

平成 29 年 6 月 14 日現在

機関番号：82723

研究種目：若手研究(B)

研究期間：2014～2016

課題番号：26820108

研究課題名(和文)バリア放電電極の二次電子放出係数を同定する手法の提案

研究課題名(英文) Estimation of secondary electron emission coefficients of electrodes in barrier discharges

研究代表者

吉永 智一 (Yoshinaga, Tomokazu)

防衛大学校(総合教育学群、人文社会科学群、応用科学群、電気情報学群及びシステム工・応用科学群・講師)

研究者番号：30467899

交付決定額(研究期間全体)：(直接経費) 2,800,000円

研究成果の概要(和文)：タウンゼント放電の絶縁破壊特性(パッシェン曲線)は、陰極材料の二次電子放出係数( )の評価に用いられる。陰極へのイオン流入流束に対する二次電子放出流束を与える従来の評価方法では、電子の後方散乱や光電効果等が、含まれ、外部電界に依存する。本研究では、ArおよびNeを対象として、モンテカルロ法を用いた電子衝突回数の計数および簡単な次元解析モデルを組み合わせ、イオン・光子の陰極への流入流束を評価し、各粒子種に対応する電界に依存しない二次電子放出係数の評価を試みた。求めたより得られたパッシェン曲線は、文献値をよく再現することが分かった。

研究成果の概要(英文)：Breakdown voltage characteristics (Paschen curves) in Townsend discharges are often used to estimate secondary electron emission (SEE) coefficients of cathode materials. The gamma effect deduced from the conventional methodology, which gives secondary electron flux per ion flux flowing onto the cathode surface, includes the effects of back-scattering effects as well as photoemission effects and depends on the external electric field. In the present study, a different estimation method of electric-field-independent SEE coefficient is attempted by counting the collision events of electrons by Monte Carlo simulation and by a simple one-dimensional model. The Paschen curve obtained using the estimated gamma agreed well with the literature values of Wittenberg et. al.

研究分野：プラズマ物性物理学

キーワード：二次電子放出係数 計算機シミュレーション パッシェン曲線

### 1. 研究開始当初の背景

プラズマ対向材料の二次電子放出係数 ( $\gamma$ ) は、放電空間への電子供給機構を支配し、放電機器の絶縁破壊条件を決定する。 $\gamma$  は、イオン・励起原子分子・光子等の粒子種とプラズマ対向材料によって決まるが、材料表面状態によっても大きく異なることが知られている。金属材料に対しては、イオンビームや光を真空中で照射することによって衝突粒子種毎に  $\gamma$  を計測することが可能である。しかし、大気圧放電等で電極の保護に使用される絶縁 (誘電体) 材料については、チャージアップの問題があるために、この手法による計測は困難である。

これに代わる手法は、平行平板間の絶縁破壊電圧 ( $V_{bd}$ ) を計測する手法である。絶縁破壊時の換算電圧より第一電離係数 ( $\alpha$ ) を求め、これを Townsend の火花放電 (絶縁破壊) 条件に当てはめることによって「第二電離係数」 $\gamma'$  を得る。この  $\gamma'$  は、陰極に流入するイオン流束に対する二次電子放出流束の比として定義される。そのため、 $\gamma'$  は陰極表面付近における気体分子との衝突による後方散乱、光子および励起原子分子 (特に準安定原子分子) による二次電子放出等の効果を含み、換算電界の関数として報告されることが多い。粒子種と対向材料によって定まる  $\gamma$  とは本質的に定義が異なるため、 $\gamma'$  の扱いには注意を要する。特に、混合気体においては、微量の混合物によって電子の分布関数が一変し、生成粒子種が異なり得る。このことは、気体の配合を変える度に  $\gamma'$  の再計測が必要になることを意味し、 $\gamma'$  の計測に基づく二次電子放出係数の算出手法の問題点となっている。

### 2. 研究の目的

数値シミュレーションを用いて電子衝突によるイオン・励起種の生成数を計数することにより、平行平板間の絶縁破壊電圧から  $\gamma'$  を求める従来の計測法を発展させ、陰極に流入する各粒子種の  $\gamma$  を個別に導くことが出来ないか検討する。

### 3. 研究の方法

陰極を発した初期電子群が、様々な電界および圧力の下でどのように振る舞うのか、モンテカルロ・シミュレーションを用いて数値的に模擬する。対象気体はアルゴン (Ar) およびネオン (Ne) とし、それぞれに対して、運動量移行断面積、電離断面積に加えて 6 種の励起断面積 (電気学会推奨のデータセットを使用: <http://dpc.nifs.ac.jp/DB/IEEJ/>) を与える。以下の手順により、絶縁破壊電圧を足がかりに各粒子に対する  $\gamma$  の導出を試みる。

(1) 電子が陽極に到達するまでの電離衝突回数および励起衝突回数を計数することによって、放電空間におけるイオン、準安定原子およびその他の励起原子の生成数を求める。

(2) 各粒子種の生成数に一次元モデルを適用し、その解析解より陰極へのイオン流束 ( $\Phi_i$ )、光子流束 ( $\Phi_p$ )、準安定原子流束 ( $\Phi_m$ ) を推定する。

(3) イオン、光子、準安定種に対する  $\gamma$  を、それぞれ  $\gamma_i$ 、 $\gamma_p$ 、 $\gamma_m$  とする。Townsend の条件式「 $\gamma'\Phi_i = 1$ 」に代わる新しい絶縁破壊条件として、

$$\gamma_i\Phi_i + \gamma_p\Phi_p + \gamma_m\Phi_m = 1 \quad (1)$$

を仮定する。Paschen 曲線 ( $V_{bd}$  の圧力依存性) の実験 (文献) 値を再現する各粒子の  $\gamma$  の組み合わせを探索する。Townsend 放電において、イオン、準安定原子の運動エネルギーは無視できると考えられる。したがって、 $\gamma$  は外部条件に依らず一定と仮定する。

### 4. 研究成果

(1) 電子衝突回数の計算および陰極到達粒子流束の推定

陰極表面から放出された一個の電子が陽極に達するまでに起こす各衝突の回数 ( $S$ ) を電極間電圧 ( $V_{gap}$ ) の関数として図 1 に示す。気体は Ar である。 $S_{ion}$ 、 $S_{res}$ 、 $S_{ms}$ 、 $S_{ex}$  は、それぞれ、電離衝突、共鳴準位への励起衝突、準安定準位への励起衝突、その他の励起準位への励起衝突である。ギャップ間隔は 1 mm である。

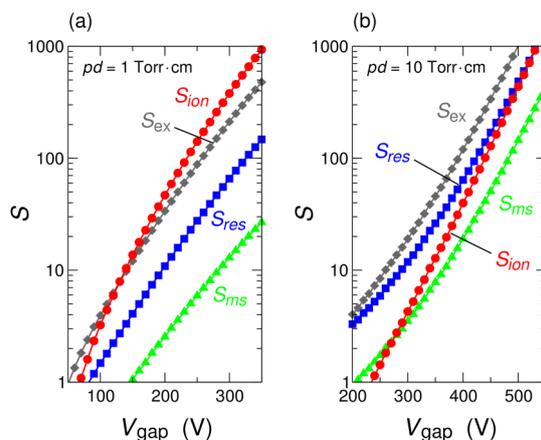


図 1. 電子の衝突回数 (Ar)

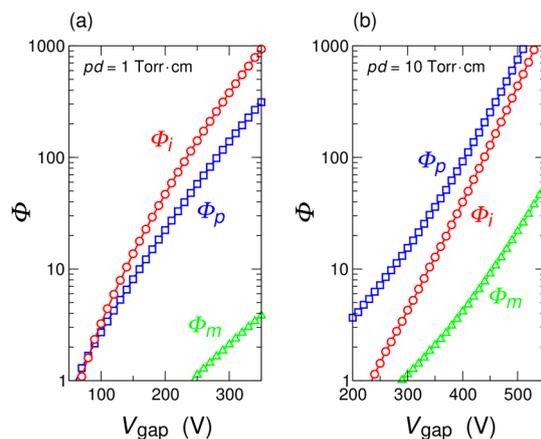


図 2. 陰極への各粒子の流入流束 (Ar)

ある。圧力 ( $p$ ) が 10 Torr および 100 Torr の場合を比較している。初期電子のエネルギー分布は  $T_e = 1$  eV の Maxwell 分布とし、陰極の電子反射率 ( $R$ ) は 0 (後方散乱によって陰極に達した電子は完全に吸収される) とした。衝突は確率現象であるため、 $10^4$  個の初期電子について平均した。

電子の電離・励起衝突回数は、電子衝突によるイオン・励起種の生成数に等しい。このことを利用して、数値的に求めた  $S$  を用いてイオン、準安定種、光子の陰極への流入流束  $\Phi$  を推定する。図 1 に示した  $S$  から求めた  $\Phi$  を図 2 に示す。ただし、生成されたイオンおよび励起種の相互作用は無視し、さらに以下を仮定した。

- 生成されたイオンは全て陰極に流入する。
- 励起種は直ちに一個の光子を発生して基底状態に脱励起する。光子の共鳴再吸収を無視する。
- 準安定種は拡散によって両極に流入する。

図 2 のように、低圧 (10 Torr) 下では  $\Phi_i$  が最大となり  $\gamma_i$  の効果が支配的になると考えられる。逆に、高圧 (100 Torr) 下では  $\Phi_p$  が最大となっており  $\gamma_p$  の寄与が相対的に大きくなること示唆される。 $\gamma_i$  と  $\gamma_p$  の寄与の大小関係に圧力依存性 (正確には、圧力・電極間隔積:  $pd$  値に対する依存性) があることを利用すれば、Paschen 曲線へのフィッティングを通じて  $\gamma_i$  および  $\gamma_p$  を求められる可能性がある。一方で、 $\Phi_m$  はいずれの圧力下でも  $\Phi_i$  および  $\Phi_p$  に比べて一桁程度小さい。 $\gamma_m$  を求めることは困難と考えられるため、以降は  $\gamma_m = \gamma_i$  と仮定して検討を進めることにした。

### (2) 後方散乱の初期電子エネルギー依存性

初期電子群のエネルギー分布 (ここでの変数は平均エネルギー  $T_e$ ) および陰極の電子反射率  $R$  は、電子の後方散乱効果を通じて放電空間に流入する実質的な電子数に影響する。したがって、これらは  $S$  および  $\Phi$  にも影響する。図 3 は、陰極を発生した初期電子群のうち、後方散乱を経て再び陰極に到達したものの割合

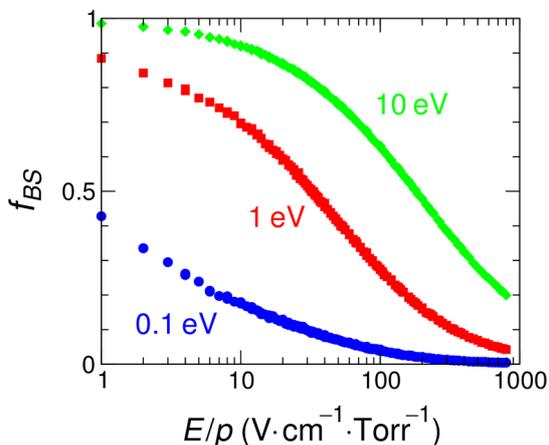


図 3. 初期電子の後方散乱率 (Ar)

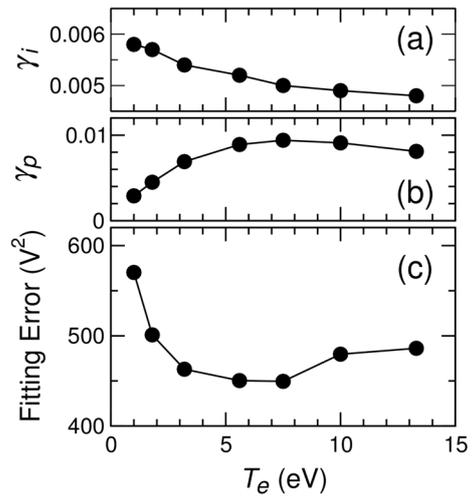


図 4. (a):  $\gamma_i$ 、(b):  $\gamma_p$ 、(c): 誤差の  $T_e$  に対する依存性 (Ar:  $R = 0$ )。

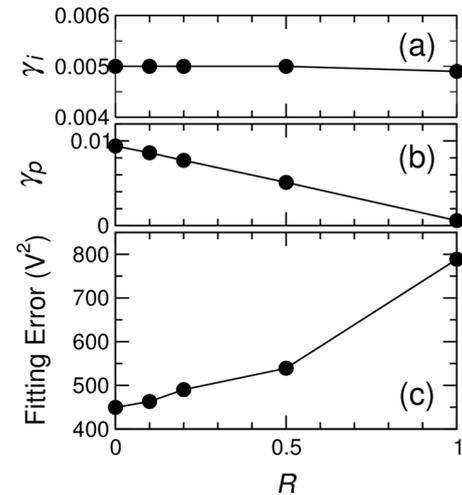


図 5. (a):  $\gamma_i$ 、(b):  $\gamma_p$ 、(c): 誤差の  $R$  に対する依存性 (Ar:  $T_e = 7.5$  eV)。

合 ( $f_{BS}$ ) である。 $f_{BS}$  は換算電界 ( $E/p$ ) および  $T_e$  の関数となっている。Paschen 曲線においては、高  $pd$  が低  $E/p$  の条件、低  $pd$  が高  $E/p$  の条件に対応する。高  $T_e$ 、低  $E/p$  下では、初期電子の大多数が陰極に逆戻りすることが分かる。本研究では、10~1000 V/cm·Torr の領域を対象としている。この領域では  $T_e$  によって  $f_{BS}$  が大きく異なるため、 $T_e$  および  $R$  が  $\gamma$  に強く影響することが示唆される。

### (3) Paschen 曲線へのフィッティングによる $\gamma$ の評価

$T_e$  および  $R$  を様々な値に設定し、 $p = 6 \sim 200$  Torr における  $\Phi$  の  $V_{bd}$  に対する依存性を計算した。さらに、それぞれの条件において、新しい絶縁破壊条件 [式 (1)] より得られる  $V_{gap}$  が Paschen 曲線の文献値を最も良く再現するような  $\gamma_i (= \gamma_m)$  と  $\gamma_p$  の値の組み合わせを求めた。文献値には [H. H. Wittenberg, "Gas Tube Design" from "Electron Tube Design", (1962) pp. 792-817, ed. Radio

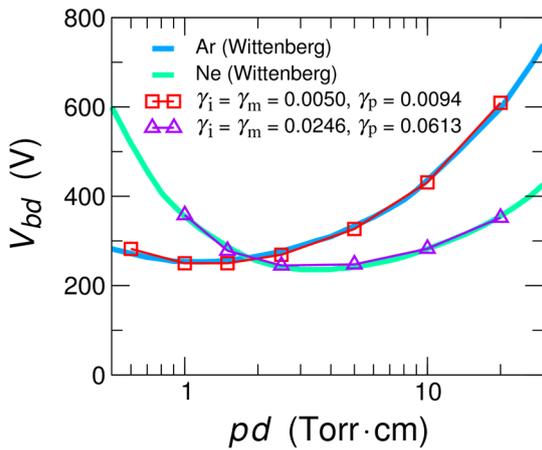


図6. Paschen 曲線へのフィッティング

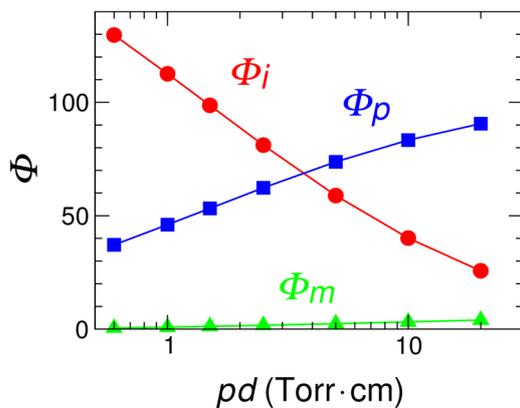


図7. 各粒子の陰極への流入流束

Corporation of America] を採用した。本文獻は、電極の材料と形状、電極間距離等の実験条件が明らかでなく必ずしも実用的でないが、 $V_{bd}$  の極値 (Paschen Minimum: PM) の両側の値が広範囲に得られ、比較に適していたために採用した。図4は  $R = 0$  のときの  $T_e$  に対する依存性である。 $T_e = 7.5$  eV において、 $\gamma_i = \gamma_m = 0.050$ 、 $\gamma_p = 0.094$  で誤差が最小となった。次に、 $T_e = 7.5$  eV として  $R = 0 \sim 1$  の場合について同様の計算を行うと、誤差は  $R = 0$  のとき最小となった (図5)。図4および図5に見られるように、 $T_e$ 、 $R$  の変化に対して  $\gamma_i$  の値は  $\gamma_p$  ほど大きく変化していない。

フィッティングによって得られた Paschen 曲線を文献値と比較した (図6)。Ar と同様の計算により、Ne についての最適条件  $T_e = 3.2$  eV、 $R = 0.1$  を得た。双方の気体について Paschen 曲線を良く再現できている。

図7は、Ar の絶縁破壊時における、各粒子種の  $\Phi$  である。PM 値より低  $pd$  の  $V_{bd}$  によって  $\gamma_i$  が、高  $pd$  の領域の  $V_{bd}$  によって  $\gamma_p$  が求まると考えられる。 $\gamma_i$  と  $\gamma_p$  を同時に求めるためには、同一の電極 (プラズマ対向) 材料に対して PM 値の両側の領域の  $V_{bd}$  を計測する必要があることを示唆している。この様な広い  $pd$  領域下で  $V_{bd}$  の計測が行われた例は、報告者が調べた限りさほど多くないようである。

高すぎる  $pd$  の下では共鳴励起粒子の閉じ込めによって電極に流入する光束の評価が困難となる。また、三体衝突による分子イオン生成の影響も無視できなくなると考えられる。 $pd$  の測定範囲をどの程度に設定すべきか、引き続き検討を行う必要がある。Ar および Ne 電離エネルギーは、それぞれ 15.76 eV、21.56 eV であるのに対し、フィッティングによって得られた  $T_e$  の最適値は 7.5 eV、3.2 eV となった。金属の仕事関数が 5 eV 程度であることを考慮すると概ね妥当な値が得られたと考えられる。また、イオンビームを Ni 表面に照射して放出された電子のエネルギー分布を計測した実験値 [Y Takeishi, H D Hagstrum, Phys. Rev. A, **137**, 641 (1965)] と同オーダーは合う。しかし、Ar の  $T_e$  が Ne より高くなることは考え難い。別の計測を組み合わせることによって新たな拘束条件を追加できないか、解析モデルの修正と併せて更なる検討が必要である。

## 5. 主な発表論文等

[学会発表] (計 8 件)

- ① T. Yoshinaga and H. Akashi, "Analysis of secondary electron emission coefficients from Paschen curves using Monte Carlo simulations", XXXIII International Conference on Phenomena in Ionized Gases, July 9-14, 2017, Lisbon, Portugal.
- ② 吉永智一, 明石治朗, 「タウンゼント放電の絶縁破壊電圧を利用した二次電子放出係数の評価」, 平成 29 年電気学会全国大会, 2017 年 3 月 15-17 日, 富山大学五福キャンパス (富山県富山市)
- ③ T. Yoshinaga and H. Akashi, "MCS-based Analysis on Secondary Electron Emission Coefficient in Townsend Discharges", 9th Asia-Pacific International Symposium on the Basics and Applications of Plasma Technology, December 12-15, 2015, Nagasaki, Japan.
- ④ T. Yoshinaga and H. Akashi, "Estimation of Photon Effects on Townsend Discharges for Secondary-Electron-Emission Coefficient Measurements", 68th Gaseous Electronics Conference, October 12-16, 2015, Honolulu, USA.
- ⑤ 吉永智一, 明石治朗, 「タウンゼント放電を用いた二次電子放出係数導出手法の検討」, 平成 27 年電気学会基礎・材料・共通部門大会, 2015 年 9 月 17-18 日, 金沢大学角間キャンパス (石川県金沢市)
- ⑥ 吉永智一, 明石治朗, "Estimation of Secondary Electron Emission Coefficient in Dielectric Barrier Discharges", Plasma Conference 2014, 2014 年 11 月 18-21 日, 朱鷺メッセ新潟コンベンションセンター (新潟県新潟市)

- ⑦ T. Yoshinaga and H. Akashi, “Numerical simulations on secondary electron emission coefficients and Townsend’s second ionization coefficients in argon DBDs”, XXII Europhysics Conference on Atomic and Molecular Physics of Ionized Gases, July 15-19, 2014, Greifswald, Germany.
- ⑧ H. Akashi, T. Yoshinaga, “Effect of Secondary Electron Emission Coefficient on Townsend’s Second Ionization Coefficient”, 20th International Conference on Gas Discharges and their Applications, July 6-11, 2014, Orleans, France.

## 6. 研究組織

### (1) 研究代表者

吉永 智一 (YOSHINAGA, tomokazu)  
防衛大学校・応用科学群・講師  
研究者番号：3 0 4 6 7 8 9 9