phi=0$	$\frac{\partial S_{ph}}{\partial z}=0$

表4　N_2（$C^3\Pi_u$）の反応
Table 4　Considered N_2（$C^3\Pi_u$）reactions[11, 13].

Reactions	Coefficients［cm^3s^{-1}］
$N_2 + e \rightarrow N_2(C) + e$	f（E/N）
$N_2(C) \rightarrow N_2(B) + h\nu$	2.8×10^7［s^{-1}］
$N_2(C) + O_2 \rightarrow N_2 + 2O$	2.5×10^{-11}
$N_2(C) + N_2 \rightarrow N_2(B) + N_2$	1.0×10^{-11}
$N_2(C) + N_2 \rightarrow N_2(a) + N_2$	1.0×10^{-11}

果と計測結果を比較するために，発光強度を視線方向に積分し，さらに，発光計測に用いるカメラのゲート時間で積分した発光強度に変換した．これら放電発光のシミュレーション手法は，文献[20]の手法を基にしている．

ストリーマ放電の発光計測にはICCDカメラを用いた．高圧パルス電源には外部トリガ式のスパークギャップスイッチを用いた回路を使用した．この回路はFig. 1(b)に示す電圧波形とほぼ同等の電圧パルスを発生することが出来る．電極は25本の針電極を4 mm間隔で一列に並べ，ギャップ長を13 mmとした．また，放電は乾燥空気中よりも安定した放電を発生しやすい加湿空気中（室温20度，相対湿度＞90%）で発生させた．シミュレーションは乾燥空気中で行われているため，背景ガスの条件が実験と異なってしまうが，乾燥空気と加湿空気では放電後の化学反応には多大な影響があるものの，本論文で着目している放電進展中の電子密度や電界にはほとんど影響がないことが，正極性については報告されている[21]．本研究ではピーク電圧 $V_p = -25$，-30，-33 kV の3つの電圧で計測を行った．計測ではICCDカメラを用いて，中心の針電極におけるストリーマの撮影を行った．

Fig. 3(a)にシミュレーションにより得られた放電一発分の発光を，Fig. 3(b)，(c)にICCDカメラのゲート時間 $T_{gate} = 1\ \mu s$ として計測を行った結果を示す．Fig. 3より，シミュレーション結果と $V_p = -30$ kV での計測結果を比較すると，針先端近傍が最も明るく，発光強度が軸方向に減衰していく様子が一致していることが分かる．更に，発光領域の太さに関してはどちらも約4 mmであり，ほぼ一致していることが分かる．また，先行研究における正極性ストリーマ放電[11]の発光強度と比較すると，シミュレーションと計測結果のどちらも境界がはっきりせずぼんやりと広がった発光になっておりこの点に関しても一致している．一方で，シミュレーションと実験結果でいくつか一致しない点も見られた．まず一つが電圧である．$V_p = -36$ kV でのシミュレーション結果と部分的な一致が見られたのは，$V_p = -30$ kV での実験結果であり，シミュレーションよりも低い電圧となっている．また，よりシミュレーションでの電圧に近い $V_p = -33$ kV での実験結果はシミュレーション結果と大きく異なる結果になっている．

次に，部分的な一致の見られた $V_p = -36$ kV でのシミュレーション結果と $V_p = -30$ kV での実験結果を，ICCDカメラのゲート時間 $T_{gate} = 3$ ns として，ストリーマの進展過程についての比較を行った．結果をFig. 4に示す．Fig. 4より，放電開始直後に針近傍が明るく発光し，その後薄暗いストリーマが平板に進展していく様子が，実験シミュレーション共に観測されている．また，ストリーマが平板に到達するのにシミュレーション結果では80 nsであり，実験結果では70 nsほどであった．このこ

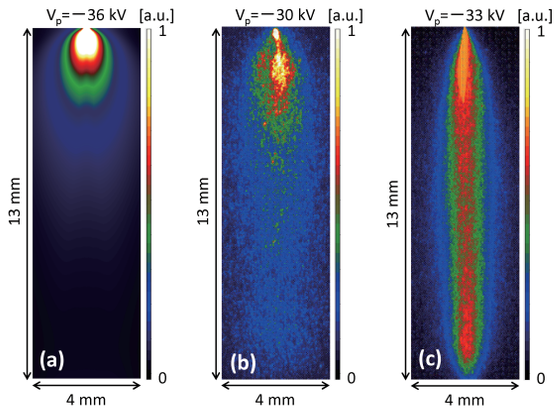

図 3　（a）シミュレーション及び（b）（c）計測による ICCD 画像（T_{gate} = 1 μs）．（c）の発光強度は（b）の 5 倍．
Fig. 3　（a）Simulated and（b）（c）measured ICCD pictures（T_{gate} = 1 μs）. Emission intensity of（c）is 5 times higher than that of（b）.

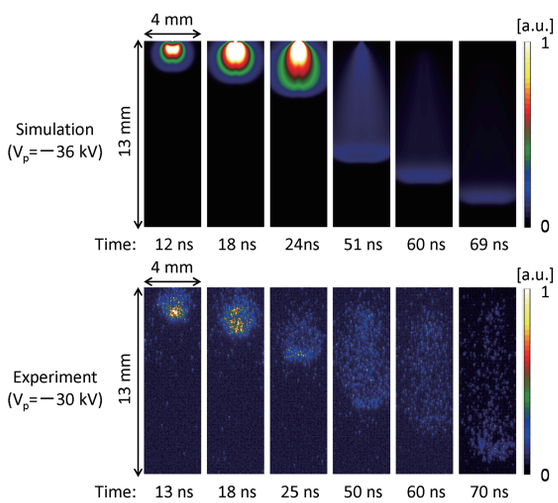

図 4　シミュレーション及び計測による ICCD 画像（T_{gate} = 3 ns）
Fig. 4　Simulated and measured ICCD pictures（T_{gate} = 3 ns）.

とから，ストリーマの進展速度に関しても大きな差はなく，先行研究[11]で報告されている正極性ストリーマと比べてどちらも遅くなっているため，この点に関しても良く一致している．一方で針近傍の明るさが持続する時間や，ストリーマヘッドとストリーマチャネル内の発光強度比に関しては差異がみられた．

最後にストリーク画像の比較を行った．実験でのストリーク画像は，光電子増倍管を用いて測定した針中心軸上のいくつかの点における発光の時間波形を縦に並べたものである．V_p = −36, −32 kV におけるシミュレーションのストリーク画像および V_p = −30, −25 kV における実験計測のストリーク画像を Fig. 5 に示す．V_p = −36 kV におけるシミュレーションのストリーク画像と V_p = −30 kV における実験計測のストリーク画像を比較してみると，Fig. 4 の比較でも述べたように，進展速度についてはほとんど

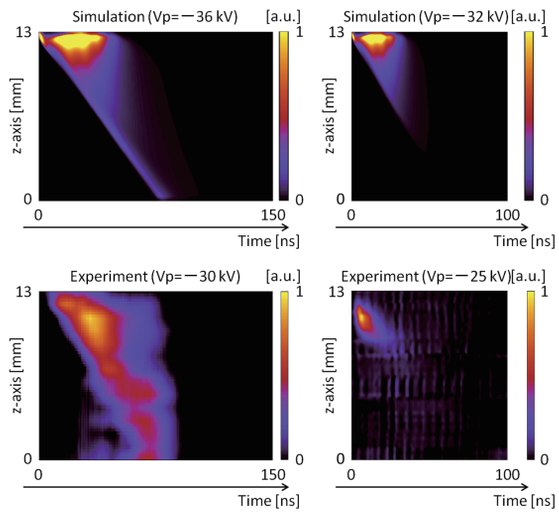

図 5　シミュレーション及び計測によるストリーク画像
Fig. 5　Simulated and measured streak pictures.

差はないが，発光強度の分布に差が見られることが分かる．また，シミュレーションと実験共に同程度電圧を下げた場合のストリーク画像を比較してみると，進展時間や進展長に差はあるが，どちらもストリーマの進展が途中で途絶えており，この点においてはシミュレーションと実験結果が定性的に一致していることを示している．

以上より本シミュレーション結果は実験結果を厳密には再現できていない部分もあるが，ストリーマの太さ，進展速度，相対発光強度分布においては定性的に再現出来ていることが確認された．また，正極性に対する負極性の特徴もよく再現されているため，本シミュレーションはある程度の妥当性を持っていると言える．

3.2　換算電界および電子密度

換算電界の二次元分布の変化過程を Fig. 6 に示す．Fig. 6 より，負極性ストリーマでは換算電界のピーク値が 150 Td 程度のストリーマヘッドが平板側へと進展しているのがわかる．これらの結果を，電圧 V_p = 30 kV で他の条件は本研究と同条件で行われた正極性ストリーマの先行研究[11]の結果と比較してみると，負極性は正極性に比べてストリーマヘッドの換算電界が小さく（正極性ではおよそ 800 Td），換算電界，電子密度ともに空間的にぼんやりと広がった分布となっている．また，ストリーマの進展速度は，負極性ではおよそ 80 ns であった．一方で先行研究の正極性ストリーマにおいては，V_p = 30 kV で 20 ns 以下で電極間を通過しており，負極性ストリーマのほうが進展速度が遅いことがわかった．電子密度の二次元分布の変化過程を Fig. 7 に示す．Fig. 7 より，負極性ストリーマの進展過程における電子密度の分布は，針近傍とストリーマヘッドが高く，ストリーマの中心が最も低いということが分かった．ストリーマ中心の電子

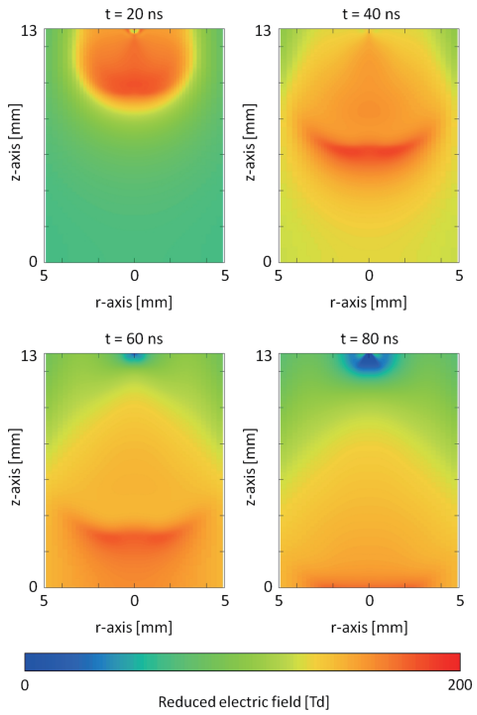

図 6　換算電界分布
Fig. 6　Reduced electric field distributions.

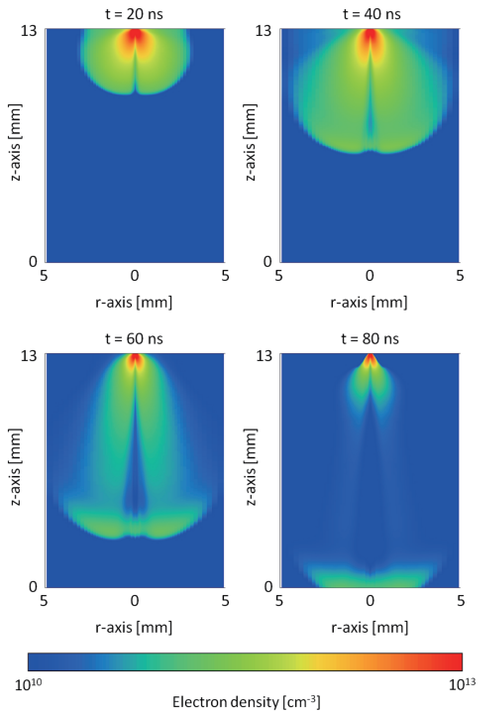

図 7　電子密度分布
Fig. 7　Electron density distributions.

密度が低い要因としては，電子の径方向への移流である．正極性の場合はストリーマの中心軸に対して，電子が集まってくるように移流するが，負極性ではストリーマの先端が負電位であるため，電子がストリーマの中心から離れていくように移流する．従って，ストリーマ中心部での電子密度は周辺部に比べて低くなる．また，本現象は Fig. 3 で比較を行ったストリーマ放電の発光の径方向の広がりにも関連している．今回のシミュレーションとほぼ同条件で行われた正極性のストリーマ放電では，ストリーマ放電の直径は 1 mm 以下であるのに対し[11, 22]，本研究で得られた負極性ストリーマ放電の直径は 4 mm であった．この径方向の広がりも，印加電圧の違いによる電子の移流の向きの違いに起因するものと考えられる．さらに，ストリーマヘッド近傍の電子密度を正極性の先行研究[11]と比較してみると，負極性の方が約 10^2 倍程，電子密度が低いということが分かった．先行研究においても，負極性の方が正極性に比べて電子密度が低くなるといった結果が得られている[7]．これも，電子の移流の向きの違いにより，負極性では電子の集中が起こりにくく，電子密度の上昇が生じにくいためであると考えられる．

4. 考察

4.1　放電発光の比較結果について

3.1 節でも述べたように，本研究におけるシミュレーション結果は実験結果を部分的に再現できている一方，印加電圧や発光強度分布等に違いが見られた．その要因の一つとしてシミュレーションでは単針電極を設定しているのに対し，実験では 25 本の多針電極を用いていることが考えられる．実験で多針電極を用いているのは，単針電極の場合放電が発生しにくくなり測定が困難なためである．多針電極を用いるとストリーマ同士が静電反発によって作用しあうため，実験ではシミュレーションよりも軸方向の電界が強くなり，その結果，低い電圧でも実験の方がストリーマが速く進展した可能性がある．詳しく調べるためには多針電極を設定したシミュレーションを行う必要があるが，本モデルでは軸対称座標を用いているため，これを再現することは出来ない．

また，Fig. 8 に $V_p = -33$ kV の実験計測におけるストリーク画像を示す．Fig. 8 よりストリーマが平板に到達した

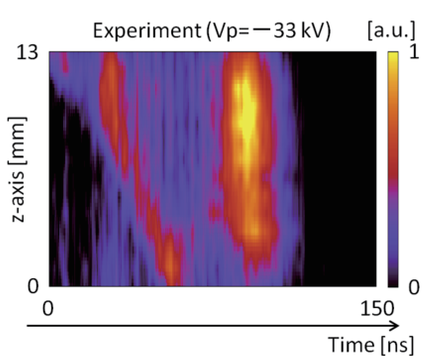

図 8　ストリーク画像計測結果
Fig. 8　Experimental streak picture.

後，針側から正極性でいう 2 次ストリーマのようなものが進展しており，Fig. 3(b), (c)にも示したように電圧が低いときの計測結果と比べて大きく異なる放電形態を持つことが分かる．この現象に関しては $V_p = -36$ kV のシミュレーション結果では再現されておらず，また，さらに電圧を上げてシミュレーションを行ったところ，計算が不安定になり発散してしまったため検証することが出来なかった．そのため，この点に関しては今後さらなる検討が必要である．

4.2　換算電界の分布について

本シミュレーションにおいて，負極性ストリーマの進展過程における電界分布は，正極性と比べてストリーマヘッドの電界が低くストリーマヘッドの太さは正極性よりも太いという結果が得られた．この正極性と比較した結果は Luque らの先行研究[10]でも同様の結果が得られている．一方で負極性ストリーマヘッドの電界強度の絶対値を比較すると，本稿で得られた値は Luque らの半分程度であった．この要因として考えられるのが針電極の境界条件の扱いである．Luque らは針先端より上部の空間における荷電粒子の移流を考慮せず，針近傍に集まる電荷が構成するポアソン場の影響を無視している．一方，本研究では針近傍における境界条件は Fig. 2 で示したものを用いており，この境界条件の違いにより結果に差が生じていることが推測できる．しかしながら，どちらの結果が妥当であるかを議論することは出来ない．本稿では放電発光の計測結果をよく再現できているものの，印加電圧に関しては実験に比べて 5 kV 程高く設定してシミュレートする必要があった．このことは，本稿において電界を過小評価している可能性があることを意味している．より正確な議論を行うためには，放電電流の評価を行うことが好ましいが，前述したとおり本稿では単針電極での放電をシミュレートし，実験では多針電極を用いているため，電流に関する評価を行うことはできなかった．

5. まとめ

本研究では過去に妥当性の示されている正極性ストリーマ放電のシミュレーションモデルの手法を基に，負極性ストリーマ放電のシミュレーションを行った．そして，実験結果との比較を行い妥当性を検証した結果，印加電圧や厳密な発光分布などの一致しない部分もみられたが，正極性との対比やストリーマの太さ，進展速度などに関しては概ね一致しており，本シミュレーションが部分的に妥当であることが示された．また，本シミュレーションを用いて換算電界および電子密度分布に関して解析を行ったところ，正極性ストリーマとは大きく異なる分布を持つことが分かった．

謝辞

本論文は科学研究費補助金の助成を受けて行われた．

参考文献

1） H. H. Kim: Nonthermal plasma processing for air-pollution control: A historical review, current issues, and future prospects. *Plasma Process. Polym.*, **1**（2004）91
2） G. Fridman et al: Applied plasma medicine. *Plasma Process. Polym.*, **5**（2008）503
3） 中野義映：高電圧工学，オーム社出版局（1991）
4） E. J. M. van Heesch, G. J. J. Winands and A. J. M. Pemen: Evaluation of pulsed streamer corona experiments to determine the O^* radical yield. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **41**（2008）234015
5） R. Morrow: Theory of negative corona in oxygen. *Phys. Rev*. A, **32**（1985）1799-1809
6） P. A. Vitello, B. M. Penetrante and J. N. Bardsley: Simulation of negative-streamer dynamics in nitrogen. *Phys. Rev. E*, **49**（1994）5574
7） N. Y. Babaeva and G. V. Naidis: Dynamics of positive and negative streamers in air in weak uniform electric fields. *IEEE Plasma Sci.*, **25**（1997）375
8） C. Li, J. Teunissen, M. Nool, W. Hundsdorfer and U. Ebert: A comparison of 3D particle, fluid and hybrid simulations for negative streamers. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **21**（2012）055019
9） T. N. Tran, I. O. Golosnoy, P. L. Lewin and G. E. Georghiou: Numerical modelling of negative discharges in air with experimental validation. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **44**（2011）015203
10） A. Luque, V. Ratushnaya and U. Ebert: Positive and negative streamers in ambient air: modelling evolution and velocities. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **41**（2008）234005
11） A. Komuro, R. Ono and T. Oda: Numerical simulation for production of O and N radicals in an atmospheric-pressure streamer discharge. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **45**（2012）265201
12） 日本学術振興会プラズマ材料科学第 153 委員会（編）：大気圧プラズマの基礎と応用，オーム社（2009）
13） 小室淳史，小野亮：大気圧プラズマ反応工学ハンドブック，pp.365-397，NTS 出版（2013）
14） G. J. M. Hagelaar and L. C. Pitchford: Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **14**（2005）722
15） NGFSRDW Database www.lxcat.laplace.univ-tlse.fr re-trieved April 21（2015）
16） A. Komuro, R. Ono and T. Oda: Effects of pulse voltage rise rate on velocity, diameter and radical production of an atmospheric-pressure streamer discharge. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **22**（2013）045002
17） O. Ducasse, L. Papageorghiou, O. Eichwald, N. Spyrou, and M. Yousfi: Critical analysis on two-dimensional point-to-plane streamer simulations using the finite element and finite volume methods. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **35**（2007）1287
18） Y. V. Shcherbakov and R. S. Sigmond: Subnanosecond spectral diagnostics of streamer discharges: I. Basic experimental results. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **40**（2007）460
19） A. Bourdon, Z. Bonaventura and S. Celestin: Influence of the pre-ionization background and simulation of the optical emission of a streamer discharge in preheated air at atmospheric pressure between two point electrodes. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **19**（2010）034012
20） Z. Bonaventura, A. Bourdon, S. Celestin and V. P. Pasko: Electric field determination in streamer discharges in air at atmospheric pressure. *Plasma Sources Sci. Technol.*, **20**（2011）035012
21） A. Komuro, R. Ono and T. Oda: Behaviour of OH radicals in an atmospheric-pressure streamer discharge studied by two-dimensional numerical simulation. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **46**（2013）175206
22） R. Ono and T. Oda: Formation and structure of primary and secondary streamers in positive pulsed corona discharge - effect of oxygen concentration and applied voltage. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **36**（2003）1952