エバネッセント波効果を利用した GaSb 熱光起電力発電*

芦田 友祐^{*1}, 吉田 純^{*1}, 花村 克悟^{*2}

Thermophotovoltaic Generation of Electricity through Evanescent Wave Effect Using GaSb Cells

Yusuke ASHIDA^{*1}, Jun YOSHIDA and Katsunori HANAMURA^{*1} Graduate School of Science and Eng., Tokyo Inst. of Tech.
Ookayama 2-12-1, Meguro-ku, Tokyo, 152-8550 Japan

Thermophotovoltaic generation of electricity was investigated through near-field and far-field radiation experiments by making use of a schottoky diode and a p-n junction cells made of GaSb semiconductor. The maximum power for the far-field was not dependent on a gap between the cell and an emitter surfaces, provided that its view factor was almost unity. On further decrease in gap, the output powers for the schottoky and the p-n junction cells became 4.4 and 3.9 times higher than those for the far-field radiation regime, respectively. The increase in output power might be originated from a near-field radiation effect, that is, an evanescent wave effect.

Key Words : Thermophotovoltaic, Evanescent Wave Effect, GaSb Semiconductor

1. 緒 言

今日, 地球温暖化や化石燃料の枯渇が大きな問題になっている. そこで近年, 排熱の見直しや未利用エネルギーの開発が注目され, 蒸気タービンや熱電発電などを介して, それらの熱エネルギーから電気への変換に着目されつつある. その中でも熱エネルギーから光子を介して直接電気エネルギーに変換する熱光起電力 (Thermophotovoltaic:TPV) 発電に注目が集まっている. TPV 発電とは, 低バンドギャップである化合物半導体 (GaSb や InAsSbP など) などを利用することにより, 主に熱ふく射を電気に変換するシステムのことである. ここで GaSb においては, 可視光から $1.8\ \mu\text{m}$, また InAsSbP においては可視光から $3.2\ \mu\text{m}$ の波長範囲の熱ふく射を電気に変換できる. これにより, 高温域はもちろん中低温熱源からの発電が可能になる. また, 稼働部がないうえに, 発電効率は上記の波長範囲において最大 33 %, 発電密度は最大 $5\ \text{W}/\text{cm}^2$ (平均 $1\ \text{W}/\text{cm}^2$) と高いポテンシャルを有している. 例えば, 製鉄所を行き交う $1500\ \text{K}$ 近い圧延材料からの熱ふく射や, $700\ \text{K}\sim 800\ \text{K}$ の排ガスによりむしろ積極的に加熱した煙道管壁から放射される熱ふく射などを利用することにより, 直接電力を得ることが可能となる. さらに, ガス給湯器においては, 火炎温度約 $2000\ \text{K}$ に対して現在利用されているお湯の温度が約 $315\ \text{K}$ と, この熱輸送過程におけるエクセルギーロスが極めて大きい. この場合, $2000\ \text{K}$ の熱源を熱ふく射に変換し TPV 発電を行ったとしても十分給湯可能である. このように TPV 発電は, 未利用熱エネルギーや排熱を直接電気に効率よく変換できる 1 つの手法として有望と考えられる.

TPV 発電に関する研究は, システム全体の発電効率向上を目指す研究⁽¹⁾⁽²⁾, 発電に有効な波長のみを放射する波長制御表面⁽³⁾や特定波長のみを透過する電池表面フィルターの研究, さらに放射体表面に存在し強い電界を有する表面波であるエバネッセント波⁽⁴⁾ (近接場光) を利用し発電密度向上を目指す研究などが散見される. 特に, エバネッセント波については, 放射体表面と受光体表面の間隔が波長に比べて十分狭くなるにつれ, プランクの法則を超えるエネルギー輸送量が得られることが明らかになっている⁽⁵⁾⁽⁶⁾. さらに熱ふく射から電気へのエネルギー変換過程が, 数値計算により行われている⁽⁷⁾⁽⁸⁾. 一方, 著者らは, 市販の PV や TPV 電池を用いた実験を通し

* 原稿受付 2012 年 9 月 3 日

^{*1} 学生員, 東京工業大学 (〒152-8550 東京都目黒区大岡山 2-12-1)^{*2} 正員, フェロー, 東京工業大学理工学研究科 機械制御システム専攻
E-mail: ashida.y.ab@m.titech.ac.jp

て、このエバネッセント波効果により発電密度が増大することを明らかにしている⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾。しかし、市販の電池においては、電極がミクロンオーダーと高く、本効果を実験的に検証するには適していない。そこで、本研究では、電極の高さを低くした p-n 接合 GaSb 電池と付加的な電極を必要としないショットキー GaSb 電池を製作し、エバネッセント波効果を検証するとともに、発電密度の向上を目指すことを試みた。

2. 実験装置および実験方法

2・1 熱光起電力 (TPV) 電池

図 1 に、本実験に用いたショットキー電池(a)と p-n 接合電池(b)の概要図を示す。2 種類の電池とも基板として、厚さ 450 nm、有効面積 $5\ \mu\text{m} \times 6\ \mu\text{m}$ の n 型 GaSb (Te-doped) 基板を用いたため、可視光域から 1.8 μm までの波長が発電に寄与する。ショットキー電池は、この GaSb 基板に厚さ 5 nm の Ni 薄膜をスパッタし、n 型側の電極に厚さ 100 nm の AuGe をスパッタすることにより製作される。光入射側においては、Ni 薄膜がそのまま電極として機能する。このため、この電池は、表面が平坦であり、放射体に近接させやすいという利点を持つ。しかし、開放電圧が低く、低出力という欠点がある。一方、p-n 接合電池は、この GaSb 基板に厚さ 2 μm のアンドープ GaSb (p 型) を分子線エピタキシャル装置により成長させ、電極として、n 型側には厚さ 100 nm の AuGe を、一方、光入射側の電極には、グリッド状の厚さ 100 nm の Au をスパッタすることにより製作される⁽¹¹⁾。これらの電極は、オーム抵抗低減のため、アニーリング処理されている。

Fig.1 Thermophotovoltaic cell

2・2 実験装置及び方法

図 2 に示すように、実験装置⁽⁹⁾は、上部のタングステン赤外線放射体 (Emitter) が装着された 2 軸 (x および y 軸) ゴニオステージと、下部の TPV 電池が設置された z 軸ピエゾアクチュエータおよびそれを載せた x-y-z-φ 軸マイクロステージにより構成されている。これらは、気体による熱輸送を防ぐために、真空容器内に設置されている。その圧力は 1 Pa 以下である。面積 $5\ \text{mm} \times 6\ \text{mm}$ (高さ約 10 mm) の放射体は、外部から ZnSe レンズ窓を介して導入された、CO₂ レーザーにより、990 K~1100 K まで加熱される。この温度は放射体内に設置された熱電対により測定される。タングステンの熱伝導率が高いことから、この測定温度を放射体 (Emitter) 温度とした。

Fig.2 Schematic diagram of experimental setup

実験を始めるに当たり、まず、加熱する前に、放射体（エミッタ）表面に沿う直交する 2 軸（x および y 方向）を回転軸とするゴニオステージを用いて、その表面を傾け（図 2 の θ ）、電池電極との接触を通電検出する。これを、時計方向と反時計方向に、そして両軸に関して行い、互いに平行な表面とする。ほぼ平行に接触した位置からマイクロステージにより $30\text{ }\mu\text{m}$ 離す。その後エミッタを加熱する。非加熱の際、エミッタと電池の隙間は $30\text{ }\mu\text{m} \pm 1\text{ }\mu\text{m}$ と考えられるが、加熱後、エミッタの熱膨張により、正確な平行度と隙間を特定することができない。このため、通常の伝ば成分のふく射による発電出力が変化しない程度まで近づけた任意の位置を原点（ $0.0\text{ }\mu\text{m}$ ）とする。この原点から、ピエゾアクチュエータにより 100 nm ずつ z 方向に電池を移動させることによりエミッタに近づけ、発電時の電流と電圧を測定する。この際、可能な限りエミッタ温度が一定になるように、 CO_2 レーザー出力を調整しながら実験を行う。

3. 実験結果と考察

図 3 にショットキー電池による発電特性を I - V 線図として示す。このとき、ふく射を照射していない条件（図 3 の dark）において短絡電流密度が 0.02408 A/cm^2 を示していた（右側縦軸）ため、全ての測定値からこの値を差し引いた補正值（左側縦軸）を用いた。任意の原点から $0.5\text{ }\mu\text{m}$ 、 $1.1\text{ }\mu\text{m}$ の位置へと電池をエミッタ表面方向へ移動させても I - V 線図に変化しないことから、この領域においては、伝ば成分のふく射が主に発電に寄与していると考えられる。しかしながら、さらに、 $1.2\text{ }\mu\text{m}$ 、 $1.5\text{ }\mu\text{m}$ 、 $4.0\text{ }\mu\text{m}$ とエミッタ方向へ近づけた場合、短絡電流密度が急激に増大している。これは、伝ば成分のふく射では説明ができず、エバネッセント波が寄与していると考えられる。

Fig.3 I - V curves for the schottky diode cell

このとき、エミッタ温度を一定に保つことができなかったうえに実験途中にて電池がショートしたため、以下の補正を行い、エバネッセント波効果を評価した。まず、波長 $1.8\text{ }\mu\text{m}$ 以下の伝ば成分のふく射による電池の変換効率 η を以下のように求める。

$$\eta = \frac{P_0}{P_{in}} = \frac{P_0}{\frac{\sigma A(T_0^2 - T_1^2)}{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{1}{\epsilon_2} - 1} \times F_{0 \rightarrow 1.8\mu\text{m}}(T_0)} \quad (1)$$

ここで、 P_0 は、エミッタ温度 T_0 において測定された、任意の原点における最大出力、 P_{in} は、波長 $0 \sim 1.8\text{ }\mu\text{m}$ の範囲における入射ふく射エネルギー推定量である。式 (1) の分母において、 A はエミッタと電池の面積、 σ はステファン・ボルツマン定数、 T_1 は電池温度、 ϵ_1 はエミッタの放射率（0.3 を仮定）、 ϵ_2 はセルの放射率（ショットキー電池の場合 0.2、p-n 接合電池の場合 0.55 を仮定⁽¹¹⁾）、 $F_{0 \rightarrow 1.8\mu\text{m}}(T_0)$ は温度 T_0 における $0 \sim 1.8\text{ }\mu\text{m}$ の黒体放射分率である。ショットキー電池の開放電圧が低いため、式 (1) により得られる変換効率 η はおよそ 0.004% と低い。この変換効率 η を用いて、温度 $T_h = 1067\text{ K}$ 、 1073 K 、 1078 K における伝ば成分のふく射による推定最大出力 P' を以下のように求める。

$$P' = \eta \times \frac{\sigma A (T_h^2 - T_l^2)}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1} \times F_{0-1.8\mu\text{m}}(T_h) = P_0 \frac{(T_h^2 - T_l^2) F_{0-1.8\mu\text{m}}(T_h)}{(T_0^2 - T_l^2) F_{0-1.8\mu\text{m}}(T_0)} \quad (2)$$

図4にエバネッセント波効果が大きく寄与したと考えられる最大出力 P と、それと同じ温度における伝ば成分のふく射による推定最大出力 P' の比 P/P' を示す。なお、エバネッセント波効果がほとんど寄与していない領域では、ほぼ $P/P'=1$ となる。ここで、横軸は任意の原点からの移動距離である。図3において短絡電流密度値が大きく上昇した、電池の位置 $1.2\mu\text{m}$ において、図4では出力の比 P/P' が急激に上昇している。この $1.1\mu\text{m}$ から $1.2\mu\text{m}$ のわずか 100nm の間に、エバネッセント波効果により指数関数的に電界強度が高くなっていることが推測される。さらに電池をエミッタ方向へ近づけても出力はそれほど上昇しない。これは、電池とエミッタの平行度が完全ではなく、面積 $5\text{mm} \times 6\text{mm}$ のなかで最大 200nm の高低差によるものと考えられる。すなわち、電池移動距離 $1.2\mu\text{m}$ において一部接触し、多少平行度が改善される(電池と銅ブロックの間の銀ペーストが柔らかいため)ことにより、 $P/P'=4.4$ まで上昇するものの、完全な平行には達せず、出力も上昇しなかったものと考えられる。

Fig.4 Enhancement of output power by near-field radiation (evanescent wave effect) for the schottky diode cell
(P :Output power by near-field radiation P' :Output power by far-field radiation)

図5に p-n 接合電池の発電特性を I - V 線図として示す。p-n 接合電池では開放電圧が高く、波長 $0 \sim 1.8\mu\text{m}$ の範囲において伝ば成分のふく射における変換効率は 2% に達している。また、この実験においても、エミッタ温度を一定に保つことができなかったため、同様に補正を行い、図6に出力の比 P/P' を示す。ショットキー電池同様、エバネッセント波効果により、伝ば成分ふく射に比べて、その出力の比は最大で約 3.9 倍に達している。ここで、出力の比 P/P' が、エバネッセント波領域において大きく変動していること。これは、 CO_2 レーザーによるエミッタ温度制御が容易ではなく、多少の温度変動がエミッタの熱膨張、熱収縮を助長させ、エミッタと電池の距離が安定しなかったためと考えられる。

Fig.5 I - V curves for the p-n junction cell

Fig.6 Enhancement of output power by near-field radiation (evanescent wave effect) for the p-n junction cell

(P :Output power by near-field radiation P' :Output power by far-field radiation)

4. 結論

ショットキー電池と p-n 接合電池を用い、エバネッセント波効果により、出力密度がそれぞれ約 4.4 倍、3.9 倍に上昇することを示した。なお、p-n 接合電池においては p 型 GaSb の厚みを 100 nm オーダーまで薄くする⁽¹¹⁾ことで、10 倍以上の出力が期待される。

文 献

- (1) Kirikae, D., Suzuki, Y., and Kasagi, N., "A silicon microcavity selective emitter with smooth surfaces for thermophotovoltaic power generation", *Journal of Micromechanics and Microengineering*, Vol.20, No.10 (2010), pp.1-7.
- (2) 花村克悟, 平島大輔, "表面プラズモンポラリトン干渉による近接場熱ふく射のスペクトル制御", 第 49 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, Vol. 1+2 (2012), pp. 97-98.
- (3) 平島大輔, 花村克悟, "ふく射機能性表面の放射シミュレーション", 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 77, No. 782 (2011), pp. 1978-1993.
- (4) Francoeur, M., Menguc, M., P., "Role of fluctuational electrodynamics in near-field radiative heat transfer", *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, Vol.109, No.2 (2008), pp.280-293.
- (5) Hu, L., Narayanaswamy, A., Chen, X., and Chen, G., "Near-field thermal radiation between two closely spaced glass plates exceeding Planck's law", *Applied Physics Letters*, Vol.92, No.13 (2008), pp.1-3.
- (6) Mulet, J., P., Joulain, K., Carminati, R., and Greffet, J., J., "Enhanced Radiative Heat Transfer at Nanometric Distances", *Microscale Thermophysical Engineering*, Vol.6, No.3 (2002), pp.209-222.
- (7) Park, K., Basu, S., King, W., P., and Zhang, Z., M., "Performance analysis of near-field thermophotovoltaic devices considering absorption distribution", *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*, Vol.109, No.2 (2008), pp.305-316.
- (8) Basu, S., Zhang, Z., M., and Fu, C., J., "Review of near-field thermal radiation and its application to energy conversion", *International Journal of Energy Research*, Vol.33, No.13 (2009), pp.1203-1232.
- (9) 浅野雅夫, 深井尋史, Srinivasan, E., 花村克悟, "近接場光起電力発電の高密度化に関する研究", 第 47 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, 日本伝熱学会, Vol. 2+3 (2010), pp. 387-388.
- (10) Hanamura, K., Fukai, H., and Srinivasan, E., "Photovoltaic Generation of Electricity Using Near-Field Radiation", *ASME/JSME 2011 8th Thermal Engineering Joint Conference*, No.AJTEC2011-44513 (2011), pp.T20066-T20066-5
- (11) 花村克悟, 谷口祐司, Pachamuthu, Jayavel, Elaiyaru, Srinivasan, 深井尋史, 山田明, "近似黒体面を用いた熱光起電力電池の発電特性", 熱物性, 日本熱物性学会, Vol. 25, No. 1 (2011), pp. 15-20.