

Electron Acceleration by using Inverse FEL process

Nobuhisa OHIGASHI,*Kunioki MIMA,**Shin-ichiro KURUMA,
Katsuhiro OHI, Kenji MAKITA,***Yoshiaki TSUNAWAKI,
****Toshihiro TAGUCHI,*Tatsuro AKIBA,*Syuji MIYAMOTO,
**Kazuo IMASAKI and *Sadao NAKAI
Kansai Univ., *ILE Osaka Univ., **Inst.of Laser Tech.,
Osaka Indu. Univ.,*Setsu-nan Univ.

ABSTRACT

The calculations of electron acceleration using the acceleration phase electrons in Free Electron Laser, are presented. In order to maintain constantly the electron phase to acceleration, the inverse tapered wiggler is applied. Using the given parameters, by increasing the gradient of the tapering of the wiggler field, the acceleration field can be increased to approximately 100 MV/m and the phase and energy focussings become to be strong, but the trapping rate of the electrons is decreased to 20%.

逆FEL過程による電子加速の研究

1. はじめに

自由電子レーザー(FEL)において電子ビームから電磁波へのエネルギー引出し効率を改善し、より大きな出力を得る方法に、電子を蛇行させるウィグラー磁場を電子ビームの伝搬とともに次第に弱めるテーパードウィグラーとよばれる技法がある。われわれは、阪大レーザー研で建設中の誘導加速器による自由電子レーザーの効率改善のため、テーパードウィグラーに関する計算を行ってきた。ところで自由電子レーザーの利得領域は共振点を境にして吸収領域と隣合わせにある。そこで、われわれは、この吸収領域に電子を持ち込む逆自由電子レーザー過程に着目し、電磁波から電子ビームへのエネルギー変換による電子加速器について、種々計算を行っている¹⁾。

この電子加速機構は、低エネルギー大電流電子ビームから電磁波を仲介として高エネルギー小電流電子ビームにエネルギーを変換するもので、これを自由電子レーザーの利得領域および吸収領域にそれぞれ共鳴するテーパードウィグラーおよび逆テーパードウィグラーを用いて行うものである。これはLBLのSesslerなどによる2-beam accelerator^{2) 3) 4)}と類似するものである。しかしながらSesslerによるものは高エネルギー電子ビームへのエネルギー変換方法はRF加速器

によるもので、従来のマイクロ波の波長より短い1cm程度の波長で動作させることにより小型化を通じて大きな加速勾配を得ようとしている。これに対して、われわれのものはRF加速器によるのではないので空胴共振器列はなく、逆FEL過程による加速機構として電子ビームに作用するウイグラーがあるだけであり、高加速勾配による放電や耐圧の制限はなく、構造もシンプルである。以下に、この加速機構の原理および1次元のシミュレーションによる解析結果を述べる。

2. 加速原理

電子ビームを蛇行させるために、周期長 λ_w 、強さ B_w の平面ウイグラーをもつFELを考える。電子ビームの z 方向の平均速度を v_z とすると、電子ビームが λ_w だけ z 方向へ移動する時間 λ_w/v_z の間に、電磁波は $c\lambda_w/v_z$ の距離を進み、電子の位置 λ_w との差 $(c-v_z)\lambda_w/v_z$ が放射電磁波の基本波の波長 λ_s になる。このFELの共鳴条件により、

$$v_{zr} = \omega_s / (k_s + k_w) \dots (1) \quad \lambda_{sr} \sim \lambda_w / (2\gamma_z^2) \dots (2)$$

の関係が得られる。ただし、添字 r は共鳴の意味であり、 ω_s は放射電磁波の角周波数、 $k_s = 2\pi/\lambda_s$ 、 $k_w = 2\pi/\lambda_w$ 、 $\gamma_z = [1 - (v_z/c)^2]^{-1/2}$ である。電子ビームのエネルギー γ と γ_z の関係は

$$\gamma_z = \gamma (1 + K^2/2)^{-1/2} \dots (3) \quad K = 93.4 B_w \lambda_w \dots (4)$$

で与えられ、単位系はSI系を用いている。

FELの利得領域、吸収領域は、式(1)の共鳴速度 v_{zr} より僅か大きい、小さい v_z の領域でそれぞれ起こり、これを γ_z で表現して図1に示す。この利得(吸収)領域に共鳴するビームエネルギーでは、電磁波の放射(吸収)によりビームエネルギーが γ_{zr} より下(上)がれば利得(吸収)領域の動作は終わり、これによ

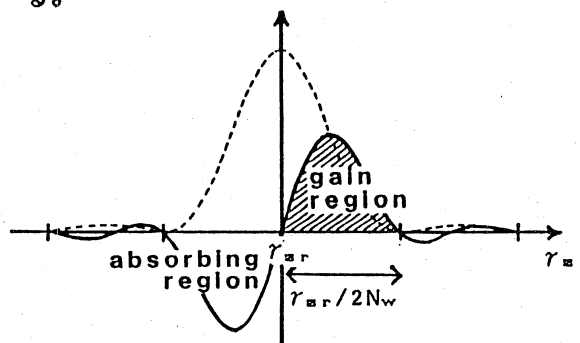


図1 FELにおける利得、吸収領域

り自ずと変換効率が決まる。これはウイグラーのパラメータが変わらない非テーパードウイグラーの場合である。しかし、これら各領域で共鳴条件をさらに長く持続させて変換効率を改善するには、あるパラメータ、例えば B_w を変化させれば良い。すなわち、

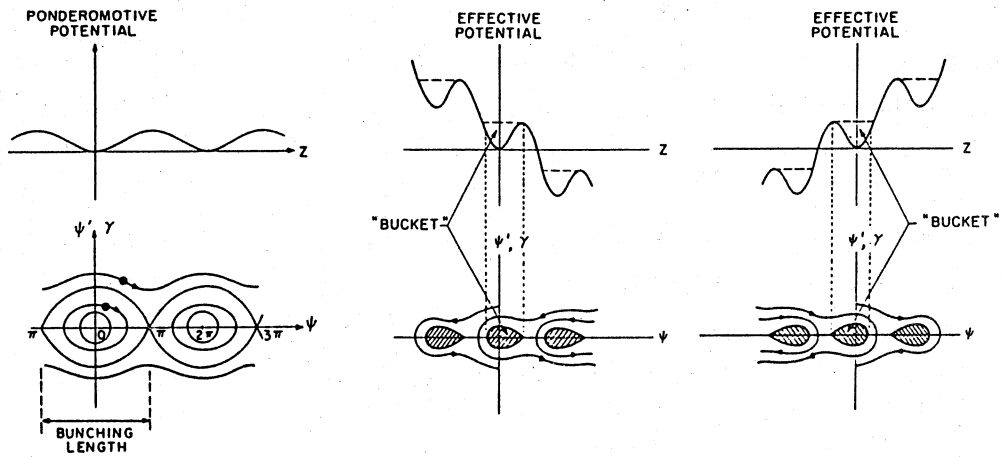
○利得領域でより長い共鳴条件の持続(電磁波への変換効率の改善)

→ B_w を漸減するテーパードウイグラー

○吸収領域でより長い共鳴条件の持続(電子ビームへの変換効率改善)

→ B_w を漸増する逆テーパードウイグラー

の技法が利用できる。これらの動作は電子の位相 ψ の変化がpendulum



(a) 非テ-パ-トウイグラ (b) テ-パ-トウイグラ (c) 逆テ-パ-トウイグラ

図2 ホンデロモティブポテンシャルと位相面での描写

equation で表される $\psi - \psi'$ (or $\psi - \gamma$) 関係図 (位相図) とポンドロモティブ波のポテンシャルの図からも理解することができる。図2 (a)、(b)、(c) は、それぞれ非テ-パ-トウイグラ、テ-パ-トウイグラ、逆テ-パ-トウイグラの場合のこれらの図を表している。ポンドロモティブ波のポテンシャルの井戸 (バケツ) に捕まった電子は位相図に示される separatrix の中で回転振動するが、その重心のポテンシャルは z 方向への電子の伝搬とともに非テ-パ-トウイグラでは変わらないのに対して、テ-パ-トウイグラでは次第に下がり、逆テ-パ-トウイグラでは上がり、後二者ではそれぞれの変換効率の改善に役立つのが分かる。

そこで、低エネルギー、大電流 (数 MeV、数 kA) の電子ビームにテ-パ-トウイグラを適用して GW 級の電磁波を成長させ、この電磁波のエネルギーを高エネルギー、小電流 (数 10- 数 100 MeV、数 10 A) の電子ビームに、逆テ-パ-トウイグラによって与え、電子加速を行わせることができる。これがここで述べる電子加速の機構である。

3. 計算とその結果

電子ビームと電磁波とのエネルギーの相互作用を計算するために、電子の運動方程式とマクスウエルの方程式から導かれる次の1次元の式⁵⁾を用いた。

$$d\gamma_i/dz = -(e^2 B_w k_s A_s / 2m^2 c^2 k_w) (\sin \psi_i / \gamma_i) \quad (5)$$

$$d\psi_i/dz = k_w - (1+K^2/2)k_s / 2\gamma_i^2 \quad (6)$$

$$dA_s/dz = (e^2 B_w n_b / 2 \epsilon_0 c^2 m k_w k_s) \langle \sin \psi_i / \gamma_i \rangle \quad (7)$$

ここで A_s は放射電磁波のベクトルポテンシャル、 n_b は電子ビームの数密度、 ϵ_0 は真空誘電率、 c は光速、 e と m は電子の電荷の大きさと質量である。また ψ_i と γ_i は i 番目の電子 (全数 N) の位相とエネルギーで、 $\langle \rangle$ は全電子 ($i=1 \sim N$) にわたる平均を表している。式(5)と式

(6)をルンゲクッタ法で連立して微小距離 dz ずつ解いて得た ψ_1 と γ_1 を全電子について求め、これを用いて式(7)からこの間の A_0 の変化を次々と求める。このようにして全長 $z(=L_w, \text{ウイグラ長})$ にわたる放射出力 P 、ビームエネルギー E_b (or γ) の変化のプロファイルを、与えた B_w 変化について求める計算を行った。テーバードウイグラによって成長した波長 $2.33 \mu\text{m}$ の電磁波 60GW を用いて加速する計算例を次に示す。

エネルギー $E_b=110\text{MeV}$ ($\gamma=216$)、電流 $I_b=10\text{A}$ 、半径 $r_b=0.1\text{mm}$ の電子ビームを 800G/m の勾配をもつ逆テーバードウイグラ中を通し、前記電磁波と相互作用させた場合、 E_b の成長は図3に示すとおりで、加速勾配は 50MV/m になる。各 z 位置における位相図を図4に示す。 $z=0$ の初期値では $N=10000$ 個の電子が $\psi_1=-100\pi$ から $+100\pi$ まで均等に分布し、エネルギーは $\gamma_1=216$ のモノクロマチックであるとした。 $z=1.5\text{m}$ では 56% の電子がバケットに捕えられ、全体のエネルギーが増している。この電子捕捉率は $z=6\text{m}$ になっても変わらない。 $z=6\text{m}$ ではエネルギーの集束性は $\Delta\gamma_{sp}=45.1$ ($\Delta\gamma_{sp}/\gamma=5.8\%$)、位相の集束性は $\Delta\psi_{sp}=1.27\text{rad}$ ($\Delta\psi_{sp}/2\pi=20.2\%$) である。この $z=6\text{m}$ における逆テーバードウイグラのテーバードウイグラ変化による電子捕捉状態を図5にまとめて示す。すなわ

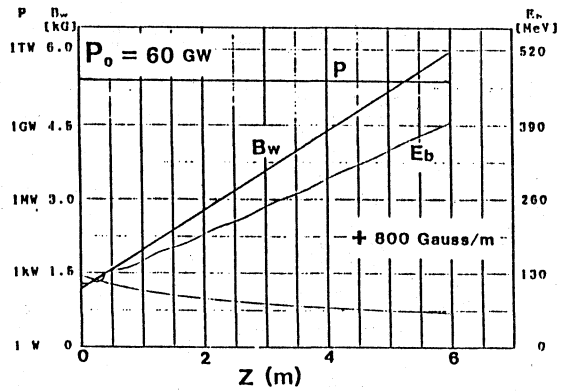


図3 B_w の変化と E_b の空間成長

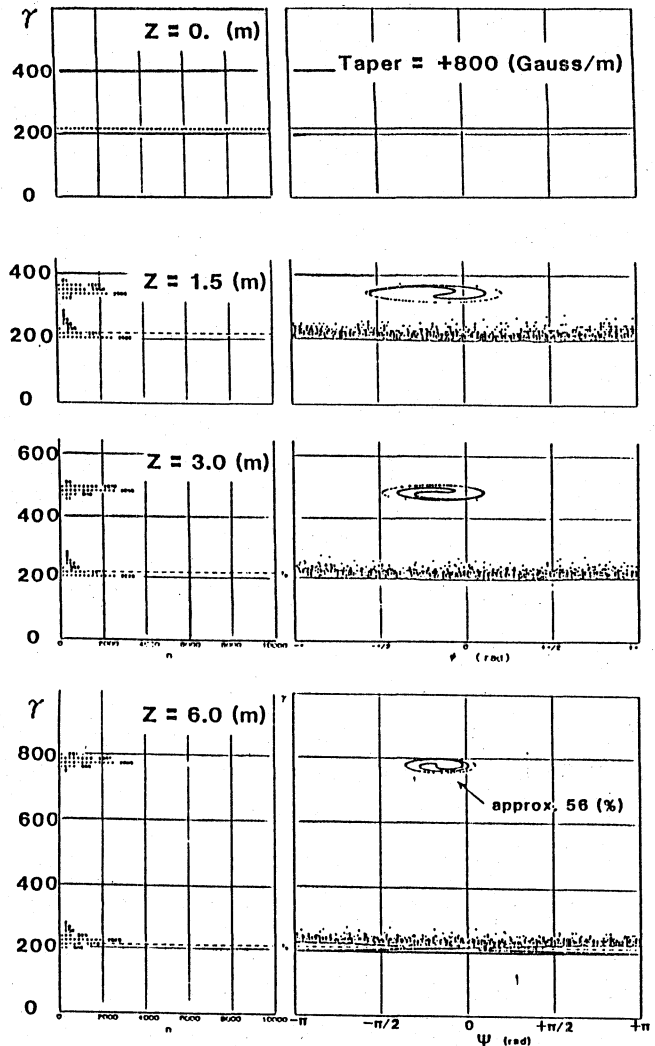


図4 各位置での電子の位相面描写(右図)と電子の分布(左図)

ちテーパーリングの勾配を増加すると加速勾配は図6のように増加し、集束性は図7のように良くなる。1.6kG/mのテーパーリング勾配ではz=6mで、100MV/mの加速勾配に達する。しかし、電子捕捉率は図6から分かるように次第に低下し、1.6kG/mでは20%程度になる。

4. 考察と今後の課題

ここで述べた逆テーパーの磁場変化はz=0から直ちに線形に増加する場合を計算した。磁場変化は主にz=0からの最初の段階が重要で、一度電子ビームエネルギーが成長した後は、磁場の線形変化で十分最適動作になることが今までの計算から分かっている。それ故最初の段階の磁場変化を詳細に検討することによって上述の結果はさらに改善されるであろう。それにしても、FELでは電子ビームの蛇行が特徴であるので、加速領域では放射損失の影響が大きいと考えられる。これについては、現在その影響を入れた計算を準備中である。また電子集群による静電場の影響もあり、この考慮も必要である。

しかしこの逆FEL過程の計算結果で一般に言えることは、電子のエネルギーおよび位相に集束性があり、逆テーパーの勾配が大きいほどこの集束性

が強くなることが明らかになった。すなわち電子ビームは加速されるとともに、相互作用した電磁波の波長毎のパルス列となって得られる。通常のRF加速器によるよりも遙かに短いパルス間隔が得られるので、短波長の放射源への応用などが考えられる。

また、この加速器の具体的な構造として電子ビームと電磁波との結合方法を考えると、フレネル指数 $F_F (=a^2/\lambda L; a$ と L は共振器の半径と長さ)が1より小ならば導波管モード、1より大ならば光波モードとし

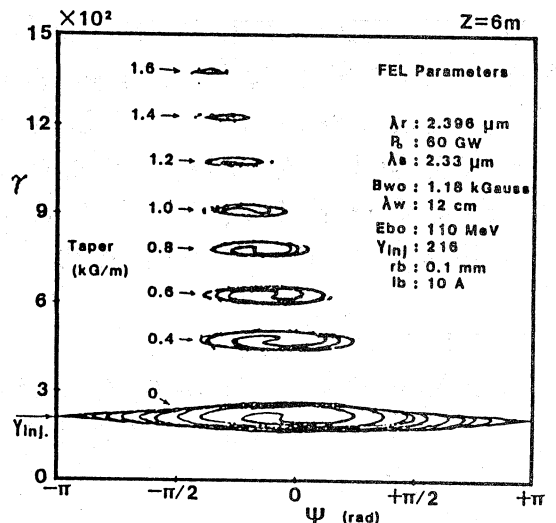


図5 電子の位相面分布

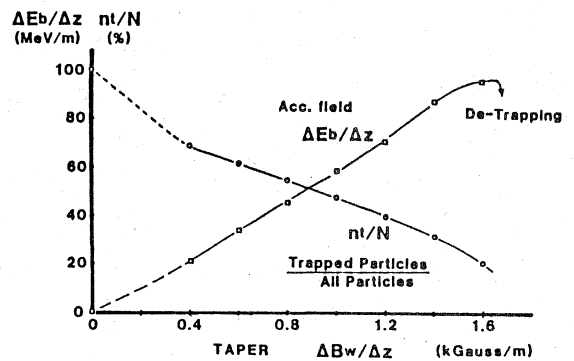


図6 加速勾配と電子捕捉率

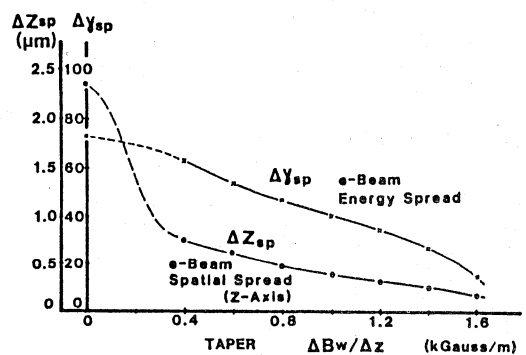


図7 逆テーパー率に対する集束特性

て取扱い、それぞれに合った結合方法を用いなければならない。導波管モードの場合は楕円導波管を2-ビーム伝送用チューブに用いると、例えば TE_{11} モードを励振すると電気力線は2つのビームにまたがって分布し、その結合が直接、かつ連続的となり、理想的な結合になる。光波モードではリング共振器を用い、その2光路部にそれぞれのビームを導入して結合させるのが有効であると考えている。

5. おわりに

逆FEL過程の動作特性を1次元のシミュレーションによって解析している現状を述べた。4章で述べた問題点、今後の課題について研究を続けて行く予定である。

文献

- 1) 大東他：物理学会1988秋、プラ核分科会、6a-D6-7.
- 2) A.M.Sessler, et al., The Laser Acceleration of Particles, AIP Conf.Proc.No.91(1982).
- 3) A.M.Sessler, et al., Phys.Rev.Lett.58,2439(1987).
- 4) A.M.Sessler, Phys.Today, 26(1988).
- 5) T.Taguchi, K.Mima, et al., "Physics of Quantum Electronics", Vol.9, p.841.