

スミス・パーセル自由電子レーザの非線形特性

平田 晃正[†] 塩沢 俊之[†]

Nonlinear Characteristics of a Smith-Purcell Free-Electron Laser

Akimasa HIRATA[†] and Toshiyuki SHIOZAWA[†]

あらまし 互いに平行な2枚の完全導体平板の一方にグレーティングを施し、グレーティング上部から一定距離離れたところを平板状の相対論的電子ビームがドリフトしているスミス・パーセル自由電子レーザの2次元モデルについて考察している。粒子シミュレーションの手法を用いて、電子ビームの非線形効果を考慮に入れて上記モデルにおける電磁波の増幅特性および電子ビームの運動エネルギーから電磁波のエネルギーへのエネルギー変換効率の改善について論じている。その結果、電子ビームの非線形性を考慮に入れても、電子ビームのドリフト速度の減少に合わせてグレーティングのスロット幅を徐々に大きくしていけば、電子ビームと電磁波の同期がより長く維持され、エネルギー変換効率が大幅に改善されることを明らかにしている。

キーワード スミス・パーセル自由電子レーザ、電子ビームの非線形効果、エネルギー変換効率の改善

1. ま え が き

誘導スミス・パーセル効果を利用したスミス・パーセル自由電子レーザ [1]~[10] は、金属グレーティングに沿って伝搬する電磁波と相対論的電子ビームに沿って伝搬する空間電荷波との能動結合によって大強度のミリ波あるいはサブミリ波を発生するレーザである。一般に、自由電子レーザでは、電子ビームの運動エネルギーを直接電磁波のエネルギーに変換することにより電磁波の増幅または発振を行う。従って、電磁波が電子ビームからエネルギーをもらって増大すると電子ビームのドリフト速度が減少する。その結果、電子ビームと電磁波との同期が維持されなくなって電子ビームから電磁波へのエネルギー変換が有効に行われなくなる。そこで、電子ビームのドリフト速度の減少に合わせて何らかの方法で電磁波の位相速度を遅らせることによって自由電子レーザのエネルギー変換効率を改善できるはずである。このような方法の具体的な適用例として、チェレンコフレーザあるいは誘電体を装荷したラマン型自由電子レーザにおいて、導波路を構成する誘電体の誘電率を電磁波の進行方向に徐々に増加させることによって、エネルギー変換効率が大

幅に改善されることが示されている [11]~[14]。また、チェレンコフレーザにおいて、導波路を構成する誘電体の誘電率を増加させる代わりに、誘電体をグレーティング構造にし、グレーティングの溝の深さあるいはスロット幅を徐々に減少させる方法も提案されている [15], [16]。

更に、スミス・パーセル自由電子レーザにおいても、エネルギー変換効率を改善するために、電子ビームのドリフト速度の減少に合わせて導波路を構成する金属グレーティングの周期、スロットの深さおよび幅のいずれかを電磁波の進行方向に徐々に増加させ、電磁波の増幅特性を数値的に詳しく検討し、十分なエネルギー変換効率の改善が得られることが示されている [17]。ところで、先の考察 [17] 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そくされ、電子ビームの非線形性が無視できなくなってくる。そこで、本論文では、粒子シミュレーションの手法 [14], [16], [18]~[20] を用いて電子ビームの非線形性を考慮に入れ、スミス・パーセル自由電子レーザの非線形特性を詳しく検討する。ここで、粒子シミュレーションというのは、電子ビームを流体として近似することなく、電子ビームを構成する個々の粒子（電

[†] 大阪大学工学部通信工学科, 吹田市
Faculty of Engineering, Osaka University, Suita-shi, 565
Japan

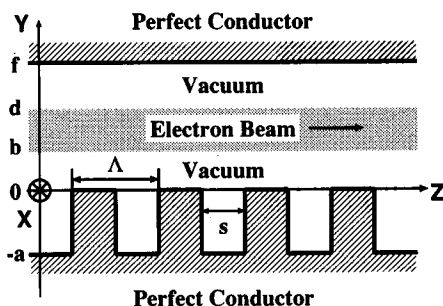


図1 解析のモデル
Fig. 1 Geometry of the problem.

子)と電磁界との相互作用を時間領域差分法 (FDTD法) [21], [22] を用いて解析する手法である。

2. 解析のモデルと基礎方程式

本論文において解析するスミス・パーセル自由電子レーザーの2次元モデルを図1に示す。互いに平行な2枚の完全導体平板の一方に深さ a のグレーティングを施し、グレーティングの上部から一定距離 b だけ離れたところを厚さ $(d-b)$ の平板状の相対論的電子ビームが z 軸方向にドリフトしているものとし、ドリフト速度の初期値を v_0 とする。また、電子ビームは十分大きい静磁界によってドリフト方向に収束されているものとする。また、すべての物理量は x 軸方向に一様であるとする。更に、簡単のために、電子ビームはイオン流によって中和されているものとする。すなわち、電子ビーム自身によって作られる静電界および静磁界を打ち消すために、電子ビームの初期速度と同じ速度でドリフトする電子ビームと同じ電荷密度をもつイオン流が存在するものとする。

本論文の解析の基礎となる方程式は、マクスウェルの方程式および電子に対する相対論的運動方程式である。電子ビームに十分大きい静磁界が印加されている場合には電子ビームはTEモードの電磁波とは結合しないことから、本論文ではTM波の伝搬を取り扱う。TM波に対するマクスウェルの方程式は次のように表される。

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} &= -\frac{\partial B_x}{\partial t} \\ \frac{\partial B_x}{\partial z} &= \frac{1}{c^2} \frac{\partial E_y}{\partial t} \\ -\frac{\partial B_x}{\partial y} &= \frac{1}{c^2} \frac{\partial E_z}{\partial t} + \mu_0 J_z \end{aligned} \quad (1)$$

但し、

$$\begin{aligned} J_z &= J_z(y, z, t) \\ &= \sum_i q_i v_{zi} \delta(y - y_i) \delta(z - z_i) \end{aligned} \quad (2)$$

であり、 μ_0 は真空の透磁率、 c は真空中の光速、 v_{zi} は粒子の速度を表し、添字 i は個々の粒子を意味する。また、 $\delta(x)$ はディラックのデルタ関数である。更に、 J_z は電子およびイオンの巨視的粒子^(注1) [19] により作られる電流密度を表している。ここで、巨視的粒子とは電子ビームを構成する個々の粒子ではなく、多数の粒子からなる粒子の集団である。この巨視的粒子という概念を用いることができるのは、本論文において興味があるのは電子ビームを構成する個々の粒子の詳細な振舞いではなく、粒子の集団としての統計的な振舞いにあるからである。この概念を用いる利点は、見かけの粒子の数を減らすことができ、その結果、シミュレーションに要する時間を短縮できることである。

電子ビームに十分大きい静磁界が印加されている場合には、電子からなる巨視的粒子に対する相対論的運動方程式は次のようになる。

$$\frac{d}{dt} (\gamma_i m_e v_{zi}) = q_e E_z(y_i, z_i, t) \quad (3)$$

但し、

$$v_{zi} = \frac{dz_i}{dt} \quad (4)$$

$$\gamma_i = \frac{1}{\sqrt{1 - (v_{zi}/c)^2}} \quad (5)$$

であり、 m_e 、 q_e は、それぞれ、電子からなる巨視的粒子の静止質量および電荷を表している。

3. 粒子シミュレーション

本章では、解析の手法である粒子シミュレーションについて述べる。本論文で用いる手法は粒子シミュレーションの中でも特に粒子コード (Particle-in-cell code) と呼ばれているものである。スミス・パーセル自由電子レーザーにおいては、ほぼ同じ速度で z 方向に進行する電子ビームと電磁波の間でエネルギーの授受が行われ、電磁波のエネルギーが最大になる飽和点に達するまでに両者が進む距離の差はほぼ管内波長の半分である。但し、管内波長とは導波路に沿って測った電磁波の波長を表す。そこで、電子ビームと共に進行しながら増大していく電磁波が管内波長に比べて十

(注1): 従来の文献 [18], [19] では、超粒子 (superparticle) と呼ばれている。

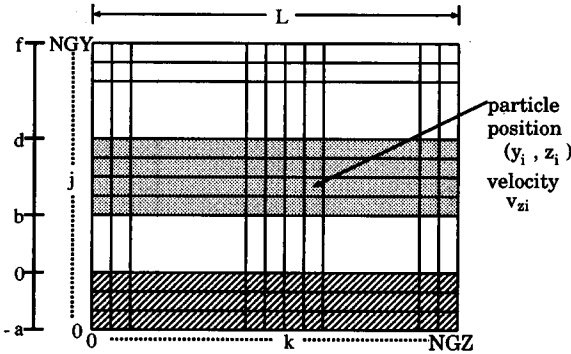


図2 格子による領域の分割

Fig. 2 Subdivision of a beam segment and part of the waveguide containing it.

分長い波束からなるものとし、管内波長当りの増大率が十分小さいものとする。このとき、この波束の(波頭を除く)任意の一波長の長さの部分に着目すると、その部分の直前、直後では、電子ビームと電磁波の相互作用の様子はほぼ同じであると考えられる。従って、電子ビーム全体を構成する粒子の集団と電磁波の相互作用を取り扱う代わりに、管内波長 L を占める電子の集団と電磁波の相互作用を時間的に追跡することにより、電磁波の増大特性を明らかにすることができる。そこで、本論文では図1に示したスミス・パーセル自由電子レーザーの2次元モデルを管内波長 L の長さで z 方向に分割し、その分割された領域の前後では周期的境界条件が成り立つものとする。そして、初期状態で、原点近傍のある一つの領域に含まれる粒子群を選び、FDTD法を用いてその粒子群と電磁波との相互作用を時間的に追跡していく。任意の時刻において粒子の存在する位置における電磁界成分をFDTD法を用いて計算するために、 z 方向に管内波長 L で分割された各領域を、図2に示すように、 y 方向については Δy の間隔でNGY+1個の、一方 z 方向については Δz の間隔でNGZ+1個の格子によって微小領域に細分化する。そして、図3に示すように、各微小領域で E_z および J_z は点 $(j+1/2, k)$ において、 B_x は点 $(j+1/2, k+1/2)$ において、 E_y は点 $(j, k+1/2)$ において求める。

シミュレーションを行うために、まず、初期状態において、図2に示す電子ビーム領域($b < y < d$)に、位置座標 (y_i, z_i) と速度 v_{zi} をもった電子およびイオンの巨視的粒子を格子によって細分化された微小領域中に各1個、計 N 個一様に並べる($i = 1, 2, \dots, N$)。

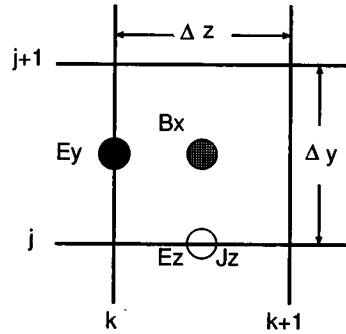


図3 電磁界成分の配置

Fig. 3 Arrangement of field components on spatial grids.

そこで、粒子の速度にわずかな擾乱を与えると、電子密度に変動が生じる。そこで、この電子密度の変化に伴って変化する格子点上の電流密度を求める。次に、この電流密度によって生じる電磁界成分を求める。この電磁界成分により電子が加速度を得て、その速度および位置が変化する。そして再び、電子密度に変化が生じる。この過程を繰り返すことにより電磁界および電子の運動の時間的変化を追跡することができる。なお、本論文のシミュレーションにおいては、初期状態において粒子の速度に微小な正弦的変調を与えるものとする。

4. スミス・パーセル自由電子レーザーの増幅特性

本章では、図1に示したスミス・パーセル自由電子レーザーの2次元モデルにおいて、系内を z の正方向に伝搬している電磁波と電子ビームの相互作用を、前章において説明した粒子シミュレーションの手法を用いて解析し、その結果を検討する。本章の解析で用いた種々のパラメータの値を表1に示す。

まず、電子ビームから電磁波へのエネルギー変換率の時間的変化について考察する。ここで、時刻 $t = n\Delta t$ ($\Delta t = 1$ ステップの時間間隔, $n = 0, 1, 2, \dots$)における電子ビームから電磁波へのエネルギー変換率 $\eta(n)$ を、電子ビームの運動エネルギーから電磁波のエネルギーへ変換された割合と定義すると、

$$\eta(n) = \frac{W_{em}^n}{W_p^0} = \frac{W_p^0 - W_p^n}{W_p^0} \quad (6)$$

と表される。但し、 W_{em}^n 、 W_p^n は、それぞれ、時刻 $n\Delta t$ における電磁波のエネルギーおよび電子ビームの運動エネルギーを示し、 W_p^0 は電子ビームの運動エネ

表1 シミュレーションに用いたパラメータの値
Table 1 Values of various parameters used in numerical simulation.

グレーティングの深さ a	0.5 (mm)
グレーティングの周期 Λ	0.248(mm)
グレーティングのスロット幅 s	0.124(mm)
グレーティングと電子ビームの間隔 b	0.25(mm)
電子ビームの厚さ $d-b$	0.05(mm)
グレーティングと上部導体壁の間隔 f	0.70(mm)
ビームのドリフト速度の初期値 β_0	0.4154
電子のプラズマ周波数 $\omega_p / 2\pi$	1.53(GHz)
増大波の周波数 F	125 (GHz)
管内波長 L	0.992(mm)
粒子の個数 N	2560(個)
y 方向格子数 NGY	96
z 方向格子数 NGZ	320
1 ステップの時間間隔 Δt	1.00×10^{-14} (s)
電子ビームの加速電圧 V	50.77(kV)
電子密度 n_0	3.18×10^{10} ($/\text{cm}^3$)

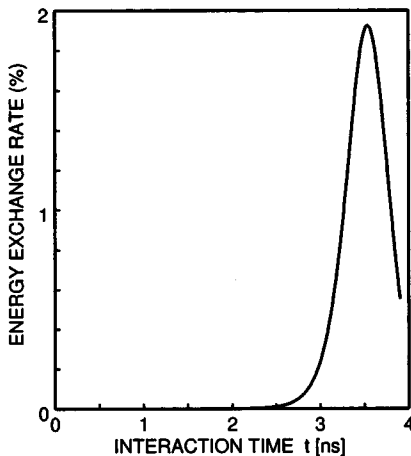


図4 エネルギー変換率の時間変化

Fig. 4 Temporal variation of the rate of energy exchange between the beam and the wave.

ルギーの初期値を表す。

エネルギー変換率の時間変化の様子を図4に示す。図4から、増大波は線形近似が成り立つ領域では指数関数的に増大しているが、やがて粒子が電磁波の電界に捕そくされ、非線形性が強まり飽和に至る様子がわかる。電界に捕そくされた粒子の振舞いについては次章で議論する。また、電磁波の電力が飽和に達するまでの時間は $t_{\text{sat}}=3.53$ (ns) であり、その時間で波が進んだ距離を結合長とすると、結合長は44cmであることがわかる。但し、飽和に達するまでの時間は初期

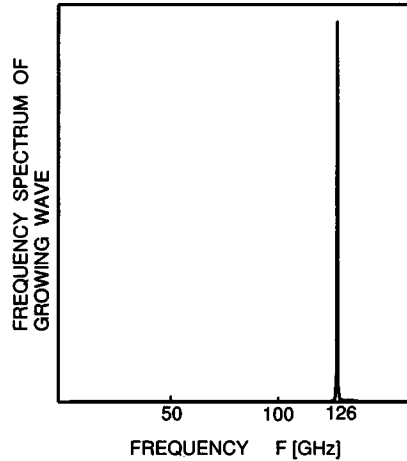


図5 増大波の周波数スペクトル

Fig. 5 Frequency spectrum of the growing wave.

値によって変化することに注意しなければならない。図4の数値例では、飽和時のエネルギーの変換率、すなわちエネルギー変換効率率は1.9%であった。

次に、時間的に増大する電磁界成分の周波数スペクトルを図5に示す。ここでは、データ数が少ない場合においても周波数分解能の高い最大エントロピー法 [23] を用いた。この図から、粒子シミュレーションの手法より得られた周波数は、線形流体近似を用いた解析より求まる周波数 125GHz とほぼ一致することがわかる。

5. 増幅特性の改善

スミス・パーセル自由電子レーザでは、電子ビームのドリフト速度の減少に合わせて、グレーティングのスロット幅、スロット深さ、周期などのパラメータを徐々に増加させることにより、遅波効果を高め、その結果電子ビームから電磁波へのエネルギー変換効率が大幅に改善されることが報告されている [17]。本章では、一例としてスロット幅を変化させ、電子ビームの非線形効果を考慮に入れても変換効率が改善されることを示す。手法としては、まず各時点での電子ビームの平均ドリフト速度を計算し、その値を用いて線形流体近似から得られる分散関係式を解くことにより増大波の増大率が最大、すなわち ω の虚部が最大となるようなスロット幅を決定する。そして、そのスロット幅を随時粒子シミュレーションに組み込むことにより解析を行う。

電磁波の z 方向波数を k_z とし、線形流体近似を用

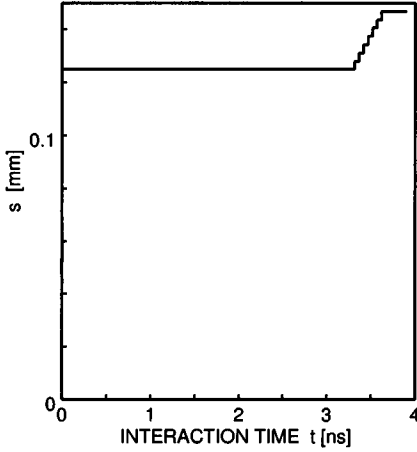


図6 スロット幅の最適変化
Fig. 6 Optimum variation of slot widths.

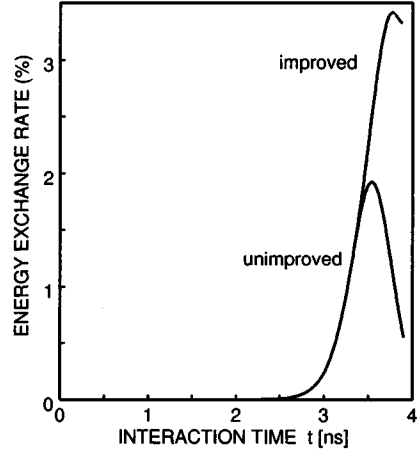


図7 スロット幅変化により改善された増幅特性
Fig. 7 Growth characteristics improved by properly tapered slot widths.

いて図1に示したモデルに対する分散関係式を求めると次のようになる [17], [24], [25].

$$1 + \frac{\omega s}{c} \tan \frac{\omega a}{c} \times \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\Phi_n}{h_{yn} \Lambda \Psi_n} \left[\frac{\sin(k_n s/2)}{k_n s/2} \right]^2 = 0 \quad (7)$$

ここで、

$$\begin{aligned} \Phi_n &= (k_{yn} \tan k_{yn} d \tanh h_{yn} g - h_{yn}) \\ &\quad \times (k_{yn} - h_{yn} \tan k_{yn} b \tanh h_{yn} b) \\ &\quad - (h_{yn} \tan k_{yn} d + k_{yn} \tanh h_{yn} g) \\ &\quad \times (h_{yn} \tanh h_{yn} b + k_{yn} \tan h_{yn} b) \\ \Psi_n &= (k_{yn} \tan k_{yn} d \tanh h_{yn} g - h_{yn}) \\ &\quad \times (h_{yn} \tan k_{yn} b - k_{yn} \tanh h_{yn} b) \\ &\quad + (h_{yn} \tan k_{yn} d + k_{yn} \tanh h_{yn} g) \\ &\quad \times (h_{yn} + k_{yn} \tan k_{yn} b \tanh h_{yn} b) \end{aligned}$$

$$g = f - d$$

である。但し、

$$\begin{aligned} k_n &= k_z + \frac{2n\pi}{\Lambda} \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \\ h_{yn}^2 &= k_n^2 - \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \\ k_{yn}^2 &= -\varepsilon_p h_{yn}^2 \\ \varepsilon_p &= 1 - \left[\frac{\omega_p}{\gamma(\omega - vk_n)} \right]^2 \\ \gamma &= \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \end{aligned}$$

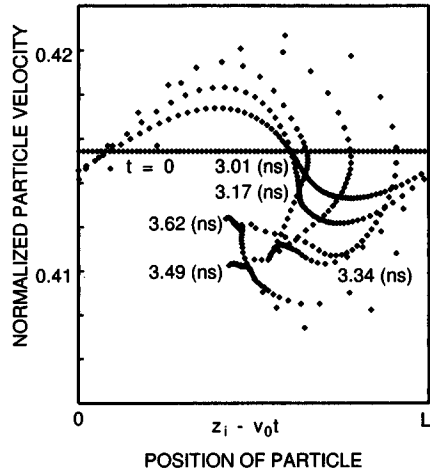


図8 位相空間図 (スロット幅一定の場合)
Fig. 8 Particle velocity vs. particle position in the phase space(case of constant slot widths).

$$\beta = \frac{v}{c}$$

とする。

以上のような手法を用いて解析を行った結果を以下に示す。まず、効率改善を行うためのグレーティングのスロット幅の最適変化の様子を図6に示す。この図から、電子ビームと電磁波との同期を保つためには、スロットの幅を電磁波の進行方向へ徐々に大きくしていけばよいことがわかる。以下、スロットの幅を図6のように変化させ効率改善を行った場合とスロットの幅が一定の効率改善を行わない場合の比較を行う。

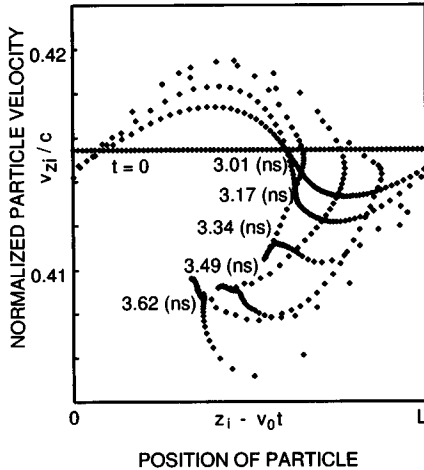


図9 位相空間図 (スロット幅を変化させた場合)
Fig. 9 Particle velocity vs. particle position in the phase space (case of optimum slot widths).

まず、電子ビームから電磁波へのエネルギー変換率の時間的変化の様子を図7に示す。エネルギー変換率は、はじめのうちはどちらも同じように増大しているが、スロット幅を変化させた場合には電子ビームと電磁波の同期がより長く維持され、より多く電子ビームから電磁波にエネルギーが変換されていることがわかる。電磁波の電力が飽和に達する時間は、スロット幅が一定の場合には $t_{sat}=3.53$ (ns) であるのに対し、スロット幅を変化させた場合は電子ビームと電磁波の同期がより長く維持されているため $t_{sat}=3.77$ (ns) となった。このとき、エネルギー変換率は、スロット幅が一定の場合には 1.9% であるのに対して、電子ビームのドリフト速度の減少に合わせてスロット幅を変化させた場合には 3.4% に改善されることがわかった。

次に、横軸に粒子の位置 z_i をとり、縦軸に個々の粒子の速度 v_{zi} をとった位相空間図を、スロット幅が一定の場合を図8に、一方スロット幅を変化させた場合を図9に示す。まず、図8を見ると、 $t=0$ (s) のときには、小さな正弦的振動成分をもってほぼ一様に並んでいた粒子が、次第に集群し、その集群が徐々に減速していく様子がわかる。そして、 $t=3.49$ (ns) において電子の集群は最も減速され、電磁波のエネルギーが飽和に達する。その後は、電子集群の速度が小さくなったため電子集群の位置が電子の減速領域から加速領域に移ってしまい電子の集群が加速されていく様子もわかる。更に、図8と図9を比較すると、 $t=3.62$ (ns) において、図8では粒子の集群が既に加速されているの

に対し、図9では更に減速されている様子がわかる。このことから、スロット幅を変化させることにより電子ビームと電磁波の同期をより長く保つことができ、電子ビームから電磁波へより効率的にエネルギー変換が行われることがわかる。

6. むすび

本論文では、互いに平行な2枚の完全導体平板の一方にグレーティングを施し、グレーティング上部から一定距離離れたところを相対論的電子ビームがドリフトしているスミス・パーセル自由電子レーザの2次元モデルを考え、粒子シミュレーションの手法を用いて、電子ビームの非線形効果を考慮に入れた場合の、増幅特性の解析を行った。その結果、次のことがわかった。まず、電磁波は、線形近似が成り立つ領域では指数関数的に増大し、やがて電子ビームの非線形効果により非線形性が強まり飽和に達することがわかった。また、最大エントロピー法を用いて増大波の周波数スペクトルを調べたところ、周波数は線形流体近似を用いた解析より求まる周波数とほぼ一致することがわかった。更に、電子ビームの非線形性を考慮に入れた場合でも、電子ビームのドリフト速度の減少に合わせてグレーティングのスロット幅を電磁波の進行方向に徐々に大きくしていけば、電子ビームと電磁波の同期がより長く維持され、電子ビームから電磁波へのエネルギー変換効率が改善されることが明らかになった。

本論文では、線形流体近似を用いてその有効性が示されたスミス・パーセル自由電子レーザのエネルギー変換効率改善の方法が、電子ビームの非線形効果を考慮に入れてもなお有効であることを2次元モデルを用いて粒子シミュレーションによって明らかにした。しかしながら、非線形系の問題では、このような低次元仮定を用いた解析結果が、そのまま高次元系の結論にはならない場合もあり得ると考えられる。従って、今後の課題として、具体的な3次元の問題が与えられた場合に、その詳しい非線形特性を調べるためには新たな考察を行うことが必要であると考えられる。

謝辞 本研究に関し有益な御討論を頂いた上田哲也氏 (大阪大学大学院工学研究科)、木村良之氏 (現在、三洋電機) に深謝する。

文 献

- [1] J. M. Wachtel, "Free-electron lasers using the Smith-Purcell effect," J. Appl. Phys., vol. 50, pp. 49-56, 1979.
- [2] J. E. Walsh, T. L. Buller, B. Johnson, G. Dattoli, and

- F. Ciocci, "Metal-grating far-infrared free-electron lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol.QE-21, no.7, pp.920-923, July 1985.
- [3] 石堂能成, 塩沢俊之, "スミス・パーセル型サブミリ波発振器のモード解析," *電学会電磁界理論研資*, vol.EMT-86-106, Oct. 1985.
- [4] 田中俊幸, 安元清俊, "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," *信学論 (C)*, vol.J70-C, no.1, pp.40-48, Jan. 1987.
- [5] L. Schachter and A. Ron, "Exponential gain in a Smith-Purcell amplifier," *Appl. Phys. Lett.*, vol.53, no.10, pp.828-830, Sept. 1988.
- [6] B. Hafizi, P. Sprangle, and P. Serafim, "Nonlinear analysis of a grating free-electron laser," *Phys. Rev. A*, vol.45, pp.8846-8853, 1992.
- [7] B. Hafizi, P. Sprangle, and A. Fisher, "Tunable compact high power far-infrared grating free-electron laser," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol.22, No.5, pp.666-673, Oct. 1994.
- [8] D. E. Wortman, R. P. Leavitt, H. Dropkin, and C. A. Morrison, "Generation of millimeter-wave radiation by means of a Smith-Purcell free-electron laser," *Phys. Rev. A*, vol.24, no.2, pp.1150-1153, Aug. 1981.
- [9] E. M. Marshall, P. M. Phillips, and J. E. Walsh, "Planar orotron experiments in the millimeter wavelength," *IEEE Trans. Plasma Sci.* vol.16, no.2, pp.199-205, April 1988.
- [10] G. Doucas, J. H. Mulvey, and M. Omori, "First observation of Smith-Purcell radiation from relativistic electron," *Phys. Rev. Lett.*, vol.69, pp.1761-1764, 1992.
- [11] 堀之内克彦, 塩沢俊之, "開放型チェレンコフレーザの動的特性の解析," *信学論 (C-I)*, vol.J76-C-I, no.9, pp.331-336 Sept. 1993.
- [12] T. Shiozawa and M. Mikawa, "Efficiency enhancement in a dielectric-loaded Raman-type free-electron laser," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol.QE-30, pp.2676-2681, Nov. 1994.
- [13] T. Shiozawa, T. Sato, and K. Horinouchi, "Improved characteristics of a Cherenkov laser loaded with a Kerr-like medium," *Appl. Phys. Lett.*, vol.64, pp.1607-1609, 1994.
- [14] T. Shiozawa and T. Yoshitake, "Efficiency enhancement in a Cherenkov laser loaded with a Kerr-like medium," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol.QE-31, no.3, pp.539-545, March 1995.
- [15] T. Shiozawa and T. Nishimura, "Efficiency enhancement by a tapered dielectric grating in a Cherenkov laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol.68, no.11, pp.1443-1445, 1996.
- [16] T. Shiozawa, H. Takahashi, and Y. Kimura, "Non-linear saturation and efficiency enhancement in a Cherenkov laser using a dielectric grating," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol.QE-32, no.12, pp.2037-2044, Dec. 1996.
- [17] T. Shiozawa and M. Sata, "Efficiency enhancement in a Smith-Purcell free-electron laser," *Appl. Phys. Lett.*, vol.66, pp.124-126, 1995.
- [18] C. K. Birdsall and A. B. Langdon, "Plasma Physics via Computer Simulation," McGraw-Hill, New York, 1985.
- [19] 田中基彦, 西川恭治, "高温プラズマの物理学," 12章, 丸善, 1991
- [20] 堀之内克彦, 三田正樹, 高橋博之, 塩沢俊之, "粒子シミュレーションによるチェレンコフレーザの特性解析," *信学論 (C-I)*, vol.J78-C-I, no.1, pp.1-8, Jan. 1995.
- [21] K. S. Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media," *IEEE Trans. Antennas & Propagat.*, vol.AP-14, pp.302-307, 1966.
- [22] A. Taflov, "Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method," Artech House, Boston, 1995.
- [23] 南 重夫, "科学計測のための波形データ処理," CG出版社, 1986.
- [24] B. D. McVey, M. A. Basten, J. H. Booske, J. Joe, and J. E. Scharer, "Analysis of rectangular waveguide-gratings for amplifier applications," *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol.42, no.6, pp.995-1003, 1994.
- [25] R. E. Collin, "Foundations for Microwave Engineering," McGraw-Hill, New York, 1966.

(平成8年11月20日受付, 9年3月10日再受付)



平田 晃正 (学生会員)

平8阪大・工・通信卒。同年同大大学院前期課程入学。現在、同課程在学中。自由電子レーザの理論的研究に従事。



塩沢 俊之 (正員)

昭39阪大・工・通信卒。昭44同大大学院博士課程了。工博。同年阪大・工・通信助手。現在同助教授。電磁理論, 相対論的電磁理論とその応用, 自由電子レーザ, 非線形電磁現象などに関する研究に従事。第19回国際電波科学連合(URSI)総会招待講演(ヘルシンキ1978)。本会英文論文誌(エレクトロニクス)編集委員。著書「電磁理論特論」(コロナ社, 分担執筆)。電気学会会員, IEEE Senior Member.