幾何学的不連続を持つ磁気絶縁電力伝送線の実効インピーダンス

学生員 平岡一毅 (東工大)

非会員 中島充夫 (東工大)

非会員 志甫 諒 (日本原子力研究所)

正員 堀岡一彦 (東工大)

Effective Impedance of Magnetically Insulated Transmission Lines
with Geometrical Discontinuity

Kazuki Hiraoka, Student Member, Mitsuo Nakajima, Non-Member (Tokyo Institute of Technology)

Makoto Shiho, Non-Member (Japan Atomic Energy Research Institute)

Kazuhiko Horioka, Member (Tokyo Institute of Technology)

Space charge electrons transport a considerable fraction of current in magnetically insulated transmission lines (MITLs). When MITL has geometrical discontinuity, the interaction between the disturbed electrons and non-linearly coupled electromagnetic field makes their behavior difficult to predict. In this paper, the power flow through those MITLs is discussed using a particle simulation code and an analytical model. The results show that the space-charge electrons tend to maintain the effective impedance of the transmission lines, by changing their distribution and boundary of the space charge flow. Although a fraction of the space charge flow shunts the gap when the discontinuity is larger than the critical value, the total current upstream the discontinuity is still preserved.

キーワード：磁気絶縁, 実効インピーダンス, 伝送線, 空間電子流

1. はじめに

伝送線によってTWクラス以上の大電力を伝送しようとする必然的にMV/cm以上の高電界が伴うが、どのような材料を用いたとしても、一般に陰極表面上の局所電界が200kV/cm程度[1]を越えると陰極導体表面から電子の電界放出が起こり、陽極に空間電子がリークしてしまう。従って通常の伝送線ではこのような大電力を伝送するのは不可能である。しかし、伝送線を通るパルス電流が十分に大きくなると、電流による自己磁場が電子の軌道を偏向させることにより、絶縁破壊を引き起こす電場に打ち勝って陰極を絶縁する(図1)。この現象を利用するのが磁気絶縁伝送線 (Magnetically Insulated Transmission Line : MITL) で、高エネルギー密度の電力伝送には必要不可欠な技術である[2]。

MITLを特徴づけるのは電極間ギャップ中に存在し、電流の一部を担う相対論的速度にまで加速された空間電荷電子流である。MITL内部では強力な電磁場と相対論的レベ

図1 磁気絶縁伝送線の概念図

Fig.1 Schematic diagram of MITL

ルにまで加速された荷電粒子とがエネルギーのやり取りを行ないながら電力輸送が行なわれる。

相対論的に振るまう荷電粒子と電磁場を記述するエネ

ルギー保存則は以下のように書ける[3]。

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \mu_0 H^2 + \frac{1}{2} \varepsilon_0 E^2 + \frac{T}{q} \rho \right) = - \operatorname{div} \left(\mathbf{E} \times \mathbf{H} + \frac{T}{q} \mathbf{J} \right) \quad (1)$$

ここで、左辺は単位体積当たりの電力密度と荷電粒子のエネルギーの時間変化であり、右辺は境界から流出する電磁エネルギーと荷電粒子の運動エネルギーを表している。また、 μ_0 、 ε_0 はそれぞれ真空の透磁率と誘電率、 $\mathbf{E}$ は電場、 $\mathbf{H}$ は磁場、 q は荷電粒子の電荷、 ρ は電荷密度、 $\mathbf{J}$ は電流密度、 T は電子の相対論的運動エネルギーである。これは言い換えれば、MITL内部では線路の単位長さあたりのエネルギー W_L が、電場のエネルギー W_E 、磁場のエネルギー W_H 、粒子の運動エネルギー W_{KE} によって

$$W_L = W_E + W_H + W_{KE} \quad (2)$$

というように分配されて運ばれるということを意味する。

図2のように伝送線路に幾何学的不均一がある場合、空間電子流は、幾何学的不均一による電場、磁場の変化によって擾乱を受け、電子流が変化することによりギャップ間の電場、磁場は影響を受けると同時に電子流の挙動にフィードバックされる。通常の伝送線路では電力が電場(W_E)と磁場(W_H)のみによって運ばれるため、電力の流れは線路の形状によって一意に決まり、解析的に予測可能である。しかし、MITLの場合は擾乱を受けた空間電子流のギャップ間の分布に自由度があり、場と電子が非線形に結びついて複雑な振るまいをするため予測が困難である[4]。実際の伝送線路は負荷部分との接合[5,6]、インピーダンスのマッチング[7-9]、測定装置の設置[10]などのためにしばしば形状を変化させることが必要となる。

このような背景のもと、荷電粒子と相互作用する電磁エネルギーが不均一部に流入したとき、空間電子流の分布はどのように決定されるのか解明し、不均一部の擾乱が電力輸送に及ぼす影響を明らかにすることが本研究の目的である。本研究ではPIC(Particle-in-Cell)シミュレーションを用いて下流で陰極半径が小さくなるような形状のMITLについて数値実験的に調べた。また解析モデルとして電流密度分布一様モデルを提案し、このモデルによって電流の損失がおこらない限界値を予測できることを示した。

図2 磁気絶縁伝送線に幾何学的不均一がある場合の空間電子流の挙動

Fig.2 Behavior of space charge electrons in MITL with geometrical discontinuity

2. PICシミュレーション

<2.1> 計算条件 断面変化を持つMITLの電力輸送特性を調べるために、負荷の影響がない場合(自己制限モード)でのMITLの動作について粒子シミュレーションを行った。これは伝送線が十分長い場合、もしくは負荷のインピーダンスが伝送線下流部と適合している場合に相当する。陽極(外側導体)の半径 r_a が一定で陰極(内側導体)半径 r_c が z 軸上で途中($z=15\text{cm}$)から小さくなるようなMITLでの電力伝送の様子を2.5次元PICコードMAGIC[11]を用いて計算した。セルのサイズは r (半径)方向が $0.5\sim 1\text{mm}$ 、 z (軸)方向が $2.5\sim 5\text{mm}$ とした。時間ステップは $2\sim 3\text{ps}$ 、マクロ粒子数は $50\text{万}\sim 200\text{万}$ である。

入力側境界($z=0$)には空間電荷のない陽極-陰極間に 2MV の電圧がかかるような分布の電場を与えている。従って、入力端の幾何学的形状で決まる線路のインピーダンス(幾何学的インピーダンス Z_0)に適合する電源で駆動するのと等価である。実際には空間電荷の存在のため、実効インピーダンスが低下し、MITLの電極間には 1.5MV の電圧がかかる。電圧パルスは $t=0$ で入射し始め、立上り時間 0.5ns でその後は一定値を維持するとしている。最初の数 cm では空間電子流層が完全に形成されていないので $z=5\text{cm}$ を実質的な入力端とする。出力側境界($z=100\text{cm}$)では電磁波および電子はそのまま反射することなく計算領域から出ていく。陽極、陰極はともに完全導体とし、電子の放出は陰極からのみとした。電子が放出される局所電場のしきい値は 0.23MV/cm とし、一度電子が放出し始めた陰極面上のセルでの電場は 0 とする。これは陰極表面で局所電場がしきい値をこえるとプラズマが形成されて電場が空間電荷制限条件になることに相当する。電子の初速度は熱速度程度($5\times 10^6\text{m/s}$)としている。

伝送線を通る全電流 I_0 の値は陽極面内側の磁場から計算した値を、陰極導体を通る電流 I_c は陰極面より内側の磁場から計算した値を用い、 I_0 と I_c の差を空間電子流 I_s と見なした。電極間の電位差 V_0 は電場を r 方向に積分して求め、伝送される電力は $P=I_0\times V_0$ の積を用いて算出した。また線路の実効インピーダンスは $Z_{ef}=V_0/I_0$ と定義した。電力輸送の議論にはパルスフロントが計算領域を通過して、MITLが十分定常に達した $t=7.5\text{ns}\sim 8.0\text{ns}$ の値の平均値を用いている。

<2.2> 損失のある場合 図3に幾何学的インピーダンスが 41.6Ω (半径比2)から 138Ω (半径比10)へと階段状に大きくなる場合の電流、電圧の典型的な波形を示す。空間電子電流によって全電流の半分程度が運ばれているのが分かる。また通常の伝送線とは異なり、幾何学的形状の変化による上流への反射波が見られない。また電流値は下流で減少しているのに対し、電極間電位差は上流と下流でほぼ同じに保たれている。通常の伝送線では下流でインピーダンスが大きくなれば、時間の経過(この場合は 1ns 程度)とともに

図3 上流の半径比2(陽極半径5cm, 陰極半径2.5cm), 下流の半径比10(陽極半径5cm, 陰極半径0.5cm)の場合の電流と電圧の波形 (a)上流($z=5$ cm), (b)下流($z=95$ cm)
Fig.3 Plots of currents and voltage of electro-magnetic pulse through MITL with step discontinuity. (upstream; $r_a=5$ cm, $r_c=2.5$ cm, downstream; $r_a=5$ cm, $r_c=0.5$ cm) (a) at $z=5$ cm and (b) at $z=95$ cm.

図4 上流の半径比2(陽極半径5cm, 陰極半径2.5cm), 下流の半径比10(陽極半径5cm, 陰極半径0.5cm)でステップ状の不連続を持つMITL内の電子の分布 ($t=8$ ns)
Fig.4 Electron distribution at $t=8$ ns for the case of Fig.3.

に幾何学的不連続部で生じた反射波が上流に達し、電位差が大きくなり電流値は減少するはずである。

このような通常伝送線との違いは空間電子流の挙動で説明できる。図4にパルスフロントが終端に達して十分時間が経過した後の電子の分布を示す。上流から不連続部に流入した電子流は擾乱を受け大部分が陽極へ流入している。陽極へ飛び込む電子の単位時間当たりのエネルギーを

合計すると上流と下流の電力の差とほぼ一致し、従って電流の損失は空間電子流の陽極への流入によるものである[4]。通常の伝送線ではインピーダンスが大きくなると電位差が増加するが、MITLでは電位差が増加しようとするれば、それによって空間電子が r 方向に加速され、通常伝送線の場合には反射波となる分のエネルギーを受け取って陽極および下流に流入する。従って反射波は生じない。また不連続部で下流と並列に電流路ができるため、上流と下流の電位差は同じ値に維持されることが明らかになった。

<2.3> 損失のない場合 上述の例で幾何学的インピーダンスの変化によって電流の大きな伝送損失があったが、幾何学的変化がもっと小さい場合は反射波の有無や伝送損失はどうなるであろうか。

図5に幾何学的インピーダンスが 41.6Ω (半径比2)から 46.6Ω (半径比2.17)へとわずかに大きくなる場合の電流、電圧の典型的な波形を示す。幾何学的変化が小さい場合は全電流値 I_0 は上流と下流で一致しており、電流の損失が全くないことが分かる。この場合でもやはり上流への反射は見られず、電位差も上流と下流で同じ値に維持されている。空間電子電流 $I_s(I_0-I_c)$ の全電流に対する比率は上流の50%程度から下流では60%へと増加している。

この場合の空間電子の挙動を見てみよう。電子の分布

図5 上流の半径比2(陽極半径5cm, 陰極半径2.5cm), 下流の半径比2.17(陽極半径5cm, 陰極半径2.3cm)の場合の電流と電圧の波形 (a)上流($z=5$ cm), (b)下流($z=95$ cm)
Fig.5 Plots of currents and voltage for smaller geometrical change. (upstream; $r_a=5$ cm, $r_c=2.5$ cm, downstream; $r_a=5$ cm, $r_c=2.3$ cm)

図6 空間電子流の広がりによる Z_{ef} の調整。 $t=8\text{ns}$ における電子の位置 (a)上流 $Z_0=41.6\Omega$ 、下流 46.6Ω (b)上流 $Z_0=41.6\Omega$ 、下流 55.0Ω
Fig.6 Adjustment of Z_{ef} by modulation of electron flow. (a)upstream $Z_0=41.6\Omega$, downstream 46.6Ω (b)upstream $Z_0=41.6\Omega$, downstream 55.0Ω

図7 図6(a)の場合の電流密度分布
Fig.7 Current density profile for the case of Fig.6(a)

を図6(a)に示す。図6(b)には下流の幾何学的インピーダンスがもう少し大きく、 55.0Ω (半径比2.5)の場合(この場合も電流損失はない)の空間電子の分布を示した。また図7に図6(a)の場合の不連続部上流と下流での電流密度分布を示す。下流では電流密度分布が r 方向にほぼ一樣になること、空間電荷層の境界が陽極側に移っていることが分かる。不連続部で陽極近くまで加速された電子は速度が大きいためより多くの電流を担うようになる。さらに不連続下流で電子が追加放出され、空間電子流 I_s は増加し、陰極の伝導電流 I_c は減少する。下流で幾何学的なインピーダンスが増加するような不連続があると、空間電子流の割合が増えるとともに空間電荷層が陽極側まで広がることになる。このような電子流の挙動によって下流の実効インピーダンスは上流とほぼ同じ値に調整されていることが明らかになった。

図8 下流での幾何学的インピーダンスに対する実効インピーダンス (矢印はインピーダンスの維持限界)
Fig.8 Effective impedance vs. geometrical impedance. (Arrows show the limit of impedance adjustment.)

た。

<2.4> 実効インピーダンスの幾何学的インピーダンス依存性

図8に下流の幾何学的インピーダンス Z_0 と実効インピーダンス Z_{ef} の関係を示す。ここでは比較のため印加電圧が2MV、4MV、8MVの場合と陰極半径が直角に変化している場合、5%の勾配の場合もプロットしている。電位差や勾配により違いはあるが、どのパラメータの場合も同じ傾向が見られる。下流の Z_0 がある限界値までは下流の Z_{ef} は一定値(上流と同じ値)であるが、それをこえると電流損失が始まり、 Z_{ef} は Z_0 に比例して大きくなっていく。電極間電位差は常に一定なので、 Z_{ef} の増加は即ち全電流値の減少と電力損失が発生することを意味する。

下流で幾何学的インピーダンスが大きくなるような不均一があるMITLの挙動は次のように要約できる。空間電子流は幾何学的変化に対して、 r 方向に広がることにより、可能な限りその影響を打ち消して電流値を維持する方向に応答するが、ギャップ間一杯に広がっても調整し切れない場合は陽極に接触し損失となる。損失が起きた場合でもギャップ間の電位差は維持され、上流への影響はない。

3. 電流密度一様層流モデル

以上述べたMITLの振る舞いは基本的には非線形な現象で、その予測にはある程度数値実験的な方法に頼らざるを得ないが、著者らはこのような大きな広がりを持った下流での空間電子流を取り扱う解析モデルとして電流密度分布一様層流モデルを提案した。このモデルは層流近似と図9(a)に示すような一様電流密度分布を仮定してMaxwell方程式を解くことによって得られる。ここで図中の $r_c < r < r_c'$ の領域は空間電子が存在するが、電流はほとんど流れていないと仮定している。

層流モデルとしてよく用いられるものとして、陰極を

図9 数値計算によって得られた不連続部下流での典型的な電流分布と電流密度一様モデル(a)、Brillouin Flow モデルの電流分布(b)の概念図

Fig.9 Schematic diagram of typical current density profile by PIC and constant current density model(a), Brillouin Flow model(b)

速度0で電子が飛び出し、正準運動量が保存されると仮定したMaxwell方程式の平衡解であるBrillouin Flowモデル[2,12,13]がある。このモデルにより図9(b)のような電流密度分布が解として得られる。擾乱のない上流ではPICの結果(図7参照)と近いが、下流では電流密度分布はPICの結果と大きく異なる。電子流が擾乱を受け運動量の分布が変化した下流ではこの仮定は適切ではないことがわかる。従って不連続部下流の空間電子流に対しては電流密度分布一様層流モデルを用いるのが適切であると考えられる。

この電流密度分布一様モデルを用いて、空間電子流層の r 方向の広がりによって Z_{ef} の値がどの程度変化するかを検討してみよう。このモデルによる Z_{ef} の導出を以下に簡単に示す。層流近似より、空間電子の運動量の変化を0とすると空間電子の運動方程式は

$$\frac{dp}{dt} = 0 = -e(E + v \times B) \quad (3)$$

ここで p は電子の相対論的運動量である。空間電荷層中に於けるMaxwell方程式は

$$\nabla \cdot E = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (4)$$

$$\nabla \times B = \mu_0 j \quad (5)$$

$$j = \rho v = \text{const.} \quad (6)$$

と表される。 v は電子のドリフト速度であり、 j は仮定により一定値である。また電流密度一様の仮定により磁場は

$$B_\theta(r) = \frac{\mu_0}{2\pi r} \left(I_c + \frac{r^2 - r_c^2}{r_b^2 - r_c^2} I_s \right) \quad (7)$$

となる。式(4)~(7)を用いて式(4)から v 、 ρ 、 B を消去し、微分方程式を解くことにより r 方向の電場 E_r を求めることができる。 $r_c' = r_c$ の場合を例として示すと、空間電荷層($r_c < r < r_b$)における E_r は r_b 、 r_c 、および $s = I_c/I_s$ を用いて、

$$E_r(r) = \sqrt{\frac{\mu_0}{2\epsilon_0} \frac{I_0}{\pi(r_b^2 - r_c^2)(1+s)}} \times \left[s(r_b^2 - r_c^2) - r_c^2 + \frac{1}{2}r^2 - r_c^2 \left(s(r_b^2 - r_c^2) - \frac{r_c^2}{2} \right) \frac{1}{r^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (8)$$

図10 空間電荷層の外縁 r_b に対する Z_{ef} の依存性(陽極半径5cm、陰極半径2cm)

Fig.10 Z_{ef} vs. boundary of space charge layer, r_b (r_a : 5cm, r_c : 2cm)

と表される。また、解の存在条件から、

$$s \geq \frac{1}{\left(\frac{r_a}{r_c} \right)^2 - 1} \quad (9)$$

という条件が必要となる。

(3)式を $r=r_c$ から r_b まで積分すると、空間電荷層の電位差が求められ、空間電荷層と陽極の間($r_b < r < r_a$)の電位差を加えることにより電極間電位差 V_0 を求めることができる。この V_0 を全電流 I_0 で割ることにより実効インピーダンス Z_{ef} は、

$$Z_{ef} = \frac{1}{4\pi(1+s)} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \times \left\{ \sqrt{1+2s} \left(2 \ln \frac{r_a}{r_b} + 1 \right) + \frac{sr_b^2 - sr_c^2 - r_c^2}{r_b^2 - r_c^2} \ln \frac{1+s+\sqrt{1+2s}}{s} \right\} \quad (10)$$

と見積られる。空間電荷層が陽極まで広がっている場合は、 $r_b=r_a$ と置いて、

$$Z_{ef} = \frac{30}{1+s} \left[\sqrt{1+2s} + \left\{ s - \frac{1}{\left(\frac{r_a}{r_c} \right)^2 - 1} \right\} \ln \frac{1+s+\sqrt{1+2s}}{s} \right] \quad (11)$$

となる。この値が空間電子流一様モデルを用いた時のインピーダンスの下限となる。

図10に一樣電流密度分布を仮定し、陽極半径5cm、陰極半径2cmの場合($Z_0=55\Omega$)の、空間電荷層の外縁 r_b に対する Z_{ef} の値の変化を示す。 I_c と I_s の比を一定とした場合には r_b が1cm陽極側に拡がると Z_{ef} は5Ω程度低下する。また $I_c/I_s=1$ の場合と $I_c/I_s=0.4$ の場合でも5Ω程度の違いがあり、 $Z_0=55\Omega$ に対して空間電子流の割合や電流層外縁の位置によって Z_{ef} が容易に変化し得ることを示している。

4. シミュレーションとの比較

次に電流密度分布一様モデルとPICシミュレーションの計算結果の平均値から算出した Z_{ef} の値を比較した。図11に空間電子流が陽極まで拡がった場合($r_b=r_a$)の、モデル

図11 PICのインピーダンス維持限界との比較

Fig.11 Limit of impedance adjustment obtained by constant current density model and PIC

とPICから求めた Z_{ef} の維持限界(空間電子流が陽極まで拡がったときを維持限界とする)を示す。解析モデルでは $d=(r_c-r_a)$ が5mmの場合と10mmの場合についてプロットした。 Z_{ef} の維持限界における伝導電流と空間電子流との比: $s=I_c/I_s$ の値はPICによる計算結果では0.4~0.6(電極間電位差が大きいほど s は小さくなる傾向にある)程度であるので、代表して $s=0.5$ の場合の値をプロットした。PICの結果と解析モデルの予測はよく一致している。

しかし上述のような議論では、 s の値に任意性があるために実効インピーダンス Z_{ef} の限界がどの程度か予測しづらい。陽極への電子流の流入が起こり始めると大きな伝送損失になるため、空間電子流の分布変化によってどこまで Z_{ef} が維持できるのか予測することは電力輸送を議論する上で非常に重要である。そこで s を決定する別の条件が必要となる。 Z_{ef} の維持限界を Z_{ef} のとり得る最小値、つまり空間電荷層が陽極ぎりぎりまで拡がり、かつ空間電子電流

の全電流に対する割合が最大の場合とすると、後者の条件は s が最小値をとることに相当する。 s の最小値は(9)式から与えられ、 $s=1/((r_a/r_c)^2-1)$ となる。この条件を(11)式に代入すると Z_{ef} の最小値 Z_{min} は

$$Z_{min}=30\sqrt{1-(\frac{r_c}{r_a})^4} \quad (12)$$

となる。

図12に電流密度一様モデルの Z_{ef} の下限 Z_{min} とPICによって得られた Z_{ef} の維持限界を示す。解析モデルによって求めた Z_{min} は d が十分小さく無視できる程度の場合と、 d が10mmの場合を示した。電流密度一様を仮定したモデルの下限値 Z_{min} と Z_{ef} の維持限界はよく一致しており、空間電子層が陽極側に拡がることによって実効インピーダンスを維持しているということを裏付けている。以上のことから下流で Z_0 が大きくなるような場合の Z_{ef} の維持限界は、電流密度一様モデルによって予測が可能であることがわかる。

また下流の幾何学的インピーダンスが大きい場合($Z_0>40\Omega$)、 Z_{min} はパラメータにかかわらずほぼ一定(30 Ω 程度)となることがわかる。したがって不連続に於ける空間電子流の損失を防ぐには上流側の実効インピーダンスを30 Ω より大きくしてやれば良いということがわかる。

5. 結論

本論文では特に空間電子流の振るまいに着目して不連続を持つ磁気絶縁伝送線の挙動について調べた。内容をまとめると以下ようになる。

PICシミュレーションにより、以下のことが明らかとなった。

1. 空間電子流は線路の不連続部(下流で幾何学的インピーダンスが大きくなる形状)に流入すると、半径方向の分布および全電流に対する割合を変化させ、不連続の影響を打ち消す方向に応答する。空間電子が幾何学的変化による影響を吸収しきれなくなると電力輸送の損失が生じる。
2. 不均一部上流ではBrillouin Flowモデルの予測に近い電流分布と電流密度分布を持つが、不均一部で擾乱を受けた電子流は下流では空間電荷層の境界が変化するとともに一様電流密度分布を持つ。

これらの数値実験結果をもとに、電流密度一様を仮定する解析モデルを提案した。また、このモデルを用いることにより、損失の起きない下流インピーダンスの限界値を解析的に予測できることを示した。また下流の幾何学的インピーダンスが40 Ω 程度より大きい場合、この限界値はほぼ一定(30 Ω 程度)になることを示した。

(平成11年6月30日受付, 平成11年10月18日再受付)

図12 電流密度一様モデルの解の存在限界(Z_{min})とPICの Z_{ef} 維持の限界値

Fig. 12 Lower limit of solution for constant current density model (Z_{min}) and Z_{ef} maintainance limit obtained by PIC.

- [1] R. B. Miller: An Introduction to the Physics of Intense Charged Particle Beams, (Plenum Press, New York, 1982)
- [2] M. S. Di Capua: IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE, PS-11 No.3, p.205-215 (1983)
- [3] M. Y. Wang: Appl. Phys. Lett. 33(4), p.284 (1978)
- [4] 平岡一毅, 中島充夫, 堀岡一彦, 志甫諒: プラズマ・核融合学会誌 Vol.75-5 CD, p.57-74 (1999)
- [5] D. D. Ryutov and R. N. Sudan: Proc. Beam's 94, p.144-149 (1994)
- [6] K. Horioka, K. Hiraoka, M. Nakajima and T. Aoki: NIFS-PROC-23, p.118 (1994)
- [7] P. Hoppe, W. Bauer, et al.: Proceedings of 12th International Conference of High Power Particle Beams (to be published) (1998)
- [8] S. E. Rosenthal: IEEE Trans. Plasma Sci., 19 No.5 p.822-830 (1991)
- [9] M. G. Mazarakis et. al: Appl. Phys. Lett., 70 No.7 p.832-834 (1997)
- [10] J. P. VanDevender: Journal of Applied Physics, 50 No.6 p.3928-3934 (1979)
- [11] B. Goplen, L. Ludeking, D. Smith and G. Warren: Computer Physics Communications, 87 Nos. 1&2 p.54-86 (1995)
- [12] John M. Creedon: Journal of Applied Physics, 46 No.7 p.2946-2955 (1975)
- [13] M. Y. Wang: Appl. Phys. Lett. 33(4), p.284 (1978)

平岡 一毅

(学生員) 1969年4月17日生まれ。1994年3月名古屋大学工学部電気電子電子情報工学科卒業。1996年3月東京工業大学大学院総合理工学研究科エネルギー科学専攻修士課程修了。現在同大学大学院創造エネルギー専攻博士課程在学。日本物理学会会員。

中島 充夫

(非会員) 1960年11月8日生まれ。85年東工大物理学科卒業、87年同大学院原子核工学専攻修士課程修了。東大原子炉工学研究施設技官、東工大総合理工学研究科技官を経て同助手、現在に至る。日本原子力学会、日本物理学会会員。プラズマ、原子核の研究に従事

志甫 諒

(非会員) 1946年10月18日生まれ。69年東京大学基礎科学科卒業、75年同理学系大学院博士課程修了。日本原子力研究所核融合工学部次長。東京工業大学客員教授。理学博士。日本物理学会会員。

堀岡 一彦

(正員) 1951年10月5日生まれ。1980年大阪大学大学院基礎工学研究科物理系専攻博士課程修了。東京工業大学大学院総合理工学研究科助手、助教授を経て現在創造エネルギー専攻教授。工学博士。日本物理学会、原子力学会、プラズマ・核融合学会、IEEE会員。