

話 題

レーザー蓄積リング

(全反射トロイダルミラーを用いるレーザー増幅用リング共振器)

山根 功*

Laser Storage Ring

(Laser Ring Resonator with Gain Using Total-Internal-Reflection Toroidal Mirrors)

Isao YAMANE *

Abstract

Concept is described on Laser Storage Ring (LSR), or the laser ring resonator composed of toroidal mirrors which have an optical function combining focusing and bending function, plane mirrors and gain mediums. LSR is expected to be a powerful laser beam source useful for such applications as the H^- laser stripping or the laser-Compton-scattered gamma-ray beam source. Experimental results are described to show that a laser ring resonator can be composed using toroidal and plane mirrors. It is also shown that the longitudinal resonance function of the ring resonator is basically same as that of the Fabry-Perot resonator. LSR using total-internal-reflection toroidal mirrors are proposed.

1. はじめに

高エネルギー加速粒子ビームにレーザービームを衝突させその反応を利用するレーザーstripping¹⁾やレーザーコンプトン散乱ガンマ線源²⁾等の利用分野では、パルスエネルギー数百 μ J、繰り返し周波数数百MHzのレーザービームが求められることがある。この場合、衝突の前後でレーザービームパルスは強度も形状も殆ど変わらないので、レーザービームパルスは何度も繰り返し衝突点に戻して利用することが可能であると考えられる。

このような利用法を可能にする一つの方法と考えられる Super Cavity³⁾では、非常に高いフィネスを有するレーザー共振器に良質のレーザービームを導入し、共振器の中で非常に多くの回数周回させ、レーザービームを積み上げる方法が採られる。この方法で用いられる共振器のフィネスは数万に及ぶものがある。この場合には、共振器のフィネスを下げるビーム増幅媒体が共振器内に持ち込まれることはなく、ビームの増幅は行われぬ。

レーザービーム源では、ビームを増幅する共振

器の中に利用のため共振器から外に取り出されたビームよりはるかに強いビームが保持されており、上記のビーム利用法では、この共振器の中でビームを利用することも可能であると考えられる。しかし、Fabry-Perot resonatorをベースとする通常のレーザービーム源の共振器の中には常に反対向きに進行する二つのビームが重なっていることや、一つのビーム軸上にレーザービーム増幅媒体やビーム調整用素子が置かれていること等のため、実際にはかなり困難である。もしレーザービーム増幅用の共振器が複数の直線部を有するリングの形状をしていれば、増幅媒体やビーム調整素子と衝突点を別の直線部に置くことが出来るので、共振器内に増幅された最大強度のビームを利用できることが考えられる。

トロイダルミラー⁴⁾は、軸対称球面レンズの収束機能と平面鏡の反射機能とを結合した機能を持つので、以下の節で示すように、これによりリング状のレーザー共振器を構成することが出来る。このリング共振器により Super Cavityを構成することも可能である。また、リング内に増幅媒体を設置するとリング内ビームの強度を増幅す

* 高エネルギー加速器研究機構名誉教授
(E-mail: ikyamane@msd.biglobe.ne.jp)

ることも可能である. 全反射トロイダルミラーは, 屈折率の高い物質内を進行する光が, 低い物質との境界で反射するとき起こる全反射を利用するので, 反射に伴う光の損失が最少に抑えられる. 加えて, トロイダルミラー素子内の入射光および反射光の光路に増幅媒体を置きビーム強度を増幅することも可能である. リングの周長を 1m とすれば, リング内ビームの繰り返し周波数は 300 MHz となるが, 周長は個々の具体的な利用法に適した繰り返し周波数となるように選ぶことができる. このように, 全反射トロイダルミラーを活用すれば, 上記のビーム利用に適したレーザー増幅器が可能になる.

2. トロイダルミラー

トロイダルミラーは, 図 1 に示すように, 半径 R_v の円板を, 円板を含む面内にある直線を軸として回転させたとき出来るタイヤ状の曲面の回転軸からもっとも遠い部分を一部切り出したような形状をしている. 曲面の回転半径が最大となるのは円板の中心を含む面内で, この回転半径を R_h とする.

このトロイダルミラーでレーザービームのように半径の小さいビームを図 1 のように回転半径が

最大となる面内で反射させるとき, 焦点距離は以下に示すように, 入射角を α とすると反射面内の収束に関しては

$$f_x = (R_h \cos \alpha) / 2 \quad (1)$$

反射面に垂直な方向の収束については

$$f_y = R_v / (2 \cos \alpha) \quad (2)$$

となる.

2.1 反射面内の収束に関する焦点距離 f_x

反射面内の鏡面の曲率半径を R_h とし, 曲率の中心を C_h と呼ぶ. 図 2 のように, 入射角 α で入射するレーザービームの中心軸が鏡面に入射する点を原点 o とし, oC_h を含む線を z 軸とする. 入射ビームの中心軸と oC_h とを含む面が反射面である. 反射面内に在り, oC_h に垂直な線を x 軸とする. 反射面内の収束に関する焦点距離 (f_x) は, ビーム中心の光線の反射光 A とビームの中心軸に平行でわずかにずれた光線の反射光 B との交点を F_x とすると, oF_x の B を A に近づけた時の極値として与えられる.

反射光 B の鏡面上の点を Q とし, C_hQ が oC_h となす角を $\Delta\theta$ とすると, C_h と Q の z - x 座標は夫々 $(R_h, 0)$, $(R_h \Delta\theta^2 / 2, R_h \Delta\theta)$ で与えられる. 反射光

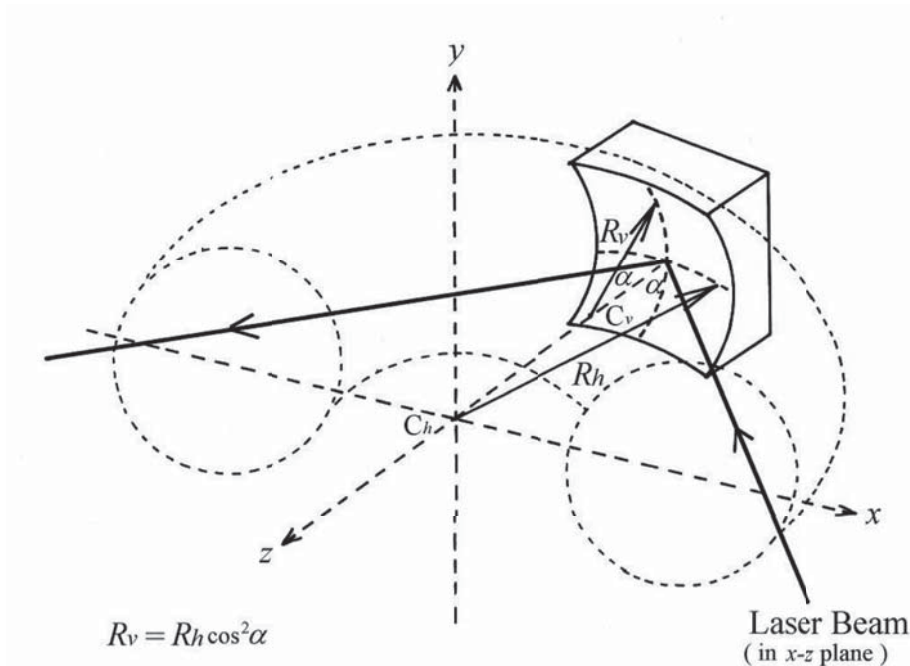


図 1 トロイダルミラー

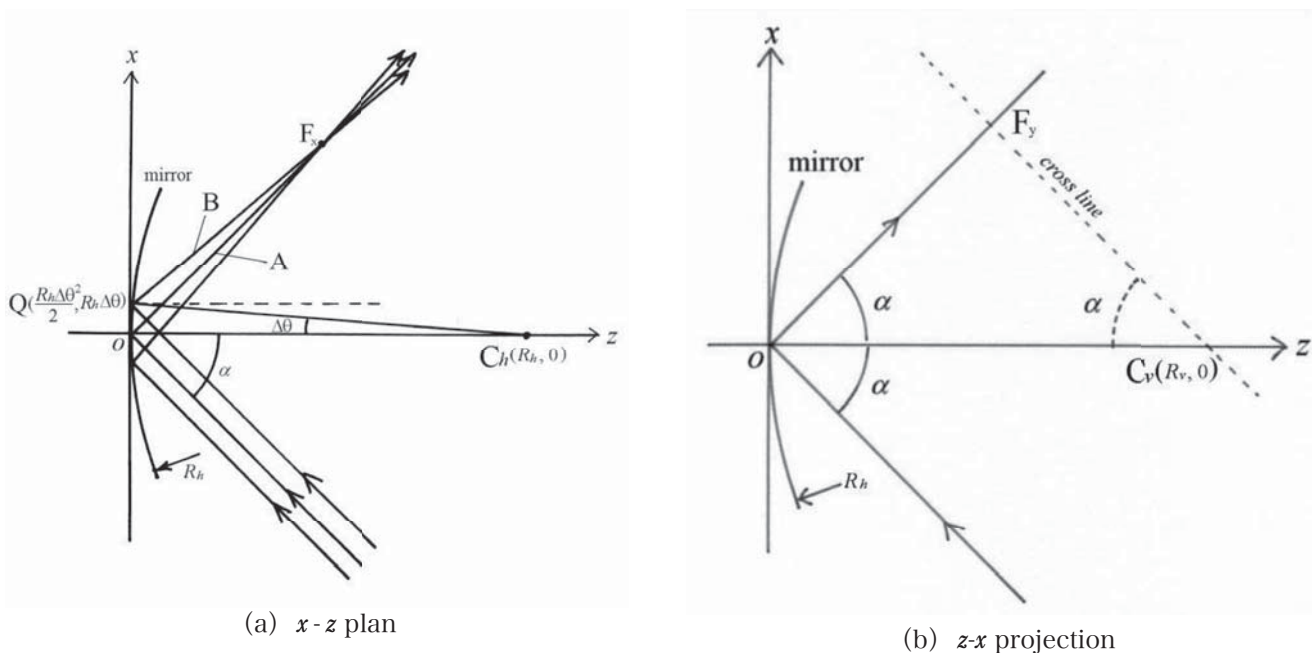


図2 メリディオナルプレーンでの平行ビームの収束

Aの直線方程式は、

$$x = (\tan \alpha) z \quad (3)$$

である。また、反射光Bの傾きは $\tan(\alpha - 2\Delta\theta)$ であるから、その直線方程式は、

$$(x - R_h \Delta\theta) = \tan(\alpha - 2\Delta\theta) \cdot \left(z - \frac{R_h \Delta\theta^2}{2} \right) \quad (4)$$

となる。 $\Delta\theta$ が十分小さいところでは、 $\tan(\alpha - 2\Delta\theta) \approx \tan \alpha - 2\Delta\theta / \cos^2 \alpha$ であるから、これらの交点 F_x の座標は、

$$z \approx \frac{R_h \cos^2 \alpha}{2} \quad (5)$$

$$x \approx (\tan \alpha) \frac{R_h \cos^2 \alpha}{2} \quad (6)$$

である。これらより、 f_x は次のように与えられる。

$$f_x \approx \frac{R_h \cos^2 \alpha}{2} \sqrt{1 + (\tan \alpha)^2} = \frac{R_h \cos \alpha}{2} \quad (7)$$

2.2 反射面に垂直な方向の収束に関する焦点距離： f_y

o を通り $z-x$ 面に垂直な線を y 軸とする。図3(c)

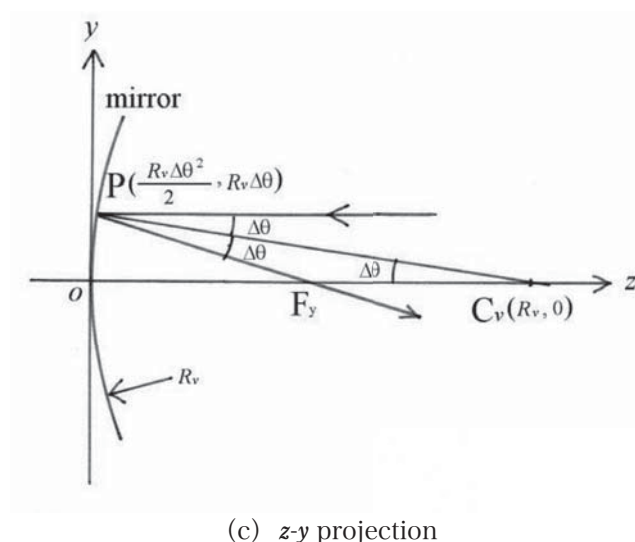


図3 サジタルプレーン方向の平行ビームの収束

$z-y$ projection に示すように入射ビームの中心軸に平行で、 y 軸の方向に $(R_v \Delta\theta)$ ずれた光線が鏡面に入射する点を P とすると、その $z-y$ 座標は $(R_v \Delta\theta^2 / 2, R_v \Delta\theta)$ である。この入射光はこの光線と直線 PC_v を含む面内で反射される。この反射面と $z-x$ 面との交線は図3(b) $z-x$ projection に示した点線のようなになる。この交線は入射光に平行であるので、交線と oC_v 線のなす角は入射光と oC_v 線のなす角 α に等しい。また、反射光と oC_v 線のなす角も入射光と oC_v 線のなす角 α に等しい。反射光が $z-x$ 面に戻ると、すなわち反射光と交線の交点 F_y が焦点であるので、 $z-x$ 面に垂直な方向の収

束に関する焦点距離 f_y は次のようになる。

$$f_y = (R_v/2)\sqrt{(1/\cos\alpha)^2 + (2\Delta\theta)^2} \approx R_v/(2\cos\alpha) \quad (8)$$

3. トロイダルミラーを用いるリング共振器⁵⁾

よく知られているように、球面レンズによるガウシアンレーザービームの収束では、レンズの焦点距離を f として、レンズの前方 f の距離にウエストを形成してビームを入射すれば、レンズの後方 f の距離にウエストを形成する。メリディオナルプレーンの曲率半径 R_h 、サジタルプレーンの曲率半径 R_v のトロイダルミラーで、レーザービームの入射角が α のとき、

$$R_v = R_h \cos^2 \alpha \quad (9)$$

の関係があれば、ビームを含む面内の収束に対する焦点距離とその面に垂直な方向の収束に対する焦点距離は等しく、

$$f = (R_h/2)\cos\alpha = R_v/(2\cos\alpha) \quad (10)$$

となる。

次節で示すようにトロイダルミラーの場合も、**図4**に示すようにトロイダルミラー前方 f の位置 a にウエストを形成し、ビームを入射すれば、反

射ビームは a' の位置にウエストを形成する。このときウエストの $1/e^2$ 半径をそれぞれ w 、 w' とすれば、

$$ww' = \lambda f / \pi \quad (11)$$

である。

このような光学系を平面鏡を用いて適切につなぎ合わせるにより、以下に示すように、周回毎に同じパターンの収束発散を繰り返すリング光学系を形成することが可能となる。

このリング共振器に別の Mode Lock Laser で発生させた Seed Pulse Beam を入射し、リング共振器内で増幅させることにより、数百 MHz で周回する非常に高強度のレーザーパルスが発生させることが可能になる。このリング共振器には二カ所にウエストが形成され、夫々のビームサイズは外部からの入射される Seed Pulse Beam のオプティクスによってコントロール出来る。

4. 2 Plane 2 Toroidal Ring Cavity のオプティクス

トロイダルミラーでは、反射に伴う偏向のため反射面内の収束作用とそれに垂直な方向の収束作用が異なるように見えるので、通常の球面レンズで成り立つガウシアンビームオプティクスが成り立つかどうかを確かめるため以下の実験を行った。この実験で使用するトロイダルミラーは、

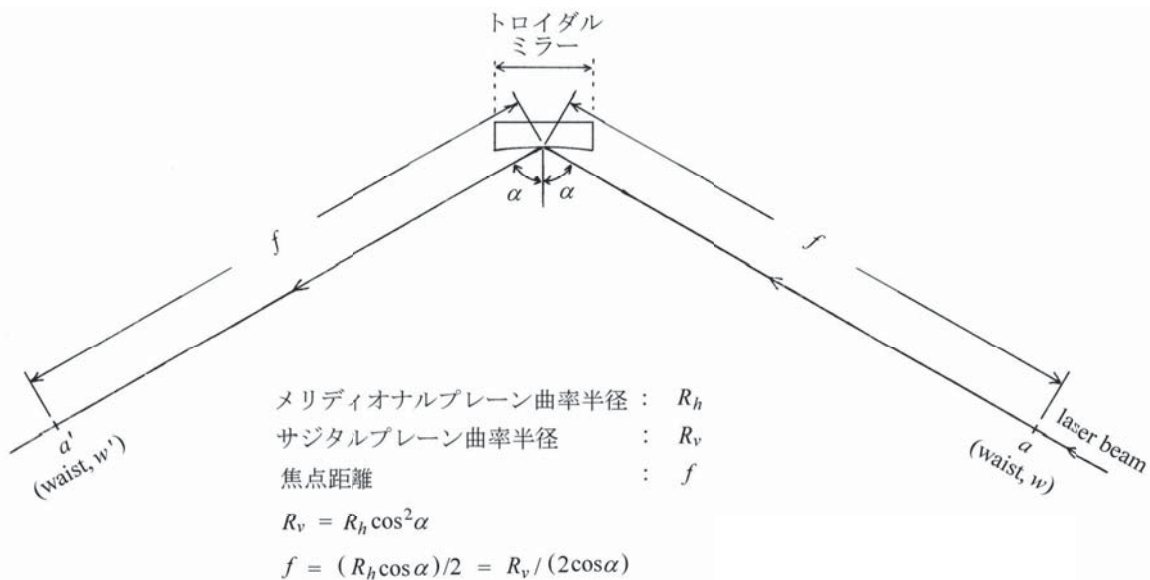


図4 トロイダルミラーによるガウシアンビームの反射

$$R_h = 282.8\text{mm}, \quad R_v = 141.4\text{mm} \quad (12)$$

である。したがって、 $\cos \alpha = \sqrt{R_v/R_h} = 1/\sqrt{2}$ より

$$\alpha = 45^\circ \quad (13)$$

のとき

$$f = 100\text{mm} \quad (14)$$

である。これに基づき、図5のような2 Plane 2 Toroidal Ring Cavityを構成した。レーザーとしては、ガウシアンビームに近い良質のビームを射出する、波長 $\lambda = 633\text{nm}$ のHe-Ne Laserを用いた。LWはHe-Ne Laser出力ビームのウエストの位置で、図6に示すようにビームスポットは円形であり、その $1/e^2$ 半径は $w_l = 0.39\text{mm}$ である。ガウシアンビームオプティクスによれば、ビームは a 点、 c_0 点でウエストを形成し、その $1/e^2$ 半径を w 、 w_0 とすると、

$$w_l w = w w_0 = \lambda f / \pi = 0.02\text{mm}^2 \quad (15)$$

となる。これより、

$$w = 0.05\text{mm}, \quad w_0 = 0.4\text{mm} \quad (16)$$

となることが期待される。

このことを確かめるため、

- 1), プラスティック薄膜によるビームスポットの観測
 - 2), マイクロミラー測定器を用いるビームプロファイルの測定
- を行った。今回の観測、測定では、オプティック

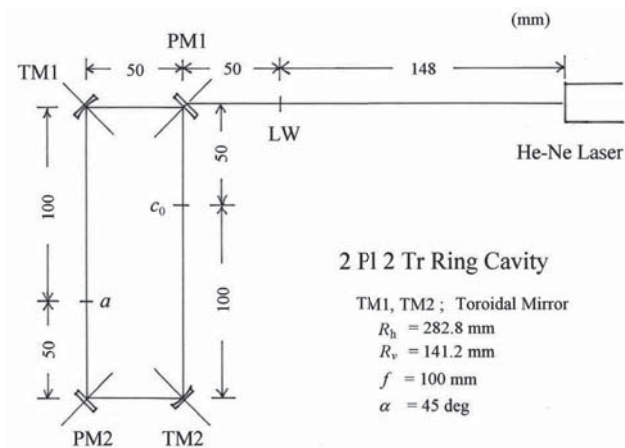


図5 2 Plane 2 Toroidal Ring Cavity によるオプティックス確認のセットアップ

スを確認することが目的であったので、図5に描かれているPM1は取り外して行った。

4.1 プラスティック薄膜によるLW点、 a 点、 c_0 点のビームスポットの観測の結果

図7、図8より分るように、 c_0 点、 a 点でのビームスポットはほぼ円形である。このことは、反射

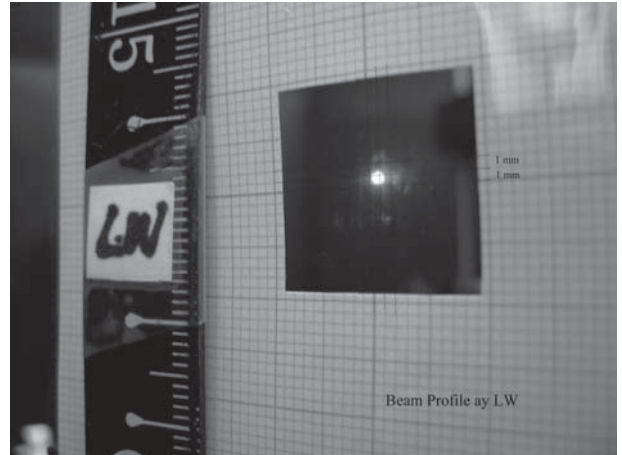


図6 LW点のビームスポット

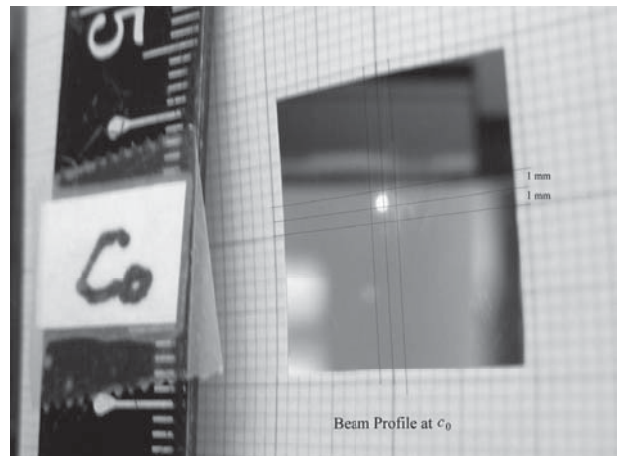


図7 c_0 点のビームスポット

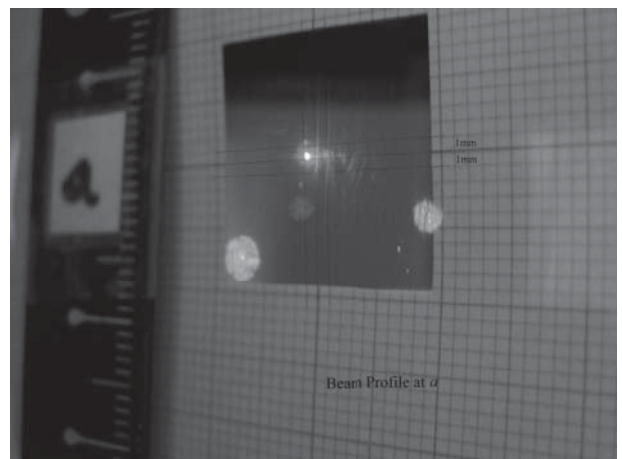


図8 a 点のビームスポット

面内の焦点距離とそれに垂直な方向の焦点距離がほぼ等しいことを示している。ビームスポットの明るく光っている部分の直径は、LW点、 c_0 点、 a 点夫々で約1.2mm程度、約1mm程度、約0.3mm程度である。LW点と c_0 点では同じ大きさが期待されるが、LW点を通過後二つのトロイダルミラーと一つの平面ミラーで反射されるため、 c_0 点ではビーム強度が低くなる分ビームスポットは小さく見える。このことを考慮すると、これらの点のスポットはほぼ同じ大きさであると考えられる。図8には、ビームスポットらしき円形が幾つか写っているが、プラスチックフィルムの中央の最も明るいスポットが a 点のビームスポットで、それ以外は光軸からはずれて迷い込んできた光である。 a 点ではビームは小さくなるためLW点、 c_0 点に比べビーム強度密度ははるかに高くなる。このため a 点のビームスポットは大きめに見えている。

4.2 マイクロミラー測定器によるLW点、 a 点ビームプロファイルの測定結果

用いたマイクロミラー素材の金線の直径は公称 $50\mu\text{m}$ であり、これをオプティカルフラット基板で押しつぶしマイクロミラーを製作した。鏡面の幅は測定されていないが、 0.05mm より少し狭い程度であると考えられる。このマイクロミラーでレーザービームをスキャンし、反射した光をフォトダイオードに入射し、その出力電圧を測定した。図9、図10の(・)と(x)のデータは夫々、マイクロミラーを上向き、下向きに移動しながら測定したデータであり、これらのずれはマイクロメーターにわずかな遊びがあることを示している。図9、図10より、 w_1 、 w の測定値は、

$$w_1 = 0.4\text{mm}, \quad w = 0.08\text{mm} \quad (17)$$

である。

これらの測定値のうち w_1 については大きな誤差は無いと考えられる。このことは w_0 の値がほぼ 0.4mm であることも示している。

w の測定値にはマイクロミラーの幅が含まれており、この幅の正確な測定値が無いため、その部分を差し引くことが出来ない。この幅は 0.05mm より少し狭いが、この部分を考慮すると、この測定値は w が 0.05mm に近いことを示していると考えられる。

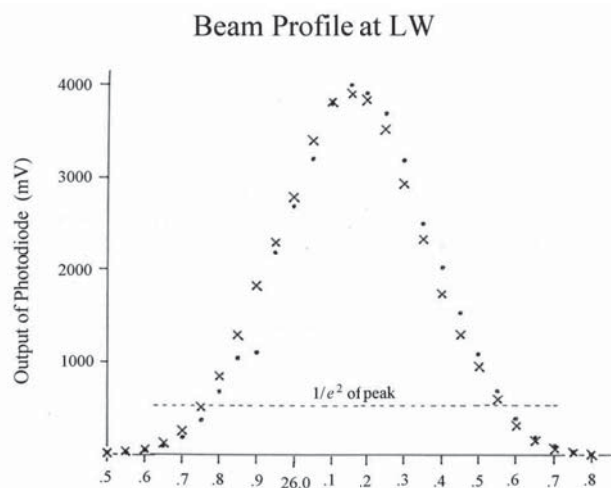


図9 LW点のビームプロファイル

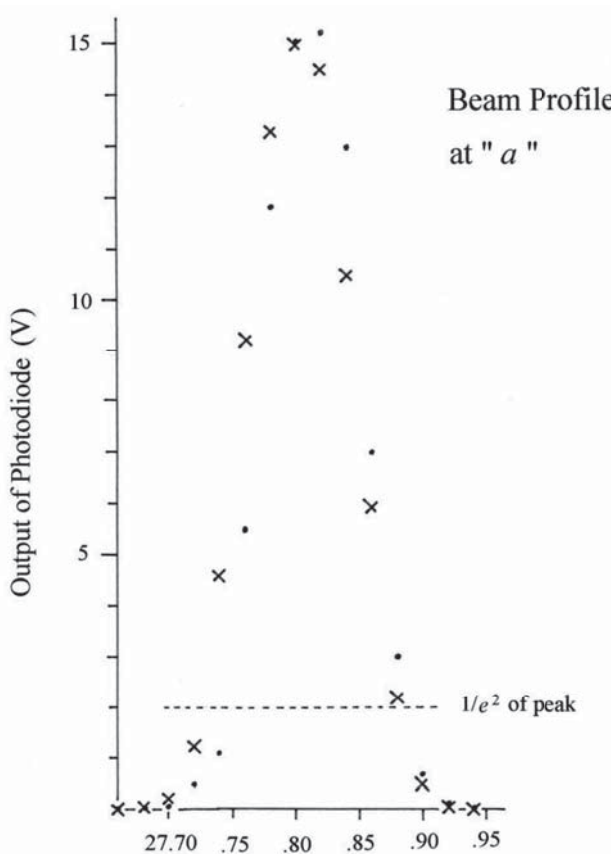


図10 a 点のビームプロファイル

以上の測定結果は(16)の期待値にほぼ合っており、トロイダルミラーのレンズ効果がガウシアンビームオプティックスの記述に合っていることを示している。したがって、PMIをセットしたリングでは、 c_0 でウエストを形成したビームはPMIで反射した後 a 点にウエストを形成し同じ

パターンの収束発散を繰り返してリングを周回する。

5. 4 Mirror Ring Cavity の縦方向の共鳴効果について

図 11 に示すような 4 個のミラーを用いるリング共振器の共鳴効果が Fabry-Perot Cavity の共鳴効果と基本的に同じであることは、以下のように示すことが出来る。

ここでは、リング内に入射されたビームは毎回同じパターンの収束発散を繰り返しながらリング内を周回するものと仮定する。ミラー i の電場振幅の反射係数 (reflection coefficient), 透過係数 (transmission coefficient) を r_i , t_i , ミラー間の距離, 電場振幅のロスファクターをそれぞれ l_i , v_i とし、

$$v = v_1 v_2 v_3 v_4, \quad r = r_1 r_2 r_3 r_4, \quad L = l_1 + l_2 + l_3 + l_4$$

とすると、反射ビームの電場は

$$E_r = E_0 \left[r_1 - t_1^2 v_1 v_2 v_3 v_4 r_2 r_3 r_4 e^{ikL} \sum_{n=0}^{\infty} (v r e^{ikL})^n \right], \quad (18)$$

ミラー 1 直後のリング内に蓄積されたビームの電場 E_s は

$$E_s = E_0 t_1 \sum_{n=0}^{\infty} (v r e^{ikL})^n \quad (19)$$

と書くことが出来る。また、ミラー 2, 3, 4 の透過ビームの電場は

$$E_2 = E_0 t_1 t_2 v_1 e^{ikl_1} \sum_{n=0}^{\infty} (v r e^{ikL})^n \quad (20)$$

$$E_3 = -E_0 t_1 t_3 v_1 v_2 r_2 e^{ik(l_1+l_2)} \sum_{n=0}^{\infty} (v r e^{ikL})^n \quad (21)$$

$$E_4 = E_0 t_1 t_4 v_1 v_2 v_3 r_2 r_3 e^{ik(l_1+l_2+l_3)} \sum_{n=0}^{\infty} (v r e^{ikL})^n \quad (22)$$

と表される。

これらの式に共通に現れるファクターは、 $\sqrt{|vr|^2} < 1$ だから

$$\sum_{n=0}^{\infty} (v r e^{ikL})^n = \lim_{p \rightarrow \infty} \frac{1 - (v r e^{ikL})^p}{1 - v r e^{ikL}} = \frac{1}{1 - v r e^{ikL}} \quad (23)$$

ここで、式 (18), (19), (20), (21), (22) の

Ring Resonator

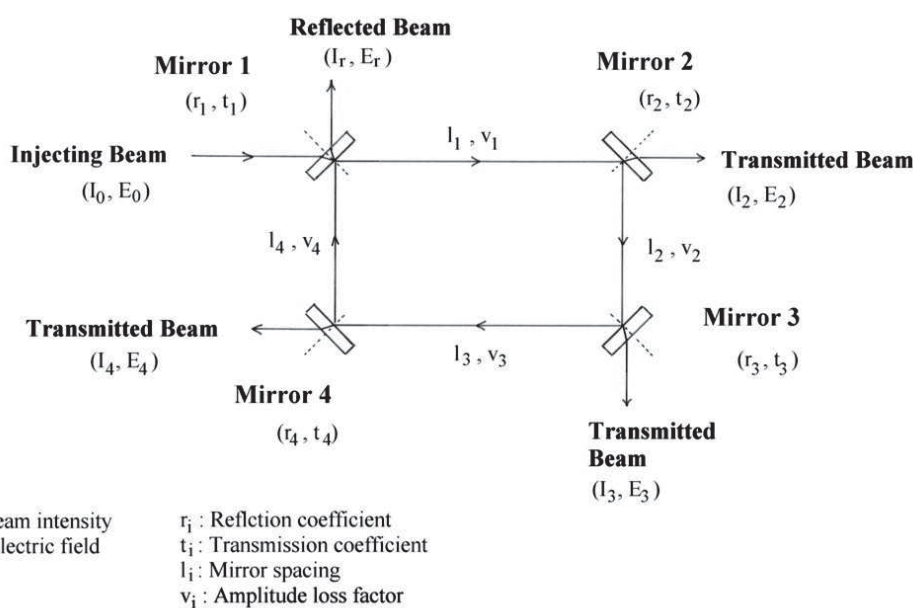


図 11 4 個の平面ミラーを用いるリング共振器

符号は Fresnel relation (1, 透過係数 t_i は透過の方向に依らない. 2, 光が屈折率の高い物質により反射されるとき反射係数 r_i に位相変化 π が生じる.) に従う. また, t_i と r_i とについては, エネルギー保存則より, $t_i^2 + r_i^2 = 1$ の関係が成り立つ.

式 (23) を用いてこれらの式を整理すると,

$$\begin{aligned} E_r &= \frac{E_0}{1-vre^{ikL}} \left[r_1 - (r_1^2 + t_1^2) vr_2 r_3 r_4 e^{ikL} \right] \\ &= E_0 \frac{r_1 - vr_2 r_3 r_4 e^{ikL}}{1-vre^{ikL}}, \end{aligned} \quad (24)$$

$$E_s = E_0 \frac{t_1}{1-vre^{ikL}}, \quad (25)$$

$$E_2 = E_0 \frac{t_1 t_2 v_1 e^{ikl_1}}{1-vre^{ikL}}, \quad (26)$$

$$E_3 = -E_0 \frac{t_1 t_3 v_1 v_2 r_2 e^{ik(l_1+l_2)}}{1-vre^{ikL}}, \quad (27)$$

$$E_4 = E_0 \frac{t_1 t_4 v_1 v_2 v_3 r_2 r_3 e^{ik(l_1+l_2+l_3)}}{1-vre^{ikL}} \quad (28)$$

が得られる. したがって, それぞれのビーム強度は

$$\begin{aligned} I_r &= I_0 \left| \frac{r_1 - vr_2 r_3 r_4 e^{ikL}}{1-vre^{ikL}} \right|^2 \\ &= I_0 \frac{(r_1 - vr_2 r_3 r_4)^2 + 4vr \sin^2(kL/2)}{(1-vr)^2 + 4vr \sin^2(kL/2)}, \end{aligned} \quad (29)$$

$$\begin{aligned} I_s &= I_0 \left| \frac{t_1}{1-vre^{ikL}} \right|^2 \\ &= I_0 \frac{t_1^2}{(1-vr)^2 + 4vr \sin^2(kL/2)}, \end{aligned} \quad (30)$$

$$\begin{aligned} I_2 &= I_0 \left| \frac{t_1 t_2 v_1 e^{ikl_1}}{1-vre^{ikL}} \right|^2 \\ &= I_0 \frac{t_1^2 t_2^2 v_1^2}{(1-vr)^2 + 4vr \sin^2(kL/2)}, \end{aligned} \quad (31)$$

$$\begin{aligned} I_3 &= I_0 \left| \frac{t_1 t_3 v_1 v_2 r_2 e^{ik(l_1+l_2)}}{1-vre^{ikL}} \right|^2 \\ &= I_0 \frac{t_1^2 t_3^2 v_1^2 v_2^2 r_2^2}{(1-vr)^2 + 4vr \sin^2(kL/2)}, \end{aligned} \quad (32)$$

$$\begin{aligned} I_4 &= I_0 \left| \frac{t_1 t_4 v_1 v_2 v_3 r_2 r_3 e^{ik(l_1+l_2+l_3)}}{1-vre^{ikL}} \right|^2 \\ &= I_0 \frac{t_1^2 t_4^2 v_1^2 v_2^2 v_3^2 r_2^2 r_3^2}{(1-vr)^2 + 4vr \sin^2(kL/2)} \end{aligned} \quad (33)$$

である. ミラー i の反射率を $R_i = r_i^2$, 透過率を $T_i = t_i^2$, ミラー間のロスファクターを $V_i = v_i^2$ とし, $R = r^2$, $V = v^2$, $I_i = I_2 + I_3 + I_4$ とすると,

$$I_r = I_0 \frac{(\sqrt{R_1} - \sqrt{VR_2 R_3 R_4})^2 + 4\sqrt{VR} \sin^2(kL/2)}{(1 - \sqrt{VR})^2 + 4\sqrt{VR} \sin^2(kL/2)} \quad (34)$$

$$I_s = I_0 \frac{T_1}{(1 - \sqrt{VR})^2 + 4\sqrt{VR} \sin^2(kL/2)} \quad (35)$$

また, 各ミラーについて, $R_i + T_i = 1$ だから,

$$\begin{aligned} I_i &= I_0 \frac{T_1 V_1 (T_2 + T_3 V_2 R_2 + T_4 V_2 V_3 R_2 R_3)}{(1 - \sqrt{VR})^2 + 4\sqrt{VR} \sin^2(kL/2)} \\ &= I_0 \frac{V_1 (1 - R_1) \{1 - (1 - V_2) R_2 - V_2 (1 - V_3) R_2 R_3 - V_2 V_3 R_2 R_3 R_4\}}{(1 - \sqrt{VR})^2 + 4\sqrt{VR} \sin^2(kL/2)} \end{aligned} \quad (36)$$

となる.

レーザービームの波長を λ とすると, $k = 2\pi/\lambda$ である. したがって,

$$L = q\lambda \quad (q \text{ は整数}) \quad (29)$$

のとき, すなわちリングの光路長が波長の整数倍のとき,

$$\sin(kL/2) = 0 \quad (30)$$

である. このとき, ロスファクターが $V_1 = V_2 = V_3 = V_4 = 1$, $V = 1$ であるとすると,

$$I_r = I_0 \frac{(\sqrt{R_1} - \sqrt{R_2 R_3 R_4})^2}{(1 - \sqrt{R_1 R_2 R_3 R_4})^2} \quad (37)$$

$$I_s = I_0 \frac{1 - R_1}{(1 - \sqrt{R_1 R_2 R_3 R_4})^2}, \quad (38)$$

$$I_t = I_0 \frac{(1 - R_1)(1 - R_2 R_3 R_4)}{(1 - R_1 R_2 R_3 R_4)^2} \quad (39)$$

となる。したがって、ミラーの反射率について $R_1 = R_2 R_3 R_4$ であれば、 $I_r = 0$ 、 $I_t = I_0$ となる。このことは、Fabry-Perot Cavity では、キャビティ内のロスファクターが $V = 1$ で、二つのミラーの反射率が等しい ($R_1 = R_2$) ときには、 $I_r = 0$ 、 $I_t = I_0$ となることに相当している。このように、4 Mirror Ring Cavity の共鳴効果は Fabry-Perot Cavity のそれと基本的には同じであるといえる。その時にはまた

$$I_s = \frac{I_0}{1 - R_1} = \frac{I_0}{T_1} \quad (40)$$

となるが、 R_1 は通常 1 に近い値をとるので、 I_s は非常に大きな値となる。このことは Ring の共鳴条件を適切に調整すれば、リング内に蓄積されるビーム強度を非常に高くすることができることを示しており、4 Mirror Ring Cavity により Super Cavity を構成することが可能であることを示している。

リング周回に伴う単位長さ当たりのビーム強度

の損失を損失係数 α_c と定義すると、

$$\exp(-\alpha_c L) = VR \quad (41)$$

であり、したがって

$$\alpha_c = \frac{1}{L} \ln\left(\frac{1}{VR}\right) \quad (42)$$

となる。また、光子寿命 τ_p は、

$$\tau_p = 1/c\alpha_c = \left(\frac{L}{c}\right) / \ln\left(\frac{1}{VR}\right) \quad (43)$$

であり、したがってリング共振器のバンド幅 $\delta\nu_c$ は

$$\delta\nu_c = \frac{c\alpha_c}{2\pi} = \frac{c}{2\pi L} \ln\left(\frac{1}{VR}\right) \quad (44)$$

となる。また、リング共振器のフリースpektralレンジ (ν_F) は c/L であるから、フィネス (F) は、

$$F = \frac{\nu_F}{\delta\nu_c} = \frac{2\pi}{\ln\left(\frac{1}{VR}\right)} \quad (45)$$

である。

6. 全反射トロイダルミラーを用いるレーザー蓄積リング

全反射トロイダルミラーの場合、図 12 に示す

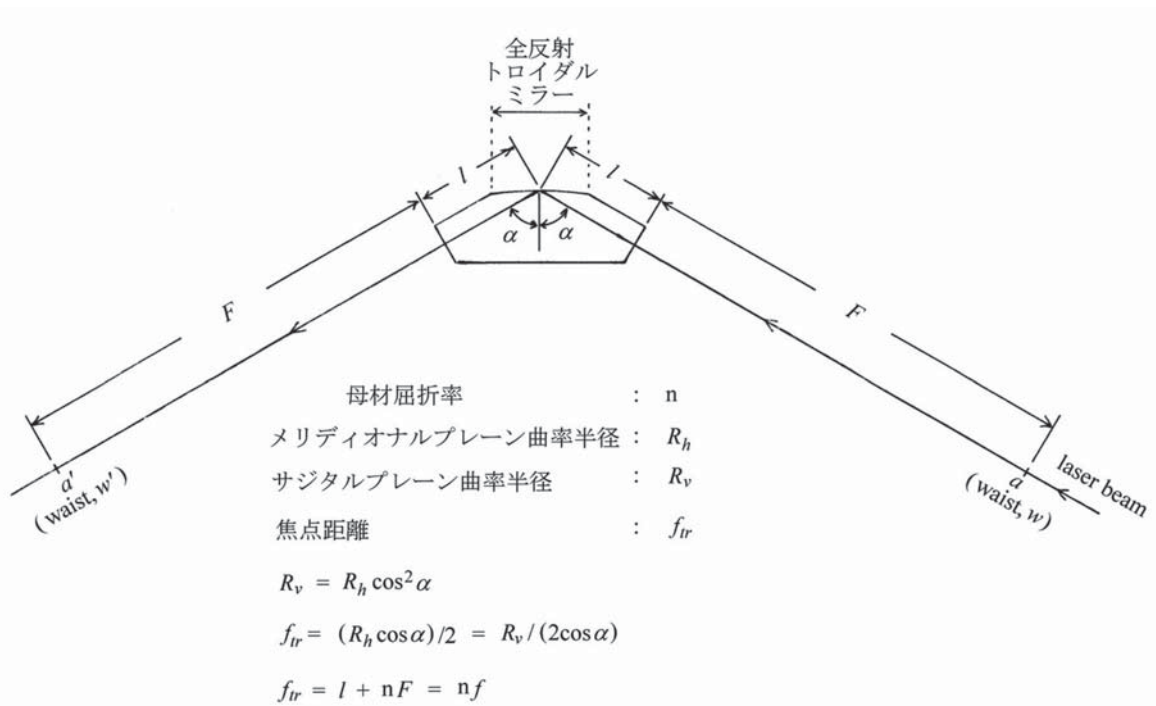


図 12 ガウシアンレーザービームの全反射トロイダルミラーによる収束

ように,

$$l/n + F = f \quad (46)$$

の位置 a にウエストを形成し, ビームを入射すれば, 反射ビームは a' の位置にウエストを形成する. このときウエストの $1/e^2$ 半径をそれぞれ w, w' とすれば, 式 (11) と同様に $ww' = \lambda f/\pi$ である. f は全反射トロイダルミラー素子の外部より入射し, また外部へ出射してゆくレーザー光に対する実効的な焦点距離である. 全反射トロイダルミラーの面形状に基づく焦点距離 f_{tr} とは, $f_{tr} = nf$ の関係がある.

このような光学系を平面鏡を用いて適切につなぎ合わせるにより, 以下に示すように, 周回毎に同じパターンの収束発散を繰り返すリング光学系を形成することが可能となる.

6.1 二等辺三角形型レーザービーム蓄積リング

図 12 の光学系の全反射トロイダルミラーの前後に平面鏡を挿入し, 図 13 のような光学系を形成し, 図 12 の a' が a と重なるようにする. 全反射トロイダルミラーの上流側の平面鏡は透過型とし, その背後からガウシアンビームに近い良質のレーザービームを入射する. その時, 全反射トロイダルミラーの上流 f の距離の点 a_0 にウエストを形成して入射すれば, リングに入射したビームは a 点にウエストを形成してリングを周回する. a_0 での $1/e^2$ 半径 w_0 を

$$w_0 = (\lambda f/\pi)^{1/2} \quad (47)$$

とすれば, a 点での $1/e^2$ 半径は w_0 に維持される.

このようなリング光学系で, 全反射トロイダルミラー素子の内部に光増幅用の原子を添加し, 半導体レーザーによってオプティカルポンピングを行えば, リング内のビーム強度を増強することが出来ると考えられる. また, a 点は高エネルギーイオンビームや電子ビームとの衝突点とすることが可能である.

具体的な 1 例を挙げると,

$$\lambda = 1 \mu\text{m}, \quad n = 1.817, \quad f = 23.7 \text{ cm}, \\ \alpha = 60^\circ, \quad l = 5 \text{ cm},$$

のとき,

$$l_1 = 8.9 \text{ cm}, \quad l_2 = 12.0 \text{ cm}, \quad w_0 = 0.274 \text{ mm}.$$

となる. また, レーザービームのリング内周回周波数は 500 MHz となる. 全反射トロイダルミラーの各パラメーターは, $f_{tr} = 43.0 \text{ cm}$, $R_h = 171.9 \text{ cm}$, $R_v = 43.0 \text{ cm}$ である.

このようなリングは, リング内に大強度のビームを蓄積し, リングの外に取り出さずにリング内で利用するので, レーザービーム蓄積リングと呼ぶことができると考えられる.

6.2 平行四辺形型レーザービーム蓄積リング

二等辺三角形型リングでは, ウエスト点でのビームサイズを一定に保つためには (47) 式の値をとる必要があり, ビームサイズを自由に選ぶことが出来ない. この問題を避け, 必要なビームサイズを実現するためには, 図 14 に示すように二個の全反射トロイダルミラーを用いて平行四辺形型リングとすればよい.

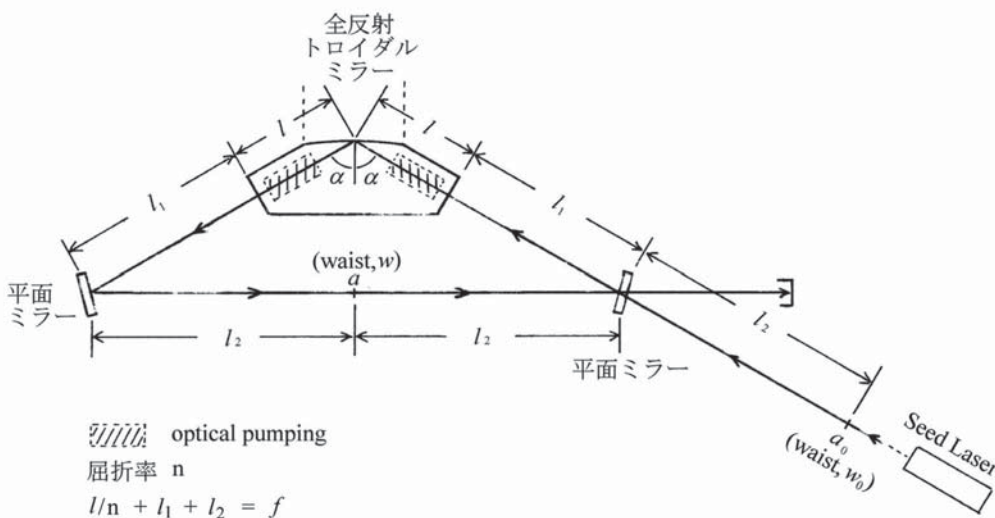


図 13 二等辺三角形型レーザービーム蓄積リング

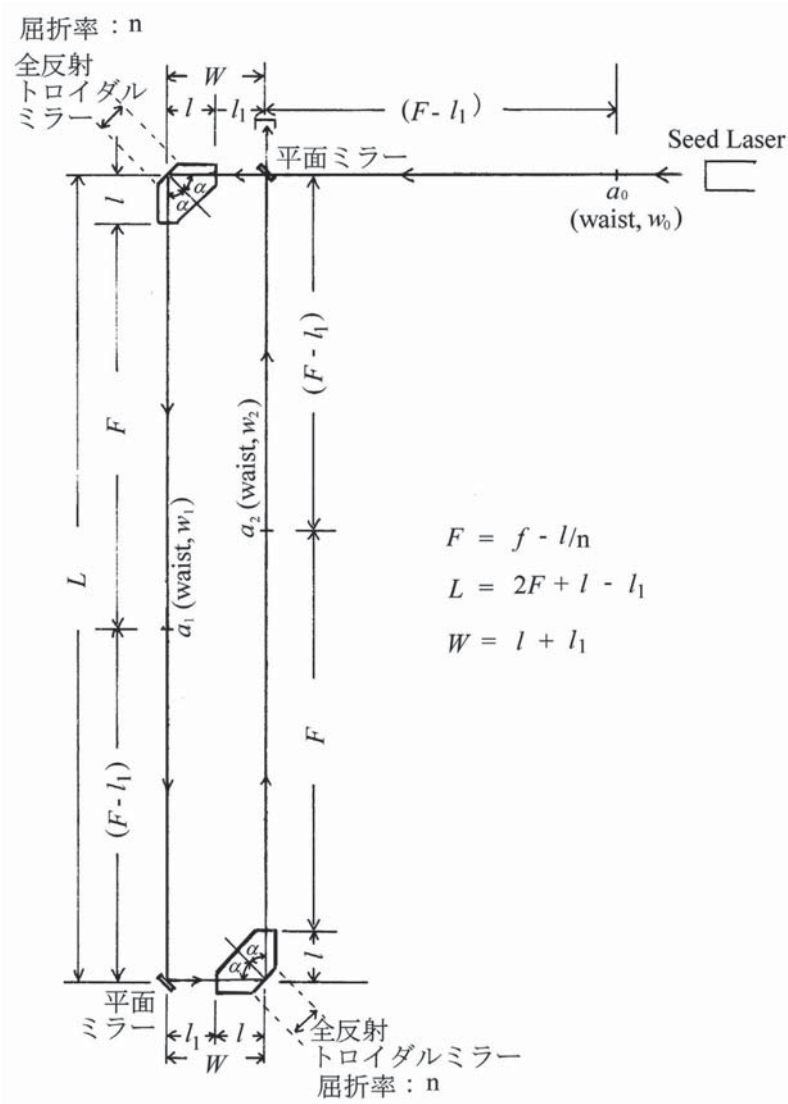


図 14 平行四辺形型レーザービーム蓄積リング

図 14 のリングでは、二個の全反射トロイダルミラーの実効的焦点距離は等しく f とし、一つの全反射トロイダルミラーの上流側の平面鏡の背後より、ガウシアンビームに近い良質のビームを入射する。そうすれば、式 (11) と同様に

$$w_1 = (\lambda f / \pi) / w_0 \quad (48)$$

$$w_2 = w_0 \quad (49)$$

となり、リング内に入射されたビームは毎回 a_1 , a_2 に $1/e^2$ 半径 $(\lambda f / \pi) / w_0$, w_0 のウエストを形成しつつ周回する。

二個の全反射トロイダルミラー素子のビームパスの一部に光増幅用の原子を添加して置き、半導

体レーザー等でオプティカルポンピングを行うことにより、リング内ビームの強度を上げることが可能である。

平行四辺形型レーザービーム蓄積リングの具体的な数値の 1 例を次に示す。

$$\lambda = 1 \mu\text{m}, \quad n = 1.817, \quad f = 43.7 \text{ cm}, \\ \alpha = 45^\circ, \quad l = 5 \text{ cm}, \quad l_1 = 5 \text{ cm},$$

のとき、

$$F = 40.9 \text{ cm}, \quad W = 10.0 \text{ cm}, \quad L = 81.8 \text{ cm},$$

であり、 a_1 , a_2 での $1/e^2$ 半径は、たとえば

$$w_0 = 1.99 \text{ mm}, \quad w_1 = 0.07 \text{ mm}.$$

とすることができる。リング内のビーム周回周波数は 150 MHz である。全反射トロイダルミラーの各パラメーターは、 $f_{tr} = 79.3 \text{ cm}$, $R_t = 224.4 \text{ cm}$,

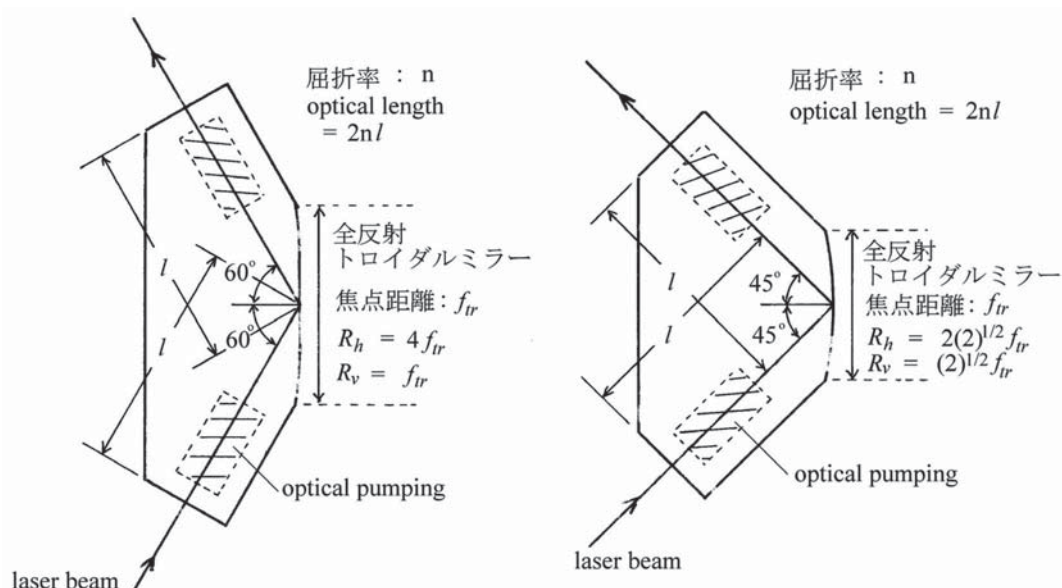


図 15 全反射トロイダルミラー素子の例

$R_v = 112.2 \text{ cm}$ である。

6.3 全反射トロイダルミラー素子の具体例

全反射トロイダルミラー素子の母材は透明度が
高く、全反射の条件を満たす屈折率を有し、オプ
ティカルポンピングを行う場合には添加する発光
原子に適した組成の固体から選ぶ必要がある。こ
れらの条件を満たす透明固体として透明セラミッ
クスがある。

図 15 に入射角が 60 度と 45 度の場合の例を示
す。 l および厚さはオプティカルポンピング部の
大きさを考慮して決める必要がある。 レーザー
ビームの強度が高くなると熱による歪が問題とな
るのでビーム径を大きくすることが望まれ f を大
きくすることが考えられる。 その場合、 トロイダ
ル面の R_h 、 R_v を適切に決める必要がある。 また、

リングの周長が大きくなることを考慮する必要が
ある。 ビーム径が大きい場合には厚さも厚くなる。
母材としては、全体の形状を適切に設計し加工す
ることが可能である透明セラミックスが適してい
ると考えられる。

参考文献

- 1) 山根 功：加速器 6, 139 (2009).
- 2) R. Hajima et al. : Nucl. Instrum. and Methods A 608, 557 (2009).
- 3) R. Hajima et al. : Journal of Nuclear Science and Technology, Vol. 45, No.5, 441 (2008).
- 4) S. Kato : Shimadzu Review Vol.64, No.1-2, 39 (2007).
- 5) I. Yamane, M. Nakamura and H. Okuno : KEK Report 2011-2 (2011).