レーザーオリジナル

レーザー光送電に関する基礎研究

——レーザー光から電気へのエネルギー変換器——

石原博幸**・中村敏彦*・秋山秀典***
山部長兵衛*・堀井憲爾*

(1985年10月21日 受理)

Study on Power Transmission by Laser Beam

——Energy Converter from Laser Beam to Electricity——

Hiroyuki ISIHARA**, Toshihiko NAKAMURA*, Hidenori AKIYAMA***
Chobei YAMABE* and Kenji HORII*

(Received October 21, 1986)

Fundamental studies on power transmission by laser beam have been made. Computer calculations and fundamental experiments about the direct energy converter from laser beam to electricity are reported. According to the calculated results, the conversion efficiency of plasma direct converter(PDC) η_3 decreases with increasing of the kinetic energy of laser produced plasma and the total conversion efficiency η_t takes the maximum value of about 2.2%. However the efficiency η_3 has been measured to be about 0.07% experimentally. This low value comes from the poor electrostatic separation of ions and electrons in the PDC. Some proposals for the improvement of conversion efficiency are presented here.

1. はじめに

1960年に Maiman がルビーレーザーの発振に成功して以来、すでに25年が過ぎようとしているが、その間にレーザー光の様々な分野への応用が提案され実現されてきた。レーザー光の応用は一般に「コヒーレンスの良さ」の利用と「光エネルギー」の利用に大別される¹⁾。そのうち「光エネルギー」の利用のひとつであるレーザー光送電についての研究報告は少ない²⁾³⁾。

レーザー光を電力伝送に応用するという技術は、レーザー光のビーム拡がり小さいこと、エネルギー密度が大きくとれること、などの長所を利用するものである。大陸間送電や太陽発電衛星から地上への送電、太陽発電衛星から他の衛星への電力伝送などへの応用が考えられる。従来マイクロ波を用いた太陽発電衛星から地上へのエネルギー伝送に関する研究がさかんに行われている⁴⁾⁵⁾。

レーザー光送電とマイクロ波送電の2つの無

* 名古屋大学工学部電気工学教室 (〒464名古屋市中千種区不老町)

** 石川島播磨重工業(株)航空宇宙事業本部 (〒100 東京都千代田区丸の内1-6-2)

*** 熊本大学工学部電気工学教室 (〒860 熊本市黒髪2-39-1)

* Department of Electrical Engineering, Faculty of Engineering, Nagoya University (Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya 464)

Table I Characteristics of various converters²⁾.

type	principle	conversion efficiency(%)		remarks
		present	future	
solar battery	photoelectric effect of Si, CdS	5~10	10~15	problems for use of infrared rays and operation at high temperature
thermoelectric generation of electricity	Seebeck effect of PbTe, BiTe	5~10	15	low output, no maintenance, relatively strong
thermionic generation of electricity	electromotive force by thermoelectron of hot Mo, Nb	22	30	high temperature operation available for high power

線送電方式について比較検討してみる。第1にビームの拡がりに関しては、光導波ビーム伝送系を用いる場合、伝送路両端でのビームの直径 D は波動方程式の解析から $D = 2\sqrt{\lambda L/\pi}$ で与えられ、 $\lambda = 10 \mu\text{m}$ のレーザーと $\lambda = 10 \text{ cm}$ のマイクロ波の場合を比べるとレーザービームの受光直径は伝送距離とは無関係にマイクロ波のそれのわずか $1/100$ である。第2に伝送エネルギー密度は大気中の送電を考える場合、ビームにより大気が絶縁破壊を起こす限界電界により決まるが、レーザー光の破壊電界はマイクロ波のそれの $10^3 \sim 10^4$ 倍にもなる²⁾。したがってレーザー光の方がエネルギー密度を極端に大きくとれる。

送電に用いるレーザーの種類は大気中の伝搬効率、レーザーの発振効率等を考慮して現在のところ CO_2 レーザーが最も適していると思われる。

以上のような長所をもつレーザー光送電を実現する場合、レーザー光から電気へのエネルギー変換の高効率化が大きな問題の一つである。光から電気への変換技術としては、半導体の光電効果を利用する太陽電池、ゼーベック効果を利用する熱電気発電、熱電子起電力を利用する熱電子発電、水の加熱を利用する水蒸気タービンなどがある。太陽電池については、 CO_2 レーザーの波長 ($10.6 \mu\text{m}$) 領域で高効率で動作する素子は今のところ開発されていない。また熱電気発電、熱電子発電、および水蒸気タービンはすべて、レーザー光のエネルギーを一度熱エネルギーに変換してから発電するという方式な

ので、高効率は期待できない。MHD 又は、SURMAC 方式では磁界発生用電力が大きくなり、システム全体の効率の向上に問題がある。Table I にこれらの光・電気変換器の特性を示す²⁾。

我々は高効率の期待できるプラズマを媒体としたレーザー光・電気変換器を考案し、数値計算および基礎実験を行ってきたので、以下にそれらの結果について報告する。

2. プラズマを媒体としたレーザー光・電気変換器の原理

Fig. 1 にプラズマを媒体としたレーザー光・電気変換器の実験装置図を示す。高出力のレーザー光を固体ターゲットに照射すると固体表面がプラズマ化する。 CO_2 レーザー光の強度が、 10^{10} W/cm^2 以下と比較的低い領域ではプラズマはレーザー光から主に逆動放射によりエネルギーを得て膨張を始める。このプラズマが膨張していく前面に静電分離器を置いてイオンと電子を分離する。プラズマ中のイオンと電子はほぼ同じ速度で飛んで来るため両者の運動エネルギーの比は質量比となる。したがって、イオンの方が運動エネルギーははるかに大きいので電子とイオンを分離後イオンの持つ運動エネルギーを電気エネルギーに変換する。

Fig. 1 に示すように、この装置は①レーザー発振部、②プラズマ発生部、③プラズマ膨張部、④静電分離部、⑤発電部の各段階に分けることができる。

②、③のプラズマ発生、膨張過程については

Fig.1 Schematic diagram of the experimental apparatus.

慣性核融合の分野や応用物理の分野において、様々な種類のレーザー光、固体ターゲットを用いてさかんに研究されている⁶⁾⁷⁾⁸⁾。プラズマによるレーザー光の吸収率は最大90%にもなるとの報告がなされている⁹⁾。

④, ⑤の静電分離→発電の部分はプラズマ直接変換器(PDC: Plasma Direct Converter)と呼ばれる。この直接発電の方式は、W. L. Barr らにより、ミラー磁場を用いた核融合炉から漏れ出るプラズマを直接発電することにより、システム全体の効率を高めるために考案された¹⁰⁾¹¹⁾。PDCの第一段はPDC内の電界が外

へ及ばないようにするために接地された接地グリッド、第2段はプラズマ中の電子を追い返すために負電位に保たれたサプレッサ・グリッド、最終段はイオンを捕集するためのイオン・コレクタである。サプレッサ・グリッドとコレクタとの間にできる電界は入射イオンに対して減速する向きに作用するが、この電界に抗してイオンが侵入してくる時、発電が可能になる。

3. レーザー光・電気変換器についての数値計算

将来、装置の最適化に役立たせる目的で、

Fig. 1 に示したような実験装置について数値計算を行い、発電効率を求めた。以下にその方法および計算結果について述べる。

3.1 計算モデルの説明

Fig. 1 の実験装置をモデルとして、入射レーザー光の波形を与えた時に出力として得られるコレクタ電流波形を計算により求める。レーザー装置は、TEA CO₂ レーザーを用いる。このレーザー装置の出力パルスを Fig. 2 に示す。この波形は Au-Ge 検知器を用いて観測されたもので、ピーク値約 9×10^5 W/cm²、半値幅約 45ns のパルスとなっている。

固体ターゲットにはポリエチレンを用いる。ポリエチレンにレーザー光を照射した時、H⁺、H₂⁺、C⁺、C²⁺、C³⁺、…等のイオンが発生するが計算を簡単にするため、最も多く発生すると考えられる¹²⁾ C²⁺ からなるプラズマと仮定した。真空チャンバー内は高真空の状態を想定し、プラズマと残留気体分子との衝突は無視した。

サプレッサ・ブリッドに印加する電圧は -3 V、コレクタにつなぐ負荷抵抗の値は 50 Ω とした。また、サプレッサ・グリッドにおける電子とイオンの分離効率は 100 % と仮定した。

3.2 計算方法

Fig. 2 に示した固体ターゲット照射用のレーザー・パルス波形 $\Phi(t)$ (W/cm²) を微小時間

Fig. 2 Waveform of the irradiated laser beam.

Δt_1 でサンプリングし、波形をデジタル化する。サンプリング幅 Δt_1 は 0.5 ns とした。

時間軸上 i 番目の長方形の面積 $\Phi_i \cdot \Delta t_1$ は単位面積当りのエネルギー（エネルギー密度）となる。ターゲット面上でのレーザー・ビームの半径を R とすると、ビームの断面積 S は πR^2 となる。 R はレーザー光の拡がり角 $\Delta \theta$ を用いて

$$R = f \cdot \Delta \theta$$

で与えられる。ここで f はレンズの焦点距離である。この式を用いて R を計算すると、 $R \sim 300$ μm となる。この値はレーザー光照射後のターゲットの電子顕微鏡写真から測定した値とよく一致した。したがって $R = 300$ μm を計算に用いた。

i 番目の長方形が固体ターゲットに注入するエネルギー ϵ_i は次式で与えられる。

$$\epsilon_i = \Phi_i \cdot S \cdot \Delta t_1 \quad (1)$$

ここで

$$S = \pi R^2 \quad (2)$$

である。

このエネルギーがターゲットに与えられて、発生するプラズマのことを i 番目のプラズマ小集団と呼ぶ。時間 Δt_1 の間に発生する全イオン数、すなわち i 番目のプラズマ小集団に含まれるイオン数 N_i が理論式¹³⁾ から計算できる。また、レーザー光のエネルギーがプラズマに注入される割合、すなわちレーザー光の吸収率を η_i とするとイオン 1 個当りに与えられるエネルギー ϵ_c は

$$\epsilon_c = \frac{\eta_i \epsilon_i}{N_i} \quad (3)$$

と表される。計算に際して η_i は変数とした。

イオンの質量を M 、膨張速度を v_i とすると、

$$v_i = \sqrt{\frac{2 \epsilon_c}{M}} \quad (4)$$

Fig.3 Diagram for the mechanism of the generation of electric power at generating region.

となる。こうして求めた v_1 をもとに i 番目のプラズマ小集団がPDCに到達する時刻を計算する。時刻の原点はFig.2のレーザー・パルス波形の発振開始時刻とする。

PDCに入射後は、PDC内の電界からイオンの加速度を求め、各時刻におけるイオン小集団の位置を計算する。Fig.1の③の発電部をイオンがドリフトすることにより外部回路を誘導電流が流れる。この電流により負荷抵抗の両端で電圧降下が起こり、コレクタ電圧が変化する。この変化分を次の時刻における電界の計算にフィードバックする。このようにして各時刻において負荷抵抗を流れる電流と負荷で消費されるエネルギーを計算する。なお、実験ではコレクタに接続されたバイアス電圧 V_c を仮想負荷として用いた($V_c \gg R_L I$)が、計算の場合には V_c を用いず負荷は R_L のみとして計算を行なった。

③の発電部におけるイオンの運動エネルギーと電気エネルギーとの交換は次のように説明される。今 i 番目のプラズマ小集団(これに含まれるイオン数が N_1)がサプレッサ・グリッドからコレクタへ向ってドリフトする場合を考える。Fig.3に示すように x 軸をとり、時刻 t_0 におけるイオンの位置を x_0 、速度を v_0 とする。微小時間 Δt の間にこのイオンが微

小距離 Δx だけ、 x 軸の正方向にドリフトしたとする。この間速度は一定と仮定すると、

$$\Delta x = v_0 \cdot \Delta t \quad (5)$$

また、この間外部回路に一定の誘導電流 I が流れているとすると、 I は誘導電流を与える式¹⁴⁾から

$$I = \frac{N_1 q v_0}{d} \quad (6)$$

と表される。ただし、 d はサプレッサ・グリッドとコレクタとの間の距離である。負荷抵抗の値を R_L とすると、コレクタの電圧は $R_L I$ であるから、サプレッサ・グリッドーコレクタ間の電界 E は

$$E = \frac{V_g + R_L I}{d} \quad (7)$$

となる。ただし、 $-V_g$ はサプレッサ・グリッドに印加する電圧である($V_g > 0$)。この電界によりイオンは減速され運動エネルギーを失う。 Δt の間に失う運動エネルギーを $\Delta \epsilon$ とすると

$$\Delta \epsilon = N_1 q E \Delta x \quad (8)$$

この式に(5)式および(7)式を代入して

$$\Delta \epsilon = (V_g + R_L I) \frac{N_1 q v_0}{d} \Delta t \quad (9)$$

さらに(6)式を代入して変形すると

$$\Delta \epsilon = (V_g I + R_L I^2) \cdot \Delta t \quad (10)$$

この式の右辺は、直流電源 V_g を充電するためのエネルギーと負荷抵抗で消費されるエネルギーとの和になっている。左辺は運動エネルギーの減少分であるので、このようにして運動エネルギーと電気エネルギーとの交換が説明される。

レーザー光の光エネルギーからプラズマの運動エネルギーへの変換効率を η_1 、発生した全プラズマのうちPDCに入射するものの割合を η_2 、PDC内での変換効率(PDCに入射するプラズマの運動エネルギーに対する得られた電

気エネルギーの比)を η_3 とすると、最終効率(入射レーザー光のエネルギーに対する電気出力エネルギーの比) η_t は、

$$\eta_t = \eta_1 \cdot \eta_2 \cdot \eta_3 \quad (11)$$

となる。 η_2 は装置の幾何学的形状およびプラズマが膨張する際の指向性(プラズマ密度の角度依存性)により決まる値である。プラズマ密度をターゲット面の法線からの角度 θ の関数 $n(\theta)$ とした時、実験的にはほぼ

$$n(\theta) = n_0 \cos \theta \quad (12)$$

という関係式で表わされる¹⁵⁾。ここで n_0 は $\theta = 0^\circ$ でのプラズマ密度である。

3.3 計算結果

$\eta_1 = 50\%$ とした時のコレクタ電流波形の計算結果をFig. 4に示す。ピーク値は約3 mA、半値幅は約3.6 μsec となった。また $\eta_2 = 21.5\%$ と計算された。

η_1 を横軸に η_3 を縦軸にとった計算結果をFig. 5に示す。計算に使用したパラメータは V_c 以外は実験で使用したものと同じ(4.1の実験方法参照)である。効率 η_3 および η_t の算出をおこなうに当り、 T_e 及び u_a はAppendix中の式(A-1)を用いて計算した。この図から明らかなようにレーザー光からプラズマの運動エネルギーへの変換効率 η_1 を増大していくとPDCでの変換効率 η_3 は減少する。ここで η_1 が増大するということは、プラズマの運動エネルギーが増大することに対応する。したがって運動エネルギーの大きなプラズマがPDCに入射すると、PDCでの変換効率が下がるという

Fig. 4 Calculated waveform of collector current.

Fig. 5 Conversion efficiency of PDC (η_3), total efficiency (η_t) against the conversion efficiency from laser energy to plasma energy (η_1).

結果が得られた。このことは次のように説明される。運動エネルギーの大きなイオンが e^+ の発電領域に侵入してくると、この領域内の電界で十分減速されずにコレクタに衝突するため、衝突した時点で持っていた運動エネルギーが熱エネルギーに変わり損失になるためである。

また同図に η_1 を変化させた時の η_t の計算結果を示した。 η_1 と η_3 の相互依存性により η_t は $\eta_1 = 95\%$ 付近で最大となる。

3.4 検討・考察

η_2 は現有装置では21.5%であるが、Fig. 6に示すようにPDCの形をターゲットを囲む半

Fig. 6 Semi-spherical PDC.

球状の構造にすれば、 η_2 は90~100 %程度まで上げることが可能である。

また η_3 を増大するためには、イオンのもつエネルギーに応じてイオンを捕集する多段コレクタ方式が考えられる¹⁶⁾。コレクタ各段にあらかじめバイアス電圧をかけておく。この電圧は奥へ行くほど高くなっている。入射イオンは各段間の電界で減速され、各エネルギーレベルに応じて軌道を曲げられ、十分減速された後コレクタに入射する。この方式にすれば、コレクタに衝突して失われる熱エネルギーを少なくすることができ効率は向上する。

しかしながら Fig. 6 のような半球状構造にして多段コレクタ方式を採用する場合の PDC の設計は、かなり複雑になり今後の検討課題である。

4. レーザー光・電気変換器の基礎実験

4.1 実験方法

Fig. 1 に示した実験装置を用いて測定を行った。図のようにミラーを介してレーザー光を、真空チャンパー内に固定されたターゲットに照射する。真空チャンパー内の真空度は 10^{-6} Torr 程度とした。ターゲットから PDC までの距離は50cm、コレクタの有効径は22cmである。接地グリッドには幾何学的透過率81.2%、メッシュ間隔460 μm のステンレスメッシュを、サプレッサ・グリッドには幾何学的透過率40.7%、メッシュ間隔41 μm のステンレスメッシュを用いた。コレクタにはステンレス板を用いた。接地グリッドとサプレッサ・グリッドとの間隔は1 cm、サプレッサ・グリッドとコレクタとの間隔は1.5 cmとした。サプレッサ・グリッドに印加する電圧は-3 V、コレクタにつながる負荷抵抗の値は50 Ω とした。

コレクタに可変直流電圧を接続し、コレクタ電圧 V_c を変化させた時に得られるコレクタ電流波形を観察した。

4.2 実験結果

Fig. 7 に観測されたコレクタ電流波形を示す。

Fig. 7 Typical measured waveforms of collector current at $V_c = 0$ V (a) and $V_c = 235$ V (b) respectively.

(a)図は $V_c = 0$ Vの時、(b)図は $V_c = 235$ V の時の波形である。 V_c を増加していくと、サプレッサ・グリッド・コレクタ間の電界が増大し、運動エネルギーの小さなイオンは追い返されるようになりイオンによる電流は減少する。逆にサプレッサ・グリッドで完全に分離されずに発電領域に侵入してきた電子により電子電流が流れ始める。(b)図はイオンによる電流はほとんど流れずに電子電流が流れている波形である。

電流波形から平均電流を求め、得られた平均電流-電圧特性を Fig. 8 に示す。この図において V_c と I_c ともに正の領域で発電可能である。 $V_c = 130$ V付近で平均電流は正から負に変わる。130 V 以上では電子電流がかなり流れる。これはサプレッサ・グリッドにおけるイオンと電子の分離が効率よく行われていないことによる。

さらに電流波形からエネルギーを求め、エネ

Fig. 8 Collector current vs. voltage characteristics.

Fig. 9 Output energy of PDC against collector voltage.

ルギー—電圧特性をプロットしたものをFig. 9に示す。 $V_c = 50 \sim 60$ V付近でピーク値約 2×10^{-4} Jをもつ。このピークの時の各段階におけるエネルギーおよび効率をTable IIに示す。

Table II において、レーザー光からプラズ

マの運動エネルギーへの変換効率 η_1 は次のようにして計算した。観測された電流波形から各時刻における密度および速度が得られ、それから各時刻におけるイオンの運動エネルギーが求められ、それを積分して一現象当りの全運動エネルギーが計算される。こうして求めたプラズマの運動エネルギーと入射レーザー光のエネルギーの比を求めることにより η_1 が求められる。また η_2 は前節3.3 で計算された値である。

4.3 検討・考察

前節のFig. 5に示した計算結果において、 $\eta_1 = 50\%$ とすると η_3 は17.1%となる。実験結果から計算された η_3 は0.07%と極めて低い値となった。これは i) レーザー生成プラズマの運動エネルギー (Table II の E_2) が過大に評価されている (従って η_1 , E_3 も) 恐れがあるのと ii) Fig. 5 の計算の場合には、サブレッサグリッドでの静電分離は100%達成されるものと仮定して計算されているが、現実には分離効率が悪くPDCの出力エネルギー E_4 (測定値) が小さくなり効率 $\eta_3 = E_4/E_3$ が計算結果に比べて非常に小さくなったものと考えられる。即ち、プローブを用いてレーザー生成プラズマ密度 n_i を求める場合、イオン飽和電流 $I_{is} = Sn_i e \langle v_i \rangle / 4 = (Sn_i e / 4) (8kT_i / \pi M)^{1/2}$ の式が用いられたが、むしろプラズマの膨張速度 U を用いて、 $I_{is} = S(\sum n_i Z) e U$ より n_i を求めるべきかもしれない。後者の場合ピークで $n_i \sim 1.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ となり、前者の値 $n_i \sim 1.5 \times$

Table II Energy at each region and conversion efficiency.

Energy (J)		Conversion efficiency	
Irradiated laser energy	E_1	2.0 J	$\eta_1 = 50 \sim 70 \%$
Kinetic energy of produced plasma	E_2	1.0 ~ 1.5 J	
Kinetic energy at entrance of PDC	E_3	0.2 ~ 0.3 J	$\eta_2 = 21.5 \%$
Output energy of generation of electric power	E_4	2×10^{-4} J	$\eta_3 = 0.07 \%$

10^{12} cm^{-3} に比べて1桁小さい値となる。従って前者の値を採用する場合には、Table II の E_2 , E_3 および η_1 の値はほぼ1/10と評価される。一方、静電分離に関してはデバイ長 $\lambda_D \sim 0.038 \text{ mm}$ ($n_1 \sim 1.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, $T_e \sim 4 \text{ eV}$) に対して実験に用いたサブレッサグリッドのメッシュ間隔 $l = 0.041 \text{ mm}$ で $\lambda_D \sim l$ ($n_1 \sim 1.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ の値を採用した場合には $\lambda_D \sim 0.012 \text{ mm}$ となり $\lambda_D < l$) となる。 $\lambda_D \leq l$ の条件では分離が不十分で、このことは Fig. 8 で示される電流-電圧特性において V_0 を 130 V 以上にすると電子電流が流れることから裏付けられる。更に分離効率を上げるためには λ_D として l の数倍の大きさが必要であり注1), 市販されているメッシュの l を考慮した場合、Fig. 1 の㉔のプラズマ膨張部の距離をもっと大きくしなければならない。しかしながら、たとえ膨張部の距離を大きくとってもレーザー-プラズマエネルギー変換効率 η_1 を増大するためにレーザー出力エネルギーを増すとPDC入口でのプラズマ密度 n_1 が増大するため、 λ_D と l との関係をも十分考慮する必要がある。また、プラズマのエネルギー分布の広がりも大きくなり、コレクタでのプラズマの運動エネルギーは損失となり η_3 は減少の傾向を示す。従って η_3 の改善策としてプラズマのエネルギー分布に応じた多段コレクタ構造を採用する必要がある。しかし注1) で述べているようにコレクタの段数を増すと η_3 の改善は飽和の傾向が現われる。

5. まとめ

プラズマを媒体としたレーザー光の電気変換器について検討した。この装置でレーザー光からプラズマの運動エネルギーへの変換効率を η_1 、発生したプラズマのうちPDCに入射するものの割合を η_2 、PDCでの変換効率を η_3 と定義した。

数値計算から次のような結果が得られた。

- ① $\eta_2 = 21.5\%$ と計算された。これはターゲットPDCの幾何学的配置およびレーザー生成プラズマの指向性により決まる値であ

る。

- ② 発生するプラズマの運動エネルギーを増大していくと、PDCの変換効率 η_3 が下がることが確認された。これは運動エネルギーの大きなイオンは、Fig. 1 の㉔発電部の電界で十分減速されずにコレクタに衝突して、余分な運動エネルギーが熱として失われるためである。

さらに基礎実験から次のような結果が得られた。

- ① $\eta_3 = 0.07\%$ と低い値となった。これは
 - ㉔ 静電分離部におけるプラズマ密度が高いため、㉔における分離効率が低くなっていることが原因であると考えられる。静電分離効率及びメッシュ電極の幾何学的透過率を大きくすることにより顕著に改善されることがその後の実験で明らかとなった。
- ② $\eta_1 = 50 \sim 70\%$ となり、レーザー光のエネルギーがプラズマの運動エネルギーへ比較的高効率で変換されていることがわかった。

以上のような結果から今後の課題として、効率改善のため以下のような対策を提案した。

- ① 幾何学的構造により決まる η_2 を改善するためPDCの構造をFig. 6のように半球状の構造にすればプラズマの回収率は90%以上期待できる。
- ② 多段コレクタ方式にすれば、PDC内部においてプラズマの運動エネルギーが熱として失われる分を少なくすることができる。
- ③ プラズマの膨張距離を大きくしてプラズマ密度の薄い所で静電分離を行えば、イオンと電子の分離効率を上げることができる。

参 考 文 献

- 1) 阿座上, 岩澤, 久保 他; “現代レーザー工学” (オーム社, 1981)
- 2) 堀井; 電総研彙報 36 (1772) 279.
- 3) 栗木, 赤井; 東大宇宙航空研究報告 17 (1980) 287.
- 4) P.E.Glaser: Proc. IEEE 65 (1977) 1162.

- 5) W.C.Brown: Proc. IEEE **62** (1974) 11.
- 6) G.Cook and P.E.Dyer: J.Phys. **16** (1983) 889.
- 7) W.T.Silfvast and L.H.Szeto: Appl. Phys. Lett. **31** (1977) 726.
- 8) E.Fabre and C.Stenz: Phys. Rev. Lett. **32** (1974) 823.
- 9) C.Gaban-Labaune, E.Fabre, et al.: Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 1018.
- 10) W.L.Barr, R.W.Moir, et al.: J. Fusion Energy **2** (1982) 131.
- 11) W.L.Barr and R.W.Moir: Nucl. Tech./Fusion **3** (1983) 98.
- 12) A.W.Ehler: J. Appl. Phys. **46** (1975) 2464.
- 13) H.Puell: Zeit. fur Natur **25A** (1970) 1807.
- 14) 桜庭; “電子管工学” (森北出版, (1974) 102.
- 15) 直径15 mm ϕ のチャージコレクタをターゲット法線に対して左右0°, 20°, 40°, 60°, 75° に配置して測定を行なった。各々ターゲットからの距離は19cmである。一方、速度の角度依存性は、観測されなかった。
- 16) W.L.Barr, R.J.Burleigh, et al.: IEEE Trans. Plas. Sci. **PS-2** (1974) 71.

注1) その後、新に長さ5 m (直径16cm) の大型真空容器を試作し、PDC内での静電分離効率の改善を図った。ターゲット(この場合はカーボン)とPDCまでの距離は4.85 mで、ターゲットからPDCを見る仰角は0.94°である。PDCの前面4.7 mの位置でイオン密度を測定したところ最大 10^7 cm^{-3} 、電子温度15eVが得られた。これらの結果よりデバイ長は約1 cmとなる。一方、PDCの接地グリッド、サブレッサ・グリッドに使用したメッシュは30 mesh/inch、線間は817 μm と小さく、幾何学的透過率も93%と高いものである。その結果、変換効率 η_3 は1段コレクタの場合に最大約40%が得られ、PDC入射イオンのエネルギー分布を考慮して2段コレクタ構造にすると $\eta_3 \sim 65\%$ が得られた。これらの実験結果より更にコレクタの段数を増すと効率 η_3 は改善され、5段コレクタでは約76%となることが予想される。

Appendix 1

照射レーザー光の波形を微小時間 Δt でサンプリングした時、I番目の長方形パルスがターゲットに当たった時に発生する“I番目のプラズマ小集団”についての各種パラメータは次式を用いて計算された。

1) 電子温度 $kT_e(I)$:

$$kT_e(I) = C_1 \Phi_1(I)^{1/9} \quad [\text{erg}] \quad (\text{A}-1)$$

$$C_1 = \alpha^{-2/3} (3\text{MCR}/50)^{2/9}$$

ここで、

$\Phi_1(I)$: レーザー光のパワー密度 $[\text{W}/\text{cm}^2]$

k : ボルツマン定数

M : イオンの質量 $[\text{g}]$

C : レーザー光の吸収係数に関係した定数

R : ターゲット面上での集光ビーム

径。また、 α は z をイオンの価数、

T_i をイオン温度とすると、

$$\alpha = \begin{cases} 1 & \dots\dots(T_i = 0) \\ (z+1)/z & \dots(T_i = T_e) \end{cases}$$

2) レーザープラズマ発生直後のプラズマの流速 $u(I)$ およびイオン密度 $n(I)$:

$$u(I) = C_2 \{kT_e(I)\}^{1/2} [\text{cm/sec}] (A-2)$$

$$C_2 = (5\alpha z/3M)^{1/2}$$

および

$$n(I) = C_3 \{kT_e(I)\}^{3/4} \quad [\text{cm}^{-3}]$$

$$C_3 = 12z/5CR^{1/2}$$

3) プラズマ小集団に含まれるイオン数 $N_1(I)$: 発生直後のプラズマ小集団を円筒で近似(円筒の底面積 $S_2 = \pi R^2$ 、高さは $u(I) \cdot \Delta t$)する。体積 ΔV は

$$\Delta V = S_2 \cdot u(I) \Delta t \quad [\text{cm}^3]$$

で与えられ、この円筒内に含まれるイオン数 $N_1(I)$ は次式で与えられる。

$$N_1(I) = n(I) \cdot \Delta V$$

4) プラズマの膨張速度 $V(I)$:

$$\text{I番目のレーザーパルスのエネルギー} = \Phi_1(I) \cdot S_2 \cdot \Delta t \quad [\text{erg}]$$

$$\text{イオンの運動エネルギー} = N_1(I) \cdot \{M V(I)^2/2\} \quad [\text{erg}]$$

電子の質量を m とすると、

$$\text{電子の運動エネルギー} = z N_1(I) \cdot m V(I)^2/2 \quad [\text{erg}]$$

レーザー光のエネルギーからプラズマの運動エネルギーへの変換効率を η_1 とすると、エネルギー方程式は

$$N_1(I) M V(I)^2/2 + z N_1(I) m V(I)^2/2 =$$

$$\eta_1 \Phi_1(I) S_2 \Delta t \text{ となり、} V(I) \text{ を求めると}$$

$$V(I) = 12 \eta_1 \Phi_1(I) S_2 \Delta t / (m + ZM) N_1(I)^{1/2}$$