

# レーザー・コンプトン散乱 ガンマ線の利用

羽島 良一

## 1. はじめに

相対論的電子ビームとレーザービームの衝突により、高エネルギーの光子（X線、ガンマ線）を発生する手法は、レーザー・コンプトン散乱（Laser Compton Scattering; LCS）として知られている<sup>[1]</sup>。電子加速器、レーザーの技術が進歩するのに伴って、LCSの技術が発展し、現在では、Duke大学 HIγS<sup>[2]</sup>、兵庫県立大学 NewSUBARU<sup>[3]</sup>のように、LCS・ガンマ線を定常的にユーザに供給する施設が運転されている。さらに、ヨーロッパ（EU）のプロジェクトとして、ペタワットレーザーとLCSガンマ線を併設した施設であるELI-NP<sup>[4]</sup>がルーマニアに建設されるなど、LCSガンマ線への期待が高まっている。

低エミッタンスの電子ビームを大電流で加速することのできるエネルギーエネルギー回収型リニアック（Energy-Recovery Linac; ERL）は、LCSガンマ線源としても有用な加速器であり、従来の施設を大きく上回るフラックス、輝度をもったLCSガンマ線の発生を可能とする。本稿では、LCSガンマ線源の特徴を述べた後、核物質の非破壊測定を中心とした利用について紹介する。

## 2. レーザー・コンプトン散乱とは

X線を物質に入射した時に物質中の電子で散乱されたX線の波長が入射X線の波長よりも長くなる現象は、コンプトン散乱（またはコンプトン効果）として知られている（Fig.1）。コンプトン散乱では、入射X線と散乱X線の波長をそれぞれ $\lambda$ 、 $\lambda'$ 、散乱角度を $\theta$ とすると、これら諸量は次式で示される関係で結ばれる。

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{mc} (1 - \cos\theta) \quad (1)$$

ここで、 $h$ はプランク定数、 $m$ は電子質量、 $c$ は真空中の光速である。

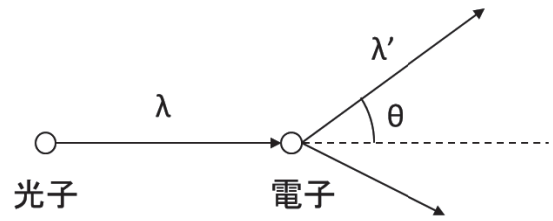


Fig. 1: コンプトン散乱の原理

電子が運動している場合にも同様の現象を考えることができ、特に、相対論的電子ビームとレーザー光子の散乱をレーザー・コンプトン散乱と呼ぶ。

相対論的電子による光子の散乱現象は、レーザーの発明以前にも、宇宙におけるX線、ガンマ線の発生機構として研究された例<sup>[5]</sup>があるが、エネルギーと運動量を制御した状態でX線やガンマ線を発生し、広範な分野を対象とした研究のツールとして利用することが可能となったのは、レーザーの発明以降である。最初のレーザー・コンプトン散乱の実験は、Maimanらによるレーザーの発明から間もない1965年に、6GeV電子蓄積リングと波長694nmのルビーレーザーを用いた実験が報告されている<sup>[6]</sup>。

レーザー・コンプトン散乱の原理をFig. 2に示す。散乱後の光子エネルギー（ $E_\gamma$ ）は、電子およびレーザーのエネルギー、散乱の幾何学的条件にもとづくエネルギー保存則と運動量保存則から一意に決まり、次式で与えられる。

$$E_\gamma = \frac{E_L(1 - \beta \cos\theta_1)}{1 - \beta \cos\theta + (E_L/E_e)(1 - \cos\theta_2)} \quad (2)$$

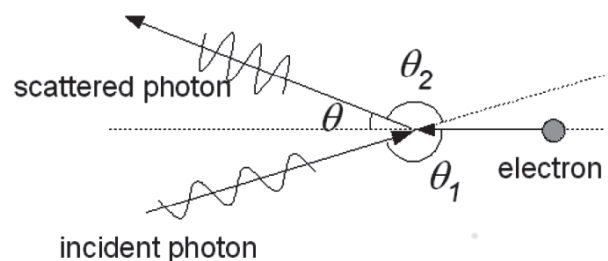


Fig. 2: レーザー・コンプトン散乱の原理

ここで、 $E_e$  は電子エネルギー、 $E_L$  はレーザー光子のエネルギー、 $\beta = v/c$  は電子の速度、角度の定義は Fig.2 の通りである。正面衝突 ( $\theta_1 = \pi$ ) の場合は、散乱光子のエネルギーは次式で近似できる。

$$E_\gamma \approx \frac{4\gamma^2 E_L}{1 + (\gamma\theta)^2 + 4\gamma(E_L/mc^2)} \quad (3)$$

可視または赤外レーザーと MeV~GeV の電子ビームの散乱では、電子の静止系における入射光子のエネルギーが電子の静止エネルギーよりも十分に小さくなる (式(3)の分母の第3項がゼロとみなせる)。この時、光子と電子の散乱は、Thomson 散乱 (電子の反跳のない弾性散乱) で近似でき、散乱光子のエネルギースペクトルは、 $0 < E_\gamma < E_\gamma^{max}$  で滑らかな分布をもつ。

式 (3) から明らかなように散乱角 ( $\theta$ ) と散乱光子のエネルギーが相関を持つ。散乱光子のエネルギーは、後方散乱 ( $\theta = 0$ ) でエネルギー最大となる。散乱光子のビーム軸上にコリメータ (スリット) を挿入することで、エネルギーの揃った光子ビーム (準単色ビーム) を得ることができる。ただし、コリメータを絞るすぎると、ピークエネルギー部のスペクトル密度の低下をまねく。これは、電子ビームとレーザーが、それぞれ、有限のエネルギー広がり と空間的広がり (エミッタンス、回折) を持つため生じる現象である。従来のレーザー・コンプトン散乱 X 線、ガンマ線源では、エネルギー幅 1~10% 程度の準単色ビームが利用

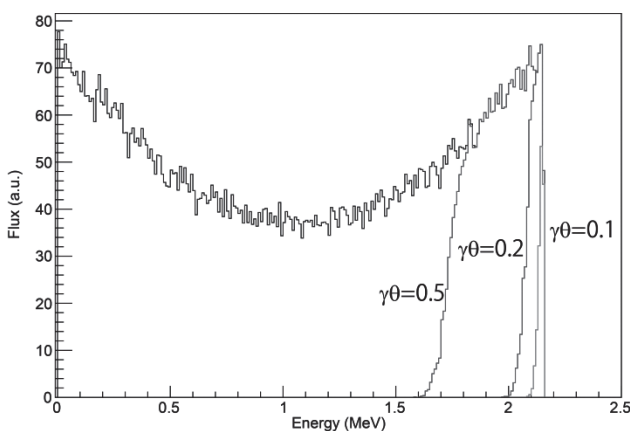


Fig. 3: LCS ガンマ線スペクトルの例。350 MeV 電子と 1064 nm レーザーの衝突散乱。コリメータを挿入した場合のスペクトルも合わせて示す。

されてきた。

Fig. 3 は、波長 1064nm のレーザーと 350 MeV の電を交差角度 10 度で衝突した時の散乱光子のスペクトルをモンテカルロコード CAIN<sup>[7]</sup>を用いて計算した例である。コリメータを挿入して散乱角を制限した場合のスペクトルも合わせて示している。ここでは、衝突点の電子とレーザーのスポットサイズを 30 $\mu$ m(rms)、電子ビームの規格化エミッタンスを 1mm·mrad としている。コリメータの開口 (半径) は  $\gamma\theta = 0.5, 0.2, 0.1$  と選んだ。コリメータを狭くするにしたがって、ガンマ線のスペクトル幅が狭くなり、やがて、ピークが削られる様子がわかる。

このようなレーザー・コンプトン散乱による X 線源、ガンマ線源を他の光源と比較してみよう。

X 線領域では、シンクロトン放射光 (アンジュレータ放射光) と分光器を組み合わせることで、単色かつエネルギー可変の光子ビームの発生が可能であるが、発生可能な光子エネルギーは、おおむね 100 keV 以下に限られる。1 MeV 以上のエネルギーをもつ光子 (ガンマ線) を発生可能な光源として、原子炉中性子の捕獲ガンマ線や電子線加速器の制動放射ガンマ線がある。捕獲ガンマ線は用いる原子核反応ごとに決まったエネルギーのガンマ線しか得られない、また、制動放射は輝度の低い白色ガンマ線である。

ガンマ線領域の結晶分光器は、X 線用の分光器に比べてアクセプタンスが小さい (アクセプタンスは、エネルギーにほぼ反比例する) ために、制動放射と組み合わせる単色化をおこなう場合、わずかなスループットしか得られず実用的でない。これに対して、LCS では、式(3)や Fig. 3 からわかるように、エネルギー可変かつスペクトル幅を制御してガンマ線を発生できる点で、従来の捕獲ガンマ線源、制動放射ガンマ線源よりも優れている。

以上のような背景のもと、エネルギー可変かつ準単色のガンマ線を実用的に発生できる唯一の光源として、LCS ガンマ線源は、これまで、主に原子核物理研究のために建設され、運転されてきた。国内では産業技術総合研究所の TERAS

(0.8-GeV 電子蓄積リング)<sup>[8]</sup>、兵庫県立大学の NewSUBARU (1.5-GeV 電子蓄積リング)<sup>[9]</sup>、国外では米国 Duke 大学の HIγS (1.2-GeV 電子蓄積リング)<sup>[2]</sup>がその代表である。残念ながら、TERAS は東日本大震災の後にシャットダウンしてしまっただが、NewSUBARU、HIγS は、定常的に運転され、ガンマ線ビームをユーザに供給している。

### 3. LCS ガンマ線のフラックス、輝度、エネルギー幅

LCS 光源のフラックス ( $F$ ) は、電子とレーザーの衝突密度と頻度、コンプトン散乱の断面積で決まる。電子とレーザーが焦点の前後で横方向のサイズを変える効果 (砂時計効果; hourglass effect) を無視できる条件では、電子とレーザーの交差角  $\phi = \pi - \theta_1$  とした時、LCS 光源のフラックスは次式で表される。(交差は、 $x-z$  平面とする)

$$F = \frac{\sigma_c f N_e N_L \cos(\phi/2)}{2\pi \sqrt{\sigma_{e,y}^2 + \sigma_{L,y}^2} \sqrt{(\sigma_{e,x}^2 + \sigma_{L,x}^2) \cos^2(\phi/2) + (\sigma_{e,z}^2 + \sigma_{L,z}^2) \sin^2(\phi/2)}} \quad (4)$$

ここで、 $\sigma_c$  はコンプトン散乱の断面積、 $f$  は衝突頻度、 $N_e$ 、 $N_L$  はパルスあたりの電子数とレーザー光子数、 $\sigma_e$ 、 $\sigma_L$  は衝突点における電子とレーザーの rms サイズ ( $x, y, z$  方向) である。

電子バンチ長  $\sigma_{e,z}$ 、焦点のベータatron関数  $\beta_x^*$ 、レーザーパルス長  $\sigma_{L,z}$ 、レーリ長  $Z_R$  が、 $\sigma_{e,z} \ll \beta_x^*$ 、 $\sigma_{L,z} \ll Z_R$  を満たすとき、hourglass effect を無視してよいが、そうでない場合は、hourglass effect によるフラックスの低下を補正しなければならない<sup>[9]</sup>。

発生ガンマ線のフラックスを大きくするためには、大電流の電子ビームが必要であることから、これまでの LCS ガンマ線源では、電子蓄積リングが利用されてきた。しかしながら、電子蓄積リングに基づく LCS ガンマ線源は、その性能に原理的な限界がある。これは、電子ビームのエミッタンスの限界、量子励起 (レーザーとの散乱による電子がうける反跳作用) により発生する電子ビームのエネルギー広がり限界に由来するものである。

LCS で発生するガンマ線の輝度は、シンクロトロン放射光 X 線と同様に、単位面積、単位立体角、単位エネルギー幅あたりの発生光子フラックスとして定義できる。この輝度は、電子ビームとレーザー、それぞれのサイズと角度広がり依存するが、通常のパラメータでは、レーザーのエミッタンス (波長で決まる角度発散) は電子ビームの規格化エミッタンスよりも十分小さいので、LCS ガンマ線の輝度 ( $B$ ) は電子ビームの規格化エミッタンスに支配され、次式のようにあらわされる。

$$B(\text{ph/mm}^2 \text{ mrad}^2 \text{ s } 0.1\% \text{ BW}) \approx \frac{F}{\varepsilon_n^2} \times 0.1\% \quad (5)$$

シリコンやゲルマニウムを使った結晶分光器を用いれば、1 MeV 以上のガンマ線についても X 線と同様に単色化することができ、フランスのラウエ・ランジュヴァン研究所 (ILL) では原子炉

中性子捕獲ガンマ線 (数百 keV-6 MeV) を  $10^{-5} \sim 10^{-6}$  のエネルギー分解能で単色化するための結晶分光器が開発され利用されている<sup>[10]</sup>。このような分光器のスループットは、結晶のアクセプタンスに入射するガンマ線のフラックス、すなわち、輝度に左右される。10-keV X 線を Si 結晶 (111) 面で回折する時のアクセプタンス (Darwin curve の幅) は 26  $\mu\text{rad}$  である。アンジュレータ放射の角度広がりはこの値よりも小さく、アンジュレータ放射光は分光器のスループットを損なわないだけの輝度を有している<sup>[11]</sup>。結晶回折のアクセプタンスは、光子エネルギーにほぼ反比例するので、ILL の結晶分光器のアクセプタンスは 2 MeV で 10 nrad と非常に小さな値である。これまでの LCS ガンマ線源は輝度が不十分であったため、結晶分光器と組み合わせた利用は行われず、もっぱら、コリメータによる単色化が行われてきた。

LCS ガンマ線をコリメータで単色化する場合、その単色度には限界がある。単色性を損なう要因としては、電子ビームとレーザービームが完全に

単色でなくエネルギー広がりをもっていること、衝突点において電子とレーザーが有限の角度広がりを持つために生じる衝突角度と散乱角度の混合がある。これらの効果を含んだ LCS ガンマ線のエネルギー広がりには次式で表される<sup>[12]</sup>。

$$\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} = \sqrt{(\gamma\theta)^2 + 4\left(\frac{\Delta E_e}{E_e}\right)^2 + \left(\frac{\varepsilon_n}{\sigma_{e,x}}\right)^4 + \left(\frac{\Delta v}{v}\right)^2 + \left(\frac{M^2\lambda}{4\pi\sigma_{L,x}}\right)^4} \quad (6)$$

ここで、 $\gamma$ は電子の相対論因子、 $\theta$ はコリメータの開口、 $\Delta v/v$ はレーザー光子のエネルギー広がり（帯域）、 $M^2$ はレーザーの集光性能の指標（単一の横モードで  $M^2=1$ ）、 $\lambda$ はレーザーの波長である。簡単のため、電子ビーム、レーザービームともに x,y 対称とした。

電子蓄積リングでは、レーザーとの衝突散乱による電子の反跳（量子励起）が周回ごとに蓄積する効果が加わることで、電子のエネルギー広がりが大きくなることが知られており、これによるガンマ線エネルギーの広がりも無視できない。HIγS では、通常、5% (FWHM) 程度の準単色ガンマ線が利用されている。

一方、ERL-LCS では電子ビームパラメータとして、規格化 rms エミッタンス  $\varepsilon_n=1 \text{ mm}\cdot\text{mrad}$ 、衝突点のビームサイズ  $\sigma_e=30 \text{ }\mu\text{m}$ 、エネルギー広がり  $\Delta E_e/E_e=0.03\%$  (rms) を仮定すると、エミッタンスの効果で生じるエネルギー広がり（右辺第3項）は 0.11% (rms)、電子のエネルギー広がり（右辺第2項）は 0.06% (rms) と求められ、狭帯域のレーザーと組み合わせれば、エネルギー幅 0.5%以下の狭帯域 LCS ガンマ線生成が可能であることがわかる。

#### 4. ERL に基づく LCS ガンマ線源の提案

前節で示した加速器に課せられる条件をまとめると、LCS ガンマ線のフラックスを大きくするには大電流が必要であり、さらに輝度と単色性の向上には電子ビームのエミッタンスと電子のエネルギー広がりを小さくする必要があることが

わかる。このような条件を満たす加速器として、ERL は最適な装置である<sup>[13]</sup>。ERL に基づく LCS ガンマ線源が、従来の装置をはるかに上回るフラックスを実現し、核物質の非破壊測定をはじめとした様々な分野に応用できることが提案されている<sup>[14,15]</sup>。

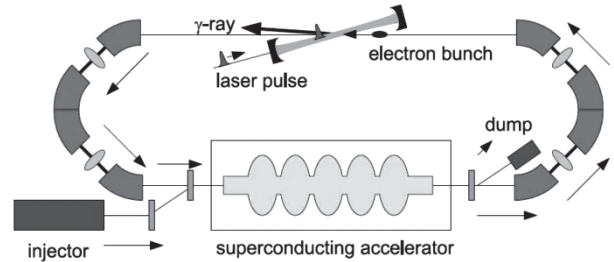


Fig. 4: ERL とレーザー蓄積装置に基づくレーザーコンプトン散乱ガンマ線源の概念図

Fig. 4 に ERL-LCS ガンマ線源の概念図を示す。ERL は LCS 発生に使われた電子のエネルギーを回収し、このエネルギーを新しい電子の加速に再利用することで、大電流と低エミッタンスを両立する。LCS のフラックス増大には、衝突点におけるレーザー光子の密度も大きくしなければならないが、このために、レーザー蓄積装置を用いる。レーザー蓄積 (laser enhancement cavity) は、高反射率の鏡で構成される光共振器である。外部のモードロックレーザーで発生したパルス列をレーザー蓄積装置に入射する時、レーザーの繰り返りと光共振器の往復時間を精密に一致させれば、レーザーパルス列を重ね合わせて大強度に蓄積することができる。レーザー共振器の設計と制御方法を工夫することで、増倍率（入射レーザーパワーと蓄積レーザーパワーの比）が 1000 を超え、平均パワー 670 kW のレーザーを蓄積できる装置も実現している<sup>[16]</sup>。

#### 5. LCS ガンマ線を用いた核種の非破壊測定

原子力を平和目的のみに利用し、核物質の兵器への転用を抑止することを担保する国際的な活動として保障措置がある。保障措置の中で重要な技術のひとつが、核物質の計量管理や査察のための核種測定である。また、テロリスト等による核

物資や放射性物質の悪用を抑止するための取り組みとして「核セキュリティ」の重要性が国際的に認知され、貨物中に隠ぺいされた核物質等の非破壊検知技術の実用化に向けた研究開発が国内外で進んでいる。

核種の測定（検知を含む）には、大きく分けて破壊測定と非破壊測定があり、それぞれに、パッシブ法とアクティブ法がある。破壊測定は、測定試料の一部を取り出して（サンプリングして）、化学的または物理的な方法を用いて試料に含まれる元素や核種を同定または定量するものである。非破壊測定は、試料を壊さず（試料に直接接触せず）に分析を行うものである。パッシブ法は、試料がもつ放射能（ガンマ線、中性子など）を測定することで、放射能の由来である核種を検知、定量する方法であり、他方のアクティブ法は、外部から放射線（ガンマ線や中性子）を照射して、この放射線と試料に含まれる核種の核反応で発生する二次放射線を用いる測定法である。

原子炉使用済燃料の再処理工場では、使用済燃料を硝酸溶液中に溶解した後、核分裂生成物とウラン、プルトニウムを分離、抽出するプロセスが行われる。溶液中のウラン、プルトニウム濃度は同一のバッチ中で均一性が保証され、かつ、サンプリングが容易であるため、破壊測定を利用して、ウラン、プルトニウムの計量管理を行うことができる。これに対して、使用済燃料集合体のようにサンプリングができない場合、さらに、福島第一原子力発電所事故によって発生した熔融燃料のように試料の均一性が不明な場合には、非破壊測定の技術が必要となる。以下に述べるように、LCS ガンマ線は核種の非破壊測定のプローブとして極めて有用な技術である。

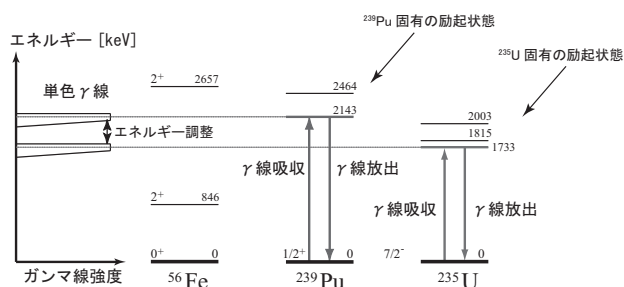


Fig. 5: 原子核共鳴蛍光散乱の原理.

原子核とガンマ線の相互作用のひとつとして、原子核共鳴蛍光散乱（Nuclear Resonance Fluorescence; NRF）がある。NRFは、ガンマ線を共鳴的に吸収した原子核が、その直後に、吸収ガンマ線と同じエネルギーのガンマ線を放出する現象である（Fig. 5 参照）。原子核の共鳴状態は核種に固有のエネルギー準位をもつので、この共鳴散乱ガンマ線（NRF）を測定することで、核種を同定したうえで、その核種を検知、または定量することができる<sup>[13]</sup>。さきに示した核種測定の分類では、非破壊のアクティブ測定にあたる。LCSガンマ線とNRFに基づく非破壊測定技術（non-destructive assay; NDA）を、LCSガンマ線NDAと呼ぶことにする。

LCSガンマ線NDAは、例えば、貨物中に隠ぺいされた核物質を港湾において検知し、国境をまたいでテロリストが核物質を不正に持ち込む（持ち出す）ことを抑止したり、使用済燃料中に含まれるPu-239などの核物質を測定し、これら核物質が核兵器に転用されていないことを確認するなど、核セキュリティ、保障措置の分野に広く応用できる。

Fig. 6にLCSガンマ線NDAの模式図を示す。測定すべき核種の励起エネルギーに等しいガンマ線を照射すると、その核種のみで核共鳴蛍光散乱が発生する。この時、散乱ガンマ線のエネルギーを計測することで非破壊で核種の測定ができる。

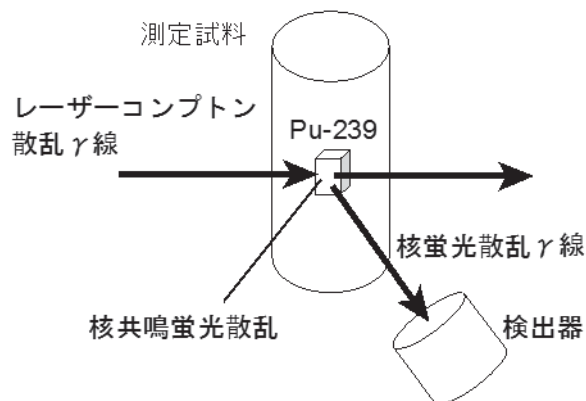


Fig. 6: LCSガンマ線NDAの概念図

LCS ガンマ線 NDA は、以下の優れた特徴をもっている。

1. 散乱ガンマ線のピーク近傍ではバックグラウンドが原理的に低いこと。核共鳴蛍光散乱以外の通常の散乱では、ガンマ線は必ずエネルギーを失うため、Fig. 7 のようなエネルギースペクトルにおいて、エネルギーの低い部分にバックグラウンドとして出現する。そのため、核共鳴蛍光散乱ガンマ線近傍ではバックグラウンドが低い。
2. 高い透過力。本測定法では 2~5MeV のエネルギーを有するガンマ線を用いる。このようなガンマ線の物質の透過力は高く、シミュレーション計算の結果では、厚さ 10cm 程度の鉛、厚さ 30cm 程度の水を透過して Pu-239 が計測可能である。
3. 同位体を測定可能である点。元素には中性子数が異なる同位体が存在しているが、同位体によって励起状態のエネルギーが異なるため、Pu-239 と Pu-240 等の同位体をそれぞれ計測可能である。
4. 化学形態に依存せず、また形状の影響を受けにくい。原子核そのものを測定するため、化学形態には依存しない。また、ガンマ線の透過力が高いため形状の影響を受けにくい。

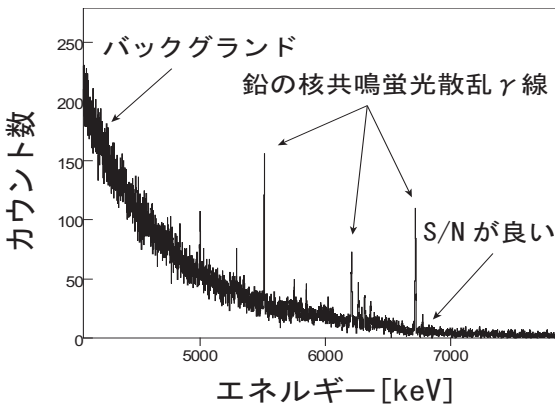


Fig. 7: レーザー・コンプトン散乱γ線で計測された鉛 208 の核共鳴蛍光散乱のエネルギースペクトルの例<sup>[15]</sup>。横軸はγ線のエネルギー、縦軸はカウント数。散乱γ線近傍では S/N が良いことが分かる。

LCS ガンマ線 NDA の具体例として、U-238 (金属) の測定におけるガンマ線のカウント数を見積もってみる。

ガンマ線を試料に照射すると、ガンマ線は試料中の物質との相互作用により、試料への侵入に従って強度が減衰していく。減衰の大きさは、質量減衰係数 (mass attenuation constant) で示される。入射ガンマ線のフラックスを  $I_0$ (ph/s)、質量減衰係数を  $\mu$ (cm<sup>2</sup>/g)、試料の密度を  $\rho$  (g/cm<sup>3</sup>) とすると、表面から  $x$ (cm) の位置での減衰後のガンマ線フラックス  $I(x)$  (ph/s) は

$$I(x) = I_0 \exp\left(-\frac{\mu}{\rho}x\right) \quad (7)$$

と表される。質量減衰係数は、NRF の寄与  $\mu_{NRF}$  とそれ以外の寄与  $\mu_{others}$  の和である。

$$\mu = \mu_{NRF} + \mu_{others} \quad (8)$$

U-238 の 2.176 MeV の励起準位における NRF の共鳴幅を 1eV、断面積を  $\sigma_{NRF} = 40b$  (バーン) とすると、NRF による質量減衰係数は、

$$\mu_{NRF} = \frac{\sigma_{NRF} N_A}{A} = 1.0 \times 10^{-1} \left(\frac{\text{cm}^2}{\text{g}}\right) \quad (9)$$

となる。 $N_A$  はアボガドロ数、 $A$  は質量数 ( $A=238$ ) である。一方、NRF 以外の相互作用 (コンプトン散乱、光電効果、対生成など) によるウランの質量減衰係数は、データブック<sup>[16]</sup>などで調べることができ、2.176MeV において

$$\mu_{others} = 4.7 \times 10^{-2} \left(\frac{\text{cm}^2}{\text{g}}\right) \quad (10)$$

である。

単位時間あたりの NRF のイベント数は、減衰で失われるガンマ線の数に質量減衰係数で比例配分すれば求められ、

$$N_{NRF} = I_0 \left(1 - \exp\left(-\frac{\mu_{NRF} + \mu_{others}}{\rho}x\right)\right) \frac{\mu_{NRF}}{\mu_{others} + \mu_{NRF}} \quad (11)$$

と計算できる。上式において、 $I_0$  は、NRF の共鳴幅 (1 eV) に含まれるフラックスの値を入れなければならない。試料として、厚みを 5 cm の金属ウラン (密度を 19 g/cm<sup>3</sup>) を仮定すると、従来の LCS ガンマ線源のスペクトル密度 (1eV あたりのフラックス) である 1ph/eV/s では、 $N_{NRF}=0.026/s$  となる。NRF 散乱ガンマ線の試料中における自己吸収、検出器の有限な立体角と検出効率を考慮すれば、実際に検出できる NRF イベント数は数百秒に 1 個である。フラックス  $10^{13}$ ph/s のガンマ線を発生可能な ERL-LCS が実

現すれば、 $10^7$ ph/eV/s のスペクトル密度が得られ、測定すべき核種の濃度が低い場合についても、実用的な測定時間で NDA が可能となる。

LCS ガンマ線 NDA を核物質の測定に応用する時、測定を妨害する現象として、試料自身の放射能とガンマ線の弾性散乱がある。これらの妨害事象とその対策を以下に述べる。

原子炉使用済燃料のように、試料自身が高い放射能をもつ場合、その放射能が LCS ガンマ線 NDA における測定の妨げとなる。試料の高い放射能は、ガンマ線スペクトルのバックグラウンドを増やして測定の S/N を悪化させること、ガンマ線検出器のパイルアップを招くことの両者から測定を阻害することになる。

これらの問題は、共鳴透過法 (witness plate 法、ノッチ法とも呼ぶ) を用いることで解決できる。Fig. 8 に共鳴透過法の概念を示す。共鳴透過法では、入射ガンマ線の測定対象物中における共鳴吸収量 (特定同位体固有のエネルギーでの核共鳴蛍光反応量) を、計測すべき物質を既知量含んだ試料 (witness plate、あるいはノッチフォイル) からの共鳴散乱の減少量として測定する<sup>[17]</sup>。

この手法では、測定対象物を直接計測しないため、測定対象物が多量の放射性同位体を含んでいる (非常に強いバックグラウンド・ガンマ線を有する) 場合であっても非常に有効である。また、原理的に内部構造に関係なく、測定したい同位体の計測することができるので複雑な構造を有する測定対象物の定量的な測定にも適している。

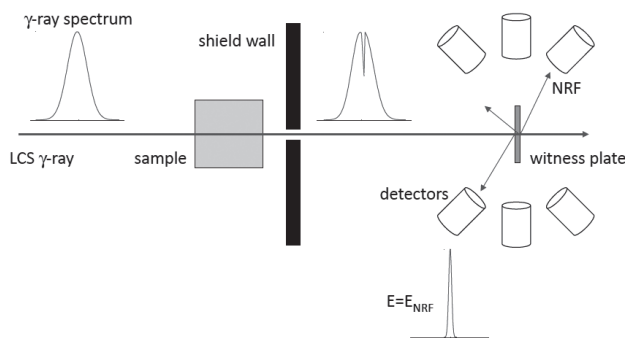


Fig. 8: 共鳴透過法による核種の非破壊測定の概念図。

LCS ガンマ線 NDA を妨害するもうひとつの現象が、ガンマ線の弾性散乱である。

LCS ガンマ線 NDA で主に用いる 2~5MeV 領域のガンマ線と物質の相互作用には、光电吸収、コンプトン散乱、電子陽電子対生成などがあるが、このエネルギー領域で最も断面積が大きいのがコンプトン散乱である。LCS ガンマ線の試料によるコンプトン散乱 (試料中の電子による散乱) では、散乱ガンマ線は入射ガンマ線よりも小さなエネルギーを持って散乱される。とりわけ、入射ガンマ線に対して後方散乱となる位置にガンマ線検出器を置いた場合には、入射ガンマ線とコンプトン散乱ガンマ線のエネルギー差が大きくなるので、入射ガンマ線と同じエネルギーをもつ NRF 信号と区別が容易になり、S/N を大きくとることができる (Fig. 7 参照)。

これらの相互作用に加えて、断面積は小さいもののガンマ線がエネルギーをほとんど変えずに散乱される現象 (弾性散乱) が存在する。MeV ガンマ線の弾性散乱には、レーリー散乱、原子核トムソン散乱 (nuclear Thomson scattering)、デルブリュック散乱 (Delbrück scattering) がある。レーリー散乱は電子による光の散乱であるが、断面積は光エネルギーの 3 乗に反比例して小さくなる。原子核トムソン散乱は、原子核の電荷による光子の散乱である。電子によるトムソン散乱と同様に断面積はエネルギーに依存しない。デルブリュック散乱は、原子核が形成するクーロン場と光子の相互作用によって、電子陽電子が生成され直ちに消滅する現象で、QED の非線形効果の一種である。

これらの弾性散乱は、ガンマ線スペクトルにおいて NRF のピークと重なり、バックグラウンドを形成するので、LCS ガンマ線 NDA における測定誤差を大きくする要因となる。

弾性散乱の問題を回避する有効な方法が最近提案された<sup>[18]</sup>。これは、NRF における励起状態から基底状態に遷移する反応ではなく、基底状態の直上の励起状態に分岐・遷移する際に発生する励起エネルギーと少し異なるエネルギーのガンマ線を計測する方法であり、「分岐 NRF 測定法」と呼ばれる。

アクチノイド領域の原子核では 10~50keV 程度の比較的低い準位に第一励起状態が系統的に観測されている。この時、外部からのガンマ線で励起された準位( $E=E_x$ )から第一励起状態( $E=E_1$ )への遷移が発生すると、この時に放出されるガンマ線のエネルギーは  $E_x - E_1$  (Fig. 9 参照)であり、励起準位のエネルギーに合わせた入射ガンマ線エネルギーより 10~50keV 程度低くなる。

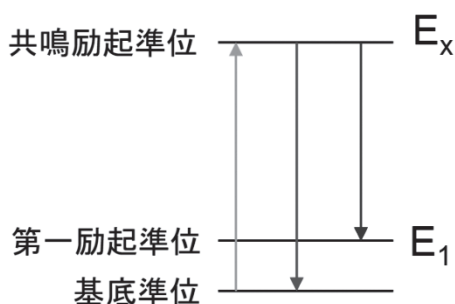


Fig. 9: 分岐 NRF 法の原理

例として、U-238 では、強い共振吸収準位が 2176keV に、第一励起準位が 45keV に存在する。エネルギー 2176keV のガンマ線を共振吸収して励起した U-238 の原子核は、一部が基底状態へ遷移 (2176keV ガンマ線を放出) し、残りは第一励起準位へ分岐 (2131keV ガンマ線を放出) する。

弾性散乱ガンマ線は、入射ガンマ線と同じエネルギー分布を持つので、入射ガンマ線のエネルギー幅が十分に小さければ、弾性散乱ガンマ線と分岐ガンマ線を区別して測定することが可能となる。U-238 の場合、入射ガンマ線と分岐ガンマ線のエネルギー差は 2% であり、ERL-LCS による狭帯域ガンマ線を用いれば、十分に区別が可能となる。

Fig. 10 に分岐 NRF 法の例として、JAEA で開発したモンテカルロコード (NRFGeant4) によるシミュレーション結果を示す。U-238 金属を試料とし、入射ガンマ線のエネルギーを 2176keV、エネルギー幅を 10keV (FWHM) とした。ここでは、試料中における測定対象の同位体 (U-238) の割合を 100% としているので基底準位、第一励起準位、どちらの NRF も明確に測定されている。試料中にわずかしかな含まれない核種を測定する

場合、例えば、U-238 にわずかな U-235 が混合した試料において U-235 を測定する場合はどうか。弾性散乱の大きさは変わらずに、NRF のイベント数が測定核種の含有量にしたがって小さくなるので、Fig. 10 からも明らかのように、分岐 NRF 法が有効となる。

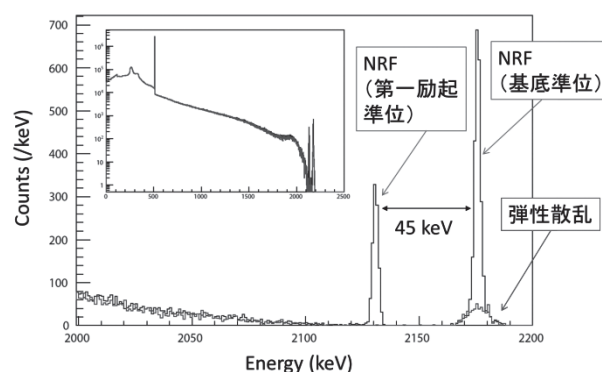


Fig. 10: NRFGeant4 により計算した U-238 の散乱ガンマ線スペクトル。分岐 NRF 法の有効性がみてとれる。

## 6. LCS ガンマ線の基礎科学への応用

LCS ガンマ線は、前節で紹介した核物質の非破壊測定といった産業利用の他にも、基礎科学においても有用なプローブとなる。

LCS では、入射レーザーの偏光を制御することで、直線偏光、円偏向のガンマ線を発生することができる。直線偏光ガンマ線と核共鳴蛍光散乱を組み合わせることで、原子核の微細構造を探ることができる。直線偏光ガンマ線を入射した時、NRF で放出されるガンマ線の角度分布に非対称性が現れる場合がある。このような非対称性の測定は、原子核の励起状態のパリティを決める上で非常に強力な手段であり、直線偏光ガンマ線を用いた研究は、TERAS や HIγS においてなされてきたが、今後も原子核物理の重要な研究テーマである。

宇宙で MeV 領域のガンマ線が直接的な役割を果たしている例として、超新星爆発における光核反応による元素の生成があげられる。太陽より 8 倍以上大きな質量を持つ恒星は、その寿命の最後に超新星爆発と呼ばれる大爆発を引き起こして



その進化を終えるが、その超新星爆発において様々な元素が合成されることがわかっており、元素合成の過程にはガンマ線が関与する光核反応も含まれる。大強度の LCS ガンマ線が実現すれば、これまで測定されていない核種を含めて、光核反応断面積のデータを整備することができ、超新星爆発における元素合成の精密なモデル化がはじめて可能になる。

その他、超新星爆発のニュートリノ元素合成過程とニュートリノ・原子核相互作用、直線偏光ガンマ線による ( $\gamma$ , n) 反応、円偏光ガンマ線によるパリティ非保存の物理、Delbrück 散乱の精密測定による QED の非線形効果の検証など、LCS ガンマ線を利用した基礎科学の研究テーマが多数提案されている<sup>[19,20]</sup>。

## 7. さいごに

LCS は、MeV 領域においてエネルギー可変かつ準単色のガンマ線ビームを発生可能な技術として、これまで、電子蓄積リングをベースにした施設が建設、運転され、主に原子核物理研究のためにガンマ線ビームをユーザーに供給してきた。

電子加速器、レーザーの技術が進展するにしたがって、LCS ガンマ線の性能向上が可能になりつつある。低エミッタンス電子ビームを大電流で加速できる ERL とレーザー蓄積装置を組み合わせ構成する LCS ガンマ線源は、ガンマ線のフラックス、輝度、単色性の飛躍的な向上が原理的に可能である。最近、コンパクト ERL にて、7 keV の X 線領域であるが、ERL とレーザー蓄積装置の組み合わせによる LCS ビームの発生に成功し、LCS ビームの評価、X 線イメージングのデモ実験が行われた<sup>[14,15]</sup>。LCS における ERL の有用性の一端が垣間見られる結果が得られている。

ERL は、次世代 X 線放射光、高出力自由電子レーザーなど、さまざまな先端光源のドライバーとして有用性が認識され、その実現に向けた要素技術開発が進められてきた。これまで開発された ERL の要素技術は LCS ガンマ線源に対しても、そのまま利用できるものである。基礎科学から産業利用までカバーする次世代の MeV ガンマ線源

が ERL の技術を使って実現できることを多くの人に知っていただき、関心を持っていただければ幸いである。

## 参考文献

- [1] G.A. Krafft, and Gerd Priebe, *Reviews of Accelerator Science and Technology* **3**, 147-163 (2010).
- [2] H.R. Weller et al., *Progress in Particle and Nuclear Physics*, **62**, 257 (2009).
- [3] S. Miyamoto et al., *Radiation measurements* **41**, S179-S185 (2006).
- [4] O. Teşileanu et al., *Journal of Physics: Conference Series*. IOP Publishing, **420**, p. 012157 (2013).
- [5] E. Feenberg, H. Primakoff, *Phys. Rev.* **73**, 449 (1948).
- [6] C. Bemporad, R.H. Milburn, N. Tanaka, M. Fotino, *Phys. Rev.* **138**, B1546 (1965).
- [7] CAIN ver. 2.42; P. Chen, G. Horton-Smith, T. Ohgaki, A.W.Weidemann, K. Yokoya, *Nucl. Instr. Meth. A* **355**, 107 (1995).
- [8] H. Ohgaki et al., *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* **455**, 54-59 (2000).
- [9] M.A. Furman, *Proc. PAC-1991*, p.422.
- [10] E.G. Kessler et al., *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* **457**, 187-202 (2001).
- [11] T. Matsushita, “X-ray monochromator”, Cheiron School 2010 (2010).
- [12] V. Petrillo, et al., *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* **693**, 109-116 (2012).
- [13] R. Hajima, *Reviews of Accelerator Science and Technology* **3**, 121-146 (2010).
- [14] R. Hajima et al., *Journal of Nuclear Science and Technology* **45**, 441-451 (2008).
- [15] R. Hajima et al., *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* **608**, S57-S61 (2009).
- [16] H. Carstens et al., *Opt. Lett* **39**, 2595-2598 (2014).
- [17] T. Shizuma et al. *Phys. Rev. C* **78**, 061303(R), (2008).
- [18] M.J. Berger et al. “Stopping-power and range tables for electrons, protons, and helium ions”, NIST Physics Laboratory, 1998.

- [19] B.J. Quiter et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B 269, 1130 (2011).
- [20] T. Shizuma et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 737, 170-175 (2014).
- [21] 「次世代レーザーコンプトン散乱ガンマ線源とその応用」, 京都大学エネルギー理工学研究所, IAE-RR-2013 No.101 (2013), ISSN 1342-3185.
- [22] 早川岳人, 藤原守, “レーザー・コンプトン散乱  $\gamma$  線ビームによる原子核研究の新しい潮流”, 原子核研究 (2015).
- [23] 永井良治他, 「コンパクト ERL でのレーザーコンプトン散乱光源実証実験」, 第 12 回日本加速器学会年会論文集(2015).
- [24] 赤木智哉他, 「レーザーコンプトン散乱による小型高輝度 X 線源開発」, 第 12 回日本加速器学会年会論文集(2015).