



# 大強度単色ガンマ線発生に関する研究

－BNLとの共同研究報告書－

1998年7月

日本原子力研究所蔵書



3300293580

動力炉・核燃料開発事業団

Brookhaven National Laboratory

31-09

複製又はこの資料の入手については、下記にお問い合わせ下さい。

〒311-1393 茨城県東茨城郡大洗町成田町4002

動力炉・核燃料開発事業団 大洗工学センター

システム開発推進部 技術管理室

Inquiries about copyright and reproduction should be addressed to:  
Technology Management Section, O-arai Engineering Center, Power Reactor  
and Nuclear Fuel Development Corporation 4002 Narita-machi, O-arai-machi,  
Higashi-Ibaraki, Ibaraki-ken 311-1393, Japan.

© 動力炉・核燃料開発事業団 (Power Reactor and Nuclear Fuel Development  
Corporation)1998

# 大強度単色ガンマ線発生に関する研究 - BNLとの共同研究報告書-

山崎良雄\*、高橋 博\*\*

## 要旨

動燃事業団では、原子炉からの使用済み燃料から生ずる長寿命核分裂生成物を安定核種または短寿命核に変換する消滅処理研究の一環として、加速器に関連した研究開発が進められている。その中で、大強度の $\gamma$ 線を使った光核反応を用いた原子核反応を利用して、消滅処理を行う装置としての大電流電子線形加速器の開発を行い、 $\gamma$ 線発生の効率化に関する基礎研究を行ってきた。

一方、米国ブルックヘブン国立研究所(BNL)では、世界に先駆けて、加速器と原子炉を組み合わせたハイブリット炉の研究、加速器及び原子炉を用いた消滅処理研究等を行っていた。この様な背景で、動燃事業団とBNLとの共同研究が始まり、これに伴い大洗先進室から平成6年度より3名の研究員が派遣された。本年度をもって共同研究による派遣は最終年となった。

長寿命放射性核種の光核反応による核変換を効率良く行うためには、大量処理するための大強度化と、変換効率向上のための $\gamma$ 線の単色化が必要である。そのためには、大電流の電子ビームが必要で、さらに電子ビームを効率的に単色の $\gamma$ 線に変換する技術が不可欠である。平成6年度から平成8年度までの共同研究において、大電流電子ビームの安定加速、ビームの高品質化、単色 $\gamma$ 線の発生方法とそのエネルギー効率の向上等の研究を行ってきた。平成9年度はこれらの研究成果に基づき、逆コンプトン散乱による $\gamma$ 線発生において、高反射率、低損失のミラーから構成される光共振器にレーザービームパワーを蓄積することで、散乱光として得られる $\gamma$ 線強度の増強を検討したほか、大強度の単色 $\gamma$ 線発生装置系の概念提案を行った。

---

\* 動力炉・核燃料開発事業団 大洗工学センター基盤技術開発部 先進技術開発室

\*\* 米国ブルックヘブン国立研究所

## Study of high-intensity monochromatic gamma-ray generation

Yoshio Yamazaki\*, Hiroshi Takahashi\*\*

### Abstract

Presently, the Power Reactor and Nuclear Fuel Development Corporation(PNC) is investigating the best way to treat high-level radioactive nuclear wastes from reactors. As part of their basic research on the transmutation of fission products, PNC developed a high-power CW electron linac for various applications, in particular for studying the use of strong gamma-rays for transmuting the medium-lived fission products (MLFP) of Sr-90 and Cs-137. As the results of studies of transmutation by photoreaction have shown, high-flux and high-energy gamma-rays ( $\sim 15\text{MeV}$ ) are needed. However, to make an approach feasible it is very important to generate the gamma-rays at a reasonable cost. To increase the intensity of the gamma-rays, a high-current electron beam and a high-power laser are needed. This paper reports our findings which show that to generate gamma-rays by inverse Compton scattering effectively, the photons accumulated in a optical resonator must intensify the monochromatic gamma-ray flux by the collisions of inverse Compton scattering with electrons. The method we discuss employs inverse Compton scattering with an optical resonator composed of very high-reflectance, low-absorptance mirrors. With advances in technology, the flux of gamma-rays that can be attained is of the order of  $10^{18}$ , and its efficiency is 0.9% using this method. If future technological progress results in a mirror with a reflectance of 8N and absorptance of 0.001ppm, then it might be possible to achieve a flux of the order of  $10^{20}$ , and an efficiency of more than 30%. In the case of a concentric resonator, the density of the photon beam at the interaction point can be higher than that in a confocal type, so that a gamma-ray flux of the same order as the 8N case may be achieved.

---

\*Power Reactor and Nuclear Fuel Development Corporation

4002, Narita-cho, Oarai-machi, Ibaraki-Pref., 311-13, Japan.

\*\*Brookhaven National Laboratory

Upton, New York, 11973, USA.

## 目次

第1章 序	1
第2章 単色 $\gamma$ 線発生に関する検討	2
2.1 単色 $\gamma$ 線源の現状	2
2.2 逆コンプトン散乱について	4
第3章 光共振器による発生 $\gamma$ 線の増強	8
3.1 光共振器について	8
3.2 光共振器による発生 $\gamma$ 線の計算結果	15
第4章 大強度単色 $\gamma$ 線の発生装置系に対する考察	17
4.1 電子源について	19
4.2 光子源について	21
謝辞	23
参考文献	24

## List of Figures and Tables

Fig.1 Schematic of the photon-electron scattering process in a laboratory frame work.

Fig.2 Scattered photon maximum energy in using typical conventional lasers.

Fig.3 Dependence of  $\gamma$ -ray energy on scattered angle for each angle of collision.

Fig.4 Dependence of the differential cross section on the scattered angle for each typical collision angle.

Fig.5 Enlargement of part of Fig.4.

Fig.6 Examples of mirror configurations for optical resonators with low-loss.

Fig.7 Confinement diagram for optical resonators.

Fig.8 Enhancement ratio in the resonator for each reflectance of mirror.

Fig.9 Diagram of a beam shape in the resonator.

Fig.10 The beam spot size in the resonator.

Fig.11 Electric fields of TEM<sub>00</sub> mode at  $z=0$  and mirrors.

Fig.12 Electric fields of TEM<sub>00</sub> mode for  $x$  vs. $z$  ( $y=0$ ).

Fig.13 Electric fields of some low-order optical beam modes.

Fig.14 Proposal for high-intensity monochromatic  $\gamma$ -ray system.

Fig.15 FODO—Lattice(QF:focusing quadrupole;QD:defocusing quadrupole)

Fig.16 Lattice of the ADONE strage ring

Table.1 Main successes of laser-backscatter  $\gamma$  -rays.

Table.2 Initial parameters used to calculate the production of  $\gamma$  -rays using an optical resonator.

Table.3 Estimations of  $\gamma$  -rays flux and efficiency for each type of optical resonator.

Table.4 Relativistic short wavelength free electron lasers (1996)

## 第1章 序

動燃事業団では、原子炉からの使用済み燃料から生ずる長寿命核分裂生成物を安定核種または短寿命核に変換する消滅処理研究の一環として、加速器に関連した研究開発が進められている[1][2][3]。特にその中で、大強度の $\gamma$ 線を使った光核反応による原子核反応を利用して、消滅処理を行う装置としての大電流電子線形加速器の開発を行うとともに、 $\gamma$ 線発生効率化に関する基礎研究を行ってきた。

一方、米国ブルックヘブン国立研究所(BNL)では、世界に先駆けて、加速器と原子炉を組み合わせたハイブリット炉の研究、加速器及び原子炉を用いた消滅処理研究等を行っていた。また、放射光リングの国際共同研究施設であるNSLS(National Synchrotron Light Source)の中のLEGS(Laser Electron Gamma Source)のプロジェクトでは、リング加速器の電子ビームとレーザーとの逆コンプトン散乱による $\gamma$ 線発生研究を行っている。このように、BNLでは理論的にも実験的にも、世界に先駆けて単色 $\gamma$ 線の発生についての可能性の模索を行ってきた。

このような背景の下に、BNLと動燃事業団との共同研究が開始され、これに伴い大洗先進室から平成6年度より3名の研究者が派遣された。本年度をもって共同研究による派遣は最終年となった。

本報告書では、大強度の単色 $\gamma$ 線の発生を可能とするような装置系を検討し、その問題点をまとめた。



## 第2章 単色 $\gamma$ 線発生に関する検討

### 2.1 単色 $\gamma$ 線源の現状

原子炉からの使用済み核燃料に含まれる核反応生成物の中で、Sr-90、Cs-137の核種は、半減期は数十年と比較的短い、取り出した直後の使用済み燃料の最初の2~300年程度は、これらの核種の崩壊による放射線発生が支配的で、熱的にもその貯蔵や処分の負担要因になる。オメガ計画の中で、原子炉や陽子加速器を用いた中性子による核反応は、これらの核種の中性子反応断面積が小さいという問題点があった。そこで、 $\gamma$ 線を用いた光核反応による処理が考えられた。ただしこの処理の必要条件として、大強度で安価な $\gamma$ 線を発生することが要求されている。

まず単色 $\gamma$ 線を発生させる方法として、電子の制動放射(bremstrahlung)、 $(n, \gamma)$ 反応、電子陽電子の対消滅による反応などが考えられているが[4][5]、どれも狙った単色の $\gamma$ 線を得るにはエネルギーバランスが良くない。その中で、電子とレーザービームとの逆コンプトン散乱による散乱 $\gamma$ 線を用いる方法がエネルギーバランスを向上させる方法として有力視されている。この方法で重要なことは、電子ビーム、光子ビームをいかに効率よく発生させるかであり、すなわちエネルギー的に高効率の電子加速器およびレーザー装置が必要となる。そのような状況の中で、それぞれの装置でエネルギー回収などを用いて、高効率な装置の開発が進んでいる。例えば、リング加速器の電子ビームとレーザー光との反応では、電子ビームを有効に回収する方法などが議論されている[6]。一方、逆コンプトン散乱を効率的に起こすことも重要な要因となる。もともとコンプトン散乱の反応断面積は後述するように、その反応断面積は非常に小さい。そこで、大強度の $\gamma$ 線を得るに、コンプトン散乱を起こす確率を高めるいくつかの試みがなされている。例えば、光子ビームを何らかの形で蓄積させ、電子ビームとの衝突確率を高めることが検討されている[7][8][9]。これは近年、レーザーの技術の進歩や超低損失の鏡の開発によるものである。現在の技術では、その反射率が99.9999%以上のものも開発されている。

逆コンプトン散乱による $\gamma$ 線発生法は実際に、原子核物理実験等で早くから試みられている。はじめにMilburn[10]、及びArutyunianとTumanian[11]が、レーザー光子と高エネルギー電子ビームとの逆コンプトン散乱により、単色の $\gamma$ 線が発生可能であることを示唆した。その後、実験的な試みがなされた。主な成功例をTable.1に示す[12]。最初の実験は1969年、スタンフォード線形加速器センター(SLAC)であった。この散乱された $\gamma$ 線は実際に物理実験に利用された最初の成功例であったが、フラックスはそれほど高いものではなかった。 $\gamma$ 線のビームと呼べるものを発生させたのは、イタリアのFrascati 国立研究所のADONE蓄積リングで、80MeVの $\gamma$ 線を $10^5$ [1/s]程、発生することに成功した[13][14]。BNLでもLEGSのプロジェクトで、700MeVの $\gamma$ 線を $10^7$ 発生することに成功した。特に、注目する所として、Duke大学が蓄積リングを用いた実験で、最高エネルギー150MeVで $10^{11}$ のフラックスを達成した[15]。日本では、つくばの電総研(ETL)の蓄積リングでも同様の成功例がある[16]。また、レーザー光として自由電子レーザー(FEL)で発生された光を用いることも試みられている[17]。このように、逆コンプトン散乱による方法は、強力な単色 $\gamma$ 線が発生させる有効な手段であることが認知されている。そこで、将来のリニアコライダーによる $\gamma$ - $\gamma$ コライダーのプロジェクトでも、この方法が最有力候補として検討されている[18]。

Laboratory	SLAC	Frascati	BNL	Duke	ETL
Electron[GeV]	20	1.5	3.0	1.1	0.5
Photon [eV]	1.78	2.41	6.2	12	1.2
$\gamma$ -ray [MeV]	5000	80	700	150	23
$\gamma$ -ray flux [1/s]	500	$10^5$	$2 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^{11}$	$2 \cdot 10^7$

Table.1 Main successes of laser-backscatter  $\gamma$ -rays.

2.2 逆コンプトン散乱について

実験室系での逆コンプトン散乱による単色γ線の発生原理に関する概念図をFig.1に示す。

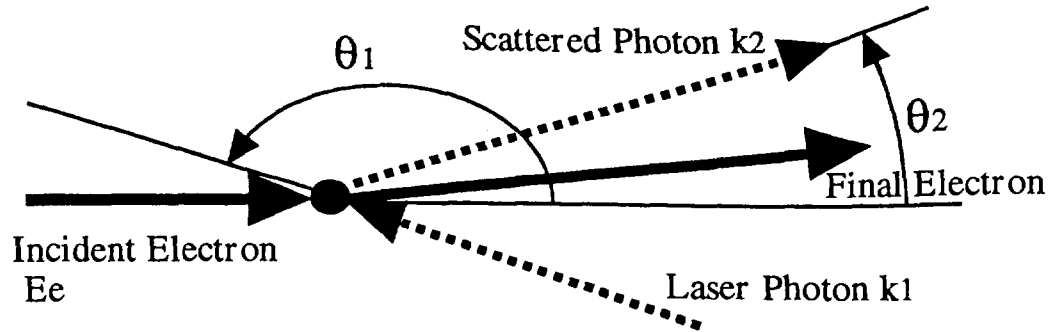


Fig.1 Schematic of the photon-electron scattering process in a laboratory frame work.

散乱γ線のエネルギーは以下の式で与えられる。

$$k_2 = \frac{k_1(1 - \beta \cos \theta_1)}{1 - \beta \cos \theta_2 + k_1/E_e \{1 - \cos(\theta_2 - \theta_1)\}} \quad (1)$$

$$E_e = \gamma \mu, \quad \mu = mc^2, \quad \gamma = 1/(1 - \beta^2)^{1/2} \quad (2)$$

ここで、 $\theta_1$ 、 $\theta_2$ は、それぞれ入射電子の方向とレーザー光子、散乱γ線との角度である。 $E_e$ は入射電子のエネルギー、 $k_1$ 、 $k_2$ は入射光子と散乱光子のエネルギーを表す。電子と光子の微分断面積はKlein-Nishinaの式で知られている。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 2 \left[ \frac{r_0 k_2}{x_1 \mu} \right]^2 \left[ 4 \left\{ \frac{1}{x_1} + \frac{1}{x_2} \right\}^2 - 4 \left\{ \frac{1}{x_1} + \frac{1}{x_2} \right\} \cdot \left\{ \frac{x_1}{x_2} + \frac{x_2}{x_1} \right\} \right] \quad (3)$$

$$x_1 = -\frac{2\gamma k_1}{\mu} (1 - \beta \cos \theta_1), \quad x_2 = -\frac{2\gamma k_2}{\mu} (1 - \beta \cos \theta_2) \quad (4)$$

$d\sigma/d\Omega$ が微分断面積を表し、 $r_0$ は電子の古典的な半径を表し、 $2.82 \times 10^{-15}m$ である。

式(1)(2)を用いれば、容易に散乱 $\gamma$ 線の最高エネルギーが計算できる。 $\theta_1=\pi$ 、 $\theta_2=0$ の場合が、散乱 $\gamma$ 線のエネルギーが最高になり、電子とレーザー光子が正面衝突をした時である。Fig.2に通常のレーザー装置の典型として、比較的高出力のものであるKrF、Nd:YAG、CO<sub>2</sub>の各レーザーを例にとりて、発生可能な $\gamma$ 線の最大エネルギーを計算した例を示す。横軸は入射電子のエネルギーである。

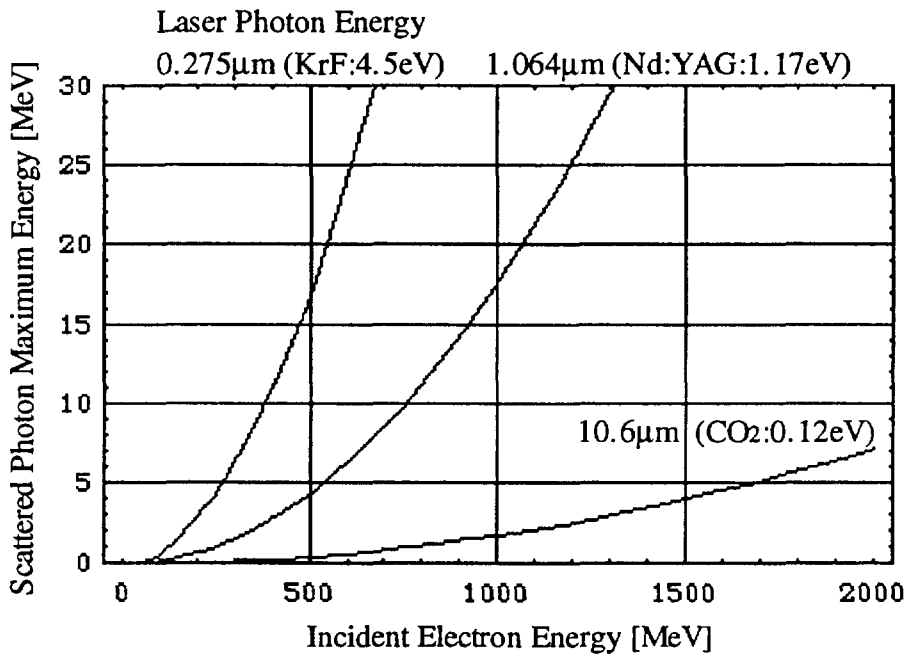


Fig.2 Scattered photon maximum energy in using typical conventional lasers.

光核反応を用いた消滅処理の研究から、必要とされている単色 $\gamma$ 線のエネルギーは15MeV程度であることが示唆されている。例えば、この15MeVの $\gamma$ 線を得るために、Nd:YAGレーザーを用いた場合、1GeV程度のエネルギーの入射電子が必要である。もし、より短波長のKrFを用いれば、電子のエネルギーは約半分の500MeVあれば充分であるが、逆にCO<sub>2</sub>レーザーを用いると、2.5GeV程度の電子のエネルギーが必要となる。

15MeVの $\gamma$ 線を得るために、電子のエネルギー、レーザーの波長をどう選ぶかは、それぞれの装置のコスト等を考慮する必要があるが、今は電子のエネルギーを1GeV程度に押さえ、比較的高出力のレーザーが得られている波長1 $\mu\text{m}$ を選ぶことにする。レーザーの波長を1 $\mu\text{m}$ に選んだことは、最近FELで高出力の装置が実現しつつあることを考慮し

てのことである。 $\gamma$ - $\gamma$  コライダーのプロジェクトにおいても、 $1\mu\text{m}$ の強力なFELは可能であることが前提となっており、高出力に耐える光学素子もこの波長領域で存在している。

次に、散乱 $\gamma$ 線のエネルギーの衝突角度依存性をFig.3に示す。前述したように、入射電子のエネルギーは $1\text{GeV}$ 、レーザー波長は $1\mu\text{m}$ ( $1.24\text{eV}$ )とする。この結果は、 $\theta_2=0$ の方向に散乱される $\gamma$ 線のエネルギーが最大で、 $\pm 0.002\text{rad}$ 以上の角度で散乱される $\gamma$ 線のエネルギーは $1\text{MeV}$ 以下である。正面衝突に対し、 $90$ 度方向での衝突は散乱エネルギーは約半分に落ちることがわかる。

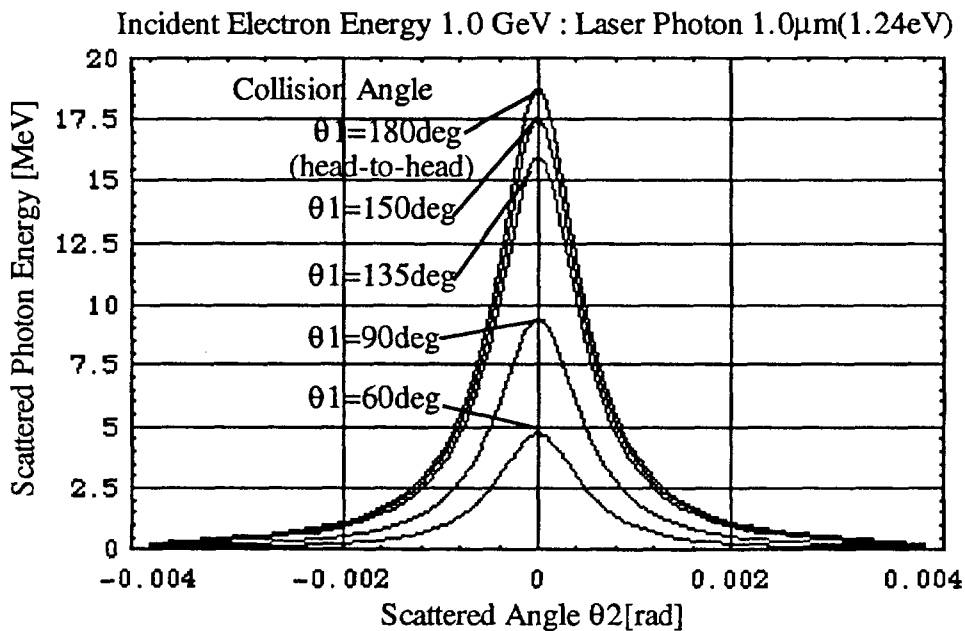


Fig.3 Dependence of  $\gamma$ -ray energy on scattered angle for each angle of collision.

式(3)(4)から計算される微分断面積をFig.4、Fig.5(拡大図)に示す。反応断面積の値は、散乱角に依存しているが、実際にはその依存性はそれ程大きくはない。

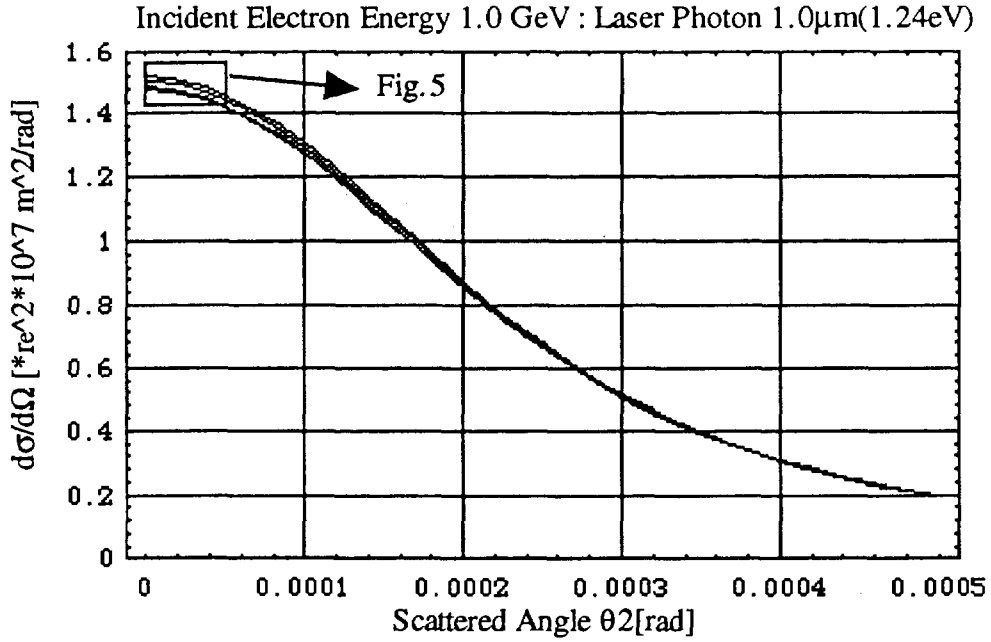


Fig.4 Dependence of the differential cross section on the scattered angle for each typical collision angle.

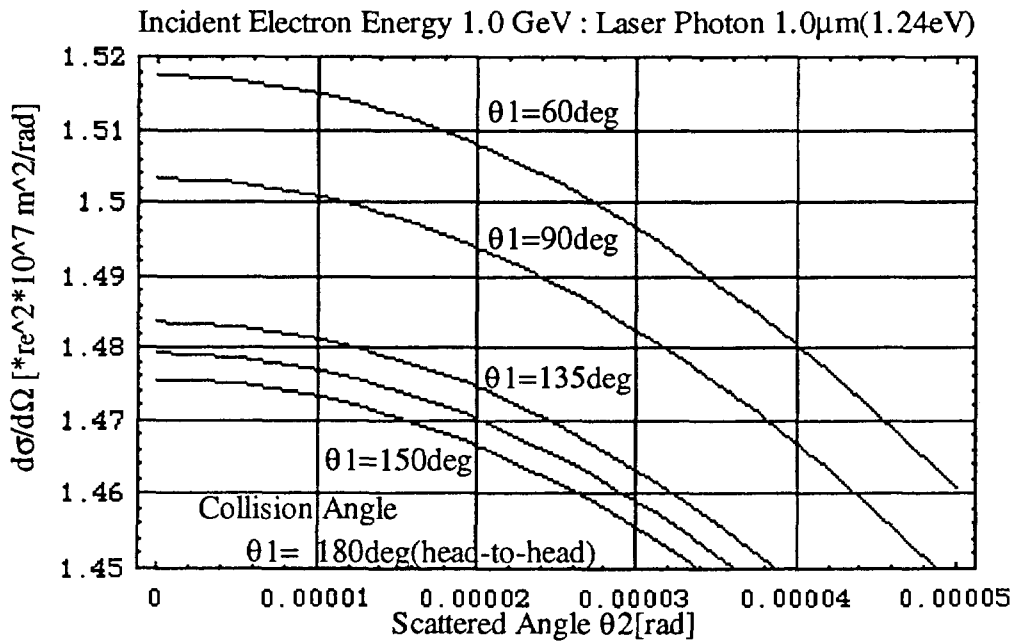


Fig.5 Enlargement of part of Fig.4.

### 第3章 光共振器による発生 $\gamma$ 線の増強

前章までに示したように、逆コンプトン散乱による方法は、大強度の単色  $\gamma$  線を発生させるのに有効な手段である。しかしながら、その反応断面積は非常に小さい。そこで、その反応確率を高める方法として、衝突点でのレーザー光子の密度を上げる方法として、光共振器による光子の蓄積を考える。それによって、反応の確率が上げられる可能性がある。まず、光共振器についての議論を次章で行う。

#### 3.1 光共振器について

光共振器とは、基本的に対向する2枚の高反射率、低損失の鏡からなる。共振器内に光子を蓄積することを前提に考えると、鏡の形状は平面か球面である。安定な蓄積を実現する鏡の形状の例をFig.6に示す。

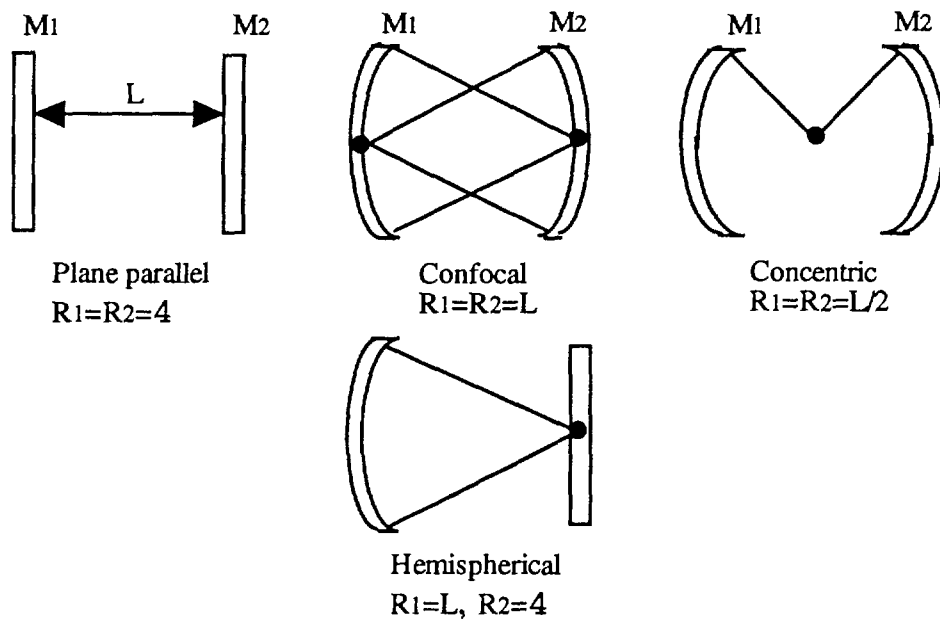


Fig.6 Examples of mirror configurations for optical resonators with low-loss.

これらの安定に光子を蓄積可能な形状は、以下のような条件を満たす[19]。

$$0 \leq \left\{ 1 - \frac{L}{R_1} \right\} \left\{ 1 - \frac{L}{R_2} \right\} \leq 1 \quad (5)$$

ここで、 $L$ は2枚の鏡の間隔、 $R_1$ 、 $R_2$ はそれぞれの鏡の曲率を表す。また、横軸に $L/R_1$ 、縦軸に $L/R_2$ を取って、(5)式の条件を図で表すことができる(Fig.7)。これはBoyd-Kogelnikプロットとして知られている[20][21][22]。

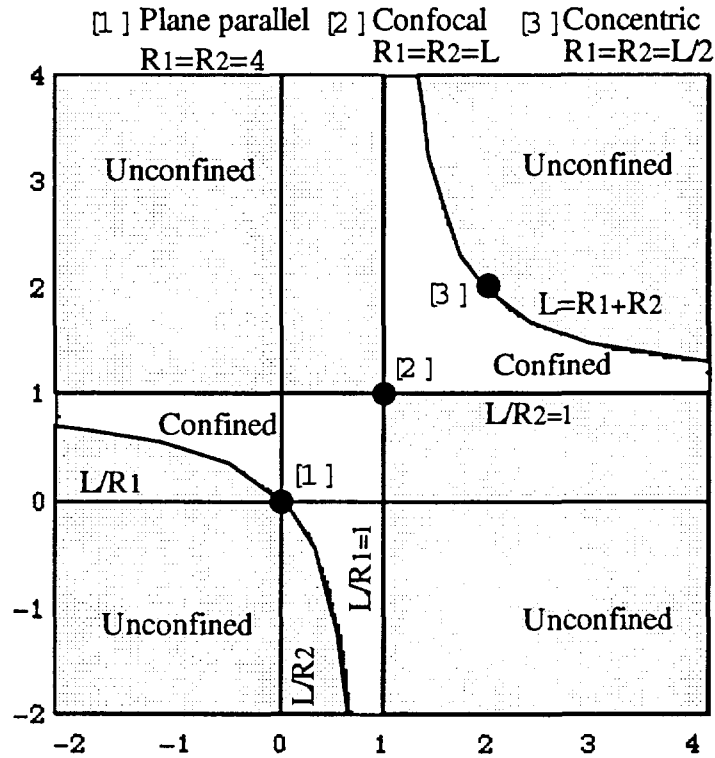


Fig.7 Confinement diagram for optical resonators.

実際に、良く利用される形状である平行平板型(Plane parallel)、共焦点型(Confocal)、中心収束型(Concentric)などは、図中の安定蓄積領域と不安定領域の接点にプロットされる。よって、安定な蓄積を実現するためには、それらの条件から、少し安定点側にシフトして設計される。



次に、共振器内に蓄積される光子について述べる。共振器の光子蓄積能力は、鏡の反射率(R)、損失(A)、透過率(T)で表される。共振器内での光子密度の増強係数 $I_r$ は以下のような式で表される。

$$A + R + T = 1 : \tag{6}$$

$$I_r = \left\{ 1 - \frac{A}{1-R} \right\}^2 \frac{A}{T} : \tag{7}$$

$$A = \frac{1}{1 + F \sin^2(\omega L / c)} , F = \left\{ \frac{2R}{1-R^2} \right\}^2 : \tag{8}$$

ここで、 $A$ は、Airy関数と呼ばれている。Fは共振器のフィネスで、共振器の蓄積能力をあらわすパラメータである。 $\omega$ は光の角周波数である。例として、鏡の性能(反射率、損失)による蓄積性能の違いを示す(Fig.8)。

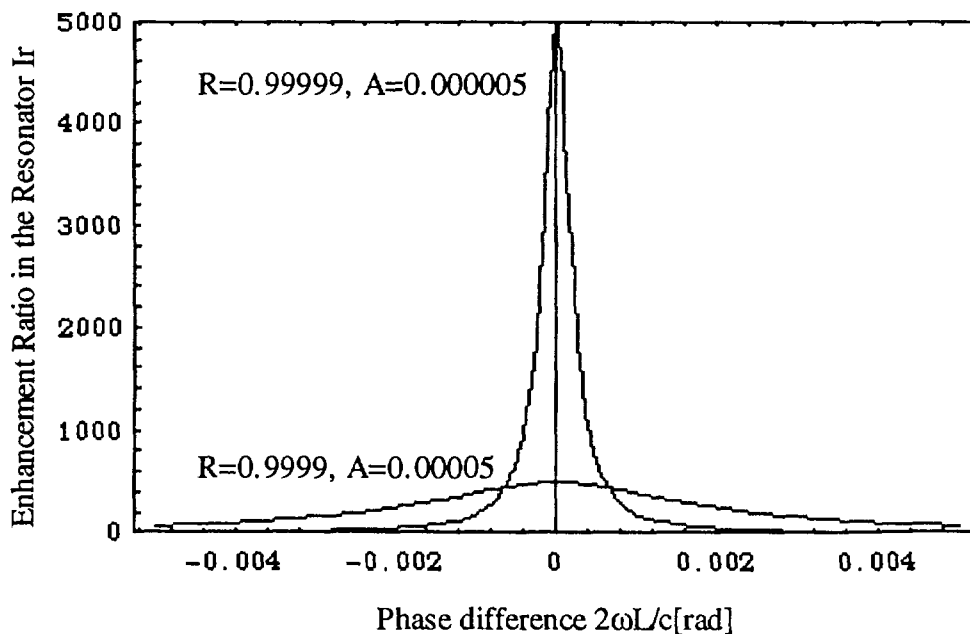


Fig.8 Enhancement ratio in the resonator for each reflectance of mirror

Fig.8が示すように、鏡の反射率が4N(0.9999)から5N(0.99999)になると蓄積される光子の密度は1桁上がることになる。しかしその反面、横軸の光の位相差に着目すると、共振のピークが尖鋭化していることがわかる。これは、共振器の共振条件の厳しさを表すもので

ある。高反射率、低損失の鏡で、共振器を作製できたとしても、レーザー位相に共振させ、内部に光子を蓄積させるには、共振器のポンピングレーザーの位相安定性、共振器の幾何学的な安定性などがより強く要求されることになる。

共振器内を真空の条件として、ガウス分布をもったレーザー光の共振器内での空間的な電場分布は、Hermite多項式を含んだ関数で以下の式で表される[19]。

$$E_{l,m}(x,y,z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} H_l \left[ \sqrt{2} \frac{x}{w(z)} \right] H_m \left[ \sqrt{2} \frac{y}{w(z)} \right] \times \exp \left[ -\frac{x^2 + y^2}{w^2(z)} - \frac{ik(x^2 + y^2)}{2R(z)} - ikz + i(l+m+1)\eta \right] : (9)$$

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + (z/z_0)^2}, \quad z_0 = \pi w_0^2 / \lambda : (10)$$

$$R(z) = (z^2 + z_0^2) / z, \quad \eta = \tan^{-1}(z/z_0) : (11)$$

ここで、 $E_{l,m}$ は、共振器内の高次項を含んだ電場分布、 $H_{l,m}$ は $l,m$ 次のHermite多項式、 $R(z)$ は電場の平面波の曲率、 $w(z)$ 、 $w_0$ はビームスポットサイズとその最小値、 $\eta$ は位相係数、 $\lambda$ は光の波長である。(9)(10)(11)の式から、共振器内での任意の位置でのビームスポットサイズが計算できる。Fig.9 に共振器の幾何学形状を示す。

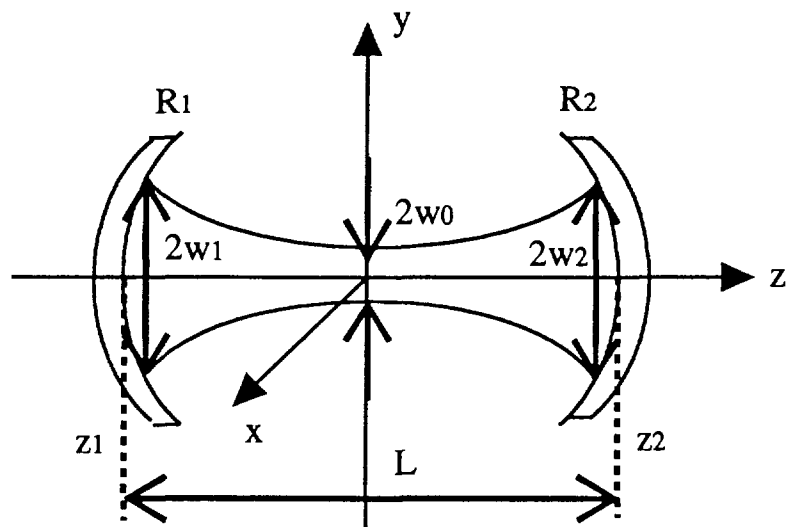


Fig.9 Diagram of a beam shape in the resonator.

例として、2枚の鏡の間隔が2m、それぞれの曲率が2m、光の波長が $1\mu\text{m}$ である共振器の内部のビーム径(Fig.10)を計算した。

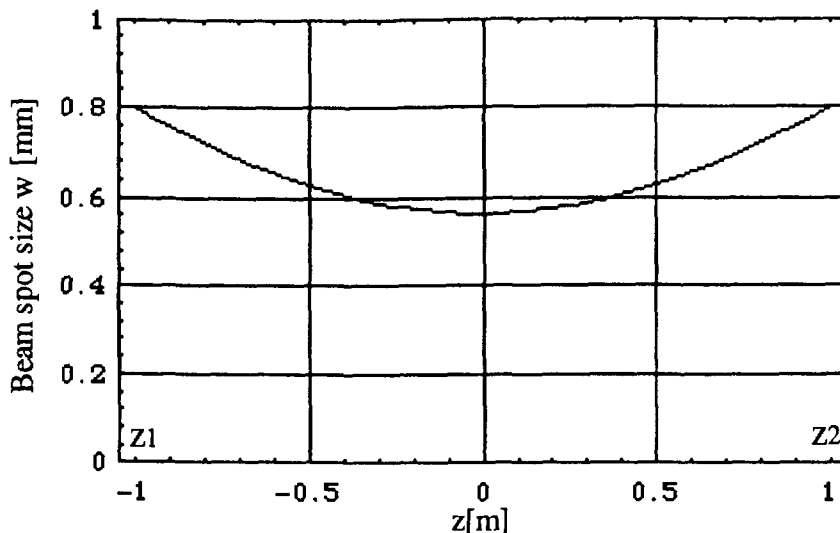


Fig.10 The beam spot size in the resonator.

このように、共振器中心で最小のスポット径になり、鏡表面でそれぞれ最大になる。また(9)(10)(11)から高次のモードを含んだ電場分布が計算可能である。基準モードであるTEM00モードの場合の共振器中心での分布、鏡上での分布をFig.11に示した。

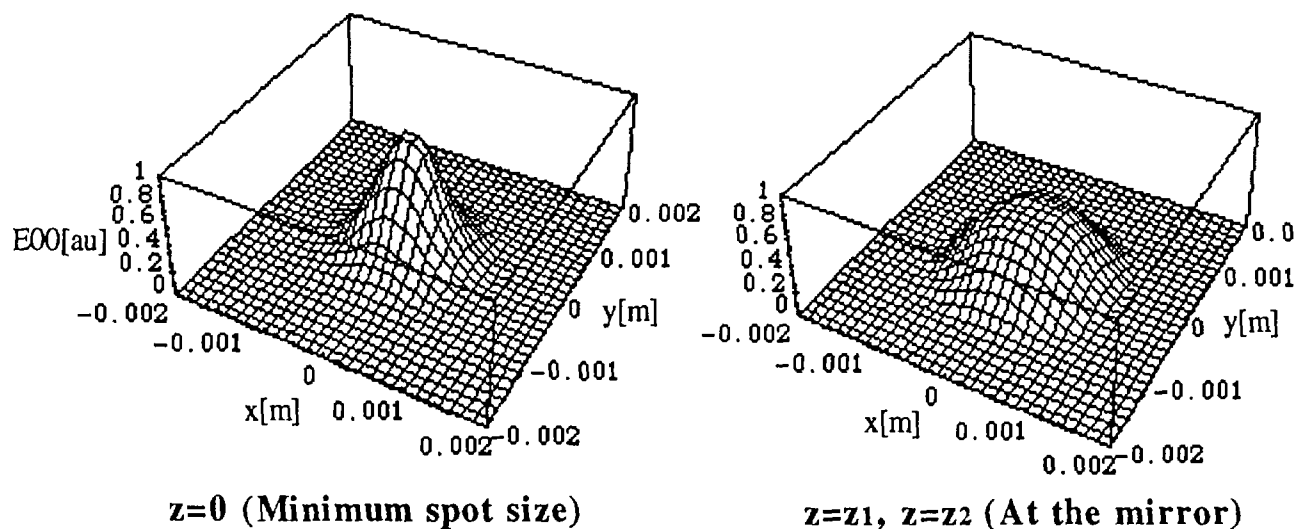
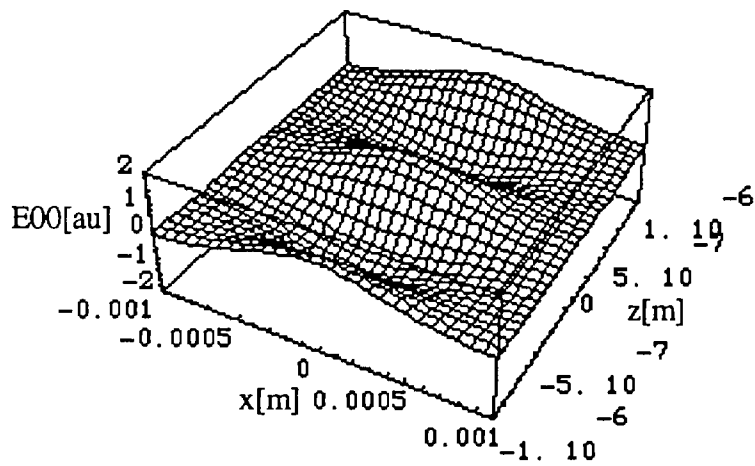


Fig.11 Electric fields of TEM00 mode at  $z=0$  and mirrors.

また、Fig.12に共振器中心での光の波長の様子を示した。確かに、電場分布の波長が光の波長である $1\mu\text{m}$ に一致していることがわかる。Fig.13には、共振器中心での高次モードの電場分布の様子を示した。



**Distribution for x vs. z (y=0)**

Fig.12 Electric fields of TEM00 mode for x vs.z (y=0).

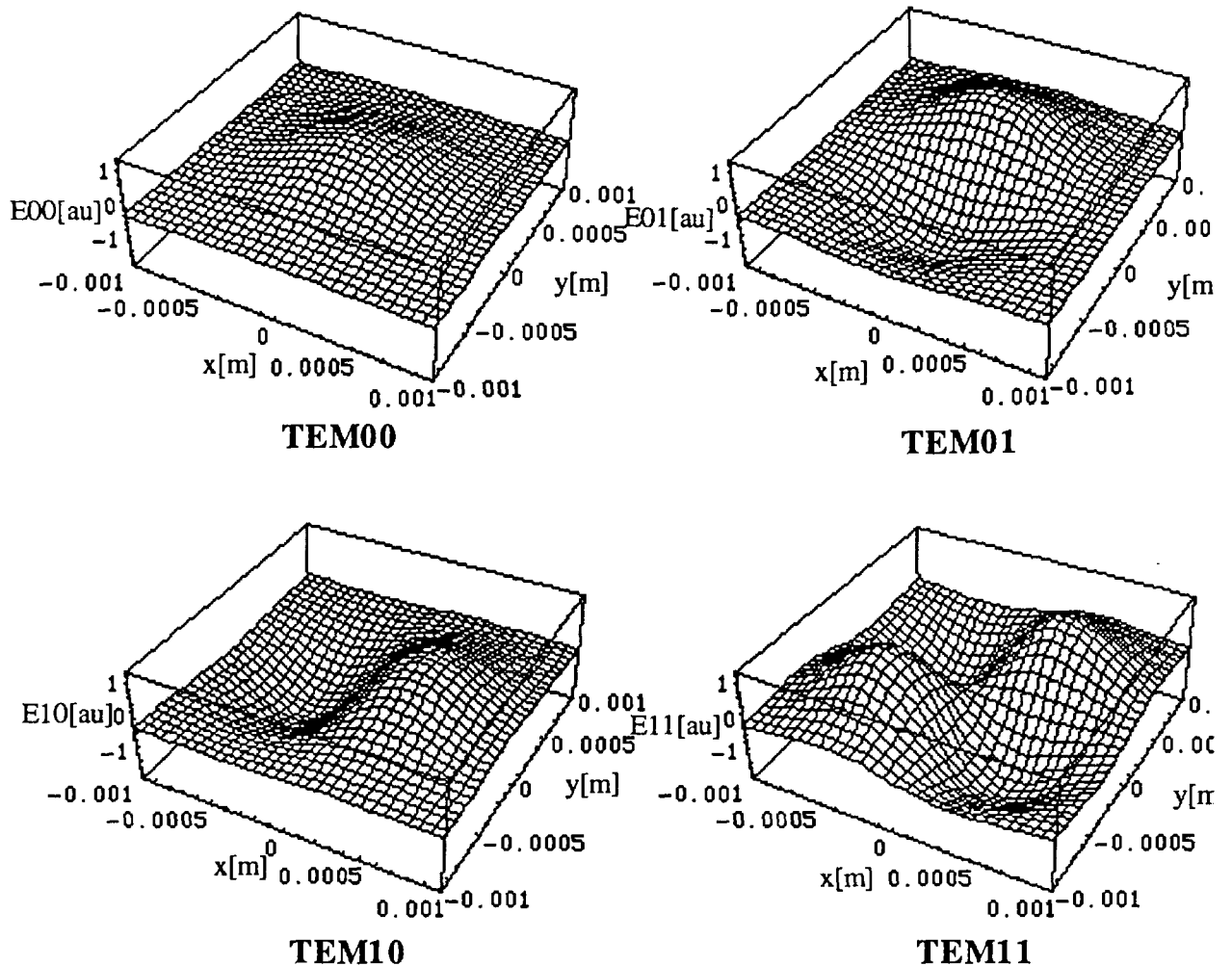


Fig.13 Electric fields of some low-order optical beam modes.

一般に、共振器は有限なFresnel Number( $N=a^2/L\lambda$ :  $a$ はミラーサイズ)を持っている。鏡が有限な大きさを持つことから生ずる光の共振器内の回折損失は避けることができない。しかし、Fresnel Numberを充分大きく取る幾何学形状( $N \gg 1$ )を選べば、回折損失を無視することができる。通常この回折損失は、高次のモードほど大きい。よって、共振器にとって、最も蓄積しやすく、主に考慮すべきモードは基準モードであるTEM00にほかならない[20]。

3.2 光共振器による発生  $\gamma$  線の計算結果

前節では光子を光共振器を使って、蓄積することが可能であることを述べた。その前提となるものは、鏡の性能と共振器自身の安定度である。ここでは、理想的な場合を考え、光共振器を用いてどのくらいの  $\gamma$  線のフラックスを発生することが可能か計算することにする。前提となるパラメータを以下のTable.2に示した。ポンピングレーザーは現在、通常のレーザーで可能なものとした。また、電子ビームの条件は、簡単のため1A、DCとし、15MeVの  $\gamma$  線を得ることを目的とする。また、ミラーの電子ビームや放射光での損傷や実際容易に設置可能な条件として、衝突角度を45度にした。

Resonator (Confocal type)	
Mirror	
radius	0.1m
spacing	2.0m
curvature	2.0m
Fresnel number	5000
Pumping laser (CW laser)	
wave length	1.0 $\mu$ m
laser power	100W
Setting Angle	45°
Electron beam	
Average current	1A
Energy	1GeV
Beam size	1mm $\phi$
Electron flux:Fe	6.25*10 <sup>18</sup> (e-/s)

Table.2 Initial parameters used to calculate the production of  $\gamma$ -rays using an optical resonator.

詳細には、電子ビームの空間的な運動量分布などが、散乱  $\gamma$  線のエネルギー拡がりに影響するが、今回は無視して、散乱  $\gamma$  線のフラックスだけに着目して計算した。このような前提で、散乱  $\gamma$  線を計算するために以下の式を用いた。

$$N_p = \left\{ I_r \times W_{\text{laser}} \times \frac{L}{c} \right\} / J_{\text{laser}} \quad (12)$$

$$F_\gamma = F_e \times \frac{N_p}{V} \times I_{\text{int}} \times \frac{d\sigma}{d\Omega} \times \Delta\Omega : \quad (13)$$

$$\text{Eff} = \frac{\Sigma P_\gamma}{\Sigma P_e + \Sigma P_{\text{ph}}} : \quad (14)$$

ここで、 $N_p$ は共振器内の光子数、 $W$ はポンピングレーザーのパワー[Watts]、 $J$ はレーザー光子1個あたりのエネルギー[Joule]、 $V$ は光子ビームの全体積、 $F_\gamma$ 、 $F_e$ は $\gamma$ 線、電子ビームのそれぞれのフラックス、 $I_{\text{int}}$ は実効反応距離で今回は単純化するため電子ビームのサイズと同等程度とし、1mmとする。 $\gamma$ 線の発生効率Effは、投入全電子エネルギーと光子エネルギーに対する全 $\gamma$ 線のエネルギーで表す。 $\Delta\Omega$ は $1/\gamma$ とする。結果として、この共振器内のビーム最小スポットサイズは1.13mm $\phi$ 、鏡表面で1.60mm $\phi$ となった。その他の結果をTable.3に示した。

$\gamma$ -ray E <sub>max</sub> :15MeV	R=4N A=20ppm	6N 0.5ppm	8N 0.001ppm	Concentric 6N, 0.5ppm
Photon power [GW]	1.3*10 <sup>-3</sup>	0.2	11	0.2
Photon quantity: N <sub>p</sub>	4.2*10 <sup>16</sup>	6.7*10 <sup>18</sup>	3.7*10 <sup>20</sup>	1.3*10 <sup>19</sup>
$\gamma$ -ray flux: F $\gamma$ [1/s]	1.6*10 <sup>16</sup>	2.5*10 <sup>18</sup>	1.4*10 <sup>20</sup>	1.6*10 <sup>20</sup>
Efficiency: Eff	0.0038%	0.6%	33.7%	38.4%

Table.3 Estimations of  $\gamma$ -rays flux and efficiency for each type of optical resonator.

発生する $\gamma$ 線のフラックスは鏡の性能に大きく依存する。現在十分可能な鏡の性能である4Nの場合、フラックスは10<sup>16</sup>のオーダーであった。同様に6Nで18乗、8Nで20乗である。一方、同じ6Nの鏡を使って鏡の間隔を前者の2倍にして、形状を中心収束型にし共振器内体積を増加できれば、8Nと同等のフラックスが得られる可能性がある。6Nの場合は通常の散乱に比べ、5×10<sup>4</sup>倍、8Nの場合は5×10<sup>6</sup>倍になる。

## 第4章 大強度単色 $\gamma$ 線の発生装置系に対する考察

前章では光共振器を用いて逆コンプトン散乱の $\gamma$ 線のフラックスを増倍できる可能性があることを示した。ここでは、その計算結果を生かして、将来の大強度単色 $\gamma$ 線発生装置に関する展望を示す。Fig.14に検討した装置の概念図を示す。

大強度の単色 $\gamma$ 線を発生させるには、まず高密度の光子と大強度の電子ビームが出会う必要がある。それらを検討する資料として、Table.4に発振波長が $\mu\text{m}$ オーダーのFELに使用されている加速器をまとめたものを示す[23]。

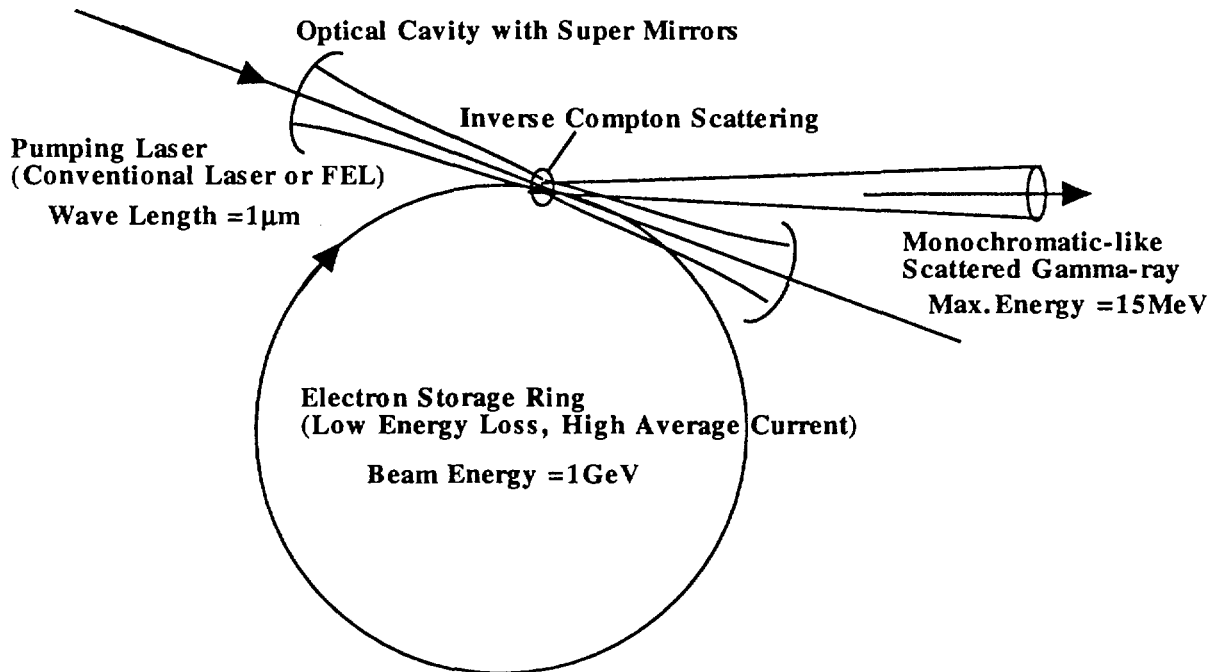


Fig.14 Proposal for high-intensity monochromatic  $\gamma$ -ray system



FEL	$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$\sigma_z$	$E$ (MeV)	$I$ (A)	$N$	$\lambda_D$ (cm)	$K$ (RMS)	Acc., Type [Ref.]
<i>Existing FELs:</i>								
UCSB (mm FEL)	340	25 $\mu\text{s}$	6	2	42	7.1	0.7	EA, O [1]
Stanford(FIRFEL)	80-200	15 ps	4	8	50	1	0.7	RF, O [2]
Himeji(LEENA)	65	10 ps	5.4	10	50	1.6	1	RF, O [3]
UCSB(FIR FEL)	60	25 $\mu\text{s}$	6	2	150	2	0.1	EA, O [1]
Osaka (ILE/ILT)	47	3 ps	9	50	50	0.66	0.5	RF, O [4]
Tokyo(UT-FEL)	43	10 ps	13	20	40	4	0.7	RF, O [5]
Nieuwegein(FELIX1)	5-35	5 ps	25	50	38	6.5	1.2	RF, O [6]
Osaka(ISIR)	40	30 ps	17	50	32	6	1	RF, O [7]
Broyeres(ELSA)	20	30 ps	18	100	30	3	0.8	RF, O [8]
Nieuwegein(FELIX2)	20-110	5 ps	45	50	38	6.5	1.8	RF, O [6]
Stanford(FIREFLY)	15-65	1-5 ps	15-32	14	25	6	1	RF, O [9]
Frascati(LISA)	15	7 ps	25	5	50	4.4	1	RF, O [10]
Grumman(CIRFEL)	12-21	5 ps	9-14	150	73	1.36	0.2	RF, O [11]
Beijing (IHEP)	10	4 ps	30	14	50	3	1	RF, O [12]
Orsay(CLIO)	3-53	0.2-4 ps	21-50	80	38	5	1.4	RF, O [13]
LANL(AFEL)	4-6	10 ps	15	200	24	1	0.3	RF, O [14]
Osaka(FELI1)	5.5	10 ps	33.2	42	58	3.4	1	RF, O [15]
Darmstadt(IR-FEL)	5	2 ps	40	2.7	80	3.2	1	RF, O [16]
Stanford(SCAFEL)	3-13	0.7 ps	22-45	10	72	3.1	0.8	RF, O [17]
Vanderbilt(FELI)	2.2-9.6	2 ps	43	50	52	2.3	1	RF, O [18]
Duke(MurKIII)	3	3 ps	44	20	47	2.3	1	RF, O [19]
Osaka(FELI)	2-6	2 ps	170	100	50	6	1.3	RF, O [4]
Osaka(FELI2)	1.88	10 ps	68	42	78	3.8	1	RF, O [15]
BNL(ATF)	0.5	6 ps	50	100	70	0.88	0.4	RF, O [20]
Tsukuba(NIJI-IV)	0.35	160 ps	300	5	2 $\times$ 42	7.2	2	SR, O [21]
Orsay(Super-ACO)	0.35	30 ps	20	0.1	2 $\times$ 10	13	4	SR, O [22]
Okazaki(UVSOR)	0.3	6 ps	500	5	2 $\times$ 8	11	2	SR, O [23]
BNL(ATF-UV)	0.25	6 ps	70	100	70	0.88	0.4	RF, O [20]
<i>Proposed FELs:</i>								
Florida(CREOL)	200-600	CW	1.7	0.2	185	0.8	0.15	EA, O [25]
Netherlands(TEUFEL)	180	20 ps	6	350	50	2.5	1	RF, O [26]
Rutgers(IRFEL)	140	25 ps	38	1.4	50	20	1	MA, O [27]
Moscow(Lebedev)	100	20 ps	30	0.25	35	3.2	0.8	MA, O [28]
Tokai(SCARLET)	40	40 ps	15	10	62	3.3	1	RF, O [4]
LBL(IRFEL)	3-50	30 ps	55	60	40	5	1	RF, O [29]
CEBAF(IRFEL)	2.5-25	1.5 ps	200	36	2 $\times$ 12	20	4	RF, O [30]
Boeing(kWFEL)	0.2-4	7 ps	120	500	220	2.18	1.31	RF, O [31]
Stanford(FEL)	10	4 ps	24	25	52	2.6	0.9	RF, O [32]
UCLA(IRFEL)	10	2 ps	20	200	40	1.5	1	RF, A [33]
Novosibirsk(RTM)	2-11	20 ps	98	100	4 $\times$ 36	9	1.6	RF, O [34]
BNL(HGHG)	3.4	10 ps	30	110	83	1.8	1.4	RF, A [35]
CEBAF(UVFEL)	0.16-1	0.2 ps	200	270	72	3.3	1.3	RF, O [30]
Rocketdyne(FEL)	0.84	3 ps	90	500	160	2.4	1.4	RF, MOPA [36]
Dortmund(Delta)	0.4	50 ps	500	90	17	25	2	SR, O [37]
Hurima(HIT)	0.28	100 ps	500	3	170	1.8	4.2	SR, O [4]
BNL(DUVFEL)	0.075	6 ps	310	300	682	2.2	1.5	RF, A [38]
Frascati(COSA)	0.08	10 ps	215	200	400	1.416	1	RF, O [39]
Duke(Ring)	0.05	10 ps	1000	350	2 $\times$ 33	10	1.7	SR, O [40]
DESY(TTF1)	0.042	0.8 ps	390	500	490	2.73	0.9	RF, A [41]
DESY(TTF2)	0.006	0.15 ps	1000	2500	981	2.73	0.9	RF, A [41]
SLAC(LCLS1)	0.004	0.3 ps	7000	2500	723	8.3	4.4	RF, A [42]
SLAC(LCLS2)	0.00045	0.15 ps	15 000	5000	1000	4	4.5	RF, A [42]
SLAC(LCLS3)	0.00015	0.25 ps	15 000	5000	1833	3	2.7	RF, A [42]
DESY(TECLA)	0.0001	0.08 ps	35 000	5000	1200	5	4.2	RF, A [41]

RF - RF Linac Accelerator; MA - Microtron Accelerator; SR - Electron Storage Ring; EA - Electrostatic Accelerator; A - FEL Amplifier; O - FEL Oscillator; MOPA - Master-Oscillator Power-Amplifier.

Table.4 Relativistic short wavelength free electron lasers (1996) [23]

#### 4.1 電子源について

電子ビームにおいては、逆コンプトン散乱でその散乱 $\gamma$ 線のエネルギー分布を小さくする場合(単色に近付ける)、入射される電子ビームは空間的に極力小さく、かつエネルギー分布を揃える必要がある。このため、電子ビームのエミッタンスが小さく、エネルギー分散が小さいものが望まれる。これは、短波長の自由電子レーザー(FEL)からの加速器に対する要請と共通である。高輝度化のため、大電流のビームが望まれるのは言うまでもない。現在の技術レベルから考えて、1GeV程度のエネルギーをもち、エミッタンスが良い加速器で大電流の蓄積リングで、繰り返し散乱させることを前提とした。電子ビームが1GeV程度になるとそのエネルギー回収は困難であろうし、逆に1GeVのリング加速器は技術的に十分可能である。

次の課題は、低エミッタンスで大電流の電子蓄積リングで、シンクロトロン放射による損失を極力少なくし、いかに安定したビームを蓄積するかであるが、以下に概念的な指針を述べる。現在、低エミッタンス、大電流の蓄積リングを設計する時に基本となっていることは、強収束の理論を基本としたものである。これは、電子ビームを収束させながら、周回させることで、より大電流を輸送することが可能となったばかりでなく、周回軌道の中でビームの大きさやエネルギー分散を制御できる所にその重要性がある。具体的には、電子ビームを収束発散させるQ磁石とビームを曲げる偏向電磁石を基本とするラティス(Lattice)と呼ばれるユニットを、いくつか周回上に並べて、電子が旨く回るように配置する。すなわち、電子が周回上での電磁石からの作用を1周回ってきた時に元にもどるような条件をさがす。実際には、数値計算でおこなう。ラティスには最も単純なFODOラティスを用いる。これは、他のラティスに比べ、単純であるがゆえにその距離を短くでき、リングをコンパクトにでき、エミッタンスも小さくできる。一般的に、高エネルギーの衝突型リング加速器や放射光リングに用いられている。Fig.15にFODOラティスの概念図を示す[24]。FODOラティスは、水平方向にビームを収束させるQ電磁石の1/2(F: focus)、ビームを曲げるベンディング電磁石(周回軌道を軸に取ればこの部分は電子ビームに作用しないフリースペースになる:O)、水平方向を発散させるQ電磁石(D: defocus)、またベンディング磁石(O)、最後に残りの1/2Fと次々に配置して1ユニットとする。ここで、Q電磁石は垂直方向については、水平方向と逆の作用をする。このラティスは、単独では当然周回軌道を回ることはできない。偶数個集まって初めて周回軌道を回れる可能性がある。複数のラティスをさらにひとまとめにしてユニットとすると数値

計算上便利なことが有る。これをスーパーラティスと呼ぶ。周回の構造によっては、まるまる1周計算しなくても、うまく対称性を利用して、半分または1/4を計算すれば、充分であることが多い。よって、スーパーラティスを定義することは有効である。Fig.16にADONEリングの計算例を示す[24]。ここに示す $\beta$ とはベータ関数を意味し、x、y方向それぞれのビームの断面の大きさを表すパラメータである。 $\eta$ とはイータ関数を意味し、エネルギー分散を表すパラメータである。これらの関数は長さの次元を持つ。横軸はビームの周回軌道を軸に取っている。ここでこの結果から注目すべきは、sが0付近で、ベータ、イータのそれぞれの関数が極小値を取ることである。これは、この点でビームサイズが最小で、エネルギー分散も最小ということである。この点に、逆コンプトン散乱の作用点を選び、レーザーを収束すれば、理想的な散乱 $\gamma$ 線が発生されるはずである。実際、ADONEではこの点を使って $\gamma$ 線を発生している。我々の場合も、ベータ、イータの両関数が最小になるように、ラティス設計を行うべきである。

次に、リングの大きさについて議論する。建設コストのことを考えると、コンパクトでラティス数が少ないものが望まれるが、以下の理由でそれには限界がある。第1に、あまり周長を小さくすると、偏向電磁石に大きなものが必要になる。第2に、極率が小さくなるために、シンクロトロン放射光による損失が大きくなる。(15)に実用的な単位を用いて1周あたりのシンクロトロン放射による損失のパワー $P_\gamma$ を表すの式を示す[24]。

$$P_\gamma[MW] = 8.86 \times 10^{-2} \frac{E^2[GeV^4]}{\rho[m]} I[A] \quad (15)$$

ここで、Eは電子のエネルギー、 $\rho$ は曲率半径、Iは電流値である。このように、損失は曲率半径に反比例する。第3に、ラティスの数を減らすと1個あたりの偏向電磁石の偏向角度が大きくなっていくので、蓄積リング加速器のエミッタンスが悪くなる。FODOのエミッタンス $\epsilon$  [rad·m]を表す関係式を式(16)に示す[24]。

$$\epsilon_{FODO} = 97.53 \times 10^{-13} \frac{l_b}{l_{b,o}} E^2[GeV^2] \Theta^3[deg^3] \quad (16)$$

ここで、 $l_{b,o}$ は偏向電磁石の実効長、 $l_b$ は、FODOラティスの長さ、 $\Theta$ は偏向角度である。以上の制約条件で、考えられる大きさは、詳細な数値計算が必要である。

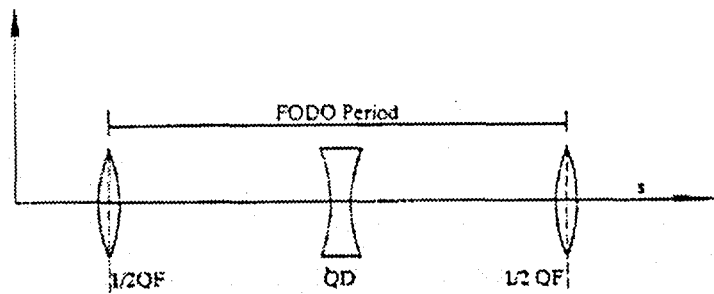


Fig.15 FODO—Lattice(QF:focusing quadrupole;QD:defocusing quadrupole)

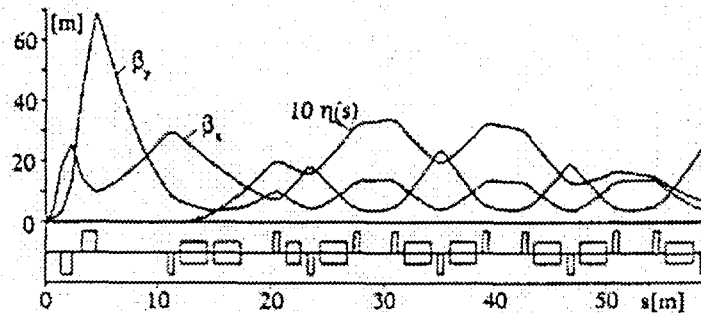


Fig.16 Lattice of the ADONE storage ring

#### 4.2 光子源について

大強度の光子ビームを発生できるものとして、FELが考えられる。通常のレーザー装置においては、その出力を上げる時には、使用される媒質の熱負荷が大きな壁となる。一方、FELは発振媒質が真空のために、この限界がない。仮に発振器に使われる鏡の熱負荷性能がアップすれば、それだけ強力なレーザーが可能となる。それらを考慮して、 $1\mu\text{m}$ 程度の大強度のFELは有望である。FEL発振の実現可能性としても、 $1\mu\text{m}$ 程度の波長は適当と考えられる。高出力のFELを考える時には、線形加速器が適している。その理由は、リング加速器は回っている電子の電流に対し、取り出されるFELのパワーの限界が決まることがある。定性的に言えば、電子から高いエネルギーをFEL発振によって奪うと、電子が円形軌道を回り続けることができないことに由来する。よって、電子を一方的に取り出す線形加速器はこの限界がない。しかしながら、エネルギーバランスを考えると、高効率の加速器が必要であり、極力エネルギー変換効率が良く、かつエネルギー回収等の工夫が必要であろう。 $1\mu\text{m}$ の発振には50MeV程度の線形加速器で充分である。50MeVの電子であれば、そのエネルギー回収は比較的容易である。

光共振器は電子との相互作用を行わせる点に、光子ビームが集中するように2枚の凹面

鏡からなる中央収束型を採用した。鏡の間隔は、共振器内の体積を極力広くすることが有利であるが、高フィネスの共振器であるため、共振器自体の安定度が要求される。よって、位置精度が問題となり、現実的には数メートルが限界であろう。共振器の回折損失も小さくする必要から、フレネル数を大きくするために、距離を大きくとるほど、大きな鏡が必要となるため、この観点からも限界がある。また設置位置をリングの接線方向から外した。計算によると、15MeVの $\gamma$ 線を発生させるためには、角度を45度まで傾けられることがわかった。その理由は、鏡の加速器からの放射線によるダメージを軽減することを考えるからである。一般に、鏡は放射線が当たることで、カラーセンター等のダメージを受け、反射率が著しく低下し損失の割合が増える可能性がある。

以上の点は理論的ばかりでなく、実験を通して各要素の技術を確立することなしには、開発することが困難である。特に、衝突点での条件を揃えるには、装置自身の安定な運転の確立が大前提となるからである。今後は工学的な実証を積み重ねなければ、その実現可能性を判断することは難しい。

## 謝辞

本研究を行うにあたり、いろいろなサポートをして頂いたBNL、DATの皆様に感謝いたします。また、円形加速器についていろいろご指導頂いたBNL、AGSの皆様にも感謝致します。

## 参考文献

- [1] S. Toyama, Y. Himeno et al., "Transmutation of long-lived fission products ( $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{90}\text{Sr}$ ) by a Reactor-Accelerator System", Proc. 2nd International Symposium on Advanced Nuclear Energy Research (1990)
- [2] Y. L. Wang, S. Toyama et al., "Design of High Power Electron Linac at PNC", Journal of Nuclear Science and Technology, 30[12](1993)1261
- [3] T. Emoto, Y. Yamazaki et al., "Status of the PNC High Power CW Electron Linac", Linac Conf. 94, Tsukuba (1994)
- [4] H. Takahashi, "The production of tunable coherent gamma-rays from accelerated positronium", Fusion Technology, 20, (1991)1006
- [5] V. N. Litvinenko, and J. M. J. Madey, "Intense Compton g-ray source from the Duke storage ring FEL", Nucl. Instr. Meth. A375 (1996)580
- [6] M. Nomura, H. Takahashi et al., "The production of a gamma-ray laser using a storage ring for transmuting short-lived fission products", FEL Conf (1996)
- [7] J. Chen, K. Imasaki et al., "Compact high-brightness radiation sources", Nucl. Instr. Meth. A358 (1995)14
- [8] M. Fujita, A. Moon et al., "Applications of enhanced Compton scattering in a supercavity", Nucl. Instr. Meth. A375 (1996)ABS14
- [9] J. Chen, K. Imasaki et al., "Development of a compact high brightness X-ray source", Nucl. Instr. Meth. A341 (1994)346

- [10] R.H.Milburn, Phys. Rev. Lett.,10 (1963)75
- [11] P.R.Arutyunyan and V.A.Tumanian, Phys. Lett.,4 (1963)176
- [12] A.M.Sandorfi, M.J.LeVine et.al., "High-Energy Gamma Ray Beams from Compton Backscattered Laser Light", IEEE Trans.,.NS-30[4].(1983)3083
- [13] L.Federici, G.Giordano et al., "Backward Compton Scattering of Laser Light against High-Energy Electrons:the LADON Photon Beam at Frascati",IL Nuovo Cim. 59B (1980)247
- [14] G.Dattoli, L.Giannessi et al.,"Compton backscattering of intracavity storage ring free-electron laser", J. Appl. Phys., 79[2](1996)570
- [15] V.N.Litvinenko, B.Burnham, et al., "Gamma-Ray Production in a Storage Ring Free-Electron Laser", Phys. Rev. Lett. 78[24] (1997)4569
- [16] T.Yamazaki, T.Noguchi et.al., "Generation of quasi-monochromatic photon beams from Compton backscattered laser light at ETL electron storage ring", IEEE Trans.,.NS-32[5].(1985)3406
- [17] H.Ohgaki, T.Noguchi et.al., "Polarized gamma-rays with laser-Compton backscattering", Nucl. Instr. Meth.A375 (1996)602
- [18] Valery Telnov, "Principles of photon colliders", Nucl. Instr. Meth.A355 (1995)3
- [19] A.Yariv, "Quantum Electronics", 3rd ed.(New York:JohnWiley&Sons,1989)
- [20] A.G.Fox and T.Li, "Resonant Modes in a Maser Interferometer", Bell Sys. Tech. J., 40(1961) 453



[21] G.D.Boyd and J.P.Gordon, "Confocal Multimode Resonator for Millimeter through Optical Wavelength Masers", Bell Sys. Tech. J., 40(1961) 489

[22] G.D.Boyd and H.Kogelnik, "Generalized Confocal Resonator Theory", Bell Sys. Tech. J., 41(1962) 1347

[23] W.B.Colson, " Short wavelength free electron lasers in 1996", Nucl. Instr. Meth.A393 (1997)6-8

[24] H. Wiedemann, "Particle Accelerator Physics-Basic Principles and Linear Beam Dynamics",(Springer-Verlag,1993)