論　文

大電流パルスグロー放電の特性

学生員　北村大介　(岩手大)　　学生員　古関代司　(岩手大)
学生員　中谷和生　(岩手大)　　正員　高木浩一　(岩手大)
正員　藤原民也　(岩手大)

Characteristics of High Current Pulsed Glow Discharge

Daisuke Kitamura, Student-Member, Daiji Koseki, Student-Member, Kazuo Nakaya, Student-Member,
Koichi Takaki, Member, Tamiya Fujiwara, Member (Iwate University)

Pulsed glow discharge is one of the candidates for the ion source plasma because it can easily generate large volume plasma even for a short time. This paper describes the characteristics of a transient glow discharge with high current using a low impedance circuit. A low inductance capacitor of 1.89 μF was used in this experiment. The voltage between electrodes and consumed energy were obtained by calculation of circuit equations and measurement of discharge current and static breakdown voltage. The gas used is dry air. As the experimental results, the transient glow discharge with high current above one hundred ampere was generated for several microseconds. It was clarified that cathode fall voltage under this experimental condition is approximately 320 V which agrees with the value of normal glow discharge. The glow-to-arc transition occurs when the consumed energy in the cathode fall region reaches almost 35 mJ in the present experimental conditions.

キーワード：過渡グロー放電、パルスグロー放電、異常グロー放電、グロー放電、陰極電流密度、陰極降下

1. はじめに

大容量で比較的高密度である高気圧グロー放電は，材料の表面処理や高出力ガスレーザーなどへ利用されている[1]。しかし高気圧グロー放電は，アーク放電への転移やカソードスポットの形成などが起こりやすく，その安定な形成は難しい。これまでに，グロー放電の安定化のために，① 印加電圧は高周波電圧にする，② 電極間に誘電体を挿入する，③ ヘリウム希釈ガスを用いる，などの方法が提案されている[2],[3]。

コンデンサ放電によるギャップ中でのパルスグロー放電では，短時間ではあるが大容積の高密度プラズマが発生するため，前述の応用のみでなく PBII (Plasma Based Ion Implantation) のイオン源への応用も期待されている[4],[5]。これまでパルスグロー放電に関する報告は，アーク放電へ移行する前に過渡的に現れる過渡グロー放電を対象に，放電様相の時間変化やスポット形成のメカニズム、電流密度が正規グローの計算値とほぼ一致するなどが報告されている[6]-[10]。しかしながら，これらは数 A から数十 A のオーダに対するもので，100 A を越えるような大電流放電に関しては報告されていない。

これまで筆者等は，放電回路を同軸形状にして回路インダクタンスを減らし，かつ回路抵抗を小さくすることで，100 A を越える大電流グロー放電を数μ秒間維持できることや，そのときの電流密度は正規グロー放電のものより 1 桁以上大きい異常グロー放電領域のものであることについて報告した[11]。また，電流密度が正規グロー放電と等しくなる比較的電流の小さい数アンペアの過渡グロー放電において，陰極スポットが形成される条件についても明らかにしてきた[12]。しかし，正規グロー放電の過渡グローで求めたスポット形成条件が，異常グロー放電領域の過渡グロー放電でも成り立つかは明らかでない。そこで本論文では，回路方程式をコンピュータで解くことで，直接測定が困難な時間的に大きく変化する電極間電圧を，破壊電圧と放電

電流より逐次求め，さらにそれらを用いて放電で消費されるエネルギーや電力を求め，スポット形成条件などを明らかにした。

2. 実験装置および実験方法

図1に実験装置を示す。放電回路は，1.89 μF のコンデンサ，1 Ωの電流制限抵抗，スパークギャップの直列回路で構成されている。近似ロゴスキー形状の真鍮製電極を，任意のギャップ長を隔てて対向させている。電極の直径は9.9 cm である。装置のインダクタンスは，幾何学的形状より，444 nH と求められる。放電生成物の影響を少なくするため放電ごとに容器内を排気し，その後乾燥空気（N_2:O_2=8:2）を任意の気圧まで封入した。実験では，直流高電圧電源を用いてゆっくりとコンデンサを充電し，充電電圧がギャップの絶縁破壊電圧に達したときに起こる放電について調べた。放電の様相はイメコン（John Hadland LTD. IMACON 790）を用いて，また絶縁破壊電圧は抵抗分圧器，放電電流はロゴスキーコイル（Pearson 110A）を用いて測定した。これらの信号は，GP-IB を介してコンピュータに送られ、そこで記録および解析される。

図2に放電装置の等価回路を示す。回路方程式は次のように記述される。

$$V_c(t) = V_{bd} - \frac{1}{C}\int i(t)dt \cdots\cdots\cdots\cdots (1)$$

$$V_c(t) = V_g(t) + R_0 \cdot i(t) + L_0 \frac{di(t)}{dt} \cdots (2)$$

$$P_g(t) = i(t) \cdot V_g(t) \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (3)$$

$$E_g(t) = \int_0^t P_g(t)dt \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (4)$$

ここで，R_0は回路抵抗，Cはコンデンサの静電容量，L_0は回路インダクタンス，V_cはコンデンサの充電電圧，V_{bd}は絶縁破壊電圧，V_gは電極間電圧，$i(t)$は回路電流，P_gは放電消費電力，E_gは放電消費エネルギーである。R_0，L_0は装置の

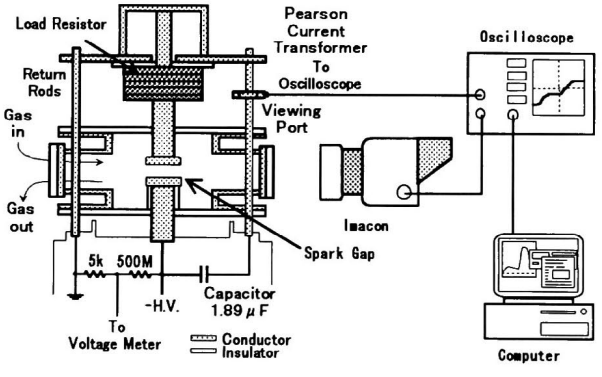


図1 実験装置

Fig.1 Experimental set-up.

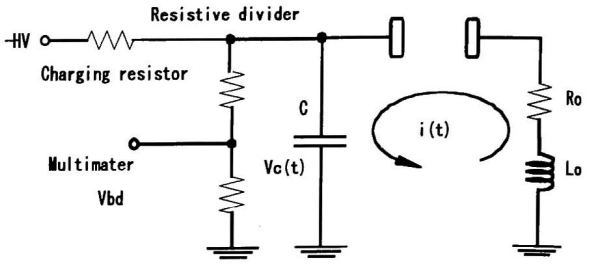


図2 放電装置の等価回路

Fig.2 Equivalent circuit of the experimental apparatus.

幾何学的形状より求められる[13]。絶縁破壊電圧および放電電流に測定値を代入して解くことで，電極間電圧を直接測定することなく放電消費電力などを求める。

3. 実験結果

[3.1] **放電形態の時間変化**　図3は電流波形と，イメージコンバータカメラ（イメコン）で撮影した放電様相の駒撮り写真である。電流波形上の数字と矢印は写真撮影のタイミング（番号）に対応している。駒撮りの露光時間は50 n 秒である。気圧およびギャップ長はそれぞれ6.5 Torr と 2 cm，制限抵抗は1 Ωである。図より，電流は約100 A まで上昇

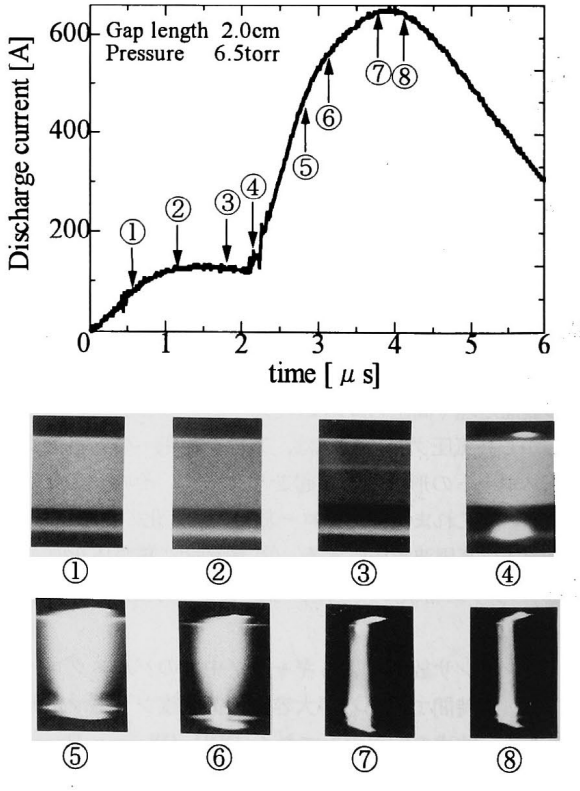


図3 イメコンで撮影した放電の様相

Fig.3 Photographs by the imageconverter camera.

した後，しばらくは一定値を保ち，そして数μ秒後に再び急激に上昇している。また，放電写真より，2.3 μ秒付近まで陰極表面に輝点は現れておらず，放電形態は過渡的なグロー放電であることがわかる。その後，陰極表面に輝点が現れ，電流の急激な増上昇に伴い，放電チャネルが収縮し，アーク放電へ転移している。

[3.2] **グロー放電電流**　図4に，アーク転移直前におけるグロー電流と気圧との関係を示す。パラメータはギャップ長である。陰極が放電で覆われている面積は，陰極表面の負グローの面積を写真撮影して求めた結果より，すべて陰極表面全体（約 63 cm^2）となる。正規グロー放電の場合，電流密度は陰極材料とガス種で決定され，銅陰極と空気の場合，

$$j_n = 240 \times 10^{-6} \cdot p^2 [A/cm^2] \cdots\cdots\cdots (5)$$

（ただし，pは気圧 [Torr]）となる[14]。しかし図4より，グロー電流と気圧は比例している。また、ギャップ長に対しても依存している。これらのことより，本過渡グロー放電は正規グロー放電でないことがわかる。加えて，気圧 10 Torr で 予想される電流密度は，前出の式より，0.024 A/cm^2 となる。しかし，ギャップ長2 cm における電流密度は，3.4 A/cm^2 となり，正規グローの電流密度と比べ2桁以上大きい。これらのことより，本実験装置で生成される過渡グロー放電は，正規グロー放電領域ではなく，異常グロー放電領域にあることがわかる。

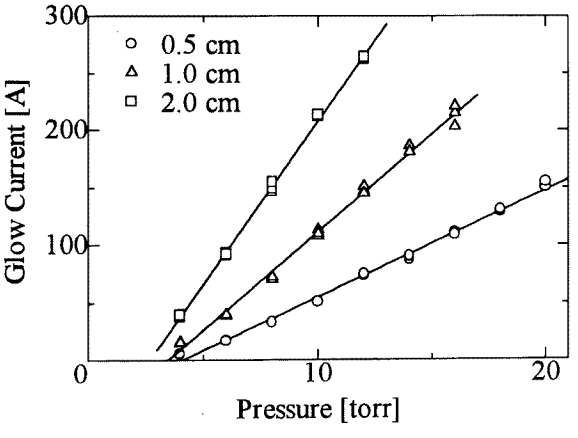


図4　転移直前のグロー放電電流と気圧との関係
Fig. 4　Glow discharge current just before a transition to arc as a function of gas pressure.

[3.3] **グロー放電維持電圧**　図5にアーク転移直前の電極間電圧とギャップ長との関係を示す。パラメータは気圧である。放電電圧は，(1)，(2)式より求めた。典型的な電圧の時間変化を図5中に示している。図5中のプロットは，電流が急激に上昇する直前の，矢印で示した点の電圧である。ギャップ長を変えた場合，絶縁破壊電圧が変るため，各プロットの電流値は異なる。しかし，定電流でギャップ長を変えて電圧を測定したときの報告同様に[7]，電極間電圧はギャップ長とともに直線的に変化している。また，ギャップ長 0 cm において気圧の異なる3つの直線はほぼ一致し，その電圧値（V_d）は約 320 V となっている。この電圧値は、正規グロー放電での陰極降下電圧と一致している。これより，本実験の電流域では陰極電圧に関して，正規グローのものを利用できると考えられる。

また，アーク転移直前のグロー放電の陽光柱の電界は，図5のグラフの傾きより，気圧が5，10，20 Torr でそれぞれ約 340，530，880 V/cm となる。

[3.4] **過渡グロー放電の持続時間**　図6に，過渡グロー放電の持続時間と気圧との関係を示す。パラメータはギャ

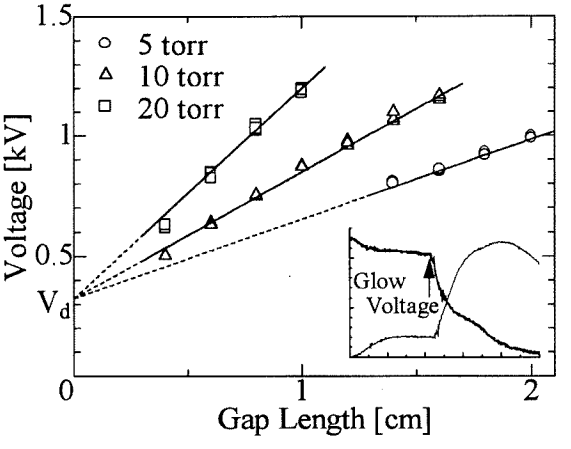


図5　ギャップ長と転移直前の電極間電圧との関係
Fig. 5　Relationship between gap length and voltage between electrodes just before a transition to arc discharge.

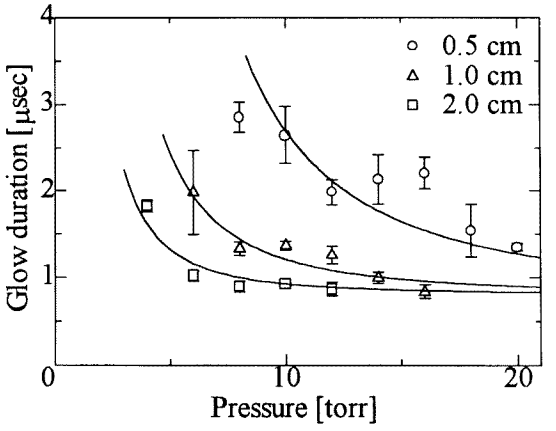


図6　過渡グロー放電の持続時間とギャップ長の関係
Fig. 6　Relationship between glow duration and gap length.

ップ長である。図より，グロー放電の持続時間は，気圧の上昇に対して，また電極間距離の増加に対して減少していることがわかる。また，図中の曲線は気圧の二乗の逆数（$\propto p^{-2}$）で近似したものである。電流が小さく正規グロー放電同様の電流密度になる場合，グロー放電維持時間は気圧の二乗の逆数に比例することが報告されている[10],[11]。大電流の過渡グロー放電の場合，データのばらつきは大きいが，実線とプロットの傾向は一致している。

[3.5] **陰極輝点の形成と消費エネルギー**　図7に放電の電流波形と，放電全体で消費されるエネルギーおよび過渡グロー放電の陰極降下領域で消費されるエネルギーの時間変化を示す。ギャップ長は 1.0 cm，気圧は 10 Torr である。放電全体で消費されるエネルギー$E_g(t)$ は (4) 式より，陰極降下領域の消費エネルギー $E_d(t)$ は，

$$E_d(t) = V_d \cdot \int_0^t i(t)dt \cdots\cdots (6)$$

より求めた。ここで V_dは先ほど求めた陰極降下電圧である。図より，放電で消費されるエネルギーは，時間の経過に伴って増加しており，陰極輝点生成までに消費されるエネルギーは約 0.1 J となる。また，陰極輝点生成までに陰極降下領域で消費されるエネルギーは約 0.03 J であり，放電で消費されるエネルギーの約 30 %となる。

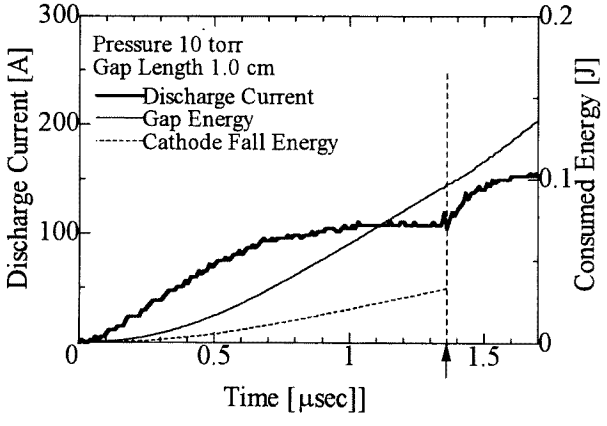


図7　放電電流とギャップおよび陰極降下の消費エネルギー
Fig. 7　Discharge current and consumed energy in gap and cathode fall.

図 8 に，陰極輝点生成までに放電全体で消費されたエネルギーと気圧との関係を示す。ギャップ長は 1.0 cm である。図より，消費エネルギーは気圧の増加に対して増加しており，本実験条件では，0.04 J から 0.15 J の範囲となっている。736 Ωの抵抗を放電回路に直列に挿入して数 A の過渡グロー放電を起こした場合，陰極輝点発生までに放電で消費されるエネルギーはニッケルを陰極材料とした場合で約 0.04 J，アルミニウムの場合で 0.02 J となることが報告されている[12]。また，消費エネルギーは気圧の増加に対して，やや減少する傾向を示すことも報告されている[12]。実験条件が異なるため，定量的な比較はできないが，異常グロー放電領域で過渡グロー放電を起こした場合，輝点生成までに放電に投入できるエネルギーは増えること，また気圧に対する依存性は，正規グロー放電領域で生成した過渡グロー放電のものと異なることがわかる。

図 9 に，陰極輝点生成までに陰極降下領域で消費されたエネルギーおよびその値の放電全体で消費するエネルギーに対する割合の気圧依存性を示す。ギャップ長は 1.0 cm である。図より，陰極降下領域での消費エネルギーは，気圧にあまり依存せず，ほぼ一定となること，および放電全体で消費するエネルギーに占める割合は気圧の増加に対して減少することがわかる。正規グロー放電領域の過渡グロー放電では，陰極輝点発生までに陰極降下領域で消費される単位面積あたりのエネルギーは一定となり，そのときの値は約 9 mJ/cm^2 であることが報告されている[12]。図より，異常グロー放電領域の過渡グロー放電の場合，陰極降下領

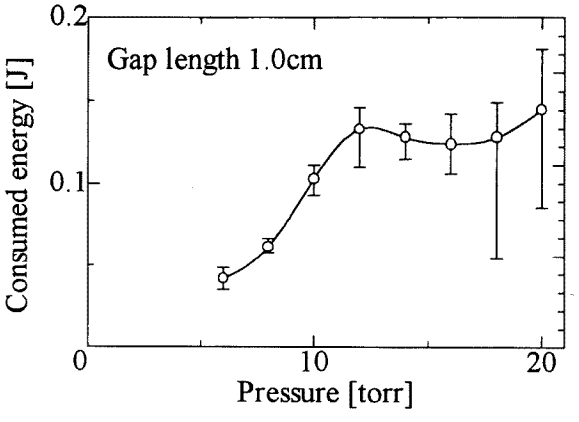


図8　ギャップ消費エネルギーの気圧依存性
Fig. 8　Relationship between gap consumed energy and pressure.

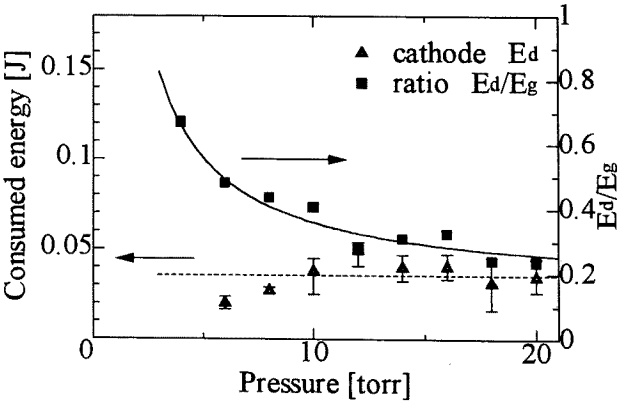


図9　陰極降下消費エネルギーの気圧依存性
Fig. 9　Relationship between consumed energy ratio and pressure.

域での消費エネルギーは約 35 mJ である。静止写真による測定より，陰極表面の放電面積は約 63 cm^2 である。従って，単位面積あたりのエネルギーは約 0.55 mJ/cm^2 となり，正規グロー放電領域の過渡グロー放電に対して小さなエネルギー密度で，陰極表面に輝点を生じることが分かる。

4. まとめ

高密度・大容積プラズマ生成のための基礎研究として，ここでは異常グロー放電の領域で起こした，放電電流 100 A 程度の大電流過渡グロー放電について，スポット形成条件等の特性を調べた。その結果，以下のことが明らかになった。

放電維持電圧は電極間距離に対して比例して増加する。また，気圧の増加に対しても増加する。しかし，グラフより求めた電極間距離 0 における放電維持電圧は気圧に依存せず，正規グロー放電の陰極降下電圧の値とほぼ一致した。過渡グロー放電の持続時間は，気圧の増加に対して減少した。

過渡グロー放電で消費されるエネルギーを調べた結果，ギャップ全体で消費されるエネルギーは，本実験条件では，気圧の上昇に対して増加した。しかし，そのとき陰極降下部で消費されるエネルギーは気圧にはほとんど依存せず，陰極スポット生成は，陰極降下部での消費エネルギーが約 35 mJ になると起こることがわかった。また，放電の全消費エネルギーのうち陰極降下部で消費される割合は，気圧の上昇とともに低くなることも明らかになった。

謝辞

本実験を遂行するにあたり有意義なご助言を賜りました同志社大学の行村建先生，栗田製作所の西村芳実氏，および装置の製作・修繕にご協力頂きました本学徳田春夫氏，加藤昭二氏に心から感謝致します。

(平成 11 年 6 月 30 日受付，平成 11 年 10 月 15 日再受付)

参考文献

(1) 今田 剛，増田 渉，八井 浄：「パルスグロー放電に及ぼす気体密度くぼみの影響」，電学論，Vol. 118-A, No. 10, pp.1139-1144 (1998)

(2) S. Kanazawa, M. Kogoma, T. Moriwaki and S.Okazaki : "Stable glow plasma at atmospheric pressure", J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 21, pp. 838-840 (1988)

(3) T. Fujiwara, J. Sekikawa, E. Ebisu, T. Sato and H.Yamada : "Transient and continuous glow discharge in He, H_2 and N_2 at Sub-Atomospheric Pressure", 電学論, Vol. 116-A, pp. 914-918 (1996)

(4) J.R. Conrad and J.L. Radtke : "Plasma source ion-implantation technique for surface modification of materials", J. Appl. Phys., Vol. 62, No. 11, pp. 4591-4596 (1987)

(5) 鈴木 泰雄，行村 建：「三次元形状物への高エネルギーイオン注入」，電学誌，Vol. 118, No. 3, pp. 147-150 (1998)

(6) I.D. Chalmers and H. Duffy : "Observation of the arc-forming stage of spark breakdown using image intensifier and converter", J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 4, pp. 1302-1305 (1971)

(7) R.S. Sigmond : "Evidence of high pressure cathode seath in an arc discharge of short duration", Proc. Phys. Soc., Vol. 85, pp. 1269-1282 (1965)

(8) M.M. Kekez, M.R. Barrault and J.D. Craggs : "Spark channel formation", J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 3, pp.1886-1895 (1970)

(9) T. Fujiwara, H. Yamada, H. Taniguti, and K. Sugita : "Investigation of the Transient Glow Discharge in Nitrogen", Jpn. J. Appl. Phys., Vol. 31, pp. 1470-1472 (1992)

(10) 関川 純哉，藤原 民也：「静的破壊における過渡グロー放電の放電断面積と電流密度」，電学論，Vol. 118-A, No.9, pp. 986-990 (1998)

(11) 高木 浩一，北村 大介，藤原 民也：「パルスグロー放電を用いた大容量高密度プラズマの生成」電学論，Vol.119-A, No. 4, pp. 531-532 (1999)

(12) T. Fujiwara, T. Sato, J. Sekikawa and H. Yamada : "Transient glow discharge in nitrogen after breakdown", J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 27, pp. 826-829 (1994)

(13) H. Akiyama, M. Kristiansen, H. Krompholz and B.Maas : "Current-voltage characteristics on a high-current pulsed discharge in air", IEEE Trans. on Plasma Sci., Vol. 16, No. 2, pp. 312-316 (1988)

(14) 放電ハンドブック，電気学会，p. 108 (1984)

北 村 大 介 (学生員) 1975 年 11 月 23 日生。1998 年 3 月岩手大学工学部電気電子工学科卒業。同年 4 月同大学大学院工学研究科博士前期過程入学，現在に至る。主として，過渡グロー放電に関する研究に従事。



古 関 代 司 (学生員) 1976 年 6 月 8 日生。1999 年 3 月岩手大学工学部電気電子工学科卒業。同年 4 月同大学大学院工学研究科博士前期課程入学，現在に至る。主として，高周波放電に関する研究に従事。



中谷和生 

(学生員) 1974年9月3日生。1998年3月岩手大学工学部電気電子工学科卒業。同年4月同大学大学院工学研究科博士前期課程入学，現在に至る。主として，高周波放電に関する研究に従事。

高木浩一 

(正員) 1963年10月16日生。1988年3月熊本大学大学院修士課程修了。同年4月同博士課程入学。1989年4月大分高専電気工学科助手，1993年同校講師。1996年4月岩手大学電気電子工学科助手，現在に至る。工学博士。高電圧パルスパワー，放電プラズマ工学に関する研究に従事。日本物理学会，静電気学会会員。

藤原民也 

(正員) 1947年4月17日生。1973年東北大学大学院工学研究科修士課程修了。同年4月一関高専電気工学科助手。1975年4月岩手大学工学部電気電子工学科助手，講師，助教授を経て1994年2月同教授。1987年3月～1988年3月マサチューセッツ工科大学客員研究員。工学博士。応用物理学会，電気設備学会，プラズマ・核融合学会会員。