

## 第1章 はじめに

線形誘導加速器は、変圧器の原理で発生した電圧を加速電圧に使う加速器で、大電流の相対論的粒子ビームを加速するのに適した加速器である。[1][2]

これまで比較的低エネルギー領域で使われることが多かったが、最近の磁性体材料等の発達などにより、高性能で大型のもの建設のメドがついてきた。この線形加速器を用いると、エネルギー、地球環境、宇宙分野等、大パワーを必要とする分野で多くの応用が考えられ得る。これらを大別すると；

- ・電子加速（マイクロ波発振）
  - 核融合プラズマ加熱
  - オゾン層修復
  - 宇宙レーザ
  - 宇宙エネルギー伝送
  - コライダー
- ・イオン加速-----慣性核融合ドライバー

というふうに分類できる。

マイクロ波発振では、線形誘導加速器からの良質な大電流電子ビーム使って自由電子レーザを構成する事により、ミリ波からサブミリ波の領域にかけて、従来の電子管では不可能であった、GW級の出力を、任意の周波数で得ることが可能になりそうである。

イオン加速に関しては、重イオンビームを慣性核融合のドライバーに使うための重イオン線形誘導加速器の開発が米国でスタートしている。

マイクロ波発振に使うにせよ、イオン加速に使うにせよ、大きなピークパワーを有する良質のビームが得られるという点が、線形誘導加速器の魅力となっている。本稿ではこれら線形誘導加速器の特徴、自由電子レーザなどについての基礎的な事項に簡単ふれるとともに、エネルギー、環境、宇宙、加速器分野に関連して想定される応用について紹介したい。

## 第2章 基礎的な事項

### 2-1節 線形誘導加速器の特徴

ここでは、線形誘導加速器の特徴を簡単に述べておく。加速電場として磁束の変化によって生じる誘導起電場を用いる加速器に誘導線形加速器がある[1][2][3]。いま、図2. 1-1 (a) に示すようなフェライト等のできたトロイダル状の磁性体に1次巻線と2次巻線が1ターンずつ巻いてあるものを考える。1次側に電圧パルスが加えられたとすると、磁性体内部の磁束が変化し、2次側には磁束の変化量にしたがって；

$$\int E dl = - \int \frac{\partial \phi}{\partial t} ds \quad (1)$$

で表される電圧が発生する。ここでEは電界強度、 $\phi$ はコア中の磁束である。次に、図2. 1-1 (b) に示すように、このような磁性体がいくつか並べられた場合を考える。すべての磁性体の1次側にそれぞれパルス電圧が加えられたとする。2次巻線はこれらの磁性体をすべて囲むように1ターン巻くと考える。このとき2次巻線が囲む領域内の磁束の変化量は磁性体の個数をnとするとn倍となる。2次巻線側の発生電圧もn倍となる。すなわち、磁性体の個数を増やしただけ電圧が重量される。この電圧を加速電場として利用するのが誘導線形加速器である。実際には図2. 1-1 (c) に示すように磁性体を金属のケースで包み、ある特定の位置に集中して電圧が発生するようにしてある。これまでつくられた誘導線形加速器では、米国ローレンスリバモア国立研究所のエネルギー50 MeV、電流10 kA、パルス幅50 ns、全長50 mのものが最大である[4]。

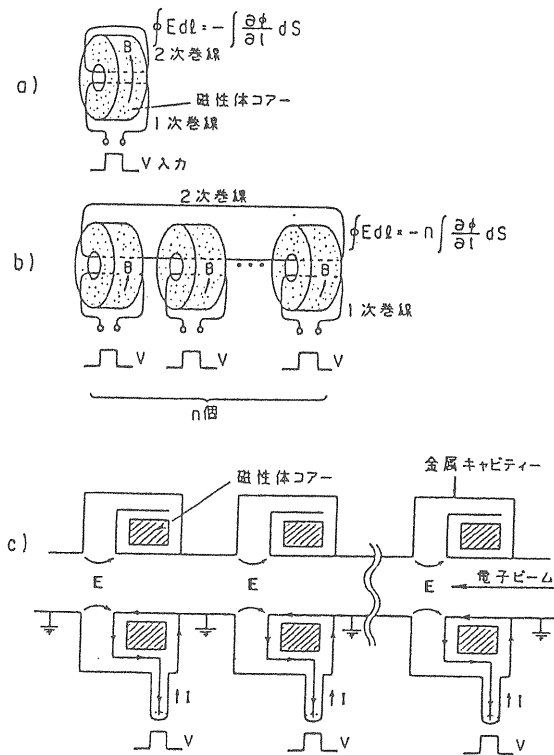


図2. 1-1 線形誘導加速器の概念図

誘導線形加速器はこのように巻数1、巻線比1:1のトランスであるため、加速器側のインピーダンスは入

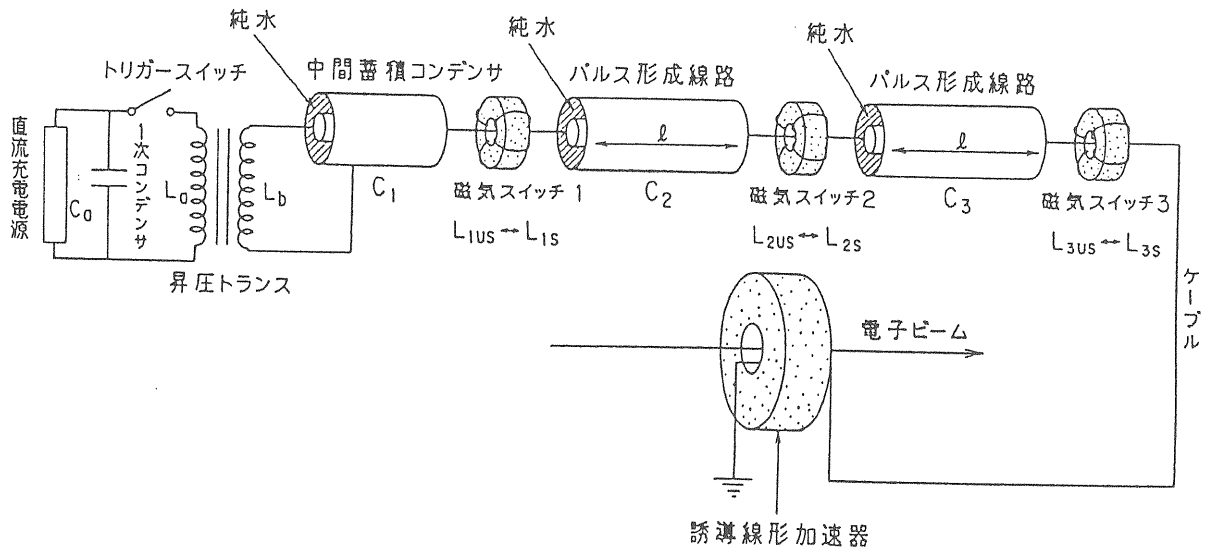


図2. 1-2 線形誘導加速器のパルス回路

力パルス電源のインピーダンスとはほぼ同じに低くできるため大電流の加速に適している。1-10 kAの電流を用いる大出力ミリ波自由電子レーザーの電子ビームの加速[5]、10-100 kAの電流を必要とする慣性核融合用イオンビームの加速等に用いられる[6]。実際、1つのコアで、発生電圧250-300 kV、パルス幅100-160 ns程度を得るには、磁性体としては外形60-80 cm、内径20-30 cm、厚さ2.5 cm程度のフェライトないしはアモルファス金属のリボン巻いたバンクをほぼ5-10枚程度重ねたものを1つの磁性体コアとして用いる必要がある。[7]磁性体製作メーカーの話によると、現在、製作可能な磁性体バンクの大きさの限界としては、フェライトで、厚さ2.5 cm、外径90 cm程度、アモルファス金属のリボン巻いた磁性体バンクで外径1.5-2 mあたりであろうとの事である。[8]この磁性体の大きさから推定すると、バンクを10枚並べたコアで250 kV程度を発生させるとした場合、Volt-secの制限から、線形誘導加速器のパルス幅は1-2 μsecというところになる。同じコアでの発生電圧を例えば50 kVに上げれば、パルス幅は5-10 μsとなる。どのような電圧とパルス幅を選ぶかは、加速器の使い道による。

図2. 1-2に誘導線形加速器で用いられるパルス回路の例を模式的に示す。回路は直流充電電源、1次コンデンサー、トリガスイッチ、昇圧トランス、中間蓄積コンデンサ、パルス形成線路、磁気スイッチ等からなる。磁気スイッチは最近のアモルファス金属等の磁性材料の発展のために[9]加速器でも使われるようになって来た一種のスイッチであり、後ほど詳述する。

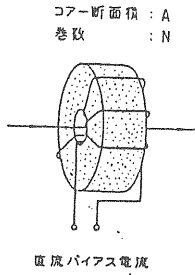
まずはじめに、充電電源により1次コンデンサを充電した後、トリガスイッチを放電させるとCaにたまる

ていたエネルギーはC1に共振的に転送され、中間蓄積コンデンサが充電される。コンデンサは純水を誘電体として使った同軸線路で、高電圧で動作するコンデンサと考える。パルス形成線路はよく知られているように[3][10]純水を誘電体として用いた同軸線路であり、矩形波状のパルス形成する。

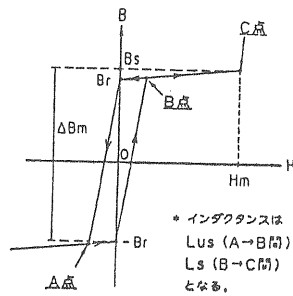
1次コンデンサ、昇圧トランス、中間蓄積コンデンサの部分はテスラーコイルと同じ原理で、Ca、La、Lb、C1、の関係性をうまく選ぶと、CaからC1へのエネルギー転送率は理論的には100%となる事が知られている[1]。このコンデンサがちょうど充電されたタイミングで、後述するように、磁気スイッチ1が開くようにしてやると、C1のエネルギーはパルス形成線路C2に転送される。同様にパルス形成線路C2が充電されたタイミングで磁気スイッチ2が開くようにしてやるとパルスはパルス形成線路C3に転送される。C3が充電されたタイミングに、磁気スイッチ3が開くようにしておく。磁気スイッチ3をでたパルスはパルス形成線路C2、C3の働きにより矩形波状となっており、この電圧パルスが加速器の磁性体コアの1次側に入り、2次側に加速電圧を生じさせる。

磁気スイッチの動作についてであるが、これは磁性体の未飽和時と飽和時のインダクタンスの値が大きく違う事を利用した可飽和インダクタと呼ばれるものの一種である。図3に可飽和インダクタの動作原理を示す。磁気スイッチとして用いる可飽和インダクターは通常図2. 1-3 (a)の様に直流のバイアス電流を流しておき、図2. 1-3 (b)の動作のB-Hループ上のA点から動作が始まる。磁性体コアの状態がA点からB点の間は磁性体は未飽和で、この時のインダクタンスをLus、ほぼ飽和したB点から十分飽和状態になったC点にいたる間のインダクタンスをLsとする。例えばアモルファ

0) 可飽和インダクター



b) 動作B-Hループ



$$I_{2max} = V \sqrt{\frac{C}{2L_s}} \quad (8)$$

を得る。すなわち、 $t = \tau_1 = \sqrt{\frac{L_1 C}{2}}$  の時刻に  $V_{C0} = 0$ 、 $V_{C1} = V$  となりエネルギーは100%  $C_0$  から  $C_1$  に移行する。この間磁気スイッチには電圧  $V_{C1}(t)$  がかかっているが、インダクターの断面積をA、磁気スイング(図2. 1-3 (b) 参照)を $\Delta B_m$ すると、

図2. 1-3 可飽和インダクター

$$\tau_1 = \frac{N \cdot A \cdot \Delta B_m}{V} \quad (9)$$

ス金属の磁性体の場合では  $L_{us}$  は  $L_s$  の1000倍程になる。図2. 1-4で示すような回路を考える。 $C_0$ に電圧  $V_{C0} = V$ がかかってエネルギーがたまっている初期状態から、時刻  $t = 0$ に回路のスイッチが繋がったとし、その後の回路の様子を調べる。この回路は図2に示す実際の回路の中の1次コンデンサ  $C_a$ 、昇圧トランスの機能を等価な  $C_0$ 、 $L_1$  で置き換えた場合の1次コンデンサ、昇圧トランス、磁気スイッチ1、中間蓄積コンデンサ  $C_1$ 、パルス形成線路  $C_2$ の部分の等価回路と等価であると考えられる。この時；

$$L_s \ll L_1 \ll L_{us} \quad (2)$$

が成り立つよう、さらに、丁度  $C_0$  から  $C_1$  へエネルギーの転送が終了するときに、 $L_{us}$  から  $L_s$  へ変化するようにインダクタを設計しておく。 $C_0$  から  $C_1$  へエネルギーが転送されている時は、 $L_1 \ll L_{us}$  のため  $C_2$  へのエネルギー移行は無視出来る。今、簡単のため  $C_0 = C_1 = C_2 = C$  と考えて回路方程式を解いてやると簡単な計算により；

$$V_{C1} = \frac{V}{2}(1 - \cos \pi \frac{t}{\tau_1}) \quad (0 \leq t \leq \tau_1 \text{ のとき}) \quad (3)$$

$$V_{C2} = \frac{V}{2}(1 - \cos \pi \frac{t - \tau_1}{\tau_2}) \quad (\tau_1 \leq t \leq \tau_1 + \tau_2 \text{ のとき}) \quad (4)$$

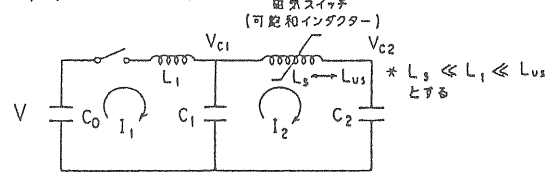
$$\tau_1 = \pi \sqrt{\frac{L_1 C}{2}} \quad (5)$$

$$\tau_2 = \pi \sqrt{\frac{L_s C}{2}} \quad (6)$$

$$I_{max} = V \sqrt{\frac{C}{2L_1}} \quad (7)$$

となるように巻線数Nとコア断面積Aを選んでおけば、このインダクターは丁度時刻  $\tau_1$  で飽和し、 $\tau_1$ 以降インダクタンスが  $L_s$  のインダクターとして動作する。飽和後は  $L_s \ll L_1$  であるため  $C_1$  のエネルギーは  $C_0$  の方にはほとんど移行せず、こんどは  $C_2$  に移行していく。時刻  $\tau_1 + \tau_2$  にエネルギーは100%  $C_2$  に転送される。先にも述べたように、インダクターには常にバイアス電流をかけてあるため、回路の電流  $I_2$  が流れ終わり、エネルギーが  $C_2$  に転送し終わるとただちにインダクタのインダクタンスは  $L_{us}$  に戻る。丁度  $C_2$  にエネルギーが移行する時刻に、例えば図2. 1-2の磁気スイッチ2のような次のインダクターが未飽和から飽和に移行するように設計しておく、エネルギーは  $C_2$  にもどる事なく次のパルス形成線路(図2. 1-2)  $C_3$  へ移行する。

(a) 主回路構成



(b) 動作液型

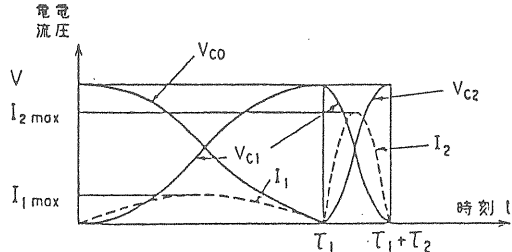


図2. 1-4 パルス圧縮回路

回路の電圧、電流の時間変化は図2. 1-4のようになる。このとき簡単のため  $C_0=C_1=C_2=C$  としたため  $V_{c0}=V_{c1}=V_{c2}=V$  となり、電圧の変化は無いが、

$I_2$  は  $I_1$  の  $\sqrt{\frac{L_1}{L_s}}$  倍となり、またパルス幅の比  $\tau_2/\tau_1$

$\tau_1$  は  $\sqrt{\frac{L_s}{L_1}}$  となって、パルス幅が圧縮されている。

このため、このように用いる可飽和インダクタを磁気パルス圧縮スイッチあるいは簡単に磁気スイッチと呼ぶ。昔の誘導加速器にはこのスイッチの部分にサイクロン等を用いていたが、この磁気スイッチの出現により回路が非常に簡単になった。実際の設計では、図2. 1-2中の磁気スイッチ2、3、及びパルス形成線路C2、C3の設計には、矩形波状のパルス成型するため、容量等だけでなく、その長さ、形状などを考慮する必要がある。

## 2-2 線形誘導加速器と大電力ミリ波の発生

0.5 MeV 以上のエネルギーをもつ大電流電子ビームを REB (relativistic electron beam) と呼びならわしているが、REB を利用することにより、従来の電子管では得られなかった、100 MW - 10 GW 級のピーク出力のミリ波・マイクロ波が得られるようになってきた[11]。

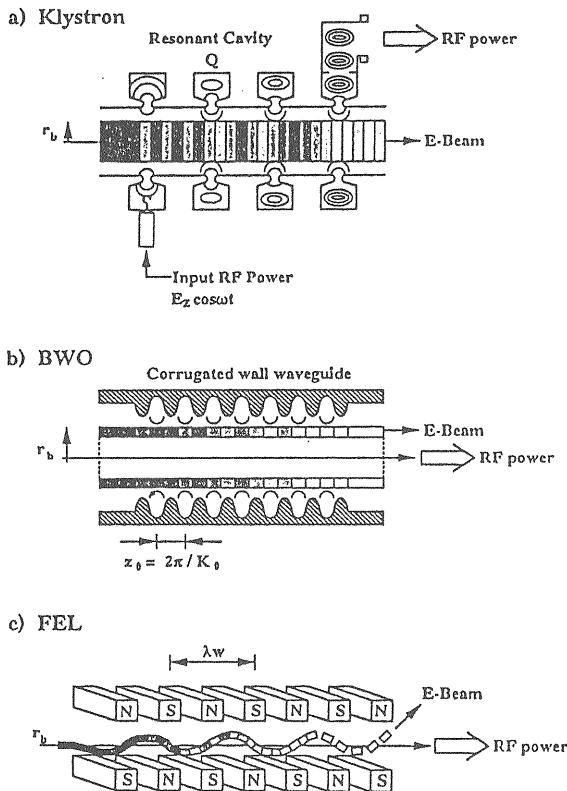


図2. 2-1 発振の原理図

発振方式としては図2. 2-1に示すような、後進波管 (BWO)、クライストロン、自由電子レーザー (FEL) などがある[11]。図2. 2-2におおよそ100 MW以上の発振出力の実験例を示す。

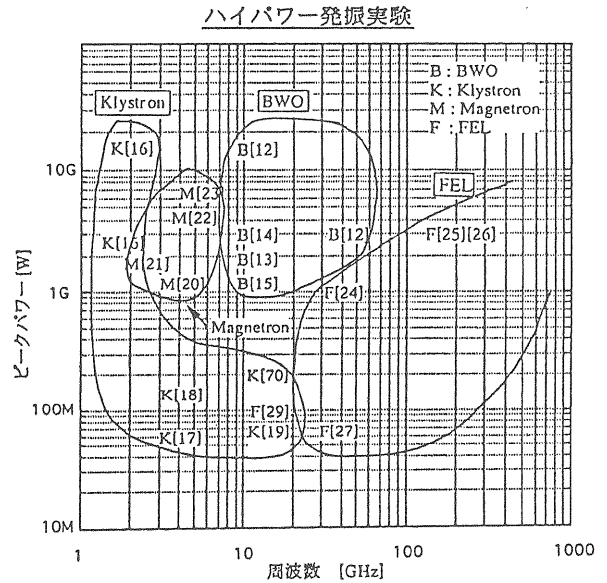
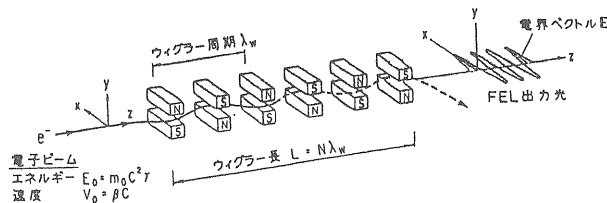


図2. 2-2 ミリ波発振の実験

1 - 10 GHz 帯域ではクライストロン、10 - 35 GHz では BWO、35 GHz 以上では FEL が出力 GW 級の発振をしている。それぞれの発振方式により、周波数の限界があるようである。すなわち、電流値 k A 程度の REB のビーム直径は通常 5 - 10 mm 程度の値であるが、クライストロンの場合、図2. 2-1 a) の共振空洞の直径は1波長程度である。したがって、ビームの直径程度の波長の発振は実際上不可能である。将来的にもこの方式での発振周波数の限界は 20 GHz ぐらいであろう。BWO では図2. 2-1 b) の遅波構造の山谷の周期を周波数が増えるにつれて小さくして行く必要がある。例えば 35 GHz の発振では 1 mm 以下となり工作等が難しくなる。BWO の発振が 35 GHz 程度までとどまっているのはこのためであろうと考えられる。FEL では、後程詳しく述べるが、外部磁界以外には導波管内にはとくに共振構造をつくる必要は無く、35 GHz 以上の周波数領域に向けた発振形式と言える。事実ビームエネルギーを上げることにより、可視、紫外域までの発振が得られている[28]。

図2. 2-3 に遠赤外からマイクロ波の波長帯に存在する電磁波発生方式とそのピークパワーをの概要を示すが[30]、これまで、 $0.03 \text{ mm} \leq \lambda \leq 10 \text{ mm}$  の領域にはあきらかに高いパワーの発振管が存在していなかった。エネルギー 0.5 - 1.5 MeV 程度のいわゆるパルスパワー装置からの電子ビームを使ったマグネトロン、

クライストロン、BWOなどの出現により、波長10mm程度までは何とかGW級の発振管が出て来たものの、波長10mmから波長0.03mmまでのミリ波から遠赤外領域では高いピークパワーをもつ発振源が無い。FELはこの広い波長領域で高いピークパワーを有する発振が原理的に可能であり、特に線形誘導加速器を用いたFELではこの領域で出力GW級のハイパワー発振が期待できる。



ミリ波 - 遠赤外の窓

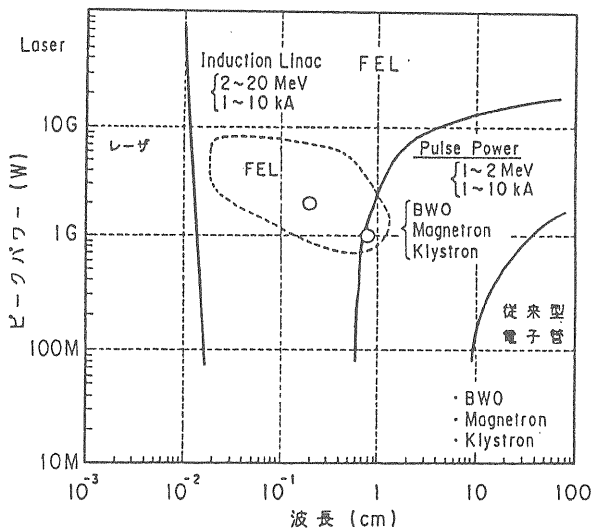


図2. 2-3 ミリ波-赤外の窓

### 2-3節 自由電子レーザーの動作原理

前節で述べたように線形誘導加速器からの電子ビームを用いて、広い周波数範囲で可変の、大出力の自由電子レーザーを構成する事ができる。ここで自由電子レーザーの動作原理を具体的に見てみよう。

自由電子レーザー (FEL) は、相対論的な電子ビームが周期的に変化する磁場の中を通るとき、電磁波と共鳴的な相互作用を行い、コヒーレントな電磁波を発生させる装置である。周期的に変化する磁場を発生させる装置をウィグラーと呼ぶ。1977年にスタンフォード大学で初めて発振して以来[31][32]世界的にも急激にその研究が盛んになった。現在最も短い発振波長は240nm [33]、最も高い出力は140GHzで1GW[34]である。

図2. 3-1にFEL装置の配置と座標系を示す[35][36]。図中λ\_wはウィグラー周期 (k\_w = 2π/λ\_wをウィグラー波数と呼ぶ) である。まず、系の中に電磁波が無い時を考えて見る。

初期にz方向にエネルギーγm\_0c^2; 速度v = βc, γ = (1 - v^2/c^2)^(-1/2), β = v/c をもつ電子がウィグラー中を蛇行する運動を考える。ここで m\_0 は電子の静止質量で

図2. 3-1 ウィグラーと座標系

ある。ウィグラー (アンジュレータ) 磁場B\_wはy軸に向き、z方向に周期的に変化しており、

$$B_w = ((0, B_0 \cos(2\pi z/\lambda_w), 0)) \quad (10)$$

で表される。電子の軌道は次の運動方程式から求められる。

$$dP/dt = -ec\beta \times B_w \quad (11)$$

$$(m_0c^2\gamma)^2 = (m_0c^2)^2 + P^2c^2 \quad (12)$$

$$P = \gamma m_0 v \quad (13)$$

ここで、Pは電子の運動量、m\_0は電子の静止質量、-eは電子の電荷、cは光速、vは電子の速度、β = v/c = (1 - β^2)^(-1/2)である。また今後太字はベクトルを普通の字体はスカラー量を表す。電子の軌道は;

$$x = K\lambda_w/2\pi\gamma \cos(2\pi ct/\lambda_w) \quad (14)$$

$$z = \beta^* ct + (K^2\lambda_w/16\pi\beta\gamma^2)\sin(4\pi ct/\lambda_w) \quad (15)$$

$$\beta^* = 1 - (1 + K^2/2)/2\gamma^2 \quad (16)$$

$$v_x = -cK/\gamma \sin(2\pi z/\lambda_w) \quad (17)$$

$$v_z = c(1 - (1 + K^2/2)/2\gamma^2) + K^2\beta c/4\beta^2\gamma^2 \cos(4\pi z/\lambda_w) \quad (18)$$

である事が知られている。電子の軌道の様子を図2. 3-2に示す。ここで、Kはつぎの式であたえられる、ウィグラーを特徴づける重要な量で、とくにKパラメータと呼びならわされている

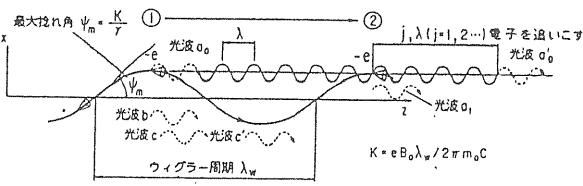
$$K = eB_0\lambda_w/2\pi m_0c \quad (19)$$

図にも示してある様に、電子の軌道の最大ふれ角ψ\_mは;

$$\psi_m = K/\gamma \quad (20)$$

である。式17)、18) から x、z 方向の平均速度は

(a) アンジュレータ光での光の放射



(b) FELでの電子と電磁波の相互作用の様子

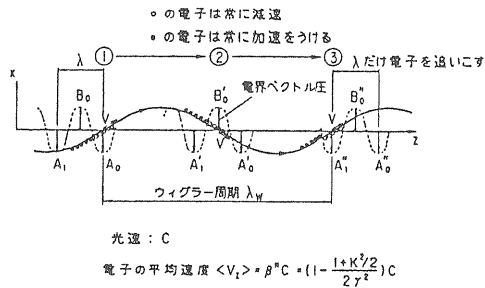


図2. 3-2 ウィグラー中の電子軌道

$$\langle v_x \rangle = 0 \quad (21)$$

$$\langle v_z \rangle = \beta^* c \quad (22)$$

で与えられる。z方向の平均速度は電子が蛇行する分だけ初期の $\beta$ より遅くなる。

さて高速で運動している荷電粒子が磁場によって軌道を出げられる時、速度方向、すなわち軌道の接線方向に光を放射する[37]。これを一般にシンクロトロン放射光と言ひ、ウィグラーを使っている場合はアンジュレータ光（ウィグラー光）と呼ばれる。この光（電磁波）は図2. 3-2 a) に示す様に、電子の軌道の接線方向を軸とした、頂角 $2\theta \sim K/\gamma$ のコーンの内部にそのほとんどが放射される( $\theta \sim K/\gamma$ )。いま蛇行軌道上の①点でウィグラーの下流方向に光を放射した電子、と光のその後の運動を考えて見る。電子がウィグラーの1周期分動く時間 $\Delta t$ は22)式から

$$\Delta t = \lambda_w / \beta^* c \quad (23)$$

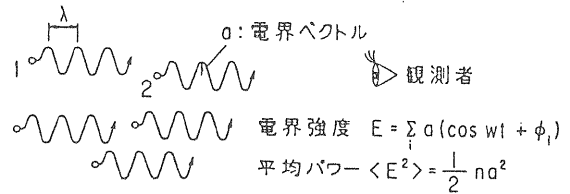
で与えられる。この時間に光は $C\Delta t$ だけの距離を進む。電子の進む距離と光の進む距離との差が波長 $\lambda$ の整数倍( $j=1,2,\dots$ )になるような波長の光では、電子は以前に放射した光と同じ位相のタイミングで②点でまた光を放射する。この波長を $\lambda_r$ とすると

$$\lambda_r = (\lambda_w / 2j\gamma^2) (1 + K^2/2) \quad (24)$$

$$(j=1, 2, 3, \dots)$$

という関係式を満たす。全体として $N_w$ 個の磁石からな

(a) 発光源がランダムな場合



(b) 発光源が光の波長程度の位置に集まっている場合

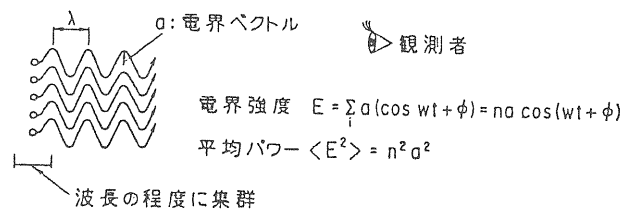


図2. 3-3 光と発光源とコヒーレンス

るウィグラーの場合、放射光をウィグラー中心軸上の下流側で見ている観測者は、24)の関係を満たさない光については、1回の放射光の $N_w$ 倍の強度の光を観測するが、24)の関係を満たしている波長の光については、同位相で強められた、1回の放射光の $N_w^2$ 倍の光を観測することになる。これがアンジュレータ光あるいはウィグラー光とよばれるものである。

これまでの話は1つの電子についてであるが、実際には付近の電子がそれぞれに光を放射する。これらの電子は空間的な位置に関しては、でたために分布している。したがって放射される光の位相もでたために分布している。いま $n$ 個の発光源があったとした場合、観測者の見る光の強度は、発光源がでたために分布している時には、発光源の数を $n$ として、1つの発光源からの光の強度の $n$ 倍に比例し（インコヒーレント光）、もし発光源が光の波長範囲に集群している時は $n^2$ 倍に比例（コヒーレント光）する事が知られている[38]。この様子を図2. 3-3に示す。すなわち、電子を波長の範囲に集群させると、さらに強い、コヒーレントな光（電磁波）が得られる。定性的には、このような状態が実現しているのがFELである。

FELの場合をもう少し詳しく見てみよう。この時、ウィグラー中には強い電磁場 $E$ 、 $B$ が既に存在していると想定する。電磁場は25)26)式で与えられる、電界ベクトルが $x$ 、 $z$ 面で振動する平面波であるとする。

$$E = (E_0 \cos(kz - \omega t + \phi_0), 0, 0) \quad (25)$$

$$B = (0, E_0/c \cos(kz - \omega t + \phi_0), 0) \quad (26)$$

このとき電子の運動は；

$$dP/ = -eE - ec\beta \times (B + B_w) \quad (27)$$

$$d\gamma/dt = -(em_0c)\beta \cdot E \quad (28)$$

で記述される。電子のエネルギー変化は、電磁場の電場E、と電子との相互作用だけで決まる。

電子のエネルギー $\gamma r$ と電磁場(光)の波長 $\lambda_r$ が(24)式の $j=1$ 条件を満たしている場合を考える。すなわち

$$\lambda_r = (\lambda_w/2\gamma^2)(1 + K^2/2) \quad (29)$$

の場合を考える。図2. 3-2 (b)に示すように(実線は電子の軌道、破線は光の電場の方向を示してある。)電子の速度ベクトルを $v = \beta c$ とすると、電場Eによる電子のエネルギー変化は $-e\mathbf{v} \cdot \mathbf{E}$ である。図中の①点では電磁波の位相は $A_0$ で、 $-e\mathbf{v} \cdot \mathbf{E}$ の値は負となっており、電子は減速する。このときエネルギー保存則により電磁波はエネルギーをもらい増幅されている。電子がウィグラーの半周期 $\lambda_w/2$ 進んだ点②では、(28)式の共鳴条件から光は半波長分電子より進んでおり、位相は $B_0$ 。ここでも $-e\mathbf{v} \cdot \mathbf{E}$ の値は負となっている。電子がウィグラー1周期分進んだ時、すなわち点③では、光は1波長分電子を追い越しており、位相は $A_1$ となっている。ここでもまた $-e\mathbf{v} \cdot \mathbf{E}$ は負である。つまり点①から点③まで連続的に電子は減速されている。①点の $B_0$ のあたりにいる電子はこれとは逆に常に加速され続ける。このあとこの過程はウィグラー通過中繰り返される。

次にウィグラー中の電子のエネルギー変化の様子を定量的に見てみると、運動中のエネルギー変化の式(27)(28)から、

$$d\gamma/dt = -(e/m_0c)\beta \cdot E \quad (30)$$

$$= -(eK E_0/2m_0c\gamma)\sin\phi$$

$$\phi = (2\pi/\lambda_w + 2\pi/\lambda_r)z - \omega t + \phi_0 \quad (31)$$

を得る。ここで $\lambda_r$ は(29)を満たす。今、独立変数は時間 $t$ であるが、われわれの知りたいのは、電子と光が $z$ 方向に進むにつれて相互作用の変化する様子である。そこで、 $z$ 方向の平均速度 $\beta^*$ を使って、 $dz = \beta^* dt$ と変数変換すると、(30)(31)式の代わりに

$$d\phi/dz = \mu \quad (32)$$

$$d\mu/dz = -\Omega^2 \sin\phi \quad (33)$$

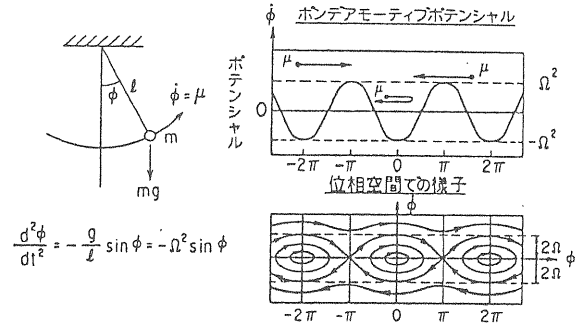
を得る。これは、よく知られた振り子の方程式と同じ形をしている。

ただし、ここでは

$$r = \gamma_r + \Delta\gamma \quad (34)$$

$$\mu = (4\pi/\lambda_w\gamma_r)\Delta\gamma \quad (35)$$

(a) 振り子運動の位相空間での様子



(b) FEL増幅過程での電子の位相空間での様子

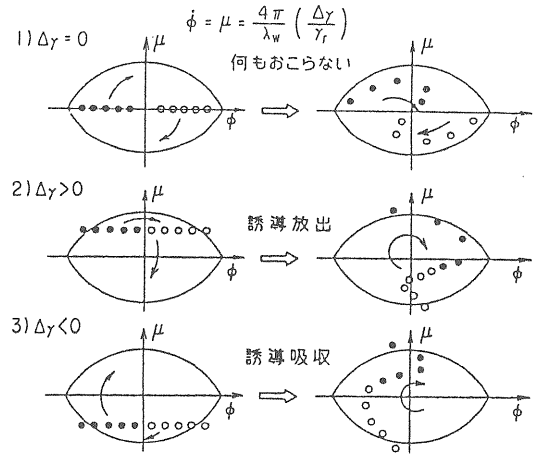


図2. 3-4 振り子運動とFELの類縁関係

なる変数変換を行った。また

$$\Omega^2 = 2\pi e K E_0 / m_0 c^2 \lambda_w \gamma_r^2 \quad (36)$$

である。

これらの式の物理的意味であるが、(31)で表される $\phi$ は電子と光の相互作用の位相で、 $z$ が変化してもこれが変化しない場合、すなわち $\mu = d\phi/dz = 0$ の時、電子はウィグラー中を進みながら、同じ位相で光により、常に減速あるいは加速を受け続ける事を意味する。この条件は

$$d\phi/dz = 2\pi/\lambda_w - 2\pi/(2\lambda_r\gamma^2)(1 + K^2/2) = 0 \quad (37)$$

と書けるが、これは(29)と同じ共鳴条件を与える。この意味で、(29)式をFELの共鳴条件と呼ばれている。

式(32)(33)の方程式の意味は、FELで電磁場と相互作用をしている電子の運動は長さ $l$ 、質量 $m$ の振り子の運動と等価であるという事である。図2. 3-4 (a)に長さ $l$ 、質量 $m$ の振り子と、その運動方程式を示す。

この力学系は

$$H=(1/2)\mu^2-\Omega^2 \cos \phi \quad (38)$$

であらわされるハミルトニアンによって記述される保存系となっている。 $\omega_b = \Omega^2 \cos \phi$  はポテンシャルと呼ばれており、図 2. 3-4 (a) 右上のような形をしている。ポテンシャルの山の高さは  $2\Omega^2$  である。 $\lambda_w = 2\text{cm}$  のウイグラー中で、ビーム断面積  $1\text{mm}^2$ 、 $\gamma = 140$  のビームで増幅した電磁波のパワーが  $1\text{MW}$  になった時の、ビーム中心での電界強度は  $6 \times 10^7\text{V/m}$  となり、これを (34)(35)(36) に代入して  $(\lambda_w/4\pi)(2\Omega^2)$  を求めて見ると  $0.6\%$  程度になる。この量は (36) 式より、ポテンシャルに補足される最大の  $\Delta\gamma/\gamma_r$  を与える。同様に  $\lambda_w = 3\text{cm}$ 、ビーム断面積  $1\text{cm}^2$ 、 $\gamma = 10$ 、電磁波のパワー  $1\text{GW}$  の場合  $\Delta\gamma/\gamma_r$  は  $7.5\%$  となる。つまり FEL の中では、電子は電磁波に、トラップされながら、運動する。そのときのポテンシャルの深さは電子ビームのエネルギーの  $0.1\%$  から  $10\%$  程度に及ぶ。

系の運動を  $\phi$  と  $\mu = d\phi/dt$  の位相空間であらわすと図 2. 3-4 (a) 右下の様になり、この位相空間での粒子は、時間が経つと右回りに回る。図中の閉曲線の外側では粒子はポテンシャルに補足されていない状態を表す。

実際の FEL では電子は図 2. 3-2 (a)、図 2. 3-4 (b) のように電磁波の波長のいろいろな位相の位置に存在する。(32)(33) 式との関連言えば  $\phi$  軸上のいろいろな場所に分布している。電子のエネルギーが FEL の共鳴条件を満たす場合、すなわち  $\Delta\gamma = 0$  の場合、時間が経つと図の右側のように粒子の半数が上半平面に、半数が下半平面に移動する。加速された粒子と減速された粒子の個数は全体的には等しくなり、このとき電子から電磁波へのエネルギー移行はない。電子のエネルギーが  $\times$  共鳴エネルギーよりわずかに高い  $\gamma_r + \Delta\gamma$  のときは、時間が立つと図 2. 3-4 (b) 2) の右側のように多くの粒子が  $\phi > 0$  の領域に集まってくる。これは全体的に、粒子が減速位相に集まってきて、電磁波にエネルギーが移行している事を意味する。特に、この図のように加速位相にある粒子までが減速位相にはいつてくるという事は、実空間で考えても、光の波長程度の空間的な範囲に粒子が集群してくることを意味し、この結果、放射は図 2. 3-3 で述べたようにコヒーレント放射に近い放射を行う様になる。これが FEL の誘導放出のメカニズムである。図 2. 3-4 (b) 3) のように  $\Delta\gamma < 0$  の場合これとは逆に誘導加速が起きる。

実際の FEL の動作解析には電子の間の相互作用などを考慮しなければならないが、この場合、ビーム電流があまり高くないときは ( $10\text{--}20\text{A}$ ) 電子間の相互作用を考えない近似を取り得、コンプトン領域 FEL とよばれ、また電流の高いときには ( $\sim 1\text{kA}$ ) 電子間の相互作用をビーム

の中の静電波として取り扱う必要が出てくるが、この場合をラマン領域の FEL と呼ぶ。いずれの場合にも電磁波が空間的には  $\sim e^{i(\omega t + kz)}$  の様に増幅して行くと考えたときの増幅率  $\Gamma(z)$  は

$$\text{コンプトン} \quad \Gamma \approx (3^{1/2}/3^{1/3})(\Omega_w^2 \omega_b^2 / \gamma c^4 \beta^{*2} k_w)^{1/3} \quad (39)$$

$$\text{ラマン} \quad \Gamma \approx \Omega_w(\omega_b \gamma^{*2} / 4 \gamma^{1/2} c^3 \beta^{*2} k_w)^{1/2} \quad (40)$$

で与えられる [39][40][41]。

ただし、ここで

$$c\beta_x^{*2} = \Omega_w/k_w = eB_0 n^2 / (2^{1/2} m_0 c \gamma k_w)$$

は  $x$  方向の 2 乗平均速度で、 $c^2 \beta^2 = c^2 \beta_x^{*2} + c^2 \beta_y^{*2}$  を満たす  $k_w = 2\pi/\lambda_w$ 、 $\omega_b$  はビームのプラズマ周波数、 $\gamma^{*2} = (1 - \beta^{*2})^{-1/2}$  である。コンプトン領域では増幅率が小さいため実際には  $N_w = 100$  程度の場合、(39) 式より、次の式で与えられる、ウイグラーを 1 回電子ビームが通り過ぎる時の、微少なゲイン GN (1 バスゲイン) を与える (41) を使う事が多い [42]；

$$G_N = 1.5 \times 10^{-14} \lambda_r^2 N_w^3 \gamma_r^{-3} K^2 (J_j)^2 \rho_0 F \quad (41)$$

ここで  $|J_j| = |J_1(\xi) - J_0(\xi)|$ 、 $\xi = K^2/(4+K^2)$ 、 $J_j$  は  $j$  次のベッセル関数、 $\rho_0$  は電子密度、 $F$  はビームと光の空間的な重畳因子である。

図 2. 3-5 に実際の FEL システムの模式図を示す。図 2. 3-5 a) の様にミラーによる共振器をもつタイプはライナックやストレージリングを用いる赤外、紫外等短波長のコンプトン FEL の典型的な配置である。アンジュレータ光を種にして、これを何度も増幅させて、発振を行う。先にも述べた様に、増幅率が高くないので、光を共振器の間を往復させ、これに同期して電子のバリスをウイグラーに共振器に入射させ何度も、同じ光バリスを電子ビームで増幅させ発振を行う。鏡での反射ロスより (41) 式の GN が上回る事が発振条件である。特に紫外領域等では GN が非常に小さい場合が多く ( $10^{-3}\text{--}10^{-4}$ )、鏡の反射損失を  $10^{-4}\text{--}10^{-5}$  程度におさえる必要がある。

スタンフォード大学での初めての  $3.4\mu\text{m}$  FEL 実験はこのタイプの FEL であった [31][32]。図 2. 3-6 に、この時の発振の様子を示す。発振の起きる前はアンジュレータ放射が見られる。この放射の波長は (29) 式で決まり中心波長は  $\lambda_r$  で (29) 式からきまる。発振が起きると 1 本の中心波長スペクトルだけになり、その強度が  $10^7$  倍程度になる。この実験の先立って、図 2. 3-6 (b) のような配置で FEL の増幅作用を確かめる実験を行った。外部から強力なレーザ光をウイグラー中に入射して、(25)(26) 式にあるような電場  $E$  が既に存在するようにした上で、電子ビームをウイグラー中に入射した。



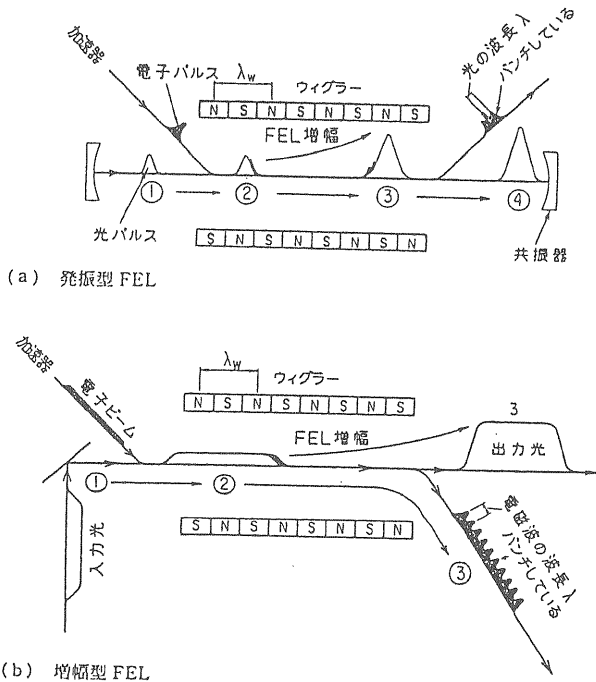


図 2. 3-5 実際の FEL

そのとき図中に示す様に、29)式で定まる共鳴エネルギー  $\gamma_r$  では増幅が起らず、共鳴エネルギーより少し高いエネルギー  $\gamma_\Delta$  を入射すると増幅が、少し低いエネルギー  $\gamma_\Delta$  を入射すると吸収がおこることを実験的に確認した。このエネルギーの差  $\Delta\gamma$  は(34)(35)式および図 2. 3-4 に示した  $\Delta$  である。詳しい理論的解析によれば増幅に最適の  $\Delta$  は、ウィグラーピッチ数を  $N_w$  として

$$\Delta\gamma/\gamma_r \approx 1/4N_w \quad (42)$$

程度であると見積もられている。

図 2. 3-6 b) は FEL の利得関数とよばれる  $f(x)$  によって、

$$-f(x) = (\cos x - 1 + x \sin x/2)/x^3 \quad (43)$$

に比例する。

42)式は FEL に用いる事のできる電子ビームの質に関して、条件を課すことになる。すなわち加速器ビームのエネルギー広がり  $\delta\gamma/\gamma$  に関して

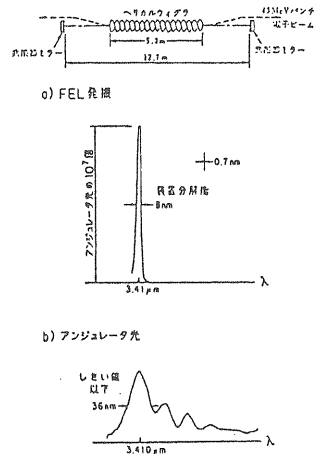
$$\delta\gamma/\gamma < 1/4N_w \quad (44)$$

となる。実際  $N_w=30$  のウィグラーを使うときには  $\delta\gamma/\gamma$  は 0.8% 程度、 $N_w=100$  のウィグラーを使う時には 0.25% 程度のエネルギー広がり of the ビームを使わなければ

(A) スタンフォード大学での初めての FEL 発振の実験

実験条件：RF ライナック (SC) 使用、ビームエネルギー 43.5 MeV、ピーク電流 2.6 A、ビームエミッタンス 0.06 mm·mrad、ウィグラー周期 3.2 cm、ピッチ数 163、発振波長 3.417 m、発振出力 7 kW (ピーク値)

- (a) 発振光のスペクトル
- (b) 発振前のアンジュレータ光



(B) スタンフォード大学での FEL 増幅実験

実験条件：ビームエネルギー 24 MeV、電流 70 mA、入射光 10 m、他は図 6 と同じ

- (a) アンジュレータ光
- (b) ビームエネルギーを変えたときの入射光の増幅の様子

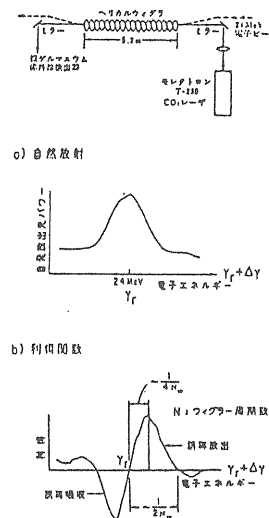


図 2. 3-6 スタンフォード大学での FEL 実験

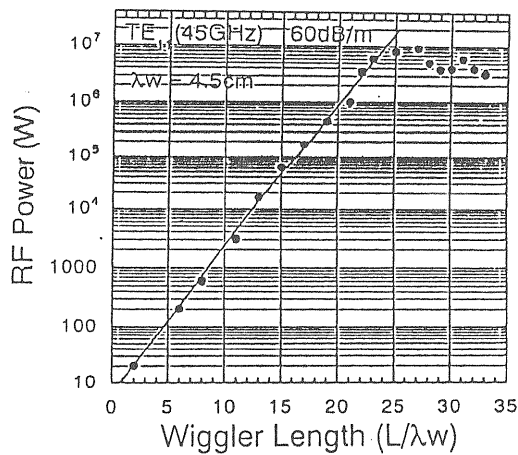


図2. 3-7 原研でのミリ波増幅実験  
1 MeVの電子ビームを加速し、フォカシングウイグラーを用いた45GHzのFEL実験結果を示す。ミリ波がウイグラーを通るにしたがって指数関数的に増幅されていく様子が分かる。文献 [43]

ならない。また詳しい議論は省くが、エミッタンスと電子ビームのエネルギー広がり関係の考察から、電子ビームのエミッタンス  $\epsilon$  に対して  $k \approx 1$  のとき

$$\epsilon \leq \lambda_w / 4 \gamma_r N_w \quad (45)$$

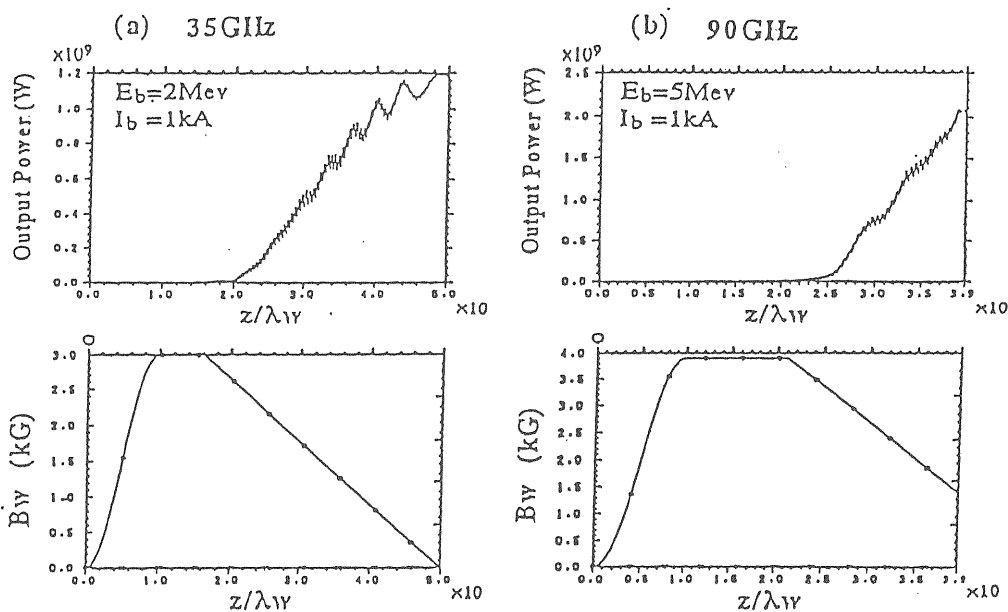
が必要となる。ピッチ数100,周期4cm,5MeVのビームを使うFEL場合  $10\text{mm} \cdot \text{mrad}$ 、また  $\gamma_r \approx 140$  (70MeV)  $\lambda_w \approx 2\text{cm}$ ,  $N_w \approx 100$  の場合  $0.36\text{mm} \cdot \text{mrad}$  程度のエミッタンスが必要とされる。

次に、図2. 3-5 (b)の増幅型FELの説明をする。これはミリ波領域でよく行われる、電流の高いラマン型FELの場合に相当する。図2. 3-7に原研(那珂)で行ったミリ波の増幅実験の例を示す[43]。である。電磁波がウイグラーを通るにしたがって指数関数的に増幅されて行く様子がよく分かる。ウイグラーの最後の部分でパワーが落ちてくるのは、増幅が飽和したため、誘導加速が起きている。これまでは、ウイグラー磁場が一定の場合を考えてきたが、飽和の後にウイグラーの磁場強度を下げていくとさらに増幅が続き、10倍ほど強度が上がる事が実験的に知られている。[24][34] 今表2. 3-1のパラメーターでこの増幅の様子をシミュレーションで求めたのが図2. 3-8である。この場合同じウイグラーで、ビームエネルギーを変えるだけで35GHz~270GHzで1GW以上の発振出力が得られる。

Characteristics of the microwave FEL

Accelerator type		Induction linac
Beam energy	$E_b$	2-6 MeV
Beam current	$I_b$	5 kA
Pulse width	$\tau$	160 ns
Wiggler type		Focusing
Wiggler period	$\lambda_w$	10 cm
Wiggler pitch number	$N_w$	50
Amplification frequency		35 GHz, 90 GHz, 140 GHz, 270 GHz

表2. 3-1 FELの緒元



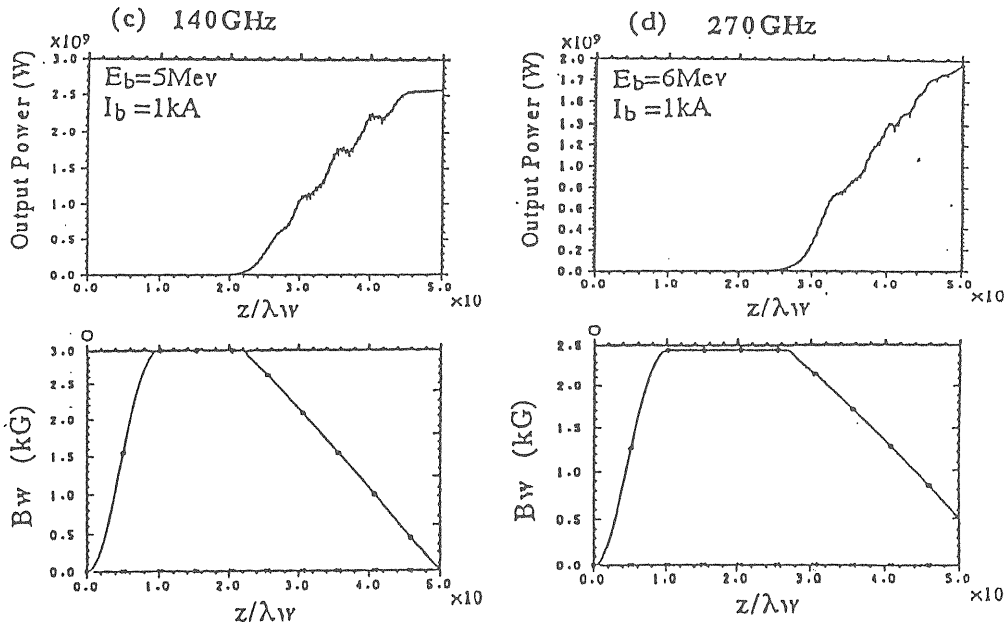


図2. 3-8 FEL増幅のシミュレーション  
 ウィグラー磁場強度、ビームエネルギーを制御することにより、FEL発振周波数がチューナブルであることを示す。

#### 2-4 電磁波による大気放電

FELによる大パワーの電磁波が大気中を伝搬する時、通常の通信などに使う電磁波の伝搬と最も異なる現象は、空中放電がおきる可能性がある事である[44]-[46]。

電磁波を  $E = E_0 \exp(j\omega t)$  で表すと、電磁波中の電子の運動は

$$m \frac{dv}{dt} + m v_c v = -e E_0^{j\omega t} \quad (46)$$

で記述される。ここで  $\omega$  は電磁波の角周波数、 $v$  は電子の速度、 $m$  は電子の質量、 $e$  は電子の電荷、 $v_c$  は電子と大気分子の衝突周波数を表す。電子は電磁波により加速され、大気分子を電離し、大気中の電子密度は上昇する。電子密度  $n_e$  の変化は次の連続の条件式によって記述される。

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = v_i n_e - v_a n_e - \frac{D}{\Lambda^2} n_e \quad (47)$$

ここで  $v_i$  は単位時間あたりの電子による大気分子の電離係数、 $v_a$  は単位時間あたりの電子の大気分子への付着係数である。 $v_i$ 、 $v_a$  は電磁波の電界強度の関数である事に注意されたい。 $\Lambda$  は特性拡散長で通常は電磁波ビームの半径程度と考えて良い。 $D$  は拡散係数で

$$DP = |29 + 0.9(E/P)| \times 10^4 \quad (48)$$

のように近似される[44]。ここで  $P$  は Torr 単位で測った気圧である。

式)は

$$n_e = n_0 \exp(v_i - v_a - D/\Lambda^2)t \quad (49)$$

のような解を持つ。ここで  $n_0$  は宇宙線等による電離のために自然の大気中に存在する電子の数で  $1 \cdot 10^0$  のオーダーの数である。電子密度は式に従い、時間とともに指数関数的に増加する。電子密度がプラズマのカットオフ密度  $n_p$  に達すると、電磁波は反射されプラズマの領域には侵入できなくなる。電磁波による気体の放電の研究分野

では、この時点が気体の放電破壊が生じたと言っている  
ので本稿でもこれを使う。カットオフ密度  $n_p$  は

$$n_p \approx 10^{13} / \lambda^2 \text{ cm}^{-3} \quad (\lambda: \text{cm}) \quad (50)$$

のように表される。周波数が異なると、放電破壊時の電子密度も異なることに留意されたい。また電子密度がカットオフ密度に至らなくても、大気中にはプラズマが生じている事にも注意しておいていただきたい。

電磁波ビームのパルス幅  $\tau$  がきまると、そのパルス幅内で大気の放電破壊を起こすために必要な電磁波のエネルギー密度  $I_{th}$  が求められ、つぎのように近似される [47]。

$$I_{th} = \frac{1}{2} \frac{v_c^2 + \omega^2}{v_c} \left[ \frac{c n \epsilon_0 U_i^2}{\tau e^2} \right] \ln \frac{n_p}{n_0} \quad (51)$$

ここで  $U_i$  は大気分子のイオン化ポテンシャル、 $c$  は光速、 $\epsilon_0$  は真空の誘電率を表す。 $v_c$  は電子と大気分子の衝突周波数で

$$v_c \approx 5 \times 10^9 \text{ P} \quad (52)$$

のように近似される。

51) 式はサブミリ波 (359  $\mu\text{m}$ ) から可視領域 (6943  $\text{\AA}$ ) に至るまでの電磁波による空気の放電破壊に必要なエネルギー密度をよく説明することが知られていた [44][48]。図2. 4-1 に760 Torr の場合のしきい値を、パルス幅100 ns の場合について計算した結果を、いくつかの実験データとともに示す [44][47][50]。実際に式51) はマイクロ波から可視領域にいたる広い範囲で大気の放電破壊のしきい値の実験値とよくフィットすることがわかる。大気中にプラズマを作るには、可視域の電磁波を用いるより、ミリ波、マイクロ波領域の電磁波を用いるほうが、はるかに少ないエネルギー密度ですむことがみてとれる。760 Torr の気圧は地表から対流圏の、100 Torr の気圧は成層圏の気圧に対応するが、図より、対流圏の大気の放電破壊には  $1 \text{ MW}/\text{cm}^2$ 、成層圏の大気の放電破壊には  $100 \text{ W}/\text{cm}^2$  程度のエネルギー密度が必要となる。

ところで、同じ大気放電破壊で生成されたプラズマと言っても、マイクロ波と  $\text{CO}_2$  レーザとでは電子密度は何桁も違う。前者は  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 、後者は  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$  程度である。大気が放電破壊した後のプラズマの様子をしてみる [51][55]。放電破壊後電磁波はプラズマ中に入らないものとする、プラズマは電子の再結合、イオンの再結合、拡散などで消滅して行く。電子密度

$n_e$  の変化は次の式で表される。

$$\frac{dn_e}{dt} = -(845 + 171\epsilon)n_e/\lambda^2 - \sum_i \langle R_i \rangle n_e^2 \quad (53)$$

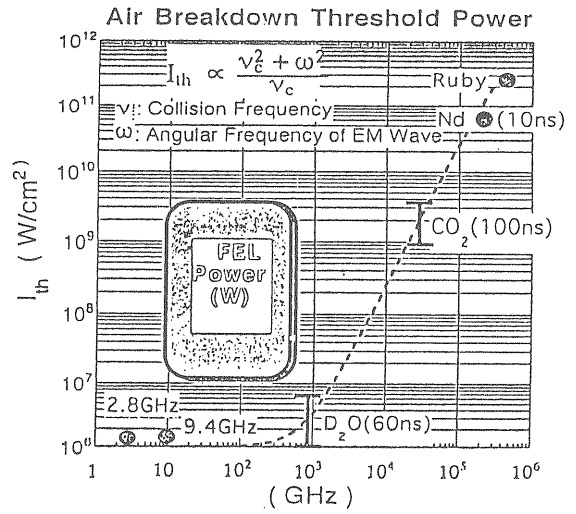
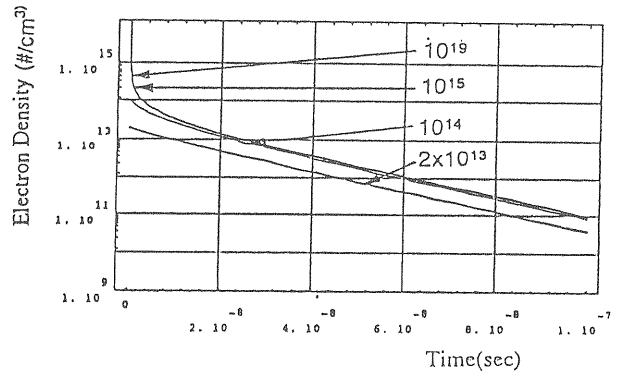


図2. 4-1 電磁波による放電破壊のしきい値  $I_{th}$  可視からマイクロ波領域にいくにしたがって、しきい値が下がっていくのがわかる。

#### A) Electron Decay



#### B) Ion Decay

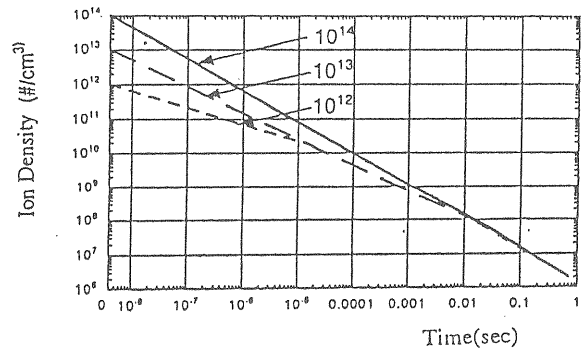


図2. 4-2 大気の電子とイオンの消滅時間変化  
パルス電磁波による放電破壊以後のプラズマ減衰の様子。  
図中の数値は、初期値の電子密度。

ここで $\langle Ri \rangle$ は電子、イオンなどが種々の原子過程で消滅する割合を（ここでは消滅率と呼ぶ）表す。 $\varepsilon$ はeV単位で計った電子のエネルギー、 $\Lambda$ はビームの半径程度の量である。実際のデータは表2. 4-1にまとめておく[45][51][54]。この表にある数値を代入すると式53)は

$$\frac{dn_e}{dt} = -10^{-20} n_e^3 - 9 \times 10^{-7} n_e^2 - 6 \times 10^{-7} n_e^2 \{- (845 + 171\varepsilon) n_e / \Lambda^2 \} \quad (54)$$

のようにかける。ここで式54)中の拡散項は他の項に比べて小さいのでこの項は今後無視。 $\text{CO}_2$ レーザ（波長 $10.6 \mu\text{m}$ ）、周波数 $270 \text{GHz}$ 、 $140 \text{GHz}$ 、 $90 \text{GHz}$ 、 $35 \text{GHz}$ のそれぞれの電磁波のカットオフ周波数に対応する $10^{19}/\text{cm}^3$ 、 $10^{15}/\text{cm}^3$ 、 $10^{14}/\text{cm}^3$ 、 $12 \times 10^{13}/\text{cm}^3$ 、を初期条件として46)式を解くと図2. 4-2 A)のようになる。初期の電子密度の違いにかかわらず、放電破壊後 $10 \text{ns}$ 程度経過すると電子密度はいずれの場合でも $10^{14}/\text{cm}^3$ 程度になる。これは電子密度が $10^{15}/\text{cm}^3$ 以上であると3体再結合（表2. 4-1)がきくためである。さらに $200 \text{ns}$ あたりでは $10^{13}/\text{cm}^3$ 程度となり、どの場合でも電子密度はほぼ同じになってくる。

電子密度が低くなくても空間にはまだ陽イオン、陰イオンがたくさん残っている。電子密度が $10^{14}$ 程度になると、イオン-イオン再結合がプラズマの消滅に主要な寄与をすようになる。イオンの密度変化は表2. 4-1のデータを使って

$$\frac{dn_i}{dt} = \langle Ri \rangle 2n_i^2 = -7 \times 10^{-7} n_i^2 \quad (55)$$

で記述されるが[51][55]、この式は

$$n_i(t) = n_{i0} / (1 + 7 \times 10^{-7} n_{i0} t) \quad (56)$$

という解を持つ。電子密度が $10^{13} \sim 10^{14}/\text{cm}^3$ になった時、イオンの数は電子の数とほぼ同じである事と、原子過程の表2. 4-1のデータから、再結合によって生じる陰陽のイオンの数がほぼ同じ程度であることを考慮に入れると、イオンは初期の電子密度の違いにかかわらず、大体図2. 4-2 B)のように消滅する。図からわかるように、放電破壊後数 $100 \mu\text{s}$ 後でも空間には $10^{10}/\text{cm}^3$ のオーダーのイオンが存在する。

Atomic Process & Reaction Rates

Process Name	Reaction Type		Reaction Rate ( $\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ )	ref.
	initial	final		
<b>ELECTRON LOSS</b>				
Recombination				
Radiative	u) $e + A^+$	$A + p$	$1 \times 10^{-12}$	52)
Recombination	b) $e + A^+$	$A^+ + p$	$10^{-13}$	53)
Electron-Ion				
Recombination	c) $e + A_2^+$	$A + A$	$3 \times 10^{-7}$	54)
	d) $e + (AB)^+$	$A + B$	$3 \times 10^{-7}$	54)
	e) $e + e + A^+$	$A + e$	$10^{-20n}$	52)
	f) $e + A^+ + B$	$A + B$	$2 \times 10^{-7}$	52)
	g) $e + (AB)^+$	$A + B$	$10^{-7}$	52)
A Attachments				
Two-Body Attachments	h) $e + A_2$	$A^+ + A$	$10^{-7/n}$	51)
Three-Body Attachments	i) $e + A_2 + B_2$	$A_2^+ + B_2$	$5 \times 10^{7/n}$	54)
<b>ION LOSS</b>				
Ion-Ion Recombination	j) $A_2^+ + B_2^+$	$A_2 + B_2$	$7 \times 10^{-7}$	45)
	k) $A^+ + B^+$	$AB + p$	$10^{-14}$	53)
	l) $A^+ + B^+$	$A^+ + B^+$	$10^{-8}$	53)

(A and B represent oxygen and nitrogen atom.)

表2. 4-1 種々の原子過程  
大気中のプラズマの減衰に係わる原子過程の諸定数。  
A、Bは、O、N原子を表す。  
文献[45]、[51-54]

### 第3章 加速器分野への応用

#### 3-1節 高勾配加速器への応用

本節ではコライダのためのRF源という観点で、線形誘導加速器との関係を紹介したい。

世界の多くの加速器の研究所で次世代の加速器と言われているTeV級のエネルギーの電子-陽子リニアコライダ建設のためのR&Dが行われていることは皆様よくご存じのことと思う。図3-1. 1にコライダの模式図を示す。500GeVのコライダで全長が約13km程度になる。表3-1. 1には各研究所のR&Dプログラムを示す。

例えば、米国スタンフォード大学のNLC(Next Linear Collider)では[58]当面500GeVのコライダを想定しR&Dを進めている。11.4GHz、パルス幅1.2 $\mu\text{s}$ 、繰り返し180Hzのクライストロンを用い、50MWのパワーを4mの加速構造に供給し、加速勾配50MV/mを得るべく計画を進めている。500GeVのコライダの場合、出力50MWのクライストロンが3,200本必要となる。もし出力100MWのクラ

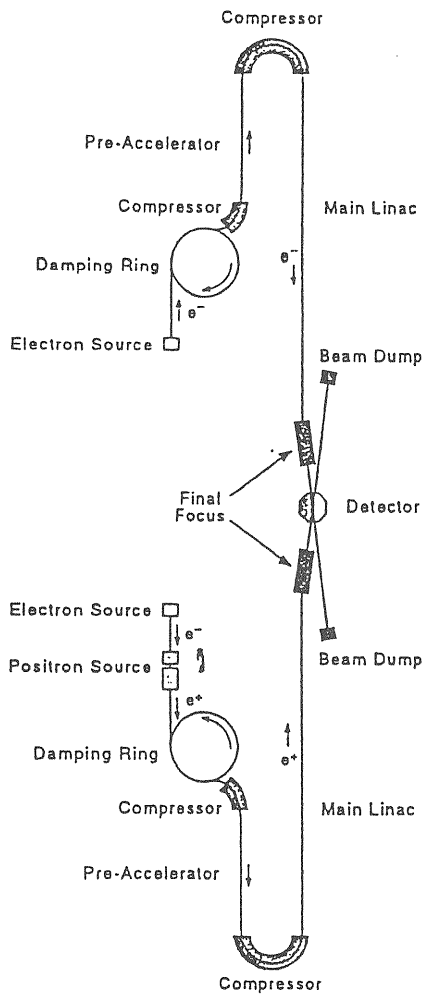


図3. 1-1 コライダの模式図  
500GeVで全長は10-15km程度になりそうである。駆動用のクライストロンが1800-3500本程度使われる。

R&D Programs on Linear Colliders			
Program and Location	RF Frequency and RF Power Source	Design Gradient Loaded/Unloaded	Test Facility
TESLA DESY Laboratory Hamburg, Germany	1.3-GHz klystrons (long pulse)	25 MV/m (superconducting accel. cavities)	TESLA test facility (TTF) <sup>[56]</sup>
S-Band Collider DESY Laboratory Hamburg, Germany	3.0-GHz klystrons	17/21 MV/m	S-band test accelerator facility <sup>[57]</sup>
NLC SLAC, Stanford, California, USA	11.4-GHz klystrons	37/50 MV/m	Final focus test beam (FFTB) NLC test accelerator (NLCTA) <sup>[58]</sup>
JLC KEK Laboratory Tsukuba, Japan	11.4-GHz klystrons	28/40 MV/m	Accelerator test facility (ATF) <sup>[59]</sup>
VLEPP BNP, Protvino, Russia	14.0-GHz klystrons	100 MV/m	VLEPP linac prototype <sup>[60]</sup>
CLIC CERN Laboratory Geneva, Switzerland	30-GHz drive beam	80 MV/m	CLIC test facility (CTF) <sup>[60]</sup>

表3. 1-1 世界のコライダーR&Dプログラム

イストロンが開発されたとして、これで加速構造8mにパワー供給する場合でも1625本必要である。エネルギーを1TeVすると、出力100MWのクライストロンで6,500本必要で、出力200MWのクライストロンを想定しても3,200本必要となる。

現在Xバンドのクライストロン管では50-80MWの出力は得られているが[61][62]、100MW以上の出力はなかなか難しく、200MW級の電子管の開発には、多ビームを同時に使うクライストロンや[63]、シートビームを用いるクライストロン等[64][65]、従来の考え方を変えた方式が必要そうで、完成は21世紀に持ち越されそうである。

このような状況の中で、200MW以上の出力をえる方法として、線形誘導加速器をもちいた、大パワーの電磁波発生とコライダーを組み合わせた2ビームコライダーの概念が提案され[66]、この実現にむけての研究が勢力的に行われている[67][68][69]-[71]。この概念を図3-1.2に示す。

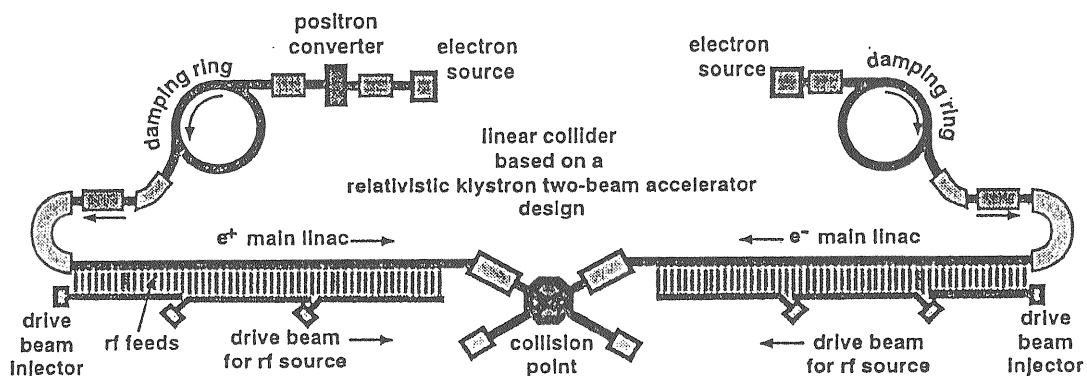


図3. 1-2 2ビームコライダーの模式図

一つのビームラインには、線形誘導加速器による、10MeV、1kA程度の電子ビームが走る。ビームの通路にはクライストロンキャパシティカウイグラーが置かれ、ここで300MW-1GWのマイクロ波が取り出され、メインの加速器に供給される。失ったビームのエネルギーは、誘導加速モジュールで追加速をうけることで取り戻される。

これは、コライダーのメインの加速器部分と多段構成の線形誘導加速器から成り立つ。線形誘導加速器の加速モジュールの間には自由電子レーザーのウィグラー[67][69]またはクライストロンのキャビティーを配置してある[68]。この加速器に大電流を通すと、電子ビームは例えばウィグラーごとに自由電子レーザー発振をする。この発振パワーを取り出してコライダー本来の加速構造にこのパワーを供給してこれでメインの加速器を駆動する。発振をしてエネルギーを失った電子ビームは加速モジュールを通るごとに再加速されもとのエネルギーに戻る。この駆動用の大電流電子ビームのエネルギーはおおよそ10 MeV程度である。多段のクライストロンの方式は米国ローレンスバークレー、リバモア国立研究所の共同チームが[68]、多段のFEL方式は我が国のKEK[69]で精力的にその研究が行われている。米国のチームでは2 MeV線形誘導加速器をもちいて1段のXバンドクライストロンで200 MW発振にすでに成功しており[70]、この成果をもとに現在10 MeVのビームによる多段構成のクライストロン方式のR&Dに予算がつけられている。この構成を図3-1. 3に示す[71]。この装置ではクライストロンキャビティーつあたり360 MWの発振出力を得ようとしている。XバンドでKEKでも1.6 MeVの線形加速器を用いて、1段のFELですでに100 MWの発振に成功している[27]。KEKの場合3-1. 3図のクライストロンキャビティーのかわりに3-1. 4図の様なウィグラーを想定している[69]。これらのテクノロジーは21世紀初頭にはほぼめどが付きそうであ

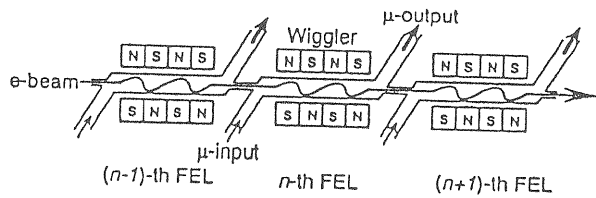


図3. 1-4 FELビームコライダーの要素  
図3. 1-3のクライストロンキャビティーのかわりに図のようなウィグラーを置く方式も考えられる。この方式では90GHzあたりの周波数までの利用が考えられている。

る。現在のところ駆動用RF源でかりに300 MW出力が得られたとしても1 TeVのコライダーの全長は10-15 km程度と考えられている。さてコライダーのエネルギーをさらに上げ5 TeVを想定してみる。加速勾配をXバンドRF源を使って得られる最大値に近い75 MeV/mとしても5 TeVコライダーの全長は75 kmとなる。これを短くしてせめて15-20 kmにする方策としては、例えば周波数をあげ3.4 GHzとし、1 GW程度のピークパワーを発生させれば、300 MV/m加速勾配を作れる。クライストロンで3.5 GHz、1 GWの発振を行うのは、非常に困難が伴いそうであり(2-2節参照)、むしろこの周波数帯は線形誘導加速器のFELでは簡単な領域である。KEKの多段FEL方式のコライダーがこのような場合有望な方式である[68][69]。21世紀にむけて今後のR&Dの進展に期待したい所である。

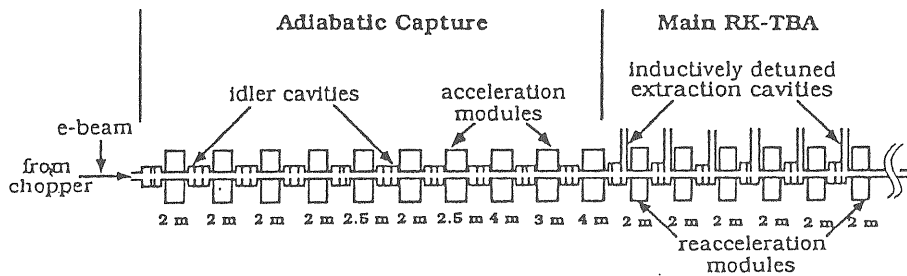


FIGURE 11. Schematic of "adiabatic capture" scheme.

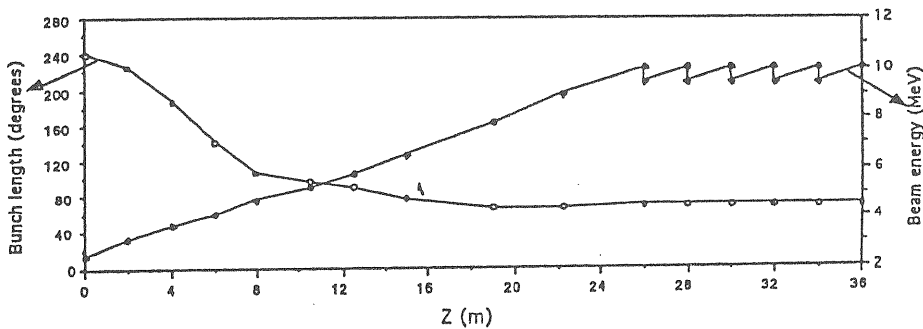


図3. 1-3 クライストロン-2ビームコライダーのR&D  
LBLで始まった、10MeV分の2ビームコライダーのR&D同じ電子ビームからクライストロン方式でXバンドのマイクロ波が何回も取り出される。

## 4章 エネルギーへの応用

### 4-1節 トカマクプラズマ加熱

電子加速器としての線形誘導加速器の応用は、自由電子レーザなどで一旦大出力のミリ波発振を行い、そのミリ波を使う例が多い。本節ではそのミリ波を使ったトカマクプラズマの加熱実験について紹介する。

近年のトカマク型装置での核融合研究では、いわゆる大型トカマク装置と呼ばれるJET（欧）、TFTR（米）、JT-60（日）で、加熱入力とプラズマからのエネルギー損失がバランスする、臨界状態に近い状態が達成されている[72]。しかし、ここにいたるまでの実験から、加熱入力を増加させていくにしたがってプラズマの閉じ込め性能が劣化して行く等の現象が見られ、将来の核融合炉の開発のためにはプラズマ閉じ込め性能の改善の方法を見いだすことがトカマクにおける当面の重要な課題となっている。

電子サイクロトロン共鳴加熱法（ECRH）は局所的にプラズマ中の電子を加熱することができる唯一の方法であり[73][74]、とくに最近では、トカマクにおけるECRH研究の重要性に対する認識が高まって来ている。その主な理由としては、Asdex（独）[75]、D-（米）[76]、JT-2M（日）[77]等の中型トカマク装置での研究により、プラズマの閉じ込め性能を向上させるためには電子温度分布の制御が大変重要であるという事が明らかになって来た事である。またECRHによる局所的な電子加熱により、トカマクの様大電流の流れている装置では非常に危険な現象である急激なプラズマの崩壊現象であるディスラプションが制御し得ることも分かって来た[77]。

磁場中の電子は磁力線のまわりにジャイロ運動をしている。プラズマ中の磁場の強さをBとすると、電子のジャイロ運動の周波数fは

$$f = \frac{\omega_{ce}}{2\pi} = \frac{eB}{2\pi m_e} = 2.8 \times 10^{10} B \quad (\text{Hz}) \quad (57)$$

で与えられる。ここでeは電子の電荷、 $m_e$ は電子の質量である。 $\omega_{ce}$ の整数倍の周波数をもつマイクロ波をプラズマ中に入射してやると、マイクロ波のエネルギーは共鳴的に電子に移行して行き、加熱が起きる。これがECRHの原理である。多くの場合、 $\omega_{ce}$ ないしは $2\omega_{ce}$ の周波数を使う。

トカマク装置の場合、プラズマ中の磁場はトロイダル磁場Bが支配的であり、その強度はプラズマ中で図4-1.1に示すように

$$B \propto \frac{R_0}{R} B_0 \quad (58)$$

に従って変化する。ここで $B_0$ はプラズマ中心でのトロイダル磁場強度、 $R_0$ はトーラスの回転中心軸からプラズマ中心までの距離Rは、トーラスの回転中心軸からプラズマ中のある位置までの距離である。57)、58)式より、プラズマ中の位置が変わると、その場所での磁場の強度が変わり、その位置の電子のジャイロ運動の周波数も変わることが解る。図4-1.1に模式的に示した様に、入射マイクロ波の周波数を変えれば、プラズマ中の共鳴点を変える事ができる。これがECRHはプラズマの局所的電子加熱ができるという意味である。

実際のトカマク装置の場合磁場は1-8Tである。57)式より、ECRHに必要な電磁波の周波数は30-250GHz程度となる。従来、この周波数帯のソースとしてはジャイロトロンが唯一のソースであった。発振出力の高いジャイロトロンが得られない等の理由のため

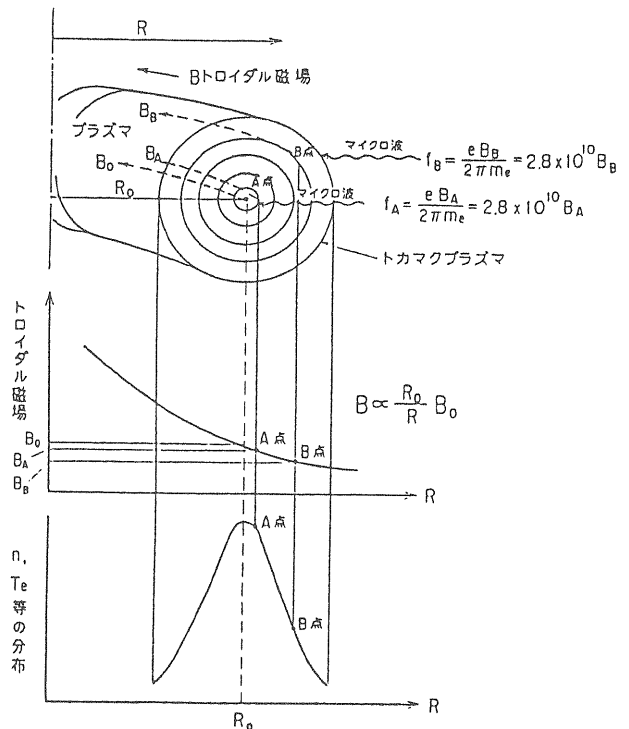


図4. 1-1 電子共鳴加熱（ECRH）の原理  
周波数の異なる $f_A, f_B$ のマイクロ波はプラズマ中の異なった場所に吸収される。



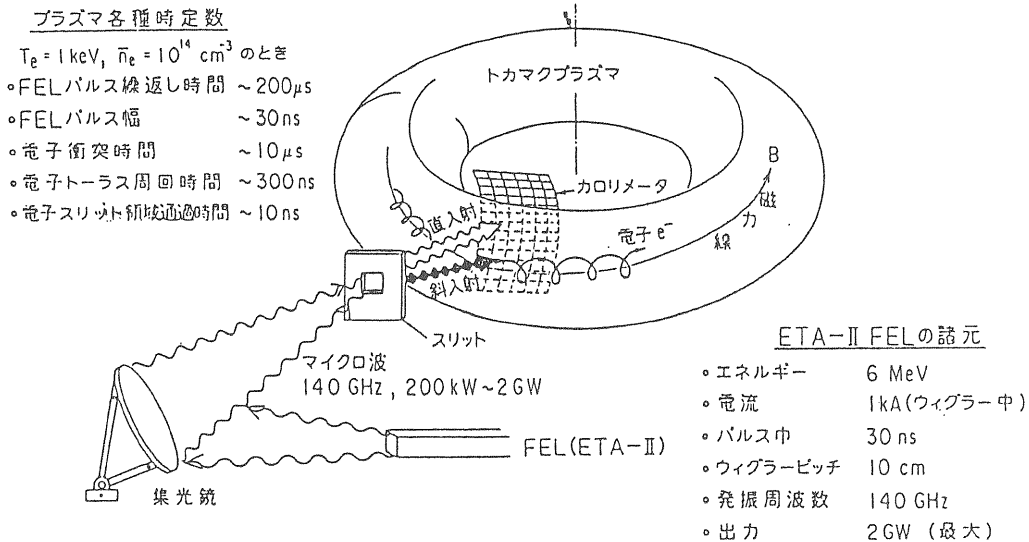


図4. 1-2 MTX実験

マイクロ波の透過を測っている。マイクロ波の透過率が悪いことは、吸収がよいことを意味する。

これまでのジャイロトロンを用いたトカマクでのECRHの実験研究は35-100 GHz、加熱入力100 kW-1 MWの範囲に制限はされているが、いずれの結果も効率良くプラズマの局所的加熱が行われことが解っている[73][77]。しかし、ジャイロトロンは原理的に単一周波数の発振管であるため、1)、2)式にしたがってプラズマ中の共鳴点を変えてやろうとした場合、幾つかの周波数の異なったジャイロトロンが必要となるため、技術的にも、経済的にも、異なったプラズマの位置を同時に加熱する実験は行われていない。自由電子レーザーでは、よく知られているように[78]、ビームエネルギーを変える事により容易にその発振周波数を変える事ができる。そのため一つのソースで加熱の共鳴点を容易に変える事が可能である。この点が自由電子レーザーがプラズマの加熱源として注目されている理由である。

世界に先駆けて35 GHzで、出力1 GWの発振に成功した[78]米国ローレンスリバモア国立研究所(LLNL)では実際にトカマク装置への加熱の基礎的な実験を行っている。この研究はMTX (Microwave Tokamak Experiment) と呼ばれ[79]、日米核融合研究協力の一環として日米で研究協力が行われており、日本からは、日本原子力研究所、広島大学[80]が参加している。

この研究では、ETA-IIとよばれる誘導線形加速器を用いて140 GHz、1-10 GWのFEL発振を行い、このマイクロ波をAlcator-Cというトカマク装置

に入射してトカマクプラズマの加熱を行う。このトカマク装置は、もともとは、米国マサチューセッツ工科大学にあったトカマクで、大半径0.64m、小半径0.16m、トロイダル磁場5 T、最大プラズマ電流550 kA、最大プラズマ密度  $10^{15} / \text{cm}^3$  という中型トカマクなみの性能を有する装置で、このMTX実験のためにいったん解体されてLLNLに運ばれ、ETA-IIの近くの実験室に組み立てられたものである。ETA-IIを用いたFELでは現在140 GHzで最大2 GWの発振が得られている[81]。

従来のジャイロトロンでのECRH実験では、100 kW-1 MWのパワーを直径5-6 cmの開口からプラズマ中に入射していた[74]。このときプラズマ表面での電界強度は数kV/cm程度である。このような場合のマイクロ波のプラズマによる吸収は理論的にも、実験的にもよく理解されている[73][74]。ところがFELからの1-10 GW程度のパワーを入射した場合、プラズマ表面での電界強度ははるかに強く、おおよそ150-500 kV/cm程になる。このような強い電界がかかる場合のプラズマの挙動は我々にとっては実験的には未知の領域であり、又理論的には、加熱された電子の相対論的効果でプラズマによるマイクロ波のエネルギー吸収率が下がる可能性等が指摘されていた[82]。

MTXの実験は、単一パルスで行われ、入力パワーを200 kWから2 GWまで変え、それぞれの場合にプラズマにどのように吸収されるかを図4. 1-2に示す

配置で調べた。マイクロ波の電界方向は磁力線に平行な、いわゆるOモードで入射される。実際の実験では図4-1.2の中のスリットの裏に、マイクロ波の光学素子がおかれており、これの調整で、マイクロ波は磁力線に直角方向に入射されたり(図中白矢印)、またはほぼ10度程度進行方向が斜めになるようにできる(図中黒矢印)。

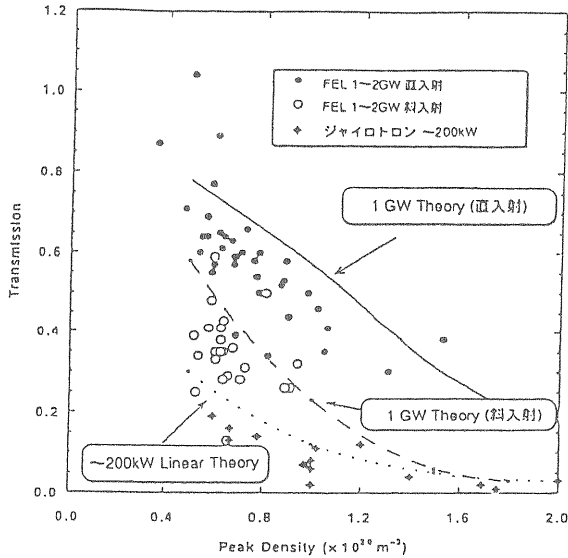


図4. 1-3 MTXの結果

マイクロ波を磁力線に垂直に入射させるより、少し斜めに入射させるほうが吸収率がよい。文献[34]

図4-1.3にマイクロ波の透過(吸収)の様子を示す。横軸はプラズマの平均密度をとっている。図からプラズマに入射されたマイクロ波の透過はプラズマの密度が上がるにつれ減って行くことがわかる。入射パワーが低い時には透過率が低く、入射パワーが高い時には透過率が高くなる傾向がある。しかし、同じ2GWの入射をしても光学素子を入れて、マイクロ波を磁力線に対して少し斜めに入射してやると、理論的にも予想されていたが、吸収率は著しく上がり、ほぼ200kW程度の入射の場合とほぼ同じ程度になる。一連の実験では、懸念されていた[83]プラズマの不安定性を引き起こす現象は観測されていないと報告されている。

結論的に言えばMTX実験では、単パルスではあるが、2GW程度のパワーまでは、プラズマに不安定性を引き起こさずにマイクロ波を吸収させる事が出来る事が明かになった。誘導線形加速器を用いたFELで、トカマクの加熱に必要なとされる平均出力MW級のパワーを得るためには、例えばパルス幅100ns、出力1GWのFELでは、10kHzの動作をさせれば良い。今後、誘導線形加速器では高繰り返しの研究開発が重要となっ

てくる。

本稿では詳しく触れなかったが、平均出力MWのマイクロ波を共振させるため、電流10A、エネルギー2MeVの静電加速器を用いる直流型のFELの開発研究もおこなわれており[84]、近い将来、波長可変性を持つFELが、幾つかの原理実験を経て、トカマクの加熱の重要な手段となるであろうことが期待される。

#### 4-2節 重イオンビームによる慣性核融合

慣性核融合の分野では、重イオンビームを核融合のドライバーにする研究が現在、米国、欧州を中心に行われている[85][86]。特に米国では1990年にエネルギー省の諮問委員会のレビューで公式に「重イオン加速器が将来的には、慣性核融合のドライバーとして、将来的には最も有望である」との見解が出されている[87]。粒子として重イオンを使うのは、1-5mmの小さなターゲットにビームのエネルギーをすべて移行させるには、ターゲットとの相互作用の大きい重イオンが有利である理由による。加速器として、線形誘導加速器により重イオンを加速し、これを慣性核融合のドライバーにしようという研究が米国ローレンスバークレー、ローレンスリバ

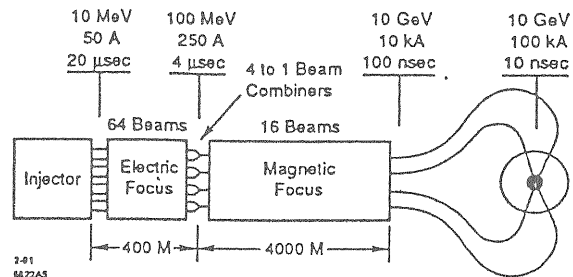


図4. 2-1 線形誘導加速器による重イオン慣性核融合 LBLグループによる提案。文献[88]

Pulse energy	4.0 MJ	Relativistic factor ( $\beta\gamma$ )	.332
Particle energy	10.0 GeV	Emittance (unnormalized)	$3 \times 10^{-5} \text{ m-r}$
Particle type	Hg <sup>+++</sup> (A=200)	Momentum spread	$\pm .3\%$
Peak power	400 TW	Spot radius	4 mm
Pulse length	10 ns	Convergence half angle	15 mr
Rep. rate	10 Hz	Standoff to final magnet	8 m
Number of beams	16	Target gain	80
Net pulse charge	1200 $\mu\text{C}$	Net electric power	1000 MW <sub>e</sub>

表4. 2-1 重イオン慣性核融合装置の緒元 文献[93]

モア国立研究所で行われているが、これが米国のドライバ開発研究の中心となっている。この計画について紹介しよう[88]。彼らは図4. 2-1に示すような重イオンビームによる慣性核融合装置を考えている。表4. 2-1に装置のパラメータをまとめておく。加速粒子としては水銀の3価の原子を想定している。まず10 MeVのInjectorから50 A (64ビームにわけて)のビームを取り出す。パルス幅は20  $\mu$ sである。つぎにこのビームのエネルギーを100 MeVまで加速する。このときパルス幅は4  $\mu$ s程度になる。このビームを4本ずつまとめて、合計16本のビームにして10 GeVまで加速し、最後にこのビームのパルス幅を圧縮して10 GeV、100 kA、10 nsのパルスにして核融合燃料の詰まった直径1-5 mm程度のターゲットに当てる図4. 2-3 (a)。ビームエネルギーの低い10-100 MeVでは、図4. 2-3 (a)に示すような、4重極構造の電極で加速とビームの収束を同時に行う。この

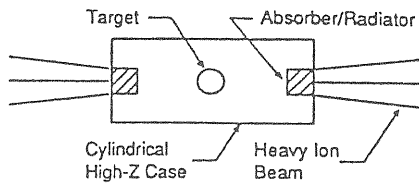


図4. 2-2 ターゲットの模式

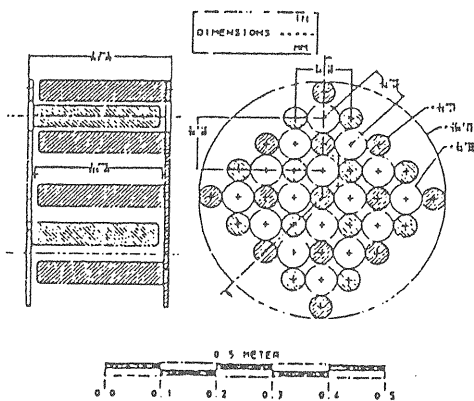


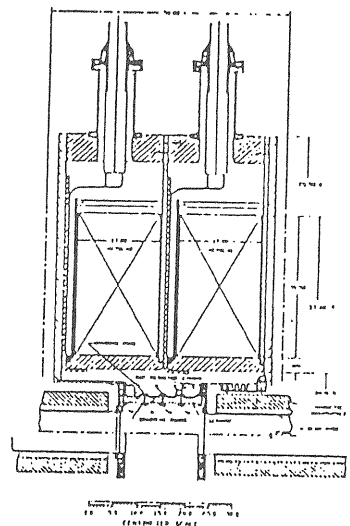
図4. 2-3 静電および磁気4重極電極

誘導加速モジュールの加速部分はこのような4重極の電極からなる。文献[93]

ため図4. 2-1ではElectric Focusと示してある。このような加速構造が2-1節で述べたようなコアの中に、64個入っていると考えていただきたい。粒子のスピードが上がり(エネルギーが上がり)、電流が上がってくると、電気的な4重極ではビームの収束ができなくなる。このため、100 MeV-10 GeVでは、収束を磁気的4重極にする図4. 2-3 b)。磁気4重極のほうがビームの収束力が強いため、ちょうど100 MeVのあたりで64本のビームを4本ずつまとめて、16本にし、100 MeV-10 GeVまで加速する。10 GeVでビームのパルス幅は100 nsとなっている。ここでビームを2本あるいは4本にまとめ、これをさらに、加速電圧波形の制御によりパルス圧縮して10 nsにし、ターゲットに当てる。このとき、ビームのエネルギーは4 MJとなる。

これまでのレーザを使った研究などから、慣性核融合のターゲットでは次のように核融合反応が進展する[89]; 1-10 MJのビームのエネルギーが、直径5 mmの重水素-3重水素からなるターゲットに当たると、まずターゲットが加熱され、ターゲットの中心の圧力が1億気圧程度にまで上がる。これがいわゆる爆縮過程である。中心の温度が5 keV程度になると、熱核融合反応が始まり、これが半径方向に広がる。大体1回の爆縮で30%程度の燃料が核融合反応で燃焼される。簡単な計算によると、

$G = \text{熱核融合の出力} / \text{ビームのエネルギー}$   
 で定義されるゲインGは約80となる。この装置は10 Hzで運転して電気出力1000 MWを取り出すことが可能である。



なぜ線形誘導加速器が慣性核融合装置のドライバーとして有望であるかをみるため経済的な側面を見てみる。慣性核融合炉運転時の経済性を考える場合、装置は次の運転コスト条件を満たす必要がある；

ここで  $\eta$  はドライバーのエネルギー効率すなわち；

$$\eta G \epsilon \geq 3 \quad (59)$$

$\eta$  = (ターゲットに移行するパワー) / (入力パワー) を表す。ここで、入力パワーは単にレーザービーム、粒子ビームのパワーだけでなく、そのエネルギーを得るために必要なすべてのパワーである。Gはブランケットを含むターゲットのゲイン、 $\epsilon$ は熱-電気変換効率で通常0.3程度である。 $1/\eta G \epsilon$ は装置運転に必要な電力が核融合で発生する全体の電力に占める割合を意味す。(59)式は装置運転コストが発生電力の少なくとも3割程度を越えないという条件である。核融合装置の設計では

$$10 \leq \eta G \leq 20 \quad (60)$$

にとられることが多い。今  $\eta G = 15$  として、必要なターゲットゲインを見積もってみると、 $\eta$ は線形誘導加速器で少なくとも25%以上であるから  $G = 60$  となる。レーザーの場合  $\eta = 5\%$ 程度であるから  $G = 300$  となる。重イオンビームをドライバーに使うとそれほど大きなターゲットゲインがなくてもすむ。ちなみにRF駆動の加速器では  $\eta = 10\%$ 程度であろう (RF-ビームのエネルギー変換の効率だけでなく、RF発生の効率も考慮

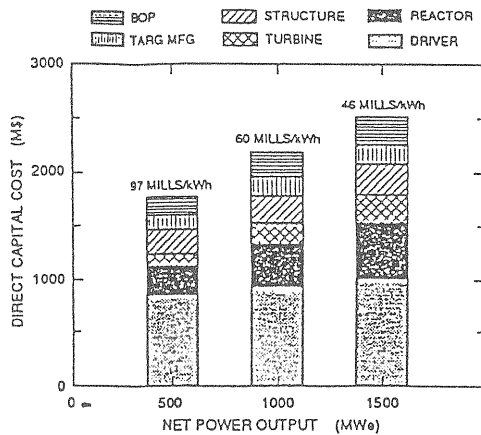


図4. 2-4 核融合発電炉建設コスト  
慣性核融合方式での発電料100万kW級発電所の建設コストとその内訳。文献 [89]

にいれなくてはならない事に注意せられたい。またRF加速器では10 GeVよりビームエネルギーをあげることができると、ゲインをあげることができる可能性も将来的にはある。) これは筆者の意見であるが、今後のターゲットの物理の進展にもよるが、今後20-30年は、ターゲットのゲイン  $G = 100$ 程度を想定しておくのが妥当であろう。すると、(60)式より、 $\eta \sim 30\%$ 程度が必要となるが、このような条件を満たすドライバーの候補は今のところ線形誘導加速器しか無いようである。

次に建設コストを考えよう。図4. 2-4にいくつかの電気出力をもつ慣性核融合炉の建設コストとその内訳の例を示す。いずれの場合でもドライバー建設費の全体に対する比が非常に高いことに気がつくであろう。

図4. 2-1に示した装置では全長が5 km程度となる。パークレーのグループはさらにこの装置を小型にするため、図4. 2-5に示すような誘導加速器を環状にし

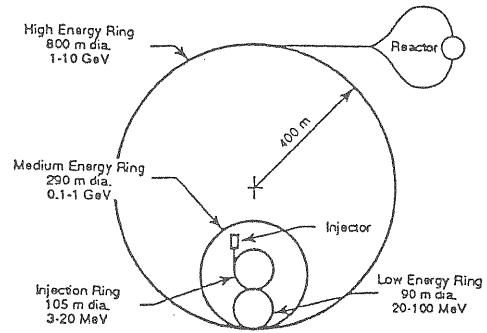


図4. 2-5 円形の慣性核融合用誘導加速器  
文献 [93]

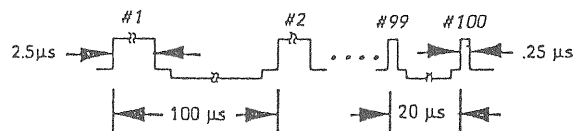


図4. 2-6 インダクターの運転シナリオ  
円形の誘導加速器の加速モジュールでは、パルス幅、パルス間隔をだんだん短くする必要がある。文献 [93]

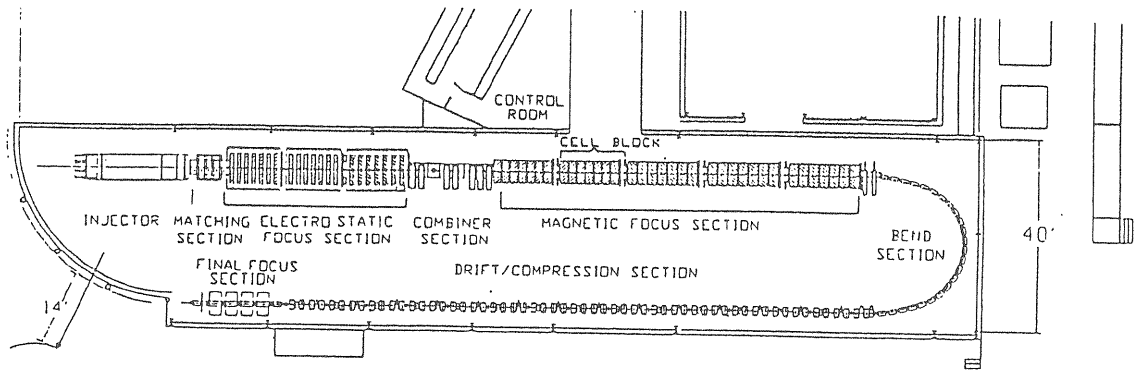


図4. 2-7 LBLのR&D装置  
 LBLでは、10MeVのR&Dを開始している。  
 文献 [92]

た系も考えている[93]。これは図4. 2-1で100 MeVの粒子を10 GeVまで加速するのに4 kmにわたって線形に配置した誘導加速のモジュールを配置したのに対して少ないモジュールで粒子を100 MeVから10 GeVまで加速するアイデアである。図4. 2-5で周長約2 km程度を100 MeVのイオンは約100  $\mu$ s かかって1周するが10 GeVでは15  $\mu$ s で1周する。また、ビームのパルス幅は2.5  $\mu$ s から250 ns に変化する。このため誘導加速モジュールは図4. 2-6に示すようにパルス幅とパルス間隔を変えながら運転する必要がある。このため加速モジュールはパルス幅2.5  $\mu$ s - 250 ns、パルス間隔100  $\mu$ s - 20  $\mu$ s で可変のものを開発する必要がある。

米国では1995年に重イオン用線形誘導加速器のR&Dに予算がつき、図4. 2-7に示すようにバークレーのサイトに約10 MeVを環状にならべた装置の建設がスタートしている[92]。このR&Dプロジェクトでは、図4. 2-1に示す系の要素である、マルチビーム加速、電気/磁気4重極加速構造、ビームのバンド、最終フォーカス、パルス幅可変インダクターなどのR&Dが行われる予定である。とくに、大電流の加速器のエミッタンス増大機構[94]-[99]の解明等がいちだんと進むと期待される。このR&D計画は、長らくバークレーの線形誘導加速器開発研究を指導し、1990年に突然なくなられた、D.Keefe教授の提案の計画ただだけに、その成功を祈りたい。

## 第5章 宇宙への応用

### 5-1節 宇宙空間エネルギー伝送

宇宙でのエネルギー伝送については、これまで米国 (SPS[100]、SDI[101])、日本 (SPS2000 [102]、JPSAT[103]) など、でいくつかの提案がなされてきた。これらは共通して、マイクロ波でエネルギーを遠方に伝送する。すなわち宇宙空間のある場所で原子力、あるいは太陽光で発電をした電力をSバンドのマイクロ波で遠方にある前進基地に送る。前進基地ではこのマイクロ波をレクテナと呼ばれるアンテナで受けこれを電力に変換する。これまでの検討ではSバンドの発振源として、従来型のクライストロンないしはマグネトロンなどが想定されている。これらの電子管ではCWの出力は大体100kW以下である。したがって、例えば100MWの電力をこれで送るには約1000本のクライストロンが必要となる。これらの設計では一応現在の技術で可能な電子管を想定しているが、いくつかの問題点がある。その一つは、クライストロンなどの電子管の効率はよくても50-60%であり残りの電子ビームのエネルギーは熱となる。宇宙空間では熱を有効に放出することが非常に難しいため、熱の除去、回収が問題となる。また、クライストロン、マグネトロンを使う限り、その周波数をあげることはひじょうに難しい。一般に遠方の宇宙空間に電磁波でエネルギーを伝送するには、周波数は高いほうが回折などの影響がすくなくて有利である。Takayamaらはビームの変換効率80%、で周波数をより高くする事の2つの要件を満たすシステムとして、線形誘導加速器を円形に並べ、加速モジュールの間にウィグラーを入れた図5.1-1に示すような複合自由電子レーザーシステムを提案している[104][105]。加速モジュールとウィグラーからなるユニットが135個円周上に並んだ系を考える。この系にエネルギー15MeV、電流3kA、パルス幅100nsの電子ビームを入射する。各ユニットのウィグラー周期は26cm、ウィグラーピッチは4、ウィグラー磁場強度は3.8kGである。電子ビームは各ユニットで自由電子レーザー発振をする。発振周波数は17GHz、出力は1.5GWである。電子ビームとしては $1.5GW \div 3kA = 0.5MeV$ 分のエネルギーを失うので、このユニットで0.5MeVの追加速を行い、次のユニットにビームを送りだし、また自由電子レーザー発振を行わせる。電子ビームは円周を周回してビームダンプでダンプされる。系を5KHzで運転すると平均100MWのパワーが得られる。各ユニットからのマイクロ波は中心に置かれた直径20m程度のパラボラアンテナにより遠方に伝送される。

Injection energy	15MeV
Beam current	3kA
Energy loss per period	0.5MeV
Output power	1.5GW(=3kA×0.5MeV)
Pulse length	100nsec
Number of periods	135
Frequency	17GHz
Wiggler length	1m
Period length	2m
Circumference	300m(135×2m)
Repetition rate	5k/s
Averaged power	100MW
Local efficiency	81.8%
Duty factor	6.7610

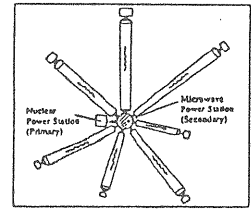


Fig. 1 Schematic view of power transfer from the power station to the missions

Fig. 2 Microwave Power Station

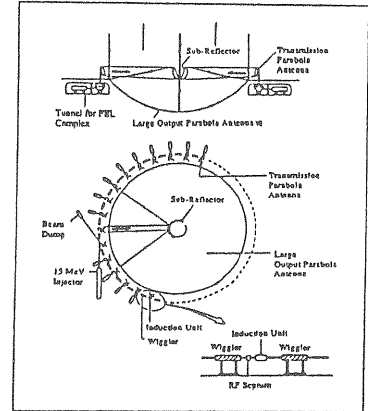


図5.1-1 100MW宇宙エネルギー伝送用FEL

文献 [104-105]

このシステムは発振が自由電子レーザー方式であるため、ウィグラーの周期長を変えることにより周波数はさらに300GHz程度まで選択できると考えられる。効率の80%はビームダンプでビームをダンプさせる事による。周長を増やし、ウィグラーの数を増やせば、全体的には発振パワーは増え、効率はずっとよくなる。アンテナに関しては、宇宙では1kmオーダーの口径を有するアンテナも考えられ得るので[106]、設計の自由度はさらに広がるものと思われる。

### 5-2節 Space Debris Radar

地球の回りの宇宙空間には、寿命のきた人工衛星や、打ち上げロケットの部品などが数多く浮遊している。これらのゴミはSpace Debris (デブリ) と呼ばれ、その数は年々増えている。図5.2-1に人工衛星の軌道分布を示すが[107]、このデブリは人工衛星の密集したところにたくさんあると考えられている。

これまで地上のレーダでわかっている直径10cm以

上のデブリの数だけで7940個と言われており[108]、これ以下の大きさのデブリの数、軌道などは詳しくわかっていない。米国の有人宇宙ステーションFreedomなどは700kmあたりの軌道にうちあげる計画であるが、このあたりの軌道での物体のスピードは7-8 km/sで、

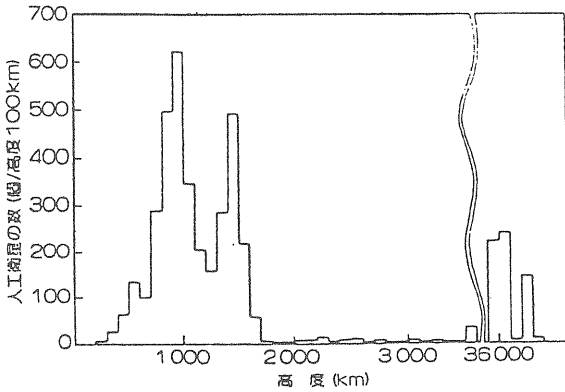
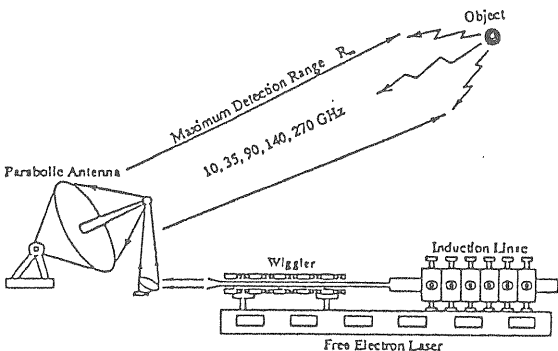


図5. 2-1 人工衛星の分布

高度1,000km付近の軌道はバン・アレンタイ帯による放射線の強い場所を避けるため、高度36,000kmは静止軌道であるため、この辺の高度に人工衛星が密集している。  
文献 [107]



Characterist of the microwave FEL

Accelerator type		Induction linac
Beam energy	$E_b$	2-6MeV
Beam current	$I_b$	1kA
Pulse width	$\tau$	1 $\mu$ s
Wiggler type		Focusing
Wiggler period	$\lambda_w$	10cm
Wiggler pitch number	$N_w$	50
Amplification frequency	$f$	10GHz, 35GHz, 90GHz 140GHz, 270GHz

図5. 2-2 FELスペースレーダシステム

文献 [109]

このスピードで、例えば直径1cmのデブリが宇宙ステーションを直撃しても、破壊的なダメージをステーションに与える可能性がある。事実、スペースシャトルの外壁が、塵のようなデブリで相当損傷を受けているとされている。このようなデブリの軌道を地上で把握しておくことは、今後の宇宙開発の分野では非常に重要なこととなる。

いま、海拔4kmの山頂に、直径Dmのパラボラアンテナ、と線形誘導加速による自由電子レーザからなる、レーダを考えてみよう[109][111][112]。システムの概要は図5. 2-2に示す。アンテナの有効面積を  $A \text{ m}^2$  とすると、アンテナ利得Gは；

$$G = \frac{4\pi A}{\lambda^2} \quad (61)$$

とかける。ここで $\lambda$ は電磁波の波長である。同一アンテナで送受信をすることで、いま簡単のため、一辺が  $r_0 \text{ m}$  の正方形の物体を検知できる、最大探知距離を  $R_{\text{max}}$  とすると、いわゆるレーダ方程式は；

$$R_{\text{max}} = \left( \frac{\zeta P_t G^2 \lambda^2 r_0^2}{(4\pi)^3 S_{\text{min}}} \right)^{1/4} \quad (\text{m}) \quad (62)$$

のように表される。ここで $\zeta$ は電磁波の往復での減衰を表す。地球の大気柱は1気圧換算で約8kmと言われており、レーダステーションは海拔4kmの位置に設置されていると想定しているので、 $\zeta$ は図6. 2-4から減衰量の  $4 \times 2 = 8$  倍した数値を読み取ればよい。 $P_t$ は送信せん頭出力、 $S_{\text{min}}$ は最小探知信号電力を表し、受信機の信号/雑音の関係からきまる量である。受信機のミキサと中間周波増幅器で生ずる雑音電力は；

$$k T B (NF) \quad (\text{W}) \quad (63)$$

で表される。ここで  $k = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$  (ボルツマン定数)、 $T$ は温度(K)、 $B$ は中間周波帯域幅、 $NF$ は受信機の雑音指数(noise figure)を表す。 $NF$ は通常10dB程度である。 $B$ はレーダのパルス幅を $\tau$ とすると  $B = 2 \times 1/\tau$  (3dB帯域幅)程度にとるとよい。通常、レーダの受信信号には、物体からの反射信号以外に、いろいろな雑音信号が含まれる。信号と雑音を区別するために、受信機出力にしきい値を設定して、受信機出力がこのしきい値を越えた時だけ信号として判定するようにしてある。このとき雑音がしきい値をこえる確率

を誤警報確率 (PN: false alarm probability)、雑音中に混在しているターゲットからの反射信号がしきい値をこえる確率を検出確率 (PD: detection probability)と呼ばれている。たとえば誤警報確率  $PN=10^{-6}$ 、検出確率  $PD=90\%$  で信号を受けるには最小信号対雑音比 ( $S_0/N_0$ )  $\min=14.2\text{ dB}$  (2.6倍)が必要となる。このとき最小探知信号  $S_{\min}$  は

$$S_{\min} = k T B (NF) \left( \frac{S_0}{N_0} \right) \quad (w) \quad (64)$$

と書ける。

### 宇宙レーダ

D=20m B=2MHz NF=10dB ( $S_0/N_0$ )=14.2dB  
レーダ諸元

周波数	10GHz	35GHz	90GHz	140GHz	270GHz
$\lambda$ (m)	$3.0 \times 10^2$	$8.57 \times 10^3$	$3.33 \times 10^3$	$2.14 \times 10^3$	$1.11 \times 10^3$
$\lambda/D$ (r)	$1.5 \times 10^{-3}$	$4.29 \times 10^{-4}$	$1.67 \times 10^{-4}$	$1.07 \times 10^{-4}$	$5.55 \times 10^{-5}$
A (m <sup>2</sup> )	314	314	314	314	314
$G = \frac{4\pi A}{\lambda^2}$	$4.38 \times 10^8$	$5.37 \times 10^7$	$3.56 \times 10^8$	$6.62 \times 10^8$	$3.20 \times 10^9$
$\tau$ (m)	$9.87 \times 10^{-1}$	$8.63 \times 10^{-1}$	$3.98 \times 10^{-1}$	$1.50 \times 10^{-1}$	$3.98 \times 10^{-3}$
$S_{\min}$ (W)	$2 \times 10^{-12}$	$2 \times 10^{-12}$	$2 \times 10^{-12}$	$2 \times 10^{-12}$	$2 \times 10^{-12}$
物体 $r_0 \times r_0$	最大探知距離				
$r_0 = 0.01$ (m)	$8.10 \times 10^5$	$1.47 \times 10^6$	$1.94 \times 10^6$	$1.90 \times 10^6$	$1.06 \times 10^6$
$r_0 = 0.1$ (m)	$2.56 \times 10^6$	$4.63 \times 10^6$	$6.13 \times 10^6$	$6.00 \times 10^6$	$3.36 \times 10^6$
$r_0 = 1$ (m)	$8.10 \times 10^6$	$1.47 \times 10^7$	$1.94 \times 10^7$	$1.90 \times 10^7$	$1.06 \times 10^7$
$r_0 = 10$ (m)	$2.56 \times 10^7$	$4.63 \times 10^7$	$6.13 \times 10^7$	$6.00 \times 10^7$	$3.36 \times 10^7$
$r_0 = 100$ (m)	$8.10 \times 10^7$	$1.47 \times 10^8$	$1.94 \times 10^8$	$1.90 \times 10^8$	$1.06 \times 10^8$
$r_0 = 10^3$ (m)	$2.56 \times 10^8$	$4.63 \times 10^8$	$6.13 \times 10^8$	$6.00 \times 10^8$	$3.36 \times 10^8$
$r_0 = 10^4$ (m)	$8.10 \times 10^8$	$1.47 \times 10^9$	$1.94 \times 10^9$	$1.90 \times 10^9$	$1.06 \times 10^9$
$r_0 = 10^5$ (m)	$2.56 \times 10^9$	$4.63 \times 10^9$	$6.13 \times 10^9$	$6.00 \times 10^9$	$3.36 \times 10^9$
$r_0 = 10^6$ (m)	$8.10 \times 10^9$	$1.47 \times 10^{10}$	$1.94 \times 10^{10}$	$1.90 \times 10^{10}$	$1.06 \times 10^{10}$

表5. 2-1 宇宙レーダの性能

1GW出力のミリ波FELレーダを想定した場合の物体の最大探知距離。約1,000kmの位置で径1cmの物体が探知できる。

以上述べた事を考慮して、FELからの出力の1GWの電磁波(10GHz、35GHz、90GHz、140GHz、270GHz)を用いたレーダの場合、 $r \times r$ の大きさの物体の最大探知距離を計算した例を表5. 2-1に挙げる。計算では、アンテナ直径は20m、温度 $T=290\text{ K}$ 、パルス幅 $1\mu\text{ s}$ としてある。また物体の反射率は100%としてある。

この結果から、例えば、35GHzのレーダで、約1,500kmの高度にある、1cm $\times$ 1cmの物体を検知できることがわかる。距離の分解能は $3 \times 10^8\text{ m} \times 10^{-6} = 300\text{ m}$ である。

もし100kW程度の出力の従来型のクライストロンなどを使った場合、最大探知距離は150kmとなる。これはむしろ宇宙ステーションに搭載するレーダの候補として考えるべきであろう。

ここで、このレーダのパフォーマンスについて少し述べておく。35GHzの場合、ビームの広がり $\lambda/D$ は多く見積もっても $5 \times 10^{-4}$ である。地上1,000kmの位置ではビームの直径は0.5kmとなる。かりに7km/sのスピードを有する通過するとして、物体がこの領域に滞在するのは約70msとなる。したがって約10ms間隔でパルスを送信すると、物体からの反射は7回観測でき、その軌道などがある程度推定することができるであろう。10ms間隔のパルスは100Hzであるが、これは現在の線形誘導加速器の技術でも十分可能である。(1kHz程度までは現在可能と考えられる。)1000km離れた物体の信号の往復時間は7ms程度であるので、パルス間隔が10msであると前のパルスの反射信号との混在は無い。いま上空60degの範囲を200秒でスキャンするとすればスキャンスピードは0.3deg/s ( $5 \times 10^{-3}\text{ rad/s}$ )となる。これはビーム広がり約10倍の角度である。100Hzパルスを送信するわけであるから、各ビーム広がり範囲に10ms間隔で10パルスずつ、送信信号を送りつけながら、1秒間にビーム広がり約10倍の範囲をスキャンすることになる。

Botavin[110]たちも35GHz、20MW、100 $\mu\text{ s}$ のパワースースを想定して、アンテナ直径20mのレーダシステムを提案している。彼らの場合、1cm径の物体の最大探知距離は890kmとなっている。彼らの場合パワースースとして具体的には、700kW出力のジャイラトロンを想定、これを30本必要としていると言っているが、どのようにそれらを組み合わせるかの具体的な構想はまだ無いようである。距離の分解能は15kmとなる。彼らの場合、ピークパワーは20MWと、それほど高くないが、パルス幅が100 $\mu\text{ s}$ と長い(式6.3)の中間周波数帯域幅 $B=10^4$ 程度に取ることにより、



S/Nを稼いでいる。

本節で紹介しているような宇宙レーダはまだ現存していないので、FELを用いるシステムと従来型のジャイラトロンを用いるシステムとの優劣を一概には論じられないが、距離の分解能、一台のFELで周波数が任意に選べる点などを考えると、筆者にはFELを使ったシステムの方が将来的には有利なように思える。

## 第6章 気象への応用

### 6-1節 気象レーダ

気象レーダは雲などの観測のために実用化されているのはよくご存じのことと思う[111][112]。通常はSバンド(2, 800MHz帯)、Cバンド(5, 300MHz帯)、Xバンド(9, 300MHz帯)が用いられている。Sバンドは大気中の伝搬による減衰が少ないので300km以上の遠距離観測用に用いられ、我が国では富士山レーダがこれを用いている。Cバンドは200-300kmの中距離観測用に適していて、気象庁はこれを標準に制定している。Xバンドは大気中の減衰がCバンドに比して大きいので50-150kmの短距離観測用に利用されている。ところで、レーダの信号は粒子からのレイリー散乱によると考えられているが[113]、雲の中の水、氷、などのエアゾル(微粒子)の直径はおおよそ1-100 $\mu$ m[114][115][116]、雨粒が1mm-5mm程度であるが、前出の波長(Sバンド:10cm、Cバンド:5cm、Xバンド:3cm等)を用いたレーダでは散乱のほとんどが雨滴からのレイリー散乱によるものである。粒径が小さい雲の中の粒子の挙動を探ろうとすると、レーダの波長はミリメートルからサブミリメートルの波長領域が必要となる。

今図6.1-1に示すような気象レーダを考える。レイリー近似が成り立つ時、直径D(cm)粒子による電磁波の後方散乱断面積 $\sigma$ ( $\text{cm}^2$ )は;

$$\sigma = \frac{\pi^5 D^6}{\lambda^4} \left| \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \right|^2 \quad (65)$$

と書ける。ここで $\epsilon$ は粒子の複素誘電率で、

$$\left| \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \right|^2 \quad (66)$$

は誘電係数と呼ばれ、水で0.93、氷で0.18程の数

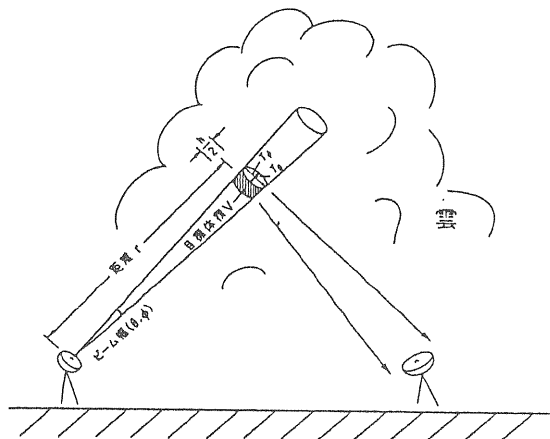


図6.1-1 気象レーダシステム

気象レーダの構成模式図。通常、雲はレーダビームより十分大きいとしてビームのすべての部分から反射波がかえってくるものとする。

値である[118]。図6.1-1で、目標体積の中にはこのような粒子が多数あると考える。波長を $\lambda$ 、送信パワーを $P_t$ 、受信パワーを $P_r$ 、アンテナは直径Lのパラボラアンテナとし、有効面積を $A$ ( $=\pi L^2/4$ )とする。アンテナのゲインGは式(61)で表される。 $h$ は1パルス幅の時間に電磁波の進む距離で、例えばパルス幅100nsでは30mとなる。今、簡単のためにビームは平行ビームで、ビームの開き角は回折角程度( $=\lambda/L$ )とする。同じアンテナで送受信をすることで、送信パワーを $P_t$ 、受信パワーを $P_r$ で表すと、レーダ方程式は[111][112];

$$\begin{aligned} P_r &= \frac{\zeta P_t G^2 h \theta^2 \pi^3}{2^{10} (\log_e 2) R^2 \lambda^2} \left| \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \right|^2 \Sigma D^6 \\ &= \frac{\zeta P_t A^2 h \theta^2 \pi^5}{2^6 (\log_e 2) R^2 \lambda^6} \left| \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \right|^2 \Sigma D^6 \end{aligned} \quad (67)$$

となる[111][112]。これを気象のレーダ方程式という。ここで $\Sigma D^6$ の項は単位体積のなかの粒子からの寄与をたし合わせたものである。散乱パワーの波長依存性からミリ波、サブミリ波のレーダを用いると、粒径10 $\mu$ m程度の微細な雲の中の粒子の挙動を調べられる可能性がでてくる。事実R.M.L.Hermiteは94GHzのミリ波レーダを使って、雲の中の粒子の密度、粒子の速度分布を観

測することに成功している[119]–[122]。この結果を図6. 1–2に示す[121]。使用した電磁波源はピークパワー10 kW、パルス幅200 ns、繰り返し10 kHzのEIO (Extended Interaction Oscillator) で、パワーの制限のため、測定範囲は上空2 kmまでであるが、図6. 1–2のように、みごとに雲の中の微細な粒子の運動を捕らえている。また同じレーダで雨滴の速度の測定などにも成功している[122]。室温300 Kでの理想的な検出器の熱雑音は周波数帯域幅を2 MHzとして $10^{-14}$  W程度であるが、実際の実験ではこれが $5 \times 10^{-13}$  W程度で、受信パワーは $10^{-13}$  W程度と報告され[121]、ほぼ測定限界に近い状況であった。

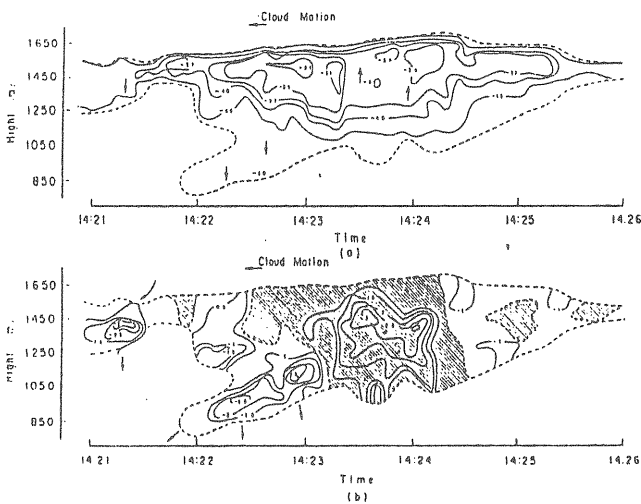
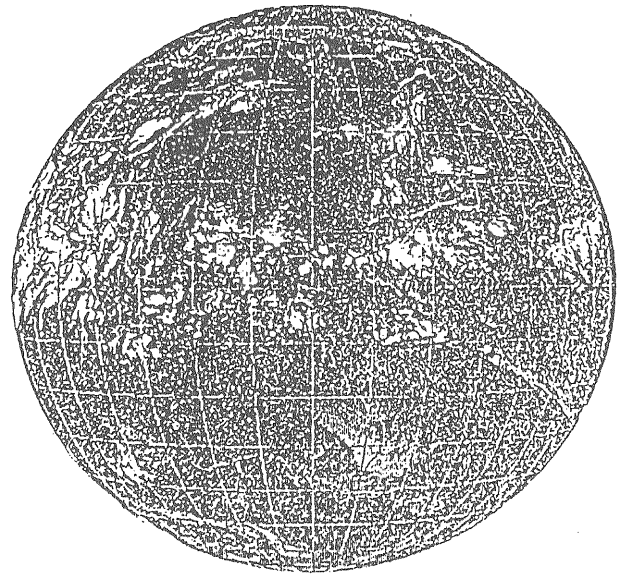


図6. 1–2 95 GHzレーダによる雲の観測

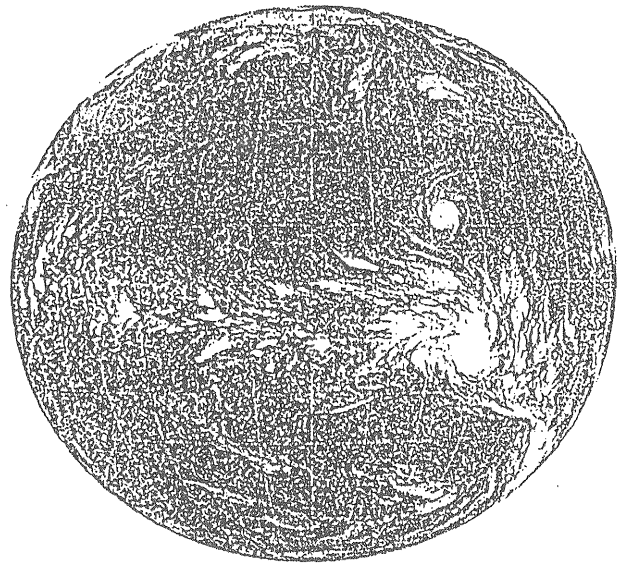
a) 密度分布、b) 速度分布、斜線部は上昇していることがわかる。文献 [119–122]

最近の研究によれば地球温暖化効果に対して、雲の及ぼす影響が非常に大きいことがわかって来ている[123]。地球の雲の様子的人工衛星写真の例を図6. 1–3に示す[124]。このような大規模な雲の発生の物理的な側面をさらに広範囲で観測することを考えてみよう。例えば、赤道近辺の熱帯地域では、大気のいわゆるハドレー循環により、高度18 kmに達する、巨大積雲群ができることが知られている[124]。この高度はL'Hermitteたちの観測例より、約10倍の観測距離が必要である。レーダ方程式(67)より、測定領域を10倍にするには、送信パワーを20 dB (10<sup>2</sup>倍) 増やす必要がある。雲水量については、層状性の雲で0.05–0.5 g/m<sup>3</sup>、小さい積雲で1 g/m<sup>3</sup>以下、積乱雲で数g/m<sup>3</sup>程度であると言われている。エアゾルの粒径は霧の場合と大体同

1. 惑星と地球の大気



(a)



(b)

図6. 1–3 人工衛星による地球の様子

赤道付近には巨大な雲が発生している。

## ハドレー循環とFEL気象レーダ

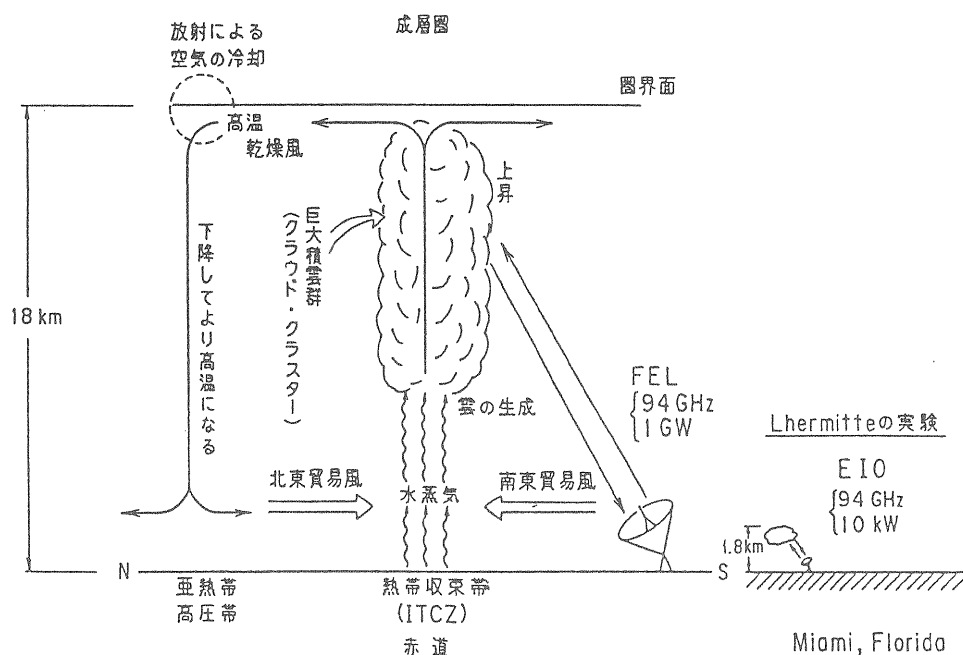


図6. 1-4 ハドレー循環とFEL気象レーダ

FELレーダによればハドレー循環による巨大な積雲群の内部を観測することが可能になりそうである。図中にはL'Hermitteたちの測定系[119-122]を参考として示した。

じと考えて、6-2節で議論する様に、雲の中での電波の減衰を推定することが出来る、90GHz帯の減衰は雲水量が $2.5 \text{ g/m}^3$ の積雲の場合では図6. 2-5から読み取れるように、 $1.5 \text{ dB/km}$ となり、36km往復の減衰量は54dBとなる。もし発振源としてFELを用いれば図2. 3-8に示したように、パワーとして1GW以上は期待でき、パワーでは50dB増す。L'Hermitteの測定では直径約1mのパラボラアンテナを用いたと報告されているが、さらにアンテナ径を20m程度にとれば、アンテナ利得は50dB程度となり、総合的にはL'Hermitteの測定より50dB程度高い信号レベルが得られることになる。これらは現在の技術で十分達成可能である。地球の異常気象がささやかれている昨今、地球の気象に大きな影響を有する、ハドレー循環などでの雲の生成、雲中の微細な粒子の運動などが、時々刻々観測できることの意義は大きい。

### 6-2節 人工誘雷

線形誘導加速器を使ったFELからの大パワーのミリ波・サブミリ波を使って、雷の放電路を人工的に作り、雷の被害から、例えば地上にある発電所、発射台にある宇宙ロケットなどを守るシステムを紹介しよう[125]。全体のシステムを図6. 2-1に示す。

図6. 2-1に示すように、FELからの大パワーのミリ波出力をパラボラアンテナ等により空中に射出し、集光する。ある2点間をビームの径を最小にしながら集光する共焦点集光を考える[126][127]。ビームはガウシャンビームであるとする。図6. 2-2に示すように、直径 $L$ の理想的なレンズにより、 $f$ の距離にビームの径を最小にしながら集光する共焦点集光システムを考える。ビームの半径は $r$ 、 $f$ は電界強度が中心の $1/e$ になる距離で定義される。したがってこの半径上ではエネルギー密度は $1/e^2$ となる。今ビームの最小スポットサイズを $r_0$ 、としビーム半径が $\sqrt{2} r_0$ になる $q_1$ 点と $q_2$ 点の間の距離を $2Z$ とするき、 $Z$ は共振点パラメータ

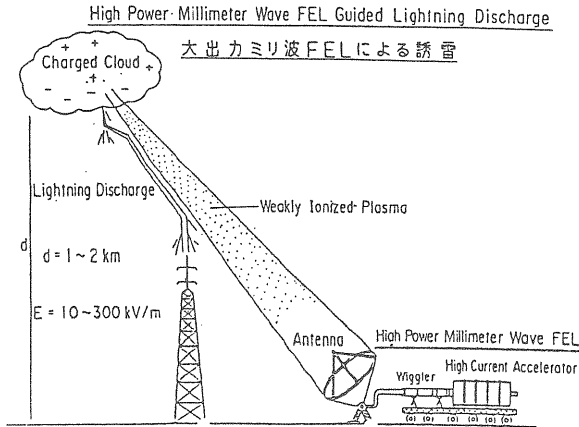


図6. 2-1 FEL誘雷システム

FELからの大電力ミリ波により、大気中に直系60cm、長さ600mの放電路が形成される。文献[125]

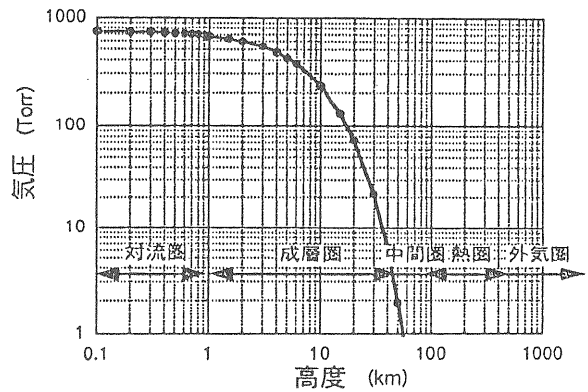


図6. 2-3 高度と気圧

気圧は高度を km として  $\sim e^{-z/H}$  のように変化する。H はスケールハイトとよばれ、約 8 km である。

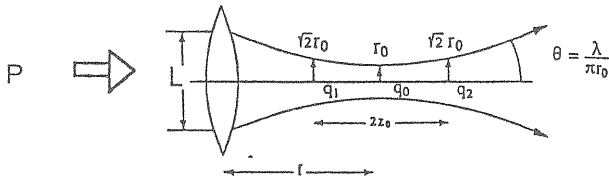


図6. 2-2 共焦点集光システム

この集光システムは2点間に最も幅が細く、長いビームを作るのに適している。断面のパワー密度はこの方式が最も高い。

と呼ばれ、Zと波長との間には

$$Z = \pi r_0^2 / \lambda \quad (68)$$

のような関係がある。ビームの十分遠方での広がり角  $\theta$  は、

$$\theta = \lambda / \pi r_0 \quad (69)$$

と表される。レンズの直径Lと焦点距離fとの間には

$$L = 2 \theta \cdot f \quad (70)$$

なる関係がある。

ビームの中心でのエネルギー密度をIとすると、ビームの全パワーPは

$$P = \pi r^2 / 2 \cdot I \quad (71)$$

で表される。 $q_1$ 点でのパワー密度を $I_{th}$ とすると、ビーム半径は $\sqrt{2} r_0$ なので、トータルパワー $P_{req}$ は

$$P_{req} = \lambda Z I_{th} \quad (72)$$

と書ける。この表式は重要な物理的意味を持つ。すなわち、 $q_1$ 点でのパワー密度が大気の放電破壊のパワー密度を越えていけば(2-4参照)、2Zの距離にわたって、放電破壊のパワー密度をこえるビームパワーを空間に集光でき、この領域に電離プラズマを生成する事ができる事を意味する。

3.5 GHz、9.0 GHz、14.0 GHz、27.0 GHz、 $2.8 \times 10^4$  GHz (CO<sub>2</sub>レーザー) について、これらのパラメータを計算した結果を表6. 2-1に示す。計算は地上1000m (f=1000)、10,000m、20,000mの位置にビームの最小スポットがくる場合について行った。いずれの場合でも共振パラメータZ=300mとした。すなわち、空中に600mの放電路が作られる場合を考え、それぞれ放電破壊に必要なとされるパワー、レンズ径(アンテナ径)を求めてみた。このときパルス幅は100nsとし、放電破壊のしきい値 $I_{th}$ は2-4節式(51)からもとめた。このときPは高度により図6. 2-3の様に变化することを考慮した。この表の $P_{req}$ の値から、地上1000-20,000mの位置に約600mにわたって放電破壊をおこさせ、そこにプラズマを生成するには、パルス幅100ns、ピークパワー10GW程度のミリ波があれば可能であることがわかる。ミリ波の場合パラボラアンテナとして直径数10m程度のものが必要である。

2-3節で議論したように、線形誘導加速器を用いたFELでは、エネルギーを3-6MeV程度で可変にす

a) f=1000m z=300m

Microwave Beam & Antenna Parameters

Laser Type	Microwave FEL				CO <sub>2</sub> Laser
frequency (GHz)	35	90	140	270	2.8x10 <sup>4</sup>
$\lambda$ (m)	8.6x10 <sup>-3</sup>	3.3x10 <sup>-3</sup>	2.1x10 <sup>-3</sup>	1.1x10 <sup>-3</sup>	1.06x10 <sup>-5</sup>
$r_0$ (m)	9.1x10 <sup>-1</sup>	5.7x10 <sup>-1</sup>	4.5x10 <sup>-1</sup>	3.2x10 <sup>-1</sup>	3.2x10 <sup>-2</sup>
$z_0 = \frac{\pi r_0^2}{\lambda}$ (m)	3.0x10 <sup>2</sup>	3.0x10 <sup>2</sup>	3.0x10 <sup>2</sup>	3.0x10 <sup>2</sup>	3.0x10 <sup>2</sup>
$\theta_0 = \frac{\lambda}{\pi r_0}$ (rad)	3.0x10 <sup>-3</sup>	1.8x10 <sup>-3</sup>	1.5x10 <sup>-3</sup>	1.1x10 <sup>-3</sup>	1.06x10 <sup>-4</sup>
$l$ (m)	10 <sup>3</sup>	10 <sup>3</sup>	10 <sup>3</sup>	10 <sup>3</sup>	10 <sup>3</sup>
$L = 20\theta_0 l$ (m)	6.0	3.6	3.0	2.2	2.1x10 <sup>-1</sup>
threshold power density $I_{th}$ (W/cm <sup>2</sup> )	10 <sup>8</sup>	10 <sup>8</sup>	10 <sup>8</sup>	10 <sup>8</sup>	2x10 <sup>8</sup>
required power $P_{req} = \lambda z_0 I_{th}$ (W)	2.6x10 <sup>10</sup>	9.9x10 <sup>8</sup>	6.3x10 <sup>8</sup>	3.3x10 <sup>8</sup>	6.4x10 <sup>10</sup>

b) f=10000m z=300m

Microwave Beam & Antenna Parameters

Laser Type	Microwave FEL				CO <sub>2</sub> Laser
frequency (GHz)	35	90	140	270	2.8x10 <sup>4</sup>
$\lambda$ (m)	8.6x10 <sup>-3</sup>	3.3x10 <sup>-3</sup>	2.1x10 <sup>-3</sup>	1.1x10 <sup>-3</sup>	1.06x10 <sup>-5</sup>
$r_0$ (m)	9.06x10 <sup>1</sup>	5.61x10 <sup>1</sup>	4.48x10 <sup>1</sup>	3.24x10 <sup>1</sup>	3.18x10 <sup>2</sup>
$z_0 = \frac{\pi r_0^2}{\lambda}$ (m)	300	300	300	300	300
$\theta_0 = \frac{\lambda}{\pi r_0}$ (rad)	3.02x10 <sup>-3</sup>	1.87x10 <sup>-3</sup>	1.49x10 <sup>-3</sup>	1.08x10 <sup>-3</sup>	1.064x10 <sup>-4</sup>
$l$ (m)	1x10 <sup>4</sup>	1x10 <sup>4</sup>	1x10 <sup>4</sup>	1x10 <sup>4</sup>	1x10 <sup>4</sup>
$L = 20\theta_0 l$ (m)	6.04x10 <sup>1</sup>	3.74x10 <sup>1</sup>	2.98x10 <sup>1</sup>	2.16x10 <sup>1</sup>	2.12
threshold power density $I_{th}$ (W/cm <sup>2</sup> )	3x10 <sup>5</sup>	3x10 <sup>5</sup>	3x10 <sup>5</sup>	3x10 <sup>5</sup>	6x10 <sup>8</sup>
required power $P_{req} = \lambda z_0 I_{th}$ (W)	7.25x10 <sup>8</sup>	2.97x10 <sup>8</sup>	1.09x10 <sup>9</sup>	9.90x10 <sup>8</sup>	1.91x10 <sup>10</sup>

c) f=20000m z=300m

Microwave Beam & Antenna Parameters

Laser Type	Microwave FEL				CO <sub>2</sub> Laser
frequency (GHz)	35	90	140	270	2.8x10 <sup>4</sup>
$\lambda$ (m)	8.6x10 <sup>-3</sup>	3.3x10 <sup>-3</sup>	2.1x10 <sup>-3</sup>	1.1x10 <sup>-3</sup>	1.06x10 <sup>-5</sup>
$r_0$ (m)	9.06x10 <sup>1</sup>	5.61x10 <sup>1</sup>	4.48x10 <sup>1</sup>	3.24x10 <sup>1</sup>	3.18x10 <sup>2</sup>
$z_0 = \frac{\pi r_0^2}{\lambda}$ (m)	300	300	300	300	300
$\theta_0 = \frac{\lambda}{\pi r_0}$ (rad)	3.02x10 <sup>-3</sup>	1.87x10 <sup>-3</sup>	1.49x10 <sup>-3</sup>	1.08x10 <sup>-3</sup>	1.064x10 <sup>-4</sup>
$l$ (m)	2x10 <sup>4</sup>	2x10 <sup>4</sup>	2x10 <sup>4</sup>	2x10 <sup>4</sup>	2x10 <sup>4</sup>
$L = 20\theta_0 l$ (m)	1.21x10 <sup>2</sup>	7.48x10 <sup>1</sup>	5.96x10 <sup>1</sup>	4.32x10 <sup>1</sup>	4.24
threshold power density $I_{th}$ (W/cm <sup>2</sup> )	1x10 <sup>5</sup>	1x10 <sup>5</sup>	1x10 <sup>5</sup>	1x10 <sup>5</sup>	2x10 <sup>8</sup>
required power $P_{req} = \lambda z_0 I_{th}$ (W)	2.58x10 <sup>8</sup>	9.60x10 <sup>8</sup>	6.30x10 <sup>8</sup>	3.30x10 <sup>8</sup>	6.36x10 <sup>8</sup>

表6. 2-1 大気放電に必要なパワー

a) 1000m, b) 10000m, c) 20000m

高度1,000mは雷雲の底部、10,000mは対流圏と成層圏の境、20,000mは成層圏に対応する。

と、おなじウィグラーで35GHz、90GHz、140GHz、270GHzの発振をおこさせることができ、また1kAの電流値で数GWの出力が得られる。これらをつかおうと図6. 2-1に示すような人工誘雷のシステムを構成できる。直径100mのアンテナは現在の技術で製作可能であるし、また1GWの出力のFELはすでに実験例がある。また表6. 2-1の計算ではパルス幅を100nsとしたが、2-4節式51)でパルス幅を10倍の1μsとすれば放電のしきい値は1/10となるので、表にしめした $P_{req}$ は1/10となるので放電破壊の条件はらくになる。1μsのパルス幅の線形誘導加速器及びそれをもちいたFELは現在の技術で十分可能である。実際の雷雲の底部は1-2km程度の高度と考えられる[130]、したがって、表6. 2-1(a)場合が実際によくつかわれケースであろう。いったん放電破壊がおこるとそこにはプラズマができる。すなわち、1000mの位置を中心に600mのプラズマ柱が空間にできる。2-4節で述べたように、その後、プラズマは様々なプロセスによって消滅して行くが、100μ後でも $10^{10} - 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ ほどのイオンが空間に存在する。Koopman達によると $10^{10} \text{ cm}^{-3}$ のオーダのイオンの存在は十分高エネルギー大電流の電子ビームをガイドする[128]。これは最近のKEKの実験でも確かめられている[129]。

雷の電位は1-20MV程度であろうし、電流も1MA程度を越えないであろうから[130]、空中に出来た600m程度の、直径1mほどのプラズマ柱は十分雷をガイドするであろう。

ここで、表6. 2-1の計算で35GHz、90GHz、140GHz、270GHzを選んだ理由を述べる。それはこの周波数に大気中の電波伝搬の窓があるからである。図6. 2-4に大気による電波減衰の様子を示す[131]。

10GHz以上の周波数帯域では、電波は酸素分子、水蒸気などによる吸収のため減衰を受ける。晴天の場合は可視光のほうがかえって減衰は少なくなる。しかし、実際雷の発生する気象条件では、雨、雪、みぞれなどが降っている場合がほとんどである。とくに、北陸地方などでは、冬の降雪時期に雷の発生も多い。これらによる電波の減衰と降水量の関係を入手できるデータからまとめたものが図6. 2-5である[115][117][131][133]。この図から可視光はミリ波などと比べて降雨、降雪時には大きな減衰を受ける事が分かる。とくに可視光は霧で著しい減衰を受けるが、ミリ波はそれほどの減衰を受けない。図6. 2-5の霧の $0.1 \text{ g/m}^3$ という量るときには、視程100m程である。この場合可視光はほとんど空气中を通らない。これらの点で、表6. 2-1の中でミリ

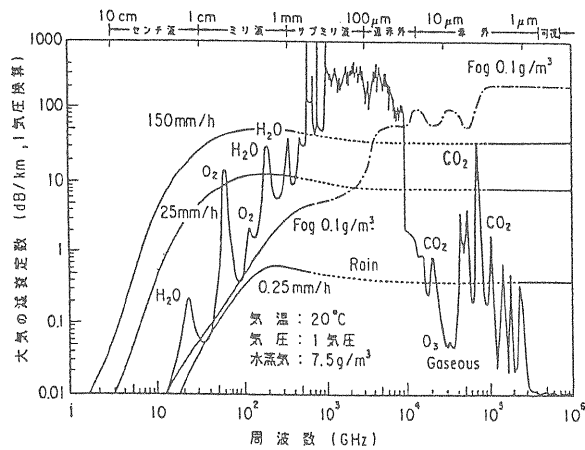


図6. 2-4 電磁波の大気による減衰  
文献 [131]

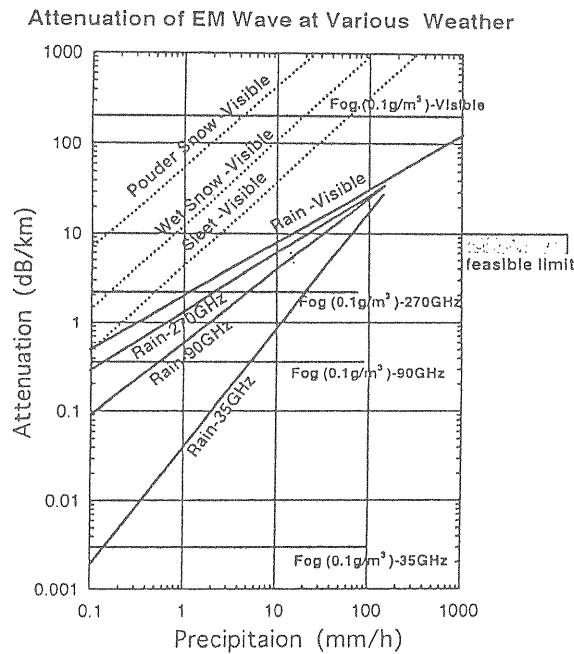


図6. 2-5 いろいろな気象状態での電磁波の減衰

文献 [115] [117] [132-133]

波・サブミリ波で人工誘雷システムを考えた方が、 $\text{CO}_2$ レーザでシステムを考えるより、はるかに有利である。事実、これまで考えられている、人工誘雷システムはほとんどが $\text{CO}_2$ レーザを想定しているが[135]-[139]、降雪時の減衰などを図6. 2-5で見ると、 $\text{CO}_2$ レーザを用いる限り、この減衰に打ち勝つだけの、例えば、表6. 2-1の結果から必要とされるパワーの2桁以上大きなパワーが必要とされるであろう。

ミリ波・サブミリ波が霧の中でもよく伝搬する事実に関連して、その中に含まれているエアゾル（水滴）の大きさを調べてみると面白い[125]。通常エアゾルの直径は霧で $0.01-100\mu\text{m}$ 、カスミで $0.01-3\mu\text{m}$ 、雲で $1-50\mu\text{m}$ である[114][116]。また雲水量は、層状性の雲で $0.05-0.5\text{g}/\text{m}^3$ 、小さい積雲で $1\text{g}/\text{m}^3$ 以下、雄大な積雲では $1\text{g}/\text{m}^3$ 以上、積乱雲では数 $\text{g}/\text{m}^3$ 程度であるとされる[116]。霧と雲のエアゾルの直径が大体同じであると考え、雲水量が $1\text{g}/\text{m}^3$ の雲の中の減衰は図6. 2-5の霧（Fog- $0.1\text{g}/\text{m}^3$ ）の場合の約10倍になると予想されるが、その場合でも減衰の絶対値はあまり大きくない。ミリ波・サブミリ波を用いた人工誘雷システムでは、雲の中にプラズマによる放電路を作れる可能性がでてくる。この場合、雲の中の電荷分離を中和させることなどが出来る。実用上の興味だけでなく、雲の電荷と地電位の関係など、基礎的な分野からも興味ぶかい手法を提供してくれるかも知れない。

パルス電磁波による放電破壊に必要なパワーとパルス幅の関係について述べておく。一般に電磁波はプラズマ密度がカットオフ密度以上になると反射されてしまう。例えば、いくら高いピークパワーをもち、長いパルス幅の電磁波を空中に射出しても、パルスの後半のほとんどの部分は、自身で作ったプラズマによって反射されてしまう事も起こり得る。電磁波のパルス幅の最後にカットオフ密度になると、もっとも電磁波のパワーが有効にプラズマ生成に使われることになる。このような条件を満たすような電磁波伝搬の研究はこれまであまりなされていない[139]。人工誘雷システムの実現のためにはこのような電波伝搬の基礎分野の研究も非常に大切である。

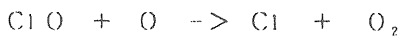
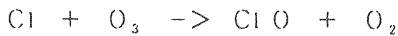
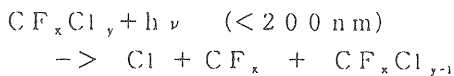
最後に、実際の雷の帰還電撃は $30\mu\text{s}$ 程度で地面から雲に達すると言われている[130]。実際の放電破壊によるプラズマの寿命は $100\mu\text{s}$ 程度であるため、1回の放電でも雷の誘導路は生成できそうである。

## 第7章 環境問題への応用

地上から放出されるフロンガスによる触媒的な化学反応により成層圏のオゾン層が破壊されつつある。1987年9月モンリオール議定書により、1996年にフロンの使用・製造の中止が採択され他ものの、既に大気中に放出されたフロンは今後10-20年程度かけて成層圏に昇っていくと考えられ、この問題の解決は21世紀には人類全体の最も重要な課題となってくることは間違いない。線形誘導加速器がこの環境問題解決のためのキーテクノロジーとなる可能性があると言うと、読者は驚かれるかも知れないが、オゾン層の修復、フロンガスの除去の提案として現在もっとも具体的な提案のひとつとなっているのは、相対論的電子ビームにより発生させた大電力のミリ波、マイクロ波を使った環境改善の提案である。本節ではこの環境問題の概要と提案について紹介する。

### 7-1節 フロンガスによる成層圏オゾン層の破壊

フロン ( $CF_xCl_y$ ) によるオゾンの破壊はつぎのような化学反応による；



この反応は触媒的に進行する。

図7. 1-1に南極上空の対流圏及び成層圏におけるオゾンと塩素の量の経年変化を示す[140]。図中のHalley湾は南緯76度にある。大気に含まれる塩素量は、20年前までは0.6 ppbと考えられおり、仮に2 ppb量ふくまれていればオゾンホールを作ると言われているが、南極上空では対流圏でも成層圏でも塩素の量は既に3 ppbを越えていることがわかる。オゾン量の単位である Dobson は100 Dobsonが1気圧換算で1mm厚のオゾン層に対応しており、地球のオゾン層の厚みは平均して300 Dobson程度である。図7. 1-2には北緯60度から南緯60度までの間の平均のオゾン量の月、年変化を示す[141]。1989年から1992年の間にもオゾン量は減少しているのが解る。

オゾン層破壊の原因となるフロンガス ( $CFCl_3$ 等)の問題点は、大気中に存在する時間が長い点である。無機質の塩素ガスは地上で一旦大気中に放出された後5年程で、雨などに溶けて地上にもどると考えられているが、フロンガスの場合、雨に解けにくく、また分解しにくい化学的性質のため、それが10年から1世紀ほどかかる。去年までも世界中で1Mt on/年 ( $10^{36}$ 分子/年)の割合でフロンガスが大気中に放出されており、今まで放出された総量は既に20Mt onと想定される。図7. 1-3はRowlandたちによる成層圏におけるフロ

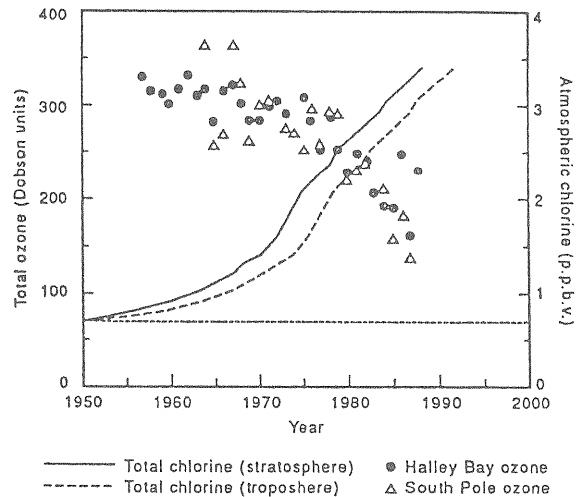


図7. 1-1 南極上空のオゾンホールと塩素量  
南極点とハリー湾(南緯76度)での観測。文献[140]

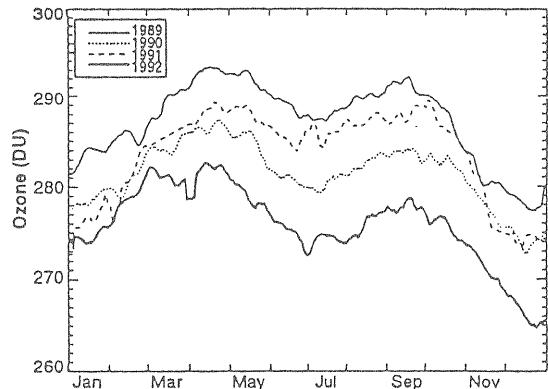


図7. 1-2 オゾン消失の季節変化  
北緯65度から南緯65度までのオゾン量を平均している。  
文献[141]

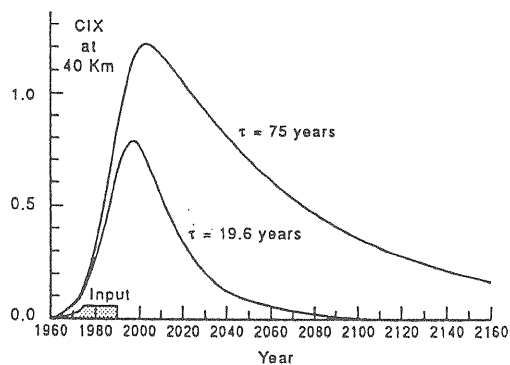


図7. 1-3 大気中のフロンガス量の予測  
成層圏(高度40,000km)でのフロンガス量の予測。  
単位はppb。計算は1991年にオゾンの放出を地球  
規模で全廃したと仮定している。文献 [142]

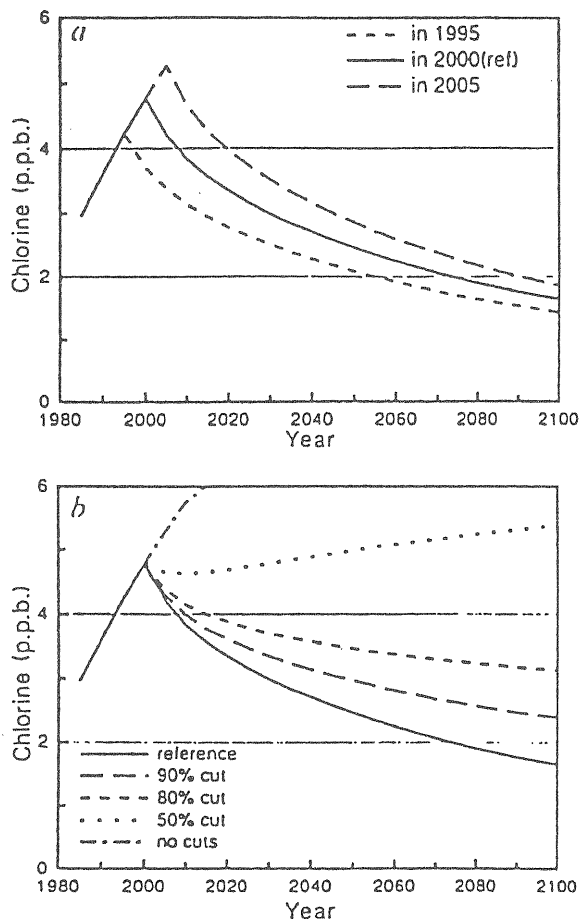


図7. 1-4 大気中の塩素量の予測  
2000年にオゾンの製造、使用を全廃した時でも、その  
後約100年にわたって大気中の塩素量はオゾンホールを  
作るのに十分な量といわれている 2 ppbt 程度の量を下  
回らない。文献 [143]

ンガスの変化の予想値である[142]。対流圏における拡散の影響の効果により、20年、あるいは75年というように時定数は異なるケースが考えられる。さらにいくつかの光化学反応などを考慮にいれて大気中の塩素原子の量を予測したのが図7. 1-4である[143]。西暦2000年前後にフロンを全廃した場合、および部分的に使用を禁止した場合について計算されている。どの計算でも、その後約1世紀近くも成層圏での塩素量は20年前の塩素量レベルの0.6 p p bを上回っている。

### 7-2節 赤外FELによるフロンガスの除去

大気中で生じているこの状態を改善するために 大気中のフロンガスを除去するいくつかの提案がなされている。問題の規模を理解していただくために、いくつかを紹介しよう。

成層圏の塩素原子を取り去るための一つの方法として、Cicerone 達は[144]、南極の成層圏に毎年50,000トンのプロパンを放出すると、このプロパンが遊離塩素原子と結合して化合物をつくり、その結果、10-20年程度でオゾンホールが修復出来る、という提案をしている。この案は、成層圏での塩素の化合物が、その後対流圏に戻り、雨などにとけて、地上にもどるプロセスが明確でなく、成層圏でかえって温暖化ガスを増やし、さらに輸送のための飛行機の排気ガスがかえってマイナス影響をもたらすことが懸念されるため、その後あまり真剣にとりあげられなくなったが、50,000トン/年というプロパンの量は、化学反応によってオゾンホールを取り除こうという際のひとつの目安になっている。

プリンストン大学の有名なプラズマ物理学者Stix教授は、赤外レーザーにより、対流圏に存在するフロンを破壊し、塩素原子をHClの形で雨に溶かし、回収するシステムを提案している[145][146]。フロンガスは波長200nm以下の光でしか解離しないため、かれは赤外線領域の多光子吸収により、フロン分子をある特定の分子の解離のおきやすい振動準位に励起して破壊することを考えている。図7. 2-1にシステムの概要を示す。高度約4kmの山の側面に、図に示すように、いくつかの反射鏡を約1kmにわたって上方向に向かって並べた系を考える。鏡の大きさを2m×2mとする。約5km離れた反対側の山の斜面にも同じような鏡を並べる。そこに自由電子レーザー(FEL)からの波長10μm付近の大パワーの赤外を入射する。光は鏡のあいだを何回も反射する。この波長の赤外光は大体高度4kmあたりでは、空気の減衰を考えても、150km程度の伝送距離があ



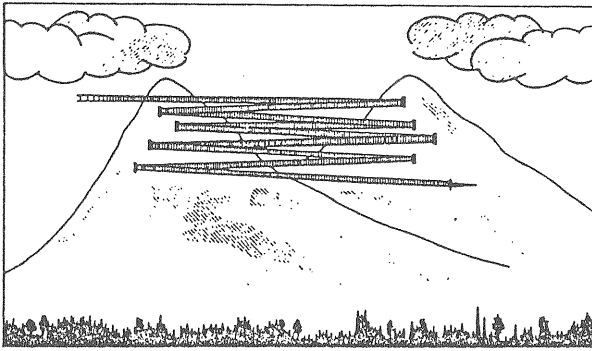


図7. 2-1 赤外FELによる大気フロンガスの除去—Stixの提案図

高度4.000mの山の斜面にレーザと反射鏡からなるステーションを作る。世界中には33カ所想定されている。文献[145-146]

る。レーザを大体33台使うとすると、空間に500本のビームが通る事になる。このビームにより、幅5km×高さ1km×厚さ2mの壁ができることになる。高度4kmで150kmの大気柱のなかにはフロン分子が $1.7 \times 10^{17} / \text{cm}^2$ 個含まれている。実験データによれば[146],この分子の(1-1/e)を破壊するのに $0.06 \text{ J} / \text{cm}^2$ のパワーを必要とする。光吸収の効率を1%として、レーザのパルス幅を16nsとすると、レーザのパワー密度として $3.75 \text{ MW} / \text{cm}^2$ が必要となる。また鏡の面積 $2 \text{ m} \times 2 \text{ m}$ を考えると総パワーで15TWとなる。高度4kmでの平均風速を $22 \text{ m} / \text{s}$  ( $80 \text{ km} / \text{h}$ )とすると、ビームの壁の厚さは2mであるので11パルス/sでレーザを打つと、この壁を通りぬける大気にのこらずビームを当てる事が出来る。地球上の大気の総量は $5 \times 10^{15}$ トンある。もし $80 \text{ km} / \text{h}$ の風速で $500 \text{ km}^2$ の面積を空気が通過すると考えると、大気全量が通過するのに10年かかる。今まで述べて来たビームの壁の面積が $5 \text{ km}^2$ であるので、世界中にこのような基地を約100建設すると、約10年で地上の全部の空気にビームを照射することができるとしている。かれの計算では、150の基地で $25 \text{ kg} / \text{s}$ 、すなわち800,000トン/年のフロンガスを破壊できるとしている。地球上にはすでに20Mトンのフロンガス放出されており、これをすべて破壊するのに、25年かかる。先程も述べたようにレーザとしてFELを想定しているのは、この方法では、密集した分子の振動単位のなかの特別な単位だけに分子を励起する必要があるため、大パワーで波長可変のレーザが必要のためである。FELの効率を30%として1つのレーザで150MWの電力が必要である。ちなみに費用は50兆円と推定されている[146]。この方法は、赤外光の空気による

散乱により効率が著しく下がる事、対流圏の5kmあたりのフロンガスには有効だが、10kmあたりに上昇したフロンガスに対しては有効で無いという問題点がある。Stixの提案は赤外FELを光源とするものであるが、FELの具体的方式についてはふれていない。TW級の出力が必要とされることからみて恐らく100MeV、3kA程度の線形誘導加速器を用いたFELを想定しているものと思われる。

### 7-3節 ミリ波FELによるフロンガスの除去

Stixの提案は、空気分子による散乱の影響を受けやすく、実際の自然環境で使用するには、繊細すぎるように思えるが、この点自然の気象条件にあまり左右されない方法として、ハイパワーのミリ波による大気放電を用いて、フロンガスを除去する方法がある。Askaryanたちは空気にフロンガスを混ぜた混合気体にマイクロ波放電をするとフロンガスの減少を実験的に見い

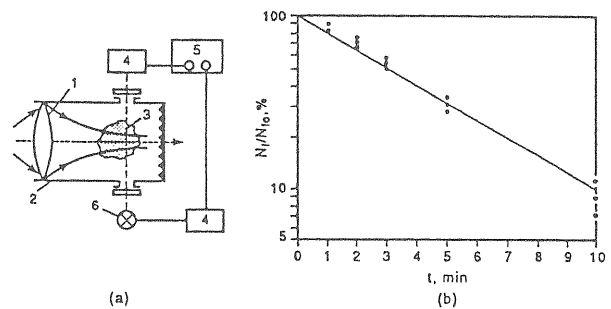


図7. 3-1 マイクロ波放電によるフロンガス破壊 (a) 15GHz,  $30 \mu\text{s}$ ,  $10 \text{ kW} / \text{cm}^2$ のパルスを100torrの3%フロンガスが含まれている空気の照射する実験系、(b) 2Hzで照射するとフロンガスが分解されて行く。文献[147-149]

だした[147]-[149]。図7. 3-1に彼らの実験結果を示す。これは低速の電子がフロンガスに付着し、フロンガスのC-Xボンド(Cは炭素原子、Xはフッ素、塩素などのハロゲン原子をあらわす)を切って、フロンガスが分解する反応の衝突断面積が非常に高いことがその原因であると考えられている。すなわち、塩素原子への電子付着のエネルギー $3.8 \text{ eV}$ のほうがCFC-12 ( $3.5 \text{ eV}$ )、CFC-11 ( $3.3 \text{ eV}$ )の解離エネルギーより大きく、分子が解離して電子が塩素原子に付着した

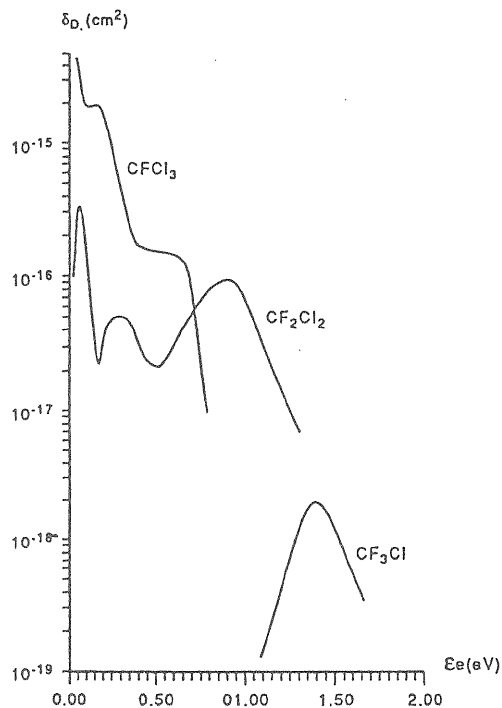


図7. 3-2 電子付着によるフロンガス破壊の常数

ほうが、エネルギー的に安定なためである。図7. 3-2にフロンガスへの電子付着衝突断面積を示す。低速の電子の分子への付着は放電の初期及びプラズマの消滅過程で頻繁に起きると予想される。分解された分子からの塩素等はすぐ酸化され水に解けやすい形の分子となり、雨とともに地上に戻る。このためこの反応は雨のふる対流圏で起こさせる必要がある。この反応には30 keV/分子程度のエネルギーが必要であるとの理論計算があり[148]、Askaryann 達はこれらのデータをもとに、35 GHz、平均10GW出力のパワーを高度10kmところに約直径10mに集光して、大気放電をおこし、年間30ktonのフロンガスを破壊除去できるという提案をしている。システムの概要を図7. 3-3に示す。世界の年間のフロンガスの放出量の1Mtonを除去するにはこのようなステーションが33カ所必要となる。今すぐにフロンガスの放出をやめ、大気中に既に存在している20Mtonを除去するのに、この33カ所のステーションが20年かかる。彼らの提案では、パルス幅100nsとして、ピークパワー10GWのクライストロン（原提案）が繰り返し1kHzで運転して平均1MWの出力で運転するとしており、一つの平均出力10GWのステーションに10,000本必要となり、世界中にある33カ所のステーション全部で330,000本クライストロンが必要となる。見積もりでは経費は30兆円となっている。これはStixの方法とほぼ同じオーダーの金額である。

図7. 3-3にも示すようにかれらは空中で2つのビームを交差させて、そこでの電磁波のパワー密度をあげて放電領域をつくる構想であるが、2-4節で検討しているように、高度10km程度の位置に共焦点集光すれば、一つのビームで十分プラズマを生成することは出来る。(図7. 3-4)

ただ、35GHzでピークパワー10GWのクライストロンの実現は2-2節で議論したように、ほとんど不可能に近と思われる。2-3節で上げた35GHz、90GHz、140GHz、270GHzでのFELを使うかれらの提案はほとんど実現可能であると思われる。

これまで述べた赤外光、ミリ波を使う方式共、巨額の費用がかかる。これはとほうもない金額であると思われる方が多いと思うが、むしろオゾン層破壊の問題のスケールの大きさを測る一つのメジャーだととらえるべきだと考えられる。実際オゾンホールは面積は地表面積の4%程度であるので、オゾン層のエリアだけに限ってこのようなステーションを建設運転すれば、費用は1兆円度となり、国際協力を行えばできない相談ではないように思える。

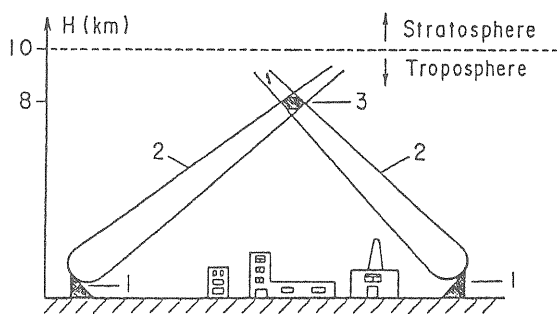


図7. 3-3 大気放電のためのマイクロ交差法

- 1) 地上のマイクロ波アンテナ、
- 2) マイクロ波、
- 3) マイクロ波放電

電磁波ビームによる大気環境の改善

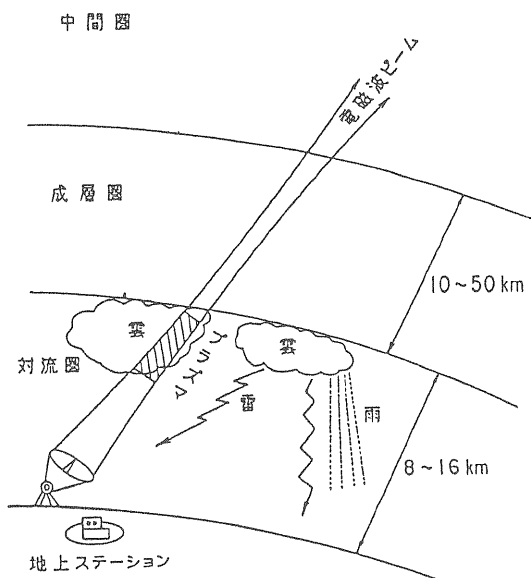


図7. 3-4 ミリ波FELによる大気環境の改善

Ionized Region

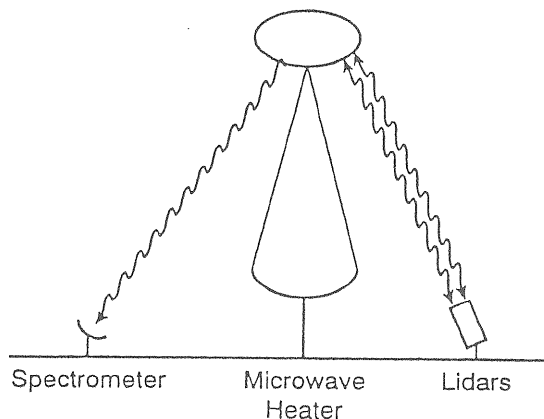


図7. 4-1 大気放電による微量ガス診断システム

7-4節 大気中の温暖化ガスの定量

大気電磁波による放電は、大気中に含まれる微量の温暖化ガスの定量にも応用できる。Papadopoulos 達はこのために図7. 4-1に示すような配置で、30-50 km上空にマイクロ波をパラボラアンテナで集光し、大気の放電プラズマを作り、そのプラズマ中の微量ガスの発光を地上で観測するシステムを提案している[150]。彼らの提案では周波数10 GHz、出力4 GW、パルス幅のマイクロ波を1 kHzで運転して、プラズマを生成し、そこからの分子発光を観測する。アンテナ径は34 mである。プラズマからの光は口径1 mの望遠鏡で光電的に観測する。表7. 4-1に観測できる代表的な微量ガスとその遷移、波長の例を示す。この例では、電子衝突により励起され、その後、低エネルギーレベルに遷移するときの発光の波長をリストしてある。発光は赤外から紫外域で、彼らによれば、パルス幅を100 nsとして、1 kHzの繰り返しで約1-10秒のデータ集積時間をかけると、ppt (parts per trillion) のオーダー

Table. Emissions of Some Minor Atmospheric Species Stimulated by Electron Impact.

Species	Transition Excited by Electron Impact	Excitation Energy, eV	Lifetime, ns	Simulated Transition	
				Designation	Wavelength, nm λ (Atoms) λ <sub>m</sub> (Molecules)
Cl	3 <sup>1</sup> P <sub>3/2</sub> → 2 <sup>1</sup> D <sub>3/2</sub>	11.80	22	5 <sup>1</sup> D <sub>3/2</sub> → 4 <sup>1</sup> D <sub>3/2</sub>	808.67
H	1 <sup>1</sup> S <sub>1/2</sub> → 3 <sup>1</sup> P <sub>1/2,3/2</sub>	12.09	5.3	3 <sup>3</sup> P <sub>1/2,3/2</sub> → 2 <sup>1</sup> S <sub>1/2</sub>	656.2
N	2 <sup>1</sup> S <sub>2/2</sub> → 4 <sup>1</sup> F <sub>3/2,5/2</sub>	12.98	32	4 <sup>1</sup> F <sub>3/2,5/2</sub> → 3 <sup>1</sup> D <sub>3/2,5/2</sub>	1011.4
O	2 <sup>1</sup> P <sub>1</sub> → 3 <sup>1</sup> F <sub>3/2,1</sub>	10.99	36	3 <sup>1</sup> F <sub>3/2,1</sub> → 3 <sup>1</sup> S <sub>1</sub>	844.6
F	2 <sup>1</sup> P <sub>3/2</sub> → 3 <sup>1</sup> S <sub>1/2</sub>	14.68	26	3 <sup>1</sup> S <sub>1/2</sub> → 3 <sup>1</sup> P <sub>3/2</sub>	731.1
	2 <sup>1</sup> P <sub>3/2</sub> → 3 <sup>1</sup> D <sub>3/2,5/2</sub>	14.59	47	3 <sup>1</sup> D <sub>3/2</sub> → 3 <sup>1</sup> P <sub>3/2</sub>	780.02
			128	3 <sup>1</sup> D <sub>5/2</sub> → 3 <sup>1</sup> P <sub>3/2</sub>	755.47
ClO	X <sup>2</sup> Π <sub>1</sub> → A <sup>2</sup> Π <sub>1</sub>	3.99	n.a.	A → X	321
		3.92			323
CO	X <sup>1</sup> Σ <sup>+</sup> → B <sup>1</sup> Σ <sup>+</sup>	10.78	24	B → A	458
	X <sup>1</sup> Σ <sup>+</sup> → C <sup>1</sup> Σ <sup>+</sup>	11.40	2	C → A	374
NO	X <sup>2</sup> Π <sub>1</sub> → B <sup>2</sup> Δ <sub>1</sub>	7.48	75	B <sup>2</sup> → B	700.5
	X <sup>2</sup> Π <sub>1</sub> → F <sup>2</sup> Δ <sub>1</sub>	9.66	90	F → C	1,051
	X <sup>2</sup> Π <sub>1</sub> → C <sup>2</sup> Π <sub>1</sub>	6.46	25	C → A	1,243
OH	X <sup>2</sup> Π <sub>1</sub> → A <sup>1</sup> Σ <sup>+</sup>	4.02	690	A → X	310

表7. 4-1 分子の発光と遷移

の微量なガスの定量ができるとされている。この他にも準安定状態にある原子、あるいは分子にレーザをあて、それからの発光を観測するいわゆる、differential absorption lidar(DIAL) などの方法の併用も検討されている。地球の温暖化対策が21世紀では人類の最も重要な課題と言われている。専門家の意見では[151]、大気中の温暖化ガスの定量は、現在成層圏では人工衛星で常時

観測が行われているが、対流圏では飛行機、気球などで行われているため、時々しか観測が出来ず、温暖化ガスの分布の時間変化の観測などがまだできていないようである。対流圏における温暖化ガスの挙動の理解が今後の重要な課題である。実際、我が国においては、対流圏の温暖化ガスの高度分布を測れるのは、年に2回に三陸であげる気球観測によってだけだそうである。本節で紹介したような大気の診断法が確立すれば、常時温暖化ガスの分布定量が可能となる。必要なミリ波、及び大気放電については、6-2節の議論で対流圏でも十分にプラズマを生成できる可能性がある。かれらの提案は30-60 kmの成層圏の温暖化ガスの診断を考えているが、この方法はむしろ対流圏の診断に発展させる法が面白いように思える。線形誘導加速器のFELを用いると、彼らの提案よりさらに空間的にも狭い範囲にプラズマが生成出来るような周波数帯を選べるので、さらにかれらの提案より、分解能を上げる事も可能である。FELの開発と並んで、今後、実験室系での温暖化ガスの分光学的絶対定量法の体系的研究も重要な課題となろう。

## 第8章 結語

線形誘導加速器は現在発展途上の技術体系である。世界中をさがしても、未だにこれが完成された形の加速器であるというものは存在していない。したがって、本稿で紹介した応用分野は、まだ実現していないが、近い将来の実現可能な応用分野であると、ご理解いただきたい。少数ではあるが、世界の研究者がなぜ線形誘導加速器の研究開発に携わっているかという理由の一端がご理解いただけたら幸いである。また、線形誘導加速器の作り出す、大電流の相対論的粒子ビームが、これまでのRF加速器の応用分野とはまた違った、例えば、エネルギー、宇宙、環境など地球/宇宙規模の応用分野を有する事がご理解いただけたら幸いである。

米国では1998年あたりからLBLで10 MeVの電子及び重イオンの線形誘導加速器が稼働しだす。また我が国でも、1997年から、原研で5 MeVのFEL用線形誘導加速器が稼働を開始する。FEL開発プロジェクト研究はKEK、東京工業大学、埼玉大学、福岡工業大学、新潟大学、東北大学などが参加し共同チームで行う予定である。これらの線形誘導加速器は、SDIの研究につかわれたATAよりはるかに長パルスで、また波形成型などが可能であるなど、加速器としても高性能なパフォーマンスを備えている。これらのプロジェクトで、従来の、ともすれば基礎科学にかぎられてきた加速器の応用分野に、線形誘導加速器があらたにどのよう

な応用分野を付け加えるのか、今後10年あたりがもっとも興味ぶかい時期であるように思える。

本稿はをまとめるにあたっては、東京大学名誉教授 宮本悟楼、福岡工業大学 石塚 浩教授、埼玉大学 川崎 温教授、東京工業大学 小川雅生教授、東京工業大学 堀岡一彦助教授、KEK 木代純逸助教授、KEK 高山 健助教授の諸氏から日頃いただいている有益な議論を参考にさせていただいたことを記し、感謝の意にかえさせていただきたい。

(メモ)

## 参考文献

- [ 1] 西川哲治:核物理学講座6「加速器」第2章共立出版、(1960)
- [ 2] 亀井 亨、木原元央:パリティ物理学コース「加速器科学」、丸善、(1993)
- [ 3] R.B.Miller: An Introsuction to the Physics of Intuse Charged Particle Beams,Plenum Press, (1982)
- [ 4] D.S.Prone et al: IEEE NS-32(5) 3144(1985)
- [ 5] T.C.Marshall: Free-Electron Lasers, Macmillan, Inc.(1985)
- [ 6] M.Shiho et al: Nucl.Instr.& Meth.in Phys.Res. A341 (1994)412
- [ 7] 日立金属,飯村 勉氏:私信
- [ 8] 本書,5-2-5節参照
- [ 9] S.Nakajima et al: Nucl.Instr.Meth. in Phys.Res. A331, 318(1993)
- [10] 原 雅則,秋山秀典:高電圧ハルスハワー工学,森北出版 (1991)
- [11] V.L.Granastein and I.Alexeff,Edit.,High-Power Microwave Sources,Artec House, Boston/London, 1987
- [12] S.P.BUGaev et al.: IEEE Trans.Plasma Sci.18 (1990) 525
- [13] G.I.Batskykh at al. : Proc.9th Int. Conf. High-Power Particle Beams. Washington, D.C., 25-29 May 1992, vol.I, 449
- [14] A.I.Pavlovskiy at al.: ibid.,vol.III,1655
- [15] E.B.Abubakirov et al. : Proc.8th Int. Conf. High-Power Beams, Novosibirsk, July 1990,1155
- [16] Y.Y.Lau, M.Friedman, J.Krall, and V.Serlin: IEEE Trans. Plasma Sci., 8(1990) 553
- [17] H.Yonezawa, S.Miyake, K.Gonpei, K.Ohya, and T.Okamoto: Part.Accel. 30(1990)219
- [18] T.G.Lee, G.T.Konrad, Y.Okazaki, M.Watanabe and H.Yonezawa: IEEE Trans.Plasma Sci. PS-13 (1985) 545
- [19] G.Caryotakis, T.Lee, R.Philips at al.: Proc. PAC Conf. Washington, D.C., May 1993, vol.2,1 106
- [20] G.Bekefi and T.Orzechowski: Phys. Rev. Lett. 37 (1976).379
- [21] A.N.Didenko et al.: Sov.Tech.Phys.Lett.3(1978)3
- [22] G.Craig, Pettibone and D.Ensley: IEEE Int .Conf. Plasma Sci. Abstracts, Montreal, Canada (1979) 4
- [23] J.Benford, H.Sze, T.Young, D.Bromley and G.Proulx: IEEE Trans. Plasma Sci. PS-3 (1985) 538
- [24] T.J.Orzechowski et al: Phys.Rev.Lett.57(1986) 2172
- [25] S.L.Allen at al.: Bull.Am Phys.Soc.38(1993) 1328
- [26] C.J.Lasnier at al.: Bull.Am Phys.Soc.(1993) 1328
- [27] K.Takayama, J.Kishiro, K.Ebihara, T.Ozaki, S.Hiramatsu, and H.Katoh: J.Appl.Phys. 77(1995)5467
- [28] 志甫 諒;電気学会論文誌A 115A (1995) 74
- [29] M.E.Conde and G.Bekefi: Phys. Rev. Lett. 67 (1991) 3082
- [30] A.V.Gaponov-Grekhov and V.Granastein, Edit., Applications of High-PowerMicrowaves, Artech House, Boston/London, 1994
- [31] L.R.Elias, W.M.Fairbank, J.M.J.Madey, H.A.Schwettman and T.I.Smith, Phys.Rev. Lett. 36 (1976) 710
- [32] D.A.G.Deacon, L.R.Elias, J .M.J.Medey, G.J.Ramian, H.A.Scwettman and T.I.Smith:Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 892
- [33] I.B.Drobyazko, G.N.Kulipanov, V.N.Litvinenko, I.V.Pinayev, V.M.Popik, I.G.Silvestrov, A.N.Skrinsky, A.S.Sokolov and N.A.Vinokurov: Nucl.Instr.and Meth.A 282(1989)424
- [34] S.Allen et al: Phys.Rev.Lett.72(1994)1348
- [35] T.C.Marshall, "Free Electron Lasers" Macmillan Publish. Company. New York 1985
- [36] C.A.Brau,"Free Electron Lasers" ,Academic Press Inc.1990
- [37] 日本物理学会 編 "シンクロトロン放射", 培風館, 1986
- [38] 堀 健夫,堀 淳一:物理学体系 "光学",36頁,みすず書房, 1978
- [39] P.Sprangel et al: Phys.Rev.A21(1980)302
- [40] R.C.Davidson and J.S.Wurtele:IEEE Trans.Plasma Sci. PS13 (1985) 464
- [41] H.P.Freund et al: Phys.Fluids B2(1990)427
- [42] 山崎鉄夫:原子力学会誌33(1991)1039
- [43] K.Sakamoto, T.Kobayashi, S.Kawasaki, Y.Kishimoto, S.Musyoki, A.Watanabe, M.Takahashi, H.Ishizuka, M. Sato and M.Shiho: J.Appl.Phys 75 (1994) 36.; Nucl. Inst and Meth. in Phys.Res. A341(1994)101
- [44] A.D.Mcdonald;Microwave Breakdown in Gases, Wiley, New York (1966)
- [45] S.C.Brown: Basic Data of Plasma Physics,MIT Press and John Wiley & Sons(1959)
- [46] C.H.Chan et al.: J.Appl.Phys. 44(1973)1179
- [47] C.A.Sullivan et al.: J.Appl.Phys. 63 (1988) 5228
- [48] P.Woskoboinikow et al.: Appl.Phys.Lett. 32 (1978) 527
- [49] J.Mayer and P.Strizke: J.Phys. D10 (1977)1635
- [50] P.L.Kelly,B.Lax and P.Tannenwald,Eds.: Physics of Quantum Electronics,Mcgraw-Hill,New York (1966)

- [51] N.Kroll and K.M.Watson: Phys.Rev.A5 (1972) 1883
- [52] M.Michner and C.H.Kruger Jr.: Partially Ionize Gases, Johon Wiley and Sons,Inc., New York, (1973)
- [53] R.Papoular:Electrical Phenomena in Gases, American Elsevier Publ.Co.,Inc.,New York(1965)
- [54] D.W.Koopman and K.A.Saum: J.Appl.Phys.44(1973) 5328
- [55] C.W.Schubert Jr.:AFFDL Report No.AFFDL-TR-78-60(1978)
- [56] CERN,Cornell University,TH Darmstadt,Fermilab, INFN Frascati/Milano, KfK and Universitat Karlsruhe Saclay, Universitat Wuppertal, DESY: TESLA Report 93-01, DESY, Hamburg, Germany,1992
- [57] H.G.Beyer et al.: R&D Program for the Development of a 500Gev to 1000Gev S-Band Linear Collider, internal report,DESY,Hamburg,Germany,1992
- [58] J.M.Paterson et al.: Proc. 15th Int.Conf.High Energy Accelerators, Hamburg, Germany, July, 1992, World Scientific, Singapore (1992)815
- [59] J.Urakawa: ibid 124
- [60] Y.Baconnier et al.: 1992 Linear Accelerator Conf. Proc., AECL Research,Chalk River, Ontario, Canada, (1992) 329
- [61] G.Caryotakis et al.: Proc. 1993 Part.Accel. Conf., Cat. No. 93CH3279-7, IEEE, Piscataway,NJ.(1993) 1106
- [62] J.Odagiri et al.: Proc.18th Linear Accel.Meet.in Japan, Tsukuba. 21-23 July(1993)199
- [63] R.B.Palmer, W.B.Hermannsfeldt, and K.R.Eppley : Part. Accel .30 (1990) 197
- [64] K.R.Eppley, W.B.Hermannsfeldt, and R.H.Miller: SLAC PUB-4221, SLAC, Stanford, 1987
- [65] D.U.L.Yu, J.S.Kim and P.B.Wilson: AIP Conf.Proc. vol. 279, Am.Inst.Physics, New York, (1993)85
- [66] A.M.Sessler: Proc.Workshop on Laser Acceleration of Particles, AIP Conf .91(1982)154
- [67] S.Hiramatu et al.: Part. Accel. 31 (1990) 75
- [68] LBID-2085,UCRL-ID-119906,Lawrence Berkeley Lab.& Lawrence Livermore Nat.Lab. 1995
- [69] S.Hashimoto and K.Takayama: Phys.Lett.A208 (1995) 127,and see ref,in this paper
- [70] T.Houck et al.: Contibuted paper, RF 96', April, 1996. Hayama, Japan.
- [71] RK-TBA Project; LBID-2085, UCRL-ID 119906, LBL, LLNL, (1995)
- [72] エネルギーレビュー, 2, 4 (1992)
- [73] 宮本健郎:核融合のためのフラスコ物理, 岩波書店 (1976)
- [74] 高村秀一:フラスコ加熱基礎論, 名古屋大学出版会 (1986)
- [75] F.Wagner et al:Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 1408
- [76] J.Lohr et al:Phys.Rev.Lett.60 (1988) 2630
- [77] K.Hoshino et al:pys.Rev.Lett 69,2208(1992)
- [78] T.Orzechowsky et al:Phys.Rev.Lett. 57 (1986) 2172
- [79] 志甫 諒:エネルギー資源, 10, 515 (1989)
- [80] T.Oda et al: Rev.Sci.Instrum.61, 2964 (1990)
- [81] S.Allen et al:Proc. 14th Int.Conf. on PlasmaPhys. and Control. Nucl.Fus.Res. Wurzburg, Germany, 30 Sept:7 Oct.,1992,IAEA-CN-56/E-1-4
- [82] W.M.Nevins et al: Pys. Rev. Lett. 59, 60 (1987)
- [83] B.L.Cohen et al: Rev. Mod. Phys..63,949(1991)
- [84] A.G.A.Verhoeven et al:Proc. SPIE 1929, 126 (1992)
- [85] D.Keefe, AIP Conf. Proc. 152, Conf.on Heavy Ion Inertial Fusion, Washingt, D.C.Eds.;M.Reiser,T. Godlove and R.Bangerter, Am. Inst. Phys., New York (1986)
- [86] C.Rubbia: Nucl.Inst.and Methods A278 (1989) 253
- [87] Fusion Policy Advisory Committee,Final Report, DOE/S-0081, September 1990
- [88] R.Bock W.B.Hermannsfeldt: SLAC-PUB-5427 (1991) [89] D.Dudziak, ed.,Heavy Ion Fusion Systems Assessment, Fusion Technology 13 (1987)
- [90] Final Report,Review of the Department of Energy's Inertial Confinement Fusion Program, National Academy Press, September 1990
- [91] W.J.Hogan and G.L.Kulcinski: Fusion Technology 8 (1985) 717
- [92] D.Keefe: Nucl.Inst.amd Methods A (1989) 226
- [93] Proc.93' part.Acc.Conf, IEEE, (1993)703-744
- [94] R.L.Gluckstern: Proc. 1970. Lin. Acc. Conf. Fermi Lab 1970 (a 811
- [95] R.A.Jaueson: LANL report LA-9234
- [96] J.Struckmeier et al: Part. Acc. 15 (1984) 47
- [97] T.P.wrangler et al: Proc. Int. Symp. Hev. Fusion AIP. Con. Proc. 152 (1986) 166
- [98] T.P.Wrangler et al: Proc. 1987 Part. Acc. Conf. (1982) 1006
- [99] I.Hoffman et al: Part Acc. 13 (1985) 145
- [100] The Comittee on Satellite Power Systems、 Electric Power from Orbit: A Critique of a Sattelite Power System、 National Academy Press、 Washington D.C.(1981)
- [101] TheAm.Phys.Soc.StudyGroup: Rev. Mod. Phys. 59 (1987) No.3, PartII, S1
- [102] N.Nagatomo and Y.Naruo: Proc.11th ISAS Space Energy Symp. (1992) 33
- [103] K.Kaya et al.: ibid. 112
- [104] K.Takayama, S.Hiramatsu and M.Shiho: J.British Interplanetary Soc. 44 (1991) 573

- [105] K.Takayama et al.: Proc.15th ISAS Space Energy Symp.(1996)1
- [106] Y.Chikada: Proc. ISAP 85' (1985) 959
- [107] 長友信人: 宇宙飛行機. 丸善 (1987)
- [108] M.Tanaka et al.: Proc.15th ISAS Space Energy Symp., February 8-9 (1996) 66
- [109] M.Shiho et al.: Proc.15th ISAS Space Energy Symp., February 8-9 (1996) 58
- [110] V.P.Botavin et al.: Proc.Int.1992 Geneva Conf. on Systems and Signals.Geneva Switzerland (1992) 51
- [111] 吉田 孝 監修: 電子情報通信学会「レーダ技術」, コロナ社, (1984)
- [112] 関根松夫: 電子情報通信学会「レーダ信号処理技術」 (1991) コロナ社
- [113] R.P.Auty and R.H.Cole: J.Chem. Phys. 20 (1952) 1309
- [114] 福田矩彦: 粉体工学会誌 18 (1980) 47
- [115] 鈴木道也: 雪氷電波・光工学, 昭晃堂(1987)
- [116] B.J.Mason: The Physics of Clouds, Clarendon Press, Oxford (1971)
- [117] P.Bartia and I.J.Bahl: Millimeter Wave Engineering and Applications, John Wiley(1984)
- [118] 今井一郎: 雪氷学会誌 18(1956) 2
- [119] R.L'Hermitte: J.Atmospheric and Oceanic Tech., 4 (1987) 36
- [120] R.L'Hermitte: IEEE Trans.Geoscience and Remote Sensing, 26 (1988) 207
- [121] R.L'Hermitte: Geophys. Res. Lett.14 (1987) 707
- [122] R.L'Hermitte: ibid.15 (1988) 1125
- [123] Z.Zorpette: IEEE Spectrum 30 (1993) 21
- [124] 安田延壽: 基礎大気科学, 朝倉書店(1994)
- [125] M.Shiho et al.: Nucl. Inst. Meth. in Phys.Res. A8075 (1996)
- [126] A.Yariv: Introduction to Optical Electronics Holt, Reinhart and Winston, Inc. (1976)
- [127] T.Uchiyama: プラズマ・核融合学会誌 79 (1994)168
- [128] D.W.Koopman and K.A.Saum: J.Appl. Phys. 44 (1973) 5328
- [129] K.Takayama: Nucl.Instr.Meth.in Phys. Res. A358 (1995) 122
- [130] 上之園親佐監修: 雷ーその被害と対策、教育社 (1988)
- [131] CCIR Report 233(1978)
- [132] CCIR Report 721(1978)
- [133] 光通信ハンドブック、朝倉書店、(1981) 572
- [134] L.M.Ball: Appl. Opt. 13 (1974) 2292
- [135] G.N.Aleksandrov et al.: Sov.Phys. Tech. Phys. 22 (1977) 1233
- [136] K.Fujiwara et al.: Review of Laser Eng. 19 (1991) 528
- [137] T.Shindoh and S.Sasaki: J.Inst.Electr.Japan 111 (1991) 739
- [138] C.Honda et al.: Trans. Inst. Electr. Eng.Japan 113-B (1993) 994
- [139] S.P.Kuo and Y.S.Zhang: SPIE 1407 (1991) 260
- [140] S.Solomon et al.; Nature 344 (1990) 347
- [141] J.F.Gleason et al.: Science 260 (1993) 523
- [142] F.S.Rowland and M.J.Molina: J.Phys.Chem. 80 (1976) 2049
- [143] M.J.Prather and R.T.Watson: Nature 344(1990)729
- [144] R.J.Cicerone, S.Elliott and R.P.Turco: Science 254 (1991) 1191
- [145] T.H.Stix: J.Appl.Phys.66(1989)5622
- [146] T.H.Stix: IEEE Mini-Course on Environment and Energy Issues in Plasma Science,Vancouver,B.C., June 10-11 (1993)
- [147] G.A.Askaryan et al.:Sov.Plasma Phys.17(1991)48
- [148] G.A.Askaryan et al.:ibid.,18(1992)625
- [149] G.A.Askaryan et al.:JETP Lett.55(1992)515
- [150] K.Papadopoulos and G.M.Kilikh: J.Geophys.Res. 99 (1994) 10, 387
- [151] 国立環境研究所 井上 元 博士: 私信