レーザーコンプトン散乱の高度化

李 大治, 今崎 一夫

レーザー技術総合研究所 (〒565-0871 大阪府吹田市山田丘2-6)

Improvement of Laser Compton Gamma-Ray

Dazhi LI and Kazuo IMASAKI

Institute for Laser Technology, 2-6 Yamadaoka, Suita, Osaka 565-0871

(Received August 1, 2008)

In order to improve the laser Compton γ -ray, the cavity scheme was proposed to increase of interaction length of laser and electrons. And nondiffracting laser beam, J_0 Bessel beam, is suggested to take the place of conventional Gaussian beam to increase the flux of scattered photons through maintaining an efficient interaction of electron and laser beam in a long distance. Then, we proposed a Bessel beam cavity to produce and store the J_0 Bessel beam, and analyzed the propagation features and intensity distribution of the J_0 Bessel beam inside the cavity. The flux of Compton scattering gamma-ray is estimated theoretically and the results reveal that a significant growth are accomplished with the use of J_0 Bessel laser beam contrasting with the use of Gaussian laser beam. The polarization of gamma-ray is also reported.

Key Words: Laser Compton scattering, Nondiffracting beam, J_0 Bessel beam, Gaussian beam, Bessel beam cavity, Gamma-ray flux, Polarization

1. はじめに

レーザーコンプトン散乱は高エネルギー光子を前方に集中して発生できる簡便な方式である。しかし光子と電子を衝突させるために必要な断面積が小さいことから従来は計測等に主として用いられてきた。しかしここで述べるような光蓄積等の新方式により、断面積を実効的に増大する方式が考案され、いろいろな応用が試みられ始められている。

従来のレーザーコンプトン散乱には、ガウス型レーザーが利用された¹⁻⁴⁾が、このビームは回折性を持つので伝播中に断面が広がることが避けられない。このため、広がったところではレーザービームと電子ビームとの相互作用が弱くなる。特に、焦点以外では強度低下が著しい。レーザービームが電子ビームと空間的に重なって長距離で作用するように、我々はガウスビームの代わりに非回折ビーム、即ち、ベッセルビームをレーザーコンプトン散乱装置に用いることを提案した。これにより、電子ビームとレーザービームが長距離で強く相互作用を維持でき、光量を増加することが出来る。

ベッセルビームは伝播中の強度分布が長距離にわたり変わらない、すなわち回折のないビームとなる。Duminらがこの非回折事実を実験的に発見して以来^{5,6)}、ベッセルビームを用いたいろいろな応用提案があった⁷⁻⁹⁾。本論文では、レーザーベッセルビームによりコンプトン散乱ガ

ンマ線発生量が増大することを明らかにし、ガウスビームと比したこのベッセルビーム利用の利点を示す。

散乱されるレーザー光の偏光がそのまま電子ビームにより反射されるため、レーザーコンプトン散乱 γ 線は偏光している可能性がある。このことは著者らのレーザーコンプトン散乱ガンマ線発生において実験的に偏光を確認している。この事実はターゲットとガンマ線との相互作用においていろいろと興味深い現象を示す。

2. レーザー光子蓄積

2.1 光子蓄積

スーパーキャビティは高反射率(99.99 %以上)、低損失(数ppm~数 10^{-6})のミラーによって構成された通常のファブリーペロー共振器である。2枚のミラーを間隔 L で平行に配置し、入射光複素振幅 E_i 、反射光複素振幅 E_r 、透過光振幅 E_t 、ミラーの振幅反射率と振幅透過率をそれぞれ r_1 、 r_2 、 t_1 、 t_2 としたとき、1往復の光路差を持つ2つの部分波の位相差 δ は次式で表される。

$$\delta = \frac{2\omega L}{c} \quad (1)$$

但し、 ω は入射光の角周波数、 c は光速である。

透過光および反射光の複素振幅は、簡単のため位相差を無視すると、次式が得られる。

$$E_r = \left(\sqrt{R} - \frac{\sqrt{RT}e^{i\delta}}{1 - Re^{i\delta}} \right) E_i \quad (2)$$

$$E_t = \frac{T}{1 - Re^{i\delta}} E_i \quad (3)$$

ここで $r_1^2 = r_2^2 = R$, $t_1^2 = t_2^2 = T$ である. R および T は強度反射率, 強度透過率を表す. 入射光強度は $E_i E_i^*$ であり, ミラーの損失を A とすると $R + T + A = 1$ である. このときの共振器内部の光強度は, 透過強度を透過率で割った値として次式で与えられる.

$$I_{res} = \frac{1}{T} \cdot \frac{1}{(A+T)^2} I_i = \frac{1}{T} \cdot \frac{1}{(A/T+1)^2} I_i \quad (4)$$

これより, 共振器内部に蓄積される光強度は透過率 T および損失と透過の比 A/T に依存することがわかる. ミラーの損失が無視できるとき ($A=0$) は, $I_{res} = I_i / T = I_i / (1-R)$ となり, 反射率 99.99% に対して 10000 倍の光が蓄積されることになる. このようなキャビティを用いることにより光の蓄積が行なわれ, 1 万倍レベルの蓄積率が得られる可能性がある.

2.2 光子蓄積実験

光子蓄積は上記スーパーキャビティを用い行われた. 高反射率—低損失—高安定のミラー対を使い干渉性を利用して光を蓄積する事が可能である. Fig. 1 にこのスーパーキャビティを示す. 両端に 3 N 程度 (99.9% 反射) のミラーがついている. 実際には熱フィードバックによるキャビティ長の調整等が行われているが実験の詳細はここでは省く. また Fig. 2 は実験結果及び計算結果が示されており, 原理的には約 10^6 までの蓄積が可能である. 計算結果を実線で, 実験結果を丸印や星印で示されており, それぞれのミラー製造会社に対応している. これによると市販品でも 10^4 以上の蓄積が可能である.

蓄積率は 2 つの方式で確認した. スーパーキャビティを設置しここに電子ビームを打ち込み, そのコンプトン散乱光子量から蓄積率を求めた. もう 1 つはリングダウン法を用いた. これは CW レーザー光をキャビティ内に蓄積し

Fig. 1 Photo of cavity to store the laser beam. Cavity is at the center of glass rod.

Fig. 2 Results of storage rate. (R is mirror reflectivity; A is the total loss) Marks are experimental results with manufactured company of mirror.

ているとき, 高速でレーザーを遮断する. するとキャビティに貯まっている光が減衰していく. この減衰定数を求めることによりミラー対の反射率や吸収率, キャビティの蓄積率が決まる. 当然スイッチングは減衰特性時間より早い. その結果これらの 2 つの蓄積率の結果は一致した.

同時にこの実験は光蓄積によるコンプトン散乱量の増大の実証実験にもなる. 実験の結果予想どおりの光蓄積と散乱光子量が得られ, 光蓄積によるコンプトン散乱の高度化が実証できた.

3. ベッセルビームにおけるコンプトン散乱

3.1 ベッセルビームキャビティ

理想的なベッセルビームは無限のエネルギーが必要なため現実では作ることができない. しかし, 有限な距離で非回折的に伝播する近似的なベッセルビームは実現できる. 我々は Fig. 3 に示すようなベッセルビームキャビティを用いたコンプトン散乱の提案を行った. このキャビティは, 円環状のミラー, 集光レンズ, 反射率の高い円錐状ミラーで構成される. 電子ビームがキャビティを通り抜けるために, 円錐状ミラーの中心は開口を設けている. これはベッセルビームの特性を利用しており電子ビームとレーザー光との相互作用に理想的である. この機構で発生するベッセルビームを解析した.

解析ではレーザービームは円環状ミラーで反射して発振することより円環状ビームを発生するとした. さらにレンズで円錐状ビームが形成されると J_0 ベッセルビームが

Fig. 3 Bessel beam cavity.

作られる．ここで J_0 はベッセル関数である．これらの平面波は軸より同じ角度 θ を持ち，方位角は0から 2π かけて変化する．ベッセルビームは最大距離 $z_{\max}$ を伝播した時点でレーザー光のない部分(Fig. 3中網掛け部)を形成する．

この部分はレーザーコンプトン散乱ガンマ線を引き出すことに有利である．レーザー光の損失がなく，ガンマ線光子は円錐状ミラー中心部の開口から引き出すことができる．レーザーが強められるために，反射率の高い円錐状ミラーを置くことが必要である．ガウスビームの場合は，高い蓄積率を実現するために，反射ミラーの中心部に開口をあけることは出来ず，ガンマ線がミラーに当たるためミラーが破壊されやすい．このような中心部分の開口はこの方式の利点である．

以上のベッセルビームを用いてコンプトン散乱を行うための配置設計を行い，その評価をSR型加速器において行った．ベッセルビームは $J_0(\alpha\rho)$ で表示し，ここで， $\alpha = k\sin\theta$ ， k は波数， ρ は径方向の座標である．波長 λ ，レンズ半径 a の場合，ベッセルビーム幅 ρ_0 などの関連する式は以下に表わされる．

$$z_{\max} = a \left[\left(\frac{2\pi}{\alpha\lambda} \right)^2 - 1 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (5a)$$

$$\rho_0 = \frac{0.383\lambda}{\sin\theta}, \quad (5b)$$

$$\theta = \arcsin\left(\frac{\alpha\lambda}{2\pi}\right) \quad (5c)$$

我々のレーザーコンプトン散乱装置では，波長 $1.064\ \mu\text{m}$ のレーザービームを利用して $17\ \text{MeV}$ のガンマ線を発生する．これに対応したベッセルビーム最大の伝播距離 $z_{\max}$ はビーム幅とレンズ半径に依存し，これをFig. 4に示す．Fig. 4から，レンズ半径とベッセルビームの幅が大きくなるにしたがって伝播距離が長くなるのがわかる．我々の装置では，ビーム幅 $0.3\ \text{mm}$ と作用距離 $10\ \text{m}$ を選択した．

Fig. 4 Effective propagation length vs. radius of lens.

Fig. 5 Axial intensity along the propagation distance.

キャビティから電子ビーム誘導磁石システムのスペース $2\ \text{m}$ を考慮し，最大の伝播距離 $z_{\max} = 12\ \text{m}$ と設計した．上述の公式より，レンズ半径 $a = 16.3\ \text{mm}$ ， $\alpha = 8022\ \text{m}^{-1}$ ， $\theta = 1.4\ \text{mrad}$ となる．

これに対する数値解析を行った．波長が全体のサイズと比べてわずかであり，伝播角度がそれほど急でないうきに，スカラ回折理論で最大の伝播距離 $z_{\max}$ と伝播区間の強度分布が解析できる．我々の場合，これらの2つの評価基準が満たされているためフレネル回折理論で円形開口から回折された J_0 ベッセルビームの振幅 $A(r, z)$ は次式のように表わせる．

$$A(r, z) = \exp\left(ikz + \frac{ikr^2}{2z}\right) \left(\frac{k}{iz}\right) \times \int_0^a \rho J_0(\alpha\rho) \exp\left(\frac{ik\rho^2}{2z}\right) d\rho \quad (6)$$

ここで， k は波数， ρ と r は径方向の座標， a は隙間の半径である．そして，強度が以下のように表される．

$$I(r, z) = |A(r, z)|^2 \quad (7)$$

前述のパラメータを利用することにより，軸上の強度 $I(0, z)$ が数値計算で得られ，Fig. 5のようになる．比較のために，ウエストサイズ $0.3\ \text{mm}$ のガウスビームを同図に描いた．相互作用中心点がレンズから $6\ \text{m}$ 離れたところにあり，ここにGaussianビームウエストの位置を示した．Fig. 5から，ガウスビームの強度は $0.54\ \text{m}$ の伝播で1から0.5まで急速に落ちるが，ベッセルビームは1を中心に振動しながら $11\ \text{m}$ 以上伝播し，その後，減衰する．

径方向のプロファイルの比較はFig. 6に示す．ガウスビームウエストの位置 $z = 6\ \text{m}$ において，Gaussianビームとベッセルビームとの径方向プロファイルはほぼ同じである．ベッセルビームは有効な伝播距離の間，固定された径にエネルギーを閉じ込めることができるが，ガウスビームはオリジナルのプロフィールから急速に広がるよ

Fig. 6 Transverse profile at different propagation distance.

うになる。ベッセルビームが、より効果的に作用距離で電子ビームと重なることができることを意味している。

3.2 ベッセルビームコンプトン散乱量

レーザーコンプトン散乱において散乱光子量は以下の式により表される。

$$N_\gamma = 2c\sigma \int u_e u_L dV \quad (8)$$

ここで、 N_γ は1秒当たりのガンマ線発生量、 c は光の速度、 σ はコンプトン散乱断面積、 u_e と u_L はそれぞれ電子とレーザー光子の空間分布であり、以下のように表される。

電子ビームの場合：

$$u_e(r) = \frac{I}{ce\pi R_e^2} \exp\left(-\frac{r^2}{R_e^2}\right) \quad (9)$$

とする。レーザー光がガウスビームの場合：

$$u_{LG}(r) = \frac{P}{cp\pi\omega_G^2} \exp\left(-\frac{r^2}{\omega_G^2}\right) \quad (10)$$

ベッセルビームの場合：

$$u_{LJ}(r) = \frac{P}{cp\pi\omega_J^2} J_0(\alpha r) \quad (11)$$

となる。

これらの式において、 I は電子ビーム電流、 R_e は電子ビームの半径、 P はレーザー出力、 p はレーザー光子のエネルギー、 ω_G と ω_L はそれぞれガウスビームとベッセルビームの半径である。 ω_G は伝播距離 z に公式 $\omega_G^2 = \omega_0^2 + (\lambda z / \pi \omega_0)^2$ で依存する。 ω_0 はガウスビームのウエストである。 ω_J は有効伝播距離内で定数とした。ここで、レーザーガウスビームとベッセルビームが同じ出力 P を持つことと仮定した。数値計算を簡素化するために、式(11)は強度振動を考

えず、平均した効果を表すように定義された。式(8)～(11)から、 $N_\gamma = PIL$ が導かれた。 L はluminosity (counts/A/W/s)であり、以下のように示す。

ガウスビームの場合：

$$L_G = \frac{2\sigma}{\pi^2 epc} \int_0^\tau \int_0^\infty \frac{1}{R_e^2 \omega_G^2} \exp\left(-\frac{r^2}{R_e^2}\right) \exp\left(-\frac{r^2}{\omega_G^2}\right) 2\pi r dr dz \quad (12)$$

ベッセルビームの場合：

$$L_J = \frac{2\sigma}{\pi^2 epc} \int_0^\tau \int_0^\infty \frac{1}{R_e^2 \omega_J^2} \exp\left(-\frac{r^2}{R_e^2}\right) J_0^2(\alpha r) 2\pi r dr dz \quad (13)$$

ここで、 τ は相互作用区間の長さである。関連するパラメータは $\tau = 10$ m、 $\sigma = 6.54 \times 10^{-29}$ m²、 $R_e = 0.3$ mmとする。ガウスビームのカーブにおいては急速に収束し局所的な相互作用がある。一方ベッセルビームでは収束が継続して続き、長距離にわたって相互作用がある。この結果Fig. 8に示すようにluminosityはベッセルビームでは増加し、相互作用長10 mではおよそ10倍の高さになった。同じ電子ビーム電流とレーザーパワーで、ガンマ線発生量はベッセルビームを使用することによって、10倍程度改良されることが示された¹⁰⁾。

4. 偏光ガンマ線の発生

対創成および原子電子によるコンプトン散乱の制御において、偏光ガンマ線が必要であることはよく知られている。このため、コンプトン散乱ガンマ線偏光実験を行った。実験配置をFig. 9に示す。光学素子でレーザーの偏光を制御することにより、ガンマ線の偏光を制御した。計測にはイメージプレート(蛍光板)を用いた。このイメージプレートでガンマ線を撮影し、ガンマ線の横方向の強度分布を測定した。

Fig. 7 Beam size along the distance.

Fig. 8 Luminosity grows along the interaction distance.

このときのコンプトン散乱の断面積は

$$d\sigma = \frac{8r_e^2}{\zeta^2} \left\{ \frac{1}{4} \left(\frac{\zeta}{\zeta} + \frac{\zeta}{\zeta} \right) + (1-\zeta) \left[\left(\frac{1}{\zeta} - \frac{1}{\zeta} \right)^2 + \left(\frac{1}{\zeta} - \frac{1}{\zeta} \right) \right] \right\} \times \left(\frac{\hbar\omega'}{mc^2} \right) d\Omega \quad (14)$$

ここで

$$\zeta = 2\gamma(1+\beta) \frac{\hbar\omega}{mc^2} \quad (15)$$

$$\zeta = 2\gamma(1-\beta\cos\theta) \frac{\hbar\omega'}{mc^2} \quad (16)$$

となる。γ線強度の空間分布は偏光に依存することを利用し、ガンマ線イメージを測ることにより偏光性を計測している。円偏光あるいは非偏光ガンマ線の強度は横方向

Fig. 9 Gamma ray polarization experiment.

Fig. 10 Intensity distribution of polarized gamma ray.

に方位角に対する対称分布になるが、直線偏光の場合は非対称分布になる。上述の式により、ガンマ線の偏光時の空間パターンが算出できる。円偏向および直線偏光におけるガンマ線パターンの計算結果と実験結果をFig. 10に示しており、良く一致することが分かる¹¹⁾。

5. まとめ

コンプトン散乱は相互作用断面積が小さい。しかし光蓄積やベッセルビーム方式により相互作用は改善され種々の応用に対する有用性が增大してきた。光蓄積では10万倍超の蓄積技術開発が行われている。

特に本論文ではベッセルビームが電子ビームとレーザービームのより効率的な相互作用が可能であることが示された。ガウスビームよりベッセルビームを使用する場合はガンマ線発生量が10倍程度増加できることが実験で示された。現在さらに新しいキャビティを計算し、ベッセルビームの強度を改良する研究が進行中である。

また応用上重要となる偏光ガンマ線の発生が行われ、理論、実験の双方でレーザーコンプトン散乱γ線が偏光していることを示す結果を得ることが出来た。

参考文献

- 1) K. Imasaki and A. Moon: *Proc. SPIE* **3886** (2000) 721.
- 2) D. Li, K. Imasaki, and M. Aoki: *J. Nucl. Sci. Technol.* **39** (2002) 1247.
- 3) J. Chen, K. Imasaki, M. Fujita, et al.: *Nucl. Instrum. Methods, Phys. Res. A* **341** (1994) 346.
- 4) A. Moon, M. Fujita, N. Nakao, et al.: *Rev. Laser Eng.* **26** (1998) 696.
- 5) J. Durnin, J. J. Miceli, and J. H. Eberly: *Phys. Rev. Lett.* **58** (1987) 1499.
- 6) J. Durnin: *J. Opt. Soc. Am. A* **4** (1987) 651.
- 7) L. C. Laycock and S. C. Webster: *GEC J. Res.* **10** (1992) 36.
- 8) K. Uehara and H. Kikuchi: *Appl. Phys. B* **48** (1989) 125.
- 9) A. J. Cox and D. C. Dibble: *J. Opt. Soc. Am. A* **9** (1992) 282.
- 10) D. Li, K. Imasaki, and M. Aoki: *J. Nucl. Sci. Tech.* **40** (2003) 579.
- 11) D. Li, K. Imasaki, and M. Aoki: *Nucl. Instrum. Meth. A* **528** (2004) 516.

レーザーワード

非回折ビーム (non diffracting beam)

ガウスビームは回折ビームであり、長距離伝播するとビームサイズが伝播距離に比例して広がるため、ピーク強度は伝播距離の自乗に反比例して低下する。非回折ビームとは、伝播により強度分布が変化しないという仮定を基にヘルムホルツ方程式により導かれる波動方程式から得られる1つのビームの解である。完全な非回折ビー

ムは無限のエネルギーを運ぶので実際には存在しない。しかし、有限なエネルギーを持つ有限サイズの非回折ビーム発生は実現可能である。ベッセルビームは非回折ビームの一種である。ベッセルビームの発生方法にはアキシコン、非球面ミラーなど、いくつかの方法がある。

(李大治)