

光照射型熱電子コンバータの電位分布に関する研究

Study on Electric Potential Distribution in Light Irradiated Thermonic Converter

五島 敬史郎[†], 津田 紀生^{††}, 山田 諄^{††}
Keishiro GOSHIMA, Norio TSUDA, Jun YAMADA

Abstract The thermonic converter is one of direct generation, and it has many advantages. But the high operating temperature makes shortening of emitter's life. When the thermonic converter is irradiated by a light, the higher output current is obtained at the relatively lower emitter temperature. But it has not been understood why the output of the thermonic converter increased by the light irradiation. So the distribution of electric potential between the electrodes was theoretically analyzed. The potential distribution was calculated by integrating Poisson's equation. As a result of the calculation, it was seen that the photo-ionized electric charge made the potential barrier a sharp decrease. It was able to analyze quantitatively the output increase of the light irradiated thermonic converter.

1. はじめに

熱電子コンバータは、小型で構造が簡単、静粛性が高く、発電効率も高いという特徴を持つが、電極を高温に加熱するため、安定性や寿命が短い欠点を持つので未だ実用化には至っていない。そのため、熱電子コンバータ内にセシウムを封入し、光を照射することによって電極が比較的低温領域でも大きな出力が得られることが分かっている。^{1)~3)}しかし、いままでコンバータ内の定量的な解析は行われていない。そこで、本研究では、光照射を行ったときの電位分布を明らかにする事で解析を試みた。計算方法は、まず光照射を行わない状態での電位分布を求めた。この場合は、Q マシン中の電位分布形状を仮定し、電子、イオン密度を求める。この密度をポアソンの式に代入し 2 回積分することで電位分布を求めた。

光照射を行った場合、先に求めた光照射前の電子、イオン密度に実験から求めた光電離イオン密度を足

[†] 愛知工業大学大学院 工学研究科

電気電子工学専攻 (豊田市)

^{††} 愛知工業大学 電子工学科 (豊田市)

し合わせ、ポアソンの式で電位分布を求めた。この結果、光照射により電位障壁が著しく減少し、出力増加の様子を定量的に解析することができた。

2. 光電離イオン密度の測定

光照射を行った時の電極間電位分布を計算するため、最初に光電離イオン密度の測定を行った。実験装置は、以前の論文²⁾に詳細に記してあるのでここでは省略する。実験方法は、エミッタ電極を加熱せずにセシウム蒸気圧のみを変化させ、それに対する出力から光電離イオン特性とイオン密度を明らかにした。また、実験²⁾から出力が大きく現れた空間照射の場合のみについて実験を行った。

以後、電極を加熱した場合の観測された電流を出力電流、光電離イオンのみの電流を光電離電流と呼ぶことにする。

空間照射においてセシウム蒸気圧 1.2Pa、レーザ出力 10mJ 一定とし、照射光波長を変化させたときに対する出力電流密度を図 1 に示す。

これから、光電離電流も出力電流と同じように照

射光波長によって出力に著しい依存性があることが分かる。特に 623nm を越えたあたりから急激に立ち上がり 627nm でピークを持ち、その後ゆっくりと減少していく傾向は、光電離電流も出力電流も同じと考えられる。これはセシウム分子の遷移と照射光の波長が共鳴し、光電離が活発に起こったためと考えられる。そして波長 640nm 以降に数度現れる波長域の鋭いピーク出力は、セシウム原子の遷移によるものだと考えられる。

しかし、電流の値に注目してみると波長 627nm での出力電流は約 $20\text{A}/\text{m}^2$ であるのに対し、光電離電流の場合では約 $0.03\text{A}/\text{m}^2$ であり、ほとんど無視できるほど小さい値であることが分かる。

このことから、わずかな光電離イオンにより大きな出力が得られることが分かった。出力の増加はセシウムイオンの移動によるものではなく、空間電荷を中和しているのが主な役割であることが分かった。

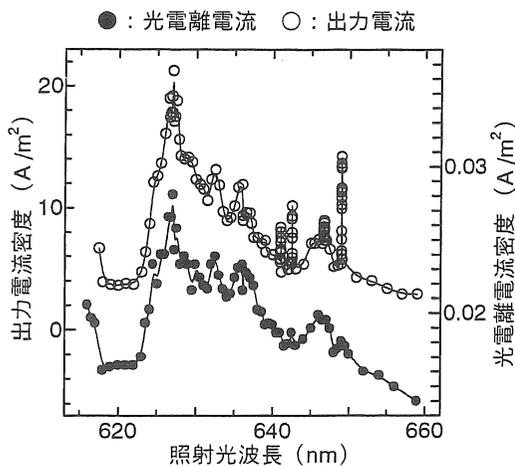


図 1 照射光波長 vs 出力電流密度

図 2 は、波長 627nm での光照射によって生成されたイオン密度を表したものである。イオン密度は、セシウム蒸気圧の上昇に伴って密度も高くなるが、2.7Pa 付近を境に密度は減少する傾向を示した。このように、密度がピークを迎える原因は、セシウム蒸気圧が高くなってくると管内のセシウム密度が大きくなるため、セシウム原子との衝突がしばしば起こる。それが電流の流れを妨げる抵抗となり出力にピークが現れる結果になったと考えられる。

この密度は以後に説明する光照射時での理論計算を行うにあたり利用した。

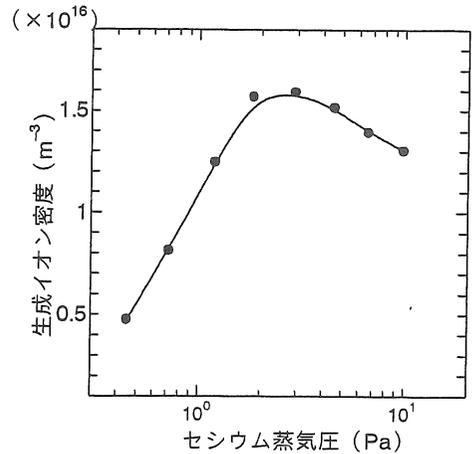


図 2 光電離生成イオン密度

3. 電位分布の理論計算

電離イオン特性の実験から、出力は光電離イオンが空間電荷を中和するためであると考えられる。そこで、光照射を行ったときの電界分布を明らかにする。しかし、実験により電位分布を求めるのが困難なため計算で求めることにした。電位分布を求めるにあたり、まずコンバータに光を照射しない状態での電位分布を求めることがコンバータの動作を解析する上で非常に重要である。次に光照射前の電位分布の理論計算の方法について述べる。

光照射前のコンバータ内は、エミッタ表面で生成されたイオンと電子によってプラズマ状態になっており、電位分布はこの密度比によって大きく変化する。この比を空間電荷中和度 α と定義する。

$$\alpha = \frac{n_{iE}}{n_{eE}} \quad (3.1)$$

ここで

n_{iE} は エミッタ表面におけるイオン密度

n_{eE} は エミッタ表面における電子密度

本実験の条件では空間電荷中和度 α はすべて 1 以下の電子過剰の状態になっていた。電極間が非常に短い場合には電位分布形状は、単純な下に凸の分布形状になると思われる。しかし、我々の実験装置は電極間距離が 15mm であり、このような比較的電極間距離が大きい場合には、複雑な形状になると思われる。そこで、電極間のプラズマ状態が良く似ている図 3 に示す Q マシンプラズマモデルの電位分布形状を適用し計算を行った。

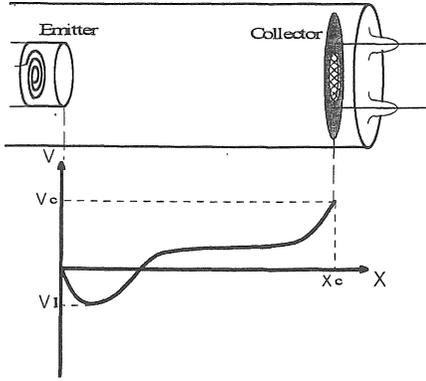


図3 適用した分布形状

次に電極間におけるイオン密度と電子密度について考える。エミッタ電極では、熱電子放出現象による電子放出と接触熱電離によるイオン放出が起こっておりこれらのイオンと電子は、定常状態においては、半マックスウエル速度分布関数で書き表される。

$$f_e = n_{eE} \sqrt{\frac{m}{2\pi kT_E}} \exp\left(\frac{-mv_e^2}{2kT_E}\right) \exp\left(\frac{eV}{kT_E}\right) \quad (3.2)$$

$$f_i = n_{iE} \sqrt{\frac{M}{2\pi kT_E}} \exp\left(\frac{-Mv_i^2}{2kT_E}\right) \exp\left(\frac{eV}{kT_E}\right) \quad (3.3)$$

この速度分布関数を速度で積分することにより密度を求めることができる。

ここで、以後の計算を簡単にするために、単位の無次元化をおこなう。電位をエミッタ温度で次のように規格化し η とした。

$$\eta = \frac{eV}{kT_E} \quad (3.4)$$

規格化によって図3の電位分布の模式図は図4のように書き表される。この電位分布を3つの領域に分割し、それぞれの領域についての速度範囲で、速度分布関数を積分することにより密度を求めることができる。この式を導き出すに当たり、誤差関数を使い電位 η の式で表している。それぞれの領域でのイオン、電子密度は以下に書き表すことができる。

領域①

$$n_i = \frac{1}{2} n_{iE} e^{-\eta} (1 + \operatorname{erf} \sqrt{\eta_c - \eta} - 2 \operatorname{erf} \sqrt{-\eta}) \quad (3.5)$$

$$n_e = \frac{1}{2} n_{eE} e^{\eta} (1 + \operatorname{erf} \sqrt{\eta - \eta_i}) \quad (3.6)$$

領域②

$$n_i = \frac{1}{2} n_{iE} e^{-\eta} (1 + \operatorname{erf} \sqrt{\eta_c - \eta} - 2 \operatorname{erf} \sqrt{-\eta}) \quad (3.7)$$

$$n_e = \frac{1}{2} n_{eE} e^{\eta} (1 - \operatorname{erf} \sqrt{\eta - \eta_i}) \quad (3.8)$$

領域③

$$n_i = \frac{1}{2} n_{iE} e^{-\eta} (1 + \operatorname{erf} \sqrt{\eta_c - \eta}) \quad (3.9)$$

$$n_e = \frac{1}{2} n_{eE} e^{\eta} (1 - \operatorname{erf} \sqrt{\eta - \eta_i}) \quad (3.10)$$

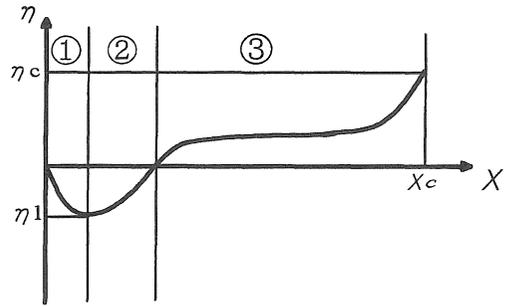


図4 規格化した電位分布形状

電位分布の計算は、1次元においてポアソンの式(3.11)を用いることにより求めることができる。

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e) \quad (3.11)$$

上式に密度を代入し、2回の数値積分を行うことで最終的な電位分布を求めることができる。積分の分割幅については、領域①、領域②についてはそれぞれを40分割し、領域③では100分割して行った。条件として、電極間距離を本実験装置の幅である15mm、またコレクタ電圧2Vとなるように、電位極小値を変化させる。以上のようにして光照射前の場合について電位分布を計算することができる。

次に、光照射後の電界分布の計算方法を説明する。この場合は、図5に示す光照射時の電子密度と熱電離イオン密度分布に、実験により計測した光電離イオンを足し合わせ、これをポアソンの式で2回積分することで求められる。

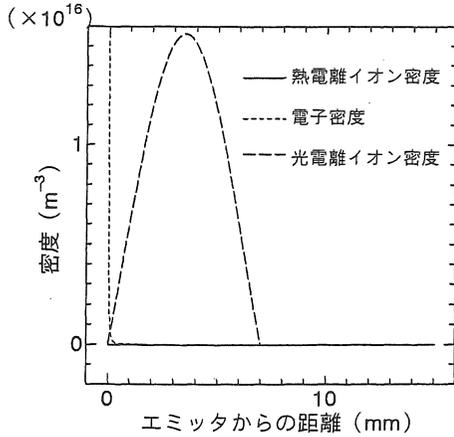


図 5 光照射時密度分布

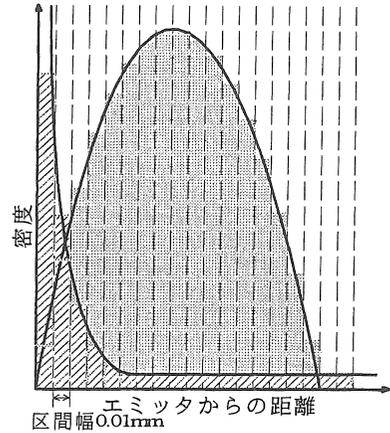


図 7 光照射時計算方法

ここで光電離イオン密度は、拡散時間を考慮に入れ、エミッタ電極直後から 7mm までの範囲でベッセル関数を用いた分布形状を仮定した。

図 5 の光照射時の密度分布をポアソンの式で 1 回積分すると電界を求めることができる。図 8 は電界分布形状の一例である。

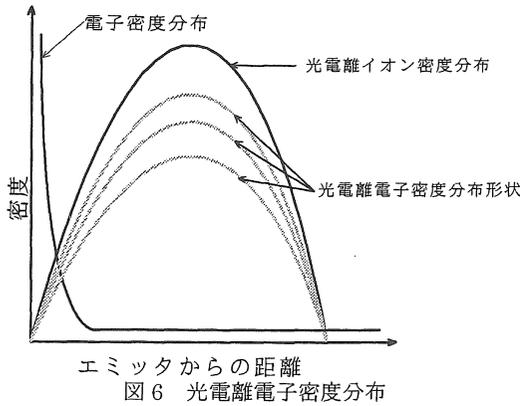


図 6 光電離電子密度分布

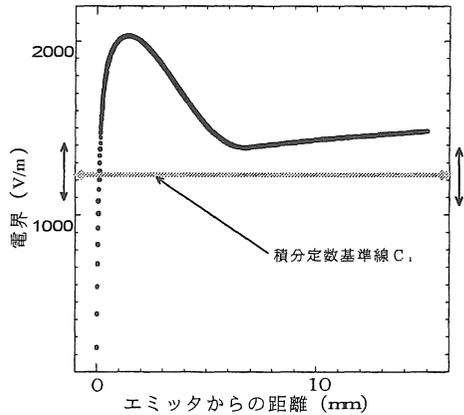


図 8 電界分布形状

もう一つ考慮することは、光電離イオンが生成されると同時に光電離電子も生成されることである。今回の計算においては簡略化のためにこの光電離電子密度の理論的な計算は行わず、図 6 に示すようなベッセル関数で表したイオン密度の割合を変えることにより近似を行った。電位分布を計算するにあたり、基本的にはポアソンの式を用いたが、照射前と同じように密度を規格化した電位 η の関数として表す方法では、光電離イオン密度を足して計算することが困難である。そこで、図 7 のように密度分布を 0.01mm の微小区間に分割し、この区間の中では定数と考えることにし、光電離イオン密度、光電離電子密度、電子密度、熱電離イオン密度を足し合わせて、ポアソンの式に代入し計算を行った。

しかし、この電界分布は積分定数 C を考慮に入れていないため値はすべて正の領域において示される。

$$\frac{dV}{dx} = -\frac{e}{\epsilon_0} \int (n_e - n_i) dx + C_1 \quad (3.12)$$

式 (3.11) を 1 回積分したとき (3.12) の積分定数 C_1 は区間位置に関わらずすべて同じ値を持ちその値は任意である。そこで、積分定数の定義として図 8 に示すように任意に変化させる基準線を設定しそれぞれの電界値から基準値を引くことで積分定数 C_1 とした。電界を 0.01mm の区間幅でもう一度積分することで電位が求まる。2 回積分を行うため新たな積分定数 C_2 を決定しなければならない。この

C_2 は電極間の電位極小値である。そこで2つの電位条件をあらかじめ与えた。1つはコレクタ電位2Vであり、もう1つは電位極小値 C_2 である。この極小値は、同条件で行った実験値²⁾を用いた。そして、光電離電子密度の割合と電界分布における積分定数 C_1 を条件に合うまで任意に変化させて計算を行った。

4. 電位分布の計算結果及び考察

はじめに、3章で記した方法で行ったコンバータに光を照射しない時の電位分布計算結果を述べる。

図9は、光照射前における電位分布の計算結果である。放出された電子によってエミッタ電極付近に空間電荷によるマイナスの電位障壁が形成されている様子が良く分かる。そして、電極温度が高くなる程電位障壁が下がっている。この理論計算から得られた出力電流値と、実験から得られた実測値を比較してみたところ誤差は係数2の範囲内であり、理論計算はほぼ正しいと思われる。

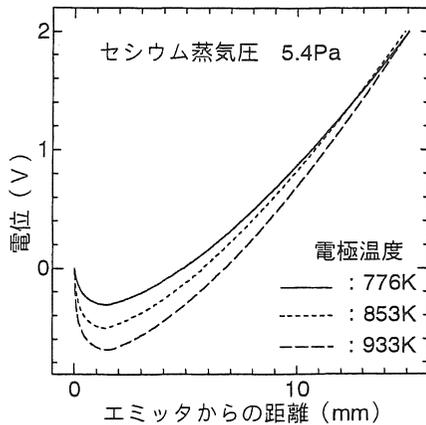


図9 光照射前電界分布

空間電荷による負の電位障壁ピークを障壁電位と呼ぶことにする。この障壁電位をセシウム蒸気圧の関数として図10に示す。ここから電極温度とセシウム蒸気圧の上昇に伴って障壁電位が低くなっていることが分かる。これは接触熱電離イオン放出がほとんど起こらないのに対し、熱電子放出はセシウムの電極吸着により大量に放出される。そのため、空間電荷効果による障壁電位が大きくなったものと考えられる。本実験条件では、障壁電位は約-0.7Vに

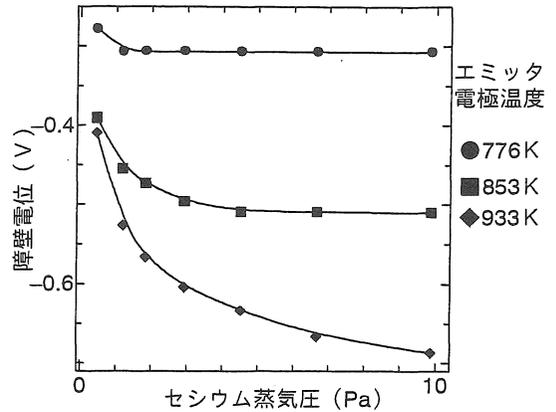


図10 障壁電位 vs セシウム蒸気圧

達していることが分かった。このようなことから、エミッタから放出された熱電子が負の電位障壁のためコレクタに達せず出力が十分に得られていないことが分かる。

次に、コンバータに光を照射し出力が増加した時の計算結果を述べる。

図11は、セシウム蒸気圧0.45Pa、電極温度776Kと、共に低い場合について光照射時電位分布の計算結果である。破線は照射前の電位分布を示しており、実線は光照射時の電界分布を示している。この場合は、充滿しているセシウム原子が少ないために光電離イオンによる空間電荷の中和がほとんど起こらず、電位分布の変化がないことが分かる。

図12は、セシウム蒸気圧5.4Pa、電極温度933Kの本実験で最も出力が大きく現れた条件の計算結果

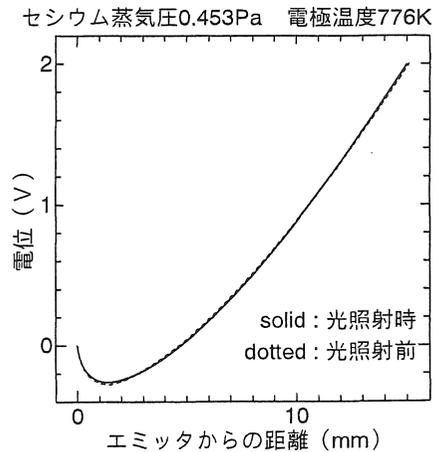


図11 光照射時電位分布

である。光照射によって電極間中の空間電荷による負電位領域が著しく減少し、エミッタ電極付近にわずかに残るのみとなっていることが分かる。また光照射時ではこの領域ではイオン過剰の領域が存在し、コレクタ電位よりも電位が高い領域が存在していることが分かる。

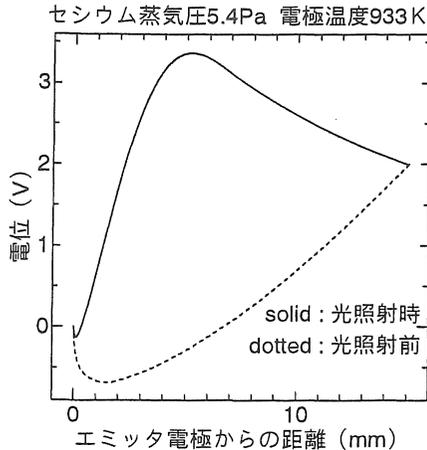


図 12 光照射時電位分布

図 13 は、計算結果から光照射によって電位障壁がどれほど減少したかについて示したものである。光照射によって電位障壁は著しく減少し、電極温度が高くなるほどその傾向が強くなる。933K では照射前の電位障壁に比べて約 80% 程減少したことが分かった。

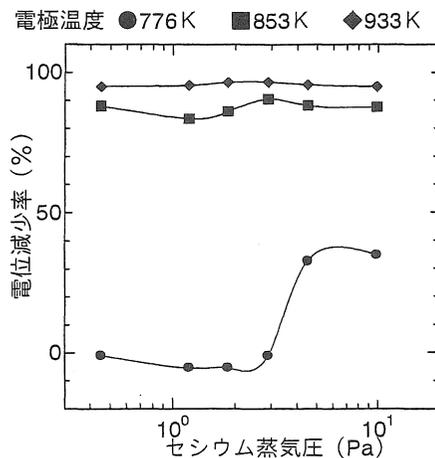


図 13 セシウム蒸気圧 vs 電位減少率

このようなことから、光照射により出力が大幅に増加する理由として、光電離イオンが空間電荷を中和し電位障壁を著しく減少させることで、障壁電位が小さくなる。このためエミッタ電極表面より放出された電子がこの壁を容易に越えることができ、コレクタに到達する電子が増加するため出力が大幅に増加すると思われる。

5. 総括

光照射型熱電子コンバータの電極間の電位分布を、ポアソンの式を積分することにより求めた。ここで得られた結果についてまとめる。

光電離イオン特性の実験から、出力の増加は光電離イオンの移動によるものではなく、空間電荷を中和することが主な役割であり、ここからわずかな光電離イオンによって大きな出力が得られることが明らかとなった。

理論計算により光照射前の電位分布を明らかにすることができ、空間電荷により電位障壁が 0.7V 近くまで形成されており、エミッタから放出された熱電子が電位障壁のためコレクタに達せず出力が十分に得られていない様子が分かった。

光照射時の電位分布を計算することができた。ここから、光電離イオンが空間電荷を効率よく中和している様子が明らかとなった。負電位領域はエミッタ電極付近に僅かに残るのみとなり、負電位の電位障壁が大幅に減少していることが分かった。

以上のように、熱電子コンバータに光を照射することにより、比較的低温領域において出力が大幅に増加する様子を定量的に解析することができた。

参考文献

- 1) 大竹知博 山田諄
愛知工業大学研究報告 第 31 号 B
pp44~48 1996
- 2) 川口朋秀 津田紀生 山田諄
愛知工業大学研究報告 第 33 号 B
pp55~60 1998
- 3) 山田諄 川口朋秀 津田紀生 神藤正士
電気学会論文誌 Vol 120-A
No3 pp357~362 2000

(受理 平成 12 年 3 月 18 日)