光照射により動作する熱電子発電器の特性

学生員 荻野 明久 学生員 鄭 偉 正 員 神藤 正士

(静岡大学)

Characteristics of thermionic energy converter driven by the light irradiation

Akihisa Ogino, Student Member, Zheng Wei, Student Member, Masashi Kando, Member
(Shizuoka University)

Cesium filled thermionic energy converter (abbreviated as TEC) driven by the light irradiation was investigated in order to use the solar energy as an energy source in future. For the irradiation to the emitter and the plasma in TEC, the electrodes and the structure of TEC have been extremely remodeled. It is found that the emitter could be heated up to 1,260 K by the irradiation of xenon short arc lamp in stead of solar light, which could produce the cesium plasma with high density at a time. TEC operated at low emitter temperature is expected to draw out a large output current if the negative space charge in front of the emitter can be greatly relaxed. According to the calculation, the plasma produced by the irradiation can contribute to improve the space charge neutrality. The experimental results have shown that the output current of TEC with irradiation increases by 10 times larger than that without the irradiation.

キーワード：熱電子発電器、光照射、空間電荷中和度、表面電離、熱電子放出、セシウムプラズマ、光電離、光励起、放射率

1. はじめに

熱電子発電は、高温に加熱された電極からの熱電子放出を利用して、熱を電気エネルギーに変換する直接発電である。熱電子発電器は簡単な構造であるため、用途に応じて種々の電極形状と配位が可能であり、発電効率が高く小型でも大出力が得られる。エミッタから放出された熱電子は、これと近接して設置され低温に維持されたコレクタで捕集され、外部負荷で仕事をした後再び元のエミッタに戻る。コレクタはエミッタよりも小さな仕事関数の材料を用いるため、エミッタに比べ高い位置エネルギーにある。このため、コレクタに到達した電子は、この電位差に相当する電氣的な仕事を外部負荷に対して行うことになる。エミッタから放出された熱電子はできるだけ多くコレクタに到達することが望ましいが、電極間には熱電子により負の空間電位障壁が形成され、電子の移動を妨げる。この負の電位障壁は、電極間隔を1 mm 以下にし、正イオンを供給することで緩和される。熱電子発電は本格的な研究に限っても、40 年以上の長い研究の歴史を有するが^{(1),(2)}、この間に行われた研究は、出力を抑制する主な要因となっている負の空間電荷の緩和を図るために、電極間隔を1 mm 以下の狭ギャップにすることを前提に進められてきた。従って空間電位の中和には、高温のエミッタ表面でのセシウム原子の接触電離（非点火モード）および電子による累積電離により生成された正イオン（点火モード）が利用される。

本研究の目的は、太陽光の長波長成分によりエミッタと発電容器の加熱を行い、短波長成分でセシウム原子を励起および電離して空間電荷中和のためのセシウムプラズマの生成を行い、高効率の発電を行うことである。光照射により負の空間電荷が中和されれば、1,400 K 以下のエミッタ温度 T_E で出力の大きな低温動作熱電子発電が実現される。これにより太陽光や化石燃料の燃焼熱等の多様な熱源の利用が可能となる。また熱電子発電器の出力電圧は1 V 程度と低いながらも出力電流密度は10 A/cm² のオーダーであり、さらにコレクタ冷却時に得られる温水をコジェネレーションシステムに利用できるため、電気および熱エネルギーを含めた総合効率は著しく増大することが見込まれる。今後、このような形での自然エネルギーの利用技術が確立されれば、地球環境の保全にも貢献することができる。

2. 熱電子発電器に関する基礎理論

<2.1> 熱電子放出 図1はセシウム蒸気中に置かれたタングステンからの熱電子放出の温度依存性を表しており、セシウム蒸気温度 T_{cs} をパラメータとしている。曲線の形状から通常 S 字曲線と呼ばれ、J.M.Houston と H.F.Webster らにより測定されたものである⁽³⁾。タングステン表面からの熱電子電流密度 J_e は次式の Richardson の式により与えられる。

$$J_e = \frac{4\pi mk^2}{h^3} T_E^2 \exp\left(\frac{-e\phi_E}{kT_E}\right) \quad \dots\dots\dots(1)$$

ここで e, m, k および h はそれぞれ電荷、電子の質量、ボルツマン定数およびプランク定数である。また ϕ_E はエミッタの仕事関数を表す。 T_E および T_{Cs} によりタングステン表面のセシウム被覆の状態が変化するため、実効的な ϕ_E の値はセシウムの仕事関数 1.69 eV からタングステンの仕事関数 4.62 eV の間で変化する。

図1 セシウム雰囲気中のエミッタからの熱電子電流密度⁽³⁾。 ϕ_E : タングステンの仕事関数、 T_E : エミッタ温度、 T_{Cs} : セシウム蒸気温度

Fig.1. Thermionic electron density emitted from tungsten in Cs vapor⁽³⁾. ϕ_E : effective work function of tungsten. T_E : tungsten temperature. T_{Cs} : Cs gas temperature.

図1から明らかであるが、 $1\text{A}/\text{cm}^2$ の出力電流密度 J_e を得るためには、500K以上の T_{Cs} が必要である。 $T_{Cs} > 500\text{K}$ で $T_E < 1,400\text{K}$ の条件では、エミッタはセシウムで覆われるので、 ϕ_E はセシウムの仕事関数に近い値の1.69~2eVとなり、 T_E の上昇とともに J_e は増大する。さらに T_E が上昇すると、セシウムの吸着が減少するために ϕ_E は増大し、最終的にはタングステンの仕事関数4.62eVに達するために、 T_E の上昇にも拘わらず J_e はむしろ減少する。すなわちこの T_E の範囲では、 T_E の上昇による J_e の増大効果に比べて、 ϕ_E が大きくなったことによる J_e の減少効果の方が顕著になる。エミッタ表面上のセシウム吸着が完全に無くなった後は、 J_e は T_E の上昇とともに再び増大する。この J_e は熱電子発電器から取り出すことのできる最大電流密度であり、 $T_{Cs} > 500\text{K}$ で $T_E < 1,400\text{K}$ 以下の温度領域でも大きな出力電流密度が得られることが判る。また図1から、 J_e は T_{Cs} に大きく依存し、指数関数的に変化することが判る。

<2.2> 動作モード 熱電子発電器の動作モードは、発電器内でのイオン生成機構の相違により、非点火モードと点火モードに分類される。非点火モードではエミッタ表面での接触電離により正イオンが生成される。接触電離とは、電離電圧の低いアルカリ金属がそれより高い仕事関数の高温金属の表面に接触すると、アルカリ金属の最外殻電子が金属に奪われて電離する現象である。これによる金属表面からのイオン流束 Γ_i は、Langmuir-Sahaの式(2)によ

て与えられる。

$$\Gamma_i = \frac{P_{Cs}}{(2\pi mkT_{Cs})^{1/2} [1 + 2\exp\{e(V_i - \phi_E)/kT_E\}]} \dots\dots(2)$$

ここで P_{Cs} および V_i はセシウム原子の蒸気圧および電離電圧、 m はセシウム原子の質量である。また T_{Cs} (K) と P_{Cs} (Pa) との間には

$$\log_{10} P_{Cs} = 8.928 - 1.35 \log_{10} T_{Cs} - \frac{4041}{T_{Cs}} \dots\dots(3)$$

の関係があり、TaylorとLangmuirによってセシウム蒸気中においてタングステンからの正イオン流の実測値をもとに導かれた実験式である⁽⁴⁾。式(2)中の

$$[1 + 2\exp\{e(V_i - \phi_E)/kT_E\}]^{-1}$$

は電離確率を表し、 $\phi_E > V_i$ の時にセシウム原子は電極表面で非常に高い確率で電離する。

$T_{Cs} = 500\text{K}$ および $T_E \leq 1,400\text{K}$ では、実効的な ϕ_E が低下するために熱電子放出は増大するが、 $\phi_E > V_i$ の条件が破れることにより接触電離による Γ_i は減少して電極間への正イオンの供給が減少するため、エミッタ前面には負の空間電位が発生し、エミッタからの熱電子の大部分はこの電位によって移動を妨げられ出力電流は大幅に低下する。本研究ではこの負の空間電荷を緩和するための新たな方策として、拡大された電極間空間に光照射を行うことにより発電器内のセシウム原子を光励起または光電離させて、大量に生成された正イオンによって熱電子により形成される負の空間電荷を大幅に緩和し、出力電流の大幅な増加を目指すものである。

点火モードはエミッタ表面での接触電離に比べて電極間での累積電離が支配的な動作モードであり、累積電離に伴う内部損失の増大により出力電圧は低下するものの電離で生じたセシウムイオンによる空間電位の緩和が進むために、出力電流が著しく増加するのが特徴である。非点火モードから点火モードへの移行過程は、図2を用いて説明することができる。横軸は電極間空間の位置、縦軸は電位であり、エミッタおよびコレクタの仕事関数 ϕ_E および ϕ_C ならびに負荷電圧が書き加えられている。

電極間隔が非常に狭い場合を除きプラズマでは電荷の中和が成立しているため、電極近傍を除いた空間の電位分布は一様な形状となる。点火モードを生じさせるには電子過剰の状態で作動させ、予め破線で示されるような電位分布を形成させておく。この状態でエミッター-コレクタ間を短絡状態に近づけると、すなわち負荷電圧を小さくすると、コレクタ前面に存在する電子シースの電位降下が負荷電圧の減少分だけ大きくなり、コレクタに向かう電子の加速電圧は増大する。この結果、電子の運動エネルギーがセシウムの電離電圧を上回るようになってシース中でセシウム原子が電離されるようになる。電離によって生じた正イオンは図2に破線で示されるように電位を押し上げる。また、

図2 非点火モードから点火モードへの推移に伴う空間電位分布の変化。
Fig.2. Change of space potential profile due to the transition from unignited to ignited mode.

電離させるほどのエネルギーを持たない電子は、励起セシウム原子を生成し、累積電離によってセシウムイオンを生成する。このようにしてコレクタ付近のシース内で生じた電離がエミッタに向かって進展する。この後は、エミッタ表面付近のシースで加速された電子が電離を持続し、点火モードでは実線のような電位分布が形成されるものと考えられる。

＜2・3＞ セシウムの励起・電離過程 セシウムの励起および電離電圧は低いので、照射により容易に多量のセシウムイオンを生成することができる。これは空間電荷の中和に有効な方法であると考えられる。この節では、照射が発電器特性の改善に果たす役割を理解する上で必要となるセシウムの励起ならびに電離過程を紹介する。表1にセシウム原子の主な励起および電離過程を示す。

表1 セシウムの励起および電離過程⁽⁹⁾
Table.1 Excitation and ionization processes of Cs⁽⁹⁾.

励起	
$\text{Cs}(6^2S_{1/2}) + e \rightarrow \text{Cs}^*(6^2P_{3/2,1/2}) + e$ ($\Delta E \sim 1.4\text{eV}$)	(1)
$\text{Cs}(6^2S_{1/2}) + hc/\lambda \rightarrow \text{Cs}^*(6^2P_{3/2,1/2})$	(2)
$\lambda = 852.1\text{nm}$ for $j=3/2$ $\lambda = 894.3\text{nm}$ for $j=1/2$	
電離	
$\text{Cs}(6S_{1/2}) + e \rightarrow \text{Cs}^+ + e + e$ ($\Delta E \sim 3.89\text{eV}$)	(3)
$\text{Cs}^*(6^2P_{3/2,1/2}) + e \rightarrow \text{Cs}^+ + e + e$ ($\Delta E \sim 2.5\text{eV}$)	(4)
$\text{Cs}^*(6^2P_{3/2,1/2}) + hc/\lambda \rightarrow \text{Cs}^+ + e$	(5)
$\lambda_1 = 508.3\text{nm}$ for $j=3/2$ $\lambda_1 = 494.4\text{nm}$ for $j=1/2$	
$\text{Cs}^*(6^2P_{3/2,1/2}) + \text{Cs}^*(6^2P_{3/2,1/2}) \rightarrow \text{Cs}_2^* \rightarrow \text{Cs}_2^+ + e$	(6)

ここで c は光速、 λ は波長、 ΔE は励起または電離に要するエネルギーを意味する。基底状態にあるセシウム原子を電離するには(3)に示されるように 3.89eV 以上のエネルギーが必要である。しかし、発電器内のプラズマにはこのような高エネルギー電子は殆ど存在しないために発電器内

での直接電離は非常に少ないと考えられる。一方、セシウム原子の第1励起準位への励起エネルギーは約 1.4eV と低いので、電子シースで加速された電子はこれに関与することができる。励起エネルギーを光子の波長に換算すると 852 および 894nm となり、可視光でもセシウム原子の励起が可能である。表の(1)および(2)に示されるような過程を通して励起されたセシウム原子は、(4)、(5)または(6)の過程を通じて電離し、セシウムイオンが生成される。これらの電離過程の中で興味深いのは(6)の過程であり、励起セシウム原子が相互に衝突すると、不安定な励起セシウム分子状態を介して分子状イオンが生成される。この衝突断面積 $\sigma = 1,450 \times 10^{-16} \text{cm}^2$ ⁽⁶⁾ は、直接電離の衝突断面積に比べて十分大きい上にエネルギーが不要であるため、低温動作の発電器内のプラズマあるいは照射で生成されるセシウムプラズマには、分子状セシウムイオンが多く存在すると思われる。波長が 852 および 894nm の共鳴光はセシウム蒸気に効率良く吸収されることから、効率の良い正イオン生成法となることが期待される。

共鳴光の吸収により作られる励起セシウム原子は、(1)の逆過程を通して光エネルギーを電子に輸送し、電子のエネルギーを増加させる。この結果、負の空間電位障壁を乗り越えてコレクタに到達する電子が増加するため、出力電流の増加が期待される。

＜2・4＞ 空間電荷中和度 エミッタ前面における電子とイオンの密度比は空間電荷中和度 α と呼ばれ、空間電位の形状を予測する目安となるパラメータとして知られている。 α は(1)および(2)式を使って計算することができ、 T_E 、 T_C 、 ϕ_E および V_i の関数となる。熱電子放出による電子の密度 n_{eE} およびエミッタ表面での接触電離により生成される正イオンの密度 n_{eE} に加えて、光電離により生じた電子およびイオンの密度 n_{ep} および n_{ip} が加わったときの α は

$$\alpha = \frac{n_{iE} + n_{ip}}{n_{eE} + n_{ep}} \quad \dots\dots\dots(4)$$

で与えられる。図3に $T_C = 500\text{K}$ の時の α と T_E の関係を示す。同図で実線は照射の無い場合の α であり、破線は光電離で生成されるセシウムプラズマの密度 $n_{ep} = n_{ip} = n_p$ を $10^6 \sim 10^{12} \text{cm}^{-3}$ と仮定して計算した場合の α である。 $\alpha \leq 1$ の時にはエミッタ前面に過剰の電子が存在することを意味し、エネルギーの低い電子はコレクタに到達できず出力電流は減少する。この計算結果によると、 $T_E \leq 1,300\text{K}$ の低温領域における α が光電離により生じたプラズマによって効果的に改善されることが判る。詳細は別報に譲るが、電気入力 4kW のキセノンランプの照射光により生成されるセシウムプラズマの密度をラングミュアプローブにより測定したところ、ランプ光強度に依存して約 10^{11}cm^{-3} のプラズマが生成されていることが判っている。このことから照射は、 $T_E = 1,200\text{K}$ でも α の改善に有効であることが推測される。

図3 空間電荷中和度とエミッタ温度の関係。 n_p : 光電離で生じたプラズマ密度、 T_{Cs} : セシウム蒸気温度。

Fig.3. Space charge neutrality versus emitter temperature. n_p : plasma density produced by the irradiation, T_{Cs} : cesium gas temperature.

3. 実験装置および実験方法装置

<3.1> 光照射型熱電子発電器 周知の通り太陽光は、赤外から紫外までの広いスペクトルを持っている。本研究で構想している光照射型熱電子発電器の目標は、太陽光の持つ全てのスペクトルを有効に利用して高効率の発電を実現することである。本研究では、太陽光の代わりにこれと類似のスペクトル分布を持つキセノンランプの照射光をエネルギー源とし用いる。図4は光照射型熱電子発電器の概略図である。この発電器では一つの円板状エミッタの前後に同一形状の二つのコレクタAおよびBを近接して配置した。エミッタは直径25mm、厚さ1.0mmの円板状タングステンで発電器中央に設置した。エミッタには直径0.8mmの

図4 光照射型熱電子発電器

Fig.4. Schematic diagram of thermionic energy converter for the irradiation.

固定用のモリブデン製リード線がろう付けされている。コレクタはエミッタ側の開口部が直径25mm、照射光入射側の開口部が直径40mm、全長が30mmの中空部が円錐状ステンレス(SUS304)であり、図示のように配置した。なお、コレクタの照射光入射用開口部の直径は、照射光のエミッタ照射を妨げない条件を基に決定された。またエミッターコレクタ間の最小電極間隔は1mmとした。

発電実験を実施する前に、発電器本体を約100℃から約180℃までの温度範囲で十分なガス出しを行った。発電容器内を 10^{-4} Pa以下に排気した後、セシウムを封入した。キセノンランプの放射光はコレクタAの開口部を通してエミッタを照射し、エミッタを加熱する。コレクタAの内部のプラズマおよびセシウム蒸気はこの時照射光に曝されるが、コレクタBの内部にはエミッタに遮られて照射光は侵入できない。このため、両コレクタから引き出される出力電流を検出して比較すれば、光励起および光電離による空間電荷中和効果を調べることができる。

<3.2> 測定装置の概略図ならびに実験方法 オゾンレスキセノンランプからの照射光は、300~2,000nmの波長に対して透過率が0.9の3枚の光学レンズ(BK7:ホウケイ酸クラウンガラス)で集光され、サファイアの窓越しに発電器内に入射される。キセノンランプの光量はランプ電流によって調節できるが、スペクトル分布は殆ど変化しない。

図5に出力測定用回路を示す。発電器の出力特性は1Hz、-3~3Vの三角波電圧をエミッターコレクタ間に印加し、これに対する出力電流を測定することにより測定した。三角波電圧を V_T 、出力電流を I_{out} 、負荷抵抗を R とすると接地に対するエミッタおよびコレクタの電位はそれぞれ V_T および $R I_{out}$ となる。従って、熱電子発電器の出力電圧 V_{out} は

$$V_{out} = V_T + R I_{out}$$

で与えられる。 $R I_{out}$ が V_{out} に影響を与えないよう測定を行うには $V_T \gg R I_{out}$ の関係が必要である。 R は $R I_{out}$ が V_T の波

図5 出力特性の測定回路

Fig.5. Schematic diagram for the measurement of the output characteristics.

高値の3%以内に収まり、かつ良好なSN比が得られるように10Ωとした。光照射型熱電子発電器では、光照射によりエミッタおよび発電器全体を加熱する。発電器の熱容量が大きいため温度が定常値に達するには、600秒間の光照射が必要となる。

4. 実験結果

<4.1> キセノンランプ光照射による電極加熱 エミッタの加熱は、熱電子発電器内の圧力を 10^{-3} Pa以下に維持して、キセノンランプからの照射光により行った。 T_E の測定には、エミッタの被照射面の裏面に取り付けられたクロメル-アルメル熱電対と放射温度計(ミノルタ:IR-630)を用いた。熱電対は被照射面裏側の最外周に取り付けたが、エミッタの直径と照射光の集光スポットの直径がほぼ等しくエミッタの熱容量も $0.133\text{J/g}\cdot\text{K}$ と小さいために、本実験ではエミッタの温度分布は場所によらず一様であると考えている。この実験では照射光によるエミッタ加熱の有効性を検証するとともに、エミッタの放射率 ε とエミッタへの入射エネルギー Q_{in} を測定した。

(1)エミッタの温度上昇を ε と Q_{in} をパラメータとして計算し、熱電対により測定された実験値と比較し、両者が最も良く一致する時の条件から、 ε および Q_{in} を決定することができる。ここで、エミッタは断面積 S_c 、長さ l_c 、電気抵抗率 ρ_c のモリブデン線によって外部回路と接続されているものとする。エミッタの吸収率は放射率 ε と等しく、単色放射率が全波長にわたって一定であると仮定すると、熱伝導方程式は、

$$\frac{d(\rho_c V T_E)}{dt} = \varepsilon Q_{in} - \varepsilon \sigma S_c (T_E^4 - T_s^4) - \frac{\pi^2 k^2 S_c}{6e^2 \rho_c l_c} (T_E^2 - T_s^2) - J_e S_c (2kT_E + \phi_E) \quad \dots\dots\dots(5)$$

により与えられる。ここで、 T_s はエミッタの周辺温度であ

り300Kとした。式(5)右辺の各項は左から順に、エミッタの吸収エネルギー、電極表面からの放射損失、エミッタ取り付け用のモリブデン線からの熱伝導損失および熱電子放出による損失を表す。また ρ 、 c 、 S および V はそれぞれタングステンエミッタの質量密度、比熱、表面積および体積である。式(5)をルンゲ-クッタ法で解くことにより、 T_E の時間変化が求まる。図6の破線は ε をパラメータとし、 T_E の飽和値が実験値の1,257Kに等しくなるように入射エネルギー Q_{in} を調整して算出した計算値であり、実線は熱電対による測定値である。ランプ電流150Aの場合、 $\varepsilon=0.20$ で $Q_{in}=270\text{W}$ の時計算値が熱電対により測定された実線と良い一致を示すことから、被加熱体であるエミッタの ε は約0.2、照射エネルギーは約 $55\text{W}/\text{cm}^2$ であることが判る。図7にランプ電流を変化させた場合の熱電対により測定された T_E の時間変化を実線で、これと良い一致を示す計算値を破線で示した。いずれのランプ電流に対しても、実験値と良い一致を示す計算値が存在することが判る。またこの計算に用いた ε はエミッタの放射率であり、 $T_E \geq 900\text{K}$ では ε が0.2程度であることが判る。なお、 T_E の上昇は ε に強く依存し ε が大きいほど立ち上がり時間が短くなっているが、これはエミッタが吸収する照射光エネルギー εQ_{in} が増加するからである。

(2)周知のように、放射温度計による温度測定では、予め正確に見積もられた被測定物の ε を放射温度計の設定放射率に合わせておく必要がある。この性質を利用すれば、エミッタの ε を測定することができる。すなわち、放射温度計と熱電対により T_E を同時測定し、放射温度計が表示する温度が熱電対の測定温度に等しくなる時の放射温度計の設定放射率がエミッタの ε となる。図6および7に示されるように光照射開始とともに T_E は上昇するが、照射開始から50秒後に各ランプ電流に対して T_E は定常値に達した。 T_E の飽和値を熱電対と放射温度計により同時測定することにより $T_E \geq 1,000\text{K}$ の温度範囲で $\varepsilon=0.22 \sim 0.26$ であることが判

図6 照射光により加熱されたエミッタ温度時間変化の放射率依存性。 Q_{in} : エミッタへの入射光エネルギー
Fig.6. Dependence of emitter temperature heated by the irradiation on emitter emissivity. Q_{in} : irradiated input energy to the emitter.

図7 光照射で加熱されたエミッタ温度の時間変化。
 ε : エミッタの放射率
Fig.7. Change of the emitter temperature heated by the irradiation. ε : emitter emissivity.

た。この値は(1)における測定値と良く合っていることが判る。

<4・2> 出力特性 熱電子発電器内にセシウムを封入し、照射光のみを電極および発電器容器の加熱ならびにセシウム原子の励起と電離に利用して発電実験を行った。図8にキセノンランプ電流 150A、照射開始前の初期セシウム蒸気温度 $T_{Cs0}=343\text{K}$ の時の出力特性を示す。一般にセシウムを用いた実験では、水銀の場合と同様に T_{Cs} は放電管の温度 T_R に等しいとする仮定が成立する。本研究でもこれに従い以後 $T_R=T_{Cs}$ と仮定して実験データを処理した。光照射開始とともに T_E ならびに T_{Cs} は上昇し、約 1 分後に T_E は 1,200K に達し一定となるが、 T_{Cs} はその後も上昇を続けた。これはエミッタと発電器の熱容量の相違に起因するものと考えられる。なお T_E の測定では、 $\varepsilon=0.2$ に設定した放射温度計を用いた。図中では、コレクタ B での出力特性

図8 照射光の有無による出力特性の比較

Fig.8. Comparison of the output characteristics with and without irradiation.

図9 ランプ電流と出力特性の関係。 T_E : エミッタ温度, T_{Cs0} : 初期セシウム温度

Fig.9. Lamp current versus output characteristics.

T_E : emitter temperature. T_{Cs0} : initial cesium gas temperature.

を光照射が無い場合とし、コレクタ A におけるそれを光照射有りとした。図 1 から判るように、 T_E 一定の下で T_{Cs} を上昇させると ϕ_E が低下するため α も低下する。しかし、この動作条件では既に $\alpha < 1$ となっているために α の一層の低下による出力電流の減少よりは ϕ_E の低下による出力電流の増加の方が顕在化しやすい。この結果、出力電流は図 8 の光照射無しの曲線で示されるように照射時間の経過とともに僅かに上昇し、照射開始後 8 分程度で飽和したと考えられる。これとは対照的に同一条件で光を照射した場合には、 T_{Cs} の上昇とともに出力電流も増大し、S 字曲線の特性に近づく。これは光照射により生成されたセシウムイオンが α を改善した結果であると考えられる。図 9 は、 $T_{Cs0}=343\text{K}$ の時のランプ電流をパラメータとして測定された光照射有りの場合の出力特性である。ランプ電流が大きく発電器への Q_{in} が大きいほど出力電流は増大する。これは、 Q_{in} が大きいほど T_E が高くなって熱電子電流が増大し、同時に T_{Cs} も上昇して光電離により生成される n_p が上昇するため α の低下が少なく、熱電子電流の増加が出力電流の増大に結びつくからであると思われる。図 10 は T_{Cs0}/T_{Cs1} をパラメータとした光照射有りの場合の出力特性である。ここで T_{Cs1} は光照射 10 分後の T_{Cs} である。前述のように、光照射を行って空間電荷が中和された状態では、出力電流は S 字曲線に従う。 T_{Cs} を高温に保つことで T_E が同じであっても出力電流は増大することが判る。光照射の効果として、 T_E , T_{Cs} の上昇に加えてセシウム原子の励起と電離が考えられる。これを調べるにはプローブによる詳細なプラズマ密度の実測が必要となる。貢数の制限もあってこれに関する詳細は別報に譲ることにした。

図10 初期セシウム蒸気温度と出力特性。 T_{Cs0} : 初期セシウム蒸気温度、 T_{Cs1} : 10 分後のセシウム蒸気温度、 T_E : エミッタ温度

Fig.10. Effect of initial cesium gas temperature on the output characteristics. T_{Cs0} : initial cesium gas temperature, T_{Cs1} : cesium gas temperature after 10 minutes, T_E : emitter temperature.

5. まとめ

セシウムは励起ならびに電離電圧が低いために、太陽光の短波長成分によって光励起が可能であり、空間電荷の中和に必要なプラズマを生成できる。さらに、太陽光の長波長成分はエミッタの加熱に有効である。本論文では、太陽光を電極加熱の熱源と空間電荷中和のための補助放電に利用する新しいコンセプトに基づいた光照射型熱電子発電の可能性を実験と計算によって検討した。実験では、非点火モードにおいて光照射を行うことで出力電流が大幅に増大することが確認された。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、負の空間電荷が緩和され、エミッタ前面に生じる負の電位障壁が解消されたことによるものである。S字曲線によると、 $T_e \leq 1,400\text{K}$ の低温動作で発電効率をより一層高め、発電器出力を実用レベルにまで増大させるには、セシウム蒸気圧を高めることが必要である。これには発電器からの熱損失を軽減することが必要であり、具体的な対応策として、熱電子発電器を真空容器内に設置することが考えられる。セシウム蒸気圧が高まれば、セシウム蒸気による照射光の吸収効率も高まって光電離が起こり易くなり、より高効率の発電が期待される。

エミッタの放射率は0.2程度であることが実験により明らかにされた。これはエミッタへの入射エネルギーの80%が反射されることを意味する。今後、高効率の発電器を開発するに当たって、エミッタ加熱の効率を上げることが必要であり、放射率の大きな電極材料の開発が重要となる。

(平成11年2月22日受付, 平成11年4月15日再受付)

謝意

本研究は、(財)静岡総合研究機構学術教育推進事業費補助金萌芽的研究助成の交付を得て実施されたものである。また、エミッタ材料の支給に関して、東京タングステン(株)のご支援を得た。ここに記して、謝意を表する。

参考文献

- (1)N.S.Rasor, "Thermionic energy conversion plasma", IEEE Trans. on Plasma Science, vol.19, No.6, pp.1191-1208, (1991)
- (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, 第70巻, 第10号, pp1045-1056, (1994)
- (3)J.M.Houston and H.F.Webster, "Thermionic energy conversion", Advances in Electronics and Physics (Academic Press. New York), vol.12, pp.125-206, (1962)
- (4)J.B.Taylor and I.Langmuir, "Vapor Pressure of Cesium by the Positive Ion Method", Phy.Rev, vol.51, pp.753-760, (1937)
- (5)Kaare J.Nygaard, "On the Effect of Cesium in Photoionization Laser Plasmas", IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. QE-9, No.10, p.1020, October (1973)
- (6)Harald L. Witting and Elias P. Gyftopoulos, "An Ionization Process in a Low-Energy Cesium Plasma", J.Appl.Phys., vol.36, No.4, p.1328, (1965)

荻野 明久

(学生員)1974年4月9日生。1997年3月、静岡大学工学部電気工学科卒業。現在、同大学大学院理工学研究科電気・電子工学専攻博士前期課程在学。光照射により動作する熱電子発電器の研究に従事。

鄭 偉

(学生員)1962年2月8日生。1984年7月、中国浙江大学電気工学科卒業。1997年3月、静岡大学大学院理工学研究科電気工学専攻修士課程修了。現在、同大学大学院電子科学研究科博士後期課程在学。熱電子発電の研究に従事。

神藤 正士

(正員)1942年9月1日生。1971年3月、名古屋大学大学院工学研究科電気及び電子工学専攻博士課程修了。1971年4月名古屋大学工学部助手。1975年4月静岡大学工学部講師。1976年4月同助教授を経て1987年4月より同教授。工学博士。日本物理学会、応用物理学会、プラズマ・核融合学会会員。マイクロ波放電とその応用、熱電子発電等の研究に従事。