

電子工学研究科 奠 GD

K

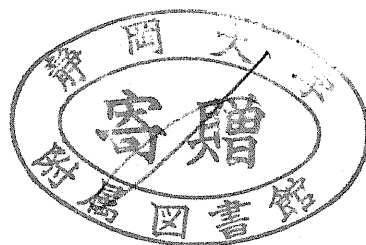
0002514610 R

243

静岡大学附属図書館

静岡大学博士論文

熱電子発電器出力特性に及ぼす
光照射効果



2000年4月

大学院電子科学研究科
応用電子工学専攻

鄭 偉

概 要

熱エネルギーを電気エネルギーに変換する発電方式の 1 つに熱電子発電がある。この研究は既に数 10 年の歴史があり、核エネルギーを利用する宇宙用から化石燃料の燃焼熱を利用する地上用熱電子発電器まで、その用途に応じた種々の方式が研究されている。この分野ではロシア、アメリカおよびオランダが先行した研究を行っている。旧ソ連は宇宙用の原子炉熱電子発電器トパーズを開発して人工衛星コスモスでの搭載実験に成功しているが、変換効率 7%、出力 7 kW の性能はほぼ実用レベルに達していると考えられる。

熱電子発電では、エミッタからの熱電子により形成される負の空間電位の緩和が問題となるが、発電器内に封入したセシウムの電離と電極間距離の短縮 (1 mm 以下) が効果を挙げている。本研究では、太陽光をエネルギー源とする光照射型熱電子発電器の開発を目的として、その基本動作を解明する。セシウム原子は極めて低い励起電圧と電離電圧を有するために、太陽光の短波長成分でセシウム原子の光励起・電離を、同時に長波長成分でエミッタの加熱を行えば、太陽光の有する全波長成分の有効利用が可能になる

光照射が可能な熱電子発電器を製作し、光源として太陽光スペクトルに類似のキセノンランプを用いて実験を行った。なお、簡単のために、エミッタはヒータ電流により加熱され、その温度はヒータ電流を調節することにより 1100 K から 1600 K まで可変できる。また、セシウム蒸気温度は電気炉の温度調節により 400 K から 500 K まで変化できる。ランプの電気入力 は 4.5 kW であるが、発電器内への可視光入力は 200 W 程度であることが実験により測定された。発電器の動作条件が整うと、わずか 3 秒間の光照射によっても出力特性は著しく改善され、出力電流の増大や非点火モードから出力の大きな点火モードへの遷移が生じた。このモード遷移に関しては、空間電荷中和度 $\alpha < 10^{-2}$ 、熱電子電流密度 $J_{eR} > 10^{-3}$ (A/cm²) およびエミッタ仕事関数 $\phi > 2.2$ eV の 3 つの条件が必要であることが判った。モード遷移は、主として電極間のセシウムの光電離がトリガとなって体積電離が促進されたために実現されたと考えられる。

Abstract

The present paper is subjected to the research on a light illumination type thermionic energy converter, i.e., Solar TEC, aimed to utilize the solar energy. Based on the understanding of cesium atomic and molecular processes such as ionization and excitation induced by electron collisions and solar light illumination, the improvement of TEC output characteristics has been carried out theoretically and experimentally.

The most TEC problems are concerned with the relaxation of negative space potential in front of the emitter because thermionic electron current to the collector is significantly suppressed by the negative potential near the emitter, which results in the limitation of output power. In the present work, the solar light illumination to TEC has been proposed from the viewpoint of TEC improvement for the effectual use of energy in nature. Because of the low excitation and ionization energies of cesium atom, solar light with wavelength shorter than 800 nm can excite or ionize cesium atoms, while that with longer wavelength will be consumed to heat up the emitter. Therefore, "Solar TEC" will be able to use whole energy of solar light from UV to infrared wavelength.

The light illumination type TEC was manufactured and illuminated by a xenon short arc lamp radiation with spectrum similar to that of solar light. The emitter temperature was varied from 1100 to 1600K, lower than that of the conventional TEC. The cesium gas temperature was ranged from 400 to 500 K. It is confirmed that the illumination could make a remarkable increase of the output current, especially in unignited mode operation. Moreover, under certain conditions, transition from unignited to ignited mode, which can generate much larger output power than unignited mode, could be carried out by the illumination in only 3 seconds.

The conditions were investigated by analyzing the experimental results and summarized as follows: a) a space charge neutrality is smaller than 10^{-2} , b) thermionic electron current density from the emitter is larger than 10^{-3} (A/cm²), c) an emitter work function is higher than 2.2 eV. Those conditions have such physical meanings that the electron produced by cesium atom photoexcitation or photoionization at the bottom of negative space potential near the emitter will be accelerated to the collector and induce the cesium atom ionization in the interelectrode space, which will establish the ignited mode.

本論文の英文名:

Effects of light illumination on output characteristics of thermionic energy converter.

目次

第1章 序論	1
1.1 はじめに	1
1.2 熱電子発電器研究の経緯	2
1.3 本研究の目的及び本論文の構成	5
第1章の参考文献	8
第2章 熱電子発電器の主要な物理現象	9
2.1 序論	9
2.2 電極表面の諸現象	9
2.2.1 熱電子放出	9
2.2.2 表面電離	12
2.2.3 仕事関数	14
2.3 発電器内プラズマの諸現象	16
2.3.1 セシウム原子のエネルギー準位	16
2.3.2 衝突励起	16
2.3.3 衝突電離	18
2.3.4 脱励起	20
2.3.5 再結合	20
2.3.6 拡散	21
2.4 空間電荷中和度と空間電位分布	23
2.5 結論	26
第2章の参考文献	27
第3章 熱電子発電器の動作モード	29
3.1 序論	29
3.2 理想モード熱電子発電器	30
3.3 セシウム封入型熱電子発電器	37
3.3.1 低圧型熱電子発電器	37
3.3.2 高圧型熱電子発電器	42
3.4 結論	48
第3章の参考文献	49
第4章 熱電子発電器動作特性の計算機シミュレーション	51
4.1 序論	51
4.2 プラズマ中の粒子保存と運動量保存	51
4.3 点火モードの出力特性シミュレーション	53
4.4 熱電子発電器の課題	58
4.5 結論	61
第4章の参考文献	62
第5章 光照射型熱電子発電器の動作原理	64
5.1 序論	64
5.2 補助放電による熱電子発電器出力特性の改善	64

5.3 光電離セシウムプラズマの密度評価	66
5.4 光電離による空間電荷中和度の改善	69
5.5 電極での光電子放出	70
5.6 結 論	71
第5章の参考文献	73
第6章 光照射型熱電子発電器の出力特性	74
6.1 序 論	74
6.2 実験装置	74
6.2.1 光照射型熱電子発電器の構造	74
6.2.2 光照射用光源	75
6.2.3 エミッタ温度およびセシウム蒸気温度の測定	77
6.2.4 熱電子発電器出力特性の測定方法	78
6.2.5 熱電子発電器の動作条件	80
6.3 熱電子発電器の出力特性	82
6.3.1 非点火モード動作の出力特性	82
6.3.2 光照射による非点火モードから点火モードへの遷移	87
6.3.3 光照射による点火モード出力特性の改善	88
6.3.4 光照射による出力特性改善の条件	89
6.3.5 出力特性の発電領域への遷移	93
6.4 出力特性に影響する諸要素	94
6.4.1 空間電位分布の変化と出力電圧	94
6.4.2 電極シース電圧と点火モードの発生および維持条件	95
6.4.3 セシウム圧力が出力特性に及ぼす影響	97
6.5 結 論	98
第6章の参考文献	100
第7章 光電離セシウムプラズマのプロープ測定	102
7.1 序 論	102
7.2 ラングミュアプロープの理論	102
7.2.1 シングルプロープ理論	102
7.2.2 仕事関数を考慮したプロープ理論	105
7.2.3 プロープからの電子放出を考慮したプロープ理論	108
7.2.4 プロープ特性の計算方法	109
7.3 実験装置	113
7.4 実験結果	114
7.4.1 プロープからの熱電子放出及び光電子放出	114
7.4.2 エミッタ温度及びセシウム蒸気温度とプロープ特性	116
7.4.3 光照射時の熱電子発電器セシウムプラズマの 電子温度及びプラズマ密度	119
7.4.4 光照射時のエミッタシース電圧に関する考察	123
7.5 結 論	124
第7章の参考文献	126
第8章 結 論	128
謝 辞.....	132
研究業績一覧.....	133

記号リスト

- A :Richardson 定数
 d :電極間隔(mm)
 D_a :両極性拡散係数(cm^2/s)
 D_e :電子拡散係数(cm^2/s)
 D_i :イオン拡散係数(cm^2/s)
 e :電子の素電荷、 1.6×10^{-19} (C)
 E :電子のエネルギー(eV)
 E_F :Fermi 準位(eV)
 E_i :真空準位(eV)
 $f(E)$:電子のエネルギー分布関数
 $f(u)$:電子の速度分布関数
 h :Planck 定数、 6.63×10^{-34} (J·s)
 I_C :コレクタに流入する総電流(A)
 I_e :電子電流(A)
 I_E :エミッタに流入する総電流(A)
 I_{eC} :コレクタに流入する電子電流(A)
 I_{eE} :エミッタに流入する電子電流(A)
 I_{em} :プローブから放出される電子電流(A)
 I_{ep} :プローブに流入する電子電流(A)
 I_{eR} :エミッタから放出される熱電子電流(A)
 I_{es} :プローブの電子飽和電流(A)
 I_i :イオン電流(A)
 I_{iC} :コレクタに流入するイオン電流(A)
 I_{iE} :エミッタに流入するイオン電流(A)
 I_{iL} :エミッタから放出されるイオン電流(A)
 I_{ip} :プローブに流入するイオン電流(A)
 I_{is} :プローブのイオン飽和電流(A)
 I_p :プローブ電流(A)
 J_{em} :プローブから放出される電子電流密度(A/cm^2)
 J_{eR} :熱電子放出電流密度(A/cm^2)
 J_{es} :プローブの電子飽和電流密度(A/cm^2)
 J_{iL} :エミッタから放出されるイオン電流密度(A/cm^2)
 J_{is} :プローブのイオン飽和電流密度(A/cm^2)
 J_o :発電器の出力電流密度(A/cm^2)
 J_s :発電器の短絡電流密度(A/cm^2)

k : Boltzmann 定数、 1.38×10^{-23} (J/K)
 m_e : 電子の質量 (kg)
 N : セシウム原子密度 (cm^{-3})
 n_e : 電子密度 (cm^{-3})
 n_{eE} : エミッタ近傍の電子密度 (cm^{-3})
 n_{ex} : 励起原子密度 (cm^{-3})
 n_i : イオン密度 (cm^{-3})
 n_{iE} : エミッタ近傍のイオン密度 (cm^{-3})
 n_m : 空間電位最小の位置における電子密度 (cm^{-3})
 n_p : プラズマ密度 (cm^{-3})
 n_{pi} : 光照射により生成されるプラズマ密度 (cm^{-3})
 P_{Cs} : セシウム圧力 (Torr)
 P_{in} : 入射光の単位面積強度 (W/cm^2)
 P_m : 発電機の最大出力密度 (W/cm^2)
 R : 電離能率
 S_p : プロブの表面積 (cm^2)
 S_E : エミッタの表面積 (cm^2)
 S_C : コレクタの表面積 (cm^2)
 T : 金属温度 (K)
 T_C : コレクタ温度 (K)
 T_{Cs} : セシウム蒸気温度 (K)
 T_E : エミッタ温度 (K)
 T_e : 電子温度 (K)
 T_{eC} : コレクタシース内の電子温度 (K)
 T_{eE} : エミッタシース内の電子温度 (K)
 T_i : イオン温度 (K)
 T_w : タングステン温度 (K)
 u_p : プロブとエミッタ間の電位差 (V)
 V_b : プロブバイアス電圧 (V)
 V_C : コレクタシース電圧 (V)
 V_d : 空間電位最小値とコレクタ電位の差 (V)
 V_D : 点火電圧 (V)
 V_E : エミッタシース電圧 (V)
 V_f : 浮動電位 (V)
 V_H : ヒータ電圧 (V)
 V_i : セシウム原子の電離電圧 (V)
 V_m : 空間電位最小値 (V)

- V_o : 発電器の出力電圧(V)
 V_p : プローブシース電圧(V)
 V_s : 空間電位(V)
 ΔV : 空間電位最小値とエミッタ電位の差(V)
 x : 電極間の位置座標(mm)
 x_m : 空間電位最小値となる位置の位置座標(mm)
 u : 電子速度の x 成分 (cm/s)
 v : 電子速度の y 成分 (cm/s)
 w : 電子速度の z 成分 (cm/s)
 v_e : 電子の速度 (cm/s)
 v_i : イオンの速度 (cm/s)
 α : 空間電荷中和度
 β : セシウムの表面電離確率
 β_r : 再結合係数
 ϕ : 金属の仕事関数(eV)
 ϕ_c : コレクタの仕事関数(eV)
 ϕ_E : エミッタの仕事関数(eV)
 ϕ_P : プローブの仕事関数(eV)
 ϕ_w : タングステンの仕事関数(eV)
 Γ : 流束($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)
 Γ_a : セシウム原子の流束($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)
 Γ_e : 電子の流束($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)
 Γ_{eR} : エミッタから放出される熱電子の流束($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)
 Γ_i : イオンの流束($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)
 Γ_{iL} : エミッタから放出されるイオンの流束($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)
 σ : 衝突断面積(cm^{-2})
 σ_{ex} : 励起衝突断面積(cm^{-2})
 σ_i : 電離衝突断面積(cm^{-2})
 μ_e : 電子の移動度($\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1} \text{V}^{-1}$)
 μ_i : イオンの移動度($\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1} \text{V}^{-1}$)
 ν : 光の振動数(s^{-1})
 ν_e : 電子の衝突周波数(s^{-1})
 ν_i : イオンの衝突周波数(s^{-1})
 λ_{ea} : 電子と原子の衝突平均自由行程(mm)
 λ_{ei} : 電子とイオンの衝突平均自由行程(mm)
 ξ : 無次元化された電極間の位置座標
 ψ : 無次元化された空間電位

第 1 章 序 論

1.1 はじめに

ここ数年来、二酸化炭素(CO₂)などによる地球の温暖化問題が提起されている。主に、膨大な化石燃料の消費によって引き起こされる地球規模の大気汚染が原因といわれている。また、硫黄酸化物や窒素酸化物などによる酸性雨なども、地球環境上大きな問題となっている。1998年10月に地球温暖化防止京都国際会議でCO₂の排出規制を盛り込んだ“地球環境京都宣言”が採決されたが、地球温暖化問題は今後益々世界的に注目されることは間違いのないであろう。このような背景の下では、人類が主要なエネルギー源として使用している化石燃料を有効利用することが重要な課題になっている。これに加えて、化石燃料に代わる新たなエネルギー源の研究開発¹⁾は一層重要になるものと思われる。

化石燃料を多量に消費している発電所では発電効率向上のために、熱効率の高い再熱再生サイクルの導入や廃熱の利用などいろいろな工夫がなされている。熱電子発電器(Thermionic Energy Converter)はガスタービンと蒸気タービンの複合プラントなどの前段階に組み込んでトッピング・システムとして利用することにより発電効率を向上させることができ、試験的ではあるが良好な結果²⁾が得られている。

熱電子発電器は燃料電池、MHD 発電あるいは熱電気発電と同様、機械的な回転部を持たずに発電する直接発電方式の一種と位置付けられる。すなわち、高温電極のエミッタから放出された熱電子は、低温電極のコレクタで捕集され、外部回路を流れて再びエミッタに戻る過程で熱エネルギーを電気エネルギーに変換する方式である。熱電子発電器は構造が単純であり可動部がないため騒音を生じないこと、小型軽量でメンテナンスが容易であることなどの優れた特徴を持っている。熱電子発電器の応用としては、宇宙開発や海底探査用電源など、原子力エネルギーを熱源として燃料補給が困難な特殊な環境で使われる電源等が考えられるが、

最近では都市ガスを燃料とする家庭用ボイラーと組み合わせてコージェネレーションシステム³⁾として利用する試みが行われている。

熱電子発電器では高い効率で高出力電流を得るためには、エミッタを2000K 以上加熱する必要がある。熱源としては燃料補給の必要がなく、多量の熱を安定に供給できる原子力エネルギーが最適と考えられた。1950年代に旧ソ連及びアメリカによって宇宙開発が始められた頃から、燃料電池、太陽電池や熱電素子とともに宇宙での使用に有利な特性を備えた宇宙用電源の一つとして、熱電子発電器の開発研究が本格的に開始された⁴⁾。

本論文では自然エネルギーの一つである太陽エネルギーを利用する熱電子発電器の開発を目指す。このため、光照射型熱電子発電器の基本原理及び動作特性を調べることを研究目的としている。この光照射型熱電子発電器では、太陽光の短波長成分によって、熱電子発電器内にセシウム原子を励起又は電離させて正イオンを生成し、これにより熱電子発電器内の負の空間電荷を中和させる。また、同時に長波長成分でエミッタの加熱を行って熱電子放出を引き起こし高出力電流を取り出すことを目的とする。

1.2 熱電子発電器研究の経緯

熱電子発電器研究の歴史は19世紀末に逆のぼることができる。熱電子放出現象は1885年 Edison により発見されたが、その後1902年に Richardson によってこの現象が理論と実験により詳しく研究され、熱電子放出の理論が確立された。1915年には、ドイツの Goettingen 大学の W.Schlichter によって、はじめて真空形熱電子発電器による発電実験が行われた。Schlichter はこの熱電子発電器を熱力学的に考察し、その熱過程をカルノーサイクルに対応できると考えた。すなわち、電子が高温電極(エミッタ)から等温で蒸発する過程、蒸発した電子が断熱的に低温電極(コレクタ)に到達する過程、低温電極で等温的に凝縮する過程、

および低温電極から外部負荷を通して再び加熱電極にもどる過程の 4 つの過程に対応できると考えた。彼の実験データを基にして、得られたカルノー変化効率は $1.5 \times 10^{-9} \%$ ⁵⁾であった。当時の技術レベルが低いこともあるが、真空型熱電子発電器では出力並びに発電効率が著しく低い。この理由はエミッタ近傍に負の電荷を持つ熱電子が集積し、エミッタよりも低い空間電位が形成されるためである。

負の空間電荷を中和するために、1941 年に旧ソ連の Gurtovoy、Kovalenko らにより発電器内にセシウム蒸気を封入するアイデアが提案された。その後、旧ソ連やアメリカによる宇宙開発が本格化してからは、宇宙での使用に適した熱電子発電器の研究が注目されることとなった。熱電子発電器にセシウムが封入された結果、発電効率は 5~10% に飛躍的に向上した。発電効率の向上の原因はセシウム正イオンによって、発電器内の空間電荷が中和されたことによるものと考えられた。さらに電極表面へのセシウム吸着によって、電極の仕事関数が広い範囲にわたって安定に調節できること⁶⁾が立証されたが、エミッタ仕事関数を下げれば熱電子が多量に放出され、発電効率の向上につながると思われる。これ以来現在まで、セシウム封入型熱電子発電器が研究の主流となっている。なお、セシウムを封入ガスとして利用する理由は、これが全元素中で電離電圧が最も低いことによるものである。

一方、1957 年の旧ソ連によるスプートニク打ち上げ以来、人類の宇宙空間の利用は、現在に至るまで、着々と進められてきた。特に、放送衛星や気象衛星などによる情報提供は、いまや我々の日常生活に欠かせないものとなっている。衛星一個当たりの所要電力は 2000 年代には 100 kW 級以上に達すると予想される⁷⁾。電気出力が 100kW 以上になると原子力エネルギーを熱源として利用する発電方式が、発電器の重量や経済性の面で有利であるとされている。

原子炉を熱源とする熱電子発電器として、旧ソ連で世界で始めて製作された「TOPAZ」(水素化ジルコニウム(ZrH)減速炉、電気出力 5~10kW)

がある。この熱電子発電原子炉には1号機から3号機まであり、1970年から1973年にかけて製作され、長時間運転（例えば3号機では、約3000時間）が行われた。現在では、TOPAZの実績に基づいて、5~10kW級の熱電子発電炉が旧ソ連で実験的に使用されている。1987年及び1988年の両年には、人工衛星コスモスにTOPAZを搭載し、宇宙での試運転⁴⁾に成功している。約20基の海洋偵察衛星(the Soviet Radar Ocean Reconnaissance Satellite (RORSAT))には、熱電子発電原子炉が搭載されているといわれている。

一方のアメリカでの研究は1960年代前半に航空宇宙局(NASA)が中心となって行なったSET(Solar Energy Thermionic Conversion System)計画⁸⁾に始まる。この計画の目的は、火星探査機の主電源として使用するための数百W級の太陽熱電子発電装置の開発であった。その後研究開発の方向は、宇宙用電源として原子炉を熱源とする比較的大容量の炉内形熱電子発電原子炉の開発へと進んだ。しかし、太陽電池技術の進歩と当時大電力需要の背景がなかったこと及びスペース・シャトル計画の開始などによる予算上の制約もあって、これらの開発はすべて1972年に中止するに至った。その後は、火力発電プラントなどのトッピング・システムとして、熱電子発電器を利用するための要素技術の研究が続けられている。同じ時期に、旧ソ連とアメリカに加えて、フランス、ドイツ、オランダ、スウェーデンなどの欧州諸国でもこの分野の研究が隆盛となった。フランスとドイツでは1967年頃からテレビの衛星放送用に熱電子発電原子炉(ITR-Incore Thermionic Reactor 計画)の燃料要素の開発が開始され、2000時間以上の照射実験に成功した。一方、天然ガスの燃焼熱を利用する小規模な熱電子発電器が、工場或いは家庭におけるコジェネレーションシステムとしての利用を想定して、オランダのWolff等により開発された。セントラルヒーティング用ガス燃焼熱電子発電器TECTEMでは熱出力3kW、電気出力300W、発電効率7%の熱電併給が可能である。

また、TECTEM を基礎として、利用目的の相違に応じた数種類の 15kW 以下 TECBURNER という熱電子発電器の開発が進んでいる。

表 1.1 にこれまでの熱電子発電器研究の経緯⁴⁾を示す。

Table 1.1. Historical Summary of Major Thermionic Energy Converter programs⁴⁾

U.S. Thermionic Program						
Basic physics	Elementary cesium diode exploration	Ignited cesium diode consolidation		Advanced mode exploration	Advanced mode	
					Very high temperature	
Applications	Solar Radioisotope & nuclear reactor exploration	Thermionic nuclear fuel element (TFE) development		Fossil-fueled system exploration	Advanced reactor exploration	
					TFE technology recovery	
	1957	1965	1973	1975	1983	1985
						1990

USSR thermionic programs						
Basic physics	Unignited cesium diode exploration	Comprehensive basic physical definition of cesium diode			Ignited diode consolidation	
					Unignited very high temp. exploration	
					Advanced mode exploration	
Applications	Solar, Radioisotope & nuclear reactor exploration	TOPAZ reactor development	TOPAZ reactor experiments	TOPAZ flight test & system exploration	TOPAZ development	
			High power TFE development	High power reactor exploration		
	1956	1962	1965	1970	1975	1979
						1987

West Europe programs						
Basic physics	Ignited cesium diode consolidation ¹		Ignited mode cement emitter ²		Ignited mode exploration ⁴	
			Fossil fueled Auxiliary power ³		Fossil fueled diode development ⁵	
Applications	Thermionic nuclear fuel element developmeny ¹					
	1965	1973	1975	1982	1985	1990

1: German, France 2: German, Netherlands 3: German 4:Sweden 5:Netherlands

1.3 本研究の目的及び本論文の構成

二酸化炭素の発生を減らすために、前述したように、化石燃料の有効的な利用あるいは新しいエネルギー源を開発することが求められている。熱電子発電器はエミッタを高温に加熱する必要があるが、熱電子発電器の応用できる適当な熱源は多くない。また、高温動作のために、電極材料などの化学的、機械的な安定性が問題となり、現段階では発電器

の寿命が短く、信頼性に乏しいといった欠点がある。そこで、本研究は低温で動作する光電離により生成されるセシウムイオンを空間電荷の中和に用いる光照射型熱電子発電器の開発を目的とする。光源として太陽エネルギーを用いるので自然エネルギーの有効利用にも結びついた研究と位置づけられる。

本論文は次のような構成と内容になっている。

第 1 章 序 論

第 2 章 熱電子発電器の主要な物理現象

第 3 章 熱電子発電器の動作モード

第 4 章 熱電子発電器動作特性の計算機シミュレーション

第 5 章 光照射型熱電子発電器の動作原理

第 6 章 光照射型熱電子発電器の出力特性

第 7 章 光電離セシウムプラズマのプロープ測定

第 8 章 結 論

先ず、第 1 章では、熱電子発電器が宇宙用電源を始め、地上用のコージェネレーションシステムとして利用可能な直接エネルギー変換装置であることを述べている。次に、これまでの熱電子発電器の研究経緯について紹介し、最後に、本研究の目的及び論文の構成について述べる。

第 2 章では熱電子発電器の主要な物理現象について解説する。熱電子放出、セシウムの表面電離、仕事関数などの基本概念から説明し、セシウムプラズマの基礎過程、すなわち衝突励起、電離、脱励起、再結合及び拡散などを考察し、さらに熱電子発電器内の重要なパラメータである空間電荷中和度を紹介する。これによって熱電子発電器の基本的な物理現象を理解する。

第 3 章では各種の熱電子発電器の動作条件及び動作モードについて述べる。真空型熱電子発電器に始まり、セシウム封入低圧型及び高圧型熱電子発電器の特徴並びに電極間隔や空間電荷中和度などの出力特性への影響を述べる。また、セシウム高圧型熱電子発電器の 2 種類の動作モー

ドである非点火モードと点火モードの動作条件及び特徴についても述べる。

第4章では実用性の高いセシウム高圧型熱電子発電器の点火モードについて述べる。プラズマ内の粒子数の保存則及び運動量の保存則から出力特性を記述する方程式の導出を紹介するとともに、点火モードの出力動作特性解析用のシミュレーションコードを紹介し、熱電子発電器の問題点を指摘する。

第5章では光照射型熱電子発電器の基本原理について述べる。熱電子発電器の出力特性の改善方法として補助放電の必要性を紹介し、光電離によるプラズマ生成の有効性を述べる。光励起及び光電離理論を導入し、光照射により生成されるセシウムプラズマ密度を見積もる。また、光電離による電極間の空間電荷中和度の改善方法を考察し、最適な動作条件を探す。

第6章では光照射型熱電子発電器の出力特性について述べる。製作した光照射型熱電子発電器の構造から発電実験の結果までを紹介し、光照射により非点火モード及び点火モードの出力特性が改善されること、点火モードへの遷移が促進されることなどを示す実験結果を紹介するとともに、それらのエミッタ温度及びセシウム蒸気温度依存性などについて考察する。また、光照射により出力特性の改善が現れる条件を実験結果から検討する。

第7章では光照射により生成されるセシウムプラズマのプロープ測定について述べる。プロープ理論の紹介に始まり、セシウムプラズマの特徴、プロープ測定で得られたプラズマ密度及びそのエミッタ及びセシウム蒸気温度依存性を考察し、光照射により生成されるセシウムプラズマの特性を考察する。

最後に第8章では本研究で得られた成果を総括し、本研究の意義を再確認すると共に、残された解決されるべき課題について述べる。

第 1 章の参考文献

1. 高橋 清、浜川圭弘、後川昭雄: 太陽光発電、森北出版社、1980.
2. 神藤正士: “熱電子発電器研究開発の現状”、プラズマ・核融合学会誌、7 (1994) 1045.
3. L.R. Wolff, W.B. Veltkamp, V.I. Yarigin: Proc. 2nd Intersoc. Conf. on Nuclear Power Eng. in Space, PTI Sukhumi, Georgia, 1991, p.72.
4. N. S. Rasor: “*Thermionic Energy Conversion Plasma*”, IEEE Trans. Plasma Sci., **19** (1991) 1191.
5. 清水定明: “Cs 封入型熱電子コンバータの出力特性解析”、電子技術総合研究所研究報告第 906 号 (1989) .
6. V. C. Wilson: “*Conversion of Heat to Electricity by Thermionic Emission*”, J. Appl. Phys., **30** (1959) 475.
7. 近藤駿介: “宇宙用原子炉開発の現状”、日本原子力学会誌、**28** (1986) 587.
8. V. A. Kuzenetov: *Thermionic Electrical Power Generation*, Julich, Germany, **1** (1972) 365.

第2章 熱電子発電器の主要な物理現象

2.1 序 論

熱電子発電器は熱電子放出により熱エネルギーを電気エネルギーに変換する装置である。本章では熱電子発電器における最も基本的な物理現象、すなわち熱電子放出、表面電離、仕事関数などの電極の表面現象及び電極間のセシウムプラズマの諸過程について述べる。また、熱電子発電器の出力特性を支配する空間電荷中和度を紹介する。熱電子発電器の出力を取り出すには熱電子放出が基本となるが、表面電離や体積電離による正イオンの生成も極めて重要であることを指摘する。

2.2 電極表面の諸現象

2.2.1 熱電子放出

温度を有する金属内の自由電子は金属内部で熱運動をしており、そのエネルギー分布は、Fermi-Dirac 分布則^{1,2)}にしたがうことが知られてい

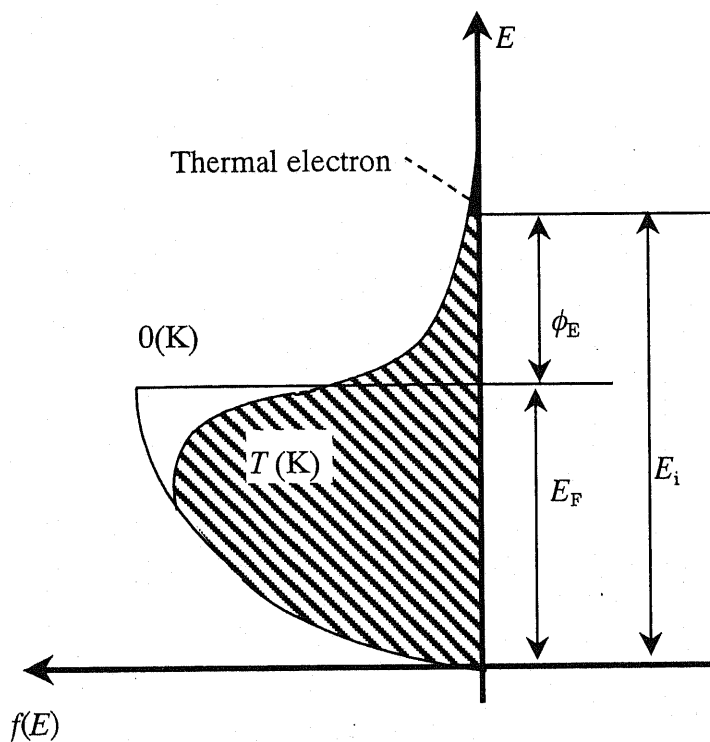


図 2.1. $0(K)$ 及び $T(K)$ における金属中の自由電子のエネルギー分布

る。図 2.1 に Fermi-Dirac の分布を示す。

金属温度が十分低い場合($T \rightarrow 0(\text{K})$)、自由電子は伝導体の最低の準位($E = 0$)から、Fermi 準位($E = E_F$)と呼ばれるエネルギー準位までに分布している。金属が高温に加熱されると、 E_F 付近のエネルギー分布が変化し、 E_F 以上のエネルギーを持つ電子が増加することになる。この電子の一部が、金属と外部空間との境界面に存在するエネルギー障壁に打ち勝って金属の外部へ飛び出すことになる。これが熱電子放出現象である。この障壁ポテンシャルを E_i と表すと、これと Fermi 準位の差は金属の仕事関数 ϕ と呼ばれ、 $e\phi = E_i - E_F$ で与えられる。Fermi-Dirac のエネルギー分布則より、 $E \sim E + dE$ なるエネルギー帯域に存在する単位体積当たりの電子数は、以下のようなになる：

$$f(E)dE = \frac{(4\pi/h^3)(2m_e)^{3/2}\sqrt{E}dE}{1 + \exp[(E - E_F)/kT]} \quad (2-1)$$

ここで、 m_e は電子の質量、 T は金属の絶対温度、 h は Planck プランク定数、 k は Boltzmann 定数である。(2-1)式から分かるように、 $T_F = 0$ のとき、 $f(E)$ は $E < E_F$ で $E^{1/2}$ に比例し、 $E \geq E_F$ では $f(E) = 0$ となる。このため、 $T = 0(\text{K})$ の時は Fermi 準位 E_F 以上のエネルギーをもつ電子が存在しないことが判る。高温になると、電子のエネルギーが Fermi 準位を超えることができ、さらに、 E_i より高くなると電子が金属から飛び出すことができる。いま、電子が金属に垂直方向のみに飛び出す場合に考えると、 E_i より大きいエネルギーを持つ電子、言いかえれば、 x 方向に $(2E_i/m_e)^{1/2}$ 以上の速度を持つ電子は金属から飛び出すことができる。金属面に垂直方向を x 、これに垂直方向を y 、 z とし、 x 、 y 、 z に対応する電子の速度成分を u, v, w と表わすと、式(2-1)の中の E は $\frac{1}{2}m_e(u^2 + v^2 + w^2)$ に書きかえることができる。

x 方向の速度成分が u と $u + du$ の間にある電子の金属表面の単位面積及び単位時間あたりの電子数は

$$uf(u)du = \frac{2m_e^3}{h^3} \exp\left(\frac{E_F}{kT}\right) \int_{-\infty}^{\infty} dv \int_{-\infty}^{\infty} dw \exp\left[-\frac{m_e}{2kT}(u^2 + v^2 + w^2)\right] udu \quad (2-2)$$

で与えられる。ここで、式(2-1)の分母の1は $E \geq E_i$ のとき $\exp[(E - E_i)/kT_E]$ $\gg 1$ となるので省略することができる。式(2-2)を u に関して $(2E_i/m_e)^{1/2} \leq u < \infty$ にわたって積分し電子の電荷 e を掛ければ、熱電子放出電流密度 J_{eR} が得られる。すなわち、

$$J_{eR} = e \int_{\sqrt{2E_i/m_e}}^{\infty} uf(u)du = \frac{4\pi em_e k^2}{h^3} T^2 \exp\left(-\frac{e\phi}{kT}\right) = AT^2 \exp\left(-\frac{e\phi}{kT}\right) \quad (2-3)$$

となる。ここで、 A は Richardson 定数と呼ばれる。これは導出者にちなんで Richardson-Dushman の式と呼ばれる。この式からわかるように、 J_{eR} は ϕ と T に依存する。 ϕ が大きくなると、 J_{eR} が減少し、 ϕ が小さくなると、 J_{eR} が増加する。また、 J_{eR} の T 依存性については Richardson-Dushman 式 (2-3) を変形し、 $\ln(J_{eR}/T^2)$ を $1/T$ の関数として表わすと比例関係にあることがわかる。 $e=1.6 \times 10^{-19}$ (C)、 $m_e=9.1 \times 10^{-31}$ (kg)、 $h=6.63 \times 10^{-34}$ (Js)、 $k=1.38 \times 10^{-23}$ (J/K)などを用いて

$$\ln(J_{eR}/T^2) = 13.9 - 1.16 \times 10^4 \phi/T \quad (2-4)$$

を得る。図 2.2 の直線は、式(2-4)の ϕ をパラメータとしてプロットしたもので Richardson 直線³⁾と呼ばれ、 $1/T$ に比例することがわかる。この直

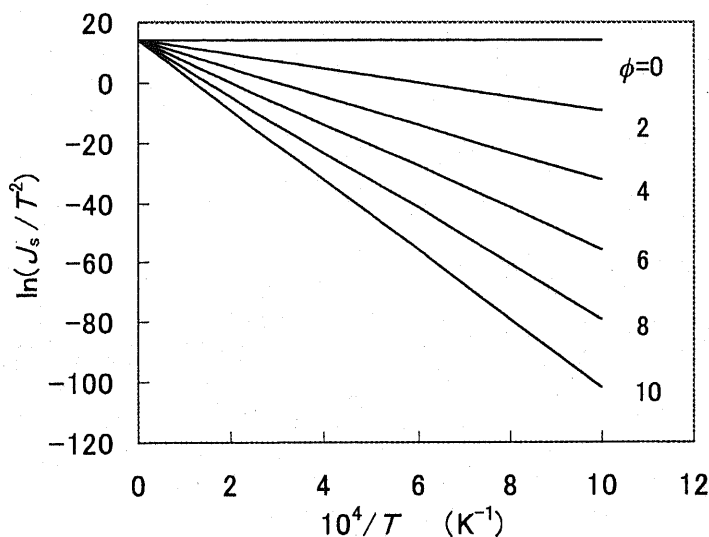


図 2.2. 仕事関数をパラメータにした Richardson プロット

線を実験的に求めれば、金属の仕事関数を求めることができる。すなわち、様々な T について J_{eR} を測定して、その結果を Richardson 直線の形でプロットすれば、曲線の勾配から ϕ が求まる。しかし、多くの場合 ϕ は T の 1 次関数となっていて、理論値からかけ離れる場合が多い。この原因は金属表面が均一でないことと、 T によって金属表面状態が変化することあるいは金属表面に吸着されたガス等が影響していることなどが考えられる。また、金属の表面における反射、量子力学的トンネル効果、あるいは金属表面における電場の影響などもあって、実際はもっと複雑になる。

2.2.2 表面電離

熱電子発電器の特性に重要な影響を及ぼす表面現象の一つは表面電離である。熱電子放出により電極近傍に負の電荷を持つ電子が累積される結果、負の空間電位が形成され、引き続く熱電子の放出が妨げられる。このため、電離電圧が低いセシウムを発電器内に封入して、セシウムの正イオンを生成することにより、負の空間電荷の中和が図られる。つまり、セシウムの正イオンが電極間領域の負の空間電荷を中和するからである。セシウムの電離機構としては、セシウムがその電離電圧よりも高い仕事関数を持つ高温の金属に附着することによって生じる表面電離と電極間で高エネルギー電子との衝突により引き起こされる体積電離が考えられる。後者は後の節で述べるが、本節では表面電離について説明する。

セシウムの電離電圧 V_i は全元素の中で最も低く、 $V_i=3.89\text{eV}$ である。一方、発電器のエミッタ電極としてはその仕事関数 ϕ_E が V_i よりも高い金属が使用される。タングステンでは $\phi_E=4.6\text{eV}$ であり、これを高温に加熱すると、仕事関数より高いエネルギーの電子は電極から放出されるが、これよりエネルギーが低く、かつ V_i より高いエネルギーを持つ電子がタングステン内部に存在している。この状況下でセシウム原子がタングス

テンに附着すると、セシウム原子はそれらの電子からエネルギーもらうことによって電離される。また、セシウム原子から離れた電子はタングステン内部に吸収される。電離したセシウムイオンの一部は電極から離れ、電極間空間に移動することにより負の空間電荷を中和する。

金属表面から流れ出るイオン流束を計算するにあたっては、金属表面に到達したイオン及びセシウム原子がイオンとなって表面から離れ去る確率 β を知る必要である。ここで、金属面に入射するセシウム原子及びイオンが平均的に表面に十分長い時間滞在するものとする、セシウムイオンの放出流束 Γ_{i+} はセシウム原子の入射流束 Γ_a とセシウムイオンの入射流束 Γ_i を用いて $\Gamma_{i+} = \beta (\Gamma_i + \Gamma_a)$ と表される。 β は Langmuir-Saha の電離確率と呼ばれ、(2-5)で与えられる。

$$\beta = \left[1 + 2 \exp \frac{e(V_i - \phi)}{kT} \right]^{-1} \quad (2-5)$$

電離確率 β と仕事関数 ϕ の関係⁴⁾を図2.3に示す。図から $\phi = V_i$ の時 $\beta = 1/3$ になることが判る。セシウム封入型熱電子発電器の場合はエミッタの仕事関数 ϕ_E はエミッタ温度 T_E とセシウム蒸気温度 T_{Cs} の比で決まるため、

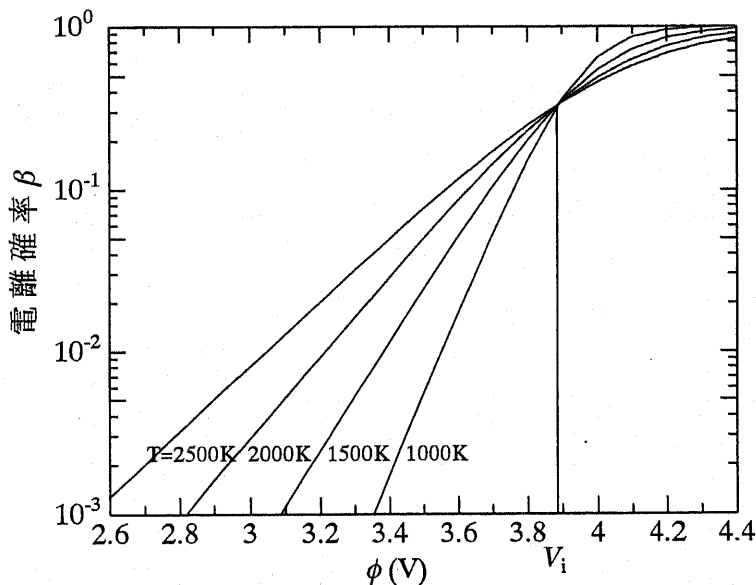


図2.3. セシウムの表面電離確率

表面電離を十分行なうにはそれらの温度比の選択が必要になる。

2.2.3 仕事関数

セシウムが高温の金属電極に附着すると表面電離だけではなく、電極の仕事関数を低下させる。セシウムのもう一つのすぐれた点はその仕事関数が 1.69eV と極めて低いことである。

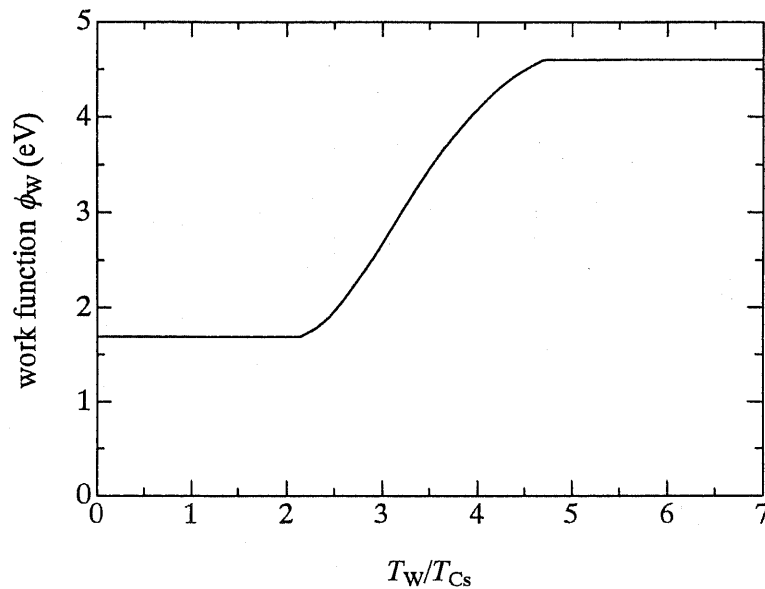


図 2.4. セシウムを吸着したタングステン仕事関数のセシウム及びタングステン温度依存性

セシウムを附着した金属表面の見かけの仕事関数は、金属とセシウム蒸気の温度によって異なる。金属の仕事関数は裸の仕事関数からセシウムの仕事関数まで低下するので⁵⁾、セシウムの仕事関数が低いことはコレクタの仕事関数を低下させるため、熱電子発電にとっては有利である。Taylor と Langmuir⁶⁾ はセシウム蒸気中のタングステン線からの熱電子放出電流を測定したところ、タングステンの仕事関数が吸着ガスの量によって著しく変化する現象を発見した。図 2.4 は、タングステン表面にセシウムが吸着した時のタングステン仕事関数 ϕ_w 、電極温度 T_w とセシウム蒸気温度 T_{Cs} の比に対する依存性である。この曲線の $2.2 < (T_w/T_{Cs}) < 4.5$ の部分の ϕ_w は以下の式により近似的に算出できる。

$$\phi_w = -8.136 + 29.776 \frac{T_w}{T_{cs}} - 31.145 \left(\frac{T_w}{T_{cs}}\right)^2 + 15.262 \left(\frac{T_w}{T_{cs}}\right)^3 - 3.811 \left(\frac{T_w}{T_{cs}}\right)^4 + 0.477 \left(\frac{T_w}{T_{cs}}\right)^5 - 0.024 \left(\frac{T_w}{T_{cs}}\right)^6 \quad (2-6)$$

T_w/T_{cs} が大きい場合は、タングステン表面にはセシウムがないので、この場合の ϕ_w はタングステンの仕事関数 4.6eV となる。また $\phi_w=4.6\text{eV}$ 一定の下では、 T_w の低下とともに熱電子放出電流密度 J_{eR} も減少する。これに対して T_w/T_{cs} が低いところではセシウムが金属表面に吸着するので、 ϕ_w は低下する。この結果、 T_w の低下による J_{eR} の減少効果に比べて ϕ_w が小さくなることによる J_{eR} の増大効果の方が大きくなる。したがって、表面が実質上セシウムで完全に覆われてしまって ϕ_w が 1.69eV に落ち着くまでの範囲では、 T_w が下がると逆に J_{eR} が増大することになる。以上のように、熱電子放出電流密度 J_{eR} は金属の仕事関数 ϕ_w の変化により複雑に変化する。 J_{eR} の $1/T_w$ の依存性を Richardson-Dushman の式(2-3)を用いて算出してプロットすると、図 2.5 に示すようにいわゆる S 字曲線と呼ばれる特性が得られる。

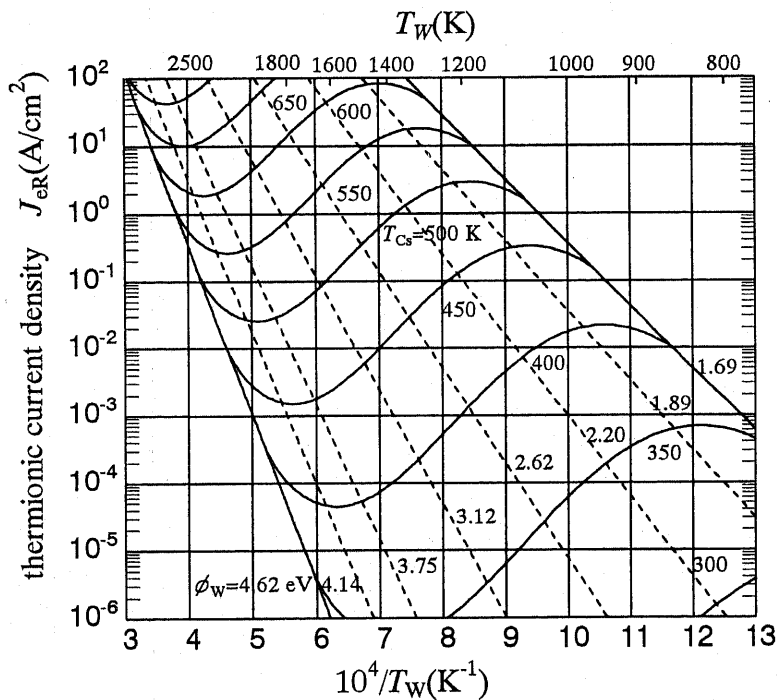


図 2.5. セシウム吸着タングステンからの熱電子放出

2.3 発電機内プラズマの諸現象

前述したように、セシウムを電極間に封入すると、電極間ではセシウム原子と電子との衝突による電離、いわゆる体積電離が生じる。本節でセシウムの体積電離について述べる。

2.3.1 セシウム原子のエネルギー準位

セシウム原子のエネルギー準位及び各準位間のエネルギー差⁷⁾を図 2.6 に示す。基底準位は 6S で、基底準位から電離準位までのエネルギー差は 3.89eV である。基底準位と電離準位の間には 6P、5D、7S、7P、6D、8S、8P などの多く励起準位がある。セシウムの励起と電離は電子との衝突によるものと放射光によるものとに分類される。図には励起及び電離に必要な照射光波長も合わせて表示されている。

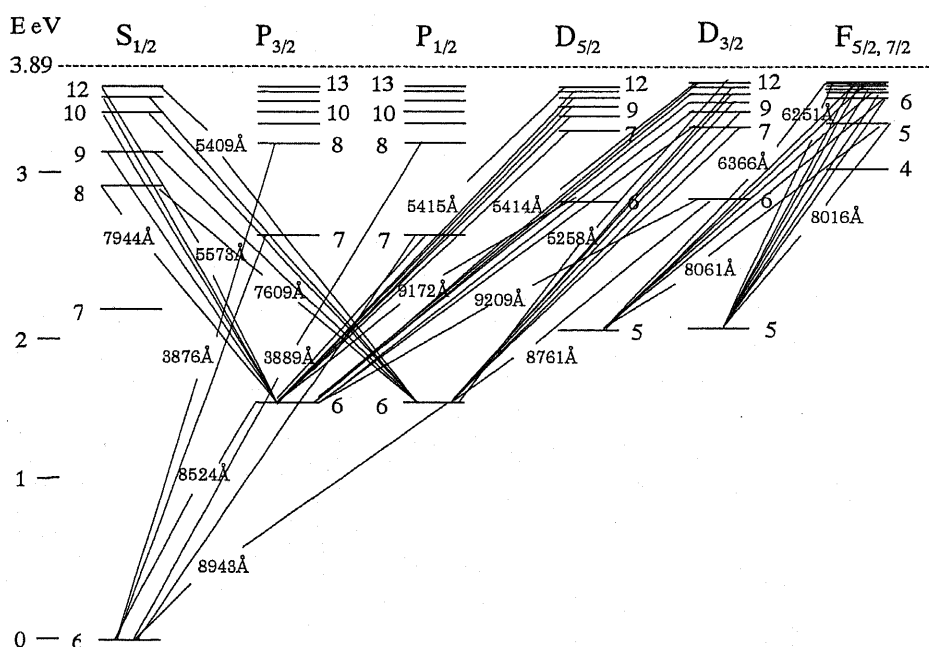


図 2.6. セシウム原子のエネルギー準位図⁷⁾

2.3.2 衝突励起

セシウム原子が電子と衝突すると、電子の一部のエネルギーはセシウム原子に与えられ、後者が励起される。すなわち、



このような衝突励起過程の確率は粒子間の衝突断面積と両者の相対速度に比例する。また、衝突断面積は励起に必要なエネルギーに依存する。励起準位が低いほど必要なエネルギーが低く、衝突断面積が大きくなり、励起確率が高くなる。逆に、励起準位が高くなると、励起に必要なエネルギーが大きくなり、衝突断面積が小さくなり、励起確率も低くなる。例えば、電子温度 T_e が 2000K の時、第一励起準位 6P に励起される確率は $10^{-11}(\text{cm}^3/\text{sec})$ であるが、7P 準位への励起の場合はこれと比べると、 10^4 倍になり、 $10^{-15}(\text{cm}^3/\text{sec})$ 以下になる⁸⁾。このように、第一励起準位までに必要な励起エネルギーが低いので、第一励起準位原子は最も支配的であると思われる。励起準位までの非弾性衝突断面積の算出法には古典量子力学の Thomson の理論⁹⁾、Grizinski の理論¹⁰⁾、及び Born の近似理論がある。第一励起準位までの衝突励起断面積は低エネルギーの範囲(3eV 以下)では三つの理論計算値がよく合っている。本節では Thomson 理論の衝突断面積の算出方法を利用して衝突断面積 σ を算出する。エネルギー準位 k から l までの衝突断面積は下のようになる:

$$\sigma_{kl} = \begin{cases} 0, & \frac{mv^2}{2} < E_l - E_k, \\ \frac{2\pi e^4}{mv^2} \left(\frac{1}{E_l - E_k} - \frac{2}{mv^2} \right), & E_l - E_k < \frac{mv^2}{2} < E_{l+1} - E_k, \\ \frac{2\pi e^4}{mv^2} \left(\frac{1}{E_l - E_k} - \frac{2}{E_{l+1} - E_k} \right), & E_{l+1} - E_k < \frac{mv^2}{2} \end{cases} \quad (2-8)$$

ここで、 E_k 、 E_l 、 E_{l+1} は k 、 l 、 $l+1$ 準位のエネルギーで、 v は電子の速度である。第一励起準位の場合には $E_k=0$ 、 $E_l=1.4\text{eV}$ 、 $E_{l+1}=1.83\text{eV}$ となる。

図 2.7 は $E_k=1.4\text{eV}$ として E_l を変化して算出した電子とセシウム原子との衝突による 6P 励起準位までの衝突断面積 σ_{ex} を示す。なお、本論文では特別な説明をしない限り、励起は第一励起準位であることを意味する。

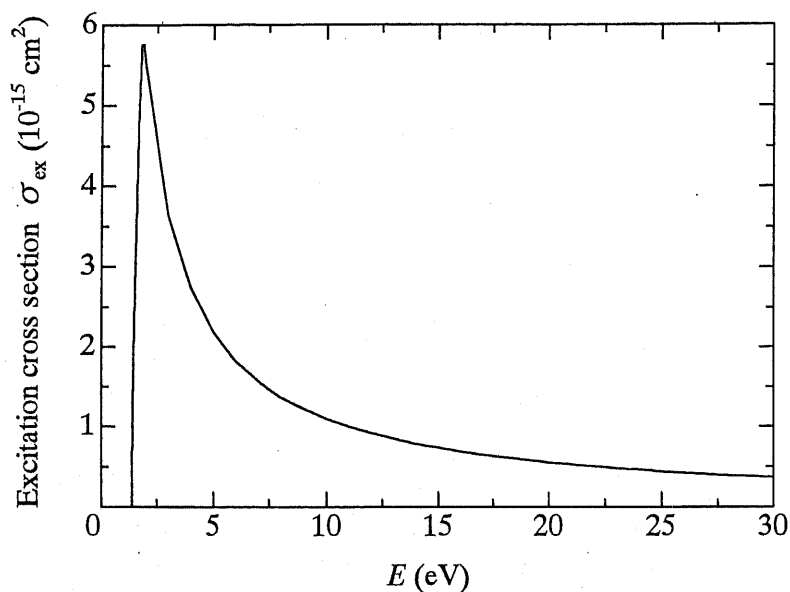
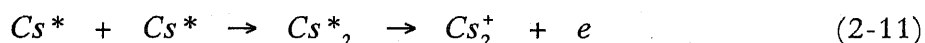
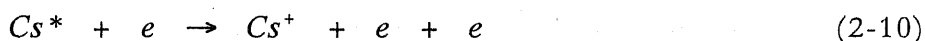
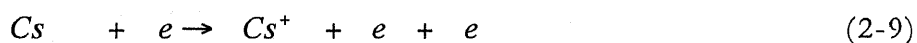


図 2.7. 6P 励起準位まで衝突断面積

2.3.3 衝突電離

セシウムプラズマ中では衝突電離機構として、電子と基底準位のセシウム原子との衝突による直接電離、励起原子との衝突による累積電離、および励起原子間の衝突による分子状イオンの発生が考えられる。すなわち、



ここで Cs、Cs*、Cs₂*、Cs⁺および Cs₂⁺はそれぞれセシウムの基底準位の原子、励起原子、励起分子、原子状イオン、分子状イオンを現わす。

式(2-9)の過程は高エネルギー電子と基底準位のセシウム原子との衝突によるもので、必要なエネルギーは 3.89eV であり、衝突断面積は電子エネルギーに依存する。ここで、励起衝突過程に使用した古典的な Thomson 理論を用いて衝突電離断面積を求める。Thomson 理論によると、エネルギー準位 k からの衝突による電離断面積は以下の式になる:

$$\sigma_{kion} = \begin{cases} 0, & E_{ion} - E_k > \frac{mv^2}{2}, \\ \frac{2\pi e^4}{mv^2} \left(\frac{1}{E_{ion} - E_k} - \frac{2}{mv^2} \right), & E_{ion} - E_k < \frac{mv^2}{2}, \end{cases} \quad (2-12)$$

図 2.8 は上式を使って算出した基底準位($E_k=0$)からの衝突電離断面積の電子エネルギー依存性を示す。

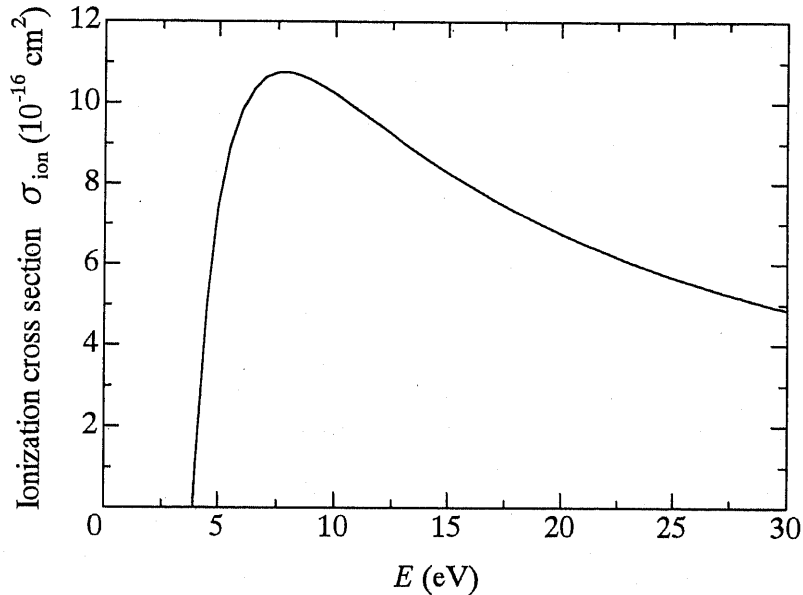


図 2.8. 基底状態からの衝突電離断面積の電子エネルギー依存性

式(2-10)の過程は各励起準位からの電離過程が含まれており、必要なエネルギーは高い励起準位から第一励起準位まで増加していく。前節に述べたように、励起原子は主に第一励起準位原子が支配的であるので、ここでも第一励起準位のみが式(2-10)の過程により電離することを仮定すると、電離に必要なエネルギーは 2.5eV となる。また衝突断面積も Thomson 理論によって求めることができる。

次に式(2-12)の過程による分子状イオンの発生に関しては、電離のための余分なエネルギーをほとんど必要としない^{11,12)}。何故ならば、二つの第一励起準位のセシウム原子をあわせて $1.4\text{eV}+1.4\text{eV}=2.8\text{eV}$ の励起エネルギーを持ち、かつセシウム分子から二つセシウム原子への解離エネルギーは 0.45eV であり、それらのエネルギーの和は分子状イオンの生

成に必要なエネルギー 3.2eV より大きいからである。しかし、熱電子発電器における実験で質量分析器による測定結果によると、セシウム圧力が 1Torr 以上で電子のエネルギーが低い時を除けば、分子状イオンは原子状イオンと比べて無視できることも報告されている¹³⁾。

2.3.4 脱励起

励起原子の関わる過程として、電子との衝突により基底準位へもどる脱励起、光の放射により低いエネルギー状態へ遷移する放射脱励起、励起状態からの電離による消滅が考えられる。このうち励起からの電離は前節で述べた。

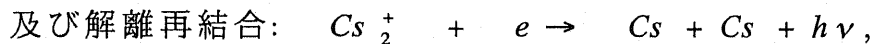
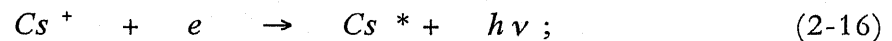
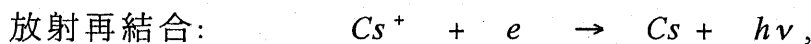
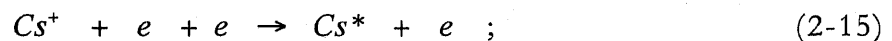
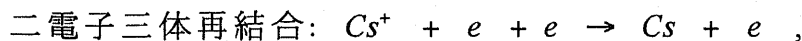
電子との衝突による逆励起と自然減衰は下の式で与えられる。

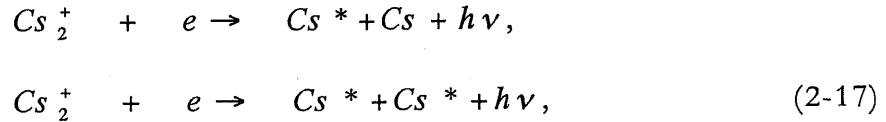


式(2-13)は電子との衝突によって、励起原子が励起準位から基底準位へ戻り、失うエネルギーが電子を加速する。また、式(2-14)は励起原子が自らの光放射により基底準位へ戻る。 h はプランク定数であり、 ν は放射脱励起によって放射された光の振動数で、励起準位と基底準位のエネルギー差により決まる。

2.3.5 再結合

イオンが電子と結合して中性粒子に戻る過程は再結合と呼ばれる。再結合¹⁴⁾としては、





が考えられる。

二電子三体再結合係数は熱平衡状態における詳細釣り合いの原理を利用することにより衝突電離断面積を次のようにして求めることができる。即ち、熱平衡状態では式(2-15)の反応がバランスするので、あるエネルギー準位にある原子と電子との衝突により電離する割合と、二つの電子とイオンとの衝突によりそのエネルギー状態の原子を発生する割合とが等しくなる。再結合係数に関しては Norcross と Stone¹⁵⁾の論文に詳しい記述がある。

放射再結合では再結合により光子が放射される。この光が中性原子に吸収されると、再びこれを励起させることができる。しかし、一般的には放射再結合係数は二電子三体再結合係数より非常に小さいので、解析する時には無視することができる。

式(2-17)の解離再結合は解離により二つの中性原子、一つの励起原子と一つの中性原子或いは二つの励起原子が生成される場合が考えられる。解離再結合係数は前述の二つ再結合係数と比べ大きな数値を持つが、セシウムの圧力範囲とプラズマ中のセシウム分子状イオンの数によって決まる。

2.3.6 拡散

電子及びイオンの衝突が多いセシウム圧力の高い場合には拡散現象を理解する必要がある。点火モードはこの場合に該当する。荷電粒子の損失では再結合の他に、半径方向および軸方向への拡散による損失がある。プラズマ密度が高い時には電子とイオンの拡散は両極性拡散となる。いま電子とイオン密度が等しい容器を考える。電子はイオンよりもずっと速く壁に向かって拡散するので、正の電荷が残される。このため空間電荷電界が電子を減速させイオンを加速する方向に発生する。デバイ長 λ_D

が容器の寸法 L よりも小さいときにイオンはその周辺に電子をもち得て、電子とイオンが一体となって拡散するが、反対に $\lambda_D > L$ となると、イオンと電子はそれぞれ無関係に拡散する。 $\lambda_D \propto (T/n)^{1/2}$ であるからプラズマ密度が高いほど両極性拡散になりやすい。

電子の平均自由行程 λ_e が L に比べて小さいとして、拡散と電界による移動の両者を考慮すると、単位時間あたり単位面積を通過するイオンと電子の流束はそれぞれ

$$\Gamma_i = n_i v_i = -D_i \nabla n_i + \mu_i n E \quad (2-18)$$

$$\Gamma_e = n_e v_e = -D_e \nabla n_e - \mu_e n E \quad (2-19)$$

となる。ここで μ_e と μ_i は電子とイオンの移動度、 D_e と D_i はそれぞれ電子とイオンの拡散係数である。これらの係数は以下のように定義される。

$$\begin{aligned} \mu_e &= \frac{e}{m_e v_e} & \mu_i &= \frac{e}{M v_i} \\ D_e &= \frac{k T_e}{m_e v_e} & D_i &= \frac{k T_i}{M v_i} \end{aligned}$$

ここで、 v_e と v_i はそれぞれ電子とセシウム原子及びセシウムイオンとセシウム原子との衝突周波数である。 μ_e は電場の強い場所では電場に依存することが知られているが、通常プラズマ中では μ_e と μ_i は定数として扱うことができる。また、プラズマでは $n_i = n_e = n$ 、及び $\Gamma_i = \Gamma_e = \Gamma$ の関係が成立する。このことは両極性拡散によって単位時間に単位面積を通過して電子とイオンが同じ数だけ運ばれることを意味し、 $v_e = v_i$ となる。上の2式から E を消去すると荷電粒子の拡散流束は次の式で与えられる。

$$\Gamma = -D_a \nabla n \quad (2-20)$$

ここで D_a は両極性拡散係数と呼ばれ、

$$D_a = \frac{\mu_i D_e + \mu_e D_i}{\mu_i + \mu_e} \quad (2-21)$$

で与えられる。

以上、電極間のプラズマの生成及び消滅過程を簡単にまとめたが、実

際の電極間プラズマではこれらの反応過程が複雑にからんで生じて、三次元でモデル化することが困難である。熱電子発電器内の物理現象を理解するには、主要な反応過程に絞って現象を把握すれば、ある程度解析可能なモデルを立てることができる場合も存在する。

2.4 空間電荷中和度と空間電位分布

発電器内に生成される負の空間電荷はその出力を大きく制限する。本節では表面電離により生成されるセシウムイオンがエミッタ近傍の空間電荷を中和する様子を T_E と T_{Cs} の依存性として分析し、空間電位との関係を述べる。

まず、エミッタ近傍に存在する熱電子と表面電離により生成されたイオンの量を考察する。高温エミッタからの熱電子流束 Γ_{eR} と表面電離により生成されるイオン流束 Γ_{iL} は以下に示す Richardson-Dushman の式と Langmuir-Saha の式で与えられる。

$$\Gamma_{eR} = \frac{4\pi m_e k^2}{h^3} T_E^2 \exp\left(\frac{-e\phi_E}{kT_E}\right) \quad (2-22)$$

$$\Gamma_{iL} = \frac{P_{Cs}}{(2\pi M k T_{Cs})^{1/2} \left\{ 1 + 2 \exp\left[\frac{e(V_i - \phi_E)}{kT_E}\right] \right\}} \quad (2-23)$$

ここで、添字 E はエミッタに関するパラメータを意味し、 P_{Cs} はセシウム蒸気圧で T_{Cs} の関数である。

$$P_{Cs} = 7.5 \times 10^6 \exp\left(\frac{-0.75e}{kT_{Cs}}\right) \quad (2-24)$$

エミッタ直前のイオン密度と電子密度を n_{iE} 及び n_{eE} とすると、空間電荷中和度 α は

$$\alpha = \frac{n_{iE}}{n_{eE}} = \sqrt{\frac{M}{m}} \frac{\Gamma_{iL}}{\Gamma_{eR}} \quad (2-25)$$

により定義される。

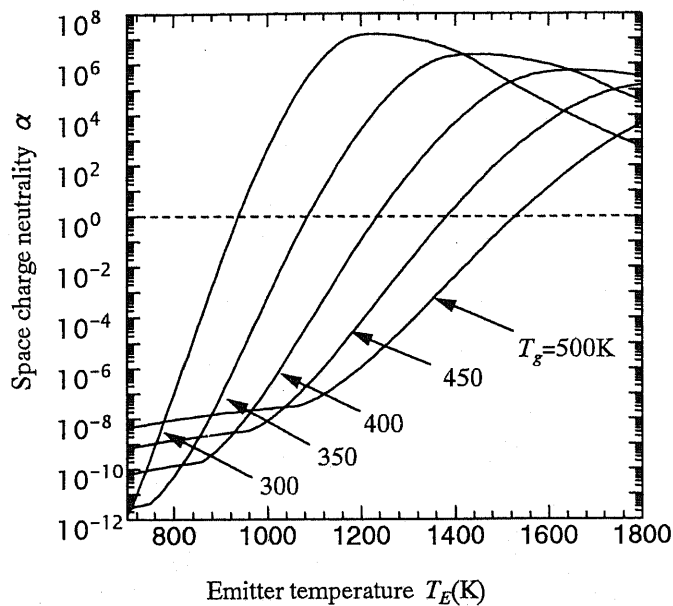


図 2.9. 空間電荷中和度 α とエミッタ温度 T_E

式(2-22)～(2-24)を使って、 T_E に対する空間電荷中和度 α の計算値を T_{Cs} をパラメータとして図 2.9 に示す。セシウムの体積電離が無視できる場合、セシウムイオンはエミッタ電極表面での表面電離によって生成される。 T_E が低い時は、 $n_{eE} \gg n_{iE}$ であり、 $\alpha \ll 1$ となる。しかし、 T_E の上昇に伴ってエミッタ表面へのセシウム附着量が減少して ϕ_E が低下してくると、熱電子流束が S 字曲線に沿って変化する。このため、 α も S 字曲線の変化と対応して変化する様子が図 2.9 から判る。S 字曲線がピークとなる条件の下では Γ_{eR} が大きいため、 α が小さくなり、S 字曲線の谷のところでは逆に α が最大となる。しかし、 T_E が上昇すると、 Γ_{iL} も同時に変化する。このため、 α の変化を正確に理解するには熱電子放出と表面電離の両方を考慮しなければならない。

上図をもっと分かりやすいように、 $\alpha=1$ の条件を満たす T_E と T_{Cs} の関係を T_E-T_{Cs} の平面にプロットすると、図 2.10 になる¹⁶⁻¹⁸⁾。この図を見ると、 $\alpha=1$ の 2 本の線で平面が 3 つの領域に分けられることが判る。 T_E の低い領域では ϕ_E が低いので、セシウムの表面電離が不十分であるが熱電子放出は多いため $\alpha < 1$ となり、エミッタ直前で電子が過剰になる。 T_E を高くすると、表面のセシウムが部分的に蒸発されて ϕ_E が高くなり、熱電

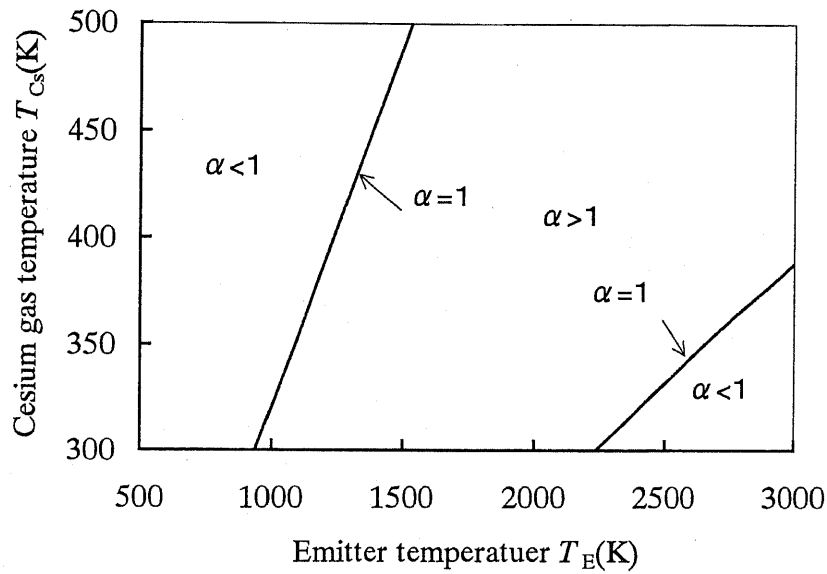


図 2.10. T_E と T_{Cs} 平面上の空間電荷中和度

子放出が低下する。同時に、表面電離が増加してイオン密度が増大する。このため、 $\alpha > 1$ となり、エミッタ近傍でイオンが過剰になる。さらに、 T_E が上がると、 T_{Cs} の低い場合にはエミッタ表面に流入するセシウム原子流束が少なく、表面電離で生成されるイオンが制限される。この時 ϕ_E はエミッタの裸の仕事関数と等しくなるが、エミッタが高温のため、多量の熱電子放出が可能である。結果として、 $\alpha < 1$ となる。一方、 T_{Cs} が高いところでは一部のセシウムがエミッタ表面にまだ残っており、高温電極での表面電離により生成されるイオン数が、仕事関数の高い電極から放出される熱電子数に比べて多いので、 $\alpha > 1$ となる。

空間電荷中和度 α は電極間の空間電位分布に大きな影響を与える。図 2.11 に示すように、 $\alpha < 1$ のときにはエミッタ近傍では電子が過剰のため、電子シースが形成され、空間電位 V_s の最小値はエミッタ電位よりも低くなる。逆に、 $\alpha > 1$ の時はエミッタ直前ではイオン過剰になり、イオンシースが形成され、 V_s はエミッタ電位より高くなる。 $\alpha = 1$ の場合はエミッタ近傍で電子とイオンの数が等しいので、ポアソンの式より、エミッタ近傍の電界は一定となる。ただし、以上の説明は電極の間隔が平均自由行程より小さいものと仮定し、電極間における荷電粒子の衝突

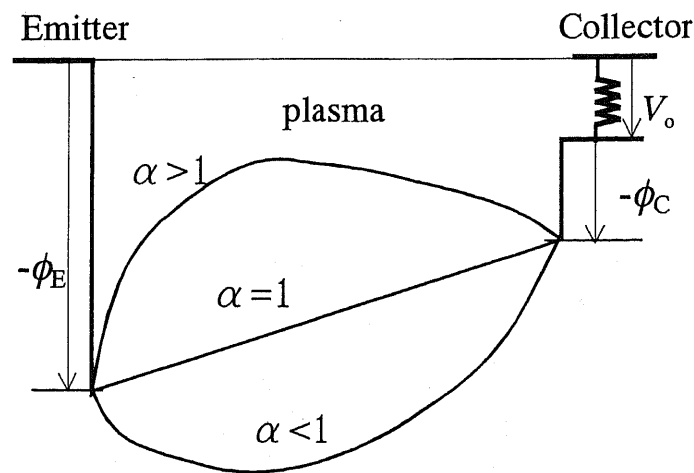


図 2.11. 空間電荷中和度の空間電位分布への影響

は考慮していない。

2.5 結 論

本章では熱電子発電器における主な物理現象について述べた。電極の表面現象については高温金属表面の熱電子放出、セシウム封入型熱電子発電器では表面電離や電極の仕事関数の変化などを述べた。電極間でのプラズマの発生及び消滅過程については衝突励起、衝突電離、脱励起、再結合、拡散などを紹介した。また、熱電子発電器の出力特性を左右する重要なパラメータである空間電荷中和度 α の定義について述べ、さらに α の大きさによって電極間の空間電位分布が変化する様子を概念的に説明した。

第2章の参考文献

1. Born: *Atomic physics*, Hafner Publishing Company, Inc., New York, 1957.
2. G. W. Sutton: *Direct energy Conversion* (McGraw. Hill Book Company, Inc., New York), (秋山 守、柳沢一郎共訳 直接エネルギー変換、好学社)、(1968) .
3. J. H. Ingold: “*Thermionic Properties of Some Refractory Metal Carbides*”, J. Appl. Phys., **34** (1963) 2033.
4. J. M. Houston and H .F.Webster: *Thermionic energy Conversion*, Advance in Electronics, Vol. **17**, Academic Press Inc., New York,1962.
5. N. S. Rasor and C. Warner: “*Correlation of emission Processes for Adsorbed Alkali Films on Metal Surface*”, J. Appl. Phys., **35** (1964) 2589.
6. J. B. Taylor and I. Langmuir: “*The Evaporation of Atoms, Ions and Electrons from Cesium Films on Tungsten*”, Phys. Rev., **44** (1933) 423.
7. Y. A. Dunave et al: “*Low-Voltage Arc in Cesium Vapors*”, Soviet Physics-Technical Phys., **11** (1966) 395.
8. 山田 淳: “非平衡セシウムプラズマの輸送現象に関する研究”、名古屋大学博士論文、1973.
9. J. J. Thomson: Phil. Mag., **23** (1912) 449.
10. M. Gryzinski: “*Classical Theory of Electronic and Ionic Inelastic Collisions*”, Phys. Rev.,**115** (1959) 374, “*Two-Particle Collisions. II. Coulomb Collisions in the Laboratory System of Coordinates*”, **138A**, (1965), 322; N. S. Rasor: “*Thermionic Energy Conversion Plasma*”, IEEE Trans. Plasma Sci., **19** (1991) 1191.
11. F. G. Baksht, G. A. Dyuzhev, A. M. Martsinovskiy, B. Ya. Moyzhes, G. Ye. Pikus, E. B. Sonin, and V. G. Yur'yev: *Thermionic Converters and Low Temperature Plasma*, Academy of Science of the USSR, Eng. Ed. by L. K. Hansen, pub. National Technical Information Service/U.S. Depart. of Energy, 1978.
12. M. D. Gibbons: “*Exploratory Energy Conversion Study of Photo Thermionics*”, Proc. of Thermionic Conversion Specialist Conference, Gattinburg, Tenn., USA, Oct. 1963, p.103.

13. H. L. Witting: “*Mass-Spectrometer Analysis of a Cesium Plasma*”, J. Appl. Phys., **40** (1969) 236.
14. J. Yamada and Takahashi Okuda: “*Production and Physical Properties of Cesium Plasma by Resonance Absorption*”, J. of the Phys. Society of Japan, **35** (1973) 881.
15. D. W. Norcross and P. M. Stone: “*Recombination, Radiative Energy Loss and Level Populations in Non-equilibrium Cesium Discharge*”, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, **8** (1968) 655.
16. 鄭偉、荻野明久、神藤正士: “*Experimental Study on Ignited Mode of Large-gap TEC with Xenon Lamp Irradiation*”, 1997年日本傾斜機能材料学会第9回傾斜材料シンポジウム、大阪大学、(1997年9月)、講演要旨集、p.6.
17. 鄭偉、荻野明久、神藤正士: “*Ignited mode study for a large-gap thermionic energy converter with xenon lamp irradiation*”, 1997年秋季第58回応用物理学会学術講演会、秋田大学、(1997年10月)、講演番号2aSS19.
18. 鄭偉、荻野明久、神藤正士: “*Photoexcitation and Photoionization of Irradiated Large-gap Thermionic Energy Converter by Xenon Lamp*”, Proceedings of 4th International Conference on Reactive Plasma and 16th symposium on Plasma Processing, Hawaii USA Oct., 1998 p.77.

第3章 熱電子発電機の動作モード

3.1 序 論

第2章では熱電子発電機内で生じる物理現象を述べたが、本章では熱電子発電機の動作モードについて述べる。前章で述べたように高出力を得るためには、熱電子により生成された負の空間電荷を中和する必要がある。中和する方法にはエミッタ上での表面電離或いは電極間の体積電離で生じたセシウムイオンを利用する。熱電子発電機の動作モードは支配的な電離機構によって決められる。すなわち、表面電離で主に正イオンが生成される動作を非点火モード、電極間での体積電離が支配的なそれが点火モードである。体積電離により生じたセシウムイオンが空間電荷の緩和に最も有効であり、出力電流が著しく増加する。このため、現在では点火モード動作が最も多く研究されている¹⁻⁴⁾。

図3.1はセシウム封入型熱電子発電機の基本構造である。発電機内に封入されたセシウム原子の電離によって、正のイオンを発生させ、空間電荷の中和を行う。

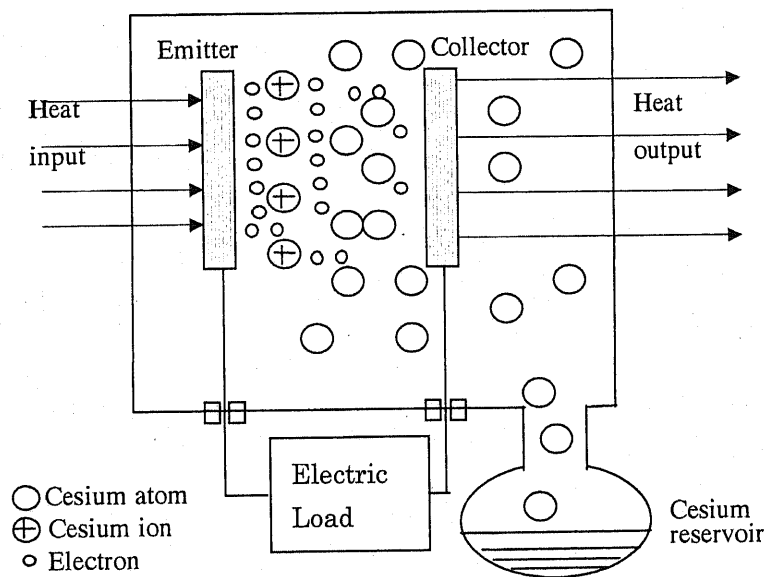


図3.1. セシウム封入型熱電子発電機の基本構造

本章では理想モード熱電子発電器、低圧及び高圧のセシウム封入型熱電子発電器を紹介する。

3.2 理想モード熱電子発電器

熱電子発電器は熱電子放出現象を利用して、エミッタから放出された熱電子がこれと対向して設置されたコレクタ電極に捕集され、両電極をつなぐ外部回路を経由して元のエミッタに戻る過程で電気的な仕事をす。ここでは、空間電位の影響や粒子間の衝突など、熱電子のコレクタへの流れを阻害する要因をすべて無視した理想的な動作モードである“理想モード”²⁻⁵⁾の出力特性を述べる。図3.2は理想動作モードにおける電極間の空間電位分布図であり、モーティブ図と呼ばれる。外部への出力電圧は V_0 で、コレクタの仕事関数を ϕ_c で表している。モーティブ図は横軸に電極間の位置を、縦軸には電位をとって上向きを正とし、発電器内での電子の循環をエネルギー的に分かりやすく表示した図である。この図から明らかなように、出力電圧 V_0 がエミッタとコレクタの仕事関数の差より低い場合、すなわち $V_0 \leq \phi_E - \phi_c$ の場合にエミッタから放出された熱電子は全てコレクタに到着できるから、出力電流密度はRichardson-Dushmanの式で与えられる J_{R} に等しくなる。また、 $V_0 \geq \phi_E - \phi_c$

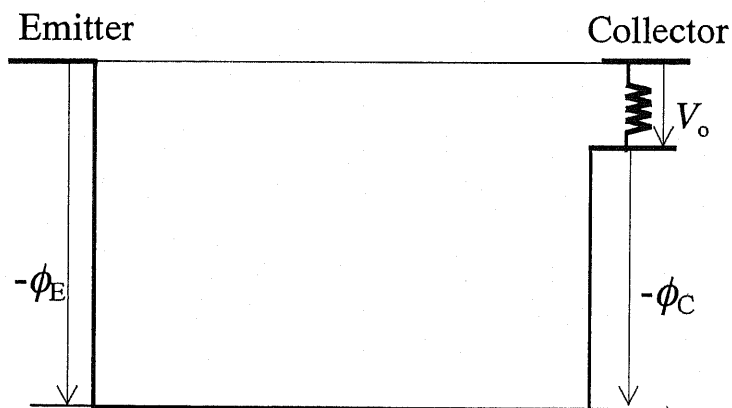


図 3.2. 理想モード動作熱電子発電器のモーティブ図

となると、コレクタ電位はエミッタ電位より低くなるため、低エネルギー電子はコレクタには到達できず出力電流密度 J_o は低下して

$$J_o = J_{eR} \exp\left[-\frac{e}{kT_E}(V_o - (\phi_E - \phi_C))\right] \quad (3-1)$$

となる。図 3.3 に理想モード動作発電器の出力特性を示す。理想モード動作では $V_o = \phi_E - \phi_C$ のとき最大出力となり、最大出力密度 P_m は $J_{eR}(\phi_E - \phi_C)$ となる。

しかしながら、エミッタの近傍に負の空間電位が形成されると、この負の空間電位は熱電子のコレクタへの流れを妨げ、出力電流が低下する。 T_E を上げることによって熱電子放出量を増大できるが、同時に負の空間電位も大きくなる。このため、放出された熱電子の多くが電極に戻され、極く一部の高エネルギーを持つ電子のみがコレクタに到着して、出力電流となる。

次にセシウムが封入されていない真空型熱電子発電器の特徴に関する

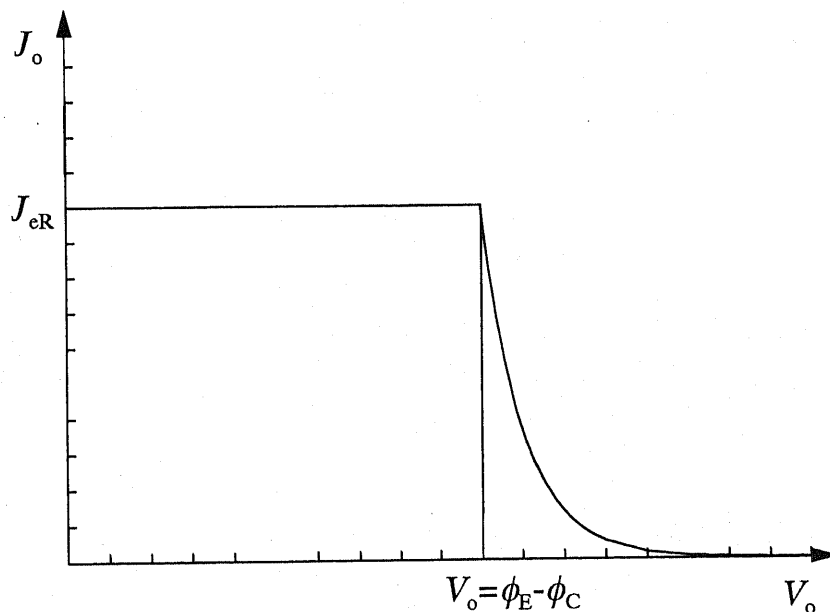


図 3.3. 理想モード動作熱電子発電器の出力特性

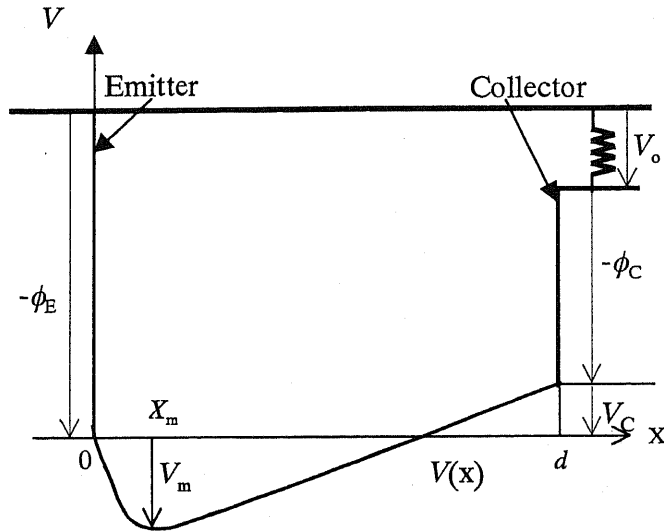


図 3.4. 真空型熱電子発電機の様式図

Langmuir の理論を紹介する。この型の発電機では正イオンが存在しないため、負の空間電位を緩和するには電極間距離を短縮することが重要となる。Richardson は真空中の熱電子放出現象について理論的な解析⁹⁾を行ったが、その後、Langmuir は熱電子が Maxwell 速度分布をしていると仮定して、発電機特性を解析した。エミッタから放出された熱電子は、両電極間で電子相互の衝突を無視できれば、その運動は Vlasov 方程式で記述される。 u を電子の速度、 f を電子の速度分布関数、 V を空間電位とすると一次元の Vlasov 方程式は次の式で与えられる。

$$u \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{e}{m_e} \cdot \frac{dV}{dx} \cdot \frac{\partial f}{\partial u} = 0 \quad (3-2)$$

ここで、一次元モデルを仮定しているが、これは電極間の距離が著しく狭いために十分に成立する。式(3-2)は変数 x と u について変数分離が可能であり、一般解は

$$f(x, u) = \sum_{k=0}^{\infty} A_k \exp\left\{B_k \left[\frac{eV(x)}{m_e} - \frac{1}{2}u^2\right]\right\} \quad (3-3)$$

で与えられる¹⁰⁾。係数 A_k 、 B_k は f に対する境界条件より定まる定数係数

である。エミッタからコレクタに流れる電流密度は $J = e \int_{-\infty}^{+\infty} u f(x, u) du$ で与えられるが、式(3-3)を用いて仮に速度 u を $-\infty$ から ∞ まで積分すると、 $J=0$ となる。これは正味の出力電流のある事実とは一致しない。この相違の生じる理由は Maxwell 分布関数の拡がりを実際にはどこかで打ち切られているからであると考えられる。Langmuir は電子の速度分布がある速度領域で零となる形の Maxwell 分布を仮定した。この仮定の根拠は、出力電流が Richardson-Dashmann の式で与えられる飽和電子電流密度よりも少なくなることにある。図 3.4 に示されるように電極間に電位の極小が生じると、エネルギーの低い電子はここで跳ね返されてエミッタに戻るために、速度分布は

$$\begin{aligned} f(x, u) &= A_0 \exp\left\{B_0 \left[\frac{eV(x)}{m_e} - \frac{1}{2}u^2\right]\right\}, & u \geq \pm u_l \quad +: x > x_m \quad -: x < x_m \\ f(x, u) &= 0, & u < \pm u_l \quad +: x > x_m \quad -: x < x_m \end{aligned} \quad (3-4)$$

となる。ここで

$$\begin{aligned} A_0 &= 2n_m \left(\frac{m_e}{2\pi kT_E}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{eV_m}{kT_E}\right), \\ B_0 &= \frac{m_e}{kT_E}, \\ u_l &= \left\{\frac{2e}{m_e} [V(x) - V_m]\right\}^{1/2}. \end{aligned} \quad (3-5)$$

また、 n_m は空間電位極小の点における電子密度、 x_m は空間電位極小点の位置、 V_m は空間電位の極小値である。

エミッタから放出される熱電子電流密度 J_{eR} は式(3-4)を用いて次のように求められる。

$$J_{eR} = e \int_0^{\infty} u f(x, u) du = en_m \left(\frac{2kT_E}{\pi m_e}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{eV_m}{kT_E}\right) \quad (3-6)$$

また出力電流密度 J_o は同様に次の式で与えられる。

$$J_o = e \int_{-u_i}^{\infty} u f(x, u) du = en_m \left(\frac{2kT_E}{\pi m_e} \right)^{1/2} = J_{eR} \exp\left(\frac{eV_m}{kT_E}\right) \quad (3-7)$$

図 3.5 に出力電流密度 J_o と速度分布関数 $f(0, u)$ の形状を示す。図 3.5 で $u < 0$ に存在する電子が V_m で跳ね返された電子をあらわし、これによって出力電流密度 J_o が低下する様子が判る。

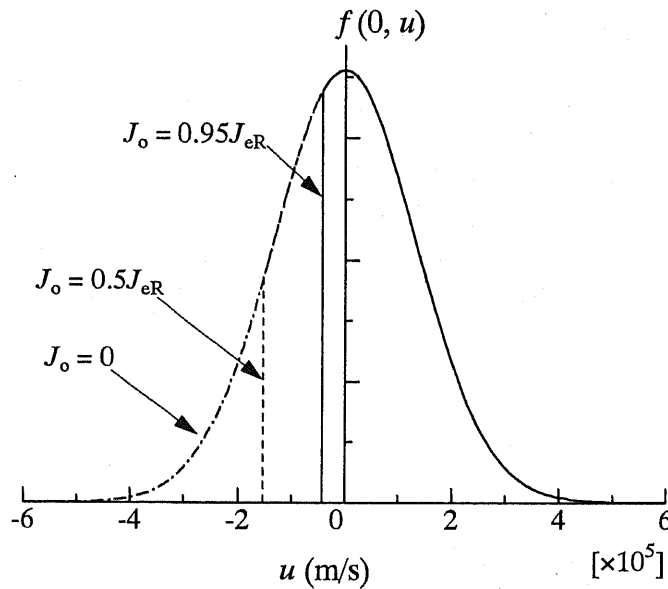


図 3.5. 出力電流密度 J_o と速度分布関数 $f(u)$ の関係
 $J_{eR} = 2(\text{A/cm}^2)$, $T_E = 1160\text{K}$

一方、電子密度の空間分布は速度分布関数 $f(x, u)$ を積分することによって、算出できる。

$$n_e(x) = \int_{u_i}^{\infty} f(x, u) du = n_m e^{\psi} (1 \pm \text{erf} \sqrt{\psi}) \quad (+: x < x_m, -: x > x_m) \quad (3-8)$$

ただし

$$\psi = \frac{e(V(x) - V_m)}{kT_E} \quad (3-9)$$

また、 $\text{erf} \sqrt{\psi}$ は正規誤差関数であり、 $\text{erf} \sqrt{\psi} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{\psi}} e^{-t^2} dt$ で定義される。

電位分布は Poisson の式 $\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{en_e(x)}{\epsilon_0}$ を解くことにより求まる。ここで、式(3-9)を用いて V の無次元化量 ψ と x の無次元化量 ξ を使うと、次のように変形される。

$$2\frac{d^2\psi}{d\xi^2} = e^\psi (1 \pm \operatorname{erf} \sqrt{\psi}) \quad \pm: \xi \lesseqgtr 0 \quad (3-10)$$

ただし、

$$\xi = \left(\frac{2e^2 n_m}{kT_E \epsilon_0} \right)^{1/2} (x - x_m) = (2\pi m_e)^{1/4} (kT_E)^{-3/4} \left(\frac{-eJ_0}{\epsilon_0} \right)^{1/2} (x - x_m) \quad (3-11)$$

である。式(3-10)を ξ に関して一回積分すると、

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\psi}{d\xi} \right)^2 &= e^\psi - 1 + e^\psi \operatorname{erf} \sqrt{\psi} - 2 \left(\frac{\psi}{\pi} \right) & \xi < 0 \\ \left(\frac{d\psi}{d\xi} \right)^2 &= e^\psi - 1 - e^\psi \operatorname{erf} \sqrt{\psi} + 2 \left(\frac{\psi}{\pi} \right) & \xi > 0 \end{aligned}$$

したがって

$$\xi = -\int_0^\psi \frac{dt}{[e^t - 1 + e^t \operatorname{erf} \sqrt{t} - 2(t/\pi)^{1/2}]^{1/2}} \quad \xi < 0 \quad (3-12a)$$

$$\xi = \int_0^\psi \frac{dt}{[e^t - 1 - e^t \operatorname{erf} \sqrt{t} + 2(t/\pi)^{1/2}]^{1/2}} \quad \xi > 0 \quad (3-12b)$$

を得る。式 (3-12a) 及び(3-12b)を数値積分をすると、図 3.6 に示すような ψ と ξ の関係が求まる。

T_E 、 ϕ_E 、 ϕ_C 及び電極間距離 d が与えられた場合の真空型熱電子発電器の電流－電圧特性はこの図を用いて次のようにして求めることができる。先ず始めに式(2-3)の Richardson-Dushman の式から J_{eR} を算出し、 J_0 を与えて、式(3-7)から V_m を計算する。この V_m を式(3-9)に代入し $V(0)=0$ とおいてエミッタ無次元電位 $\psi_E = -eV_m/kT_E$ を求める。図 3.6 から ψ_E に対応

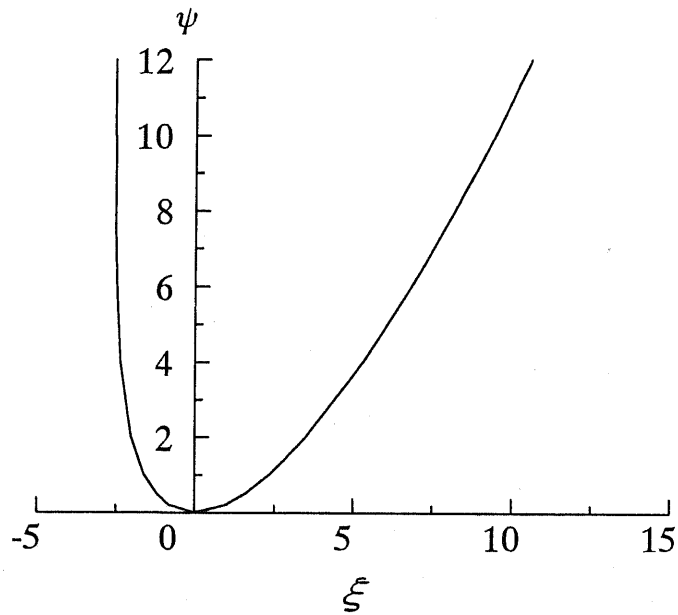


図 3.6. ψ と ξ の関係

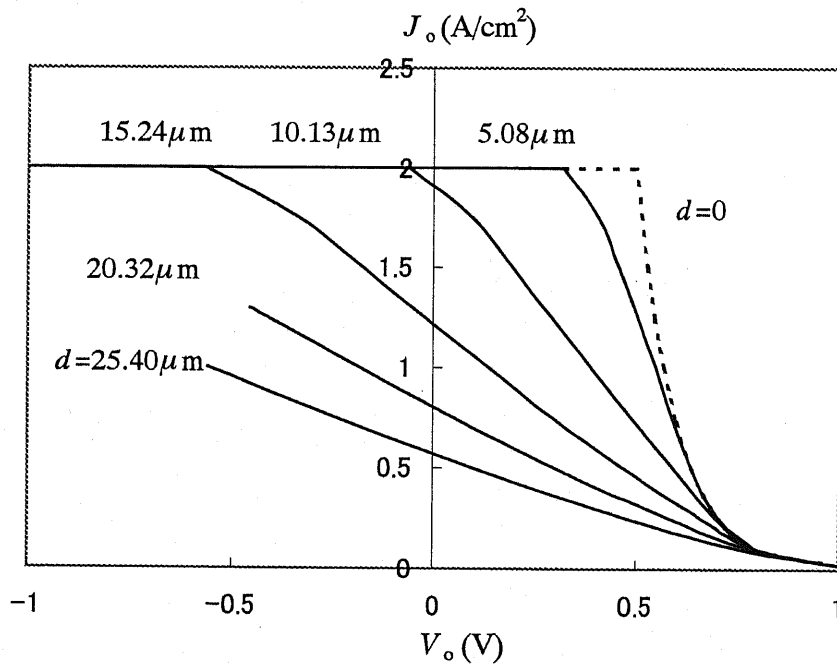


図 3.7. 真空型熱電子発電器出力特性の電極間距離 d 依存性
 $\phi_E=1.82\text{V}$, $\phi_C=1.32\text{V}$, $T_E=1160\text{K}$, $J_{eR}=2\text{A/cm}^2$

する無次元エミッタ座標 ξ_E が決まる。式(3-11)に、 $x=0$ と $\xi_E=0$ を代入すれば x_m が求まる。次に式(3-11)に $x=d$ を代入してコレクタの ξ_C を算出

し、図 3.6 から ψ_c を求める。式(3-9)を用いて ψ_c からコレクタ電位 V_c を算出することができる。出力電圧は $V_o = \phi_E - \phi_c - V_c$ の関係で算出できる。図 3.7 はこのようにして求めた真空型熱電子発電機の電流電圧特性を電極間距離 d をパラメータとして示したものである。 d を非常に小さくすると J_o が増大していく様子が判る。しかしながら、数 μm の d を実際に実現することは非常に難しく、また発電機の運転中にその距離を保つことはさらに困難な問題である。

3.3 セシウム封入型熱電子発電機

真空型熱電子発電機に見られるような極端に短い電極距離では、発電機の製造はもとよりメンテナンスも困難であるので、高出力を得るためには他の方法を探す必要がある。Wilson et al¹¹⁾は電極間に正イオンを供給することによって負の空間電荷の中和を図ることを 1950 年代に提案した。この場合、正イオンは表面電離または体積電離により作り出すことができる。多量の正イオンを生成するには電離電圧が低い気体が必要であり、前述したようにセシウムが用いられる。セシウムのもう一つのすぐれた点は仕事関数が 1.69eV と比較的低いことである。

3.3.1 低圧型熱電子発電機

熱電子発電機内のセシウム圧力 P_{cs} はセシウム蒸気温度 T_{cs} で決まる。Taylor と Langmuir¹²⁾は P_{cs} と T_{cs} の関係を実験によって求めた。図 3.8 は P_{cs} と T_{cs} との関係であり、両者の関係は式(2-24)で与えられる。

低圧型熱電子発電機は圧力が低いため、電子とセシウム原子の衝突を無視でき、電離は表面電離のみを考慮すれば良い。ここでは、熱電子が過剰のため空間電位が $x=x_m$ に極小値を有する場合の電位分布に話を限定し、解析の要点を紹介する。先ず、電子及びイオンの速度分布関数を f_e 及び f_i とし、粒子間衝突のない場合の Vlasov 方程式を用いる。

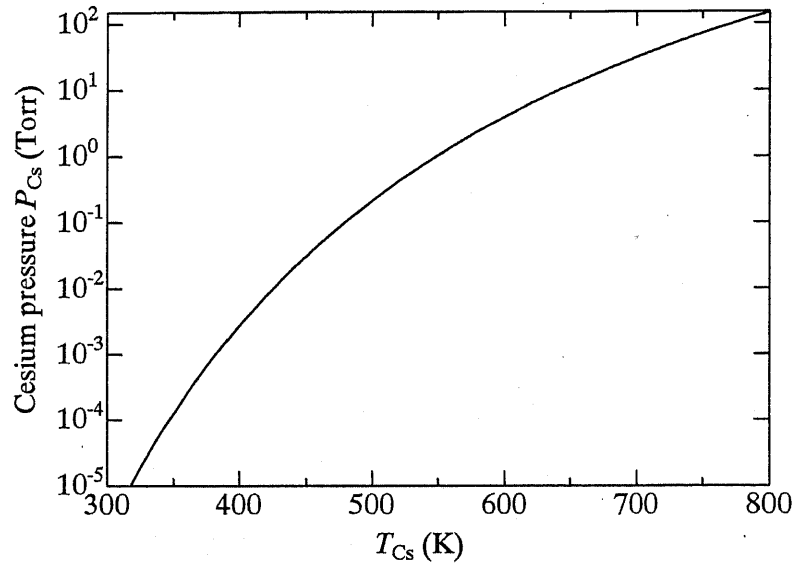


図 3.8. セシウム蒸気圧 P_{Cs} とセシウム蒸気温度 T_{Cs} の関係

$$u_e \frac{\partial f_e}{\partial x} + \frac{e}{m_e} \cdot \frac{dV}{dx} \cdot \frac{\partial f_e}{\partial u_e} = 0$$

$$u_i \frac{\partial f_i}{\partial x} - \frac{e}{M} \cdot \frac{dV}{dx} \cdot \frac{\partial f_i}{\partial u_i} = 0$$

また、解析には Poisson の式

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e)$$

が加わる。

電極間空間の位置 x における電子及びイオンの密度は速度分布関数を積分することによって与えられる。

$$n_e(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} f_e(u_e, x) du_e$$

$$n_i(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} f_i(u_i, x) du_i$$

さらに、電子もイオンもエミッタから飛び出るときは Maxwell 速度分布に従うものと仮定すると、真空型熱電子発電機の場合と同様の方法で、エミッタから放出される熱電子電流密度 J_{eR} と出力電流密度 J_o が導出さ

れる。

$$J_{eR} = e \int_0^{\infty} u f_e(u) du = en_m \left(\frac{2kT_E}{\pi m} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{eV_m}{kT_E}\right)$$

$$J_o = e \int_{-\infty}^{\infty} u f_e(u) du = en_m \left(\frac{2kT_E}{\pi m} \right)^{1/2} = J_{eR} \exp\left(\frac{eV_m}{kT_E}\right)$$

また、イオンの速度分布関数はコレクタとエミッタの間の電位分布により決定される。いま図 3.4 のような電位分布を仮定し、 $V_c > 0$ と $V_c \leq 0$ に分けて取り扱う。なお、簡単のためにエミッタ電圧を 0 とおく。イオンの速度分布関数 f_i は、電子の場合と同様にして電位障壁での反射を考慮することにより定めることができる。ここでは結果のみを表示すると、 $V_c \leq 0$ に対しては

$$f_i(x, u) = 2n_{iE} \exp\left(-\frac{eV}{kT_E}\right) \left(\frac{M}{2\pi kT_E}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{Mu^2}{2kT_E}\right) \quad u \geq u_{il}$$

$$f_i(x, u) = 0 \quad u < u_{il}$$

$V_c > 0$ に対しては

$$f_i(x, u) = 2n_{iE} \left[1 + \operatorname{erf}\left(\frac{eV_c}{kT_E}\right)\right]^{-1} \exp\left(-\frac{eV}{kT_E}\right) \left(\frac{M}{2\pi kT_E}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{Mu^2}{2kT_E}\right) \quad u \geq -u_{ic}$$

$$f_i(x, u) = 0 \quad u < -u_{ic}$$

である。ただし、

$$u_{il} = \left(-\frac{2eV}{M}\right)^{1/2}, \quad u_{ic} = \left[\frac{2e(V_c - V)}{M}\right]^{1/2}$$

n_{iE} はエミッタでのイオン密度である。イオン流束 J_{iL} は上記の f_i を用いて

$$J_{iLs} = en_{iE} \left(\frac{2kT_E}{\pi M}\right)^{1/2} \quad V_c \leq 0$$

$$J_{iLs} = en_{iE} \left(\frac{2kT_E}{\pi M}\right)^{1/2} \left[1 + \operatorname{erf}\left(\frac{eV_c}{kT_E}\right)\right]^{-1} \quad V_c > 0$$

となる。

イオン電流密度 J_i は

$$J_i = en_{iE} \left(\frac{2kT_E}{\pi M} \right)^{1/2} = J_{iE} \quad V_C \leq 0$$

$$J_i = J_{iE} \exp\left(-\frac{eV_C}{kT_E}\right) \quad V_C > 0$$

となる。電子密度は真空型熱電子発電器の場合と同じように、Maxwell 分布関数を積分することにより

$$n_e(x) = \int_{u_i}^{\infty} f(x, u) du = n_m e^{\psi} (1 \pm \operatorname{erf} \sqrt{\psi}) \quad (+: x < x_m, -: x > x_m) \quad (3-13)$$

となる。

また、イオン密度も同様にして次の形に求まる。

$$n_i(x) = n_{iE} \exp(\psi_E - \psi) (1 - \operatorname{erf} \sqrt{\psi_E - \psi}) \quad \psi_C - \psi_E \leq 0$$

$$n_i(x) = n_{iE} \exp(\psi_E - \psi) (1 - 2\operatorname{erf} \sqrt{\psi_E - \psi} + \operatorname{erf} \sqrt{\psi_E - \psi}) (1 + \operatorname{erf} \sqrt{\psi_E - \psi})^{-1} \\ \psi_C - \psi_E > 0, \quad \psi - \psi_E \leq 0 \quad (3-14)$$

$$n_i(x) = n_{iE} (1 + \operatorname{erf} \sqrt{\psi_E - \psi}) (1 + \operatorname{erf} \sqrt{\psi_E - \psi})^{-1} \\ \psi_C - \psi_E > 0, \quad \psi - \psi_E > 0$$

ここで、 $\psi_E = -eV_m/kT_E$ はエミッタにおける ψ の値を、そして $\psi_C = -e(V_C - V_m)/kT_E$ はコレクタにおける ψ の値を意味する。

電位分布は無次元化された Poisson の式

$$2 \frac{d^2 \psi}{d\xi^2} = e^{\psi} (1 \pm \operatorname{erf} \sqrt{\psi}) - \alpha e^{\psi_E - \psi} (1 - \operatorname{erf} \sqrt{\psi_E - \psi}) \quad +: x < x_m \quad -: x > x_m \quad (\psi_C - \psi_E \leq 0)$$

より導出される。

真空型熱電子発電器の場合と同様の方法で、Poisson の式を数値積分することにより図 3.6 に相当する ψ と ξ の関係が求まる。この関係を用いることによりセシウム封入型熱電子発電器の出力特性を導出することができる。

図 3.9 は $T_E=2000\text{K}$, $\phi_E=3.35\text{V}$, $\phi_C=1.8\text{V}$, $d=25.4\mu\text{m}$ として Goldstein¹³⁾ が求めた代表的な出力特性である。図から明らかなように出力特性は空間電荷中和度 α に強く依存することが分かる。 $\alpha=1$ の時に、出力特性は最大となっている。しかし、大きな出力電流を得るには ϕ_E を低くしなければならないが、多量の表面電離を起こさせるには逆に ϕ_E は高くしなければならない。低圧型熱電子発電器はセシウム蒸気圧が低いので ϕ_E が高くなり、出力が制限される。

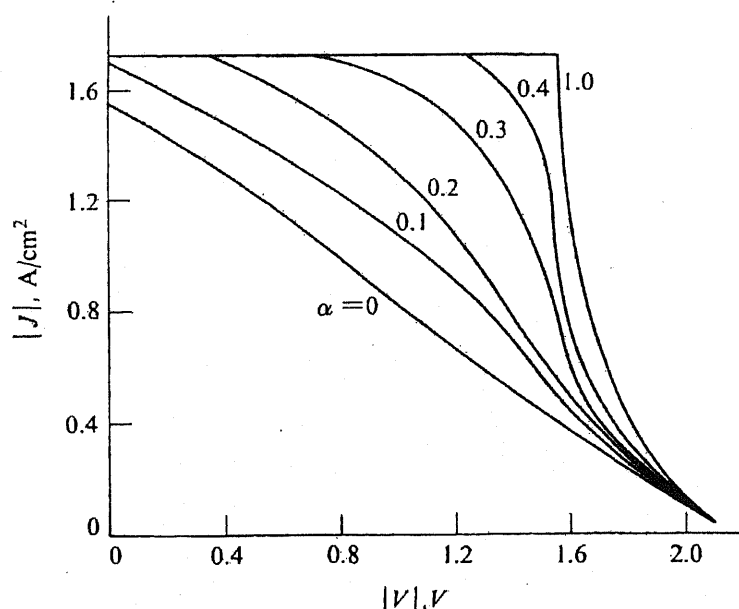


図 3.9. 低圧型熱電子発電器出力特性の空間電荷中和度依存性¹³⁾
 $T_E=2000\text{K}$, $\phi_E=3.35\text{V}$, $\phi_C=1.8\text{V}$, $d=0.025\text{mm}$
 α : 空間電荷中和度

図 3.10 は Wright et al¹⁴⁾が実験により求めた曲線で、出力のセシウム蒸気圧依存性である。低圧の場合、 T_E 一定のもとでセシウムの圧力を高くするとエミッタに入射するセシウム原子が増加することにより、表面電離により生成されるセシウムイオンが増加して負の空間電荷が中和され、出力が増大する。圧力が 10^{-5}Torr 以上になると負の空間電荷が完全に中和されるため、出力は一定となる。圧力がさらに増加すると、 ϕ_E

の低下が顕著になって熱電子放出は増加するが、表面電離確率が低下してイオンの生成が減少するため $\alpha < 1$ となり、負の空間電位が発生してコレクタへの熱電子の流れが阻害される。このため、圧力 10^{-1} Torr までは出力が減少する。さらに、圧力が増加すると、体積電離が発生するようになり出力が大きくなる。このタイプの発電機は高圧型熱電子発電機と呼ばれる。

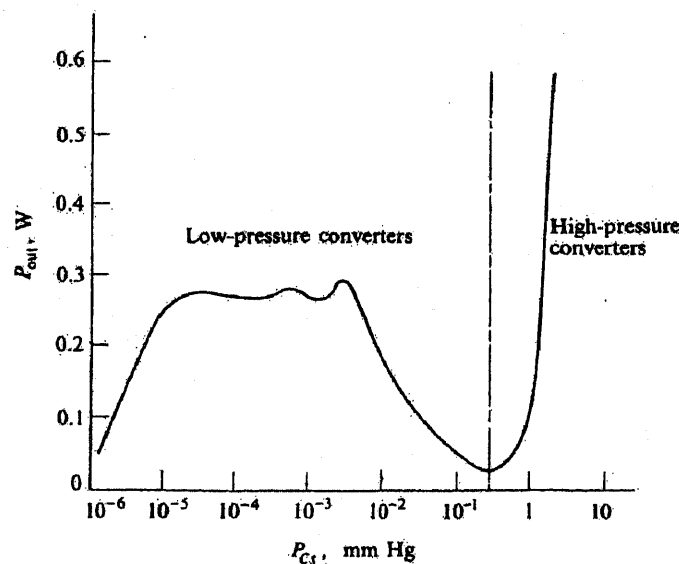


図 3.10. セシウム封入型熱電子発電機の出力とセシウム圧力の関係 ¹⁴⁾
 $T_E = 2523\text{K}$ 、 $d = 1\text{mm}$

3.3.2 高圧型熱電子発電機

高圧型熱電子発電機が低圧型熱電子発電機と異なる主な点は、セシウム蒸気圧が十分高くて電子とセシウム原子やイオンとの衝突が無視できなくなり出力特性に影響が現れることである。すなわち熱電子の輸送に電子の衝突効果を考慮に入れる必要が出てくる。衝突は弾性及び非弾性衝突に大別できる。弾性衝突とは衝突粒子の内部エネルギーが変化しないものであるが、非弾性衝突では衝突粒子のいずれかの内部エネルギーが変化して、励起または電離が生じるものをいう。高圧型熱電子発電機の出力特性は図 3.11 に示されるような 3 つの型に分類 ⁷⁾ できる。3 種の

出力特性は、セシウム蒸気温度 T_c と電極間距離 d を一定にすれば、エミッタ温度 T_E を変えることによって発生する。第一の型はエミッタからの熱電子放出電流よりはるかに低いところで出力電流が飽和してしまう特徴があり、非点火モードと呼ばれる。第二の型は、 V_0 のある値で体積電離が生じて出力電流が急上昇し、点火モードと呼ばれる。第三の型はその中間に属するが、表面電離と体積電離で生成されるセシウムイオンの影響がほぼ同等である場合に生じると考えられている。

非点火モードに対応する電位分布を定性的に述べると次のようになる。エミッタ温度が低くセシウム蒸気圧が高いときには、セシウムの附着によりエミッタの仕事関数は小さく、熱電子放出が大きいいため電子密度の高い層がエミッタ近傍に生成する。したがって、コレクタに向けて拡散しようとする熱電子流は、空間電荷制限によって抑制される。図 3.12 は非点火モードの電極間の代表的な空間電位分布である。この分布の一番大きな特徴は、印加電圧のほとんどがコレクタ近傍に集中していることである。

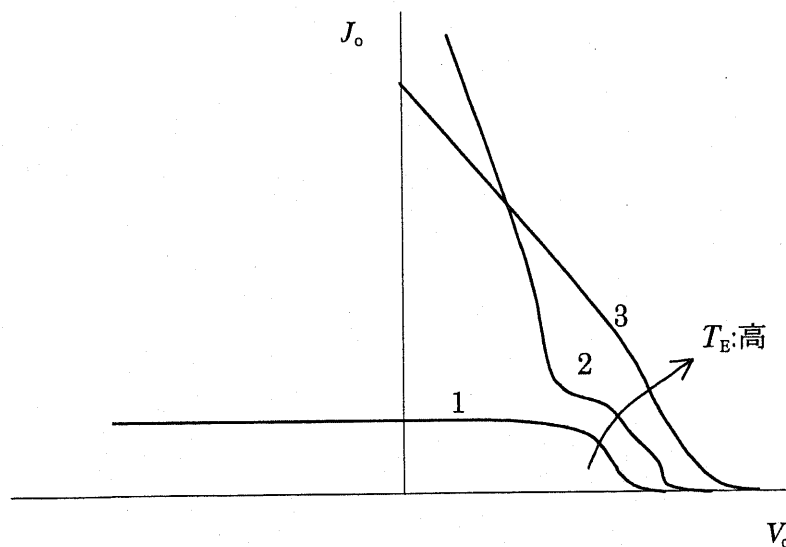


図 3.11: 高圧型熱電子発電器の出力特性の代表的な三つの型⁷⁾
 T_E : エミッタ温度

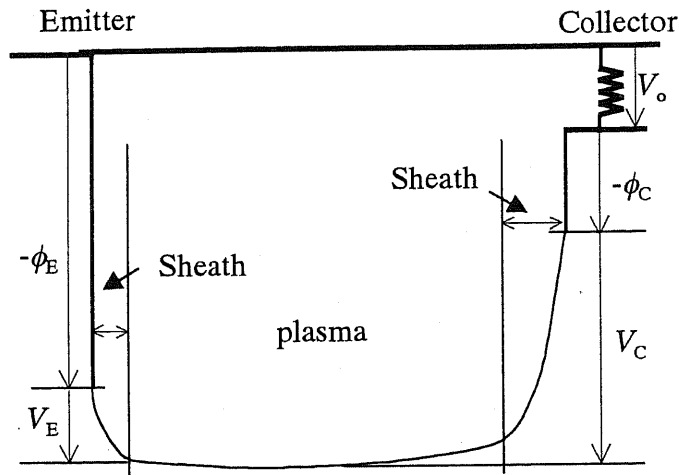


図 3.12. 非点火モードの電位分布図

非点火モードの出力特性に関する理論解析は、原理的には荷電粒子の保存則、運動量及びエネルギー保存則並びに Poisson の式を連立方程式として解くことにより求まる。しかし方程式が非線形になるため、いくつかの仮定をおいて式を簡単化するか、または電極間を幾つかの領域に分けて解析するなどの工夫が必要となる。ここでは、解析モデルとして良く使われる三領域理論¹⁵⁻¹⁸⁾を紹介する。図 3.12 に示すように、エミッタおよびコレクタの近傍には電子過剰のシースが形成され、この間にはプラズマ領域が存在する。プラズマ領域では電荷の中性がよく成立していて、電場は非常に小さいので電流は主として荷電粒子の密度勾配によって生じる。電極近傍には平均自由行程よりも短いシース領域に強い電場があり、出力電流に大きな影響を与える。したがって、非点火モードで衝突が支配的な熱電子発電器では、電極間領域をエミッタシース、プラズマ領域、コレクタシースの三つの領域に分けて解析する方法が用いられる¹⁹⁾。

プラズマ領域の電子及びイオンの粒子束はそれぞれ

$$\Gamma_e = -D_e \frac{dn}{dx} - \mu_e n E \quad (3-15)$$

$$\Gamma_i = -D_i \frac{dn}{dx} + \mu_i n E \quad (3-16)$$

で与えられる。ここでプラズマの準中性が成立すると仮定して $n_e = n_i = n_p$ の関係を用いた。両式を組み合わせるとエミッタシースの端面でのプラズマ密度 n_1 とコレクタシースの端面でのプラズマ密度 n_2 との間に

$$n_2 = n_1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\Gamma_e}{D_e} + \frac{\Gamma_i}{D_i} \right) \cdot d \quad (3-17)$$

の関係が成立することが判る。ここで $T_e = T_i = T_E$ とし、シースの厚みは d に比べて小さいとして無視した。また、シースの中での荷電粒子の流束については Boltzmann の分布則が成立するものとした。つまり、エミッタ近傍に電子シースがある場合、シース端面におけるコレクタ方向への電子流束 Γ_{e+} は、

$$\Gamma_{e+} = \Gamma_{eR} e^{-eV_E/KT}$$

で与えられる。またプラズマ領域からエミッタ方向へのイオン流束 Γ_i は

$$\Gamma_i = \Gamma_{iE-} e^{-eV_E/KT}$$

で与えられる。ここで V_E は、図 3.12 に示すようにエミッタシース電圧であり、 Γ_{eR} はエミッタからの熱電子放出電流密度、 Γ_{iE-} はイオンのランダム流束である。また、プラズマ領域でコレクタまたはエミッタの方向に流れる電子流束 Γ_{e+} 及び Γ_{e-} は

$$\Gamma_{e\pm} = \frac{n_e v_e}{4} \pm \frac{\Gamma_e}{2}$$

で与えられる。右辺の第一項は電子のランダム流束で、第二項は出力電流が流れるときに対応する電子流束である。イオンに対しても同様の式で現すことができる。したがって、エミッタシース端面に流れる電子流束 Γ_e とイオン流束 Γ_i は

$$\Gamma_e = \Gamma_{eR} e^{-eV_E/kT} - \left(\frac{n_1 v_e}{4} - \frac{\Gamma_e}{2} \right) \quad (3-18)$$

$$\Gamma_i = \Gamma_{iL} - \left(\frac{n_1 v_i}{4} - \frac{\Gamma_i}{2} \right) e^{-eV_E/kT} \quad (3-19)$$

で与えられる。ここに、 Γ_{iL} はエミッタから放出されたイオン流束である。コレクタについても逆電流のない場合、電子密度の高いシースにおいては

$$\Gamma_e = \left(\frac{n_2 v_e}{4} + \frac{\Gamma_e}{2} \right) \quad (3-20)$$

$$\Gamma_i = \left(\frac{n_2 v_i}{4} + \frac{\Gamma_i}{2} \right) e^{-eV_C/kT} \quad (3-21)$$

が得られる。式(3-17)～(3-21)の5つの式の中には6個の未知数 $n_1, n_2, V_E, V_C, \Gamma_i, \Gamma_e$ が含まれているので、 Γ_e を与えれば他の5つの量が決まる。一方、式(3-15)と(3-16)から電場 E を求め、それを電極間の距離で積分するとプラズマ領域の電位差 $\Delta V = -\int_0^d E dx$ が求まる。このようにして電流-電

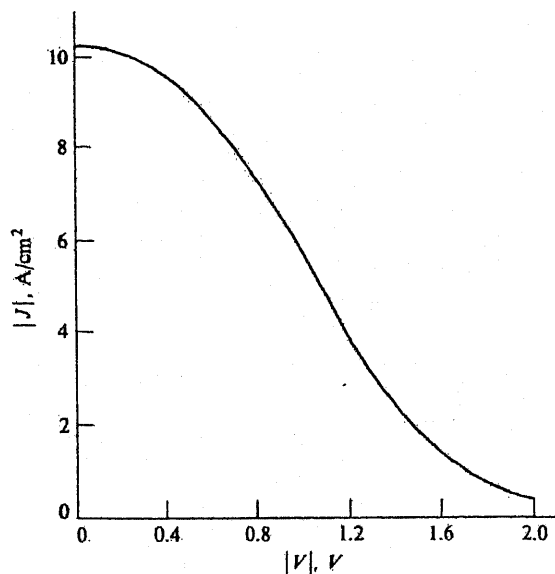


図 3.13. 高圧型非点火モード動作熱電子発電器の出力特性¹⁹⁾
 $T_E=2000\text{K}$ 、 $\phi_E=2.72\text{V}$ 、 $\phi_C=1.70\text{V}$ 、 $P_{Cs}=10\text{Torr}$ 、 $d=0.127\text{mm}$

圧特性が得られる。以上のような三領域解析により得られた出力特性の一例を図 3.13 に示す。

これらの特性において出力電流はエミッタから放出される熱電子放出電流の 15% 程度の値で飽和している。これはエミッタ近傍に存在する負の空間電位または電子とセシウム原子との衝突等により、コレクタへの熱電子流の流れが阻害されることに起因する。

非点火モードの電位分布では、コレクタ前面のシースでの電位降下がエミッタ前面のシースの電位降下よりも大となる。一般に圧力が高くなると、セシウムが電極表面に附着して仕事関数を低くするため、多くの熱電子が放出される。このためエミッタとコレクタ前面の電位降下はさらに大きくなる。コレクタへ流れ込む電子はこの電位降下で急激に加速され、またシースの厚みも Child-Langmuir の法則より $V^{3/4}$ に従って増大する。結果として、エネルギーの高い電子がコレクタシース中のセシウム原子を電離するようになる。ひとたび衝突電離が始まると、コレクタ付近の体積電離により大量に生成された正イオンによって、コレクタ前面の大きな電位降下部は図 3.14 のようにコレクタからエミッタの方へ移

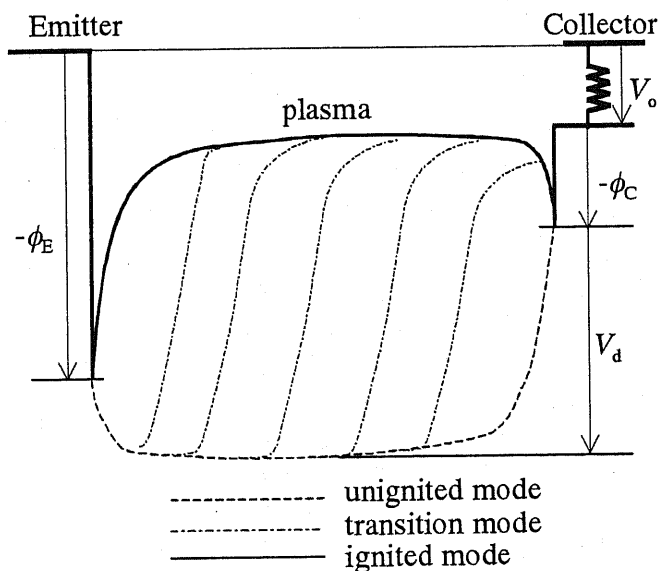


図 3.14. 点火モード直前から点火後への空間電位分布変化

動していき、最終的に実線で示されている電位分布となる。この動作モードは点火モード²⁻⁵⁾と呼ばれている。点火モードの解析では、非点火モードと相違して電極間の電離及び再結合を考慮することが必要となる。

第三の型に対応する電位分布では、エミッタ温度が十分高く必要なだけのイオンを供給できるため、エミッタシース附近にはイオンシースが形成される。この場合、体積電離が始まっても電位分布の急激な変化が起こらない。従って、電流－電圧特性に勾配の急激な変化は生じない。このようなモード⁷⁾はエミッタ温度が高く、熱源の手当が困難なためほとんど研究されていない。

3.4 結 論

本章では理想モード、真空型、低圧及び高圧セシウム封入型の熱電子発電器の特徴を概念的に説明した。真空型熱電子発電器は熱電子放出現象を利用した発電であるが、電極間に空間電荷が溜まるため、十分な出力電流が取り出せなくなる。空間電荷の影響を除くため、電極間隔を電子の平均自由行程より短くするか、または電極間に正イオンを供給して空間電荷を中和する。前者は製造が困難となるが、後者はセシウムの封入により可能となる。低圧セシウム封入型熱電子発電器では出力を大きく取り出すために、空間電荷中和度を1に近づけることが必要になり、表面電離によりセシウムイオンを十分に供給する必要がある。このため、エミッタは高温にする必要があるので、エミッタへのセシウムの附着量が減少して仕事関数が高くなるため、高温動作にも拘わらず熱電子放出が低下し、出力が制限される。逆に、高圧セシウム型熱電子発電器は体積電離と熱電子放出両方のバランスを良くすれば、大きな出力を取り出すことが可能である。

第3章の参考文献

1. 神藤正士: “熱電子発電器研究開発の現状”、プラズマ・核融合学会誌、**70** (1994) 1045.
2. N. S. Rasor: “*Thermionic Energy Conversion Plasma*”, IEEE Trans. Plasma Sci., **19** (1991) 1191.
3. 清水定明: “Cs 封入型熱電子コンバータの出力特性解析”、電子技術総合研究所研究報告第906号 (1989) .
4. F.G. Baksht, G. A. Dyuzhev, A. M. Martsinovskiy, B. Ya. Moyzhes, G. Ye. Pikus, E. B. Sonin, and V. G. Yur'yev: *Thermionic Converters and Low Temperature Plasma*, Academy of Science of the USSR, Eng. Ed. by L. K. Hansen, pub. National Technical Information Service/U.S. Depart. of Energy, (1978).
5. R.H. Bullis, L. K. Hansen, C. Warner, J. M. Houston, M. F. Koskinen and N. S. Rasor: “*The Plasma Physics of Thermionic Converters*”, J. Appl. Phys., **39** (1967) 3425.
6. N. S. Rasor: *Applied Atomic Collision Physics*, Chap.5 Vol. 5, Academic Press, (1982).
7. G. W. Sutton: *Direct Energy Conversion* (McGraw. Hill Book Company, Inc., New York), (秋山 守、柳沢一郎共訳 直接エネルギー変換、好学社)、(1968) .
8. F.G. Baksht and V. G. Yur'ev: “*Low-voltage Hot-cathode Cesium Arc*”, Soviet Technical-Physics Phys., **21** (1976) 531.
9. O. W. Richardson: *Emission of Electricity from Hot Bodies*, (Longmans Green, London), (1921).
10. E. Blue and J. H. Ingold: *Direct energy Conversion* (McGraw. Hill Book Company, Inc., New York), (1966).
11. V. C. Wilson: “*Conversion of Heat to Electricity by Thermionic Emission*”, J. Appl. Phys., **30** (1959) 475.
12. J. B. Taylor and I. Langmuir: “*The Evaporation of Atoms, Ions and Electrons from Cesium Films on Tungsten*”, Phys. Rev., **44** (1933) 423.

13. C. M. Goldstein: "*Theoretical Current-Voltage Curve in Low-Pressure Cesium Diode for Electron-Rich Emission*", J. Appl. Phys., **35** (1964) 728.
14. J. K. Wright and R.V. Harrowell: *Thermionic Power Generation*, Electrical Rev., London, **172** (1963) 217.
15. D. R. Wilkins and e. P. Gyftopoulos: "*Theory of Thermionic Converter Extinguished-Mode Operation with Application to Converter Diagnostic*", J. Appl. Phys., **38** (1967) 12.
16. J.L. Lawless and S.H. Lam: "*An Analytical Model of Thermionic Discharge*", J. Appl. Phys., **59** (1986) 1875.
17. M. Ratafia and J. C. Keck: "*An Approximate Technique for Analyzing the Plasma of Thermionic Converters Operating in the Ignited Mode*", J. Appl. Phys., **45** (1974) 4806.
18. C. Warner, L.K. Hansen: Rept. On 23rd Annual conf. On Physical Electrons, M.I.T., March,1963, p.400N. S. Rasor: J. Appl. Phys., **38** (1967) 3425.
19. C. Warner and L. K. Hansen: 23rd Annual Conference on Physical Electronics, MIT, Cambridge,(Mass., March 1963), 400.

第4章 熱電子発電器動作特性の計算機シミュレーション

4.1 序論

熱電子発電器の出力特性は基本的な物理現象を考慮して導出される。電極間空間のプラズマにの特性は、電極の表面現象と粒子数の保存、運動量保存及びエネルギー保存を考慮することにより解析される。理論的解析は1960年代から多数の研究者により行なわれ、発電器内で生じる主な物理現象が計算機シミュレーションにより定性的には理解されているが、未だ実験結果を十分に説明できるほど一致するモデルは存在しない。しかし、実験結果を理解するために、これらのシミュレーションの利用は不可欠である。本章ではプラズマのシミュレーションコードを簡単に説明し、これまで実験で使われてきた熱電子発電器の構造や特徴を紹介し、それら問題点を指摘する。

4.2 プラズマ中の粒子保存と運動量保存

プラズマの構成粒子である電子、イオンおよび原子の密度は、プラズマ中で生じる各種の衝突現象、放射過程、拡散過程に基づく粒子の発生と消滅のつり合いによって定まる。熱電子発電器中の電子温度は0.3eV以下であるため、中性原子は電子との一度の衝突によって電離することはきわめて希である。しかしセシウム原子は電子との多数回の衝突を通して電離することができるので、発電器内で生じる体積電離は多段階累積電離と考えられる。また、熱電子発電器内の圧力は高く、電子温度が低い場合、主な消滅過程は二電子三体再結合が主であるとされている。

間隔の狭い平行平板電極の間の一様なプラズマは、一次元モデルで扱うことができる。第2章で述べたように、励起状態としては6P励起準位のみを考慮する。再結合は放射再結合、解離再結合などを無視し、二電子三体衝突再結合のみを考慮する。解析すべき粒子種は中性原子、電子、イオンおよび励起原子の四種類であり、各粒子種に対する粒子束を

記述する方程式は運動量保存則より導出される。これらを各粒子に対する粒子数の保存則に代入することにより 4 つの連立方程式を作ることができる。これに Poisson の式を加えることによって、原理的には各粒子の密度と電界強度を求めることができる。しかし、この連立方程式は非線型であるため、数値計算で解くのが一般である¹⁾。ここでは、準中性プラズマを仮定して励起原子を考慮せず、電子とイオンのみの保存則を用いた解析例を紹介する。

準中性プラズマでは電子とイオンの密度が等しく、熱電子発電器では熱平衡が成立しているので温度は等しいと仮定することができる。このため、Poisson の式は電極近傍のシース領域を除いたバルクプラズマ内では満たされるので、解析は大幅に単純化される。この場合、両極性拡散が成立するので、電子とイオンの粒子数保存則は一つ方程式に統一される。

$$\frac{\partial n}{\partial t} - D_a \nabla^2 n = \nu_i n - \beta_r n^3 \quad (4-1)$$

ここで、 D_a は両極性拡散係数、 ν_i は電離周波数、 β_r は二電子三体再結合係数である。定常状態では(4-1)は(4-2)になる。

$$-D_a \nabla^2 n = \nu_i n - \beta_r n^3 \quad (4-2)$$

図 4.1 は Wilkins et al²⁾によって求められたプラズマ密度分布である。この計算は電極間現象のみを考慮していて、両電極の境界での密度はゼロと仮定した。横軸は無次元化された電極間隔で、縦軸は無次元化された密度である。図中の δ は $\delta = \frac{\nu_i d}{D_a}$ であり、 d は電極間隔である。図から分かるように δ が大きくなる時、つまり電離周波数が大きく両極性拡散係数が小さい場合、バルク内プラズマ密度分布が平坦になり、準中性プラズマ条件は満たされる。

しかし、前述したように、シース内では両極性拡散が成立しなくなる上、電子とイオンの密度が等しくなくなるので、この解析方法は成立し

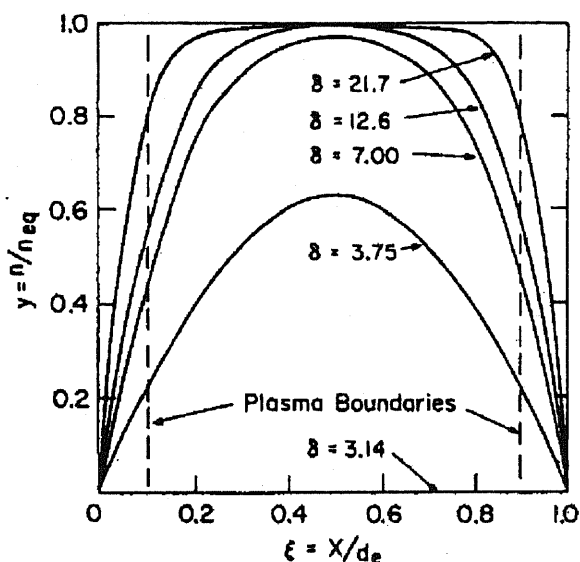


図 4.1: 両極性拡散における電極間のプラズマ密度分布特性

なくなる。このため現実には両電極近傍のシースと中間のバルクプラズマの三領域に分けて、粒子数、運動量及びエネルギーの保存則と Poisson の式を連立させることによって解析する文献³⁻⁸⁾が 60 年代から発表されている。

4.3 点火モードの出力特性シミュレーション

熱電子発電器点火モード動作熱電子発電器の出力特性に関しては、実験データとよい一致を示す理論解析は今までに一つも報告されていない。発電器内を、両電極近傍のシースとバルクプラズマの三領域に分けて、且つ近似的な経験式を用いた定性的な計算コードは幾つか存在する。熱電子発電器の研究がブームであった 60 年代には Wilkins⁹⁾が SIMCON (SIMulated CONverter という意味) コードを完成し、80 年代にはいわゆる“現象論モデル TECMDL” (Thermionic Energy Converter Modeling という意味) がアメリカの Rasor と McVey et al¹⁰⁾により提供された。また、90 年代には Nichols¹¹⁾によって Hybrid PIC-Fluid Model (PIC: Particle in cell) という計算コードも紹介された。前の 2 つのコードではシース内での衝突を考慮しないが、後者ではシース内での衝突効果を取り入れた。

各コードの詳細の説明については文献にゆずるが、ここでは良く使われる TECMDL について簡単に説明する。

TECMDL は点火モード動作熱電子発電器の出力特性を計算するシミュレーションコードである。電極間の空間電位分布が図 4.2 に示される場合を考える。 V_E と V_C はそれぞれエミッタとコレクタ近傍のシース電圧であり、 V_d は電極間での内部損失電圧、 ΔV はエミッタ電位とエミッタ近傍の最小の空間電位との差である。また、 J_{eR} はエミッタからの熱電子放出電流、 J は出力電流、 J_C はコレクタから熱電子放出電流である。ここで、 T_{eE} をエミッタ近傍での電子温度、 T_{eC} をコレクタ近傍での電子温度、 T_E をエミッタ温度とする。また V_i を累積電離に必要なエネルギー、 d を電極間隔、 λ を電子平均自由行程とする。

電極間の電流損失、すなわち J_{eR} と J の差は次式で表せる。

$$J_{eR} - J = \exp\left(-\frac{V_E}{kT_{eE}}\right) \left[\frac{3d}{4\lambda} J + RJ \right] \quad (4-3)$$

$$R = \left(1 + \frac{J_C}{J}\right) \exp\left(\frac{V_C}{kT_{eC}}\right) - 1$$

ここで、(4-3)式の右辺の括弧中の第一項は拡散損失を、第二項の R はコ

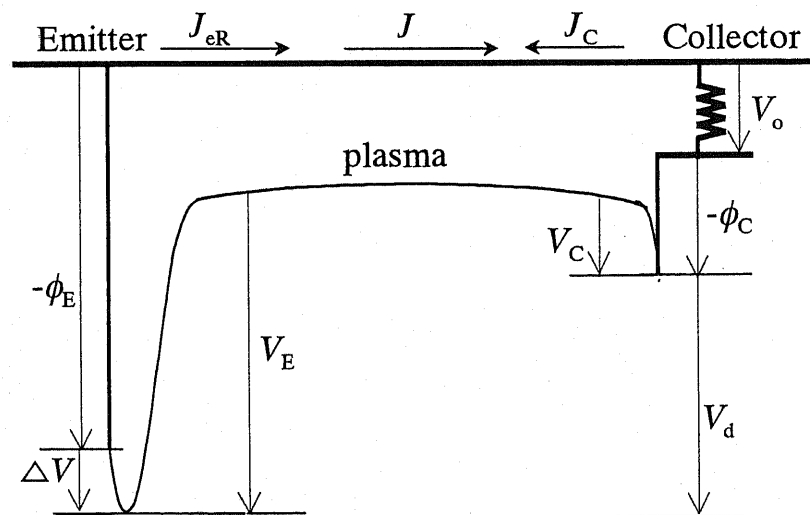


図 4.2: 点火モードシミュレーションコード TECMDL が用いた電極間空間電位分布

レクタ減速電界の作用並びにコレクタからの熱電子放出効果を表わしている。

また、電子に対するエネルギー保存則から以下の式が得られる。

$$JV_d + 2kT_E J_{eR} + 2kT_C J_C = 2kT_{eE} (J_{eR} - J) + 2kT_{eC} (J + J_C) \quad (4-4)$$

ここで左辺は両電極からプラズマ中に流入する電子が持ち込むエネルギーである。右辺はプラズマから離れる電子が両電極に与えるエネルギーである。コレクタシース電圧は、コレクタ近傍の電子のエネルギー保存則より以下の式で算出できる。

$$V_C = 3k(T_{eE} - T_{eC}) - 2k(T_{eC} - T_C) \frac{J_C}{J} \quad (4-5)$$

電極間で発生したイオンの数は、電極に拡散して失われるイオンと電極間で再結合により失われるイオンの数に等しい。これより電離周波数、拡散係数及び再結合係数の間の関係が決まり、エミッタ及びコレクタシースにおける電子温度 T_{eE} と T_{eC} が導出¹²⁾される。

$$T_{eE} = \frac{V_i}{2k \ln \left(B \frac{d}{\lambda} \right)} \quad (4-6)$$

$$T_{eC} = \frac{3T_{eE} + 2T_C \frac{J_C}{J}}{\ln \left(\frac{H + 0.5}{1 + \frac{J_C}{J}} \right) + 2 \frac{J_C}{J} + 3} \quad (4-7)$$

ここで、 B は電離ファクターと呼ばれ無次元の量であり、電子温度や衝突断面積、平均自由行程の関数である。TECMDL では $B=30$ 、累積電離電圧を $V_i=3.2\text{eV}$ としている。また、パラメータ H はイオンと電子の平均自由行程の比の関数であり、TECMDL では 5 としている。また、 d/λ は電子と中性原子の衝突および電子とイオンの衝突を考慮して下の式で与えられる。

$$\frac{d}{\lambda} = \frac{d}{\lambda_{ea}} + \frac{d}{\lambda_{ei}} = 17Pd + 3.4 \times 10^7 \frac{Jd}{T_e^{5/2}} \quad (4-8)$$

ここで P はセシウム蒸気圧で式(2-24)で与えられ、電子とセシウム原子の間の平均自由行程 λ_{ea} は電子の弾性衝突断面積を用いて算出する。また、 λ_{ei} は電子とセシウムイオン間の平均自由行程である。

以上五つ方程式を書き直して整理すると以下のようになるが、これらが TECMDL コードの主な方程式である。

$$\begin{aligned} \frac{J_{eR}}{J} &= 1 + \left(\frac{3d}{4\lambda} + R \right) \exp\left(-\frac{V_E}{kT_{eE}} \right), \\ V_d &= 2k(T_{eE} - T_E) \left(\frac{J_E}{J} - 1 \right) + 2k(T_{eC} - T_E) + 2k(T_{eC} - T_C) \frac{J_C}{J}, \\ V_C &= 3k(T_{eE} - T_{eC}) - 2k(T_{eC} - T_C) \frac{J_C}{J}, \\ V_E &= V_d + V_C, \\ T_{eC} &= \frac{3T_{eE} + 2T_C \frac{J_C}{J}}{\ln\left(\frac{H+0.5}{1 + \frac{J_C}{J}} \right) + 2\frac{J_C}{J} + 3}, \\ T_{eE} &= \frac{V_i}{2k \ln\left(B \frac{d}{\lambda} \right)}. \end{aligned}$$

以上の連立方程式を解くことによって、出力特性が求まる。なお、出力電圧は図 4.2 から分かるように次の式で与えられる。

$$V = \phi_E - \phi_C - V_d + \Delta V \quad (4-9)$$

ここでは TECMDL で計算された幾つ結果を図で示す。図 4.3 および 4.4 にそれぞれ TECMDL で計算された出力特性のセシウム蒸気温度 T_C とエミッタ温度 T_E 依存性¹⁰⁾を示す。 T_C はコレクタ温度である。図から分かるように、セシウム蒸気温度の増加とともに、出力電流が大きくなる傾向が認められる。これはセシウム蒸気温度が高くなると、セシウムがエ

ミッタ表面に附着してエミッタ仕事関数を低くするために、エミッタからの熱電子放出が大きくなるのが主な原因と考えられる。図 4.4 に示されるように、エミッタ温度が高くなると、出力電圧が次第に大きくなるのが分かる。これはエミッタ温度の上昇とともに、エミッタ仕事関数が大きくなり、エミッタとコレクタの仕事関数の差で与えられる出力電圧が大きくなるためと考えられる。出力電流はエミッタ温度の上昇とともに増大するが、あるエミッタ温度以上では、出力電流は減少に転じる傾向が明瞭に現われている。これは第 2 章で説明した S 字曲線の効果

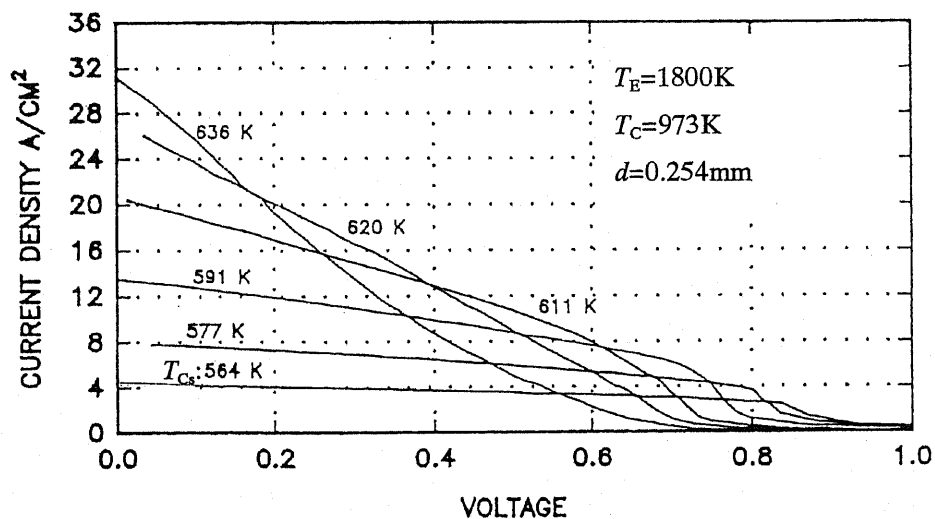


図 4.3:TECMDL の計算による熱電子発電器出力特性のセシウム蒸気温度依存性¹⁰⁾

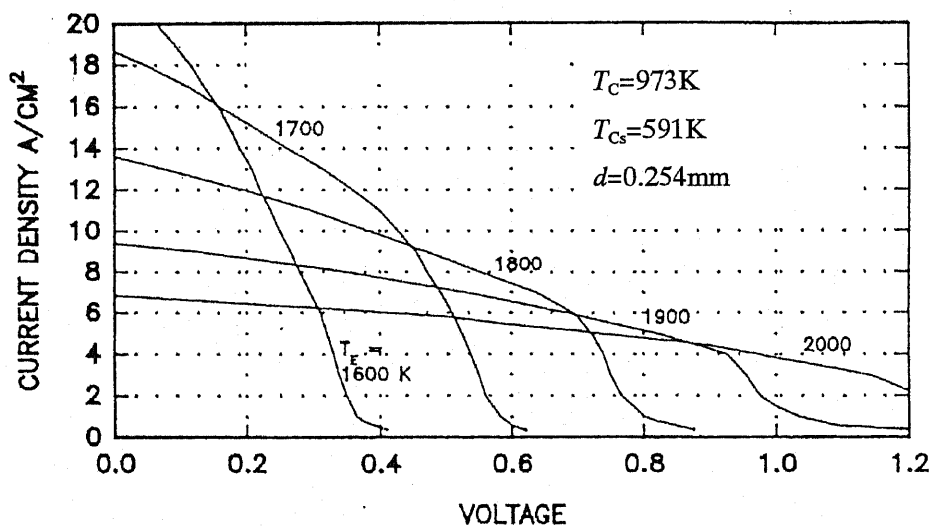


図 4.4: TECMDL の計算による熱電子発電器出力特性のエミッタ温度依存性¹⁰⁾

と思われる。

4.4 熱電子発電器の課題

熱電子発電器の研究が本格的に開始されてから既に 50 年が過ぎている。この間に発電器内の物理現象の多くは解明され、一部の熱電子発電器は大学等の研究機関で実用化の段階に入っている。“TOPAZ”¹³⁾や“TECTEM”¹⁴⁾などは、これらの研究に基づいて開発された発電器である。

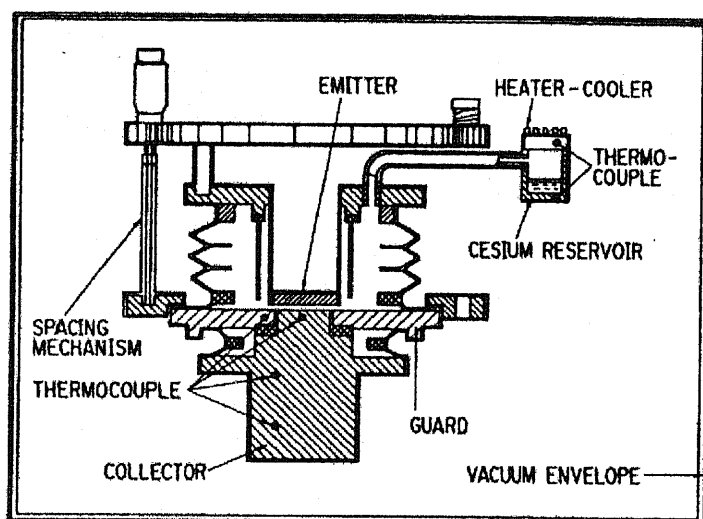


図 4.5: 平行平板形熱電子発電器断面図¹⁵⁾

図 4.5 はアメリカのサーモ・エレクトロン社¹⁴⁾によって作られた平行平板型熱電子発電器の断面図である。エミッタ電極は塩化物蒸着タングステンまたは弗化物蒸着タングステンである。コレクタ電極はニオブ製である。エミッタ電極の面積は 3cm^2 であり、コレクタ電極の面積は 2cm^2 である。電極間隔は、 0.125mm ～ 1mm まで微調整装置により変えることができる。エミッタ電極の加熱は上部からの電子衝撃加熱方式によって行われる。コレクタ電極の周囲には、ガードリングが取り付けられている。発電器動作中には、常にガードリングとコレクタ電極との間の電位が一定に保たれている。

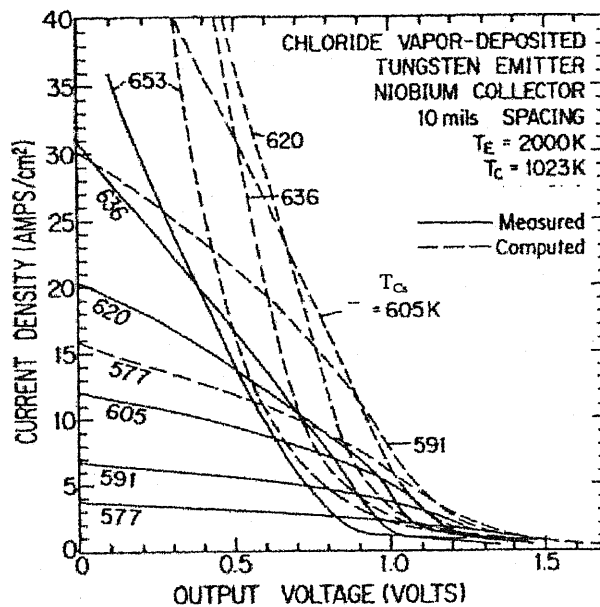


図 4.6: 出力特性の実験値と計算値との比較¹⁶⁾
 平行平板形熱電子発電器 $d=0.254\text{mm}$

図 4.6 にこの発電器の出力特性の実験値と計算値との比較を示す。実験値はサーモ・エレクトロン社で測定したものであり、計算値は通産省電子技術総合研究所高温エネルギー研究室が SIMCON コードを使って計算した結果¹⁵⁾である。図中の T_c はセシウム蒸気温度である。図から、実験値よりも計算値の方が高いことが認められる。また、セシウム蒸気温度が上昇するとともに、両者の相違が顕著になることが分かる。計算では電極表面のセシウム附着や電子温度の空間分布が均一であると仮定したが、実際にはセシウムの附着にはばらつきがある上、電子温度はエミッタ側で高く、コレクタ側では低くなっていること等を考慮すると、計算で用いた電極の仕事関数は実験より低くなっていることが想定され、出力電流の計算値が実験値よりも大きくなったものと考えられる。図に示された条件では出力電圧は小さいが、出力電流密度は大きく $20(\text{A}/\text{cm}^2)$ 程度の値が得られている。このときの出力は、 $10(\text{W}/\text{cm}^2)$ に達することが分かる。図 4.7 は TECMDL を作った Rasor Associate, Inc 社が製作した熱電子発電器の出力特性の測定値である。図 4.3 の計算値と、傾向が一致していることが分かる。

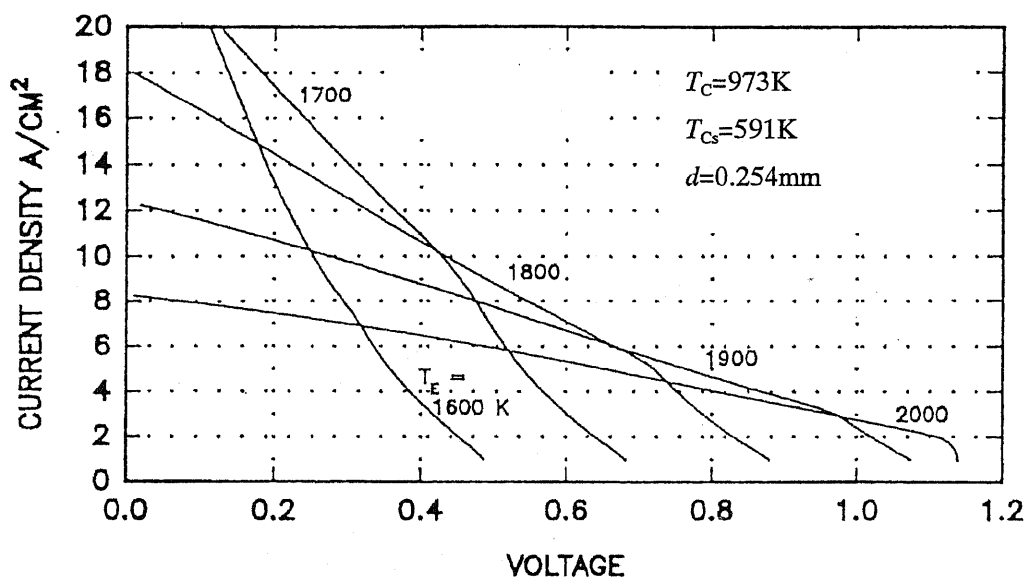


図 4.7: Razor Associate, Inc.により測定された発電器出力特性¹⁰⁾

上述の熱電子発電器の特徴は、電極間隔での衝突損失を減少するために、電極間隔をできるだけ短くし電子の平均自由行程の数倍以内に抑えている。また、出力を大きくするために、エミッタを 2000K 程度まで加熱している。参考までに、表 4.1 に各研究機関が製作した熱電子発電器の実験条件を示す。

熱電子発電器に課されたこのような2つ条件により熱電子発電器の応用は大幅に制限されている。数十 μm から 1mm までの狭い電極間隔は製造やメンテナンスの面で困難を伴い、電極の高温加熱では電極の蒸発や結晶成長などを起こし、電極の短絡やヒートサイクルなどによるリークの発生などを引き起こして、発電器の信頼性や寿命を劣化させる要因となっている。また、エミッタの高温動作のために熱源も限定される。地上用熱電子発電器の開発には、エミッタの加熱温度は低温であることが望ましい。このため、我々は光電離を補助放電とするエミッタ低温動作熱電子発電器の開発を目指している。

表 4.1 実験用熱電子発電器の実験条件¹⁵⁾

実施機関	発電器形式	$d(\text{mm})$	$T_E(\text{K})$	$T_C(\text{K})$	$T_{Cs}(\text{K})$	電極材料	
						エミッタ	コレクタ
Electrotechnical Lab	サンドイッチ形	0.5	1770	1018-1033	533-573	Mo	Mo
	平行平板形	0.5	1900	1220	563-659	Ta	Ni
	円筒形	0.3	1873	1027	553-583	Mo	Mo
General Electric	平行平板形	0.127	1628-2153	843-1023	573-633	Re	Ni
		0.05	1855	873-973	553-663	W	Ni
Brown Boveri & Cie AG.	平行平板形	0.2	1800	750	550-609	Re	Mo
Los Alamos Scientific Lab	平行平板形	1.0	1800-2131	770-978	548-598	W	Ni
Thermo Electron Corporation	平行平板形	0.1	1740	773-1053	588	Re	Mo
	平行平板形	0.254	1600-2000	973-1023	537-669	CIW, FW	Nb
	円筒形	0.254	1700-1900	885-913	519-578	CIW	Mo

4.5 結論

本章では熱電子発電器のシミュレーションコードについて簡単に紹介し、熱電子発電器の特徴及び動作温度などを述べ、それらの問題点を指摘した。我々の研究目的はこれらの問題点の解決であり、新たな光電離補助放電の導入に基づく光照射型熱電子発電器が熱電子発電器の多くの問題解決に有望であるとの観点に立った研究を行っている。

第4章の参考文献

1. G. W. Sutton: *Direct energy Conversion* (McGraw. Hill Book Company, Inc., New York), (秋山 守、柳沢一郎共訳 “直接エネルギー変換” 向学社) .
2. D. R. Wilkins and E. P. Gyftopoulos: “*Thermionic Converters Operating in the Ignited Mode. Part II: A Quasi-Equilibrium Model for the Interelectrode Plasma*”, J. Appl. Phys., **37** (1966) 2892.
3. D. R. Wilkins and e. P. Gyftopoulos: “*Theory of Thermionic Converter Extinguished-Mode Operation with Application to Converter Diagnostic*”, J. Appl. Phys., **38** (1967) 12.
4. J.L. Lawless and S.H. Lam: “*An Analytical Model of Thermionic Discharge*”, J. Appl. Phys., **59** (1986) 1875.
5. M. Ratafia and J. C. Keck: “*An Approximate Technique for Analyzing the Plasma of Thermionic Converters operating in the Ignited Mode*”, J. Appl. Phys., **45** (1974) 4806.
6. D. R. Wilkins and E. P. Gyftopoulos: “*Thermionic Converters Operating in the Ignited Mode. Part II: Theoretical Output-Current Characteristics*”, J. Appl. Phys., **37** (1966) 2888.
7. D. R. Wilkins and E. P. Gyftopoulos: “*Transport Phenomena in Low-Energy plasmas*”, J. Appl. Phys., **37** (1966) 3533.
8. D. R. Wilkins: “*A Unified Theoretical Description of Thermionic Converter Performance Characteristics*”, J. Appl. Phys., **39** (1967) 2452.
9. D. R. Wilkins: GESR-2109, (1968).
10. J. B. McVey et al.: “*The TECMDL Thermionic Converter Computer Model*”, WL-TR-93-2031. Dayton, OH, Wright laboratories, (1993).
11. D. F. Nicholas: Doctoral dissertation.
12. N. S. Rasor: *Applied Atomic Collision Physics*, Chap.5 Vol. 5, Academic Press, (1982).
13. V. A. Kuzenetov: *Thermionic Elect. Power Generation*, Julich, Germany, **1** (1972) 365
14. L.R. Wolff, W.B. Veltkamp, V.I. Yarigin: Proc. 2nd Intersoc. Conf. on Nuclear Power Eng. in Space, PTI Sukhumi, Georgia, 1991, p.72.

15. F. Ruffe et al.: “*Thermionic Performance of Fluoride CVD Tungsten-Niobium Converter*”, IEEE Conf. Record of 1970 Thermionic Conversion Specialist Conf. (1970) p.462.
16. 清水定明: “Cs 封入形熱電子コンバータの出力特性解析”, 電子技術総合研究所 研究報告第 906 号 (1989) .

第5章 光照射型熱電子発電器の動作原理

5.1 序 論

セシウム封入型熱電子発電器の出力向上を図るためには、エミッタの仕事関数を下げて熱電子放出を増やせばよいが、出力電流が増加しても出力電圧が低下するので必ずしも出力の増大にはならない。逆に、エミッタ電極の温度が上昇すると仕事関数が高くなり、出力電圧は増加するが熱電子放出が減少するので、出力増大にならない。高圧型熱電子発電器の場合セシウム蒸気圧が高く、セシウムの附着によりエミッタの仕事関数は低く熱電子放出が良好であるために、エミッタ近傍に電子シースが形成される。この結果、負の空間電位が形成されてコレクタに向けて拡散しようとする電子流が妨害される。多くの場合、非点火モードの出力電流は飽和電子電流より遥かに低いところで飽和してしまう。点火モードの場合には電極間に体積電離により正のイオンが供給されて負の空間電荷が中和されるため出力電流は増大するが、電極間の衝突により損失が増えて出力電圧と発電効率が低下する。

しかし、前章に述べたように点火モードの出力は大きく、熱電子発電器の中で最も将来性に富むものとして注目されている。点火モードの高出力化にとっては、負の空間電荷を中和することがポイントになる。高温動作熱電子発電器はエミッタが高温のためにエミッタ表面で十分な表面電離が行われる上に電極間で体積電離が生じて正のイオンが提供される。しかし、実用面を考慮すると、セシウム蒸気圧、エミッタ温度などの動作条件の緩和および出力特性の改善が望まれる。これを目指して、電極間への正イオンの供給を専用の補助電極を用いて行う幾つかの方法が以前から提案されている。

5.2 補助放電による熱電子発電器出力特性の改善

代表的な補助放電システム^{1,2)}の構造を、図5.1の(a)、(b)、(c)に示す。(a)はイオンエミッタと呼ばれ、仕事関数の大きな高温の補助電極をセシ

ウムガス中に挿入してこの表面上でセシウムの表面電離を効果的に発生させ、非点火モードで問題となる空間電荷の中和を促進し、発電効率の改善を図る方式である。同図(b)の補助電極は電子エミッタと呼ばれ、エミッタに対して負に深くバイパスされた電極から放出される電子が空間電位との電位差で加速され、これがセシウムを電離して多量の正イオンを生成する。また、同図(c)は補助電極を用いないパルス放電方式である。これは、コレクタに正のパルス電圧を印加して強制的に放電を発生させて電極間空間に正のイオンを供給し、パルスが印加されていない時間に発電する方式である。

このように、様々な補助放電方式が考えられているが、狭い電極間空間に補助電極を設置しなければならないという構造的な問題や、耐熱性があるていよ小さな電極を用意せねばならないという電極材料面の問題点がある。なお、これまでの研究で、パルス放電方式の成功例はない。

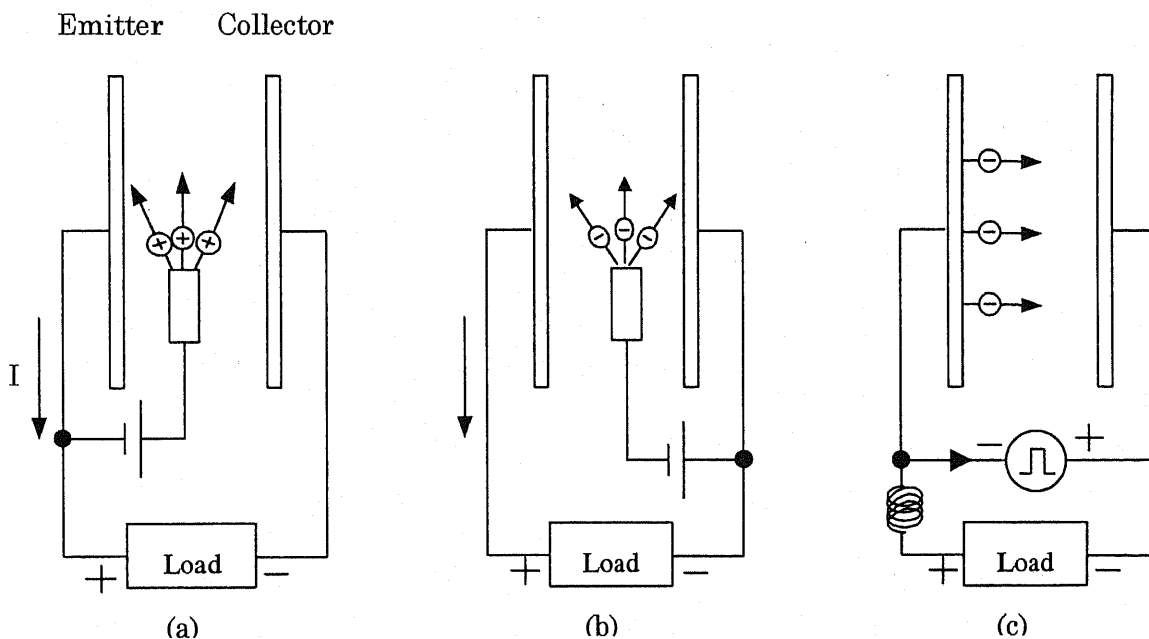


図 5.1. 補助放電型セシウム熱電子発電器の原理図
 (a)イオンエミッタ (b)電子エミッタ (c)パルス放電

我々は太陽エネルギー利用の観点から、太陽光を利用できる光照射型熱電子発電器を提案している。これまでの我々の実験^{3,4)}で、スペクトル

分布が太陽光と似ているキセノンランプの照射により、熱電子発電器の出力特性が改善されることが証明されている。基本的な考え方は、補助電極やパルス放電の代わりに電極を必要としない光励起・電離で補助放電を発生させ、空間電荷の中和を図ることである。さらに、太陽光を電極に照射することにより、電極表面からの光電効果が期待される。すなわち、エミッタからの熱電子放出に加えて光電子放出が起これば、出力改善が期待される。また、光照射型熱電子発電器では、太陽光だけでなく太陽熱（赤外光）をエミッタ及びセシウム蒸気の加熱に利用できる。

5.3 光電離セシウムプラズマの密度評価

セシウム原子のエネルギー準位図は図 2.6 に示されている。図にはセシウム原子の励起と電離エネルギーに相当する光波長が記入されている。セシウム原子に一定な波長の光を照射すると、原子がその光のエネルギーを吸収し、励起や電離を起こす。電子との衝突による励起や電離と同じように、以下の3つの光励起と光電離過程がある。

1. 基底準位からの励起過程: $Cs + h c / \lambda_1 \rightarrow Cs^*$
2. 励起準位からの電離過程: $Cs^* + h c / \lambda_2 \rightarrow Cs^+$
3. 基底準位からの電離過程: $Cs + h c / \lambda_3 \rightarrow Cs^+$

ここで、 c は光速度、 λ_1 、 λ_2 および λ_3 は電離と励起に必要な光の波長である。基底 6S 準位から第一励起準位 $6P_{3/2,1/2}$ までは 852.4 および 894.3nm、 $6P_{3/2,1/2}$ 励起準位からの電離は 508.3 および 494.4nm、基底準位からの電離は 318.4nm の光が相当する。2 と 3 の電離過程に関して、参考文献⁵⁾によれば、励起準位からの光電離衝突断面積は基底準位からの光電離断面積より 100 倍程度大きい。このため、光電離過程としては 2 に示される過程のみを考慮すればよい。

光励起または光電離の能率はそれらの断面積 $\sigma_k(\nu)$ が分かれば、

$$R_k = \int_a^b n_k \sigma_k(\nu) \frac{P_{in}(\nu)}{h\nu} d\nu \quad (5-1)$$

により計算すること⁶⁾ができる。ここで $P_{in}(\nu)$ は発電機内への入射光の単位面積あたりの強度 (W/cm^2) であり、 k は励起過程 ex と電離過程を区別する添字である。また積分の上下限の a と b は対象となる励起過程に依存する光子の振動数である。励起過程に対しては、 $k=ex$ で R_{ex} は光励起能率であり、 n_k はセシウム原子密度 n_0 、 σ_{ex} は励起断面積、 $a=c/\lambda_1$ 、 $b=c/\lambda_2$ である。また、電離過程に対しては $k=i$ とし、 R_i は光电離能率、 n_k はセシウム励起原子密度 n_{ex} 、 σ_i は電離断面積、 $a=c/\lambda_2$ 、 $b=c/\lambda_{max}$ (照射光の最短波長) である。セシウム励起原子が拡散や相互の結合による分子生成または光电離よりはむしろ脱励起によって失われると仮定すれば、セシウム励起原子密度 n_{ex} は

$$n_{ex} = \tau R_{ex} \quad (5-2)$$

により与えられる。ここで、 τ はセシウム励起原子の寿命である。

参考文献 6) から 8) によると、励起断面積 $\sigma_{ex}(\nu)$ と第一励起準位からの電離断面積 $\sigma_i(\nu)$ はそれぞれ 10^{-15} および $10^{-17} cm^2$ で ν に依らず一定値であり、 τ は $3 \times 10^{-8} s$ である。これらのパラメータを用い、 $T_{Cs} = 370K$ 、 $400K$ および $477K$ に対応するセシウム原子密度 n_0 を 10^{13} 、 10^{14} および $10^{15} cm^{-3}$ として、式(5-1)を数値的に解くことが出来る。なお、計算に際しては、簡単のため以下の条件を仮定した。

A: 励起断面積と電離断面積は光の波長に依存しない。

B: $hc/\lambda \geq 1.4eV$ の光子がセシウム中性原子を第一励起準位まで励起することができる。

C: $hc/\lambda \geq 2.49eV$ の光子がセシウム励起原子を電離することができる。

図 5.2 に実験に使用したキセノンランプのスペクトル分布を示す。B および C の条件を適用すると、 $500nm \leq \lambda \leq 890nm$ の光は第一励起準位までの励起に有効であり、 $\lambda \leq 500nm$ の成分は第一励起準位からの電離に有効である。

計算結果⁹⁾を図 5.3 に示す。入射光パワー P_{in} はキセノンランプから熱電子発電機に入るワット数である。図 5.3 から判るように、 P_{in} が $100W$ か

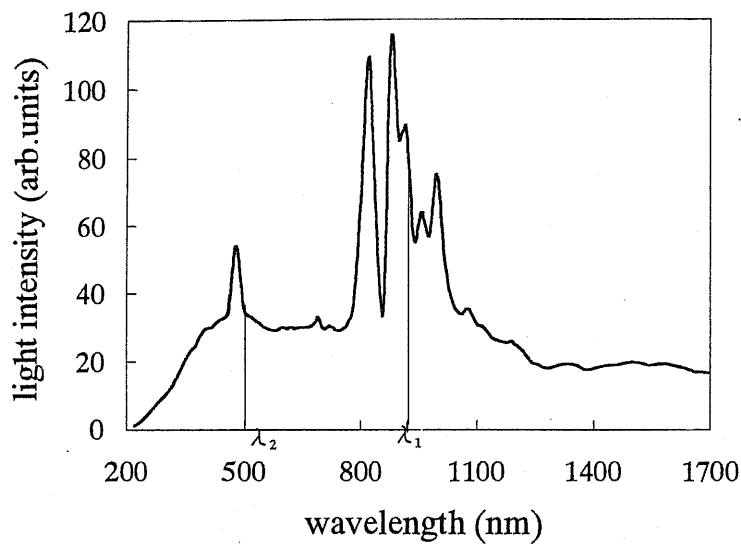


図 5.2. 実験に用いられたキセノンランプのスペクトル

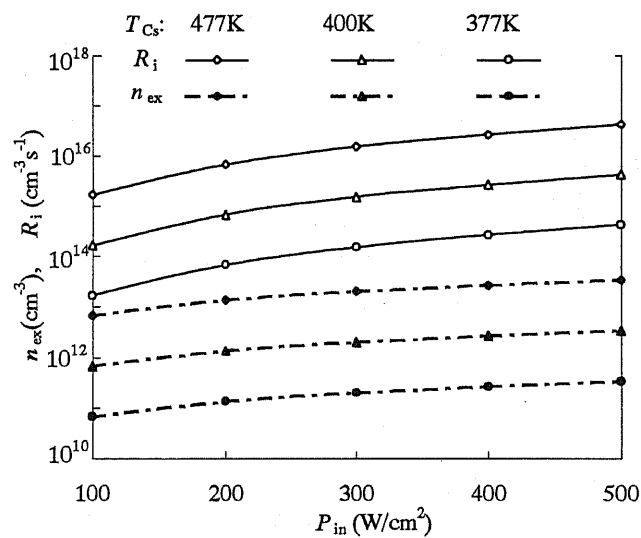


図 5.3. 光照射により生成されたセシウム励起原子密度 n_{ex} および光電離能率 R_i から 500W に変化すると、 $T_{Cs}=377K$ 、400K、477K の場合、それぞれ 10^{11} 、 10^{12} 、 10^{13} cm^{-3} の n_{ex} が生成されることが分かる。これらの n_{ex} を使って光電離能率 R_i を計算すると、前述のそれぞれの T_{Cs} に対して、 R_i はおよそ 10^{14} 、 10^{15} および $10^{16} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ 程度となり、非常に高いことが分かる。 n_{ex} が 10^{11} 、 10^{12} および 10^{13} cm^{-3} であることから、セシウム励起原子は 1ms のうちにすべて電離されることを意味する。この時間は光の照射時間の数秒よりも短く、言い換えれば、100W 程度のキセノンランプ照射光に

より、少なくとも 10^{11} 、 10^{12} 、 10^{13} cm^{-3} 程度のセシウムイオンが生成されると考えることができる。

この計算では光効果だけを考慮している。実際にはプラズマ内の電子との衝突効果等を考慮しなければならない。Morgulis et al^(10,11)と山田ら⁽¹²⁾はセシウム蒸気に外部から共鳴光を照射してセシウム中性原子を励起させ、この励起原子が電子との衝突過程を介して電離を行うことによって、プラズマを作った。Morgulis et alはセシウム圧力 0.1Torr 程度で 10^{11}cm^{-3} 程度の密度を持つプラズマができることを実験により証明した。彼等の実験結果からも、光照射による高密度プラズマの生成が可能と考えられる。

5.4 光電離による空間電荷中和度の改善

表面電離だけではなく、電極間に光電離により生成されるプラズマがある場合の空間電荷中和度を考察する。単純化して考えれば、補助放電で発生したイオンや電子の数を空間電荷中和度の式に加えれば良いので、この場合の α は次式で与えられる。

$$\alpha = \frac{n_{iE} + n_i}{n_{eE} + n_e} \quad (5-3)$$

ここで、補助放電で生成されたプラズマに対しては、 $n_i = n_e = n_{pi}$ の関係が成立する。図 5.4 に電極間プラズマ密度 n_{pi} をパラメータとして、セシウム蒸気温度を 450K 一定として計算した空間電荷中和度のエミッタ温度依存性を示す。実線は補助放電がない場合で、破線は補助放電がある場合の α である。空間電荷中和度 α が 1 となる条件は変わらないが、 $\alpha < 1$ のエミッタの低温領域で著しく改善されていることが分かる。 $\alpha > 1$ のエミッタの高温領域では補助放電により空間電荷中和度は小さくはなるが、1 より小さくなることはない。すなわち、補助放電による空間電荷の中和効果はエミッタ温度の全域にわたって有効であると考えられる。図 5.4 より判るように、補助放電により $10^9(\text{cm}^{-3})$ 以上のプラズマを作る

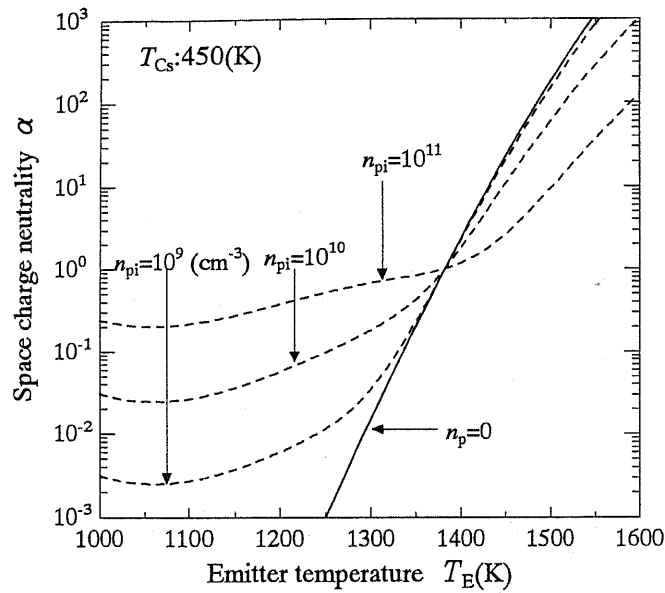


図 5.4: 電極間正イオン供給された場合の空間電荷中和度の改善

ことができれば、空間電荷中和度が大幅に改善されるので、出力の増大が期待できる。

5.5 電極での光電子放出

金属に光が入射する時、金属内の電子が光子を吸収して十分高いエネルギー準位に励起されれば、表面のポテンシャル障壁を乗り越えて電子が外部空間に放出される。これが光電子放出または光電効果である。

金属の温度が 0(K)であれば、金属内の電子が表面から逸脱するのに必要なエネルギーは $e\phi$ であるから、 $h\nu \geq e\phi$ (ただし ν は光の振動数) であれば光電子放出が起こる。このときの最低振動数で決まる光の波長 λ_0 は

$$\lambda_0 = \frac{hc}{e\phi} \tag{5-4}$$

となり、臨界波長と呼ばれる。仕事関数が低いほど光子エネルギーが少なくて済む。タングステンの場合には臨界波長は 270nm となる。

しかし温度が上昇すれば、第 2 章に述べたように Fermi-Dirac 分布は高エネルギー側に延びた形となり、Fermi 準位以上のエネルギーを持った電子が多数存在するようになる。この状態で光を照射して金属内のそ

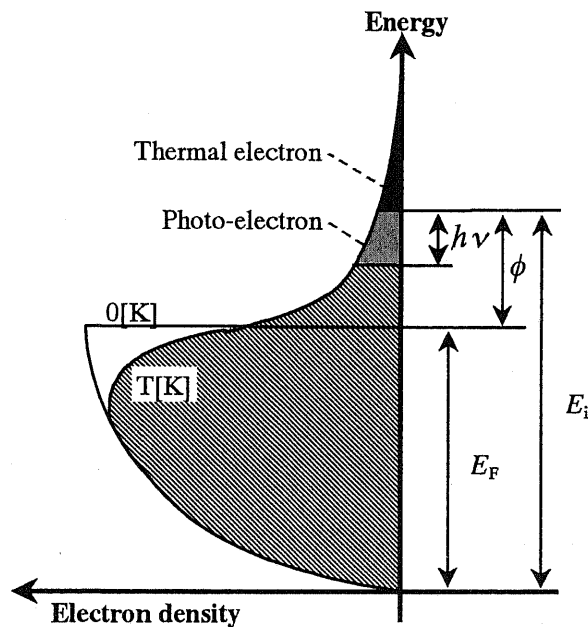


図 5.5: 光照射時の金属表面からの光電子放出効果

れぞれの励起電子にエネルギー $h\nu$ を与えたと仮定すれば、図 5.5 に示すように仕事関数が実質的に $h\nu$ だけ下がったことになる。また、放出された電子(光電子)はそれに相当するエネルギーを獲得する。

熱電子発電機に光を照射することにより、高温エミッタの表面から光電子が放出されることができると期待される。このため、エミッタから放出される電子は熱電子と光電子の和になり、出力電流が増大することが期待できる。しかしながら、電極が光子を吸収する量子効率通常 0.1 程度と低いので、熱電子放出と比肩できるほどの効果は期待できない。

5.6 結 論

熱電子発電機の出力行特性の改善と動作温度の低減化のために、本章では補助放電の重要性を紹介した。光照射による光電離は、電極間に補助電極を挿入しなくても実行可能であるため、発電機の構造が簡単となり有効な補助放電方法である。これは太陽エネルギーの有効利用の活用策を提供する。さらに、キセノンランプの照射光により生成されるイオン密度を数値計算した。この結果、光電離が空間電荷の中和に十分貢献で

きることを明らかにした。最後に、光照射による電極からの光電効果を概念的に述べた。

第 5 章の参考文献

1. N. S. Rasor: “*Thermionic Energy Conversion Plasma*”, IEEE Trans. Plasma Sci., **19** (1991) 1191.
2. 神藤正士: “熱電子発電器研究開発の現状”、プラズマ・核融合学会誌、**70** (1994) 1045.
3. Y. Shibahara and M. Kando: “*Output Increase of Thermionic Energy Converter due to the Illumination of Xenon Short Arc Lamp*”, Proc. of the 4th Int. Symp. on Functionally Graded Materials, Tsukuba, 1996, (ELSEVIER SCIENCE B.V., 1996), Japan, p.673.
4. M. Kando, H. Furukawa, M. Ichikawa and S. Yokoi: “*Characteristics of Thermionic Energy Converter with Photoelectric Emission*”, Proc. of 29th Intersociety Energy Conversion Engineering Conf., (U.S.A, 1994), p.1067.
5. K. J. Nygaard: “*On the Effect of Cesium in Photoionization Laser Plasmas*”, IEEE J. Quant. Electronics, **QE-9** (1973) 1020.
6. A. Javan and J. S. Levine: “*The Feasibility of Producing Laser Plasmas via Photoionization*”, J. Quant. Electronics, **QE-8** (1972) 827.
7. J. C. Weisheit: “*Excited-State Cesium Photoionization Cross Section*”, J. Quant.Spectrosc. Radiat. Transfer, **12** (1972) 1241.
8. D. H. Pollock and A. O. Jenssen: “*Absorption of Resonance Radiation and Formation of Molecular Ions in Cesium Vapor*”, J. Appl. Phys., **36** (1965) 3184.
9. 鄭偉、神藤正士: “光照射型熱電子発電器の諸特性”、静岡大学電子科学研究科研究報告 **20** 号、p.75.
10. N. D. Morgulis, Yu. P. Korchevoi, and A. M. Przhonskii: “*Formation of a Cesium Plasma by Resonance Radiation. Physical Properties*” Sovi. Phys.-JETP, **26** (1968) 279.
11. N. D. Morgulis, A. I. Kravchenko and V. Ya. Chernyak: “*Ionization and Recombination in a Plasma Diode*”, Soviet Phys.-JETP, **32** (1972) 1855.
12. J. Yamada and T. Okuda: “*Production and Physical Properties of Cesium Plasma by Resonance Absorption*”, J. Phys. Soc. Japan, **35** (1973) 881.

第6章 光照射型熱電子発電器の出力特性

6.1 序 論

前章で述べた光照射型熱電子発電器の基本原理に基づいて、光照射型熱電子発電器を実作し、その出力特性を測定した。本章ではまず発電器の材質、形状、寸法から、光源の特徴、実験装置、実験の方法と原理、実験条件、発電器の出力特性等について全般的に記述する。また、実験結果と理論の比較を行なう。

6.2 実験装置¹⁻⁶⁾

6.2.1 光照射型熱電子発電器の基本構造

図 6.1 に円筒状コレクタを有する光照射型熱電子発電器の概略図を示す。エミッタは直径 0.5mm、全長 340mm のタングステン線を渦巻き状に 8 回巻いたもので、その直径は 18mm、実質的な面積は約 5.0 cm² である。エミッタは 60Hz の半波電流を流すことにより直接加熱する。電極間及びエミッタ表面に光照射を有効的に行うために、コレクタは直径 38 mm 長さ 20mm のステンレス(SUS304)製の円筒を採用し、図のように配置する。この時の両電極間の最短距離は 10mm である。実験ではこのコレクタの前方から、エミッタに向かって光を照射する。発電器の容器はパイレックスガラスで、その内部にはセシウムが満たされている。実験

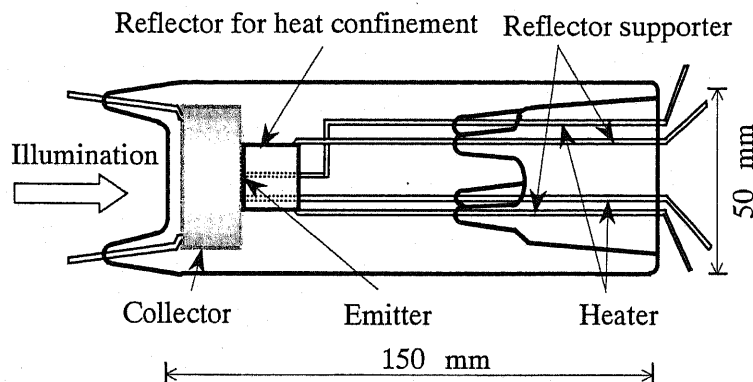


図 6.1. 光照射熱電子発電器の概略図

では発電器を電気炉の中に入れ、炉の温度を調整することにより、発電器内のセシウム蒸気温度を制御する。入射光に対するパイレックスガラス容器の透過率⁷⁾は波長 350nm から 2000nm にわたり一様に 0.9 である。

6.2.2 光照射用光源

セシウム原子の光励起・電離に必要な光波長は近赤外線領域（励起:890nm）から紫外線領域（直接電離:318nm）にわたっている。このような光の波長成分はすべて太陽光に含まれている。太陽光を利用して熱電子発電器の出力特性改善ができれば、地上用熱電子発電器⁸⁻¹⁰⁾の普及が期待できる。

しかし、実験室では太陽光による実験は難しいため、太陽光と類似したスペクトルをもつキセノンランプ¹¹⁾ (XD5000/H-OL、東芝ライテック社製)の放射光を用いた。このランプは人体に有害なオゾンの発生を防ぐために、200nm 以下の紫外線をカットする石英放電管を使用している。キセノンランプ放射光と太陽光のスペクトル分布の比較は図 6.2 に示すように、可視部付近において両者はよく似た分布をしている。ランプの光量はランプ電流を調節することにより変化できるが、キセノンランプ

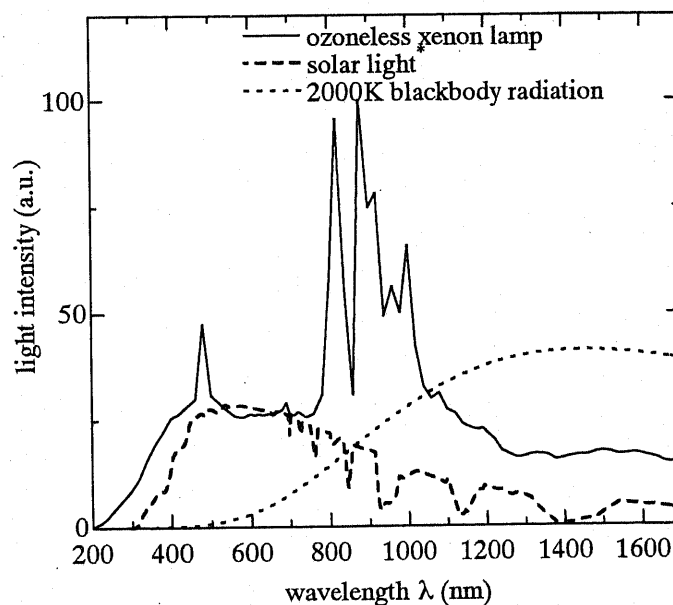


図 6.2. キセノンランプ、太陽光および黒体放射のスペクトル分布

*:太陽光は午後 12:00、赤道上で鉛直に測定した値

ではスペクトル分布はほとんど変化しない。ランプの電気入力は 1kW から 4.5kW まで可変であり、そのうち 50%以上は熱となり対流及び伝導によって失われる。残りの 50%以下が光として放射されるが、そのスペクトル分布は入力パワーには依存せず、紫外領域(<380nm)、可視領域(380nm~780nm)、赤外領域(>780nm)にそれぞれ 3%、11%、36%ずつ分配される。ランプハウス内には放物状ミラーが置かれ、ランプの電極間で生じる光はミラーで反射されて、平行光線となってランプハウスから放射される。このときのミラーでの反射の際に損失が生じる。ランプハウスからの光は三枚の光学レンズ(01 LPX 145、BK-7A、Melles Griot Company)によって集光されて発電器に照射される。レンズの透過率¹²⁾は発電器容器のピレックスガラスと同様に、波長 350nm から 2000nm にわたって 0.9 である。また、ピレックスガラスと光学レンズの透過率は 350nm 以下の光に対して著しく減衰するため、紫外光の大部分は発電器に到達する前に吸収されると考えられる。以上の条件をまとめると、発電器に入射する光はほぼ可視光と赤外線であり、熱電子発電器内への入射光パワー P_{in} ⁶⁾ は 200W 程度である。

次に、光照射によるエミッタの加熱について考察する。タングステンの放射率は約 0.2 であるので、エミッタが吸収するパワーは入射光の 20% である。すなわち、エミッタ加熱に使われるパワーは 40W 程度で、残り 160W は発電器の壁の加熱、セシウム原子の励起と電離などに消費される。キセノンランプへの電気入力 が 4.5kW 時に、エミッタに向けて一分間光を照射すると、エミッタ温度が 1500K から 1545K に上昇した。エミッタの仕事関数 ϕ_e はエミッタ温度に強く依存し、発電器出力特性もエミッタ温度の変化に応じて変化する。本章では、光励起・電離の発電特性への効果を調べることに絞った研究を行う。この効果を調べるにはエミッタ温度が一定であることが必要となる。このため、本章の研究では光照射時間は 3 秒以内に制限して、エミッタ温度が大きく変わらない条件の下で光照射実験を行った。

図 6.2 には 2000K の黒体放射のスペクトルも示されているが、これには近赤外線から可視領域の波長成分が含まれている。熱電子発電では通常、エミッタを 2000K 近くまで加熱するので、エミッタからの放射光の出力特性への影響は無視できなくなる。しかし、これまでの熱電子発電器の研究ではエミッタからの放射光の効果には未だ触れられていない。高温動作熱電子発電器では、エミッタからの放射光による光電離過程は検討の対象となると思われる。

6.2.3 エミッタ温度およびセシウム蒸気温度の測定

出力特性を測定する前に、エミッタ温度とセシウム蒸気温度を測定しなければならない。熱電子発電器は密閉されているため、エミッタ温度を直接測定するには熱電対などを予め取り付けておく必要があるが、構造が複雑化し、測定誤差の原因となる。ここでは、無接触測定のできる放射温度計(ミノルタ社 IR-630)を用いてエミッタ温度の測定を行なった。ここで、タングステンの放射率は 0.2 とした。放射温度計は温度 800K 以下測定には不向きであり、エミッタの動作温度範囲である 850K から 1600K までの測定に利用した。なお、測定は発電器内にセシウムが封入

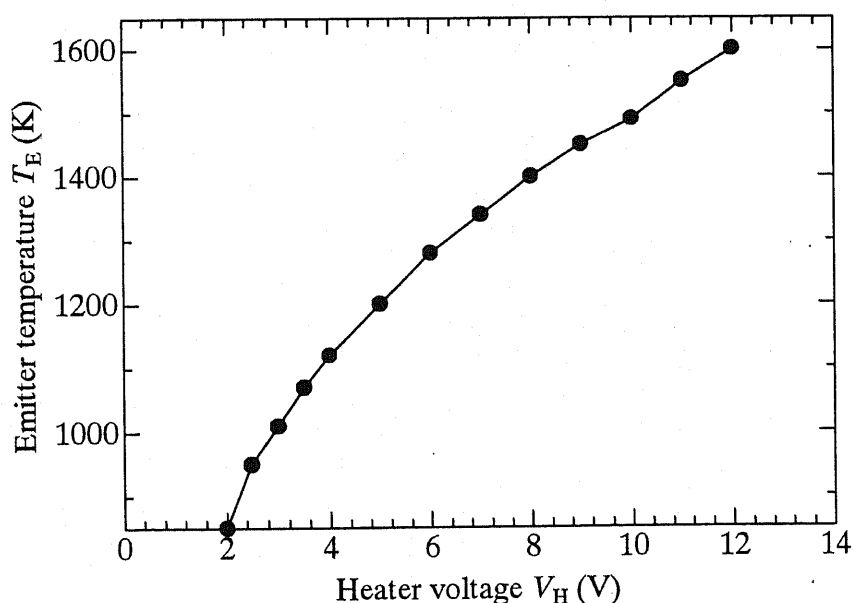


図 6.3. エミッタ温度とヒータ電圧の関係

された状態で行なった。測定条件によってはガラス容器にセシウムが付着して光の透過率が低下することがある。エミッタが低温時には影響が大きい、エミッタ温度が 1200K 超えると、セシウムのガラス窓への付着が少なくなり、エミッタ温度の測定には大きな影響はなかった。測定の際は始めにエミッタに大電流を流して加熱し、ガラス表面のセシウムを飛ばしてから、ヒータ電流を変化させて測定を行なった。図 6.3 は実験的に求めたタングステンエミッタ温度とヒータ電圧の関係である。

セシウム蒸気は一般に温度の低いところに集まっていく。エミッタの輻射熱によりエミッタ近傍のセシウム蒸気温度が高くなるが、セシウムの圧力はその温度で決まるのではなく、発電器内の最低部の温度で蒸気圧が決められると考えられている。このため、発電容器で最も温度の低いところ、すなわち発電器壁の温度をセシウム蒸気温度 T_c とすれば良い。実験では発電器全体は電気炉の中に入れられるので、セシウム蒸気温度は炉温度を調整することによって変えられる。電気炉の温度は、炉の中の一点でしか測定していないが、炉の中には温度分布があると思われる。このため、本研究では、発電器の壁に熱電対を取り付けて測定した温度と炉の表示温度とを平均して、セシウム蒸気温度とした。セシウム圧力は、第 3 章の図 3.8 に示されたセシウム蒸気温度との関係を利用して定めた。

6.2.4 熱電子発電器出力特性の測定方法

図 6.4 は熱電子発電器出力特性の測定回路図であり、遅延パルス発生回路、サンプリング・ホールディング回路、三角波発振器および負荷抵抗によって構成される。外部回路の三角波発振器は両電極間の印加電圧を制御するために用いられ、外部抵抗は出力電流を電圧に換算するために取り付けられる。エミッタを電氣的に加熱すると、加熱電流がエミッタフィラメントに流れることによって、エミッタ両端に数ボルトの電圧が発生する。この電圧はエミッタからコレクタに流れる電子流を擾乱す

る。熱電子発電器内の電子とイオンは熱平衡状態になっていて、電子とイオンの温度はエミッタ温度に等しいと近似できる。エミッタ加熱電流により発生するエミッタ両端の電圧は電子とイオンの温度より遥かに高い。このため、発電器内の荷電粒子の運動はこの電圧によって大きな影響を受ける。この擾乱を避けるために、エミッタの加熱には 60Hz の半波整流電流を用い、発電器出力特性の測定は加熱電流休止時に行う。

加熱電流によるエミッタ両端の電圧がコレクタに対して正の場合、発電器の出力特性は大幅に押さえられる。これは図 6.4 の回路を使えば、避けることができる。図 6.5 はその原理を説明するための図である。図にはサンプリングとホールディング回路の前後の信号、60 Hz の半波加熱電流およびサンプリングパルスが掲載されている。幅 0.12 ms のパルスは 60 Hz 半波電流の停止後 5 ms に発生させる。サンプリング回路はサンプリングパルスが発生した瞬間に三角波電圧と負荷抵抗の電圧値を記録し、次のパルスが到達するまでそれらの信号を維持する。したがって、

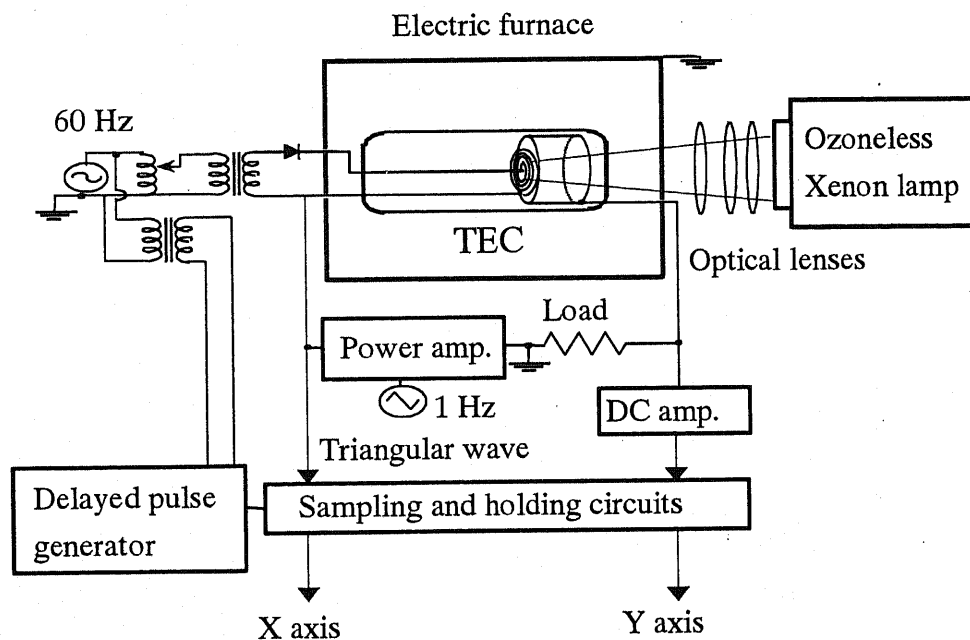


図 6.4. 熱電子発電器出力特性の測定回路図

三角波の電圧波形と負荷抵抗の電圧はサンプリング・ホールディング回路によって、図 6.5 に示すように修正される。実験では、三角波電圧の周波数を 1Hz、振幅は 3V とした。出力電圧は三角波電圧と負荷抵抗に現れる電圧の和で与えられ、出力電流は負荷抵抗両端の電圧値から求めた。サンプリングとホールディング回路からの信号はデジタルオシロスコープで記録され、その後パソコンでデータの処理を行う。

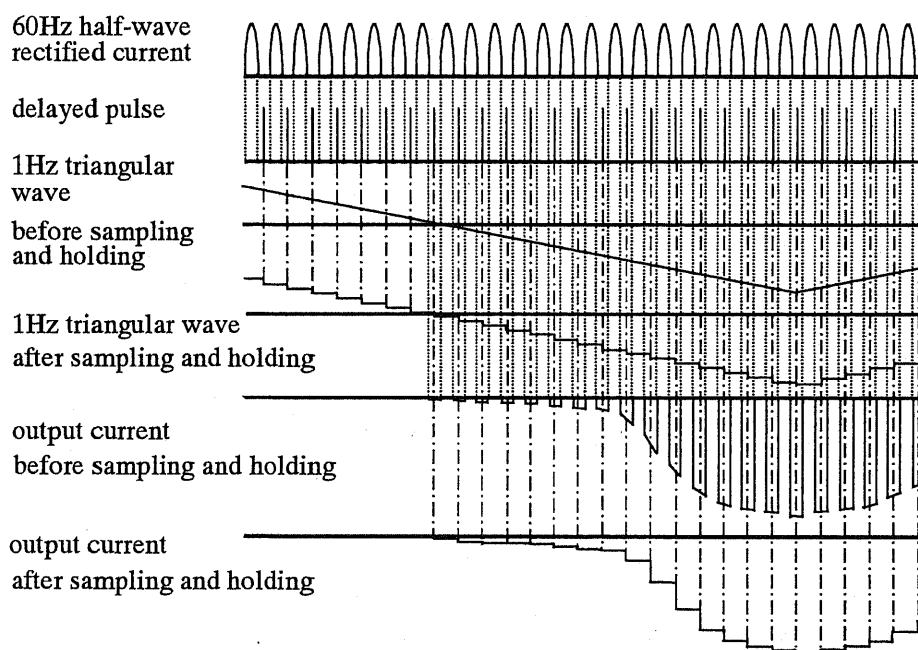


図 6.5. 測定回路主要部における信号波形

6.2.5 熱電子発電器の動作条件

実験で得られた熱電子発電器の出力特性を理解するために、先ず発電器の動作条件を述べる。エミッタ温度は加熱電流によって制御される。前節で述べたように、加熱電流を大きくすると、エミッタの両端に大きな電圧が発生し、最悪の場合、エミッタ両端に局所的な放電が生じる。放電の発生を避けるために加熱電流は制限されるが、本装置では放電を起こさずにエミッタ温度を 1600K 程度まで加熱できる。発電器容器のパイレックスガラスは 500K 以上に加熱されると、セシウムを吸収して白

化する性質がある。このため、セシウム蒸気温度は 500K までに制限される。本実験では、セシウム蒸気温度は電気炉によって制御される。エミッタ温度とセシウム蒸気温度は 6.2.3 節で述べた方法により測定する。以上の発電器の温度動作条件の下で、光照射型熱電子発電器の出力特性の照射光依存性を、電極温度、セシウム蒸気温度をパラメタとして調べた。

電極間での電子の衝突回数は、電子の平均自由行程と電極間隔の比によって評価できる。一般に、圧力が高いほど中性原子の密度が高く、電子の平均自由行程が短くなる。電子とセシウム原子の弾性衝突のみを考慮すると、電子の平均自由行程¹³⁾は次の式により与えられる。

$$\lambda_{ea} = \frac{1}{N\sigma_{ea}} \quad (6-1)$$

ここで、 N はセシウム原子の密度、 σ_{ea} は電子 - セシウム原子弾性衝突断面積である。これまでにセシウム蒸気中の σ_{ea} を求める多くの実験が行われており、0.1~0.4eV のエネルギーを持つ電子に対して、 $\sigma_{ea}=3.5 \times 10^{-14} \text{cm}^2$ の実験値¹⁴⁾が報告されている。 N は $P_{Cs}=NkT_{Cs}$ の関係から求められ、セシウム圧力とセシウム蒸気温度の関係は式(2-24)を用いた。図 6.6 に電子

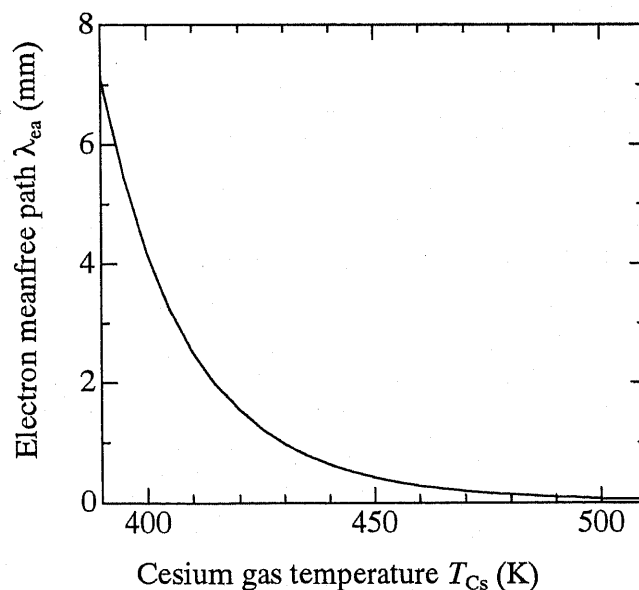


図 6.6. 電子の平均自由行程とセシウム蒸気温度

の平均自由行程とセシウム蒸気温度の関係を示す。

本熱電子発電器の電極間隔の最短距離は 10mm である。このため、図 6.6 から分かるように、電子の平均自由行程は電極距離より遥かに短く、エミッタから放出された熱電子は多数回衝突してコレクタに到達することが分かる。

6.3 熱電子発電器の出力特性¹⁻⁶⁾

6.3.1 非点火モード動作時の出力特性

図 6.1 に示される光照射型熱電子発電器を製作し、その出力特性の光照射依存性を電極温度およびセシウム蒸気温度をパラメタとして調べた。

図 6.7 に、 $T_{Cs}=400K$ で光照射がない場合の出力特性と T_E の関係を示す。図から出力電流密度 J_o は T_E の増加と共に徐々に増加することがわかる。 $T_E=1600K$ の場合、出力電圧 V_o が -1 から -2V の間で J_o は急激に増加し、ヒステリシスを描く。曲線上の矢印はヒステリシスの変化の方向を示す。 J_o の急激な増加は電極間での放電の始まり、すなわち点火モード動作の始まりを意味している。このようなヒステリシスは点火モード動作時にしばしば現われる。エミッタを高温に加熱すると多量の熱電子が放出さ

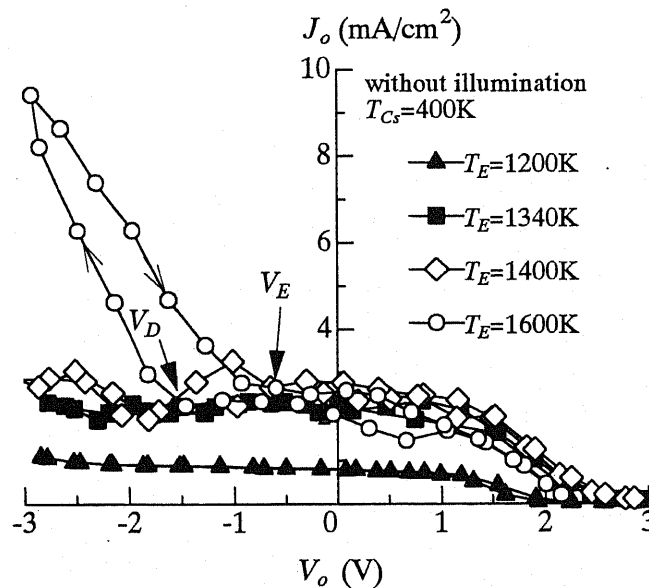


図 6.7. 熱電子発電器の出力特性 ($T_{Cs}=400K$)

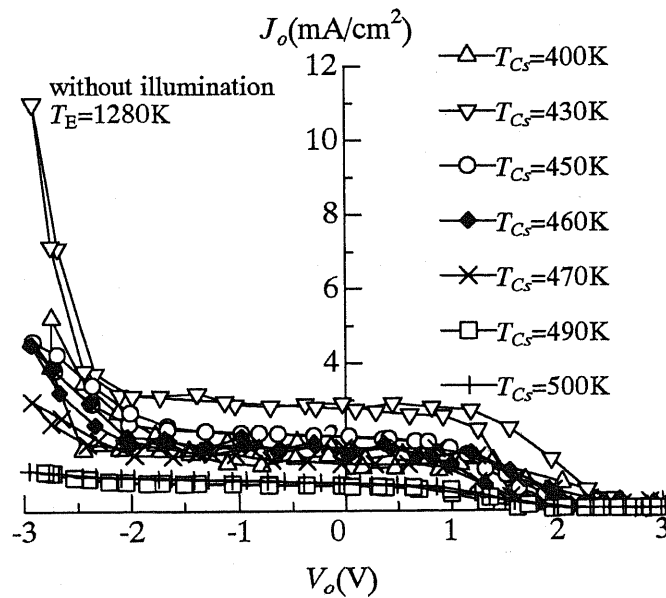


図 6.8. 熱電子発電器の出力特性 ($T_E=1280K$)

れ、両電極間のある電圧で多段階または累積電離の発生条件が満たされ、放電が始まる。ひとたび点火が始まると、体積電離により両電極間に多数の電子やイオンが生成され、その後たとえ両電極間で電子の加速電界が減少したとしても放電が維持される。それ故、点火消滅電圧 V_E は点火電圧 V_D より大きくなる。

図 6.8 は、照射光が無い場合で、 $T_E=1280K$ を一定とし、 T_{Cs} をパラメータとして測定した出力特性である。 $T_{Cs}=430K$ の場合以外は、すべての T_{Cs} に対して、非点火モード動作であることが分かる。また、 T_{Cs} が $400K$ から $430K$ まで上昇すると出力電流は増加し、さらに $430K$ から $500K$ まで高めると、出力電流は逆に低下することが分かった。これより出力電流 J_o は $T_{Cs}=430K$ の時に最大となる。これは空間電荷中和度 α により定性的に説明できる。図 6.9 は実験で得られた出力特性の短絡電流密度 J_s 、エミッタからの熱電子放出電流密度 J_{eR} および α の T_{Cs} 依存性を示す。 J_s は出力電圧 $V_o=0$ の時の J_o で、 J_{eR} は Richard-Dushman の式で計算され、 α は式(2-25)で計算した。図から分かるように、 T_E が一定の時、 T_{Cs} が高くなるとともにエミッタ仕事関数 ϕ_E が低下するため、 J_{eR} が増加し α が減少する。一方、同図から、 J_s は、 $T_{Cs}=430K$ 、 $T_E=1280K$ の測定値を除けば、

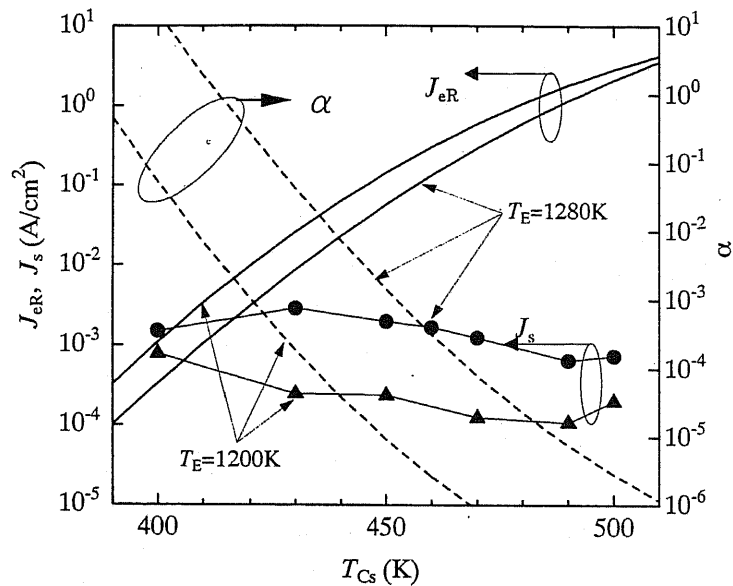


図 6.9. 短絡電流密度 J_s 、エミッタからの熱電子放出電流密度 J_{eR} 及び空間電荷中和度 α のセシウム蒸気温度 T_{Cs} 依存性

$T_E=1200\text{K}$ および $T_E=1280\text{K}$ のいずれの場合においても T_{Cs} の上昇と共に減少する傾向が読みとれる。また、 T_{Cs} が高温の時には、 J_s は J_{eR} よりも遥かに小さいことがわかる。この結果から、 $\alpha < 1$ の場合は J_s は J_{eR} の増加よりはむしろエミッタ近傍の負の空間電位障壁によって制限されていることがわかる。

$T_E=1280\text{K}$ の時、 $T_{Cs}=415\text{K}$ において $\alpha=1$ となるため、 J_s の値は $T_{Cs} < 415\text{K}$ では J_{eR} に近くなる。 $1 \geq \alpha > 0.1$ の範囲では、負の空間電位障壁による J_s の抑制作用はそれほど顕著でなく、 J_s は T_{Cs} の上昇と共に増大する。このため、 $T_{Cs}=430\text{K}$ の時、 J_s は最大となる。 $\alpha < 0.1$ の場合は、負の空間電位障壁による抑制作用が支配的となり、 T_{Cs} の上昇に伴って、 J_{eR} が増大しても J_s は減少する。

図 6.9 には $T_E=1200\text{K}$ と 1280K の場合で $T_{Cs}=400\text{K}$ の時に、 J_s は J_{eR} よりも大きくなっているが、これは、セシウム蒸気温度の測定誤差によるものと考えられる。すなわち、セシウム蒸気温度として熱電対により測定された発電器の容器の壁温度を用いてきたが、実際にはエミッタからの輻射熱の影響を受けて、両電極間のセシウム蒸気圧は容器内で不均一

な分布になっていると考えられる。セシウム蒸気温度の測定値は実際の温度より 30K 程度低下していても不自然ではないと思われる。熱電子発電の実験結果を考察する際には、実験データのこのような面にも十分配慮する必要がある。その理由は、熱電子放出と空間電荷中和度はともに T_{Cs} に対して非常に敏感であるからである。

一般的に、エミッタ温度が低いほど仕事関数は低くなる。結果として、熱電子放出が表面電離で生成されるセシウムイオン流束より多くなる。このため、エミッタ前面ではセシウムイオンよりも電子が過剰になり、負の空間電位が生成される。エミッタから放出された熱電子はこの負の空間電位によりエミッタに引き戻される。 T_E が上昇すると今述べた過程の逆の過程が進行して、エミッタ近傍における負の空間電荷の蓄積が緩和されるために、大きな出力電流を取り出すことが可能になる。

図 6.10 は、 $T_{Cs}=450K$ 、 $T_E=1120K$ または $1200K$ における非点火モードの出力特性であり、光照射の有無に伴って生じる相違を比較している。実験では T_{Cs} を $400K$ から $500K$ まで変化させたが、 T_E が $1120K$ と $1200K$ の時には光照射有無とは無関係に、いつも非点火モードであった。この

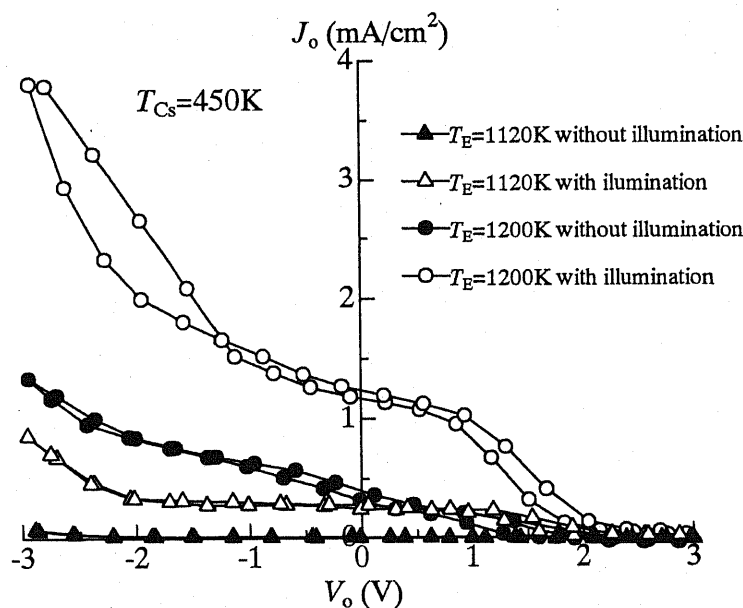


図 6.10. 非点火モード動作時の光照射有無による出力特性の変化

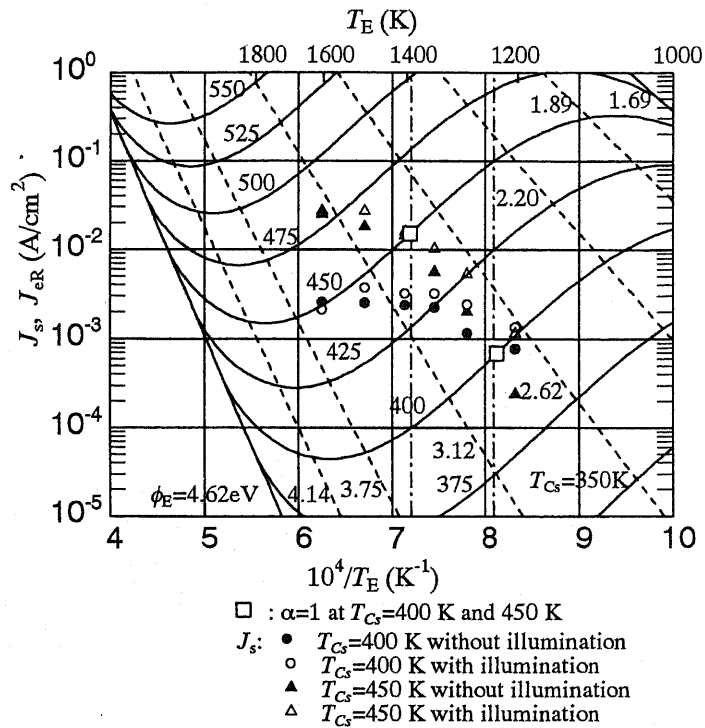


図 6.11. 短絡電流 J_s 、熱電子放出電流 J_{er} および空間電荷中和度 α の関係。

ときの実出力電流は負の空間電荷により制限されるため、mA のオーダーであったが、光照射によって出力電流は 3 倍以上増大することが観測された。また、 T_E を 1280K に上昇させると、光照射無しの時の非点火モードは、光照射により点火モードに移行し、出力電流の大幅な増加が観察された。これは光照射によって、セシウム原子が励起または電離された結果、エミッタ前面の負の空間電荷が中和されたことによるものと考えられる。

図 6.11 は、短絡電流の測定値 J_s とエミッタからの熱電子放出電流 J_{er} を比較したもので、S 字状の実線は Taylor と Langmuir による測定値であり、セシウムの付着によりエミッタの仕事関数が変化するために J_{er} はこのような複雑な変化をする。図中の丸と三角の記号はそれぞれ T_{Cs} が 400K および 450K の時の J_s の測定値を表し、黒丸と黒三角は光照射のない場合の、白丸と白三角は光照射を行った場合に相当する。また、図中の二つの白い四角は、 $T_{Cs} = 400 \text{ K}$ および 450 K において $\alpha = 1$ となるエ

ミッタ温度を示している。これらの四角を通る縦軸に平行な一点鎖線によって領域が2分されているが、一点鎖線の右側の領域では対応する T_{Cs} に対して $\alpha < 1$ 、その左側では $\alpha > 1$ である。図から分かるように、 $\alpha < 1$ の領域では J_s は光照射により数倍程度増加していることがわかる。しかしながら、 $\alpha > 1$ の領域ではその増加量が減少している。なお、 $T_E > 1400K$ で J_s が J_{eR} を上回っているが、これはセシウム蒸気温度の測定誤差に起因すると思われる。すなわち、前述の理由で T_e が高くなると T_{Cs} は実質的に 30 から 50K 程度上昇していると考えられ、この点を考慮すると T_E の高い領域で J_s はほぼ J_{eR} に等しくなると考えられる。光照射による J_s の増加は、光電離が生じて空間電荷が中和された結果であると思われる。特に、 $\alpha < 1$ の条件では光照射により出力の増加は有効であると言える。

6.3.2 光照射による非点火モードから点火モードへの遷移

図 6.12 に $T_E = 1280K$ において光照射を行ったときの出力特性を示す。 $T_{Cs} = 430K$ の時は非点火モードで出力電流は小さいが、 $T_{Cs} \geq 450K$ では点火モードが顕著に現れた。 $T_{Cs} = 460K$ の時に最大の出力電流が観察され

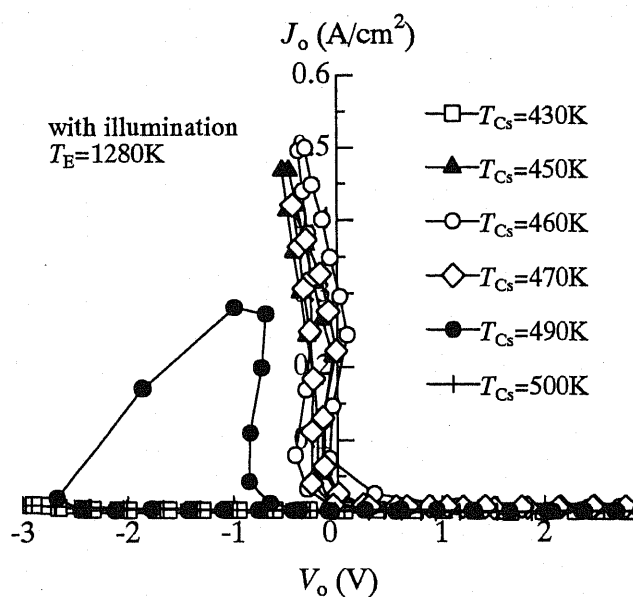


図 6.12. 光照射による非点火モードから点火モードへの遷移

たが、さらに T_{Cs} が上昇すると、出力電流が低下すると共に、点火電圧も負の方向にシフトした。さらに $T_{Cs}=500\text{K}$ では、発電器は再び非点火モードに戻ってしまった。これにより、光照射により点火モードが促進される最適な条件は $T_E=1280\text{K}$ と $T_{Cs}=460\text{K}$ であることがわかった。同図と同じ温度で光照射のない場合の図 6.8 に示された出力特性と比べると、光照射が非点火モードから点火モードへのトリガーとなっていることが分かる。しかしながら、点火電圧が負であるために、点火モードの特性は非発電領域にあって、出力電流の増大とはならない。点火電圧を発電領域側にシフトさせるには、適切なエミッタ温度 T_E とセシウム蒸気温度 T_{Cs} の組み合わせが必要となる。このため、 T_E と T_{Cs} を変化させることによって、点火電圧を発電領域に移行する条件およびその時の光照射による出力特性の改善効果などを調べる実験を行った。

6.3.3 光照射による点火モード動作出力特性の改善

図 6.13(a)および(b)に、既に点火モードで動作している発電器に光照射を行った時の出力特性の変化を示している。 $T_E=1600\text{K}$ を一定として、 T_{Cs} をパラメータとして測定した。非点火モードの場合と違って、点火モードの場合は、光照射による出力特性の改善効果は制限されることがわかる。すなわち、光照射による出力電流の増加はそれほど顕著ではなかった。

次に、 T_{Cs} を一定とし T_E を変化させて、光照射による出力特性の変化を測定した。図 6.14(a)および(b)は $T_{Cs}=450\text{K}$ の時の光照射有無による出力特性の変化である。 $T_E=1280\text{K}$ の時、光照射によって非点火モードから点火モードへの遷移が生じているが、 $T_E>1340\text{K}$ になると、光照射の有無に依らず、出力特性の改善は認められなかった。

以上の結果から、光照射による出力特性の顕著な改善は、非点火モードで動作している場合に観測されることが分かる。点火モードの動作時の光照射は出力特性の改善にはあまり貢献しない。これには両電極周辺

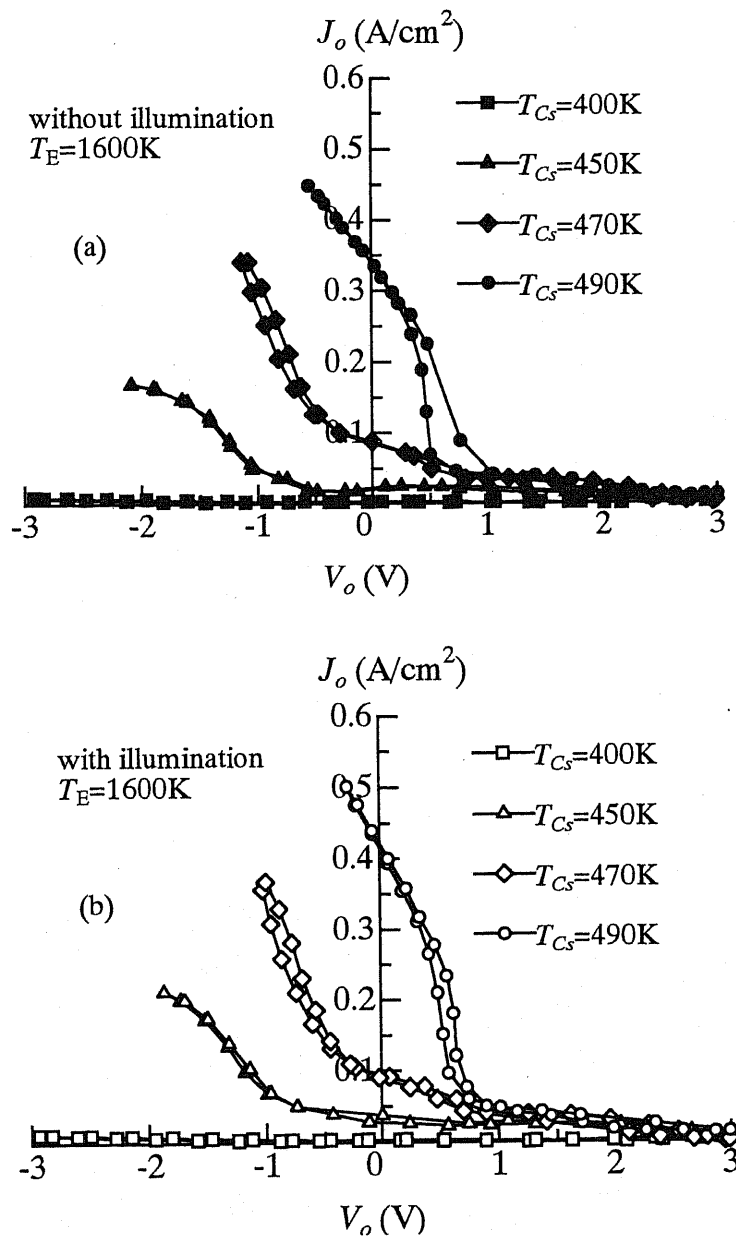


図 6.13. 点火モード動作熱電子発電器出力特性の光照射による変化($T_E=1600\text{K}$)
 (a) 光照射なし、(b) 光照射あり

のシースの構造が関係していると思われる。

6.3.4 光照射による出力特性改善の条件

上記の実験結果を整理して、光照射によって出力特性が著しく改善される条件を見つけるための検討を行った。表 6.1、6.2 および 6.3 に、実験条件、空間電荷中和度 α 、熱電子放出電流 J_{eR} 、エミッタ仕事関数 ϕ_E および実験で観察された改善効果を示す。ここで、 α 、 J_{eR} および ϕ_E は第 2

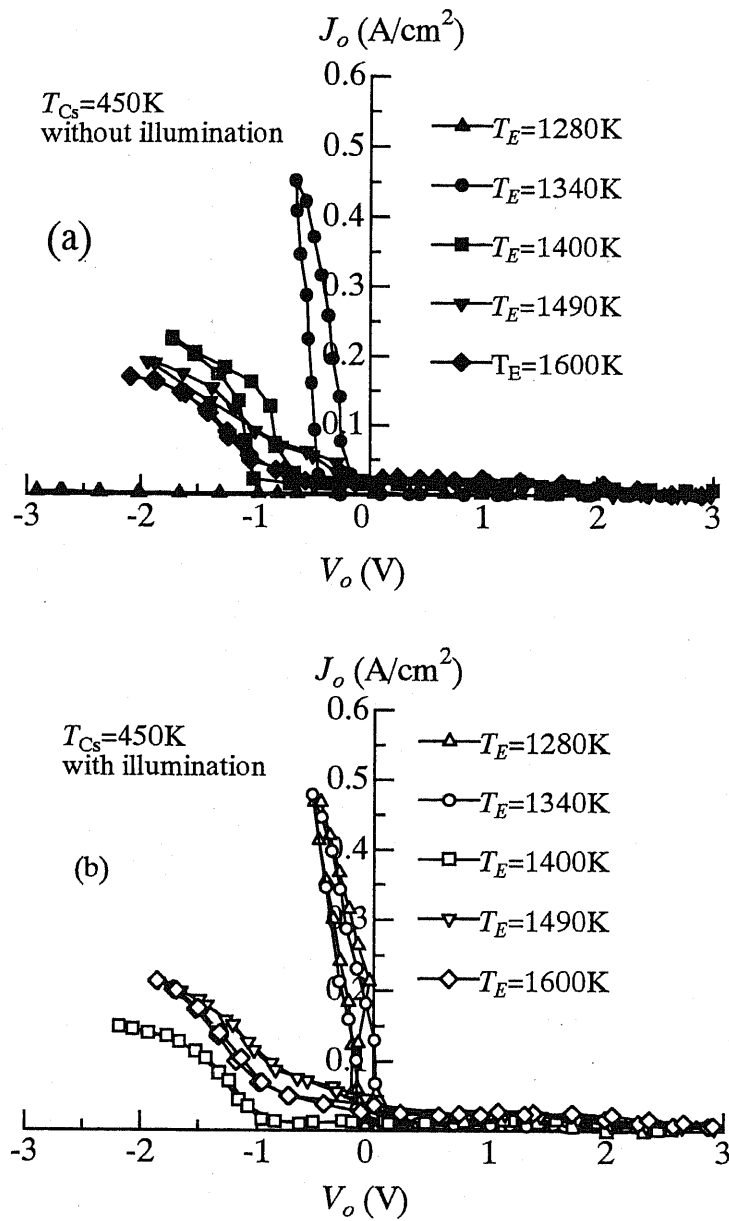


図 6.14. 点火モード動作熱電子発電器出力特性の光照射による変化($T_{Cs}=450$ K)
 (a) 光照射なし、 (b) 光照射あり

章で述べた計算方法を用いて算出した。また、コレクタの温度はセシウム蒸気温度と等しいと仮定し、コレクタ仕事関数 ϕ_c はセシウムの仕事関数と等しく 1.7eV と仮定した。何故ならば、コレクタは低温のため、コレクタはセシウムで完全に被膜されているからである。

表 6.1、6.2 および 6.3 より、光照射が出力を顕著に改善する条件は以下のような結論づけられる。すなわち、

Table 6.1. J_{eR} , ϕ_E and α dependence on T_{Cs} at $T_E=1280K$.

$T_{Cs}(K)$	$\phi_E(eV)$	$J_{eR}(A/cm^2)$	α	Remarks
400	2.99	3.35×10^{-4}	1.4×10^1	
430	2.63	8.75×10^{-3}	9.1×10^{-2}	*, o,@
450	2.42	5.77×10^{-2}	5.0×10^{-3}	o,@
460	2.33	1.35×10^{-1}	1.4×10^{-3}	o,@
470	2.24	2.96×10^{-1}	4.2×10^{-4}	o,@
490	2.09	1.17	5.6×10^{-5}	o,@
500	2.02	2.12	2.4×10^{-5}	

Table 6.2. J_{eR} , ϕ_E and α dependence on T_{Cs} at $T_E=1600K$.

$T_{Cs}(K)$	$\phi_E(eV)$	$J_{eR}(A/cm^2)$	α	Remarks
400	4.08	4.47×10^{-5}	4.8×10^5	
450	3.53	2.35×10^{-3}	5.3×10^3	*, o
470	3.31	1.17×10^{-2}	4.9×10^2	*, o
490	3.09	5.56×10^{-2}	4.5×10^1	*, o

Table 6.3. J_{eR} , ϕ_E and α dependence on T_E at $T_{Cs}=450K$.

$T_E(K)$	$\phi_E(eV)$	$J_{eR}(A/cm^2)$	α	Remarks
1280	2.42	5.77×10^{-2}	5.0×10^{-3}	o,@
1340	2.63	2.75×10^{-2}	1.2×10^{-1}	*, o
1400	2.85	1.34×10^{-2}	2.3	*, o
1490	3.17	5.26×10^{-3}	1.2×10^2	*, o
1600	3.53	2.35×10^{-3}	5.3×10^3	*, o

*: ignited without illumination

o: ignited with illumination

@: remarkable increase of output current

- α が 10^{-2} 以下であること。
- J_{eR} が $10^{-3} A/cm^2$ より大きいこと。
- ϕ_E が $2.2eV$ より大きいこと。

エミッタ直前の空間電荷中和度はエミッタ周辺の空間電位の分布を決定する。 $\alpha > 1$ ではエミッタ前面にイオンシースが形成され、 $\alpha < 1$ では

電子シースが形成される。 α が小さいほど、エミッタ近傍の負の空間電位の谷は深くなり、空間電位最小値とコレクタ電位との電位差 ΔV は増大する。このような深い負の空間電位が生成された状態で、空間電位が最小となる付近に光照射を行うと、光電離で生成された電子がこの電位差 ΔV で加速され、点火に至ると考えられる。その後は、第3章の図3.14で述べた過程を辿って、発電器内に体積電離が確立される。最終的にはエミッタ前面の α が1より大きくなり、イオンシースが形成される。

一般に、 J_{eR} が大きい時 α は小さい。また、エミッタ周辺に限定すれば、 J_{eR} が大きい時、電子密度は高い。条件 a) の必要性は上述したが、b) は、電子による衝突電離によって点火が生じるには、ある程度高い電子密度が必要であることを指摘している。c) は a) とも関連するが、電子の加速をコレクタ前面の電位降下部で行って衝突電離に導くためには、コレクタとエミッタの電位差がある一定値以上必要であることを述べている。これらの3つの条件が整った場合に光照射を行うと、効率よく点火モードに遷移すると考えられる。

セシウム蒸気温度 T_{Cs} が高くなると、光照射を行っても点火に至らなかった。この場合には、 $\phi_E < 2.0\text{eV}$ となって条件 c) が満たされないからである。他方、光照射を行わなくても、エミッタ温度が高ければ、 ϕ_E が十分高くなり、点火を発生させることができる。

発電器が点火モードで動作する場合には、電極間には大きな負の空間電位は存在せず、照射光による点火モードへの遷移のような大きな出力特性改善効果は生じない。しかし、セシウム蒸気温度やエミッタ温度をさらに上昇させた場合には、セシウム蒸気の光吸収が増して多量のセシウム励起原子が生成されて体積電離が起こりやすくなる。このため、発電器内部の電位損失が減少して、光照射による出力電圧の増大が期待される。

6.3.5 出力特性の発電領域への遷移

$T_E > 1340\text{K}$ かつ $T_{Cs} \geq 450\text{K}$ 時には光照射の有無にかかわらず、電極間で放電が生じ、強い発光が観察された。また、光照射がある場合と無い場合の出力特性の大きな違いも認められなかった。図 6.15 は $T_{Cs}=490\text{K}$ の時の発電器出力特性である。図 6.14 に示した $T_{Cs}=450\text{K}$ の時の特性と異なり、 T_E を 1280K から 1600K まで変化させると、光照射の有無にかかわらず、出力特性は発電領域へ移行する傾向が明瞭に現れた。これは T_E の上昇に伴って ϕ_E が高くなって出力電圧が増加したものである。図 6.15 において、 $T_E=1280\text{K}$ の時、光照射無しの時の短絡電流は非常に小さく 0.6mA/cm^2 であった。光照射を行うと、点火電圧は非発電領域ではあるが発電器内に赤紫色の放電が生じた。また、この時の短絡電流は光照射無しの時に比べ 30 倍程度増大し、 20mA/cm^2 となった。 $T_E=1600\text{K}$ にすると、自己点火が生じ、発電領域での点火モード動作となった。しかし、光照射による短絡電流の増大は約 20%に留まっていた。なお、 $T_E > 1340\text{K}$ の場合、光照射による点火電圧の大きな変化は認められなかった。

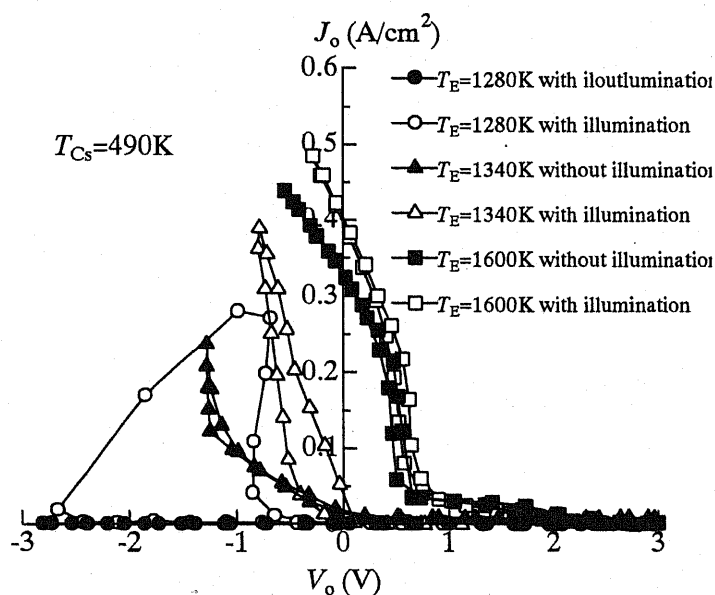


図 6.15. 光照射の有無による熱電子発電器の出力特性の変化 ($T_{Cs}=490\text{K}$)

6.4 出力特性に影響する諸要素^{1,2)}

以上の実験結果をまとめると、熱電子発電器の出力特性に影響するパラメータとして、空間電荷中和度、熱電子放出および仕事関数が重要である。本節は実験結果を良く理解するために、理論面から実験結果を考察する。

6.4.1 空間電位分布の変化と出力電圧

図 6.16 は図 6.4 の測定回路に対応するモーティブ図である。図中の V_T は外部から加えた三角波電圧で、 $V_o = V_T + RI_o$ は発電器の出力電圧である。 V_c はコレクタ前面のシース電圧でコレクタ電位とプラズマの空間電位の差に等しい。図 6.16 では、 $\alpha > 1$ と $\alpha < 1$ の場合のコレクタシース電圧を V_c および V_d で表示してある。 ΔV はエミッタ電位とエミッタ近傍の空間電位最小値との差であり、エミッタシース電圧に相当する。また、曲線(a)は $\alpha < 1$ の、曲線(b)は非点火モードで $\alpha > 1$ の場合もしくは点火モード時の空間電位分布に相当する。図 6.16 を参照すると、出力電圧は下の式で与えられる。

$$V_o = \phi_E - \phi_c - V_d + \Delta V \quad (6-2)$$

この式から分かるように、出力電圧を増大するには、エミッタの仕事関数 ϕ_E を高くするか、 V_d を減少させることが必要である。 ϕ_E の増大にはエミッタ温度の上昇が効果的であるが、6.3.5 節は、このような効果により出力特性が発電領域に遷移している状況を扱っている。また、図 6.15 では、光照射の有無による点火電圧の顕著な変化の見られない例を示している。これは、予め点火モードで動作しているために、曲線(b)で示されるようにエミッタ近傍ではイオンシースが形成されていて、エミッタ前面には空間電位の極小値が存在しない。このため $\Delta V = 0$ となる。光照射による非点火モードから点火モードへの遷移では、 ΔV の減少が V_d の減少となって、 V_o の増大につながったと考えられるが、予め点火モードで動作している場合にはこの変化がないために、 V_o の増大が顕著に現れな

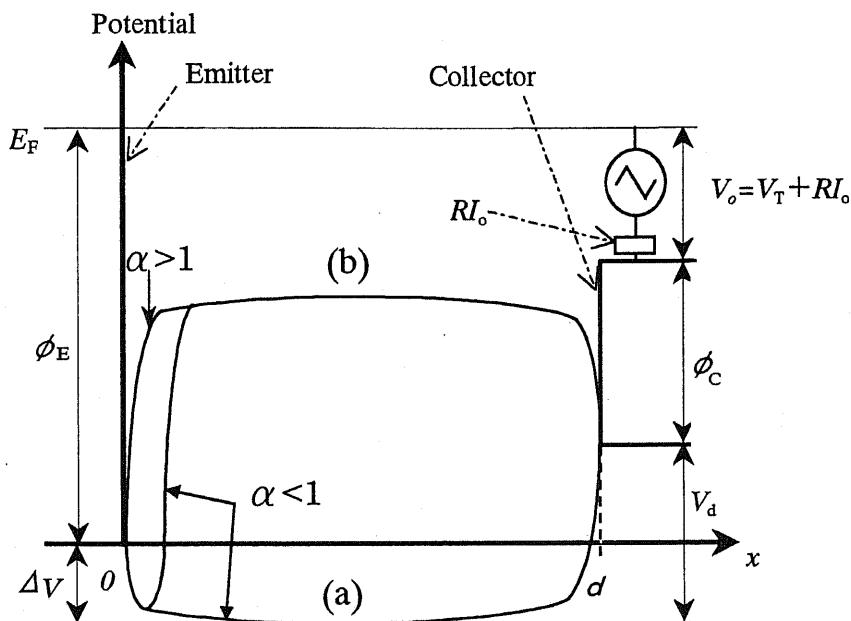


図 6.16. 熱電子発電器内のモティーブ図

いと考えられる。

6.4.2 電極シース電圧と点火モードの発生および維持条件

非点火モードから点火モードへの遷移に伴って出力特性が大きく改善される。図 6.16 に示すように、非点火モードで $\alpha < 1$ の場合、コレクタのシース電圧 V_d が大きいほど、コレクタ近傍の電子がこの電圧で加速され易くなり、コレクタ前面付近で電子の衝突電離を伴って体積電離が生じる。体積電離の起きている領域の電位は上昇するので、コレクタ前面の電圧降下部はエミッタ側に移動し最終的には曲線 b) のような空間電位分布になり、点火モードが確立される。図 6.16 から分かるように、点火モード時にはエミッタシース電圧 V_E はコレクタシース電圧 V_d より大きい。このため、一旦生じた点火モードは長く持続されることになる。

V_d が大きいほど、コレクタ前面で電子が加速され、体積電離が発生しやすくなる。これには、非点火モードの空間電位分布曲線 a) から分かるように、両電極前面に電子シースが生成される必要がある。すなわち、空間電荷中和度 $\alpha < 1$ が点火モードの発生のために必要な条件である。第

2章で述べたように、セシウム原子の電離は多段階電離であり、励起原子を経て電離するのが一般的である。励起エネルギーは 1.4eV であるので、電子は最低 1.4eV のエネルギーを持たないと、励起は不可能である。しかし、電子発電器内の電子エネルギーは通常 0.2eV 以下のため、シース電位から 1.2eV 以上のエネルギーをもらう必要がある。

さて、ここで空間電荷中和度とシース電位の関係を考察しよう。 $\alpha < 1$ 場合で、エミッタシース電圧 V_E が生じている場合を考察する。バルクプラズマの電子密度 n_e はエミッタ近傍の電子密度 n_{eE} に Boltzmann 分布則を乗ずることで表すことができる。一方、バルクプラズマのイオン密度 n_i はエミッタ近傍のイオン密度 n_{iE} に等しく、また、プラズマの中性条件から $n_e = n_i$ である。エミッタシース電圧を V_E とすると、以下のような式 (6-3)¹⁵⁾ が成り立つ。

$$V_E = \frac{kT_e}{e} \ln \alpha \quad (6-3)$$

すなわち、式(6-3)からエミッタシース電圧は空間電荷中和度の関数となることが判る。また、式(6-3)はイオンシースの場合でも成立する。 $\alpha > 1$ では式(6-3)から $V_E > 0$ でイオンシースになり、 $\alpha < 1$ では $V_E < 0$ となって電子シースになる。図 6.17 は式(6-3)を用いて求めたシース電圧と空間電荷中和度の関係である。

セシウム原子の励起エネルギーは 1.4eV であり、熱電子発電器内のエネルギーは 0.2eV 程度であるため、励起に不足する 1.2eV はシース電位から獲得するしかない。図から判るように、コレクタ近傍に 1.2V のシース電圧を生成するには $\alpha < 3 \times 10^{-3}$ でなければならない。この時、エミッタシース電圧 ΔV はコレクタシース電圧 V_d より小さいが、 $V_0 = 0$ の時、すなわち短絡条件では、 $V_d = \phi_E - \phi_C + \Delta V$ になる。すなわち、出力電圧がゼロの時の点火発生条件はほぼ $\phi_E - \phi_C$ で決まる。 ϕ_C はセシウムの仕事関数 1.7eV に等しく、実験結果から ϕ_E は 2.2eV 以上必要であるから、 $\Delta V \geq V_d -$

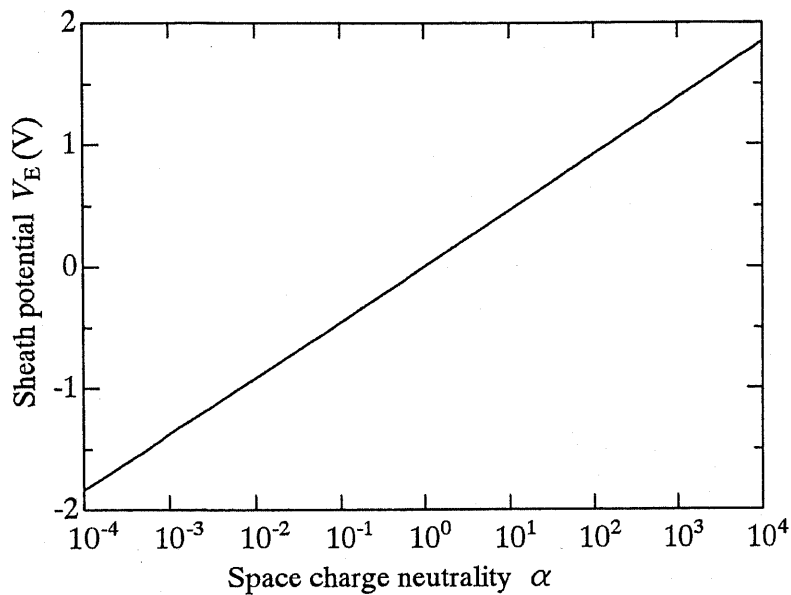


図 6.17: シース電位の空間電荷中和度の依存性

$(\phi_E - \phi_C) = 1.2 - (2.2 - 1.7) = 0.8V$ になる。これを図 6.17 の関係を用いて α に換算すると、 $\alpha < 10^{-2}$ になる。これは実験結果と良く一致する。

しかし、空間電荷中和度が非常に小さい場合には、熱電子は負の空間電位によってエミッタ側に跳ね返されるので、電極間空間で電離を引き起こす電子が不足するため、動作モードは非点火にとどまる。電極間に光電離により多量の電子が作られれば、これらの電子がコレクタシースでセシウムを電離し、点火モードへの遷移に貢献する。

6.4.3 セシウム圧力が出力特性に及ぼす影響

図 6.13 は出力特性がセシウム蒸気温度に強く依存することを示している。セシウム蒸気温度が高くなると、点火電圧や出力特性が右にシフトする。セシウム圧力は主に二つ面から出力特性に影響を与える。一つは圧力が増加すると、セシウムが電極表面に附着して電極の仕事関数を低下させる。コレクタの仕事関数が低下すると、式(6-3)から判るように、出力電圧が増大する。図 6.13 の出力特性のシフトはこの効果であると考えられる。さらに、エミッタの仕事関数が低下することによって、熱電子を多量に放出させ、出力電流が増大する効果がある。二つ目の効果は

圧力の増加と共に、中性原子の密度が増加して、電子の平均自由行程が短くなる。したがって、空間での電離周波数が高くなり、点火モードが起りやすい条件が揃う。また、図 3.8 から判るように、セシウム蒸気温度が 50K 程度変化すると、セシウム圧力は一桁程度変化する。点火電圧の変化は Paschen の法則により説明できると考えられる。 $T_{cs}=400K$ の場合は、圧力は 10^{-2} Torr であり、圧力が低く、Paschen 曲線では低圧力側にある。したがって、圧力の上昇と共に点火電圧は低下すると考えられる。しかし、衝突による内部損失が増えるので、出力電圧の低下も避けられない。光照射による点火電圧の変化は顕著に現れないが、これは照射時間が短いため、照射光の熱効果による大きなセシウム圧力の変化は生じないため、コレクタの仕事関数の低下が得られないことも一因となっている。

6.5 結 論

本章では光照射型熱電子発電器の出力特性について述べた。太陽光スペクトルと類似しているキセノンランプを光源として用い、光照射による発電実験を行なった。発電器の動作モードを非点火モードおよび点火モードに分けて、光照射による発電器出力特性の変化を考察した。またモード間の遷移過程を考察し、光照射によって実現される、低温のエミッタ温度での点火モードの発生条件を検討した。実験結果から次のような結論が得られた。

- 1) 非点火モード動作では光照射によって出力電流が増大することが分かった。これは光照射によって、セシウム原子が励起・電離された結果、負の空間電荷が中和され、エミッタ前面に存在する負の空間電位障壁が緩和・解消されたことによるものと考えられる。また、非点火モードの出力電流は空間電荷中和度 α の影響を受け、 $\alpha=1$ の時に、出力電流が最大になることが分かった。
- 2) 光照射により、非点火モードから点火モードへの遷移が促進される

ことが確かめられた。これはエミッタ温度が低いところ($T_E=1280\text{K}$)で最も効果的であることが実験から分かった。

3) 光照射の点火モードへの影響として、出力電流の増大が見られたが、出力電圧と点火電圧への影響は顕著には現われなかった。

4) 光照射によるモードの変化や出力電流の増大効果をまとめたところ、光照射の効果は以下の条件が必要であることが分かった。すなわち、

a)空間電荷中和度 $\alpha < 10^{-2}$ 、b)エミッタからの熱電子放出電流 $J_{eR} > 10^{-3}(\text{A}/\text{cm}^2)$ 、c)エミッタの仕事関数 $\phi_E > 2.2\text{eV}$ 。これらの条件を満足すると、コレクタ電位と電極間の空間電位最小値の差が十分大きくなり、光照射により生成された電子はこの電位差で加速され、中性原子との衝突による多段階電離を行なうものと考えられる。

5). 低温エミッタ動作の熱電子発電器に対して、点火電圧が発電領域へ移行するのはセシウム圧力が上がってコレクタの仕事関数が下がるか、エミッタ温度が上がってエミッタの仕事関数が上がることによって、出力電圧を増大させる方法が有効な方法であると証明された。また、本実験条件ではセシウム圧力が低く Paschen 曲線の低圧側で動作していると考えられる。このため、セシウム圧力を増加すれば、点火電圧は Paschen 曲線に沿って低下する。したがって、点火電圧を発電領域に移行させるには、セシウム圧力を上昇させることが効果的であり、本章の実験結果を定性的に説明する。

第6章の参考文献

1. W. Zheng, A. Ogino, M. Kando: “*Effects of Illumination on Thermionic Energy Converter Characteristics*”, Jpn J. Appl. Phys., **39** (2000) 2816.
2. 鄭偉、神藤正士: “光照射型熱電子発電器の諸特性”、静岡大学大学院電子科学研究科研究報告書 **20** 号、p.75.
3. 鄭偉、荻野明久、神藤正士: “*Experimental Study on Ignited Mode of large-gap TEC with Xenon Lamp Irradiation*”, 1997年日本傾斜機能材料学会第9回傾斜材料シンポジウム、大阪大学、講演要旨集、(1997年9月)、p.6.
4. 鄭偉、荻野明久、神藤正士: “*Ignited Mode Study for a Large-gap Thermionic Energy Converter with Xenon Lamp Irradiation*”, 1997年秋季第58回応用物理学会学術講演会、秋田大学、(1997年10月)、講演番号 2 aSS19.
5. W. Zheng, A. Ogino, M. Kando: “*Photoexcitation and Photoionization of Irradiated Large-gap Thermionic Energy Converter by Xenon Lamp*”, Proceedings of 4th International Conference on Reactive Plasma and 16th symposium on Plasma Processing, Hawaii USA, (Oct. 1998) p.77.
6. 荻野明久、鄭偉、神藤正士: “光照射により動作する熱電子発電器の特性”、電気学会論文誌 **119A**(1999)1120.
7. キノ・メレスグリオ株式会社カタログ: レーザー&オプティクスガイド II、p.3.
8. 福田隆三ら: “太陽熱電子発電器の試作と電子ビーム加熱による模擬発電特性”、電気学会論文誌 B、**106** (1986) 1.
9. Y. Shibahara and M. Kando: “*Output Increase of Thermionic Energy Converter due to the Illumination of Xenon Short Arc Lamp*”, Proc. of the 4th Int. Symp. on Functionally Graded Materials, Tsukuba, 1996, (ELSEVIER SCIENCE B.V., 1996), Japan, p.673.
10. M. Kando, H. Furukawa, M. Ichikawa and S. Yokoi: “*Characteristics of Thermionic Energy Converter with Photoelectric Emission*”, Proc. of 29th Intersociety Energy Conversion Engineering Conf., (U.S.A, 1994), p.1067.

11. 東芝ライテック株式会社技術資料 No.HX-5C
12. キノ・メレスグリオ株式会社カタログ:レーザー&オプティクスガイド II、 p.3.
13. M. A. Lieberman and A.J. Lichtenberg: *Principles of plasma discharges and materials processing*. John Wiley & Sons. Inc., New York, 1994.
14. F.G. Baksht, G. A. Dyuzhev, A. M. Martsinovskiy, B. Ya. Moyzhes, G. Ye. Pikus, E. B. Sonin, and V. G. Yur'yev: *Thermionic Converters and Low Temperature Plasma*, Academy of Science of the USSR, Eng. Ed. by L. K. Hansen, pub. National Technical Information Service/U.S. Depart. of Energy, 1978.
15. R. H. Bullis, L. K. Hansen, C. Warner, J. M. Houston, M. F. Koskinen and N. S. Rasor: "The Plasma Physics of Thermionic Converters", J. Appl. Phys., **39** (1967) 3425.

第7章 光電離セシウムプラズマのプローブ測定

7.1 序 論

第6章の研究では、光照射により非点火モード動作の出力特性が改善され、また、条件を整えば点火モードへの遷移が促進されることが確認された。光照射によるこのような効果は、セシウム原子の光電離・励起あるいはセシウム圧力の増大やエミッタ温度の上昇などによって引き起こされていると思われるが、実態は明らかではない。

本章ではLangmuirプローブを用いてプラズマのパラメータを実測することによって、光照射の効果を調べることを目的とする。このため、始めにLangmuirプローブ理論のセシウムプラズマへの応用について検討し、次いで実験に適用して光照射効果を調べる。

7.2 Langmuirプローブの理論

7.2.1 シングルプローブ理論

プローブ法は探針法または探極法とも呼ばれ、1926年、LangmuirとMott-Smithによって開発された。単探針法はその後数多くの研究者によって改良されてきたが、種々のプローブ法の原型であり、今日でも最も多く用いられている有用な測定法である。この方法は発明者の名前を冠してLangmuirプローブ法、またはプローブを一本だけ用いることからシングルプローブ法¹⁾とも呼ばれている。これはプラズマ内に直接プローブを挿入してプラズマから電流を抽出し、それを解析することによって、プラズマの諸パラメータを知る方法である。一般に、プラズマ密度、電子温度、空間電位などのパラメータを知ることができるので、Langmuirプローブはプラズマ診断の主要な方法²⁾として良く利用されている。図7.1にプラズマの中に挿入したLangmuirプローブの様子を示す。

図7.2はシングルプローブにより測定された典型的なプローブ特性で

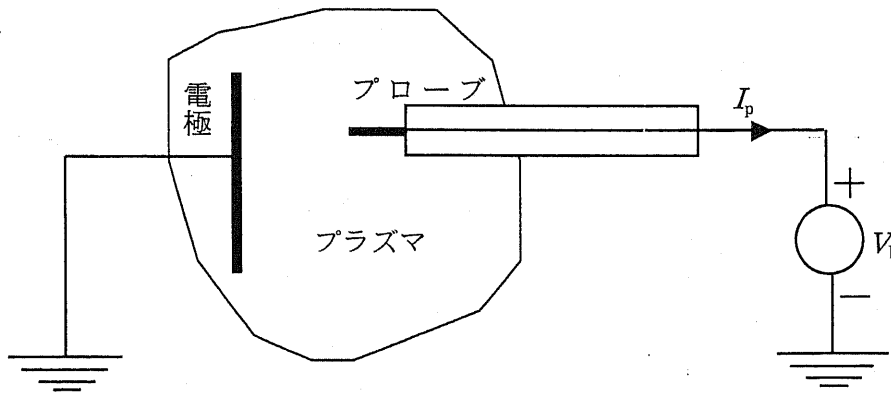


図 7.1. ラングミュアプローブによるプラズマ測定

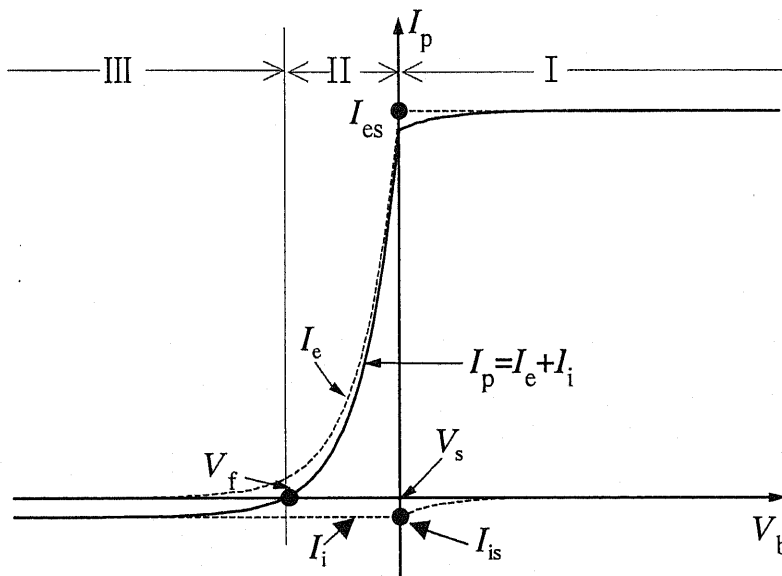


図 7.2. ラングミュアプローブの電流 - 電圧特性

ある。この特性に現われる電流は、プローブに流入する電子電流とイオン電流の和と考えることができる。プローブ特性は、図 7.2 のように、空間電位 V_s とプローブ電流がゼロとなる浮動電位 V_f を境に、3つの領域に分けることができる。プローブ電位 V_b が空間電位 V_s に等しい時は、周囲のプラズマと全く同電位であるので、プローブにはプラズマ粒子の熱運動による熱拡散電流が流入する。したがって、プローブへ流入する電子電流とイオン電流はそれぞれ

$$I_{es} = \frac{1}{4} n_e e v_e S \quad (7-1)$$

$$I_{is} = \frac{1}{4} n_i e v_i S \quad (7-2)$$

で表される。ここで S はプロープの表面積、 e は電子の素電荷、 v_e と v_i は電子とイオンの熱速度を表わす。プロープには電子電流とイオン電流が同時に流入するが、電子電流がイオン電流より遥かに大きいため、プロープには主に電子電流が流れる。プロープ電位 V_b が V_s よりも高くなると、イオンはプロープ表面から追い返され、電子は逆に引き寄せられるので、プロープ近傍に電子シースが形成され、図 7.2 の電子電流飽和領域 I に示されるように、電流は電子飽和電流 I_{es} となる。プロープに V_s より負の電圧を印加すると、今度はプロープ表面から電子が追い返され、電子電流が減る一方で、イオンは引き寄せられてイオンシースを形成する。電子電流は V_s の減少とともに指数関数的に減少して、図 7.2 の過渡領域 II が形成される。プロープ電流が零となるプロープ電位を浮動電位 V_f と呼ぶ。この点では、プロープに流入する電子電流とイオン電流の値がちょうど等しい。プロープ電位を V_f に比べてさらに低くすると、電子電流はさらに減少して、最終的にはプロープ電流はイオン飽和電流と等しくなる。この領域が図 7.2 のイオン電流飽和領域 III である。

前述のように、図 7.2 の領域 II のプロープ電流 I_p は

$$I_p = I_e + I_i \quad (7-3)$$

であり、電子電流 I_e とイオン電流 I_i に分離できる。低圧プラズマの場合、電子の平均自由行程がプロープの寸法やイオンシースの厚みに比べて十分大きく、電子のエネルギー分布は Maxwell 分布である。この時、電子電流 I_e は次のように表わすことができる。

$$I_e = I_{es} \exp\left[\frac{e(V_b - V_s)}{kT_e}\right] \quad (7-4)$$

上式の自然対数を取り、さらに V_b で微分すると次式を得る。

$$\frac{d \ln I_e}{dV_b} = \frac{e}{kT_e} \quad (7-5)$$

すなわち、電子電流 I_e を電圧 V_0 に対して半対数グラフにプロットすると直線となり、その傾きから T_e が求まる。

熱電子発電器内のプラズマは熱平衡状態にあるので、イオン温度 T_i は T_e に等しい。イオン密度 n_i は T_i を用いて式(7-2)より計算できる。一般にイオン飽和電流 I_{is} は

$$I_{is} = \beta_i n_i e S \sqrt{\frac{kT_e}{M}} \quad (7-6)$$

と書けるので、非平衡状態で電子温度しか分からない場合には式(7-6)を用いて n_i を求めることができる。なお、 β_i は T_i/T_e の関数であるが、 $T_i \ll T_e$ の場合には、 β_i は 0.61 と見なしてよい。

ラングミュアプローブをセシウムプラズマの中に挿入すると、プローブ表面に薄いセシウム膜が生じる。この時、プローブの仕事関数はセシウムの仕事関数と等しくなる。セシウムプラズマのプロープ測定では二つの現象に注意が必要である。一つは上記の理由で仕事関数が低くなるため、プローブ温度がさほど高なくてもプローブ表面からの熱電子放出が生じる。さらに、光照射によってプローブ表面からの光電子放出も起こりうる。この熱電子と光電子の放出の影響で、プローブ特性の領域Ⅲの部分のプローブ電流がイオン飽和電流よりも遙かに大きくなる。このためイオン飽和電流から密度を計算することができなくなる。この場合には、式(7-1)を用いて、電子飽和電流³⁻⁶⁾からプラズマ密度を求める。もう一つの問題はプローブへのセシウム被膜の付着状況が変わるとプローブの仕事関数が変わるので、図 7.2 のプローブ特性が左右にシフトする場合がある。また、熱電子発電器内のプラズマを測定する場合は、2つの電極の表面にもセシウムが付着して仕事関数が増加する影響も考慮しなければならない。何故ならば、プローブ測定回路には電極が含まれていて、その電位が基準電位を与えるからである。

7.2.2 仕事関数を考慮したプローブ理論

セシウムがプローブや電極の表面に付着すると、仕事関数が増加する

のでプロープ特性に影響が現れる。ここではこれらの影響を考慮したプロープ解析を考察する。図 7.3 に、セシウムプラズマ内にプロープを挿入した時の電極とプロープ間の空間電位分布を示す。ここで、 ϕ_p と S_p はプロープの仕事関数と表面積、 ϕ_E と S_E は電極の仕事関数と表面積である。

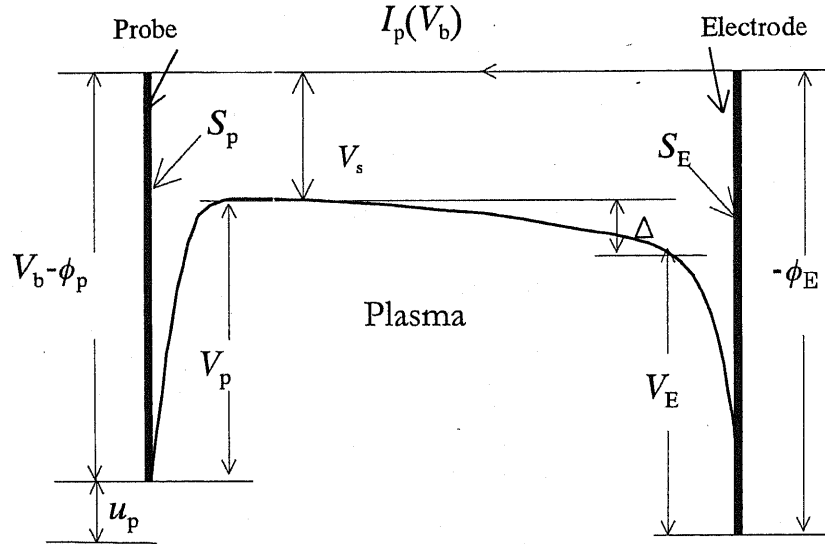


図 7.3. プロープと電極の間の空間電位分布

プロープと電極間の電圧差 u_p は、図 7.3 を参照すると次のようになる。

$$u_p = V_b - (\phi_p - \phi_E) = V_p - V_E + \Delta \quad (7-7)$$

ここで、 V_p と V_E はそれぞれプロープと電極前面のシース電位である。 Δ は、プロープと電極近傍の空間電位の差である。図 7.2 の第 II 領域のプロープ電流は電子電流とイオン電流の和で与えられ、以下の式になる。

$$i(V_b) = S_p J_{es} e^{-\frac{eV_p}{kT_e}} - S_p J_{is} = S_E J_{is} - S_E J_{es} e^{-\frac{eV_E}{kT_e}} \quad (7-8)$$

ここで、 J_{es} と J_{is} はそれぞれ電子およびイオン飽和電流密度である。この式から

$$i(V_b) = \frac{S_p J_{is} (e^{\frac{e(V_E - V_p)}{kT_e}} - 1)}{1 + \frac{S_p}{S_E} e^{\frac{e(V_E - V_p)}{kT_e}}} \quad (7-9)$$

が求まる。

式(7-7)を用い、条件 $S_p \ll S_E$ を仮定すると、式(7-9)は下の式のように変形できる。

$$i(V_b) = \frac{S_p J_{is} (e^{\frac{e(u_p - \Delta)}{kT_e}} - 1)}{1 + \frac{S_p}{S_E} e^{\frac{e(u_p - \Delta)}{kT_e}}} \approx S_p J_{is} (e^{\frac{e(V_b - (\phi_p - \phi_E) - \Delta)}{kT_e}} - 1) \quad (7-10)$$

この式より、浮動電位は、

$$V_f = \phi_p - \phi_E + \Delta \quad (7-11)$$

となる。 V_f はプロープと電極の仕事関数の差 $\phi_p - \phi_E$ の関数となることが分かる。一方、空間電位 V_s は、高温のエミッタで生成されたセシウムプラズマにおいては T_e と T_i がほぼ等しいことを利用し、電子電流に対して Boltzmann 分布則 $\exp\{-e(V_s - V_f + \phi_p)\}$ を考慮することにより

$$V_s = V_f - \phi_p + \frac{kT_e}{2e} \ln\left(\frac{M}{m}\right) = \Delta - \phi_E + \frac{kT_e}{2e} \ln\left(\frac{M}{m}\right) \quad (7-12)$$

を得る。ここで、空間電位 V_s と ϕ_p の和を V_s' と置くと

$$V_s' = V_s + \phi_p = V_f + \frac{kT_e}{2e} \ln\left(\frac{M}{m}\right) \quad (7-13)$$

となる。プロープ特性を処理するとき、セシウムプラズマのように V_s が低い場合には、プロープの仕事関数 ϕ_p の影響が無視できなくなる。この場合、式(7-13)より、 V_s を V_s' に置き換えて扱えば、通常の放電プラズマの場合と同じ手順でプロープ特性を正しく処理できることを意味する。

例えば、 $T_e = 0.1\text{eV}$ のとき $\frac{kT_e}{2e} \ln\left(\frac{M}{m}\right) \approx 0.5\text{V}$ になるので、 $V_b = V_f + 0.5\text{V}$ におけるプロープ電位におけるプロープ電流が電子飽和電流を与えることになる。

7.2.3 プロープからの電子放出を考慮したプロープ理論

次に、プロープからの熱電子や光電子の放出がある場合のプロープ理論を考察する。プロープから放出される電子により形成される電流密度を J_{em} と置くと、式(7-8)は以下のように修正される。

$$i(V_b) = S_p J_{es} e^{-\frac{eV_p}{kT_e}} - S_p J_{is} - J_{em} S_p = S_E J_{is} - S_E J_{es} e^{-\frac{eV_E}{kT_e}} \quad (7-14)$$

式(7-10)と同様の方法でこの場合のプロープ電流の式を導出できる。

$$i(V_b) = \frac{S_p J_{is} \left(e^{\frac{e(u_p - \Delta)}{kT_e}} - 1 - \frac{J_{em}}{J_{is}} \right)}{1 + \frac{S_p}{S_E} e^{\frac{e(u_p - \Delta)}{kT_e}}} \approx S_p J_{is} \left(e^{\frac{e(V_b - (\phi_p - \phi_E) - \Delta)}{kT_e}} - 1 - \frac{J_{em}}{J_{is}} \right) \quad (7-15)$$

プロープからの熱電子放出を想定すれば、 J_{em} はプロープの仕事関数を決定付けるプロープとセシウムの温度に依存することになる。光電子放出の場合には、 J_{em} は入射光の波長とプロープとセシウムの温度に依存する。 J_{em} は $V_s > V_b$ の領域においてプロープ電流に影響を与え、イオン飽和電流に J_{em} を加算したものがこの領域のイオン飽和電流密度に相当する。したがって、プロープ表面から熱電子あるいは光電子放出が生じると、見かけ上大きなイオン飽和電流が観測されることになる。浮動電位は式(7-15)を用いて、

$$V_f = \phi_p - \phi_E + \Delta + \frac{kT_e}{e} \ln \left(1 + \frac{J_{em}}{J_{is}} \right) \quad (7-16)$$

となる。また、 V_s は式(7-12)と同様にして、

$$\begin{aligned} V_s &= V_f - \phi_p - \frac{kT_e}{e} \ln \left(\frac{I_{is} + I_{em}}{I_{es}} \right) = V_f - \phi_p - \frac{kT_e}{e} \ln \left(\frac{I_{is}}{I_{es}} \left(1 + \frac{I_{em}}{I_{is}} \right) \right) \\ &= V_f - \phi_p + \frac{kT_e}{2e} \ln \left(\frac{M}{m} \right) - \frac{kT_e}{e} \ln \left(1 + \frac{I_{em}}{I_{is}} \right) \end{aligned} \quad (7-17)$$

となる。式(7-17)の第4項がプロープからの放出電子による修正項である。式(7-13)と同様に、

$$V'_s = V_s + \phi_p = V_f + \frac{kT_e}{2e} \ln\left(\frac{M}{m}\right) - \frac{kT_e}{e} \ln\left(1 + \frac{I_{em}}{I_{is}}\right) \quad (7-18)$$

の関係が成立する。以上の解析から、プロープから熱電子あるいは光電子の放出がある場合のプロープ特性の処理に際しては、予めプロープ放出電流とイオン飽和電流の比 I_{em}/I_{is} を知っておく必要がある。

7.2.4 プロープ特性の計算方法

熱電子発電器内のプロープ測定では、プラズマを構成する電子やイオンが主として電極から供給されていることと電極間隔が狭いことのために、プロープ特性に両電極の影響が強く現れる。図 7.4(a)は発電器に取り付けたプロープと2つの電極の様子である。2つの電極は接地されていてそれらの面積は等しく、 S とする。プロープの面積を S_p とし、 S_p は S よりも十分に小さいものとする。 ϕ_E 、 ϕ_C および ϕ_p はそれぞれエミッタ、コレクタ及びプロープの仕事関数である。高温のエミッタから放出される電子およびイオン電流を I_{eR} と I_{iL} とし、プラズマからエミッタに流れこむ電子およびイオン電流を I_{eE} と I_{iE} とする。コレクタは低温のため、電子およびイオンの放出は無視し、プラズマからコレクタに流れこむ電子およびイオン電流 I_{eC} と I_{iC} のみを考慮する。プロープにはプラズマから流れこむ電子およびイオン電流 I_{ep} と I_{ip} のほか、プロープからの熱電子放出電流 I_{em} も考慮される。何故ならば、プロープは高温のエミッタの近くに設置され、かつその熱容量は非常に小さいために、温度が高くなりやすいからである。

図 7.4(b)に、2つの電極とプロープの電位および空間電位の分布を示す。エミッタから熱電子発電器内に、熱電子と表面電離による正イオンが放出されるが、エミッタおよびコレクタ前面に形成されるシース電位は、主としてエミッタ前面の空間電荷中和度で決められる。2つの電極とプロープ周辺部を除けば、電極間空間には均一な空間電位分布が形成される。図中の V_E 、 V_C および V_p はエミッタ、コレクタおよびプロープの

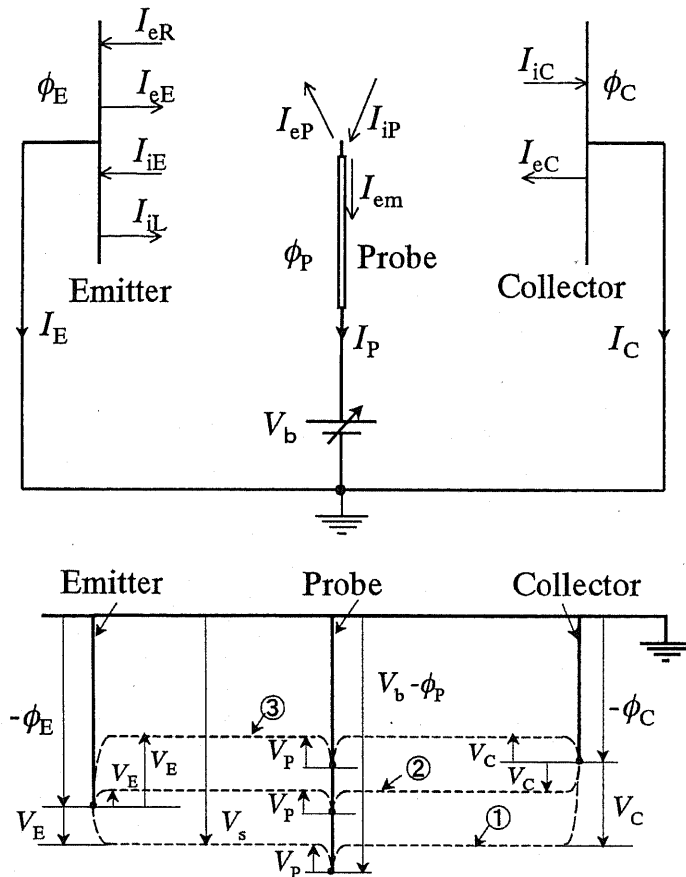


図 7.4. (a) 熱電子発電器内における両電極とプロープの配置。
(b) 発電器内の空間電位分布。

シース電位、 V_b はプロープ電位を表わす。ここでは、空間電位と両電極の電位との関係に関して、次の3つのケースを考慮した。

ケース①: $-V_s < -\phi_E$ と $-V_s < -\phi_C$.

ケース②: $-\phi_C > -V_s > -\phi_E$.

ケース③: $-V_s > -\phi_E$ と $-V_s > -\phi_C$.

図 7.4(b)にはこれらの電位分布が示されている。これらの電位分布を考慮すると、エミッタとコレクタに流入する電流 I_E および I_C はそれぞれ次のようになる。

$$\text{ケース ①: } I_E = I_{iE} - I_{eE} + I_{eR} - I_{iL} = S(J_{is} e^{\frac{e}{kT_i} V_E} - J_{es} + J_{eR} e^{\frac{e}{kT_E} V_E} - J_{iL}) \quad (7-19a)$$

$$I_C = I_{iC} - I_{eC} = S(J_{is} e^{\frac{e}{kT_i} V_C} - J_{es}) \quad (7-20a)$$

ケース ②: $I_E = I_{iE} - I_{eE} + I_{eR} - I_{iL} = S(J_{is} - J_{es} e^{-\frac{e}{kT_e} V_E} + J_{eR} - J_{iL} e^{-\frac{e}{kT_i} V_E})$ (7-19b)

$$I_C = S(J_{iC} - J_{eC}) = S(J_{is} e^{\frac{e}{kT_i} V_C} - J_{es}) \quad (7-20b)$$

ケース ③: $I_E = I_{iE} - I_{eE} + I_{eR} - I_{iL} = S(J_{is} - J_{es} e^{-\frac{e}{kT_e} V_E} + J_{eR} - J_{iL} e^{-\frac{e}{kT_i} V_E})$ (7-19c)

$$I_C = S(J_{iC} - J_{eC}) = S(J_{is} - J_{es} e^{-\frac{e}{kT_e} V_C}) \quad (7-20c)$$

ここで

$$V_E = V_s + \phi_E, \quad (7-21)$$

$$V_C = V_s + \phi_C \quad (7-22)$$

である。 J_{es} および J_{is} は電子およびイオン飽和電流密度であり、 J_{eR} および J_{iL} は Richardson-Dushman および Langmuir-Saha の式で与えられる熱電子電流密度およびイオン流密度である。なお、熱電子発電器では T_e と T_i はエミッタ温度 T_E にほぼ等しいと置くことができる。

過渡領域 $V_b - \phi_p < V_s$ におけるプロープ電流 I_p は次式で与えられる。

$$I_p = I_{ip} + I_{em} - I_{ep} = S_p(J_{is} + J_{em} - J_{es} e^{-\frac{e}{kT_e} V_p}) \quad (7-23)$$

ここで、 $V_p = V_s - (V_b - \phi_p)$ であり、 J_{em} はプロープから放出される電流密度である。 I_E 、 I_C 及び I_p の間には次の電流連続の式が成立する。

$$I_E + I_C + I_p = 0 \quad (7-24)$$

浮動電位 V_f は $V_b = V_f$ の時 $I_p = 0$ であるので、式(7-23)より導出される。 V_f は以下の式のように表現され、上記の3つのケースで成立する。

$$V_f = \phi_p + \frac{kT_e}{e} \ln\left(\frac{J_{is}}{J_{es}} \left(1 + \frac{J_{em}}{J_{is}}\right)\right) + V_s \quad (7-25)$$

$V_b = V_f$ の時、式(7-24)により $I_E + I_C = 0$ となる。この関係より V_s を現す式

を導出できる。

$$\text{ケース①: } V_s = \frac{kT_e}{e} \ln \frac{2J_{es} + J_{il}}{J_{is} e^{\frac{e\phi_E}{kT_e}} + J_{eR} e^{\frac{e\phi_E}{kT_e}} + J_{is} e^{\frac{e\phi_C}{kT_e}}} \quad (7-26a)$$

$$\text{ケース②: } V_s = \frac{kT_e}{e} \ln \frac{(J_{es} - J_{is} - J_{eR}) + \sqrt{(J_{es} - J_{is} - J_{eR})^2 + 4J_{is}(J_{es} + J_{il})e^{\frac{e(\phi_C - \phi_E)}{kT_e}}}}{2J_{is} e^{\frac{e\phi_C}{kT_e}}} \quad (7-26b)$$

$$\text{ケース③: } V_s = \frac{kT_e}{e} \ln \frac{J_{es} e^{\frac{e\phi_E}{kT_e}} + J_{es} e^{\frac{e\phi_C}{kT_e}} + J_{il} e^{\frac{e\phi_E}{kT_e}}}{2J_{is} + J_{eR}} \quad (7-26c)$$

なお、式(7-26)の導出に当たって、 $T_i = T_e = T_E$ の関係を用いた。

熱電子発電機の動作温度 T_E と T_{cs} が分かれば、第2章の式(2-6)より仕事関数 ϕ_E 、 ϕ_C 及び ϕ_p が求められる。プロープからの電子放出がある場合には、プロープ特性から正確にイオン飽和電流を決定することが困難であるので、ここでは、熱平衡プラズマで成り立つ $\frac{J_{es}}{J_{is}} = \sqrt{\frac{M}{m}} \approx 492$ の関係を用いて J_{is} を算出する。ここで、 m および M は電子とセシウムイオンの質量である。 J_{es} と J_{em} はプロープ特性から求めることができる。式(7-25)と(7-26)を用いることにより、空間電位 V_s と浮動電位 V_f を算出することができる。さらに、 V_s と ϕ_E からエミッタ近傍のシース電位 V_E が求められる、エミッタから放出された熱電子のコレクタへの流れに最も影響があるパラメータを考察することができる。なお、ケース①の電位分布はエミッタ近傍の空間電荷中和度 $\alpha < 1$ に、ケース②と③のそれは $\alpha > 1$ において成立する。また、熱電子発電機内においてエミッタシース電圧 V_E は 0.7 V 程度であるため、 $\alpha > 1$ の場合の電位分布はケース③ではなく②に相当する。このため、本研究では、 $\alpha < 1$ の場合は式(7-26a)を、 $\alpha > 1$ においては式(7-26b)を適用して V_s を評価する。

7.3 実験装置 ⁷⁻¹¹⁾

実験装置の概略図を図 7.5 に示す。熱電子発電器は直径 55mm のパイレックスガラス内に傍熱型タングステンエミッタとステンレス製コレクタおよび可動プローブを設置して構成される。両電極は円板状でその直径は等しく 20mm であり、両電極は中心軸を揃えて、図のように取り付けられている。また、プローブは直径 0.5mm のタングステン線の先端 2 mm を残してガラスで被覆してある。エミッタ加熱用のヒータはエミッタ内に設置され 60Hz 半波電流で加熱される。また、コレクタは可動できる構造となっているが、実験では両電極間の距離は 40 mm に固定した。プローブはエミッタから 20 mm の位置で両電極の中心軸と垂直に、両電極に対して上下、左右対称になるように挿入する。

放電管は電気炉の中に設置され、電気炉温度を調整することによってセシウム蒸気温度を 400K から 520K まで変えることができる。エミッタの温度はヒータ電流を調整することによってコントロールする。エミッタの温度は放射温度計で測定され、セシウム蒸気温度としては、電気炉の温度と発電器外壁に取り付けた熱電対による測定値との平均値を採用した。

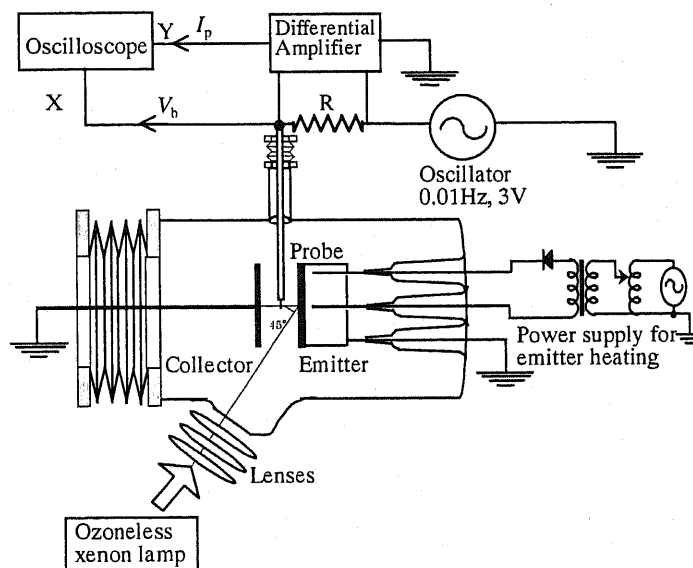


図 7.5. プロープ測定用熱電子発電器

放電管には光照射用窓が設けられ、光源からの光はレンズで集光され、この窓を通してエミッタを照射する。光源には、第5章で使用したキセノンランプを用いた。また、ランプは定格入力の4.5kW（定格電流 $I_L = 150\text{A}$ ）で点灯する。光照射の時間は十分に長く、光照射による加熱でエミッタとセシウムの温度上昇が飽和しているところで、プロープ特性を測定する。光照射によるエミッタ温度の上昇は3分間で飽和し、ランプ電力4.5kWで飽和エミッタ温度1250K程度であることが実験的に確かめられた。この時のエミッタへの入射光入力が200W程度¹⁰⁾であることも理論計算と実験から明らかにされた。

測定を開始する前に、プロープの先端部を放電管の窓の近くに置いて、1時間以上光照射を行ない、プロープ先端をクリーニングする。しかし、このクリーニングはセシウム以外の付着物を除去するためであって、プロープの先端は発電器内部に充満したセシウムによって常に被覆されている。プロープ特性を測定するために、プロープ電圧として0.01Hz、 $3V_{p-p}$ の正弦波電圧を印加した。このような低周波を用いた理由は、プロープ特性のヒステリシスを避けるためである。一掃引時間に100秒かかるので、測定時間の節約のために一掃引だけでプロープデータを取り込んでいる。プロープ電流を電圧に換算するために1000 Ω の抵抗をプロープ回路に直列に挿入した。抵抗の両端に発生する電圧を得るために、入力インピーダンス100M Ω の差動アンプを用いた。プロープ電圧と電流はデジタルオシロスコープで記録した。

7.4 実験結果⁷⁻¹¹⁾

7.4.1 プロープからの熱電子放出及び光電子放出

図7.6はセシウム蒸気温度450K、エミッタは定格電流150Aで点灯されたランプの放射光によって加熱された時のプロープ特性の測定例である。この特性では電子飽和電流と比べてイオン飽和電流が過大となっていることが分かる。これは光照射によって、プロープから光電子放出あ

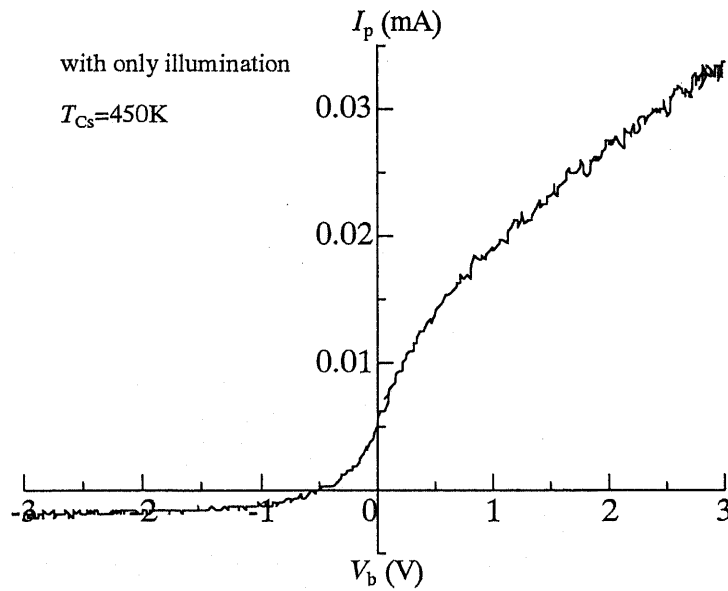


図 7.6. 測定したセシウムプラズマのプロープ特性例

るいは熱電子放出が生じているために生じたものと思われる。しかし、タングステンの量子効率小さい（10%以下）ので、光電子放出よりは熱電子放出の方が大きいと考えられる。図 7.7 はプロープ特性から求めたプロープから流出する見かけ上のイオン飽和電流 $I_{imitated}$ のセシウム蒸気温度依存性を示す。エミッタ加熱がヒータ電流のみ、光照射のみ、ヒ

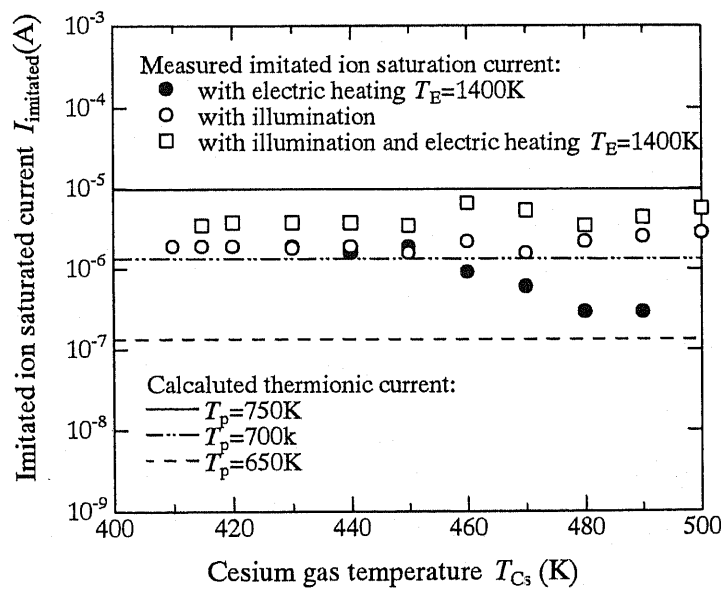


図 7.7. 見かけ上のイオン飽和電流と熱電子放出電流の比較

一タ加熱と光照射の重畳、の3つのケースについて比較した。同図にはプロープ温度 T_p を 650K、700K および 750K として計算したプロープからの熱電子放出電流のセシウム蒸気温度依存性が示されている。この時、熱電子放出電流はセシウム蒸気温度に依らず一定となっている。これはこのプロープ温度の範囲では、温度が低いために、プロープの仕事関数がセシウムの仕事関数 1.7eV に等しく一定となるために、熱電子放出電流はエミッタ温度のみに依存し、セシウム蒸気温度には依存しなくなるからである。同図からわかるように、計算値と測定値とが良く一致することからエミッタからの輻射熱や光照射によって、プロープ温度 T_p は 700K 程度に加熱されていると結論することができる。

7.4.2 エミッタ温度及びセシウム蒸気温度とプロープ特性

図 7.8 に、セシウム蒸気温度 $T_{Cs}=410K$ の時のプロープ特性を示す。エミッタ温度 T_E を 1120K、1250K および 1360K に変えて、プロープ特性の変化を調べた。 T_E が 1120K から 1360K に上昇するとエミッタの仕事関数 ϕ_E は高くなるので、同図から分かるように浮動電位は負の方向へシフトする。 $T_{Cs}=410K$ で $T_E=1360K$ 、1250K および 1120K の時の仕事関数はそれぞれ 3.17、2.75 および 2.25eV である。これは、図 7.8 の各プ

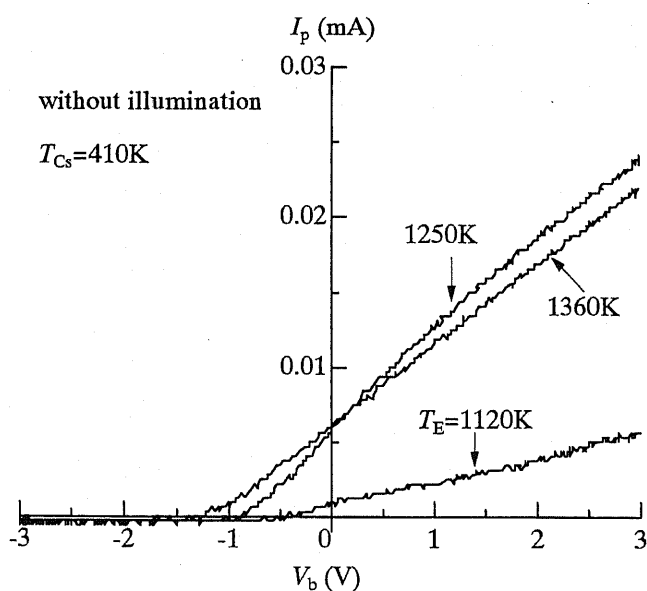


図 7.8. プロープ特性のエミッタ温度依存性

ローブ特性の浮動電位間の差 (0.3、0.6) と大体一致している。このような仕事関数の変化によるプロープ特性のシフトは Buzzi et al¹²⁾と Avram et al¹³⁾によっても報告されている。

また、図 7.8 から $T_E=1120\text{K}$ の時の電子飽和電流は $T_E=1250\text{K}$ および 1360K の場合のそれよりも小さいことが分かる。図 2.5 の S 字曲線によれば、 $T_{Cs}=410\text{K}$ の時、 $T_E=1120\text{K}$ において熱電子放出電流が最大となる。しかし、プロープ測定はこのような熱電子放出の相対関係とは対応していない。これはこの場合、 $\alpha < 1$ となってエミッタ前面に負の空間電位が形成されることが原因であると考えられる。

式(7-25)および(7-26)に T_{Cs} 、 T_E 、 I_{es} および I_{em} などの実測値を代入して、浮動電位 V_f と空間電位 V_s を求めた。なお、計算では、コレクタとプロープの温度は低いためそれらの表面にセシウムが完全に付着し、仕事関数は $\phi_c = \phi_p = 1.8 \text{ eV}$ であるとし、 $T_e = T_i = T_E$ を仮定した。表 7.1 は $T_{Cs} = 410\text{K}$ の時、それぞれのエミッタ温度に対する仕事関数 ϕ_E 、空間電荷中和度 α 、プロープ特性から求めた電子飽和電流密度 J_{es} 、電子温度 T_e 、浮動電位 $V_{f(ex)}$ およびプラズマ密度 n_p 、ならびに式(7-25)および(7-26)を用いて計算した空間電位 V_s 、浮動電位 V_f 、シース電圧 V_{E1} と式(6-3)を用いて算出した V_{E2} を示している。エミッタ温度の変化に対して、 V_f は測定値 $V_{f(ex)}$ とは幾分相違するものの、同じように負の方向に変化をすることが分かる。エミ

表 7.1. $T_{Cs} = 410\text{K}$ のプロープ特性から求めた電子飽和電流密度 J_{es} 、浮動電位 $V_{f(ex)}$ 、電子温度 T_e 及びプラズマ密度 n_p 。空間電位 V_s 、浮動電位 V_f は式(7-25) および(7-26)より算出した。仕事関数 ϕ_E 、空間電荷中和度 α 、熱電子放出電流 J_{er} 、エミッタシース電圧 V_{E1} はそれぞれ式(2-6),(2-25),(2-3)および (7-21) より計算し、エミッタシース電圧 V_{E2} は式(6-3)より計算した。

T_E (K)	T_e (K)	ϕ_E (eV)	α	$J_{er}(\text{A}/\text{cm}^2)$	$J_{es}(\text{A}/\text{cm}^2)$	V_f (V)	$V_{f(ex)}$ (V)	V_s (V)	V_{E1} (V)	V_{E2} (V)	n_p (cm^{-3})
1360	1300	3.17	1.6×10^2	3.83×10^{-4}	2.7×10^{-4}	-1.49	-1.4	-3.03	0.14	0.59	2.8×10^8
1250	1150	2.75	4.2×10^{-1}	1.60×10^{-3}	3.0×10^{-4}	-1.29	-1.1	-2.85	-0.10	-0.09	3.2×10^8
1120	1000	2.25	1.1×10^{-4}	1.10×10^{-2}	5.0×10^{-5}	-1.12	-0.5	-2.71	-0.46	-0.88	5.2×10^7

ツタ近傍のシース電圧 V_{E1} は T_E の上昇につれて、負から正に変化する。 V_{E1} が負（電子に対して減速電界）の時、電子は V_{E1} 以上のエネルギーを持ってないと、エミッタから電極間空間に入ることができない。また、表 7.1 から、 T_E が低いほど V_E も低く、それ故電極間に進入する電子の数も少なくなる。結局、 $T_E=1120$ K の時に J_{eR} は最も大きいにも拘わらず J_{es} は一番小さく、プラズマ密度 n_p も最小になる。表 7.1 から $T_E=1120$ K の時には空間電荷中和度 α は非常に小さく ($\alpha=1.1 \times 10^{-4}$)、エミッタ近傍に負の空間電荷が形成され、放出された熱電子がこの空間電荷によりエミッタに跳ね返される。一方、 $T_E=1250$ K および 1360 K の時には、図 2.5 に示される S 字曲線から分かるように、熱電子放出は減少するが、エミッタ温度が高くなるにしたがって表面電離がよく行われるため、エミッタ近傍に α が大きくなる。それ故、空間電荷制限効果が弱まって電極間空間への熱電子の流入が増大し、 J_{es} が増大していると考えられる。 T_E が 1250 K から 1360 K に上昇すると、 $\alpha < 1$ から $\alpha > 1$ になり、エミッタシース電圧も負から正になる。しかし、 $T_E=1360$ K 時の仕事関数は 1250 K のそれよりも 0.42 eV だけ増大するので J_{eR} は減少し、結果的に両温度における J_{es} は同程度になると考えられる。

図 7.9 は $T_E=1360$ K の時の、 T_{Cs} をパラメータとするプロープ特性である。 T_{Cs} と増加の共にセシウム蒸気圧は上昇し、エミッタ表面へのセシウム付着の進行によって仕事関数が減少するため、熱電子放出電流が増大するので、電子飽和電流は増大する可能性がある。しかし、図 7.9 に示されるように、 $T_{Cs}=480$ K の時はプロープの電子飽和電流は減少する。表 7.2 は、表 7.1 のパラメータ導出と同じ方法を用いて図 7.9 の測定データより求めた、 ϕ_E 、 α 、 J_{eR} 、 J_{es} 、 T_e 、 $V_{f(ex)}$ 、 n_p 、 V_s 、 V_f 、 V_{E1} および V_{E2} である。表から分かるように、 $T_{Cs}=450$ K の時、 ϕ_E は $T_{Cs}=410$ K の場合より低くなり、熱電子放出電流 J_{eR} は 3.83×10^{-4} から 2.15×10^{-2} A/cm² に二桁増加する。また、 $T_{Cs}=480$ K の時の J_{eR} はさらに大きくなるが、 α が 10^{-3} 台まで低下するので、エミッタシース電圧が負となって熱電子が電極間のプ

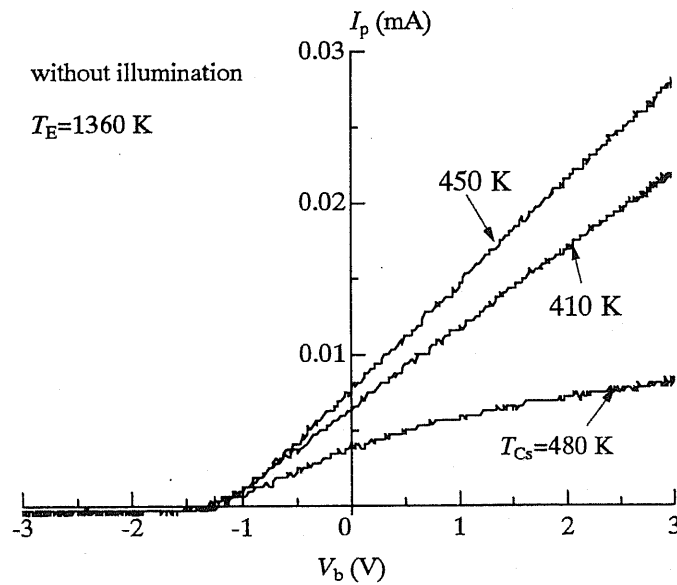


図 7.9. プロープ特性のセシウム蒸気温度依存性

ラズマ領域に入りにくくなる。これらの理由により、 $T_{Cs}=450\text{K}$ の時 J_{es} は最大となる。

表 7.2: $T_E=1360\text{K}$ のプロープ特性から求めた電子飽和電流密度 J_{es} 、浮動電位 $V_{f(ex)}$ 、電子温度 T_e 及びプラズマ密度 n_p 。空間電位 V_s 、浮動電位 V_f は式(7-25) および(7-26)より算出した。仕事関数 ϕ_E 、空間電荷中和度 α 、熱電子放出電流 J_{er} 、エミッタシース電圧 V_{E1} およびエミッタシース電圧 V_{E2} の算出法は表 7.1 の場合と同じ

T_{Cs} (K)	T_e (K)	ϕ_E (eV)	α	$J_{er}(\text{A}/\text{cm}^2)$	$J_{es}(\text{A}/\text{cm}^2)$	V_f (V)	$V_{f(ex)}$ (V)	V_s (V)	V_{E1} (V)	V_{E2} (V)	n_p (cm^{-3})
410	1300	3.17	1.6×10^2	3.83×10^{-4}	2.7×10^{-4}	-1.49	-1.4	-3.03	0.14	0.59	2.8×10^8
450	1300	2.70	3.2×10^{-1}	2.15×10^{-2}	3.0×10^{-4}	-1.59	-1.4	-3.12	-0.42	-0.13	3.1×10^8
480	1350	2.40	6.4×10^{-3}	2.74×10^{-1}	1.5×10^{-4}	-1.67	-1.45	-3.20	-0.80	-0.59	1.8×10^8

7.4.3 光照射時の熱電子発電器セシウムプラズマの電子温度及びプラズマ密度

図 7.10 にエミッタ加熱を光照射のみで行なったときのプロープ特性のセシウム蒸気温度依存性を示す。また、図 7.11 は光照射とヒータによるエミッタ加熱の両方を重畳してエミッタ加熱を行なった時のプロープ特性である。両図からセシウム蒸気温度 $T_{Cs} \leq 500\text{K}$ までは T_{Cs} とともに

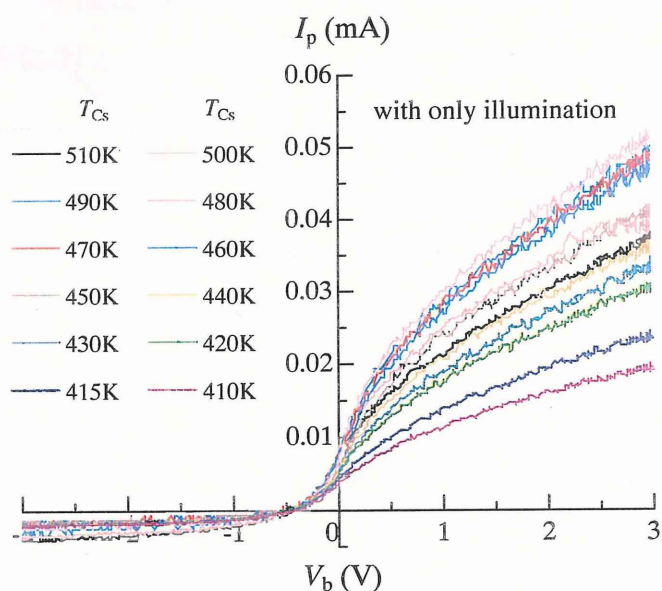


図 7.10. 光照射のみによるエミッタ加熱の場合のプロープ特性
 T_{Cs} : セシウム蒸気温度

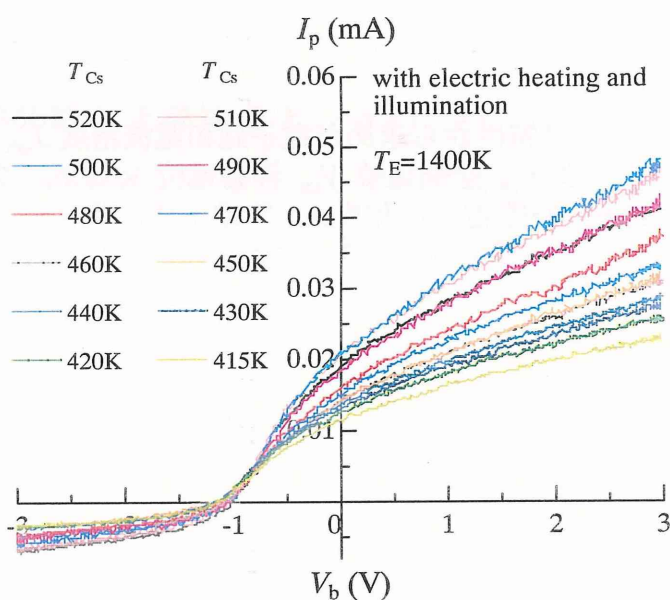


図 7.11. 光照射およびヒータによる同時エミッタ加熱の場合のプロープ特性。
 T_{Cs} : セシウム蒸気温度

電子飽和電流が増大することが分かる。また、 $T_{Cs} \geq 500K$ では、電子飽和電流が減少する傾向が見られる。

プローブ特性からプラズマ密度を求める時、電子温度と電子飽和電流密度が必要になる。熱電子発電器のようなセシウムプラズマでは、 $T_e = T_E$ ⁴⁾と仮定することができる。しかし、光電離により生成されるセシウムプ

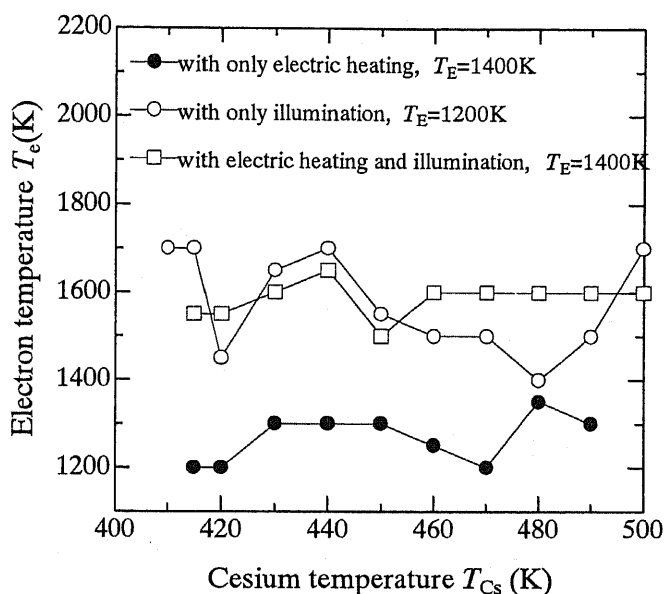


図 7.12. 電子温度のセシウム蒸気温度依存性

ラズマでこのような関係が成立するかについては未だ理解されていない。ここでは、光電離セシウムプラズマのプロープ特性から電子温度を求め、式(7-26)を用いて空間電位を算出し、その点におけるプロープ電流を電子飽和電流としてプラズマ密度を算出した。

図 7.12 に、電子温度のセシウム蒸気温度依存性を 3 種類のエミッタ加熱方式毎に示す。ヒータによるエミッタ加熱の場合は、電子温度はエミッタ温度より幾分低く測定された。これに光照射が加わるか、光照射のみによるエミッタ加熱では、ヒータ加熱のみの場合に比して電子温度がエミッタ温度よりも高くなった。これは、電極間空間のセシウム原子が照射光エネルギーを獲得して、より高いエネルギー準位に励起されていることに起因すると考えられる。

図 7.13 に上記の 3 種のエミッタ加熱方式で生成されたプラズマ密度の測定値とセシウム蒸気温度の関係を示す。この実験では、電極間隔が 40mm と広く電子の衝突周波数が高いために、拡散損失が無視できなくなる。このため、プラズマの密度が幾分低く算出されている。同図から、光照射を行うとプラズマ密度が光照射の無い場合に比して 2 倍以上増大

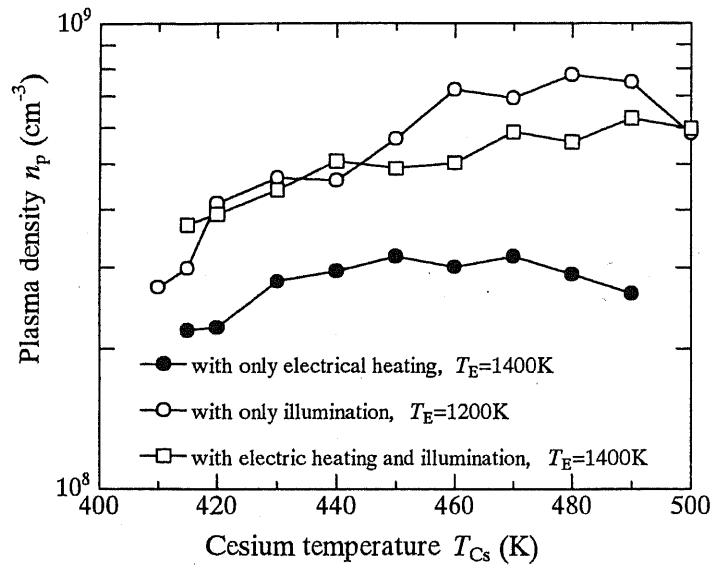


図 7.13. プラズマ密度のセシウム蒸気温度依存性

することが分かる。また、ヒータによるエミッタ加熱の場合には、 $T_{Cs}=460K$ 付近で密度が最大となったが、光照射を行うと密度が最大となる T_{Cs} はより高くなっていることが分かる。図 7.14 に、 T_{Cs} が 460 および 485K の場合のエミッタからの熱電子放出電流密度 J_{eR} と空間電荷中和度 α のエミッタ温度依存性を示す。ここで、光照射により生成されるプラズマの密度 n_{pi} を $10^{10}cm^{-3}$ と仮定した場合の α を、式 (5-3) を用いて計算した。同図から分かるように、 $T_{Cs}=460K$ のとき、光照射の無い場合の空間電荷中和度が 1 となる T_E は $1400K$ である。この値は、図 7.13 のヒータ加熱のみの場合にプラズマ密度が $T_{Cs}=460K$ の時に最大となることと符合する。また、図 7.14 から、光照射により $10^{10}cm^{-3}$ 程度のプラズマが生成されると、空間電荷中和度はエミッタ温度が低いときに大幅に改善されることが分かる。

一方、光照射のみでもエミッタは $1200K$ 程度まで加熱される。この温度では、かなり大きな熱電子放出が生じるので、光照射のみの場合とこれにヒータ加熱を加えた場合のプラズマの密度はあまり大きく相違しないと思われる。

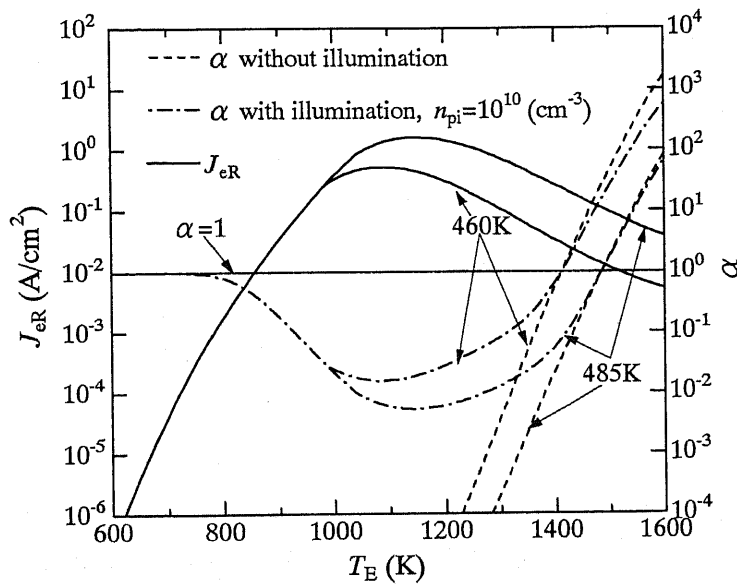


図 7.14: 熱電子放出電流および空間電荷中和度とエミッタ温度の関係
 光照射による生成されたプラズマ密度 $n_{pi}=10^{10}\text{cm}^{-3}$ を仮定。

次に、図 7.13 では光照射時に、セシウム蒸気温度の上昇とともにプラズマ密度が増大することが示されている。これはセシウム蒸気温度が高くなると、セシウム原子密度が高くなり、セシウム原子の照射光吸収率が增大するからと考えられる。

以上の実験結果は以下のように要約される

- 1) 光照射をしない場合は電極間のプラズマ密度は空間電荷中和度 α に支配され、 $\alpha=1$ の時にプラズマ密度は最大となる。
- 2) 光照射が加えると、プラズマ密度が大幅に増大した。
- 3) 光照射のみでも十分なエミッタ加熱が可能であり、エミッタから熱電子放出が生じた。電極間空間で光電離が生じているため、この時のプラズマ密度はヒータ加熱のみの場合よりも高くなった。

7.4.4 光照射時のエミッタシース電圧に関する考察

式(7-26a)または(7-26b)を用いて空間電位 V_s を求めることができる。また、空間電位とエミッタ仕事関数からエミッタシース電圧 V_E が求められる。図 7.15 に V_E のセシウム蒸気温度依存性を示す。同図からエミッタ温度が一定の時、セシウム蒸気温度が上昇すると、エミッタシース電圧

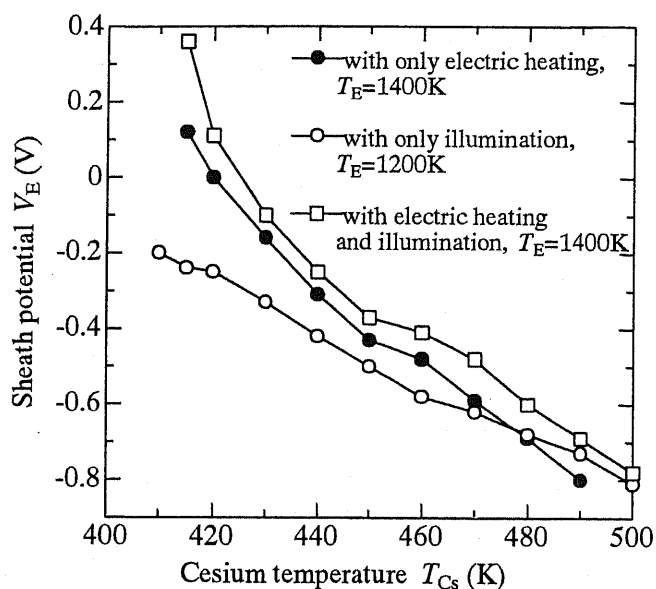


図 7.15. エミッタシース電圧のセシウム蒸気温度依存性

は低下する。これはセシウム蒸気温度の上昇によりエミッタの仕事関数が低下し、熱電子が多量に放出されることによって生じると考えられる。 $T_E=1400K$ の場合、光照射を行うことにより V_E が高くなるのが分かる。これは光照射により電極間にプラズマが生成され、空間電位が持ち上げられるからである。また、 $T_{Cs}<480K$ では、光照射のみの場合の V_E は他の2つの場合に比べて低くなっている。これは光照射のみの場合はエミッタが $1200K$ 程度であり、この時の仕事関数は $1400K$ の場合のそれと比べて低いので熱電子放出が大きく、結果的にエミッタシース電圧が低下する。 $T_{Cs}>480K$ ではセシウム原子密度が増加していて光吸収率が増すとともに電離周波数が高くなり、光電離により生成されるプラズマの密度が増大して空間電荷の中和が進み、エミッタシース電圧がヒータ加熱のみの場合のそれよりも高くなっていると考えられる。

7.5 結 論

Langmuir probeを用いて光照射型熱電子発電器中のセシウムプラズマの特性を調べた。まず、Langmuir probeの理論をセシウムプラズマに適用するために、セシウムのプローブ表面付着による仕事関

数の低下及びそれにともなって発生する熱電子放出や光電効果を考慮し、熱電子発電器内のプラズマに適用するプロープ特性処理の計算式を導出した。本章のプロープ測定より以下の結論が得られた

- 1) エミッタ加熱のみで生成されたプラズマは空間電荷中和度 α に強く依存し、 $\alpha=1$ の条件で密度最大値が現れた。
- 2) 光照射により生成されたプラズマの密度は光照射を行わない場合より高いことが確認された。

光照射により生成されたプラズマはセシウム蒸気温度に強く依存し、セシウム蒸気温度の上昇とともにプラズマ密度が高くなる傾向が明らかにされた。これは、セシウム蒸気の照射光吸収率の上昇に起因するものと考えられる。

第7章の参考文献

1. F. F. Chen, "*Plasma Diagnostic Techniques*" Applied Physics 21, ed. R. H. Huddlesone and S. L. Leonard, (Academic, New York, 1965), Chapt. 4.
2. 堤井信力, "プラズマ基礎工学", 内田鶴圃、Chapt. 3.
3. Y. M. Kagan and V. I. Perel, "*Probe Methods in Plasma Research*", Soviet Phys.-USPEKI, **81** (1964) 767(English translation).
4. F.G. Baksht, G. A. Dyuzhev, A. M. Martsinovskiy, B. Ya. Moyzhes, G. Ye. Pikus, E. B. Sonin, and V. G. Yur'yev, "*Thermionic Converters and Low Temperature Plasma*", Academy of Science of the USSR, Eng. Ed. by L. K. Hansen, pub. National Technical Information Service/U.S. Depart. of Energy, 1978.
5. G. A. Dyuzhev et al, "*Probe Investigation of Plasma Parameters in a High-Pressure Cesium Thermionic Converter II. Examination of the Probe Method. Some Results of Measurements Carried out in the Diffusion and Arc Mode*", Soviet Physics-technical physics, **11** (1966) 512.
6. G. A. Dyuzhev et al, "*Probe Investigation of Plasma Parameters in a High-Pressure Cesium Thermionic Converter I. Experimental Method. Theory*", Soviet Physics-technical physics, **11** (1966) 503.
7. 鄭偉、荻野明久、神藤正士、"*Cesium Plasma Density Distribution Produced by Photoionization*", 1998 年春季第 45 回応用物理学会関連関係学術連合講演会、東京工科大学、(1998 年 3 月)、講演番号 30aYc11.
8. 鄭偉、荻野明久、神藤正士、"*Photoionization in Cesium Filled Thermionic Energy Converter*", 1998 年秋季第 59 回応用物理学会学術講演会、広島大学、(1998 年 9 月)、講演番号 17p-L17.
9. 鄭偉、荻野明久、神藤正士、"*Investigation of Space Charge Neutralization in Thermionic Energy Converter*", 1999 年春季第 46 回応用物理学会関連関係学術連合講演会、東京理科大学、(1999 年 3 月)、講演番号 30a-D-/18.

10. 荻野明久、鄭偉、神藤正士、“光照射により動作する熱電子発電器の特性”、電気学会論文誌 A、**8/9** (1999) 1120.
11. W. Zheng and M. Kando, “*Langmuir Probe Measurement of Cesium Plasma in Thermionic Energy Converter*”, Jpn. J. Appl. Phys., (to be published)
12. J. M. Buzzi et al, “*Ion Distribution in Collisionless Surface Ionized Plasmas*”, Phys. of Fluids, **13** (1970) 3041.
13. C. Avram et al: Int. Conf. of 14th ESCAMPIG.

第 8 章 結 論

地球の温暖化が深刻化している今日において、次世代の人類にいかなる地球環境を残せるかが全人類共通の関心事となっている。地球の温暖化は膨大な化石燃料の消費によって発生する二酸化炭素が原因と考えられている。しかし、化石燃料の利用効率は低く、新型の火力発電でも高々40%程度である。熱電子発電器は火力発電のトッピングや家庭用コージェネレーションシステムに利用することにより、総合効率を著しく高めることが可能である。高性能の熱電子発電器の開発は化石燃料の消費の抑制につながり、地球環境の保全に幾ばくかの貢献が期待される。

現在、地上用熱電子発電器では以下の改良が求められている。高効率で発電できる宇宙用の高温動作熱電子発電器では、原子炉の熱が利用されるが、地上用の化石燃料を熱源とする熱電子発電器では、熱源を多様化する観点から、低温動作が望まれる。しかしながら、この場合には、発電効率を改善するために、有効な補助放電が必要となる。従来の熱電子発電器では、発電効率を上げるために電極間隔を極端に狭くしているが、製造およびメンテナンスの面で問題を生じる。これらの問題への対処として、電極間隔の拡大と光電離補助放電が有効と考えられる。

補助放電を利用すると発電器の低温動作が可能となる。本研究では、光電離を補助放電とする電極間隔の広い光照射型熱電子発電器に注目し、その出力特性に及ぼす光照射効果を調べることを目的とした。このため、光照射によるセシウム電離機構を解析し、実験によって光照射型熱電子発電器の出力特性の光照射効果を調べた。以下に本論文の内容をまとめた。

第 1 章では熱電子発電器の歴史を簡単に紹介し、本研究の目的並びに本論文の構成を述べた。

第 2 章では熱電子発電器の主要な物理現象である熱電子放出、表面電離、仕事関数等の基本概念を紹介した。次いで、プラズマの生成及び消

滅過程について述べ、それらに關係する諸パラメータを紹介している。更に、熱電子発電器で重要な空間電荷中和度を定義し、電極間の空間電位分布との關係を述べた。

第3章では、真空型、低圧及び高圧セシウム封入型熱電子発電器の原理と特徴を説明した。真空型熱電子発電器は、熱電子による熱電子流の空間電荷制限を避けて十分な出力を取り出すために、電極間隔を $10\mu\text{m}$ 以下と極めて小さくしなければならないが、現実的ではない。この問題に対処する有力な方法として、電極間に正イオンを供給して空間電荷を中和する方法が考案された。低圧セシウム封入型熱電子発電器では、表面電離によるセシウムイオンの発生を重視して、エミッタは高温に加熱される。この場合、エミッタの仕事関数は高くなるので熱電子放出が小になり、一般的に言えば、エミッタ温度にもよるが出力電流は制限される。高圧セシウム封入型熱電子発電器では、電極間での体積電離が主要な正イオンの供給方法となる。エミッタ温度は幾分低いのでエミッタ仕事関数は低く、熱電子放出が増えて大出力を取り出すことが可能となる。また、本章では非点火モードの出力特性の解析についても紹介している。

第4章では大出力を取り出すことが可能な点火モード動作熱電子発電器を理解するために、プラズマ粒子の粒子数および運動量の保存則等を基礎方程式とする数値解析法について述べた。また、点火モード動作発電器の構造、特徴及び問題点について述べた。

第5章では、セシウム原子の光電離機構を考察した。次いで、電極間空間に光照射を行ってセシウムの光電離を発生させ、これを補助放電とする空間電荷中和法を紹介した。この方法では電極の挿入が不要であるため、発電器の構造が簡単となる。また、光照射により生成されるセシウムプラズマの密度を仮定して、光電離による空間電荷中和効果を計算により確かめた。さらに、光照射により生成されるセシウム励起原子及びセシウムイオンの発生量を、キセノンランプ放射光を対象として評価した。また、エミッタの光電効果の機構についても概念的に触れている。

第 6 章では、光照射型熱電子発電器を製作してその出力特性について述べた。スペクトルが太陽光と類似しているキセノンランプを光源とし、光照射実験を行なった。この結果、以下のような結論が得られた。

- 1) 非点火モード動作では光照射により出力電流が大幅に増大した。
非点火モード動作の出力電流は空間電荷中和度 α の影響を強く受け、 $\alpha=1$ の時に、出力電流が最大となった。
- 2) 光照射によって、非点火モードから点火モードへの遷移が促進された。
- 3) 光照射によって点火モードの出力電流は増大したが、出力電圧および点火電圧は余り変化しなかった。
- 4) 光照射による非点火から点火へのモード遷移は、以下の 3 条件が満たされる場合に促進された。a)空間電荷中和度 $\alpha < 10^{-2}$; b)エミッタからの熱電子放出電流 $J_{e,r} > 10^{-3}(\text{A}/\text{cm}^2)$; c)エミッタの仕事関数 $\phi_E > 2.2\text{eV}$ 。
- 5) 低温エミッタ動作の熱電子発電器において、点火電圧を発電領域に移行させるには、セシウム圧力が高くなってコレクタの仕事関数が下がる、エミッタ温度が上がってエミッタの仕事関数が高くなる、のいずれもが有効的な方法であることが実験的に証明された。

第 7 章ではラングミュアプローブを用いて光照射型熱電子発電器内のセシウムプラズマの特性を調べた。ラングミュアプローブの理論をセシウムプラズマに適用するために、プローブのセシウム附着による仕事関数の低下及びそれに伴って発生するプローブからの熱電子放出や光電効果を考慮してプローブ理論を修正した。プローブ測定より以下の結論が得られた。

- 1) エミッタからの熱電子放出と表面電離のみにより生成されたプラズマの密度は空間電荷中和度 α に強く依存し、 $\alpha=1$ の条件でプラズマ密度が最大となった。この結果と第 5 章の非点火モード時の出力電流が

$\alpha=1$ の時に最大となることとは良く一致した。

2) 光照射により生成された光電離セシウムプラズマの電子温度及び電子密度は、1)の加熱されたエミッタにより生成されるプラズマの場合より高いことが確認された。

3) 光電離プラズマの密度はセシウム温度に依存し、高いセシウム蒸気温度で高密度プラズマが生成される傾向があった。

光照射型熱電子発電器の研究はエネルギー問題が深刻化につれ、ますます重要になると思われる。最後に、今後に残された研究課題に触れる。

第 5 章では光照射により生成されるセシウム励起原子及びセシウムイオンの発生量を計算した。これを発生項として利用し、熱電子発電器内のプラズマ損失項を組み込んで、粒子数、運動量及びエネルギーの保存則を考慮すれば、発電器内のプラズマ密度分布や空間電位分布を求めることができる。

第 6 章では、光照射によって熱電子発電器の出力特性が改善されることが実験的に確かめられた。光照射型熱電子発電器を実用化するには点火電圧を発電領域に移行させるための研究が必要である。

謝 辞

本研究の遂行ならびに本論文をまとめるにあたり、常に適切な御指導と御助言そして御鞭撻を頂いた神藤正士教授に厚くお礼を申し上げます。また、本論文作成の際に、丁寧な査読と貴重なコメントを頂いた中西洋一郎教授、窪野隆能教授ならびに河本 映助教授に深く感謝致します。

本研究で終始共同研究者であり、多数の助言と有益な討論を頂いた博士課程学生の荻野明久君に感謝します。実験を行なう際に、協力と数々の思い出を提供して頂いた当研究室の江藤昭弘技官ならびに SVBL 非常勤研究員の Jozef Kudela さんに謹んで感謝の意を表します。神藤研究室における 3 年間の学生生活を一緒に楽しく過ごし、また、日本語を教えていただいた修士課程学生の田中良和君、山本鉄二君、柿澤慶典君、権部雄一郎君、長坂政彦君及び卒研生の村松俊哉君、亀山豊君、坂田真一郎君、今堀洋二君に感謝します。また、同じ博士課程に学ぶ留学生 Tibor Terebessy 君および MD. Mamunur Rashid Talukder 君にも感謝します。

著者は 6 年間にわたって文部省国費留学生として奨学金を受け、静岡大学での留学生生活を支援して頂きました。ここに心からの謝意を表明致します。また、私に静岡大学を紹介して下さった電気・電子工学科の福田 明教授および研究生及び修士課程の期間、指導教官であった宮下隆雄教授にも心から感謝の意を表します。

最後には留学生生活を支えてくれた妻陳維、長男鄭灵东に感謝します。

研 究 業 績 一 覧

本研究に関連した論文

1. Wei ZHENG、Akihisa OGINO and Masashi KANDO, "*Photoexcitation and Photoionization of Irradiated Large-gap Thermionic Energy Converter by Xenon Lamp*", Proc. of 4th International Conf. on Reactive Plasma and 16th Symp.on Plasma Processing, (Hawaii, USA, Oct. 19, 1998) 57-58.
2. 鄭偉、神藤正士, "光照射型熱電子発電器の諸特性"、静岡大学大学院電子科学研究科研究報告書, **20**(1999)75-80.
3. 荻野明久、鄭偉、神藤正士, "光照射により動作する熱電子発電器の特性"、電気学会論文誌 **119-A**(1999)1120-1125.
4. Wei ZHENG、Akihisa OGINO and Masashi KANDO, "*Effect of the Illumination on Thermionic Energy Converter Characteristics*", Jpn. J. Appl. Phys., **39** (2000) 2816-2824.
5. Wei ZHENG and Masashi KANDO, "*Langmuir Probe Measurement of Cesium Plasma in Thermionic Energy Converter*", Jpn. J. Appl. Phys., to be published.

本研究に関連した口頭発表

1. 鄭偉、荻野明久、神藤正士, "*Investigation of Space Charge Neutralization in Thermionic Energy Converter*", 1999 年春季第 46 回応用物理学関係連合講演会, 東京理科大学、(1999 年 3 月 28 日), 講演番号 31a - D - /I8

2. 鄭偉、荻野明久、神藤正士, “*Photoionization in Cesium Filled Thermionic Energy Converter*”, 1998 年秋季第 59 回応用物理学会学術講演会、広島大学、(1998 年 9 月 15 日), 講演番号 17p - L17.
3. 鄭偉、荻野明久、神藤正士, “*Cesium Plasma Density Distribution Produced by Photoionization*”, 1998 年春季第 45 回応用物理学関係連合講演会, 東京工科大学, (1998 年 3 月 28 日), 講演番号 30aYc11.
4. 鄭偉、荻野明久、神藤正士, “*Ignited Mode Study for a Large-gap Thermionic Energy Converter with Xenon Lamp Irradiation*”, 1997 年秋季第 58 回応用物理学会学術講演会、秋田大学、(1997 年 10 月)、講演番号 2 aSS19.
5. 鄭偉、荻野明久、神藤正士, “*Experimental Study on Ignited Mode of Large-gap TEC with Xenon Lamp Irradiation*”, 1997 年日本傾斜機能材料学会第 9 回傾斜材料シンポジウム、大阪大学、(1997 年 9 月)、講演要旨集、p.6.

その他の研究業績

1. 鄭偉、宮下隆雄, “水トリー発生試料におけるの高電圧高周波誘電特性”, 電気学論文誌, **117-A** (1997) 333-334.
2. 鄭偉、宮下隆雄, “*Dielectric Characteristics of Water-treed CV Cables*”, Proc. of Asian Int. Conf. on Electrical Insulation and Dielectrics, (Xian, China, Oct.1996) 255-258.
3. 鄭偉、宮下隆雄: “*Study on Supporting Force and Non-contact Power Supply of Magnetic Levitation*”, Proc. of 2nd Joint Int. Conf. on Advanced Science and Technology, (Hangzhou, China, Oct. 1997) 78-81.