

UVSOR BL-1U におけるレーザコンプトンガンマ線を用いた非破壊同位体識別イメージング技術の基礎研究

大垣英明

京都大学エネルギー理工学研究所 〒611-0011 京都府宇治市五ヶ庄

要旨

レーザコンプトン散乱ガンマ線を用いた非破壊同位体識別イメージングを、原子力安全基礎研究として進めている。レーザコンプトン散乱ガンマ線は高エネルギー電子ビームと高出力レーザーの衝突から得られる高機能ガンマ線であり、非破壊同位体識別イメージングのみならず物性を含む他分野での利用が行われてきている。ここではレーザコンプトン散乱ガンマ線の発生原理や、特に MeV 領域のレーザコンプトン散乱ガンマ線に関して非破壊同位体識別イメージングへの応用や将来の発展性について簡単に解説する。

1. はじめに

レーザコンプトン散乱（以降 LCS, Laser Compton back Scattering と称する）ガンマ線は、Feenberg と Primakoff により提唱された高エネルギー光子の発生原理¹⁾に始まり、その後の電子加速器ならびにレーザー技術の発展に伴い、電子シンクロトロンによる実証実験^{2,3)}、更にはビームとして利用可能なガンマ線源として、1980 年代に電子蓄積リングを用いた LADON 施設において基本的な技術の確立がなされた⁴⁾。この結果、わが国では TEARS⁵⁾（2012 年シャットダウン）、NewSUBARU⁶⁾（2021 年一時シャットダウン）、UVSOR⁷⁾にて LCS ガンマ線ビームラインとして利用可能となった。これらは MeV 領域の LCS ガンマ線であるが、SPring-8 の LEPS のような GeV 領域の LCS ガンマ線ビームライン⁸⁾も存在し、高エネルギー核物理研究分野で重要な役割を果たしてきている。本稿では MeV 領域の LCS ガンマ線に焦点を絞って解説を行う。

2. LCS ガンマ線の発生原理と基本特性

レーザ逆コンプトン散乱ガンマ線は、通常の電子と光子の散乱現象の一つであるコンプトン散乱が、光子のエネルギーが電子に移行されるのに対し、相対論的電子の場合には電子が光子にエネルギーを移行させる事が、コンプトン散乱をローレンツ変換した結果得られる。この逆コンプトン散乱ガンマ線のエネルギーの式は Fig. 1 の原理図の表式を用いて

$$E_\gamma = \frac{E_p(1 + \beta \cos \theta_p)}{1 - \beta \cos \theta_\gamma + \frac{E_p}{E_e}(1 - \cos \theta_s)} \quad (1)$$

のように書ける⁹⁾。

ここで E_γ は逆コンプトン散乱ガンマ線のエネルギーであり、 E_e は電子ビームのエネルギー、 β は光速に対する電子の相対速度、 E_p はレーザー光子のエネルギー、 θ_p はレーザービームの入射角度、 θ_γ は電子ビームの進行方向に対する逆コンプトン散乱ガンマ線の散乱角であり、 θ_s はレーザー入射角度に対する逆コンプトン散乱ガンマ線の散乱角である。なお、Fig. 1 中の θ_e は電子のリコイル角であるが、式(1)には関与しない。式(1)より、散乱ガンマ線の最大エネルギーは $\theta_p = \theta_\gamma = 0$ （正面衝突時）で得られる事がこの式より分かる。Fig. 2 に産業技術総合研究所の TERSA において測定された、Nd:YLF レーザーの高調波（527 nm, 263.5 nm）を入射レーザーに用い、電子に対して正面衝突させた場合の、電子エネルギーに対する逆コンプトン散乱ガンマ線の最大エネルギーの関係を示す⁹⁾。

この図から明らかなようにレーザ逆コンプトン散乱ガンマ線は電子のエネルギーを変化させることによって連続的にエネルギーを変化させることができる。放射光施設の場合、電子ビームは一定のエネルギーでユーザー利用に供

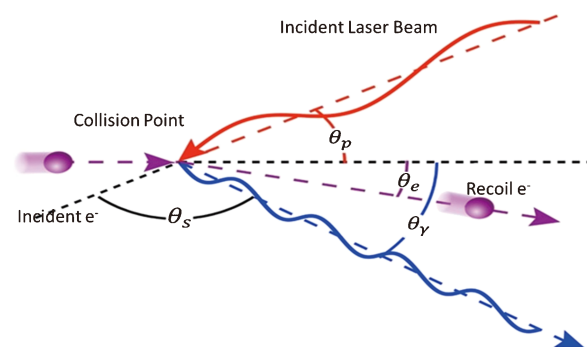


Fig. 1 (Color online) Schematic drawing of the Laser Compton Scattering Gamma-ray.

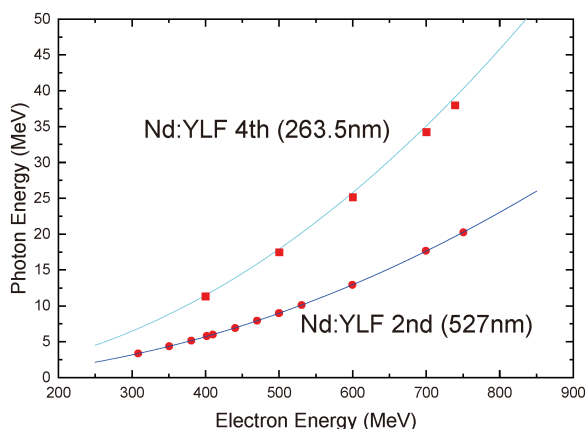


Fig. 2 (Color online) The maximum energy of LCS gamma-ray dependency of the electron beam energy measured at TERAS with two different laser wavelengths⁹⁾.

せられるため、目的のエネルギーのレーザー逆コンプトン散乱ガンマ線を利用するためには、レーザーの波長を調整するか、放射光施設リングの特殊運転時を利用する事になる。また式(1)より、散乱ガンマ線はレーザー入射角 θ_p に対してエネルギー分布を持つことが分かるが、これを利用したエネルギー可変のビームラインも稼働を開始している^{10,11)}。一方、(1)式の散乱ガンマ線のエネルギーの散乱角依存性を用いて、コリメータ等にて単色性の良いガンマ線ビームを得ることも出来る。コリメータの半角を θ_c に切った時のガンマ線のエネルギー広がり、電子ビームのエネルギー広がりを $\Delta E_e/E_e$ 、電子ビームの広がりを θ_e とすると

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

$$\Delta\theta = (\theta_e^2 + \theta_c^2)^{1/2} \quad (2)$$

と書ける。更にレーザーのバンド幅や電子ビームのエミッタンスの寄与を考慮した詳細な計算式も研究されている¹²⁾。またコンプトン散乱の散乱断面積が Klein-Nishina の式で書けるのでレーザー逆コンプトン散乱ガンマ線の収量も計算する事が可能である。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仮定した場合、近似式¹³⁾

$$Y = 2N_e N_L \sigma L / (A\tau c) \quad (3)$$

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、 σ はコリメータで定義される断面積、 L は衝突領域の有効長、 A はビーム断面積の大きな方、 τ はビームパルスの長い方である。一般的に逆コンプトン散乱ガンマ線の収量は、制動放射ガンマ線源に対して非常に少なく、単色性を活かした利

Table 1 Typical LCS Gamma-ray (MeV) facility.

	HIγS ¹⁴⁾	UVSOR ⁷⁾	SLEGS ¹⁰⁾	NewSUBARU ⁶⁾
Location	Durham, USA	Okazaki, Japan	Shanghai, China	Harima, Japan
Electron Energy (MeV)	240–1200	750	3500	1000–1500
Gamma-ray Energy (MeV)	1–100	1–5.5	0.4–20	6–16.7
Gamma-ray yield (γ/s)	10 ⁶ –10 ¹⁰	10 ⁷	10 ⁶ –10 ⁸	10 ⁶

用に活路を見出す事になっていたが、入射レーザーに蓄積リング型自由電子レーザーを用いる方法 (HiγS)¹⁴⁾ や、2022年現在、ルーマニアで建設中の PW レーザーを利用する次世代 LCS ガンマ線施設 ELI-NP¹⁵⁾、といった強収量のレーザー逆コンプトン散乱ガンマ線施設により、さらなる利用拡大が期待されている。**Table 1** に現在稼働中の代表的なレーザー逆コンプトン散乱ガンマ線施設のパラメータを示す¹⁶⁾。

また、レーザー逆コンプトン散乱ガンマ線の最大エネルギーかつ最大収量が得られる最前方散乱の場合、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ため、偏光レーザーを用いることで、ほぼ100%偏極したガンマ線が得られるという、優れた特性を有する。これに対し、制動放射ガンマ線は偏極度が非常に低く、またガンマ線のエネルギーによって偏極度が変わるため、レーザー逆コンプトン散乱ガンマ線の高偏極度を活かした利用研究が、特に原子核の核構造研究に利用されてきた。少し、歴史をたどる事をお許しいただきたい。

産業技術総合研究所の TERAS では、84年から高エネルギー γ 線の標準場のための線源として、LCS ガンマ線の発生研究を行った⁵⁾。**Fig. 3** に TERAS の LCS ガンマ線発生施設の概略図⁹⁾を示すが、レーザーと折り返しミラー及び蓄積リングとコリメータという、非常に単純な構成である事がわかる。

ここでは、宇都宮らによる巨大共鳴領域での核反応実験¹⁷⁾が開始され、その後 NewSUBARU にて精力的に研究が進められた¹⁸⁾。また、筆者による高偏極ガンマ線を用いた光核共鳴散乱 (NRF, Nuclear Resonance Fluorescence) 実験も試みられた¹⁹⁾。これはその後、静岡らにより NewSUBARU や UVSOR, ELBE (独) での高精度 NRF 実験に発展する²⁰⁾とともに、ドイツの NRF 研究グループにも影響を与えて、HIγS を用いた NRF 研究が現在も活発に行われている²¹⁾。更に、産業応用の試みとして豊川らによるガンマ線イメージング研究が開始され²²⁾、ELI-NP での産業利用²³⁾や、本稿に述べる UVSOR での同位体イメージング技術として研究が進められてい

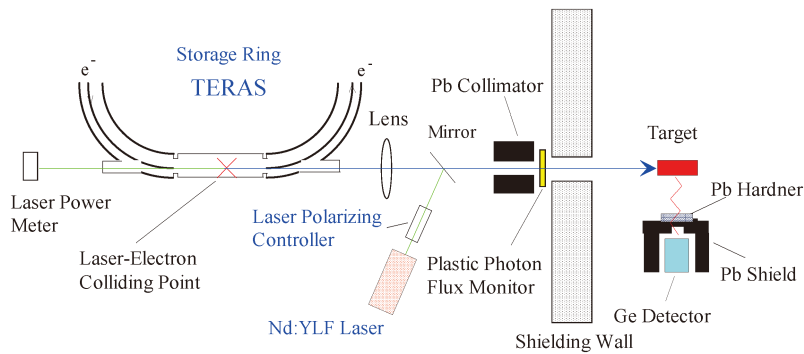


Fig. 3 (Color online) Schematic drawing of LCS gamma-ray facility and NRF measurement system in TERAS, National Institute of Advanced Industrial Science and Technology⁹⁾.

る²⁴⁾。なお、核反応研究を中心に秀逸なレビューペーパーがドイツのグループより2022年に出されている¹⁶⁾ので、ご興味のある読者には是非一読する事をお勧めする。

3. LCS ガンマ線を用いた非破壊同位体識別イメージング技術開発

近年、エネルギー可変で準単色の LCS ガンマ線と光核共鳴散乱による物質の非破壊測定技術の研究開発が、MeV 級の高エネルギー光子が厚さ数 cm 程度の金属遮蔽を透過する点と、NRF 法が特定の同位体核種の同定が可能という点から、核セキュリティ²⁵⁾、放射性廃棄物の非破壊分析²⁶⁾、核不拡散のための保障措置技術²⁷⁾として、すすめられている。

NRF は、原子核に固有の励起状態が存在しており、そのエネルギーに等しいガンマ線を照射すると共鳴吸収され、ほぼ同じエネルギーのガンマ線が放出される (Fig. 4 参照) 現象である。よってこの γ 線を直接 (散乱法) あるいは間接的 (透過吸収法) に検出することで、非破壊で任意の同位体を測定する事ができる。NRF の散乱法を用い

た典型的な利用研究は、先に述べた原子核の核構造研究が挙げられる。一方、透過吸収法は言うまでも無く、イメージング応用に適している。

基本的に X/ガンマ線イメージング法は、測定物を透過してくる X/ガンマ線の原子吸収を測定し、その透過強度差を画像化する事で 1-2 次元画像が得られ、更に測定物を回転させ、画像の再構成を行う事で CT 画像を得る。ここで測定対象となる核種固有の励起状態のエネルギーに等しいガンマ線ビームを対象物に照射する場合を考える。この場合は対象物の特定の核種で NRF 吸収が起き、透過したガンマ線ビームはその軸上に存在する対象核種の量に応じて減衰する。そこで透過吸収させたガンマ線ビームに、測定対象と同じ核種のターゲット (ウィットネス) を設置すると、このウィットネスからの NRF ガンマ線の計数は、対象物中の固有核種の量に反比例するため、その透過吸収を測定する事が可能である (Fig. 5)。この測定を一定角度毎に回転させて行い、最尤推定-期待値最大化法等を用いて、画像の再構成することで、同位体 2D イメージング画像が得られ、これを上下方向にスキャンする事で、同位体 3D イメージングが得られる。

実際に UVSOR の BL1U で行った 2D 同位体 CT イメージング実験について参考文献²⁴⁾を用いて紹介する。電子ビームは UVSOR の通常のトップアップ運転で 300 mA の電子ビームを用い、これに外部に設置した Tm-fiber laser system (TLR-50-AC-Y14, IPGLaser GmbH) の波長 1.896 μm の CW レーザーを平均出力約 40 W で正面衝突させて、LCS ガンマ線を発生させた。UVSOR の通常運転時の電子ビームエネルギーは、以前の LCS ガンマ線のエネルギーから 746 ± 1 MeV である⁷⁾。これより、本実験で使用する LCS ガンマ線は最大エネルギー 5.528 MeV となり、測定対象である ^{208}Pb の 5.512 MeV ($J^\pi = 1^-$) レベルの励起が可能となっている。また、LCS γ 線の収量は Electron Gamma Shower, Version 5 (EGS5) でのシミュレーション計算²⁴⁾から約 10^8 photons/s であり、これを直径 1 mm の穴の鉛コリメータ ($10 \times 10 \times 20$ cm) でコリメートし、最大エネルギー 5.528 MeV において 5.5

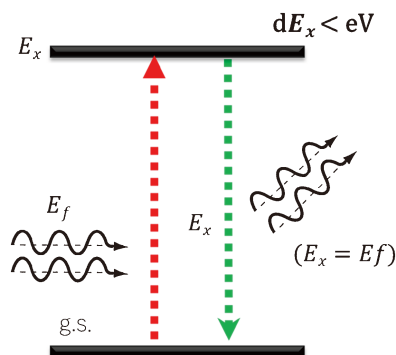


Fig. 4 (Color online) Schematic drawing of NRF. When the gamma-ray whose energy is E_f hits the ground state (g.s.) nucleus, the nucleus is excited to the excited level with energy of E_x , if E_f is equal to E_x , the excited nucleus immediately emits $E_x (=E_f)$ gamma-ray and is back to the g.s.

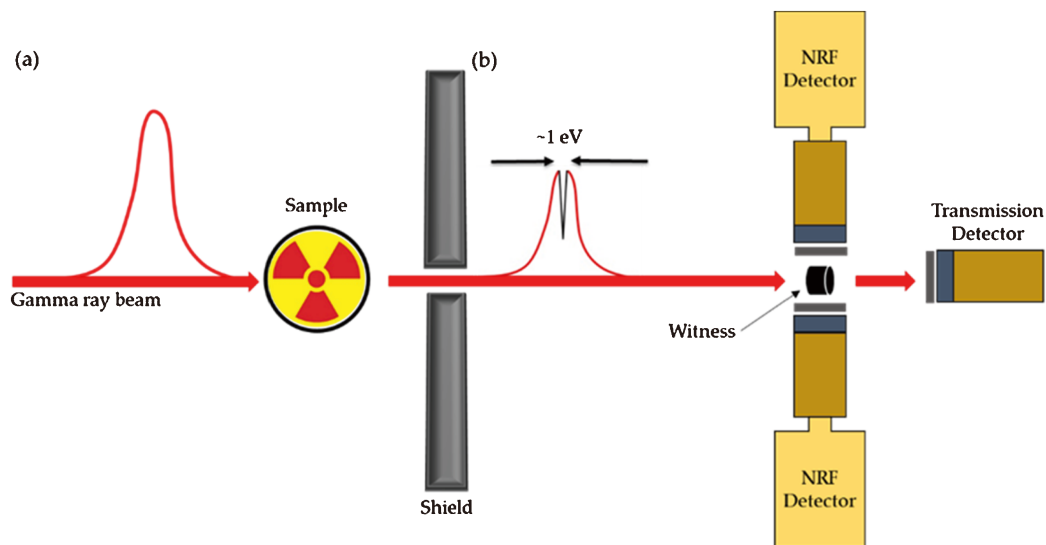


Fig. 5 (Color online) Principle of the isotope selective CT imaging by using NRF transmission method²⁸⁾.

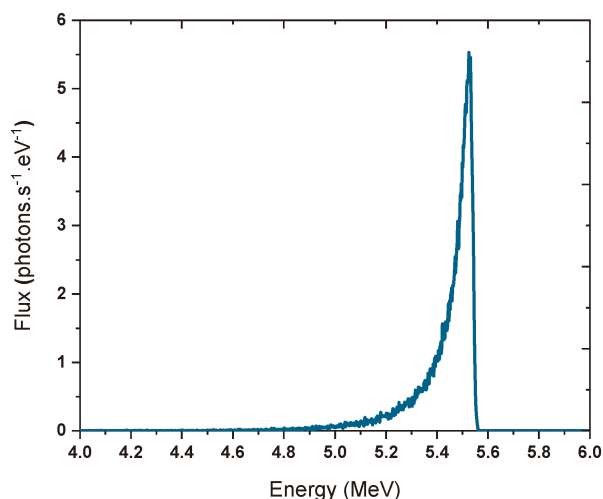


Fig. 6 LCS energy spectrum after passing through the collimator simulated by EGS5²⁴⁾.

photons/eV/s の LCS ガンマ線を CT ターゲットに照射した。Fig. 6 に LCS ガンマ線のエネルギースペクトルを示す。このエネルギースペクトルより、エネルギーの半値幅は 1.1% である事がわかる。Fig. 7 に本実験のセットアップを示す。

コリメータを通過した LCS ガンマ線は、相対フラックスを測定する厚さ 5 mm のプラスチックシンチレータを通過し、CT ターゲットに照射される。CT ターゲットは Fig. 7(a) に示すように、直径 25 mm、高さ 20 mm の円筒形のアルミ製ホルダーに直径 6.1 mm、ピッチ角 120 度で試料穴を空け、そこに直径 6 mm 高さ 18 mm 重量 6 g の ^{208}Pb (97.8%濃縮度) と ^{206}Pb (93.3%濃縮度) ロッドを挿入した。CT ターゲットは x 軸ステージ及び θ 軸回転ステージ上に置かれ、Fig. 7(b) に示すように x 軸は -14 から 14 mm

を 2 mm ステップで、 θ 軸は 0° から 150° まで 30° ステップで回転させた。Fig. 8 に UVSOR での同位体 CT イメージング実験の実験配置図を示す。

CT ターゲットで吸収を受けた LCS ガンマ線を、CT ターゲットの下流に置かれた ^{208}Pb (97.8%濃縮度) のウィットネスターゲットに照射し、ここから発生する NRF ガンマ線を散乱角 120° に置いた相対効率 120% と 130% の高純度 Ge 検出器で測定した。ウィットネスターゲットを透過した LCS ガンマ線は $3.5'' \times 4''$ の $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ シンチレーション検出器にて、計数される。 $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ 検出器の前にはパイルアップを避けるために 10 cm 厚のビスマスを置いている。

本実験では CT ターゲット無しでの NRF 測定も含め、全 90 点を 1 点約 40 分の測定時間で測定した。Fig. 9 に 2 台の Ge 検出器で測定したスペクトルを合計した ^{208}Pb の NRF ピーク (5512 keV , $J^\pi = 1^-$) の一例を示す。2 台の検出器を合計したエネルギー分解能は 8.8 keV であった。

このような各スキャン点での NRF ピークを、ガウスフィットしてピーク収量を求め、測定時間 (live time) とプラスチックシンチレータの計数で正規化 NRF 収量を求めた。なお、この時点では正規化 NRF 収量には NRF の寄与の他に原子吸収の寄与が含まれている。そこで、 $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$ 検出器で同時に測定した LCS ガンマ線のエネルギースペクトルのピーク ($5360\text{--}5885 \text{ keV}$) の収量を、測定時間 (live time) とプラスチックシンチレータの計数で正規化して、相対的な原子吸収効果とし正規化 NRF 収量から差し引く。

得られた NRF 収量を、最尤推定-期待値最大化法である Algebraic Reconstruction Technique (ART)²⁹⁾ を用いて、 14×14 ピクセル (2 mm/ピクセル) の ^{208}Pb の選択的な CT 画像を再構成した。Fig. 10 に得られた ^{208}Pb の選択

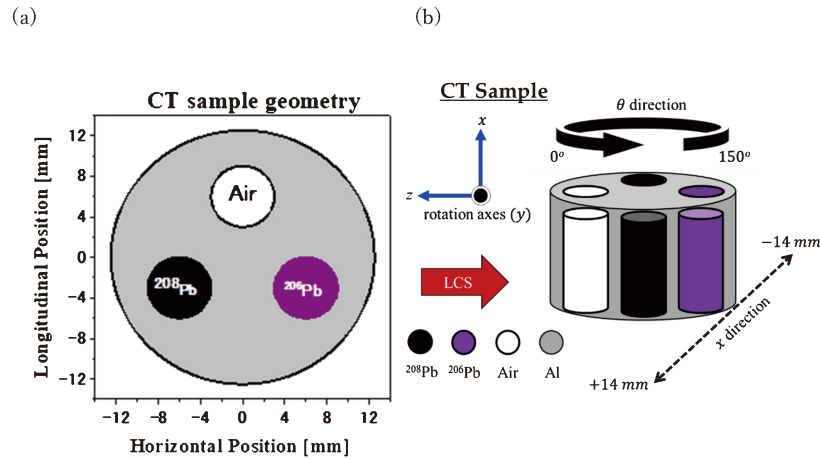


Fig. 7 (Color online) The CT target used in the experiment (a). (b) shows the scanning step of the CT measurement²⁸⁾.

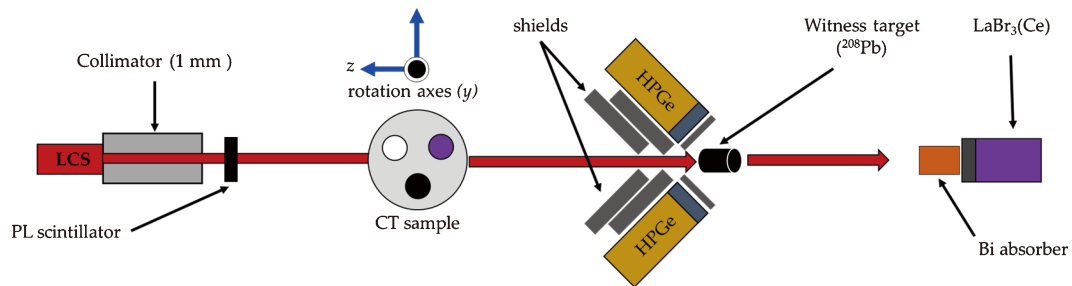


Fig. 8 (Color online) Experimental set-up of the isotope selective CT imaging in UVSOR²⁴⁾.

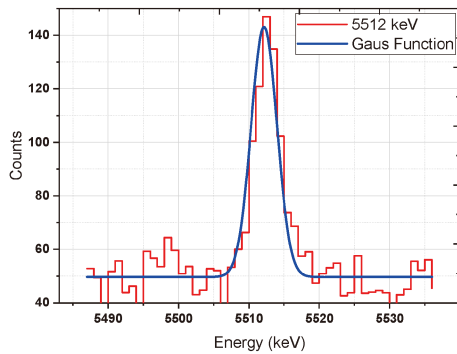


Fig. 9 (Color online) Measured NRF peak from ^{208}Pb , 5512 keV ($J^\pi = 1^-$) level. Two Ge detectors' energy spectra were summed²⁸⁾.

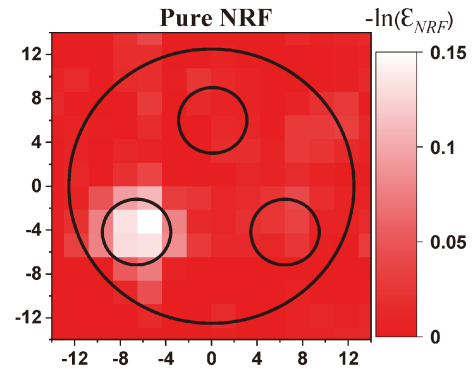


Fig. 10 (Color online) CT image of ^{208}Pb ²⁴⁾.

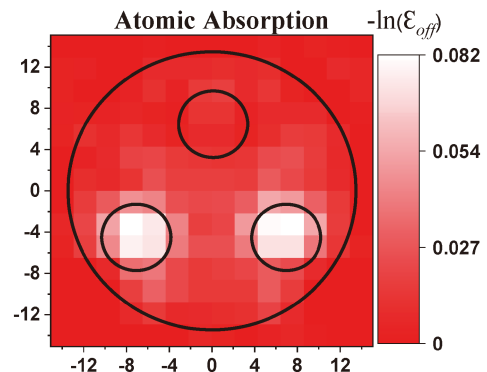


Fig. 11 (Color online) CT image of the atomic absorption²⁴⁾.

的な CT 画像を示す。また比較のために、Fig. 11に原子吸収効果から同様に再構成した CT 画像を示す。原子吸収からの CT 画像 (Fig. 11) では、原理的に ^{206}Pb と ^{208}Pb は分離できないため、両者が確認できる。一方 NRF 収量での CT 画像 (Fig. 10) は、 ^{208}Pb のみを選択的に画像化している事が分かる。

4. まとめ

本稿では、准単色でエネルギー可変の LCS ガンマ線の

発生原理を簡単に紹介し、その特徴を生かした非破壊同位体識別イメージング技術への応用を、我々の UVSOR の BL1U ビームラインを使用した研究を例に簡単に紹介した。本技術は通常の X 線/ガンマ線 CT では得られない同位体識別能力を有しており、主に核不拡散・核セキュリティ技術として注目されている。しかしながら、本実験では約60時間を測定時間として必要としたように、測定時間の短縮化が必要である。また、画像上の ^{208}Pb に関し、その存在を検知する事は可能であるが、その量に関しては現時点では議論できない。これは原理的に LCS ガンマ線のエネルギーの位置依存性に関係している事も関係しており、解決すべき問題点も有している。しかしながら、鉛同位体である ^{206}Pb と ^{208}Pb を挿入した CT ターゲットに対して、 ^{208}Pb のみをピクセル解像度 2 mm で 2 次元 CT 画像を実験的に得た世界でも初めての例である。更に 3 次元の非破壊同位体識別イメージングにも成功している³⁰⁾。現在、我々のグループでは本手法の問題点である量的評価に関して研究を進めるとともに、建設中の ELI-NP において、産業応用としてガンマ線 CT とともに実装を行う予定である。

謝辞

本稿の執筆には、産業技術総合研究所 豊川弘之総括研究主幹、分子科学研究所 加藤政博教授、平義隆准教授、藤本将輝助教、量子科学研究機構 早川岳人上席研究員、静岡俊行上席研究員、京都大学 紀井俊輝准教授、全炳俊助教、Khaled Ali 博士、IFIN-HH Calin A. Ur 博士からの多大なる協力を得ました。ここに深く感謝致します。また、非破壊同位体識別イメージング技術開発に関しましては、分子科学研究所 UVSOR BL1U において実施したものです。(課題番号19-503, 20-703)。更に科学研究費18H01916, 18H03715, 17K05482の助成を受けて研究を進めました。

参考文献

- 1) E. Feenberg and H. Primakoff: Phys. Rev. **73**, 449 (1948).
- 2) O. F. Kulikov, Y. Y. Telnov, E. I. Filippov and M. N. Yakimenko: Phys. Lett. **13**, 344 (1964).
- 3) C. Bemporad, R. H. Milburn, N. Tanaka and M. Fotino: Phys. Rev. **138**, 6B, 1546 (1965).
- 4) L. Federici, G. Giordano, G. Matone, G. Pasquariello, P. G. Picozza, R. Caloi, L. Casano, M. P. de Pascale, M. Mattioli, E. Poldi, C. Scaerf, M. Vanni, P. Pelfer, D. Prosperi, S. Fraullani and B. Girolami: Nuovo Cimento **59B**, 247 (1980).
- 5) T. Yamazaki, T. Noguchi, S. Sugiyama, T. Mikado, M. Chiwaki and T. Tomimasu: IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-32**, 3406 (1985).
- 6) K. Aoki, K. Hosono, T. Hadame, H. Munenaga, K. Kinoshita, M. Toda, S. Amano, S. Miyamoto, T. Mochizuki, M. Aoki and D. Li: Nuclear Inst. and Meth. in Phys. Res. **A 516**, 228 (2004).
- 7) H. Zen, Y. Taira, T. Konomi, T. Hayakawa, T. Shizuma, J. Yamazaki, T. Kii, H. Toyokawa, M. Katoh and H. Ohgaki: Energy Procedia **89**, 335 (2016).
- 8) T. Nakano *et al.*: Nuclear Physics **A 684**, 71 (2001).
- 9) H. Ohgaki, H. Toyokawa, K. Kudo, N. Takeda and T. Yamazaki: Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. **A 455**, 54 (2000).
- 10) Hong-Wei Wang, Gong-Tao Fan, Long-Xiang Liu, Hang-Hua Xu, Wen-Qing Shen, Yu-Gang Ma, Hiroaki Utsunomiya, Long-Long Song, Xi-Guang Cao, Zi-Rui Hao, Kai-Jie Chen, Sheng Jin, Yu-Xuan Yang, Xin-Rong Hu, Xin-Xiang Li & Pan Kuang: Nuclear Science and Techniques **33**, 1 (2022).
- 11) Y. Taira, M. Adachi, H. Zen, T. Tanikawa, N. Yamamoto, M. Hosaka, Y. Takashima, K. Soda and M. Katoh: Nucl. Instr. Meth. **A 652**, 696 (2011).
- 12) N. Ranjan, B. Terzić, G. A. Krafft, V. Petrillo, I. Drebot and L. Serafini: Phys. Rev. Acc. and Beams **21**, 030701 (2018).
- 13) C. K. Sinclair, J. J. Murray, P. R. Klein and M. Rabin: IEEE Trans. on NS **16**, 1065 (1969).
- 14) H. R. Weller, M. W. Ahmed, H. Gao, W. Tornow, Y. K. Wu, M. Gai and R. Miskimen: Prog. Part. Nucl. Phys. **62**, 257 (2009). H. R. Weller and M. W. Ahmed: Modern Physics Letters **A18**, 1569 (2003).
- 15) ELI-NP White Book, <http://www.eli-np.ro/documents/ELI-NP-WhiteBook.pdf>.
- 16) A. Zilges, D. L. Balabanski, J. Isaak and N. Pietralla: Prog. in Particle and Nuclear Physics **122**, 103903 (2022).
- 17) H. Utsunomiya, Y. Yonezawa, H. Akimune, T. Yamagata, M. Ohta, M. Fujishiro, H. Toyokawa and H. Ohgaki: Phys. Rev. **C 63**, 018801 (2000).
- 18) H. Utsunomiya, T. Renström, G. M. Tveten, S. Goriely, S. Katayama, T. Ari-Izumi, D. Takenaka, D. Symochko, B. V. Kheswa, V. W. Ingeberg, T. Glodariu and Y.-W. Lui: Phys. Rev. **C 98**, 054619 (2018).
- 19) H. Ohgaki, H. Toyokawa, T. Noguchi, S. Sugiyama, T. Mikado, K. Yamada, R. Suzuki, T. Ohdaira, N. Sei and T. Yamazaki: Nuclear Physics **A 649**, 73 (1999).
- 20) T. Shizuma, N. Iwamoto, A. Makinaga, R. Massarczyk, R. Schwengner, R. Beyer, D. Bemmerer, M. Dietz, A. Junghans, T. Kögler, F. Ludwig, S. Reinicke, S. Schulz, S. Urilaß and A. Wagner: Phys. Rev. **C 98**, 064317 (2018).
- 21) N. Pietralla, Z. Berant, V. N. Litvinenko, S. Hartman, F. F. Mikhailov, I. V. Pinayev, G. Swift, M. W. Ahmed, J. H. Kelley, S. O. Nelson, R. Prior, K. Sabourov, A. P. Tonchev and H. R. Weller: Phys. Rev. Lett. **88**, 012502 (2002).
- 22) H. Toyokawa, H. Ohgaki, T. Mikado and K. Yamada: Rev. of Sci. Instr. **73**, 3358 (2002).
- 23) G. Suliman, V. Iancu, C. A. Ur, M. Iovea, I. Daito and H. Ohgaki: Int. Jour. of Mod. Phys.: Conference Series **44**, 1660216 (2016).
- 24) K. Ali, H. Ohgaki, H. Zen, T. Kii, T. Hayakawa, T. Shizuma, H. Toyokawa, Y. Taira, V. Iancu, G. Turturica, C. A. Ur, M. Fujimoto and M. Katoh: IEEE Trans. Nucl. Sci. **67**, 1976 (2020).
- 25) W. Bertozzi and R. J. Ledoux: Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B, Beam Interact. Mater. At. **241**, 820 (2005).
- 26) R. Hajima, T. Hayakawa, N. Kikuzawa and E. Minehara: J. Nucl. Sci. Technol. **45**, 441 (2008).
- 27) T. Hayakawa, N. Kikuzawa, R. Hajima, T. Shizuma, N. Nishimori, M. Fujiwara and M. Seya: Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. **A 621**, 695 (2010).
- 28) K. Ali: Ph.D Thesis, Kyoto University (2022).
- 29) R. Gordon, R. Bender and G. T. Herman: J. Theor. Biol. **29**, 471 (1970).
- 30) K. Ali, H. Zen, H. Ohgaki, T. Kii, T. Hayakawa, T. Shizuma, H. Toyokawa, M. Fujimoto, Y. Taira and M. Katoh: Appl. Sci. **11**, 3415 (2021).

著者紹介



大垣 英明

京都大学エネルギー理工学研究所 教授

E-mail: ohgaki.hideaki.2w@kyoto-u.ac.jp

専門：加速器，自由電子レーザー，レーザー逆コンプトンガンマ線

【略歴】

1988年九州大学総合理工学研究科博士後期課程修了，博士（工学）。電子技術総合研究所（現 産業技術総合研究所）研究員を経て，2001年京都大学エネルギー理工学研究所 助教授，2007年より現職。

Study on non-destructive isotope selective CT imaging technique using Laser Compton Scattering Gamma-ray at BL1U in UVSOR

Hideaki OHGAKI Institute of Advanced Energy, Kyoto University, Gokasho, Uji, Kyoto 611-0011

Abstract Non-destructive isotope selective CT imaging technique by using Laser Compton Scattering (LCS) Gamma-ray has been developed for a basic study of nuclear safety. LCS Gamma-rays are generated by the collision between high energy electron beams and intense lasers and become widely used to the nuclear physics research, non-destructive inspection, material science, and so on. In this manuscript, the generation principle and the non-destructive isotope selective CT imaging technique developed at BL1U, in UVSOR are briefly introduced.