ミリ波・サブミリ波自由電子レーザーの コンパクト化について

正員 塩 沢 俊 之

大阪大学

キーワード

自由電子レーザー, チェレンコフレーザー, スミス・パーセルレーザー,
ミリ波・サブミリ波, コンパクト化

1. まえがき

自由電子レーザーは, 広い波長領域において大電力の電磁波を発生することが可能であり, かつ広い範囲にわたって波長可変であり, さらに高いエネルギー変換効率が期待できるという従来のレーザーにはない優れた特徴をもっている。しかしながら, 従来のレーザーに比べてレーザー装置が極端に大きくなるという欠点があり, そのために利用研究の進展が著しく遅れている。従って, このように優れた特徴をもつ自由電子レーザーを容易に利用できるようにするためには, 自由電子レーザーのコンパクト化が是非とも必要である。本報告では, 筆者らの研究グループによってこれまでに提案されてきた, ミリ波あるいはサブミリ波の領域における代表的な自由電子レーザーのコンパクト化のための具体的な方法を紹介する。

ところで, 光や赤外線領域では, 固体, 気体, 液体あるいは半導体などの材料を用いた各種のレーザーが開発されており, 現在では, 広い波長領域において電磁波の発生および増幅を行うことができる。一方, マイクロ波の領域では, 進行波管 (TWT), マグネトロン, クライストロンなどの電子管によって大電力の電磁波を発生することができ, また, 各種の半導体素子によって小電力の電磁波を発生することができる。ところが, 光や赤外線とマイクロ波の間に広がるミリ波あるいはサブミリ波の領域では, 光領域で開発されたレーザーやマイクロ波電子管を用いてこれらの領域における任意の周波数の電磁波を効率よく発生することは一般に困難である。なぜなら, レーザでは, その発振周波数はレーザーを構成する物質によって決まり, 任意の周波数で発振するレーザー物質を見つけることは容易なことではないからである。また, 発振周波数を自由に变化させることも一般に困難である。一方, 進行波管などのマイクロ波電子管は, ミリ波からサブミリ波の領域ではデバイス

の幾何学的寸法が波長とともに小さくなり, 大電力の動作をさせるためには熱的効果および絶縁破壊によるデバイスの損傷が問題になってくる。

一方, 自由電子レーザーは, 従来のレーザーとは異なり, 高速度で運動する電子ビームの運動エネルギーを電磁波のエネルギーに直接変換することによって短波長の電磁波を発生する。また, 発振周波数は, 電子ビームの加速電圧を変えることにより広い範囲にわたって連続的に変えることができる。自由電子レーザーは, マイクロ波から光波までの広い波長領域にわたる電磁波を発生することができるが, 特に, 従来の方法によっては有効な発振器を得るのが困難なミリ波からサブミリ波の領域に研究的な絞るのが望ましいと考えられる。もし進行波管 (TWT) やマグネトロンなどのマイクロ波電子管と同程度の大きさのコンパクトなミリ波・サブミリ波領域で動作する自由電子レーザーが実現すれば, 次世代情報通信, 宇宙通信, 高分解能レーダ, リモートセンシング, 物性研究, 医療などの広汎な分野への応用が期待でき, 波及効果は極めて大きいと考えられる。

自由電子レーザーは, 1977年に米国で発明 [1]されて以来今日に至るまで, 米国, イギリス, フランス, ロシア, 日本, 中国などの世界各国で精力的に研究が進められ, マイクロ波から光波までの広い波長領域における電磁波の発振に成功している。しかしながら, これらの研究の大部分は, 大きな研究所におけるビッグ・プロジェクトとして行われたものであって, レーザ装置が通常のレーザーに比べて極端に大きくなるという欠点を有している。自由電子レーザーのコンパクト化に関する研究は米国, 日本などで行われているが [2]-[8], 特に我々の研究グループでは [5]-[8], 進行波管 (TWT) やマグネトロンなどのマイクロ波電子管と同様に手軽に利用できるコンパクトな自由電子レーザーの実現を目指している。

我々の研究グループでは, ミリ波あるいはサブミリ波の領域における代表的な自由電子レーザーであるチェレンコフ自由電子レーザーとスミス・パーセル自由電子レーザーのコン

Compact Free-Electron Lasers in the Millimeter and Submillimeter Wave Regions

By Toshiyuki Shiozawa, Member (Osaka University)

パクト化を考えている [5]-[8]。ここで、チェレンコフ自由電子レーザとは、誘電体導波路と相対論的電子ビームから構成される自由電子レーザであり、スミス・パーセル自由電子レーザとは、金属グレーティング導波路と相対論的電子ビームから構成される自由電子レーザである。これらの代表的な自由電子レーザのコンパクト化のための具体的な方法としては、すでに半導体レーザにおいて広く採用され、優れた波長選択性が実証されている DBR (分布ブラッグ反射器) および DFB (分布帰還) の技術を自由電子レーザに取り入れることを考えている。まず、DBR レーザでは、導波路の両端に誘電体あるいは金属グレーティングから構成される反射器を配置し、レーザを共振器構造にする。一方、DFB レーザでは、レーザを構成する導波路を周期構造にし、その周期をブラッグ条件を満足するように選ぶ。

本報告では、紙面の都合により、一例として、DBR を用いたミリ波・サブミリ波領域におけるチェレンコフ自由電子レーザのコンパクト化 [5]-[7] について述べる。従来、チェレンコフレーザの研究では、主としてシングルパス型のレーザが取り扱われてきたが [9]-[24]、その場合には、電磁波はある程度の大きさまで増幅するには、長い導波路が必要であった。そのため、装置は大きなものとなり、また長い距離にわたって電子ビームと導波路を構成する誘電体表面との間隔を一定に保つ必要があり、これは技術的に大きな負担になると思われる。この難点を解決するために、導波路の両端に反射鏡を置くことにより、導波路を共振器構造にし、デバイスのコンパクト化を図り、導波路の長さを短くすることによって技術的負担を軽減する試みがなされている。

2. DBR 自由電子レーザのモデル

ミリ波あるいはサブミリ波の領域における代表的な自由電子レーザであるチェレンコフ自由電子レーザとスミス・パーセル自由電子レーザの 2 次元 DBR モデルを図 1 に示す。チェレンコフ自由電子レーザのモデルは、一方の導体平板に誘電体薄膜を装荷した平行平板導波路と、平板状の相対論的電子ビームから構成されている。一様な誘電体薄膜を装荷した平行平板導波路の両端には、適当な長さの誘電体グレーティングを装荷した平行平板導波路からなるブラッグ反射器が配置され、一様な厚さの誘電体薄膜が装荷された平行平板導波路とともにブラッグ共振器を構成している。一方、スミス・パーセル自由電子レーザでは、遅波構造として誘電体薄膜の代りに金属グレーティングが用いられる。すなわち、平行平板導波路の一方の平板にグレーティングを施し、相互作用領域とブラッグ反射器の部分のグレーティングの周期が異なるようになっている。以下では、紙面の都合により、前者についてのみ考察する。

簡単のために、電子ビームはイオンによって中和され、外部静磁界は印加されていないものとする。以下では、電子ビームに対する流体モデルを用いて、相対論的電子ビームに沿って伝搬する空間電荷波 (負エネルギー波) と誘電

(a) DBR チェレンコフレーザ

(b) DBR スミス・パーセルレーザ

図1 DBR 自由電子レーザの 2 次元モデル

体薄膜を装荷した平行平板導波路に沿って伝搬する遅波の結合による電磁波の増幅を考える。解析の基礎となる方程式は、マクスウエル方程式、電子に対する相対論的運動方程式および電子流に対する連続の方程式である。

3. 電磁波の増大および飽和特性

いま、時刻 $t=0$ の瞬間に、中心角周波数 ω のパルス電磁波を $z=0$ の位置に入射するものとし、このパルスが二つのブラッグ反射器の間を往復しながら、電子ビームからエネルギーをもらって増大し、遂には飽和に達し、出力側のブラッグ反射器から定常状態のパルス列が得られる様子を数値シミュレーションによって調べる。但し、パルス幅 L は、ブラッグ反射器の間隔 L_r の 2 倍よりも小さく、パルス電磁波の管内波長よりも十分長いものとする。このような仮定を設けたのは、出力端から出てくる一連のパルスが重なるのを避けるとともに、電磁波の増大の解析に準定常解析を用いることができるようにするためである。

$z=0$ の位置で入射されたパルス電磁波の平均電力を P_{i0} とし、電子ビームはブラッグ共振器に初速度 V_0 で入射するものとする。まず、電磁波と電子ビームのエネルギーの授受を考えるために、図 2 に示すように、電子ビームを z 方向に多数の微小な部分に分割し、各部分での電磁波の増大と電子ビームのドリフト速度の減少をエネルギー保存則を用いて逐次計算していく。パルス電磁波が出力側のブラッグ反射器に到達したとき、パルス電磁波の平均電力が P_{o0}

図2 電子ビームと電磁波のエネルギー授受

になったとすると、この電力の一部 $T_o P_{o0}$ は出力として取り出され、残りの $R_o P_{o0}$ は反射され入力側のブラッグ反射器の方へもどっていく。但し、 T_o および R_o は、それぞれ、出力側のブラッグ反射器の電力透過係数および電力反射係数を表す。もし、電子ビーム、誘電体薄膜ならびに平行平板導波路がすべて無損失であると仮定すると、出力側のブラッグ反射器で反射されたパルス電磁波はその平均電力を保持したまま入力側のブラッグ反射器まで伝搬する。これは、電子ビームと電磁波がお互いに反対方向に伝搬する場合には、両者の間でエネルギーの授受が起こらないためである。

パルス電磁波が入力側のブラッグ反射器に到達すると、その電力に入力側のブラッグ反射器の電力反射係数を掛けた部分 $R_i R_o P_{o0}$ が反射される。但し、 R_i は入力側のブラッグ反射器の電力反射係数を表し、この値はほぼ1に等しくなるようにブラッグ反射器の長さが調節される。入力側のブラッグ反射器で反射されたパルス電磁波は、先程エネルギーをもらった電子ビームと同じ電子ビームの別の部分（この部分は $z=0$ の位置に初速度 V_0 でブラッグ共振器に入射してくる）と相互作用をし、先程と同様の過程により電子ビームからエネルギーをもらって増大していく。それ以後は、パルス電磁波が二つのブラッグ反射器の間を往復しながら、先に述べた過程を飽和に達するまで繰り返す。飽和は、電子ビームと電磁波の相互作用が進むにつれて電子ビームのドリフト速度が減少し、その結果、電子ビームと電磁波の伝搬速度の同期が徐々にずれて行き、遂に出力側のブラッグ反射器の位置で電磁波の増大率が零になったとき、電磁波はもはや増大しなくなり、出力として取り出される電磁波の振幅は一定値に落ち着き、定常状態が実現される。

以下では、数値シミュレーションによって得られた結果を示す。シミュレーションに用いられた各種のパラメータの値は、表1に示されている。電子ビームのドリフト速度ならびに電磁波の周波数の初期値は、両者の間の速度整合の条件が満たされるように選ばれる。このようにして選び

表1 シミュレーションに用いた各種パラメータの値

Waveguide and Bragg Cavity

Separation between Parallel Plates h	5.0 [mm]
Relative Permittivity of Dielectric ϵ_r	2.12
Thickness of Dielectric Sheet a	0.5 [mm]
Groove Depth of Grating d	0.25 [mm]
Spatial Period of Grating Λ	0.88 [mm]
Separation between Grating Mirrors L_r	150 [mm]
Length of Grating 1 L_i	35.64 [mm]
Length of Grating 2 L_o	12.76 [mm]

Electron Beam

Beam Thickness $(g - b)$	0.25 [mm]
Beam-Dielectric Gap $(b - a)$	0.25 [mm]
Electron Density N_0	4.83×10^9 [/cm ³]
Initial Drift Velocity V_0/c	0.812
Plasma Frequency $\omega_p / 2\pi$	477 [MHz]
Initial Beam Voltage	364 [kV]
Initial Beam Current	0.471 A/cm

EM Wave

Frequency	136 [GHz]
Guide Wavelength λ_g	1.81 [mm]
Initial Power	10 [mW/cm]

出された電磁波の周波数は136GHzであり、これは管内波長にして1.81mmに相当する。また、出力側のブラッグ反射器の長さは、他のパラメータの値を一定としたとき、電磁波の出力が最大となるように調節される。

まず、パルス電磁波が二つのブラッグ反射器の間を往復しながら電子ビームからエネルギーをもらって増大していくときの、増大波の空間的増大率 α の時間変化の様子を図3に示す。図3から分かるように、増大波の空間的増大率は、電子ビームと電磁波の相互作用が進むにつれて次第に減少し、最後には出力側のブラッグ反射器の位置で零になる。電子ビームと電磁波の相互作用の初期の段階では、電磁波の電力のレベルは非常に低く、空間的増大率はわずかに変化しないが、電磁波がブラッグ共振器の内部を往復しながら増大するにつれて急激に減少するようになる。これは、電子ビームと電磁波の相互作用が進むにつれて電子ビームのドリフト速度が減少し、その結果、電子ビームと電磁波の速度の同期がずれてくるためである。増大波の空間的増大率が出力側のブラッグ反射器の位置で零になると、電磁波はそれ以上増大しなくなって、ブラッグ共振器から取り出される電磁波の電力は飽和に達し、一定振幅のパルス出力が得られる。

次に、ブラッグ共振器の内部に閉じ込められている電磁

図3 空間的増大率の時間変化

図4 電磁波の電力の増大特性

波の電力およびブラッグ共振器から取り出される電磁波の電力 P が時間的に増大していく様子を図4に示す。図4から明らかなように、電磁波の電力の増大は、電磁波がブラッグ共振器の内部を往復する回数が増加するにつれて次第に緩やかになり、遂には飽和に達する。一方、図5には、真空中の光の速度で規格化した電子ビームのドリフト速度 β の時間変化の様子が示されている。この図から、電磁波が二つのブラッグ反射器の間で往復を繰り返すにつれて電子ビームのドリフト速度が次第に減少し、遂にはある一定値に落ち着く様子がわかる。以上の図4と図5の結果を比較すると、電磁波の増大は電子ビームの運動エネルギーの減少によって賄われていることが確認できる。

ここで、本稿で取り扱ったDBRチェレンコフレーザに対して得られた数値結果と、これに対応するシングルパス型のチェレンコフレーザに対して得られた数値結果を、種々のパラメータの値が同じであると仮定して、比較してみよう。まずシングルパス型のチェレンコフレーザの場合には、電子ビームから取り出された電磁波の電力は、 $z = 1.17\text{m}$ で飽和に達し、飽和電力は 33.7kW/cm となった。一方、本稿で取り扱ったDBRチェレンコフレーザの場合には、ブラッグ共振器から取り出される電磁波の飽和電力の値は 32.1kW/cm となり、この値は前者の場合に得られた値にほぼ等しい。但し、後者の場合には、ブラッグ共振器内部に蓄えられる飽和電力の値は 166kW/cm となり、ブラッグ共振器から取り出される電力に比べてはるかに大きくなることに注意しなければならない。

最後に、ブラッグ共振器から取り出される電磁波の電力が、ブラッグ反射器の間隔の種々の値に対して、時間的にどのように変化するかを調べる。図6には、ブラッグ共振器から取り出された電磁波の電力と、電磁波が二つのブラッグ反射器の間を往復する回数との関係が示されている。図6の結果を求める場合には、与えられたブラッグ反射器の間隔のそれぞれの値に対して、ブラッグ共振器から取り出される電磁波の電力が最大となるように出力側のブラッグ反射器の長さが調節されている。図1に示したDBRチェレンコフレーザのブラッグ共振器の入力端に、パル

図5 電子ビームのドリフト速度の時間変化

図6 ブラッグ共振器から取り出される電磁波の電力の増大特性

ス幅がブラッグ反射器の間隔 L_r の2倍よりも狭い単一のパルス電磁波を入射すると、電子ビームが持続する間、ブラッグ共振器の出力端では、ほぼ $2L_r / V_0$ に等しい時間間隔で一連のパルス列が得られる。一例として、 $L_r = 10\text{cm}$

の場合を考えると、0.871ns毎に1個のパルスが得られることになり、これは繰り返し周波数約1.2GHzに対応する。図6においてブラッグ反射器の間隔 L_r を大きくすることはシングルパス型のチェレンコフレーザに近づくことを意味し、レーザのコンパクト化には寄与しない。一方、電子ビームが持続している間に一定振幅のパルス電磁波を得るためには、ブラッグ反射器の間隔はあまり短くできないことがわかる。電子ビームの各種パラメータの値が与えられると、上の条件から、ブラッグ反射器の間隔の最小値が得られる。

4. 電子ビームの非線形効果

以上の考察では、電子ビームに対しては線形流体近似が用いられ、電子ビームの非線形性は考慮されていない。しかしながら、電磁波が電子ビームからエネルギーをもらって増大していくと、電子ビームを構成する個々の電子は電磁波の電界に捕捉され、電子ビームの非線形性が無視できなくなってくる。まず、電磁波と電子ビームとの相互作用が進行すると、電磁波の電界の減速領域に電子の集団が形成され、電子ビームを構成する個々の電子は塊となって電磁波と相互作用をし、電磁波は電子ビームからエネルギーをもらって増大していく。この過程が進行すると、電子集団は次第に減速され、遂には電磁波の電界の減速領域からはずれて加速領域に入る。このとき、電磁波の電力は飽和に達しそれ以上増大しなくなる。

この非線形過程を数値的に解析するため、電子ビームと電磁波の相互作用領域を電磁波の管内波長の長さで多数の微小な領域に分割し、ある一つの微小領域を占める電子の集団と電磁波の相互作用をFDTD法（時間領域差分法）を用いて時間的に追跡していく。以下では、電磁波パルスの任意の微小部分に着目し、この部分がブラッグ共振器の入力側の反射器のところに居る毎に新しい電子の集団との

相互作用を考え、この電子の集団が出力側の反射器の直前に来たときの電子の集団を構成する各粒子の位置と速度の分布を図7に示す。ただし、図7では、電子ビームの初期速度で移動する座標系から見た粒子の位置と速度の変化の様子を示している。また、図7に示した粒子は個々の電子を表すのではなく、多数の電子からなる巨視的粒子を表している。このような巨視的粒子という概念を用いることができるのは、我々に興味があるのは電子ビームを構成する個々の電子の詳細な振舞いではなく、電子の集団としての統計的な振舞いにあるからである。

この図において、微小領域の長さは管内波長の一波長（ λ_g ）分に相当し、領域の右半分は電子の減速領域に、また左半分は加速領域に対応している。この図から、最初、微小領域内で一様に分布していた粒子の集団が、電磁波がブラッグ共振器の内部で往復を繰り返して増大するうちに集団を形成し、その集団が次第に減速していく様子がわかる。相互作用領域（ブラッグ共振器の内部）の長さが一定であるにもかかわらず、往復回数（transit）を重ねるうちに電子集団がより減速されるのは、共振器内部の電界の振幅が大きくなったために、電子がより強く電界に捕捉されるためである。電子集団の減速が進むと電子集団は電界の加速領域に入り、電磁波の増大はこの時点で飽和に達する。電子ビームの非線形効果を考慮に入れた場合には、電磁波の出力電力は数分の一に低下することがわかった。

5. むすび

ミリ波・サブミリ波領域における自由電子レーザのコンパクト化の方法の一例として、DBRを用いたチェレンコフ自由電子レーザについて数値シミュレーションの結果を紹介した。具体的なモデルとしては、一方の導体平板に誘電体薄膜を装荷した平行平板導波路と、平板状の相対論的電子ビームから構成されるチェレンコフ自由電子レーザの2次元モデルを考えた。ブラッグ反射器としては、適当な長さの誘電体グレーティングを装荷した平行平板導波路を用い、長さの異なるブラッグ反射器を異なる厚さの誘電体薄膜を装荷した平行平板導波路の両端に配置してブラッグ共振器を構成した。上のモデルの増幅および飽和特性を調べるために、時刻 $t=0$ の瞬間に、角周波数 ω の微小な振幅をもつパルス電磁波をブラッグ共振器に入射し、このパルスが二つのブラッグ反射器の間を往復しながら、電子ビームからエネルギーをもらって増大し、遂には飽和に達し、出力側のブラッグ反射器から定常状態のパルス列が得られる様子を、電子ビームの流体モデルを用いた数値シミュレーションによって調べた。以上の数値シミュレーションの結果、誘電体グレーティングからなるブラッグ反射器を用いた、ミリ波領域におけるDBRチェレンコフレーザでは、これに対応するシングルパスのモデルに比べて、相互作用領域の寸法を一桁以上小さくできることがわかった。最後に、電子ビームの非線形効果について考察し、電磁波の出力電力は、電子ビームの非線形効果によって数分の一に低下することがわかった。

図7 電子ビームの非線形効果

- [1] D. A. G. Deacon, L. R. Elias, J. M. J. Madey, H. A. Schwettman, and T. I. Smith: "First operation of a free-electron laser," *Phys. Rev. Lett.*, 38, 892 (1977).
- [2] W. C. Wang, V. L. Granatstein, and R. A. Keks: "Design of a Bragg cavity for a millimeter wave free-electron laser," *Appl. Phys. Lett.*, 48, 817(1986).
- [3] E. Fisch, A. K. Henning, and J. Walsh: "A Cherenkov-microlaser," *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-27, 753 (1991).
- [4] K. Mima, S. Nakai, T. Taguchi, N. Ohigashi, Y. Tsunawaki, K. Imasaki, C. Yamanaka, and M. Shiho: "A new FEL concept driven by a vacuum microfield emitter," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, A331, 550 (1993).
- [5] T. Shiozawa and H. Kamata: "A compact Cherenkov laser with a Bragg cavity composed of dielectric gratings," *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-33, 1687 (1997).
- [6] 平田, 塩沢: "DBR チェレンコフレーザの粒子シミュレーションによる解析", 電磁界理論研究会資料, EMT-98-150 (1998).
- [7] T. Shiozawa and A. Hirata: "FDTD analysis of nonlinear beam-wave interaction in a DBR Cherenkov laser," 26th General Assembly of the International Union of Radio Science, to be presented.
- [8] T. Thumvongskul, H. Kamata, and T. Shiozawa: "A compact Smith-Purcell free-electron laser with a Bragg cavity," to be published in *IEICE Transactions*.
- [9] K. L. Felch, K. O. Busby, R. W. Layman, D. Kapilow, and J. E. Walsh, "Cherenkov radiation in dielectric lined waveguides," *Appl. Phys. Lett.*, 38, 601 (1981).
- [10] E. P. Garate, J. E. Walsh, C. Shaughnessy, B. Johnson, and S. Moustazis: "Cherenkov free electron laser operation from 375 to 1000 mm," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, A259, 125 (1987).
- [11] F. Ciocci, A. Doria, G. P. Gallerano, I. Giabbai, M. F. Kimmitt, G. Messina, A. Renieri, and J. E. Walsh: "Observation of coherent millimeter and submillimeter emission from a microtron-driven Cherenkov free-electron laser," *Phys. Rev. Lett.*, 66, 699 (1991).
- [12] E. P. Garate, C. H. Shaughnessy, and J. E. Walsh: "High-gain Cerenkov free-electron laser at far infrared wavelengths," *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-23, 1627 (1987).
- [13] T. Shiozawa and H. Kondo: "Mode analysis of an open-boundary Cherenkov laser in the collective regime," *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-23, 1633 (1987).
- [14] 田中, 安元: "円形導波管内を伝搬する相対論的電子ビームによるチェレンコフ放射," 電子情報通信学会論文誌 (C), J70-C, 40 (1987).
- [15] Y. Shibuya and T. Shiozawa: "Characteristics of an open-boundary Cherenkov laser using a magnetically-confined relativistic electron beam," *IEICE Trans.*, E72, 828 (1989).
- [16] 石堂, 茨木, 塩沢: "非線形誘電体導波路を用いたチェレンコフレーザの理論解析," 電子情報通信学会論文誌 (C), J72-C-I, 152 (1989).
- [17] 沖田, 田中, 田中, 安元: "誘電体回折格子を利用した相対論的電子ビームによる電磁放射の数値解析," 電子情報通信学会論文誌 (C), J75-C-I, 188 (1992).
- [18] K. Horinouchi and T. Shiozawa: "Analysis of dynamic behavior of an open-boundary Cherenkov laser," *IEICE Trans.*, J-76-C-I, 331 (1993).
- [19] T. Shiozawa and M. Sata: "Efficiency enhancement in a Smith-Purcell free-electron laser," *Appl. Phys. Lett.*, 66, 124 (1995).
- [20] T. Shiozawa and T. Yoshitake: "Efficiency enhancement in a Cherenkov laser loaded with a Kerr-like medium," *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-31, 539 (1995).
- [21] T. Shiozawa, H. Takahashi, and Y. Kimura: "Nonlinear saturation and efficiency enhancement in a Cherenkov laser using a dielectric grating," *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-32, 2037 (1996).
- [22] 平田, 塩沢: "スミス・パーセル自由電子レーザの非線形特性," 電子情報通信学会論文誌 (C), J80-C-I, 361 (1997).
- [23] A. Hirata and T. Shiozawa: "Efficiency enhancement in a Cherenkov laser by a proper permittivity variation," *J. Appl. Phys.*, 82, 5907 (1998).
- [24] A. Hirata and T. Shiozawa: "Three-dimensional analysis of a Cherenkov laser via particle simulation," *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-34, 1802 (1998).

塩 沢 俊 之 (正員) 1941年1月16日生まれ。1964

年3月大阪大学工学部通信工学科卒業。1969年同大学大学院博士課程修了。工学博士。同年4月同大学工学部通信工学科助手。現在同大学大学院工学研究科通信工学専攻教授。電磁理論, 相対論的電磁理論とその応用, 自由電子レーザ, 非線形電磁現象, 生体電磁気学などに関する研究に従事。IEEE MTT 誌論文委員 (1985~)。電子情報通信学会英文論文誌編集委員 (1995~1999)。電気学会電磁界理論技術委員会委員長。著書「電磁理論特論」(コロナ社, 分担執筆), 「電磁理論演習」(コロナ社, 共著) など。電子情報通信学会会員。IEEE Senior Member。

(平成 11 年 7 月 13 日 受付)