

〔研究〕

高エネルギー偏極 線の高度利用に関する研究

High-Energy Polarized Gamma Rays Generated by Laser-Compton Backscattering

大垣 英明	豊川 弘之	山崎 鉄夫	野口 勉
H. OHGAKI	H. TOYOKAWA	T. YAMAZAKI	T. NOGUCHI
杉山 卓	三角 智久	大平 俊行	鈴木 良一
S. SUGIYAMA	T. MIKADO	T. OHDAIRA	R. SUZUKI
	清 紀弘	山田 家和勝	千脇 光國
	N. SEI	K. YAMADA	M. CHIWAKI

Completely polarized gamma rays have been generated by Compton backscattering of laser light for the establishment of the standard field of high-energy gamma rays, for the nuclear physics research and for the diagnostic of the electron beam circulating in the storage ring. The energy of the gamma rays ranges from 1 to 40 MeV by using several laser system and the storage ring TERAS. Characteristics of the Laser-Compton gamma-ray beam are briefly described on the principle and the experimental methods.

§ 1 まえがき

エネルギーを自由に変えられる放射線源は、加速器の誕生とともに我々の手の届くところとなった。電子線やイオンビームは加速器からの1次ビームとして、近年ではマイクロビーム化や、極超短パルス化されたものまで発生させることが可能である。これに対し、エネルギー可変の線は加速器からの2次ビームとして得られるものである。X線管を代表とするタイプのX線は、加速された電子からの制動放射を利用するもので、高強度かつ白色のエネルギースペクトルを有するという特徴を持つ。この方法では、1次粒子である荷電粒子のエネルギー損失を磁気分析器等で測定することにより、線のエネルギーを同定することも可能である。一方、単色線に関しては、比較的低エネルギー領域においては、放射性同位元素からの線をコンプトン散乱のエネルギーと散乱角依存性を利用してエネルギー可変性を

持たせたものや、様々な核反応からの線を利用するものなど、種々の線源が開発されてきた。このような中で、レーザー逆コンプトン散乱を利用した線源が、近年その単色性や高偏極性等の観点から注目を集めてきている。

レーザー逆コンプトン散乱を利用した線源は、構想自体は古く1940年代にまで遡ることができる。通常のコンプトン散乱では、静止した電子に線が衝突して散乱し、線のエネルギーを電子が受け取るとともに、線自体のエネルギーも減少する。それでは、もし電子が運動をしていたらどうなるか、そして、その運動が相対論的であったらどうなるか？このことを理論的に取り扱ったのが、Feenberg and Primakoff¹⁾であり、次いで加速器の電子ビームに 응용して考案されたのが、レーザー逆コンプトン散乱を利用した線源である。これは、1963年にMilburn²⁾や Arutyunian and Tumanian³⁾が提案し、1964年にLebedev Instituteの600 MeVシンクロトロンとルビーレーザーを

KEY WORDS : polarized gamma rays, Compton backscattering of laser light, Nd:YAG laser, Nd:YLF laser, E1 transition, M1 transition.

用いて、線の発生をみている⁴⁾。それ以後、各地の研究機関においてレーザー逆コンプトン散乱を用いた線の発生技術の開発と、それを用いた応用研究が行われるようになった⁵⁻⁸⁾。電総研では1981年の蓄積リング TERAS の稼動開始より、レーザー逆コンプトン散乱を利用した線源の開発、およびこれを用いた電子ビーム診断や、線検出器の校正、核物理実験等への応用を進めてきた⁹⁾。特に、平成5年度より開始された原子力特別研究「新量子放射源の高度化と利用に関する研究」においては、線のエネルギー範囲の拡大とともに、実用的な線収量が確保されるようになり、利用研究にも格段の進歩が見られた。本稿では、当所におけるレーザー逆コンプトン散乱を利用した高エネルギー偏極線源の開発とその利用に関して、上記研究課題「新量子放射源の高度化と利用に関する研究」において得られた成果を中心として報告することとする。

§2 レーザー逆コンプトン散乱線の基本特性

加速器からの相対論的粒子に強力な光子ビームを正面衝突させて高エネルギー線を生じさせるという発想が1963年に発表された^{2,3)}。この発想は通常のコンプトン散乱をローレンツ変換した結果得られるもので、それぞれの運動(図1)をまとめると散乱光子のエネルギー E_γ は近似的に

$$E_\gamma = \frac{4\gamma^2 \epsilon_L}{1 + (\gamma\theta)^2 + 4\gamma\epsilon_L / (mc^2)} \tag{1}$$

のように書ける。ここで $\gamma = E_e / mc^2$ 、(E_e は電子の運動エネルギー、 m は電子の静止質量、 c は光の速度)

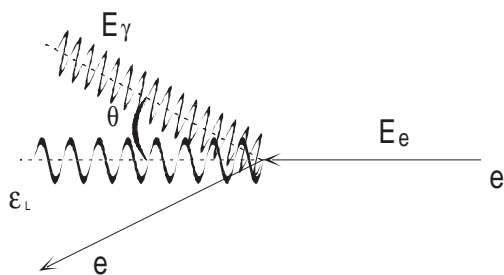


図1 レーザー逆コンプトン散乱線発生の様式図

は光子の散乱角であり、 ϵ_L は入射光子のエネルギーである。式(1)より散乱光子の最大エネルギーは $\theta = 0^\circ$ で得られ、Nd:YAGレーザー(1064 nm)を800 MeVの電子に正面衝突させる場合には、11.3 MeVにも及ぶことが分かる。図2に式(1)より得られる電子エネルギーに対する線の最大エネルギーの図を示す。ここではレーザー光源として2種類のNd:YLFレーザー(527 nmおよび263.5 nm)を用いた場合を仮定して、計算を行っている。この図からも明らかのように、レーザー逆コンプトン散乱線は蓄積電子のエネルギーの2乗に比例して変化し、連続的に最大エネルギーを変化させることができる。またレーザーの波長に反比例したエネルギーを有することが分かる。

一般的に言って、レーザーの波長を連続的に変化させるより電子ビームのエネルギーを変化させる方が容易であり、エネルギー可変の線を得るには、通常、後者の方法を用いる。当所の場合、細かいエネルギーの調整には電子ビームのエネルギーを変化させ、エネルギーを大きく変化させるにはレーザーの波長を変化させている。ただし、電子ビームのエネルギーを変化させる場合には、電子ビームの品質、位置、値等が変化することは避けられない。また、レーザーの波長を変化させる場合、現在はレーザーの波長変換素子を用いているので、連続発振(CW)モードは基本波のみで、第2高調波等においてはパルス発振モードのみ使用可能である。さらに式(1)から、散乱光子は散乱角に対してエネルギー分布を持つことが分かり、エネルギーを変化さ

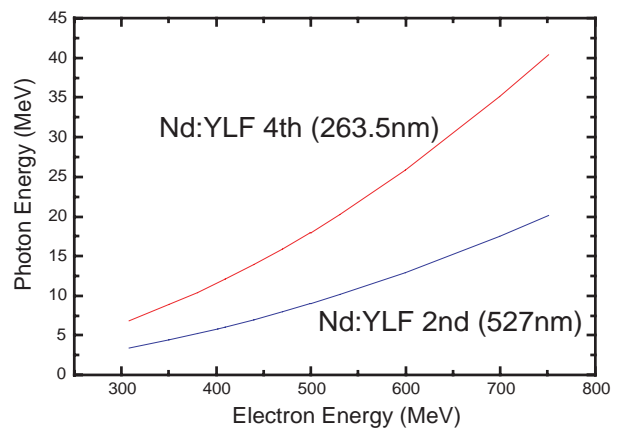


図2 電子のエネルギーに対する逆コンプトン散乱線のエネルギー。入射レーザーとしてNd:YLFレーザー第2高調波(527 nm)および第4高調波(263.5 nm)を仮定している。

せる別の方法として、散乱角を利用することも可能である。線の単色化には、実はこの散乱角に対するエネルギー依存性を利用している。すなわち、散乱角をコリメータ等で制限することにより散乱線の低エネルギー部分を落として、単色性の高い線ビームを得ることができる。ここで散乱角 0° を中心にコリメータで半角を θ_c に切ったときの線のエネルギー広がり ΔE_γ は

$$\Delta E_\gamma / E_\gamma \cong \left[\left(\frac{2\Delta E_e}{E_e} \right)^2 + (\gamma\Delta\theta)^4 \right]^{1/2} \quad (2)$$

$$= \left(\theta_c^2 + \theta_c^2 \right)^{1/2}$$

と書ける。ここで E_e は電子ビームのエネルギー広がり、 θ_c は電子ビームの発散角である。

蓄積リングを周回する電子ビームは非常に高品質で、電総研蓄積リング TERAS では、エネルギー広がりに関しては 0.2%、ビームの発散角に関しては 0.1 mrad という値が蓄積リングのラティス計算より導出される。これらの値より、散乱ビームのコリメータを 0.1 mrad で切ると、300 MeV の電子エネルギーに対し、0.8% (標準偏差 σ) のエネルギー広がりレーザー逆コンプトン散乱線が得られることが分かる。

コンプトン散乱の散乱断面積は Klein-Nishina の式をもとに計算することができるが、逆コンプトン散乱の場合もまったく同じ式を用いて、散乱光子のエネルギーに対する微断面積 $d\sigma$ を知ることができる。以下にその式を示す。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{4r_0^2\gamma^2}{(1+n^2+2z)^2} \left[\frac{2}{1+n^2} \left(\frac{z^2}{1+n^2+2z^2} - \frac{n^2}{1+n^2} \right) + 1 \right] \quad (3)$$

$$n = \frac{E_\gamma}{E_e} \quad z = 2E_e \theta / m$$

ここで、 $d\Omega$ は散乱光子を取り込む立体角、 r_0 は電子の古典論的半径である。この散乱断面積の式において、電子エネルギー 750 MeV で入射レーザーの波長を 1064 nm (Nd:YAG レーザーの基本波) として計算したものを図3に示す。この図より、レーザー逆コン

プトン散乱による線は、最大エネルギーに断面積のピークを持ち、それより高エネルギー部で急速に落ち込む形を有することが良く分かる。さらに線の収量 Y は、電子ビームもレーザービームもパルス状でガウス分布をしていると仮定した場合、近似式

$$Y = 2N_e N_L L / (A\tau c) \quad (4)$$

によって表すことができる。ここで N_e 、 N_L はそれぞれパルス当たりの電子、レーザー光子の個数であり、 L はコリメータの角度で積分された断面積、 L は衝突領域の有効長、 A はビーム断面積の大きな方、 τ は時間的に長い方のビームのパルス幅である。

レーザー逆コンプトン散乱線に関するさらに重要な性質として、偏光を取り入れた Klein-Nishina の式から引き出される結果としての高偏極性が挙げられる。これはコンプトン最前方散乱を用いる場合には、散乱光子は入射レーザー光の偏光性をほぼ完全に保存することであり、100% 直線偏光レーザー光を用いることにより、ほぼ100% 直線偏極した線が得られる。また偏光特性も自在に制御することができる。さらに円偏光した線も容易に得ることができる。これまで得られた偏極線は、RI によるそれ以外には、off-axis の制動放射によるものであった。このようにして得られる偏極線は偏極度が 30% 程度と非常に低く、また、エネルギーによっても偏極度が変わるといったものであった。これに対してレーザー逆コンプトン散乱線は、エネルギーによらず

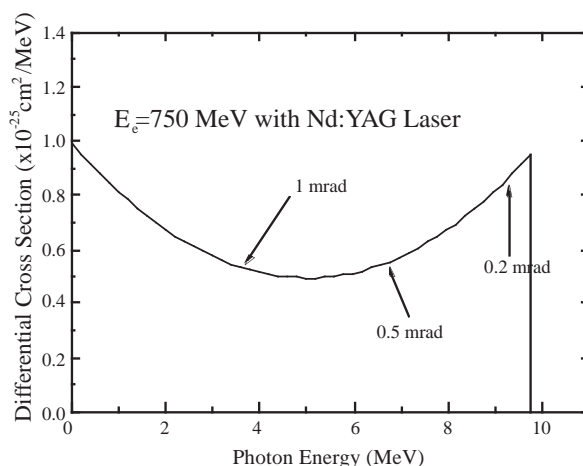


図3 Nd:YAGレーザー（基本波）と750 MeV電子との逆コンプトン散乱によって得られる線のエネルギー分布とその微断面積。図中の数字は、線エネルギーに対応する散乱角を表す。

にはほぼ完全な偏極度を有するという、極めて優れた特性を有している。今、エネルギー広がり E_γ を有する逆コンプトン散乱線の偏極度 P は

$$P = 1 - E_\gamma^2 \tag{5}$$

と近似できる。式 (5) によると 10% のエネルギー広がりを有するレーザー逆コンプトン散乱線は 99% の偏極度を保ち、50% のエネルギー広がりに対しても 75% という高偏極度を保持することが分かる。

表1 蓄積リング TERAS の基本パラメータ

storage ring TERAS	
maximum stored current	300 mA
beam emittance	90 nm·rad @300 MeV
electron energy	200 - 800 MeV
circumference	31.44 m
harmonic number	18
RF frequency	171.68 MHz

§3 レーザー逆コンプトン散乱線の特性測定

電子エネルギー及びレーザーの波長を変化させて、レーザー逆コンプトン散乱線の最大エネルギーの測定を行った。電子ビームには、電総研の共用電子蓄積リングTERASを周回する電子ビームを、レーザーには Quantronix 社製 Nd:YLF レーザーを用いた。蓄積リング TERAS は 200 MeV から 800 MeV まで蓄積電子のエネルギーを変化させることが可能であり、最大蓄積電流 300 mA の運転が可能である。また、レーザーは第 2 高調波 (527nm) と第 4 高調波 (263.5 nm) の発生が可能である。表 1 には蓄積リング TERAS の基本パラメータを、また表 2 にはレーザーの基本パラメータを示す。線のエネルギーは、相対効率 120% の大型高純度 Ge 検出器を用いて測定した。図 4 にレーザー逆コンプトン散乱線の発生部およびエネルギー測定装置の配置を示す。レーザー光学系は誘電体多層膜ミラーでレーザーを蓄積リングに導入し、電子とレーザーの衝突点で焦点を

表2 レーザーの基本パラメータ

type	Nd:YLF				Nd:YAG
	1,054	527	351	263.5	
wavelength (nm)	1,054	527	351	263.5	1,064
output power (W)	40	20	3	0.7	5
beam divergence (mrad)	5				0.5
repetition rate	1 - 50 kHz or CW	1 - 10 kHz	1 - 3 kHz	1 kHz	CW
polarization	linear (100:1)				linear (100:1)

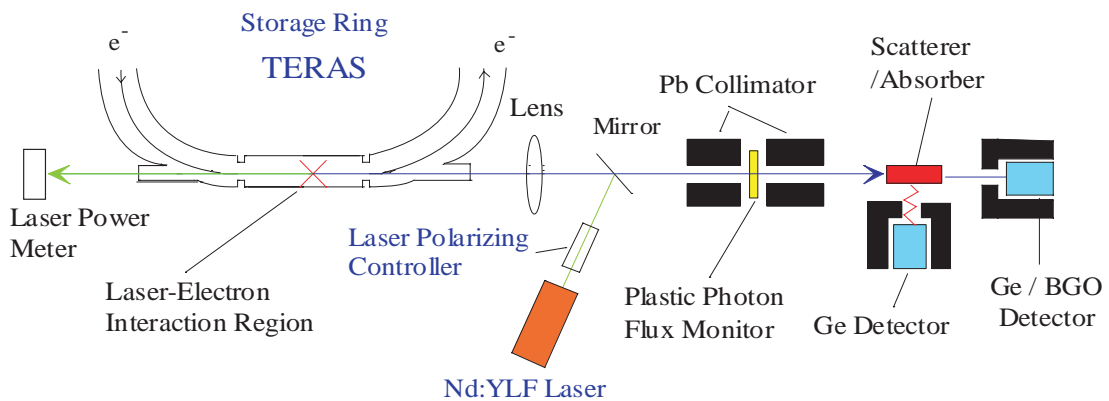


図4 電総研レーザー逆コンプトン散乱線発生施設の概略図。

結ぶようにレンズを配置している。図5に測定の結果を示す。式(1)から得られる計算値も図中に示しているが、実験値と計算値の一致は非常に良いことが分かる。この結果、レーザー逆コンプトン散乱線の最大エネルギーを測定することによって、電子ビームのエネルギーを0.5%あるいはそれより良い精度で校正することが可能であることが示された。図6には高純度Ge検出器にBGO検出器のアンチコンプトンシールドを付けて逆コンプトン散乱線のエネルギースペクトルを測定した結果を示す。このときの電子ビームのエネルギーは561 MeVであり、コリメータは1 mm (散乱角0.05 mrad)である。エネルギースペクトルの解析により、このときには半値幅 2.8% ($\sigma = 1.2\%$) が得られていることが確認された。

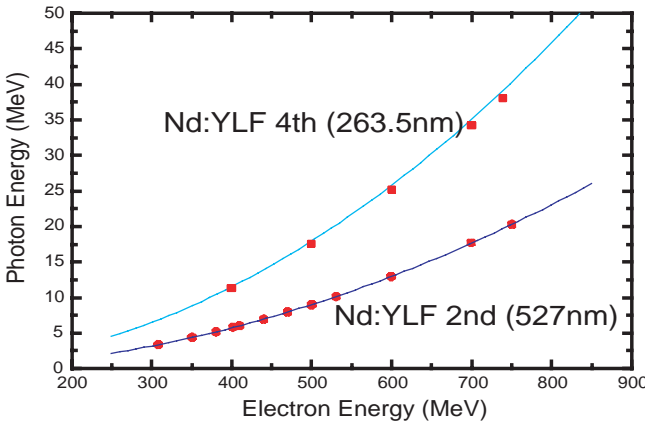


図5 大型 Ge検出器で測定したレーザー逆コンプトン散乱線の最大エネルギー。

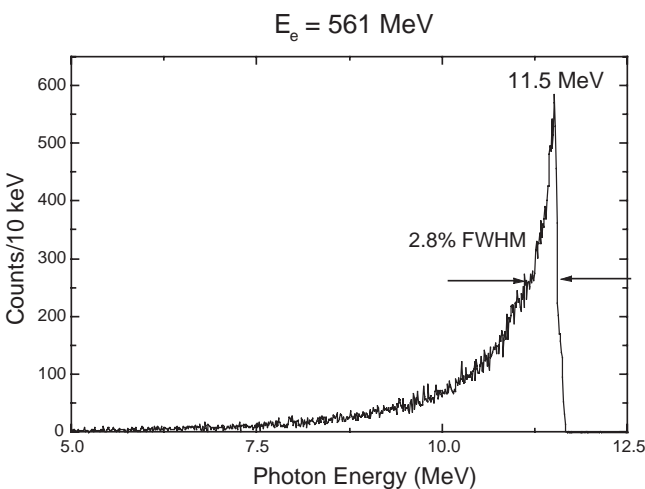


図6 アンチコンプトンシールド付き大型Ge検出器で測定したレーザー逆コンプトン散乱線のエネルギースペクトル。

コリメータを一定(0.056 mrad)にしたときの、電子エネルギーに対する線のエネルギー広がり(の測定を行った¹⁰)。その結果を図7に示す。実験装置の配置は図4と同様であるが、レーザーにはNd:YAGレーザーの基本波(1064 nm)を用いており、相対効率30%の高純度Ge検出器にNaI(Tl)検出器のアンチコンプトンシールドを付けて測定を行っている。図7の実線は式(2)を用いて計算を行った結果で、電子ビームの角度広がり(をパラメータとして実験結果にフィットしたものである。この結果、蓄積リング中の電子ビームの角度広がりとして0.115 mradという値が得られた。この値は蓄積リングのラティス計算から予想される0.1 mradという値と良い一致を示しており、レーザー逆コンプトン散乱線のエネルギー広がり(の測定により、電子ビームの角度広がり(の測定も可能であることが示された。

15 × 15 × 30 cm³の全吸収型CsI(Tl)検出器を用いて、逆コンプトン散乱線の収量の測定を行った¹¹)。CsI(Tl)はNaI(Tl)等の検出器に比べて密度が高く、線に対する吸収係数も大きい。また、同じように密度の高いBGO(Bi₄Ge₃O₁₂)という蛍光検出器も存在するが、価格の点でCsI(Tl)の方が有利である。EGS4モンテカルロ計算コード¹²)を用いて、15 × 15 × 30 cm³のCsI(Tl)の20 MeVまでの線に対する吸収を計算した結果、エネルギーが5 - 20 MeVの線をほぼ100%検出でき

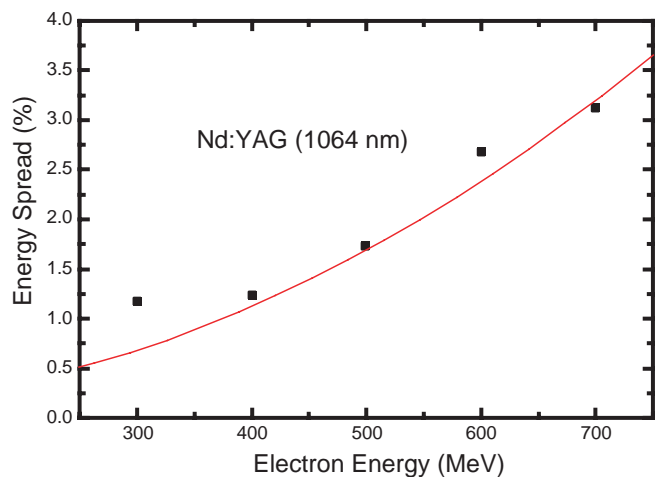


図7 アンチコンプトンシールド付きGe検出器で測定したレーザー逆コンプトン散乱線のエネルギー広がり。散乱角は0.056 mradに制限されている。図中の実線は式(2)を用いて計算した結果で、電子ビームの角度広がり(をパラメータとして実験結果にフィットしたものである。

ことが確認された。製作した検出器は、 $5 \times 5 \times 1.5 \text{ cm}^3$ のCsI(Tl) 検出器を3行×3列に並べたもので、信号の読み出しは、それぞれに付けた光電子増倍管を用いている。実験装置の配置は、図4と同様である。測定結果を図8に示す。なお図8で線の収量が電子エネルギーとともに増加しているのは、コリメータを一定にして測定を行ったため、検出器で取り込むレーザー逆コンプトン散乱線のエネルギー広がりが増加するに従って大きくなり、結果として線の収量が増加したように観測されているものである。図8には、測定条件を式(4)に当てはめた計算値も合わせて示してある。計算値と実験値の一致は良く、電子ビームやレーザービームのパラメータが決まれば、レーザー逆コンプトン散乱線の収量の計算も可能であることが示された。

§4 偏極線

§2で述べたように、レーザー逆コンプトン散乱線の偏極度に関しては、電子ビームのエネルギーを変化させて線の最大エネルギーを変化させる場合、その偏極度の減少は無いことが予想される。電総研でのレーザー逆コンプトン散乱線は、用いる蓄積リングTERASのエネルギーが200 MeVから800 MeVまで連続的に可変であるため、最大線エネルギーに対する偏極度の減少は無く、必要な線エネルギーに蓄積リングのエネルギーを設定することで、ほぼ100%の偏極度が得られることになる。この

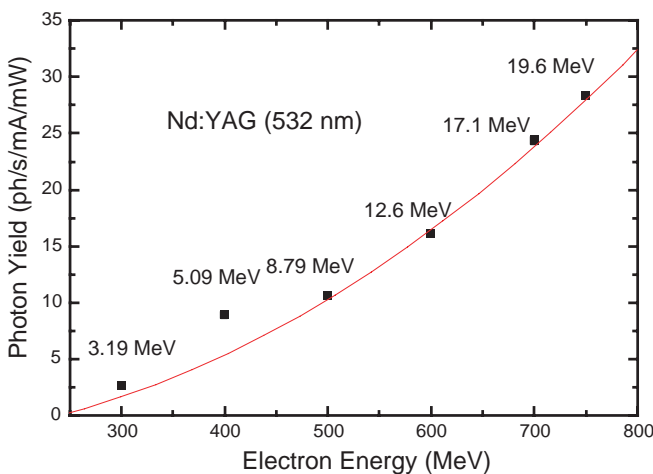


図8 15 × 15 × 30 cm³の全吸収型CsI(Tl)検出器を用いた逆コンプトン散乱線の収量の測定結果。

ことを実験的に確認するために、原子核共鳴散乱実験を行った。

偏極光子の散乱¹³⁾は無偏極光子の散乱を記述する通常の - 角度相関関数

$$W(\theta) = \sum_{\nu=0,2,4} A_{\nu}(1)A_{\nu}(2)P_{\nu}(\cos\theta) \tag{6}$$

に、偏極成分の角度相関を加えて、

$$W(\theta, \varphi) = W(\theta) + (\pm) \sum_{L_2, \nu=2,4} A_{\nu}(1)A'_{\nu}(2)P_{\nu}^{(2)}(\cos\theta)\cos 2\varphi \tag{7}$$

と書くことができる。ここで A_{ν} 、 A'_{ν} は始状態・中間状態・終状態のスピン・角運動量によってそれぞれ決まる係数で、 P_{ν} はLegendre polynomials、 $P_{\nu}^{(2)}$ はunnormalized associated Legendre polynomialsである。さらに散乱光子の断面積を入射偏極光子の電気ベクトルに平行面内(σ_{\parallel})および垂直面内(σ_{\perp})で評価して、Asymmetryを

$$A_y = \frac{\sigma_{\parallel} - \sigma_{\perp}}{\sigma_{\parallel} + \sigma_{\perp}} \tag{8}$$

と定義すると、

$$A_y = \frac{(\pm) \sum_{L_2, \nu=2,4} A_{\nu}(1)A'_{\nu}(2)P_{\nu}^{(2)}(\cos\theta)}{\sum_{\nu=0,2,4} A_{\nu}(1)A_{\nu}(2)P_{\nu}(\cos\theta)} \tag{9}$$

となる。ここで散乱角を90°にとると、偶偶核に対してE1遷移では $A_y = -1$ 、M1遷移では $A_y = +1$ となる。これは、100%偏極光子を用いた原子核共鳴散乱実験において、E1遷移に対しては線偏極軸に垂直な方向にしか光子が散乱されないことを意味し、逆にM1遷移に対しては線偏極軸に平行な方向にしか散乱が起きない、ということの意味している。

実験¹⁴⁾は、電子ビームのエネルギーを570 MeVにし、100%直線偏光したNd:YLFレーザーの第2高調波(527 nm)を入射した。このときのレーザー逆コンプトン散乱線の最大エネルギーは5.8 MeVであり、さらに4 mmのコリメータでエネルギー広がりを19%にしている。この線ビームを直径10 mmの高濃縮(99.8%)²⁰⁸Pb棒に対して照射し、90°方向への散乱光子を、相

対検出効率 120% の高純度 Ge 検出器で測定した。 ^{208}Pb は偶偶核であり、5.5 MeV に断面積の比較的大きな E1 遷移状態があることが知られている。Asymmetry を容易にしかも精度良く測定するため、レーザーの偏光面を $1/2$ 板の出し入れによって 90° 切り換える方式を採用した。これにより 線の偏極軸も 90° 切り換えられ、偏極散乱実験に起こりがちな、測定系の効率の補正や、ジオメトリックな効果の補正を一切することなく、また、検出器を移動させることなく、縦・横両方向の散乱情報を 1 台の検出器で測定することができた。図 9 に得られた散乱光子のエネルギースペクトルを示す。この図より散乱光子は偏極軸に垂直な面内のみで発生していることがわかる。このときの A_y は -0.95 ± 0.05 であり、式 (5) より計算される偏極度に、実際の実験配置による減偏極度を考慮した $A_y = -0.996$ と非常に良い一致を示すことが分かる。同様に ^{12}C に対して行った原子核共鳴散乱実験の結果を図 10 に示す。 ^{12}C では励起エネルギー 15.1 MeV に強い M1 遷移があることが知られている。このため、光子エネルギーを 15.5 MeV にし、Nd:YLF レーザーの第 2 高調波を用いた。図 9 とは逆に、線の偏極軸に平行な面内のみ散乱光子が測定されており、 A_y の実験値 0.91 ± 0.16 は誤差の範囲内で、ほぼ 100% 偏極していることが確認された。以上の結果、電子ビームのエネルギーを変化させて線の最大エネルギーを変化させ

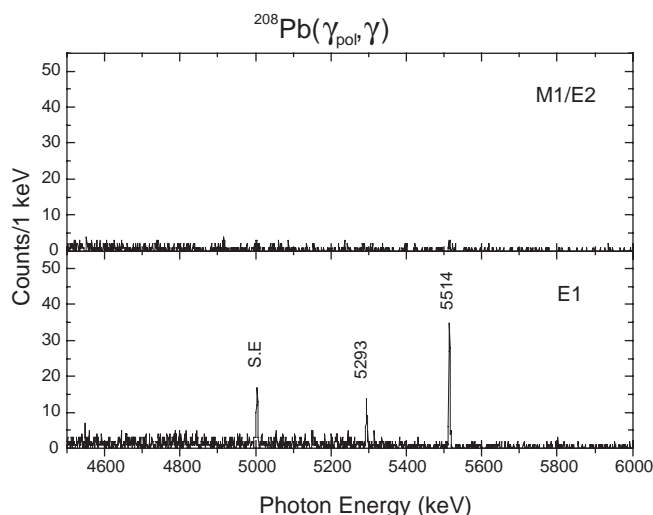


図9 レーザー逆コンプトン散乱による直線偏極 線を用いた ^{208}Pb に対する核共鳴散乱実験の結果。大型Ge検出器を用いて散乱角 90° で観測したもの。

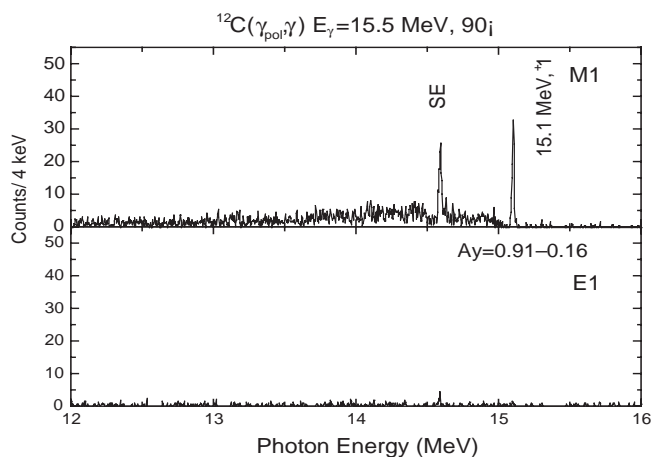


図10 レーザー逆コンプトン散乱による直線偏極 線を用いた ^{12}C に対する核共鳴散乱実験の結果。大型Ge検出器を用いて散乱角 90° で観測したもの。

る場合には、レーザー逆コンプトン散乱 線の偏極度の減少はなく、ほぼ 100% の偏極 線が得られていることが分かった。

§5 むすび

レーザー逆コンプトン散乱を用いたエネルギー可変高偏極 線ビームの発生原理とその特性について簡単に紹介した。この 線源は、制動放射を利用した 線に比べて 線強度が低いなどの問題もあるが、エネルギー可変で単色性も良く、完全偏極 線が得られるという、外的手段では実現できない優れた性格を有していて、原子核実験はもとより、医療診断技術への利用など、今後の発展が十分期待される。

当所では、レーザー逆コンプトン散乱 線発生利用施設を高エネルギー 線の標準場として利用することも検討している。現在、電総研の同施設は当所内外のグループに開放され、様々な利用研究が行われている。これまで原子核の M1 強度分布測定¹⁵⁾ や光核反応の微細構造の高分解能測定¹⁶⁾、軽核における光核反応の測定¹⁷⁾、Ge 検出器の応答関数の研究¹⁸⁾ 等で数々の成果をあげてきている。

今後、スーパーキャビティ等のレーザーの反復利用¹⁹⁾ や、自由電子レーザーをレーザー光源として用いる方法^{20,21)} などを活用することによって、収量を飛躍的に増加させることを目指している。現在、前者の

方法を実現させるため、平成10年度より「エネルギー可変線の高度化と利用に関する研究」を、また、後者の方法の実現に向けては、平成9年度より「小型高輝度放射源の開発とその利用に関する研究」を開始し、それぞれ精力的に展開中である。

参 考 文 献

- 1) E. Feenberg and H. Primakoff : Phys. Rev. **73** (1948) 449.
- 2) R. H. Milburn : Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 75.
- 3) F. R. Arutyunian and V. A. Tumanian : Phys. Lett. **4** (1963) 176.
- 4) O. F. Kulikov, Y. Y. Telnov, E. I. Filippov, and M. N. Yakimenko : Phys. Lett. **13** (1964) 344.
- 5) C. Bemporad, R. H. Milburn, N. Tanaka, and M. Fotino : Phys. Rev. **138** (1965) 1546 ; J. J. Murray and P. R. Klein : SLAC TN-67-19 (1967).
- 6) L. Federici, G. Giordano, G. Matone, G. Pasquariello, P. G. Picozza, R. Caloi, L. Casano, M. P. de Pascale, M. Mattioli, E. Poldi, C. Schaerf, M. Vanni, P. Pelfer, D. Prospero, S. Fraullani, and B. Girolami : Nuovo Cimento **59B** (1980) 247.
- 7) A. M. Sandorfi, M. J. LeVine, C. E. Thorn, G. Giordano, G. Matone, and C. Schaerf : IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-30** (1983) 3083.
- 8) M. Anghinoll *et al.*: GRAAL collaboration report (1991) ; T. Nakano *et al.* : Nucl. Phys. **A629** (1998) 559 ; T. Mochizuki *et al.* : Rept. Topical Meeting of the Laser Soc. of Jpn. No. RTM-97-24 (1997) 13.
- 9) T. Yamazaki, T. Noguchi, S. Sugiyama, T. Mikado, M. Chiwaki, and T. Tomimasu : IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-32** (1985) 3406.
- 10) H. Ohgaki, S. Sugiyama, T. Yamazaki, T. Mikado, M. Chiwaki, K. Yamada, R. Suzuki, T. Noguchi, and T. Tomimasu : IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-38** (1991) 386.
- 11) H. Ohgaki, S. Sugiyama, T. Noguchi, T. Yamazaki, T. Mikado, M. Chiwaki, K. Yamada, and R. Suzuki : IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-40** (1993) 400.
- 12) W. R. Nelson, H. Hirayama, and D. W. O. Rogers : SLAC report 265 (1985).
- 13) L. W. Fagg and S. S. Hanna : Rev. Mod. Phys. **31** (1959) 711; J. Rikowska and N. J. Stone : Atomic Data and Nucl. Data Tables **37** (1987) 53.
- 14) H. Ohgaki, T. Noguchi, S. Sugiyama, T. Yamazaki, T. Mikado, M. Chiwaki, K. Yamada, R. Suzuki, and N. Sei : Nucl. Instrum. Methods **A353** (1994) 384.
- 15) H. Ohgaki, T. Noguchi, H. Toyokawa, S. Sugiyama, T. Mikado, K. Yamada, R. Suzuki, T. Ohdaira, N. Sei, and T. Yamazaki : Proc. Int. Conf. Nucl. Structure and Related Topics (1997) 74.
- 16) H. Harada, Y. Shigetome, H. Ohgaki, T. Noguchi, and T. Yamazaki : Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 33; H. Harada, Y. Shigetome, H. Ohgaki, T. Noguchi, and T. Yamazaki : Proc. First Int. Workshop EGS4 (1998) 266.
- 17) T. Shima, Y. Nagai, T. Kii, T. Baba, T. Takahashi, and H. Ohgaki : Nucl. Phys. **A629** (1998) 475c.
- 18) K. Kudo, N. Takeda, A. Fukuda, T. Noguchi, H. Ohgaki, T. Yamazaki, and T. Sugita : KEK Proc. 96-10 R/D (1997) 47.
- 19) J. Chen, K. Imasaki, M. Fujita, C. Yamanaka, M. Asakawa, S. Nakai, and T. Asakuma : Nucl. Instrum. Methods **A341** (1994) 346; J. Chen, K. Imasaki, M. Fujita, M. Asakawa, T. Asakuma, S. Nakai, and C. Yamanaka : Nucl. Instrum. Methods **A358** (1995) 14; M. Fujita, T. Asakuma, J. Chen, K. Imasaki, C. Yamanaka, M. Asakawa, N. Inoue, K. Mima, S. Nakai, T. Agari, N. Nakao, A. Moon, N. Ohigashi, T. Minamiguchi, and Y. Tsunawaki : Nucl. Instrum. Methods **A358** (1995) 524.
- 20) H. Ohgaki, T. Noguchi, S. Sugiyama, T. Mikado, M. Chiwaki, K. Yamada, R. Suzuki, N. Sei, T. Ohdaira, and T. Yamazaki : Nucl. Instrum. Methods **A375** (1996) 602.
- 21) V. N. Litvinenko, B. Burnham, M. Emamian, N. Hower, J. M. J. Madey, P. Morcombe, P. G. O'Shea, S. H. Park, R. Sachtschale, K. D. Straub, G. Swift, P. Wang, Y. Wu, R. S. Canon, C. R. Howell, N. R. Roberson, E. C. Schreiber, M. Spraker, W. Tornow, H. R. Weller, I. V. Pinayev, N. G. Gavrilov, M. G. Fedotov, G. N. Kulipanov, G. Y. Kurkin, S. F. Mikhailov, V. M. Popik, A. N. Skrinsky, N. A. Vinokurov, B. E. Norum, A. Lumpkin, and B. Yang : Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 4569 ; H. Ohgaki *et al.*: Free Electron Lasers 1996, p- Γ -14 ; M. Hosaka, H. Hama, K. Kimura, J. Yamazaki, and T. Kinoshita : Nucl. Instrum. Methods **A393** (1997) 525.

(1999.11.30受付)