2. [ONSA 賞受賞講演]

新しいガンマ線ビームを使った光核反応計測と核変換

兵庫県立大学 高度産業科学技術研究所

宮本修治

相対論的電子と磁場により高輝度なX線を発生す る放射光施設は、世界中で広範囲な応用に使われて いる。この放射光施設を使った、高輝度なガンマ線 ビーム光源の利用が広がっている。このガンマ線 は、波長は原子の1/1000以下で、偏光とエネルギ ーを自由に制御ができるため、光核反応の精密なデ ータ取得に使われる。このガンマ線を使った核変換 応用や、発生する中性子・陽電子を用いた利用につ いて紹介する。

新しいガンマ線ビームを使った光核反応計測と核変換

兵庫県立大学 高度産業科学技術研究所

宮本修治

1. はじめに

ー般にガンマ線とは、原子核から放出される光(電磁波)を指して用いられるが、ここで は原子核からだけでなく、加速器で生成されるものも含めて、高エネルギ光子という意味で 用いる。また、ここで取り扱う「高エネルギ」とは、波長が原子核程度の光子を考える。原 子核の大きさは質量数の1/3乗に依存してその直径は $d = d_0 \sqrt[3]{A}$ と表される。ここで $d_0 = (2.6 \pm 0.2) \times 10^{-15}$ [m] は定数。例えば鉛(Pb-208)では、原子直径は350[pm]程度である が、原子核の直径はこの約2万分の1の15[fm] である。波長 λ =15[fm] を光子エネルギで 表すと、 $hc/\lambda e \approx 80$ [MeV]となる。対象物質を励起したり観測するには、対象物と同程度の 波長が相互作用効率が高いため、原子核物理研究には数十MeV程度のエネルギ領域が有用で ある。

放射性同位体の壊変では、主に単色のガンマ線を発生し、また核種を変えることにより異 なるエネルギのガンマ線を利用できる。核種ごとに5000本を超えるガンマ線エネルギ(数keV~ 8MeV程度まで)が計測されており、IAEAのWEBデータベースなどで公開されており、簡単に 調べることができる[1]。しかし、放射性同位体線源は、(1)同位体の寿命があり、入手が困 難な核種が多い、そして(2)常に4π空間にガンマ線を放出しているため、常に遮蔽が必要で ある。さらに(3)8MeV超の高エネルギガンマ線源がない、などの点から、放射性同位体線源 は主に基準校正源として利用されている。図1(a)に、放射性同位体からのガンマ線スペク トルを、HP-Ge検出器で測定した例を示す。図の低エネルギ側にある黒実線のスペクトルは、



図1 ガンマ線源の代表的スペクトル。(a)低エネルギ側の黒実線は、自然放射線を HP-Ge検出器で測定したもので、K-40やT1-208など10種類以上の放射性同位体からの 線スペクトルが見える。(b)11MeVの電子線をタングステン標的に照射した場合の制 動輻射スペクトル。(c)レーザCompton散乱ガンマ線スペクトル。(d)衝突点から10m 離れた位置に直径2mmのコリメータを入れた場合。電子ビームのエミッタンスが有限 だと、実際には(e)のようなスペクトルとなる。

自然放射線を30分ほど測定したもので、K-40(1.4608MeV)やT1-208(2.6145MeV)などからの 線スペクトルが確認できる。

一方、更に高エネルギガンマ線の利用には、制動輻射ガンマ線源が利用されてきた。これ は、高エネルギ電子を適当な標的に当て、電子に加速度(減速)を与えることにより、加速度 ベクトルの周囲に電磁波を発生させる手法で、そのスペクトル強度*I*(*E*_γ)は下記のように表さ れる[2]。

$$I(E_{\gamma}) = 2.32Z^{2} \frac{1}{E_{\gamma}} \frac{1}{E_{e}^{2}} \left[E_{e}^{2} + E_{e'}^{2} - \frac{2}{3} E_{e} E_{e'} \right] \left[0.865 + \log\left(\frac{E_{e} E_{e'}}{E_{\gamma}}\right) \right]$$
(1)

ここで、 E_{γ} 、 E_e はガンマ線と電子のエネルギ、Zは標的材料の原子番号、 $E_{e'} = E_e - E_{\gamma}$ は、射出 電子のエネルギである。エネルギはすべてMeV単位、強度Iは、mbarn=10⁻²⁷ (cm²)単位である。 11MeVの電子ビームをタングステンターゲットに入射した場合の、制動輻射スペクトルの計算値 を図1 (b)の白丸線プロットで示す。制動輻射ガンマ線エネルギは、入射電子エネルギの11MeVか ら低エネルギまで広く分布し、特に低エネルギー側が多くなるスペクトル分布を持つ。

入射電子が相対論的エネルギーになると、放射する制動輻射ガンマ線は相対論的座標変換(ローレンツ変換)のために、電子進行方向に集中するようになる。電子進行方向に対して90度方向に 強く放射していた制動輻射ガンマ線は、相対論的効果により電子進行方向の1/ γ の角度に集中す ることになる。ここで、 $\gamma = 1 + E_e/m_ec^2$ は電子の相対論的係数。 E_e =11MeVの電子線($\gamma \sim 23$)の 場合、放射の空間分布は、電子進行方向の $\Delta \Omega = \pi/\gamma^2$ sr に集中する放射となる。電子から全空 間に放射する制動輻射が、相対論的座標変換により、 $\Omega/\Delta \Omega \approx 2000$ 倍程度、電子進行方向に集中 したことになる。このように、高エネルギの電子を用いると、ガンマ線を電子進行方向に集中で き、ビーム状線源として利用しやすくなる。しかし、制動輻射線源はスペクトルが広範囲に渡り、 特定のエネルギーだけを取り出すことは困難なため、同時に低エネルギ・ガンマ線が混入する。 このため特定のエネルギのガンマ線利用には、不向きである。

これら従来のガンマ線光源と異なり、レーザCompton散乱 (LCS) ガンマ線ビームは、相対論的エネルギの電子ビームとレーザ光の衝突により生成される。1960年台のレーザ発明直後から試験[3]されたが、近年の放射光施設などの低エミッタンス電子蓄積リングの発展に伴い、他のガンマ線光源にはない、数々の特徴ある特性を持った実用的なガンマ線ビームとして利用されるようになった。光子が相対論的電子ビームで散乱されると、ローレンツ・ブーストにより波長が短縮し、ガンマ線領域の光子となる。このガンマ線光子エネルギ E_{γ} は電子エネルギ E_{e} と入射レーザ光子エネルギー E_{laser} に依存して、次のように記述できる。

$$E_{\gamma} = \frac{4E_{laser}\gamma^2}{1 + 4\gamma E_{laser}/m_e c^2 + \gamma^2 \theta^2} \approx \frac{4E_{laser}\gamma^2}{1 + \gamma^2 \theta^2}$$
(2)

ここで、 θ は電子ビーム進行方向軸に対する散乱ガンマ線出射方向の角度である。上式の 右端の項は、入射光子エネルギが低い場合 ($4\gamma E_{laser} \ll m_e c^2$)の近似で、軸上($\theta = 0$)への 散乱ガンマ線エネルギは、レーザ光子エネルギの $4\gamma^2$ 倍となることがわかる。電子エネルギ 0.75GeV、入射レーザ波長1064nmを用いると、軸上ガンマ線エネルギは、10MeV程度と計算さ れる。

このような、レーザCompton散乱ガンマ線のスペクトルは、Klein-仁科の微分散乱断面積

から計算でき、式(2)を用いて、散乱角を、光子エネルギに変換すれば下記のように記述で きる。

$$\frac{d\sigma}{dE} = \frac{\pi r_0^2}{2} \frac{m_e^2 c^4}{4E_{laser}^2 E_e^2} \left[\frac{m_e^4 c^8}{4E_{laser}^2 E_e^2} \left(\frac{E_{\gamma}}{E_e - E_{\gamma}} \right)^2 - \frac{m_e^2 c^4}{E_{laser} E_e} \frac{E_{\gamma}}{E_e - E_{\gamma}} + \frac{E_e - E_{\gamma}}{E_e} + \frac{E_e}{E_e - E_{\gamma}} \right] (3)$$

ここで、 $r_0 = e^2/4\pi\epsilon_0 m_e c^2$ は電子の古典半径、 m_e と c は電子の静止質量と真空中の光 速。式(3)をプロットしたものが図1(c)である。軸上の最大エネルギ $4E_{laser}\gamma^2$ から低エネ ルギまで広がったスペクトルとなる。最大エネルギの半分(この図では5MeV付近)の光子は、 軸から角度 $\theta_{1/2} = 1/\gamma$ 方向へ散乱した光子である。 $\gamma = 750 (MeV)/m_e c^2 \approx 1500$ であるか ら、 $\theta_{1/2} = 0.66$ (mrad) となる。ガンマ線ビームの軸近傍のみを使えば、スペクトル幅の狭 い、準単色のガンマ線を取り出すことができる。図1(d)は、電子とレーザの衝突点から10m の位置のビーム軸上に、直径2mmのコリメータを置いた場合の切り出されたガンマ先のスペ クトルを示しており、スペクトル広がり2%程度となる計算である。電子ビームに広がりがあ る場合(有限のエミッタンスを持つ場合)実際のスペクトルは、低エネルギ側に裾を引き、 図1(e)のようなスペクトルとなる。

LCS ガンマ線ビームは、制動輻射ガンマ線源より更に高エネルギの電子ビームを使うため、 相対論的係数 γ が大きく、ビームの拡がり角 $1/\gamma$ はさらに小さくなり、より細く収束した ビーム状になる。 $\gamma = 1500$ の電子ビームでは、衝突点から20m離れた位置で、直径約26mmの ガンマ線ビームとなる。さらに、Compton散乱では、入射レーザーの偏光特性を保存するた め、軸上の散乱ガンマ線は、入射レーザの偏光で制御でき、自由な偏光ガンマ線を発生する ことができる。

現在、LCSガンマ線を用いた各種物理研究や応用研究行われている。次章では、ニュース バル放射光施設に設置されている、LCSガンマ線ビーム源の概要とその特性を示し、次章以 降で、光核反応を用いた核構造研究、宇宙での元素合成解明のための宇宙核物理研究、光子 の偏極性を利用した核共鳴散乱の核セキュリティ応用、ガンマ線による核変換や同位体製造 に関する研究を紹介する。

2. NewSUBARUレーザCompton散乱ガンマ線ビーム源

近年のメガ電子ボルト(MeV) エネルギ領域のLCSガンマ線源は、1990年代にアメリカの デューク大学の自由電子レーザ施設[4]や、電子技術総合研究所(現在の産業技術総合研究 所)の電子蓄積リングTERAS[5]で建設され、ユーザー利用が可能な施設として整備された。 これらの施設では、光核反応による核物理研究や原子核共鳴蛍光散乱を用いた原子核物理学 研究や、ガンマ線CTなどが行われた。現在、電子蓄積リングTERASは、施設老朽化のため廃 止されているが、国内では分子科学研究所のUV-SORや、九州シンクロトロン施設でも試験的 にLCSガンマ線ビームを使った研究が行われている。

NewSUBARU放射光施設のガンマ線ビームラインは、放射光施設運用開始直後の2000年頃から試験が始められ、2005年にガンマ線専用ビームラインに遮蔽照射ハッチを設けて、ユーザ利用が可能な施設として稼働を始めた[6-8]。このビームラインは放射光施設の9本のビームラインのうちの1つである(BL01)。図2に電子蓄積リングの概略を示す。周長118mのリン



図2 NewSUBARU放射光施設の電子蓄積リング概略図。下部(南側)のBL01がレーザ Compton散乱ガンマ線ビームライン。下流に2つのガンマ線照射ハッチがある。

グで、12個の偏向電磁石と加速空洞1個、4箇所の直線部を持つ[9]。高輝度軟x線放射光用の 低エミッタンス($\epsilon_x = 40[\pi nm \cdot rad]$)蓄積リングであり、トップアップ入射により電子電流を 一定・安定に蓄積することができる。リング南側の直線部にLCSガンマ線ビームラインを設 置している。図3に、ガンマ線ビームライン部分の詳細を示す。レーザ光は、加速器収納ト ンネルの外部から、遮蔽壁に開けた開口を通して内部へ導き、トンネル内のミラーとレンズ、 および真空ダクト内のミラーによって、電子ビームと正面衝突するよう収束・入射する。リ ング内電子と衝突して、ガンマ線は電子進行方向にビーム状に発生し、真空中のミラーと真 空窓を透過して大気中に導かれる。このガンマ線は、トンネル壁の開口を通り図3の左端に あるハッチ1およびハッチ2まで導かれ、ハッチ2奥のビームダンプで吸収される。蓄積リ ングを1GeV運転の場合、衝突点から約25mの実験エリアでは、ガンマ線ビームは直径2.5cm程 度に広がっている。このビームの軸上部分を切り出すことにより、準単色・偏光ガンマ線ビー ムを利用できる。このため、トンネル内とハッチ1内に、厚さ10cmの鉛コリメーターを設置 してあり、これに直径1mmから6mmの開口を設けており、これを選択することでガンマ線スペ クトル幅とフラックスを選択できる。ガンマ線エネルギは、レーザ波長および電子エネルギ を変更することで自由に設定できる。



図3 ガンマ線ビームライン概略図。NewSUBARU電子蓄積リングの南東側の約6分の 1を示す。加速器収納トンネルの外に、2つのガンマ線照射ハッチを設置している。 レーザー光はトンネル外部から入射し、真空ダクト内のミラーで電子との衝突点へ 導かれる。

一方、蓄積リング内を周回する電子ビームのエネルギを測定することは一般に困難であ るが、LCSガンマ線を使うことで、高精度に蓄積電子のエネルギを計測することができる。 ガンマ線ビームを用いて光核反応断面積の計測や、核共鳴散乱計測を行うためには、0.1%程 度以上のガンマ線エネルギ分解能が必要なため、まずはLCSガンマ線を利用して、電子エネ ルギ計測を行った。この手法は、いろいろな加速器施設でも利用されており[10,11]、次のよ うな手順で行った。

- 1) 放射性同位体からのガンマ線(チェッキング・ソース)を使い、高分解能HP-Ge検出器の ガンマ線エネルギ出力を校正する。
- 2)波長精度が高く、スペクトル幅の狭いレーザを用いてLCSガンマ線を発生し、そのエネ ルギを校正されたHP-Ge検出器で計測する。電子蓄積リングの電子ビームは、エネルギ広 がりが小さいため(1GeVでエネルギ広がりは0.047%程度)、LCSガンマ線は高エネルギ側が シャープな最大エネルギピークを持つ。
- 3)この最大エネルギピークの形状からシミュレーションを援用して、正確なLCSガンマ線 エネルギを求める事ができる。この計測値から、式(2)を用いて電子エネルギーの絶 対値を求めることができる。

実際の計測では、チェッキングソースのエネルギ領域(300keVから2.5MeV)に、LCSガンマ線を発生させ、高い精度の計測を可能とした。これには高安定な炭酸ガスレーザ(波長10.5915µm±3Å)を用い、電子エネルギ(加速器制御システムの名目エネルギ E_n)を0.55GeVから1.0GeVまで変化させた。名目エネルギからの計算すると、LCSガンマ線のピークエネルギは、543keVから1792keVとなる。この手法で、電子エネルギの絶対値(E_e)を求め、名目電子エネルギ値(E_n)とここで計測した正確な電子エネルギーとの差($\Delta E = E_e - E_n$)を E_n に対してプロットしたものを、図4に示す[12]。電子エネルギは、名目エネルギより最大11MeV高い結果となっている。この結果は、金(Pb-197)の光核反応中性子発生の閾値(676.43MeV)を使った電子エネルギ評価実験とも矛盾なく、LCSガンマ線により、電子エネルギを 10^{-4} 程度の精度で計測できることを示した。電子エネルギー1.5GeVまでの補正データも、同様の手法で取得した。加えて、電子エネルギの再現性と安定性も確認した。このように、電子エネルギーデンマ線を発生した場合、そのエネルギーをチェッキングソースで校正したと同程度の高精度で決定



図4 NewSUBARU電子蓄積リングの制御に用いている名目電子エネルギとLCSガンマ 線ビームを利用して計測した電子エネルギ絶対値との差の計測値を示す。

できる訳である。

一方、LCSガンマ線の光子フラックスは、電子電流と入射するレーザ出力の積に依存する が、ガンマ線照射ハッチの遮蔽性能でその上限を決めているため、現在はガンマ線ビーム出 力として、0.33mWを上限としている。またニュースバルでは遮蔽上ガンマ線エネルギは、最 大76.3MeVに設定している。例えば、1GeV/300mAの電子ビームに、波長1064nmのNdレーザを 入射した場合、17.6MeVのガンマ線ビームを発生できるが、この最大光子フラックスは 10⁸γ/sとなる。現在のレーザ光学配置では、出力65Wのレーザの入射が必要となる。

LCSガンマ線の偏光特性は、レーザの偏光を保存するため、ビーム軸近傍では、ほぼ100% の偏光特性が得られると考えられる。これを確認するため、直線偏光に関しては、コンプト ン散乱の強度が、偏光と直角方向で強くなる偏光依存性を用いて評価した。また、円偏光に 関しても、コンプトン散乱するガンマ線のスピン(円偏光の角運動量ベクトル)と、電子ス ピンが反平行のとき散乱強度が強くなる、磁気コンプトン散乱を用いて確認することができ ている。これら、ガンマ線の偏光を波長板などで直接変化させることは困難であるが、入射 するレーザの偏光を制御することにより、簡単に、高速にガンマ線の偏光を制御することが でき、偏光応用の核物理実験を容易に実施できるようになった。

3. 核物理と宇宙核物理研究

核物理研究では、(γ, xn)、(γ, p)、(γ, np)などの光核反応を利用して核構造を調べ る手法が使われるが、特に中性子を発生する(γ, xn)(xは1、2、3などの整数)は、多くの計 測が行われている。しかし以前は制動輻射ガンマ線や、高速陽電子からの消滅ガンマ線を使 った方法が用いられたため、エネルギー領域によっては、実験データに大きなばらつきがあ あり、多くの実験が繰り返されてきた。とくに米国リバモア研で計測されたデータと仏サク レー研でのデータに矛盾があり、長く解決できていなかった。この問題解決に関しては、別 種のガンマ線源で特性が良いと考えられる、LCSガンマ線での計測が有用で、10年ほど前か ら、宇都宮教授の研究グループがNewSUBARUガンマ線ビームでの試験を始めた。2012年に は、共同でガンマ線照射ハッチ(図3のガンマ線ハッチ2GACKO)を建設し、新しく開発した 大型中性子検出器を利用できるようにした[13,14]。2015年からは、IAEAのコーディネート 研究(IAEA-CRP No.F41032)として、国際チームを結成して光核反応断面積データベースの 精密測定を行なった。ここ4年間で予定していた核種のデータ取得は終え、データベース更 新のための解析と論文化を行っている[16-19]。これらの核データは宇宙での元素合成過程 の解明のためにも重要なデータで、研究グループは引き続き宇宙核物理研究のための実験も 予定している。

宇宙での元素合成はどのように行われてきたと考えられているか。標準的な宇宙進化の 模型では、ビッグバン直後の宇宙の元素分布は、水素(76%)、ヘリウム(24%)とわずかな Li で、それより重い元素はその後形成された恒星や宇宙線による様々なプロセスで作られたと 考えられている。軽元素は、恒星の中での核融合反応で生成されるが、鉄より重い元素のほ とんどは、恒星の中でのゆっくりした中性子捕獲反応とその後のベータ崩壊によるプロセス でゆっくりと重い核種が生成されてゆき、s-過程と呼ばれている。その後超新星爆発時の非 常に早い中性子捕獲反応で、安定核より中性子過剰側の核種が形成されたと考えられてい る。これは r-過程と呼ばれている。この中でも r-過程は高温、高密度、高中性子束環境 で、中性子捕獲の時間スケールが β 崩壊の時間スケールよりも小さい環境で起こる。この ような環境では、多くの中性子過剰な核が関係するため、そのプロセスを計算するには、中



図5 核図表 (セグレチャート: Segre chart)。

性子過剰な不安定核についての情報が必要となる。r-過程は、鉄より重い元素の約半分を生成し、さらに、原子力で重要な U や Thなどの生成過程でもある。この情報を理論的に求めるためには、ガンマ線強度関数 (γ SF)の計測が必要で、光核反応(γ , x n)により実験的にガンマ線強度関数をしらべ、逆過程の中性子付着反応(n, γ)反応断面積を評価している。

図5は核図表で、宇宙での元素合成過程の概略を示している。図の縦軸は原子番号Z、横軸は、原子核の中性子数Nで、すべての原子核をプロットしたものである。図の中で、斜めに右上に向かう黒い核種は、安定核で207種の同位体である。その周辺の灰色の領域が、存在が確認されている同位体、約3000種、これら以外にも存在すると考えられている同位体はは、約6000種である。安定同位体の左側の部分、中性子が少ない側の核種は、生成された重い核種から、光核反応で中性子が剥ぎ取られてできると考えられ、それに続く陽電子崩壊で原子番号が低い側に進行する。これはp-過程と呼ばれている[20]。

r-過程が、どのような超新星爆発で起きるかは現在でも確定していないが、II型超新星 爆発におけるホットバブル領域で生成されると考えられている。このr-過程では中性子ドリ ップラインまでの多数の中性子過剰核が関与するため、その断面積を推定するには理論計算 が不可欠となる。超新星爆発については、現実的な核物質の状態方程式を用いた一般相対論 的流体シミュレーションによる理解が進んでいる。

4. 偏光ガンマ線の利用

4-1. 核共鳴蛍光散乱(NRF: Nuclear Resonance Fluorescence)

原子核には、その内部での陽子、中性子の軌道変化や原子核全体の集団運動による励起状 態が存在する。原子とは異なり、核種が異なれば、励起状態の励起エネルギー等の物理パラ メーターは大きく異なる。そのため、核種毎に固有の励起状態が存在する。この励起状態の エネルギーに等しいガンマ線を照射すると、角運動量(L)の小さい遷移状態が選択的に励 起され、フェムト秒からピコ秒のオーダーの非常に短い寿命で、励起エネルギーにほぼ等し いエネルギーのガンマ線を放出して脱励起する。この現象は核共鳴蛍光と呼ばれ、この時放 出されたガンマ線を核蛍光ガンマ線と呼ぶ。この核共鳴蛍光散乱の実験によって、対象とな る原子核の励起準位や遷移強度を、実験的に求めることができる。実際に見られる原子核と



図6 直線偏光ガンマ線照射からの核共鳴蛍光散乱と 光核反応中性子の計測

ガンマ線の相互作用では、電気的双極子(E1)と磁気的双極子(M1)遷移の2種類の遷移が主で、 次に、相対的に微弱な電気的四重極子(E2)相互作用による核励起が観測される。E1遷移とM1 遷移では核共鳴蛍光散乱される直線偏光面に対する角度分布が異なる。図6のように、直線 偏光面に対して垂直及び水平な位置に2台のガンマ線検出器を設置することでE1遷移とM1遷 移を分離して計測ができる。

このような核共鳴蛍光散乱は、原子核の構造を研究する重要な手段であるが、この原理と ガンマ線の高い透過力を利用して、物質の非破壊測定技術が開発されている。対象原子核固 有の励起状態の励起エネルギーに等しいエネルギーのガンマ線を照射すると、その核種のみ が効果的に吸収し、同じエネルギーのガンマ線を放出・散乱する。放出されたガンマ線を計 測することで、対象原子核の種類と量を求めることができる。この手法では、非破壊・リモー トでの原子核同位体の識別が可能である。

LCSガンマ線とNRFを用いた物質の非破壊測定の原理実証試験はTERASのLCSガンマ線装置 を用いて行われた。天然鉛のうち、²⁰⁸Pbが52.8%含まれ、これは5.512 MeVに共鳴準位を持って いる。これを、1.5cmの厚さの鉄の箱に入れサンプルとして、外部から約5.7 MeVのガンマ線 ビームを照射した。試料から散乱されたNRFガンマ線を高純度ゲルマニウム(Ge)検出器で測 定することで、鉄の箱の中のPbの存在とその位置を調べることができた。この技術を用いること で、核分裂性同位体の検知も可能であり、ニュースバルとJAEA-QSTで核セキュリティーのため の核物質の検知技術開発の共同研究を行っている[21]。

4-2. 光核反応

原子核に10~30MeVのエネルギーのガンマ線を照射すると、強い電気双極子遷移(巨大共鳴) が発生し、光核反応(γ, n)が起こり、中性子が放出されることが知られている。直線偏光したガン マ線を原子核に照射した場合、直線偏光面(光の電解ベクトルの振動面)からの角度に応じて、 中性子の放出確率(強度)が異なると予想される。1957年にイタリアの原子核物理学者A.Agodi によって最初の理論的な予言がなされた[22]。図6のように、試料に直線偏光したガンマ線を照 射する場合、ガンマ線の進行方向を軸にとり、この軸からの角度θとして、軸から90度の角度を



図7 直線偏光ガンマ線による光核反応で放出された中性子発生分布の非対称性

考える(θ =90°)。この90°の角度方向において、直線偏光面からの角度を ϕ とする。Agodiは中 性子の強度分布を角運動量の保存則から計算した。そして直線偏光したガンマ線を吸収した原子 核から放出される中性子の強度分布I(ϕ)が、原子核の種類に関係なく、I(ϕ)=a+b・cos(2 ϕ)という 非常に簡単な式になることを示した。しかし、最近までほぼ100%直線偏光したガンマ線の実用 化がなかったため、以降の研究はほとんどなく、この論文は1970年代以降ほぼ忘れられていた。

2014年にニュースバルガンマ線ビームラインにおいてAgodiの理論的予言の広い質量領域にお ける最初の検証実験を行なった[23]。1 GeVの電子と波長約1µmのNd:YVO4レーザーの光によ る、LCSガンマ線は最大エネルギー16.9MeVのほぼ100%直線偏光したLCSガンマ線を生成し た。このLCSガンマ線を3種類(金、ヨウ化ナトリウム、銅)の物質に対して、図6の配置で、 発生する中性子数を計測した。中性子検出器は高速プラスティックシンチレーション検出器を用 いた。光核反応で放出された中性子を飛行時間測定法で測定するため、この実験では、電子蓄積 リング中に1つの電子バンチを蓄積するモード(シングルバンチモード)で運転した。これは、 試料からの散乱ガンマ線と中性子信号を到着時間で分離するためである。検出器は固定し、レー ザの偏光の角度を30度刻みで変更して、中性子数を測定した。この結果を図7に示す。すべての 核種で、I=a+b・cos(2¢)の式に良いフィッティングを示す結果が得られた。より核構造が簡単な 偶偶核である鉄(56Fe 92%)を用いた試験も行い、同様な依存性を得た[24]。LCSガンマ線によ り、約50年前にAgodi博士によって予言された理論が実証できたわけである。

5. ガンマ線核変換

前節で示したように、ガンマ線照射による光核反応は、中性子を離脱するため、核変換 を行う手法でもある。これを利用して原子力からの放射性廃棄物処理の試験と、医療用放射 性同位体生成試験を行った。図8に例を示す。どちらも、巨大共鳴を利用した光核反応によ





る核変換で、(a)のヨウ素129は、放射性廃棄物の消滅処理、(b)では、安定核種のモリブデン100を光核反応で放射化し、核医学検査(SPECT:Single Photon Emittion CT)に用いられるテクネチウム99の準安定状態核種を製造する反応である。この核種は中間核種のモリブデン99も含めて短寿命核種であるため、必要量を制作して、すぐに使用する必要がある。

放射性廃棄物として想定したヨウ素-129では、まずその光核反応断面積の測定を行った。 ヨウ素129を選んだ理由は、当時国内の原子力発電所で、年間200kgあまりの生成量があり、 その寿命は、1500万年超と非常に長い上に、気化しやすく、また水溶性で、生物濃縮を起こ す危険もあるためである。核反応データベースを調べると、ヨウ素-129の光核反応断面積の 計測データが皆無であった。ニュースバルLCSガンマ線源は、フラックスはそれほど大きく はないが、数mmのビーム状に発生できるため、安定元素のヨウ素127の断面積から考え、ヨ ウ素129が数mg準備できれば測定できると見積もることができた。実験では、10mg程度のヨ ウ素129を用い、LCSガンマ線のエネルギーを少しずつ変化させる事で、スペクトル断面積を 計測することができた[25]。測定された断面積を元に、年間200kgのヨウ素129を処理するた めに必要なガンマ線出力は、3 GW程度と計算された。3GeV電子加速器と炭酸ガスレーザを使 うガンマ線発生装置の概念設計は行ったが、必要な電力が、発電量の10%近くになる。

一方、核医学検査用のMo-99は、日本国内で年間100万件程度使われているが、現在すべて 原子炉で製造されたMo-99を輸入している。そこで、まずはガンマ線照射によるMo-99製造を 試験した。実験は、通常のモリブデンを用いて行った。通常のMo金属には、Mo-100が9.8%程 度含まれている。これに16MeVのガンマ線を照射して、生成されたMo-99からの崩壊ガンマ線 140.5, 181, 739.5, 778keVを測定した。校正核として金ターゲットも同時に照射し、既知の光 核反応断面積を元に、Mo¹⁰⁰(γ, n)Mo⁹⁹の断面積を求め核変換を確認した[26]。Mo-99に関して は、国内で年間100万件の使用があるが、これに必要なMo-99の量は20mg程度であり、専用ガ ンマ線源を作れば、光核反応施設で供給可能である。ただ、短寿命核種であるため、備蓄は できないため定常的に製造する必要がある。

6.まとめ

LCSガンマ線源の利用では、ガンマ線生成高速陽電子を用いた非破壊検査や、円偏光ガン マ線による磁気コンプトン散乱での電子スピン計測も行われている。また、エネルギー、偏 光特性が理想的であるため、標準ガンマ線源として、検出器の校正源としても利用されてい る。2011年には、仏エコール・ポリテクニークのグループから衛星搭載のガンマ線偏光計の 試験の希望があったが、検出器が大きすぎ、ガンマ線ハッチに入らないため実施できなかっ た。2012年にニュースバルに大型のガンマ線照射ハッチを追加できたため、2014年には、ガ ンマ線偏光計の試験が可能になり、仏グループから10名ほどの研究者が1ヶ月ほど滞在しLCS ガンマ線源を利用して、1000万個の新しい検出器データを取得でき、現在もデーター解析を 続けている[27]。現在、各国でガンマ線源の建設が進められており、上海放射光施設では、 新しいビームラインとして、LCSガンマ線ビームラインの建設が決まっている。ガンマ線ビ ーム利用環境は、今後ますます広がっていくものと期待する。

参考文献

[1] <u>https://www-nds.iaea.org</u>, App: "Isotope Browser" etc.

- [2] H.Bethe, W.Heitler, "On the Stopping of Fast Particles and on the Creation of Positive Electrons". Proceedings of the Royal Society of London, Series A, 146, p.83 (1934).
- [3] R.H. Milbum, "Electron Scattering by an Intense Polarized Photon Field", Phys. Rev. Lett. 10, No.

3, p.75 (1963).

- [4] V.N. Litvinenko, et al., "Gamma-Ray Production in a Storage Ring Free-Electron Laser" Phys. Rev. Lett. 78, p.4569 (1997).
- [5] H. Ohgaki, et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. 38, p.386 (1991).
- [6] S. Miyamoto, et al., "Laser Compton back-scattering gamma-ray beam-line on NewSUBARU", Radiation Measurements, **41**, S179 (2007).
- [7] 宮本修治, "レーザ・コンプトン散乱ガンマ線ビームライン", 加速器学会誌, 5, p.111 (2008).
- [8] S. Amano et al., "Several-MeV γ-ray generation in NewSUBARU by laser Compton backscattering", Nucl. Instr. Methods Phys. Res. A 602, p. 337 (2009).
 [9] A. Ando, et al., "Isochronous Storage Ring of the NewSUBARU Project", J.Synchrotron
- [9] A. Ando, et al., "Isochronous Storage Ring of the NewSUBARU Project", J.Synchrotron Radiation, 5, Part 3, pp. 342-344 (1998).
 [10] L. C. Hsu, C.-C. Ching, and C.-I. Yu, "Energy measurement of relativistic electron beams by laser
- [10] L. C. Hsu, C.-C. Ching, and C.-I. Yu, "Energy measurement of relativistic electron beams by laser Compton scattering," Physical Review E, 54, p. 5657(1996).
- [11] K. Chouffani, F. Harmon, D. Wells, J. Jones, and G. Lancaster, "Determination of electron beam parameters by means of laser-Compton scattering," Phys. Rev. ST Accel. Beams, 9, 050701 (2006).
- [12] H. Utsunomiya, et al., "Energy Calibration of the NewSUBARU Storage Ring for Laser Compton-Scattering Gamma Rays and Applications ", IEEE Trans. Nuclear Science, 61, p.1252 (2014).
- [13] D. M. Filipescu, et al. "Photoneutron cross sections for samarium isotopes: Toward a unified understanding of (γ, n) and (n, γ) reactions in the rare earth region", Phys. Rev. C, **90**, 064616 (2014).
- [14] H.-T. Nyhus, et al., "Photoneutron cross sections for neodymium isotopes: Toward a unified understanding of (γ ,n) and (n, γ) reactions in the rare earth region", Phys. Rev. C, **91**, 015808 (2015).
- [15] H. Utsunomiya, et al., "Photodisintegration of 9Be through the 1/2+ state and cluster dipole resonance", Physical Review C, **92**, 064323 (2015).
- [16] I. Gheorghe, dt al., "Photoneutron cross section measurements in the 209Bi(γ , xn) reaction with a new method of direct neutron-multiplicity sorting", Phys. Rev. C, **96**, 044604 (2017).
- [17] H. Utsunomiya, et al., "Direct neutron-multiplicity sorting with a flat-efficiency detector", Nuclear Instrum. Methods in Phys. Res. A, **871**, p. 135 (2017).
- [18] H. Utsunomiya, rt sl., "Photoneutron cross sections for Ni isotopes: Toward understanding (n, gamma) cross sections relevant to the weak s-process nucleosynthesis", Phys. Rev. C, 98, 054619 (2018).
- [19] H. Utsunomiya, et al., "Photon-flux determination by the Poisson-fitting technique with quenching corrections", Nuclear Instrum. Methods in Phys. Res. A, **896**, p.103 (2018).
- [20] 宇都宮弘章, "実験室で探る天体光核反応とその周辺", 日本物理学会誌, 62, p.34 (2007).
- [21] 早川岳人, 藤原守, "核セキュリティにおける核物質の非破壊測定技術", 日本原子力学会誌 Vol.56、NO.7、P. 448 (2014).
- [22] A. Agodi, "On γ-polarization effects in photonuclear reactions", Nuovo Cimento 5(1), 21 (1957).
- [23]K.Horikawa, et al., "Neutron angular distribution in (γ ,n) reactions with linearly polarized γ -ray beam generated by laser Compton scattering", Phys. Lett. B, **737**, p.109 (2014).
- [24] T. Hayakawa, et al., "Spatial anisotropy of neutrons emitted from the ${}^{56}Fe(\gamma, n){}^{55}Fe$ reaction with a linearly polarized γ -ray beam", Physical Review C, **93**, 004313 (2016).
- [25] K.Horimawa, et al., "Photonuclear Reaction of Iodine-129 with Laser-Compton Scattering Gamma-Rays Using Nd:YVO4 Laser and Electron Storage Ring", Review of Laser Engineering, 39, p.445 (2011).
- [26] H. Ejiri, et al., "Resonant Photonuclear Reactions for Isotope Transmutation", Journal of Physical Society of Japan, 80, 094202 (2011).
- [27] P. Gros, et al., "Performance measurement of HARPO: A time projection chamber as a gamma-ray telescope and polarimeter ", Astroparticle Physics, 97 (2018) pp.10–18. (January 2018)