レーザーコンプトンガンマ線を用いた非破壊検査

山田 家和勝, 豊川 弘之

(独)産業技術総合研究所 (〒305-8568 茨城県つくば市梅園1-1-1)

Non-Destructive Inspection Using Quasi-Monochromatic Gamma-Rays by Laser-Compton Scattering

Kawakatsu YAMADA and Hiroyuki TOYOKAWA

National Institute of Advanced Industrial Science and Technology (AIST), 1-1-1 Umezono, Tsukuba, Ibaraki 305-8568

(Received August 18, 2008)

Quasi-monochromatic gamma rays produced through the laser-Compton scattering process (LCS- γ rays) are quite attractive tools in such various fields, as nuclear physics research, industry diagnostics and therapy in medicine. At AIST LCS- γ rays of 1-40 MeV in energy can be obtained on a compact storage ring named TERAS. One major thrust of our researches is applying LCS- γ rays to the non-destructive inspection of industrial products composed of high-density materials. Here we report our LCS- γ ray based computed tomography (CT) technology being developed for this purpose.

Key Words: Laser-Compton scattering, Non-destructive inspection, Gamma-ray CT, Positron annihilation

1. はじめに

電子加速器で高エネルギーに加速した高輝度電子ビームに高出力レーザーを集光照射すると、逆コンプトン散乱過程によって電子エネルギーの一部がレーザー光子に与えられ、高エネルギー光子ビームが散乱される。この光子ビームは電子エネルギーやレーザー波長を変えることによって連続エネルギー可変で、かつ照射レーザーの偏光特性を保存する等優れた特性を持っており、原子核物理等の基礎科学分野や非破壊検査等の産業利用分野における新たなツールとして期待されている。この手法を用いて現在世界の研究機関で得られる光子ビームには数MeV～数GeVのエネルギーを持つものが多く¹⁻⁷⁾そのエネルギーの高さから慣習的にレーザーコンプトンガンマ線(LCS- γ 線)と呼ばれている。しかしその発生は電子と光子の相互作用によるものであり、本来はガンマ線(原子核内のエネルギー変化に伴って放出される電磁波)ではなく、エックス線と呼ぶべきものである。近年では小型加速器を用いて比較的低エネルギー領域(数keV～100 keV)のX線(LCS-X線)を発生させるシステムの開発も行われており^{8-11,†1,†2)}、その用途はバイオ・医療診断などを含めてより幅広い分野に広がりつつある。

産業技術総合研究所(産総研)では、1984年頃からレー

ザーコンプトンガンマ線発生と利用の研究を開始し、最大エネルギー800 MeVの汎用小型電子蓄積リングTERAS¹²⁾にNd:YAG, Nd:YLF, Nd:YVO₄レーザーやそれらの高次高調波を組合わせて発生させた1-40 MeVのLCS- γ 線を利用することができる¹³⁾。また最近では最大エネルギー40 MeVの小型高輝度Sバンドリニアックにフェムト秒Ti:Saレーザーを組合わせて10-40 keVのLCS-X線を発生させるシステム¹⁰⁾も稼動している。 γ 線応用では、原子核物理¹⁴⁾、天体物理¹⁵⁾、 γ 線検出器開発やそれを用いた光核データ取得¹⁶⁾等の他、高密度構造体内部の3次元断層撮影(CT)¹⁷⁾等を、またX線応用では生体等軟組織の低被曝高精細イメージング技術の開発¹⁸⁾等を所内外の利用者の協力も得ながら進めているところである。

本稿では、これらの研究開発の中で、数MeV～10 MeVのLCS- γ 線を利用したCTによる非破壊検査技術開発の現状について解説する。

2. レーザーコンプトン散乱によるエネルギー可変準単色ガンマ線の発生

よく知られる様に、通常のコンプトン散乱は物質にX線が入射したとき、角度に応じてより波長の長いX線が散乱される現象である。これはX線光子のエネルギーの一部が

^{†1} URL: <http://www.mxisystems.com/>

^{†2} URL: <http://www.lynceantech.com/>

物質に与えられる非弾性散乱とも考えられるが、コンプトン散乱に係る外殻の軌道電子の結合エネルギーは光子エネルギーに比べて無視できるので、光子と自由電子との弾性散乱として散乱光子のエネルギー(X線波長)を評価できる。この時はじき飛ばされた電子を反跳電子という。コンプトン散乱では電子の運動エネルギーが小さく(ほぼ静止状態)、光子エネルギーが大きいことが重要である。これに対して加速器等で高エネルギーに加速した電子に比較的低エネルギーの光子を衝突させる場合は、電子から光子にエネルギーが与えられ、極めて高エネルギーの光子が電子の進行方向に対して角度分布を持って散乱される。低エネルギー光子として、高強度でかつ偏光制御も自在な赤外から紫外域のレーザーが使用されるため、このようなスキームをレーザー逆コンプトン散乱あるいは単にレーザーコンプトン散乱(LCS: Laser Compton Scattering)という¹⁹⁾。Fig. 1のような配置を考えた場合、散乱光子のエネルギー E の角度分布は、入射レーザー光子のエネルギー E_0 、ローレンツ因子 γ (電子エネルギー E_e と電子の静止質量エネルギー m_0c^2 の比)、 β (光速の単位で表した電子の速さ)を用いて(1)式のように表すことができる。

$$E = \frac{(1 + \beta \cos \phi) E_0}{1 - \beta \cos \theta + (1 + \cos(\theta + \phi)) \frac{E_0}{\gamma m_0 c^2}} \quad (1)$$

$$(\beta = v/c, \gamma = \frac{E_e}{m_0 c^2})$$

$$E \approx 4\gamma^2 E_0, (\theta = \phi = 0, \gamma m_0 c^2 \gg E_0)$$

散乱光子は、電子ビームの進行方向に最大エネルギーを持ち、ほぼ $1/\gamma$ ラジアン of 狭いコーン状の領域に集中する。エネルギーが十分高い($\beta \sim 1$)電子に、そのエネルギーに対して十分低エネルギー($E_0 \ll \gamma m_0 c^2$)の光子を正面衝突($\phi = 0$)させ、その真後ろ($\theta = 0$)で観測すると、散乱光子エネルギーは近似的に入射レーザー光子の $4\gamma^2$ 倍となる。例えば500 MeVの電子に1 μm (1.24 eV)のレーザー光を正面衝突させた時の散乱光子のエネルギーは約4.7 MeVである。中心部をコリメータで切り出すことにより、数%程度のエネルギー幅を持つ光子ビームが得られる。また電子ビームの進行方向に散乱された光子ビームはほぼ100%照射レーザーの偏光を保存する(偏極 γ 線)。100 MeV程度以上の γ 線に対しては、その強い指向性によってコリメータの使用が現実的でなくなるため、タギング法によって γ 線のエネルギーを選択する方法が採用されている。前述のように世界の複数の研究機関では、加速器の規模や使用するレーザーによって数 MeV～数 GeV

Fig. 1 Schematic explanation of laser-Compton scattering process.

の高エネルギー光子が得られるようになっている。

3. 物質内における高エネルギー光子の減衰と断層撮影

γ 線を用いてCT像を得るには、まず物質内における高エネルギー光子の振舞いを知る必要がある。高エネルギー領域における光子と物質との主な相互作用には、光電効果、コンプトン散乱、対生成、光核反応等があり、これらの過程による γ 線ビーム束密度の透過距離に対する変化率は、物質の原子数密度 N 、 γ 線の減衰に係る反応断面積 σ 、束密度 I の積で表される((2)式)。従って束密度は入射束密度を I_0 として(3)式のように指数関数的に減衰する。

$$\frac{dI}{dx} = -\sigma NI, \quad \sigma = \sigma_c + \sigma_p \quad (2)$$

$$I = I_0 e^{-\mu x}, \quad \mu = \sigma N \quad (3)$$

ここで対象とする数MeV～10 MeVのエネルギー領域では、 σ に寄与するのはコンプトン散乱(σ_c)と対生成(σ_p)のみと考えて良い。 $\mu (= \sigma N)$ は線減弱係数と呼ばれる。CTでは物体を透過した γ 線の減衰を複数の方位から測定し μ を算出する。その値をもとにコンピュータでフーリエ変換して3次元画像を再構成する。この時 μ の代わりに慣習的にCT値($\equiv (\mu - \mu_w)/\mu_w \times K$)が用いられる。ここで μ_w は水に対する線減弱係数 K は任意定数で、医療診断等では通常 $K = 1000$ が用いられる。この場合CT値は空気では-1000、水では0になる。

また、 γ 線エネルギーが5 MeV程度以上では対生成断面積 σ_p が大きくなるため、陽電子の生成・消滅を利用したCTも可能となる。 σ_p は原子番号 Z の2乗に比例し、特に高 Z 物質内では陽電子生成が頻繁に起こる。生成された陽電子は短時間で周囲の電子と対消滅して511 keVの消滅 γ 線を放出するため、この γ 線を選択的に観測すれば元素に敏感なCT像を得ることができる。通常のCTでは物質内での γ 線の減衰量を用いるため、 γ 線検出器は常に光源に対して観測対象の後方に置く必要があるが、本手法を用いる場合は検出器を任意の位置に置くことができる利点もある。

4. レーザーコンプトンガンマ線を用いた非破壊検査システム

医療用を含めてX線や γ 線を用いる非破壊イメージング手法では、通常X線管球やリニアックで加速した電子ビームを金属ターゲットに照射して発生するX・ γ 線を線源として用いる。この場合、発生するX・ γ 線のスペクトルは、一部に特性X線を含むが、全体として制動放射による連続したエネルギー分布を持つ。このようなビームを用いて像を再構成する場合、物質の線減弱係数が光子のエネルギーによって異なるため、観測対象が厚くなるほど透過 γ 線のスペクトルは高エネルギー側に偏り(スペクトル硬化)、定量的なイメージングが難しくなる。これに対して準単色のレーザーコンプトンガンマ線を用いると、

スペクトル硬化が起こらないため、定量的なイメージングが可能となる。また陽電子消滅 γ 線を利用するCTは、原理的にはエネルギー1.022 MeV以上の γ 線に対して有効であるが、前述のように反応断面積が有意な値を持つ γ 線エネルギーは5 MeV程度以上であり、10 MeV付近では断層撮影がより容易になる。

Fig. 2に産総研の800 MeV電子蓄積リングTERASとLCS- γ 線発生部の、またFig. 3に γ 線CTによる非破壊検査ビームラインの模式図を示す。TERASは直径約10 mの小型リングで、トリプレット・フォーカシングのノーマルセル4周期で構成されている¹²⁾。ノーマルセル中の2台の偏向電磁石の間の1.8 mの直線部(図中右下)で電子ビームとレーザー光を正面衝突させる。発生した γ 線ビームは蓄積リング室内の鉛コリメータで準単色化と同時に空間分布の整形を行う。コリメートされたビームは実験ホール内でCTステージ上のサンプルを透過し、第2のコリメータ後方に設置されたNaI(Tl)シンチレーションカウンターで検出される。このシステムは第一世代CTと呼ばれるもので、ペンシル状の γ 線ビームに対してサンプルを上下左右の併進と回転運動をさせながら γ 線の線減弱係数をCT値として読み取る。このシステムでは、図中に示すように、511 keVの陽電子消滅 γ 線を検出するための高純度ゲルマニウム検出器(HPGe)もサンプル前面側に配置している。Fig. 4に典型的なLCS- γ 線のエネルギースペクトルを示す²⁰⁾。この測定条件ではエネルギー11.5 MeVでエネルギー幅2.8% (FWHM)の γ 線が得られていることがわかる。スペクトル

Fig. 4 Typical energy spectrum of laser-Compton gamma rays obtained at AIST. The second harmonic of Nd:YLF laser was focused onto the electron beam of 561 MeV. A collimator of 1 mm in diameter was put in the gamma-ray beam path to select only the central high-energy area.

測定時の γ 線検出器はBGOシンチレータによるアンチコンプトンシールド付高純度ゲルマニウム検出器²¹⁾で、コリメータ径は1 mm(電子ビーム進行方向に対する散乱角0.05 mrad)であった。

5. 産総研LCS- γ 線CTシステムの基本性能

LCS- γ 線を用いるCT法では、空間分解能が良好なことに加えて画像濃度が物質の線減弱係数を表すため、被写体内部のより定量的な密度識別が可能になることが特徴である。ここでは産総研で現在得られているCTシステムの基本性能を示す。

Fig. 5は空間分解能(高コントラスト分解能)評価のためのファントムの写真(a)とその γ 線CT像(b)である(コントラストの濃淡は反転している)²²⁾。ファントムは直径8 cmのアルミニウム製母材に8~1 mm ϕ のステンレスロッドを埋め込んだ構造で、CT像の取得には10 MeVの γ 線を用いている。これより、1 mmのステンレスロッドの形状まで観測できており、その画像の濃度分布形状から、高コントラスト分解能は0.9 mmと評価される。また注目すべき

Fig. 2 Plan view of the compact storage ring TERAS at AIST. Laser-Compton gamma rays are scattered through head-on collisions between electron beams and high-power lasers.

Fig. 3 Side view of the gamma-ray CT beam line.

Fig. 5 Phantom to estimate spatial resolution in LCS- γ ray CT: photograph (a) and typical CT image (b).

はアルミニウム母材部分の画像濃度の一様性である。前節で述べたように、制動放射X・ γ 線を用いるCTでは、異なるエネルギーの光子に対する物質の線減弱係数の違いのため、一様な物質でできた物体であっても中央部分で減衰が大きく見える現象(カップリング・アーチファクト)が起こるが、準単色 γ 線を用いるCTではこの効果は観測されない。これが定量的な密度識別を容易にする理由である。

物質の線減弱係数とCT画像の濃淡の対応を調べるため、各種物質を配置したサンプルの観測を行った²³⁾。Fig. 6が得られたCT像である。試料は水、重水、シリコン等の比較的軽い物質からフッ化バリウムや銅等の比較的重い物質までを含んでいる。ここでは画像再構成に高空間分解能が得られるフィルタ逆投影法を用いている。同サンプルにおいて画像の濃淡に対する分解能(いわゆる“低コントラスト分解能”)を評価するため、画像ノイズが比較的小さく抑えられる最尤推定法(MLEM)を用いてCT像を再構成し直し、画像の濃淡から算出したCT値と各物質に対して一般的に用いられている線減弱係数の値²⁴⁾との関係を

Fig. 6 γ -ray CT image for various-density material assembly. The material on top is not identified.

Fig. 7 Relation between CT values estimated from the CT-image density and linear attenuation coefficients given in a standard table for materials shown in Fig. 6.

プロットしたものがFig. 7である。各物質に対して与えられた線減弱係数と画像から得られたCT値は広い範囲で線形関係にあり、 γ 線CTが物質の線減弱係数の違いを定量的に与えていることがわかる。縦軸のエラーバーは再構成画像上のノイズを表し、これより本システムの低コントラスト分解能は、Cu(同図右上のプロット)に対して3%と評価される。

6. レーザーコンプトンガンマ線を用いた非破壊検査

産総研ではレーザーコンプトンガンマ線を用いてこれまでに様々なサンプルのCT像を取得してきた。以下に観測結果の例を示す。Fig. 8は初期に行った予備的な実験例である。サンプルはFM波用4極管で、金属やセラミックで構成される構造体である。まず γ 線による単純な透過像を撮影し、詳細に観測したい部位(例えばA-A断面)を決定し、サンプルを併進・回転させながらCT像を取得している。この例では空間分解能(高コントラスト分解能)は不十分であるが、セラミックの中にある金属のコンタクトピンが観測できているのがわかる。更に適当な間隔でCT像を取得することによって電極部分の3次元構造を非破壊観測することが可能であった。Fig. 9は1辺10 cmの亀裂の入ったコンクリートブロックの観測例である²⁵⁾。同図(a)は表面写真、(b)は表面から5 mmの位置のCT像である。CT像の再構成にはフィルタ逆投影法を用いている。図より、再構成の際のノイズが残ってはいるものの、骨材に用いている砂利(比重約2.7)とモルタル(比重約2.2)の識別が十分可能であることがわかる。また砂利を避けてモルタル部分に亀裂が走る様子がはっきりと捉えられている。前節で示したように、使用しているCTシステムの高コントラスト分解能(空間分解能)は0.9 mmであるが、視覚的には0.2~0.3 mm程度までの亀裂が認識できている。Fig. 10は大きさ約50 cmの鉄筋コンクリートの供試体の観測例である。同図(a)はCTステージ上に置いた試料の写真、(b)はコントラストの濃淡を反転したCT像である。この例より少なくとも50 cmの厚さの鉄筋コンクリートに対

Fig. 8 Radiographic images obtained with LCS- γ -rays. The sample is a tetrode RF tube.

Fig. 9 Typical CT imaging of a cracked concrete block: surface photograph (a) and CT image at 5 mm under the surface (b). The recognizable crack width is 0.2 ~ 0.3 mm.

Fig. 10 Observation of a 50-cm reinforced concrete sample.

して、鉄筋はもとより、砂利とモルタルが明確に識別できることがわかる。最近では橋脚の経年劣化診断に必要とされる直径2m厚の鉄筋コンクリートのCT像が得られることを確認している。

最後に陽電子消滅 γ 線を利用した γ 線CTの観測例をFig. 11に示す²⁶⁾。試料は一辺10 cmの立方体の鉄筋コンクリートブロックである。CTステージの動きに対してHPGe検出器(Fig. 3参照)を用いて陽電子消滅 γ 線をカウントし、断層像を取得した。この時透過 γ 線を用いた通常のCT観測も行っている。同図(a)は試料の写真で、破線で囲まれた部分に鉄筋が埋め込まれている。(b)(c)はそれぞれ511 keVの陽電子消滅 γ 線と試料を透過した9.05 MeVのLCS- γ 線を用いて観測した試料表面から2 cmにおける断層像で、鉄筋の位置が正しく観測できることがわかる。尚同図でもコントラストの濃淡を反転している。現状では陽電子消滅 γ 線の強度が弱いため、CT像にはノイズが目立つが、LCS- γ 線の高強度化により鮮明な画像取得が可能と考えている。本手法は原子番号に敏感なCTが得られること、消滅 γ 線のスペクトル形状を観測することにより、物質内の点欠陥や不純物の検出も可能となること、 γ 線検出器が試料の前面にも配置できるため、コンプトンガンマ線が透過できないような厚い試料に対しても観測できる可能性がある等の利点があり、今後更に技術開発を進める価値があるものと考えられる。

Fig. 11 Preliminary result of the positron-annihilation based CT: surface photograph of the sample (a), annihilation γ -ray CT (b) and transmitted γ -ray CT (c). The sample is a 10-cm reinforced concrete cube.

7. まとめ

レーザーコンプトンガンマ線はMeV~GeVの高エネルギー領域で数%のエネルギー広がりを持つ準単色性を持ち、且つ偏極特性も制御可能な光子ビームである。また電子ビームを金属ターゲットに照射して発生させる制動放射と異なり、中性子の発生を伴わないクリーンなビーム源である。このような極めて優れた特性を生かすことによって、原子核励起レベルの研究、各種光核反応データの取得等、基礎物理学研究にその威力を発揮できる他、本稿で取り上げた高密度物質や各種の建造物の非破壊検査にも高い優位性を示すものであり、原子力プラント、船舶、航空機、自動車等の部品の検査、橋梁やビル等の鉄筋コンクリート建造物の老朽化対策、空港や港湾における危険物の取締り、光核共鳴散乱(NRF)を用いた放射性同位元素の検知等、安全・安心な社会、循環型社会の実現のための産業技術に大きく貢献できるツールである。

レーザーコンプトンガンマ線を用いるCTでは、現状で1 mm弱の空間分解能と数%程度のCT値に対する分解能でイメージングが可能となっている。今後この技術を更に実用的なレベルまで高度化するために重要な課題となるのは γ 線光子収量の増加であろう。産総研のシステムで得られているLCS- γ 線の収量は10 MeV前後の光子に対して 10^5 photons/s程度である。この場合、前節で示したCT画像を1枚得るために1時間程度の時間を要している。今後光子収量を2桁以上増加させることができれば、画像取得に要する時間の短縮とともに、画像のノイズの低減(低コントラスト分解能の向上)が可能となる。このためには、高出力ファイバレーザーやモードロックレーザーの導入が有効と考えている。また、現在用いているCTの手法は第

一世代CTと呼ばれ、ペンシル状の γ 線ビームを用いて非破壊検査対象をスキャンするものであるが、市販のX線CT装置ではビーム形状や検出器の配置等により、第4世代と言われる方式まで改良が進んでいる。レーザーコンプトンガンマ線CTでは、光源の大きさのためコンポーネントの配置に対する制約もあるが、今後高強度の γ 線を扇状に発生させ(ファンビーム化)、複数の検出器で γ 線を検出する等、より高速で画像取得を行うスキームの構築が必要である。陽電子消滅 γ 線を利用するCTに関しては、実証実験を開始した段階であるが、その特徴を生かすための高度化改良を行うことにより重要な測定手法となる可能性がある。このような各種改良を進めることにより、本技術がより実用的な非破壊検査技術として確立されることを期待したい。

謝 辞

本稿の執筆にあたり、京都大学の大垣 英明教授に有意義な助言を頂いた。またコンクリート試料の非破壊検査に関して、東京大学(現・(株)日鐵テクノロジー)の金田尚志博士に多大なご協力を頂いた。ここに深く感謝の意を表したい。産総研における γ 線CT技術の研究開発は、文部科学省原子力試験研究費の支援を得て行われたものである。

参考文献

- 1) A. M. Sandorfi, M. J. LeVine, C. E. Thorn, G. Giordano, G. Matone, and C. Schaerf: IEEE Trans. Nucl. Sci. **30** (1983) 3083.
- 2) H. Ohgaki, S. Sugiyama, T. Yamazaki, T. Mikado, M. Chiwaki, K. Yamada, R. Suzuki, T. Noguchi, and T. Tomimasu: IEEE Trans. Nucl. Sci. **38** (1991) 386.
- 3) C. Schaerf: Nucl. Phys. News **2** (1992) 7.
- 4) T. S. Carman, V. Litveninko, J. Madey, C. Neuman, B. Norum, P. G. O'Shea, N. R. Roberson, C. Y. Scarlett, E. Schreiber, and H. R. Weller: Nucl. Instrum. Meth. A **378** (1996) 1.
- 5) G. Ya. Kezerashvili, A. M. Milov, N. Yu. Muchnoi, and A. P. Usov: Nucl. Instrum. Meth. B **145** (1998) 40.
- 6) T. Nakano, J. K. Ahn, M. Fujiwara, H. Kohri, N. Matsuo, T. Mibe, N. Muramatsu, M. Nomachi, H. Shimizu, K. Yonehara, M. Yosoi, T. Yorita, W. C. Chang, C. W. Wang, S. C. Wang, Y. Asano, T. Hotta, Y. Sugaya, R. Zegers, S. Daté, N. Kumagai, Y. Ohashi, H. Ohkuma, H. Toyokawa, T. Iwata, M. Miyabe, Y. Miyachi, A. Wakai, K. Imai, T. Ishikawa, M. Miyabe, T. Sasaki, H. Kawai, T. Ooba, Y. Shiino, M. Wada, H. C. Bhang, Z. Y. Kim, A. Sakaguchi, M. Sumihama, K. Hicks, K. Akimune, T. Matsumura, C. Rangacharyulu, and S. Makino: Nucl. Phys. A **684** (2001) 71.
- 7) K. Aoki, K. Hosono, T. Hadame, H. Munenaga, K. Kinoshita, M. Toda, S. Amano, S. Miyamoto, T. Mochizuki, M. Aoki, and D. Li: Nucl. Instrum. Meth. A **516** (2004) 228.
- 8) F. E. Carroll, M. H. Mendenhall, R. H. Traeger, C. Brau, and J. W. Waters: Am. J. Roentgenol. **181** (2003) 1197.
- 9) F. Sakamoto, M. Uesaka, T. Yamamoto, T. Natsui, Y. Taniguchi, H. Sakane, D. Ishida, H. Nose, N. Kaneko, H. Sakai, T. Higo, M. Akemoto, J. Urakawa, and M. Yamamoto: Proc. 22nd particle Accelerator Conference (PAC07), Albuquerque, NM, 2007, p. 2784.
- 10) H. Toyokawa, R. Kuroda, M. Yasumoto, N. Sei, H. Ogawa, M. Tanaka, H. Ikeura-Sekiguchi, M. Koike, K. Yamada, F. Sakai, T. Nakajyo, and T. Yanagida: Proc. 22nd particle Accelerator Conference (PAC07), Albuquerque, NM, 2007, p. 121.
- 11) K. Sakaue, M. Washio, S. Araki, M. Fukuda, Y. Higashi, Y. Honda, T. Taniguchi, T. Terunuma, J. Urakawa, and N. Sasao: Proc. 11th European Particle Accelerator Conference (EPAC08), Genoa, Italy, 2008, p. 1872.
- 12) H. Ohgaki, S. Sugiyama, T. Yamazaki, T. Noguchi, T. Mikado, M. Chiwaki, K. Yamada, R. Suzuki, N. Sei, and T. Tomimasu: in SYNCHROTRON RADIATION FACILITIES IN ASIA, eds T. Ohta, S. Sugai, S. Kikuta, IONICS Publishing, Tokyo, 1994, p. 177.
- 13) H. Toyokawa, H. Ohgaki, S. Sugiyama, T. Mikado, K. Yamada, R. Suzuki, T. Ohdaira, and T. Yamazaki: Nucl. Instrum. Meth. A **422** (1998) 95.
- 14) H. Ohgaki, T. Noguchi, S. Sugiyama, T. Mikado, M. Chiwaki, K. Yamada, R. Suzuki, N. Sei, T. Ohdaira, and T. Yamazaki: Nucl. Instrum. Meth. A **375** (1996) 602.
- 15) S. Goko, H. Utsunomiya, S. Goriely, A. Makinaga, T. Kaihori, S. Hohara, H. Akimune, T. Yamagata, Y. W. Lui, H. Toyokawa, A. J. Koning, and S. Hilaire: Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 192501.
- 16) H. Harada, Y. Shigetome, H. Ohgaki, T. Noguchi, and T. Yamazaki: Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 33.
- 17) H. Toyokawa, T. Mikado, H. Ogawa, N. Sei, K. Yamada, M. Yasumoto, H. Ohgaki, N. Aoki, and N. Kobayashi: Proc. 2003 Particle Accelerator Conference, Portland, Oregon, USA, May 12-16, 2003, p. 713.
- 18) H. Ikeura-Sekiguchi, R. Kuroda, M. Yasumoto, H. Toyokawa, M. Koike, K. Yamada, F. Sakai, K. Mori, K. Maruyama, H. Oda, and T. Kimata: Appl. Phys. Lett. **92** (2008) 131107.
- 19) R. H. Milburn: Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 75.
- 20) H. Ohgaki, H. Toyokawa, T. Yamazaki, T. Noguchi, S. Sugiyama, T. Mikado, T. Ohdaira, R. Suzuki, N. Sei, K. Yamada, and M. Chiwaki: Bulletin of the Electrotechnical Laboratory **63** (1999) 73 (in Japanese).
- 21) H. Harada, K. Furutaka, H. Ohgaki, and H. Toyokawa: J. Nucl. Sci. Technol. **38** (2001) 465.
- 22) H. Toyokawa, H. Ogawa, H. Ohgaki, N. Aoki, N. Kobayashi, R. Kuroda, T. Kaihori, K. Yamada, and M. Koike: Proc. 5th Int. Symposium on Measurement Techniques for Multiphase Flows **1** (2006) 960.
- 23) H. Toyokawa, H. Kanada, R. Kuroda, T. Kaihori, K. Yamada, and T. Uomoto: Proc. 5th World Congress on Industrial Process Tomography, 2007, p.503.
- 24) J. H. Hubbell: NSRDS-NBS 29 (1969).
- 25) H. Kanada, H. Toyokawa, and T. Uomoto: Proc. 5th Int. Symposium on New Technologies for Urban Safety of Mega Cities in Asia (USMCA 2006) **1** (2006) 377.
- 26) H. Toyokawa, T. Hirade, R. Kuroda, R. Suzuki, and T. Ohdaira: Proc. Eighth Int. Topical Meeting on Nuclear Applications and Utilization of Accelerators (AccApp07) 2008, p.331.

レーザーワード

タギング法(electron tagging technique)

レーザーコンプトン散乱では、鉛ブロックに小さな開口を開けたコリメータで散乱光子の中央部分を切出し、数%程度のエネルギー拡がりを持つ γ 線ビームを得るのが一般的であるが、 γ 線エネルギーが概ね100 MeV程度以上の γ 線を発生させる場合は数GeV以上の電子を用いるため、 γ 線発散角が極めて小さくなり、コリメータによるエネルギー選択が難しくなる。この場合はレーザーコンプ

トン散乱過程で発生する反跳電子のエネルギーをアナライザー(タギング検出器)で計測することによって γ 線エネルギーを求め、対象とする γ 線に対するアナライザー信号と同時に検出されたイベントだけをカウントする。この手法を反跳電子にタグをつけるという意味でタギング法という。この場合は、タギング検出器のエネルギー検出範囲で γ 線の単色度が決定される。(山田 家和勝)