

EGS5 シミュレーションコードを用いた ^{208}Tl 崩壊 事象を除去する手法の開発

福田 善之¹, 森山 茂栄²

¹宮城教育大学 教育学部 理科教育講座

²東京大学 宇宙線研究所 神岡宇宙素粒子研究施設

ガンマ線や電子と物質との相互作用に特化したモンテカルロ・シミュレーションコードである EGS5 (Electron Gamma Shower version 5) を使って、 ^{90}Zr を用いたニュートリノを放出しない二重ベータ崩壊観測実験 (ZICOS実験) において重大なバックグラウンドとなる ^{208}Tl のベータ崩壊事象を除去する手法を開発した。 ^{208}Tl の崩壊では、ベータ崩壊による電子以外に必ず 2.6146MeV のガンマ線を放出することから、観測されるエネルギーが二重ベータ崩壊の Q 値の近傍となるため、信号と間違える可能性が高い。EGS5によるシミュレーションの結果、 ^{96}Zr を含む液体シンチレーターにおいてベータ線とガンマ線の事象によるチェレンコフ光を観測し、かつヒットパターンをパラメーター化することにより、信号の損失効率を約78%に維持しながら、 ^{208}Tl の崩壊事象の約93%を除去できることがわかった。

キーワード：シミュレーション、ニュートリノ、二重ベータ崩壊、液体シンチレーター、バックグラウンド除去

1. 二重ベータ崩壊とニュートリノ質量

2015年のノーベル物理学賞を受賞した梶田隆章氏と Arthur Bruce McDonald氏は、それぞれ大気ニュートリノ振動および太陽ニュートリノ振動を発見したことが評価された。つまり、従来の素粒子の標準理論がニュートリノの質量が0と想定していたが、実は質量が存在する直接的な証拠となったのである。ところが、その質量が一体いくらかなのかという疑問に、ニュートリノ振動は答えを与えてはいない。素粒子の標準理論ではニュートリノに質量がないものとして記述しており、これまでいくつもの実験データや観測結果を精密に説明していることからわかるように、ニュートリノに質量が存在したとしても、非常に小さいことが予想される。このニュートリノ質量を探索する方法は、いくつか存在する。

まず、ニュートリノを放出するベータ崩壊のベータ線のエネルギーを極限まで精密に測定する方法である。ベータ崩壊は、放出するニュートリノが

エネルギーを持ち去るため、観測される電子のエネルギー分布は広がっている。このとき、電子の最大（終端）エネルギーは、ニュートリノに質量がある場合、標準理論の計算値と微妙に異なる。

1980年代、世界各地でベータ崩壊から放出する電子の最大エネルギーを精密に計測する実験が行われた。東京大学原子核研究所では、2重収束磁石によるスペクトロメーターを用いて、トリチウムのベータ崩壊 ($^3\text{H} \rightarrow ^3\text{He} + e^- + \bar{\nu}_e$) の終端エネルギーを測定し、 $m_\nu c^2 \leq 13\text{eV}$ の上限値 [1] を得た。一方、静電型スペクトロメーターを使った実験がドイツのマインツ [2] やロシアのトロイツク [3] で行われ、 $m_\nu c^2 \leq 2.5\text{eV}$ の結果を得た。現在、ドイツ・カールスルーエにおいて、KATRIN実験が巨大なスペクトロメーターを用いることにより $m_\nu c^2 \leq 2.3\text{eV}$ を目指しているが、現在考えられている 0.1eV 以下のニュートリノ質量の領域に到達することは困難と思われる。

一方、もっと小さいニュートリノ質量の測定に非常に有効だと考えられる方法が、ニュートリノを

放出しない二重ベータ崩壊事象の観測である。二重ベータ崩壊とは、通常のベータ崩壊とは異なり、ベータ崩壊が2回同時に同じ核内で起きる現象である。但し、親核の質量より娘核の質量が大きいため、個別のベータ崩壊は抑制される。この二重ベータ崩壊には2種類が存在する。一つは、2個の電子と2個のニュートリノを放出する二重ベータ崩壊 ($2\nu\beta\beta$) である。これは、量子力学のトンネル効果によってベータ崩壊が2回同時に同じ核内で発生する現象である。この崩壊の半減期は 10^{21} 年程度と非常に長い、実際に観測されている現象である [4]。それとは別に、2個の電子だけを放出してニュートリノを放出しない二重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$) が存在すると考えられている。 $0\nu\beta\beta$ の場合、核内の中性子が陽子に崩壊した際に放出するニュートリノは反ニュートリノでもあるので、同じ核内の別の中性子に吸収されて陽子に崩壊してしまうため、2個の電子しか放出しない。このようにニュートリノと反ニュートリノが同じである場合はマヨラナ粒子という。素粒子の標準理論ではニュートリノはディラック粒子であるため、ニュートリノと反ニュートリノは別の粒子と考えている。また、ニュートリノはレプトン族に属しているためレプトン数という量子数を持ち、ニュートリノは+1、反ニュートリノは-1 という値を持つ。標準理論では、このレプトン数が常に保存し、実際 $2\nu\beta\beta$ は崩壊前後でレプトン数を保存しているが、 $0\nu\beta\beta$ は保存しないのである。つまり、 $0\nu\beta\beta$ は、素粒子の標準理論を破る（超える）新たな現象なのである。

2. ^{96}Zr が溶解した液体シンチレーターを用いた二重ベータ崩壊事象探索実験 (ZICOS)

$0\nu\beta\beta$ が観測された場合、式 (1) のように、その半減期の逆数は核行列要素の理論値とニュートリノ絶対質量の積の2乗に比例することが予想されている。

$$[T_{1/2}^{0\nu}(0^+ \rightarrow 0^+)]^{-1} = G_{0\nu} M_{0\nu}^2 \frac{\langle m_\nu \rangle^2}{m_e^2} \quad (1)$$

ここで、 $G_{0\nu}$ は位相空間因子であり、 $M_{0\nu}$ は標的原子核の核行列要素、 $\langle m_\nu \rangle$ はマヨラナ型のニュートリノ質量である。これから、例えば 0.1eV 以下の質量領域を観測するためには、概ね 10^{26} 年以上の半減期の現象を観測する必要がある。

一方、観測する半減期の2乗は、式 (2) のように、標的原子核の質量と観測時間の積に比例し、エネルギー分解能とバックグラウンドの事象率の積に反比例する。

$$T_{12}^{0\nu} \sim a \sqrt{\frac{MT}{\Delta E B}} \quad (2)$$

ここで a は、標的原子核の自然存在比、 M は標的原子核の質量、 T は観測時間、 ΔE はエネルギー分解能、 B はバックグラウンドの事象率である。従って、次世代の二重ベータ崩壊実験に求められる条件として、1) $0.01\text{count kg}^{-1} \text{y}^{-1}$ の低バックグラウンドの環境下で、2) 高エネルギー分解能を有する観測装置により、3) トンスケールの標的原子核を用いて観測する必要があり、これらの条件が揃うと 0.1eV 以下のニュートリノ質量の探索が可能となる。このように、 $0\nu\beta\beta$ の観測は、 0.1eV 以下の非常に小さいニュートリノ質量を測定できる唯一の方法であると考えられており、現在世界中で観測や計画がなされている。

表1は、二重ベータ崩壊する原子核の一覧を示している。また、崩壊過程のQ値と自然存在率も記載されている。これまでに、 ^{76}Ge を濃縮したゲ

原子核	Q 値 (keV)	自然存在比 (%)
$^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$	4271	0.2
$^{150}\text{Nd} \rightarrow ^{150}\text{Sm}$	3667	6
$^{96}\text{Zr} \rightarrow ^{96}\text{Mo}$	3350	3
$^{100}\text{Mo} \rightarrow ^{100}\text{Ru}$	3034	10
$^{82}\text{Se} \rightarrow ^{82}\text{Kr}$	2995	9
$^{116}\text{Cd} \rightarrow ^{116}\text{Sn}$	2802	7
$^{130}\text{Te} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$	2533	34
$^{136}\text{Xe} \rightarrow ^{136}\text{Ba}$	2479	9
$^{124}\text{Sn} \rightarrow ^{124}\text{Te}$	2288	6
$^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se}$	2040	8
$^{110}\text{Pd} \rightarrow ^{110}\text{Cd}$	2013	12

表1: 二重ベータ崩壊する原子核と Q 値および自然存在比

ルマニウム半導体を用いた GERDA や、低温化させた TeO_2 結晶の温度変化を捉える CUORE などが観測を開始しているが、いずれも標的原子核の質量が数 $10 \sim$ 数 100kg 程度である。現在、最も小さいニュートリノ質量の上限値（最も長い半減期）を得ているのは、液体シンチレータに ^{136}Xe

を 320kg 溶解させた KamLAND-Zen 実験が観測した $\langle m_{\nu}c^2 \rangle \leq 61 - 165 \text{ meV}$ 、 $T_{1/2}^{0\nu} \geq 1.07 \times 10^{26} \text{ 年}$ (90%の信頼度)である [5]。

一方、トンスケールの標的原子核を使用する次世代の二重ベータ崩壊実験は、今年度中に KamLAND-Zen が ^{136}Xe を 800kg 使用する計画であり (但し、バルーンの問題から多少遅れることが発表されている)、また液体シンチレータに ^{130}Te を 790kg 溶解させる SNO+ も始まろうとしている。本研究では、二重ベータ崩壊の Q 値が標的原子核の中では 3 番目に高い ^{96}Zr を 1 トンを用いる ZI-COS 実験を計画している。図 1 は、ZICOS 実験の外略図である。

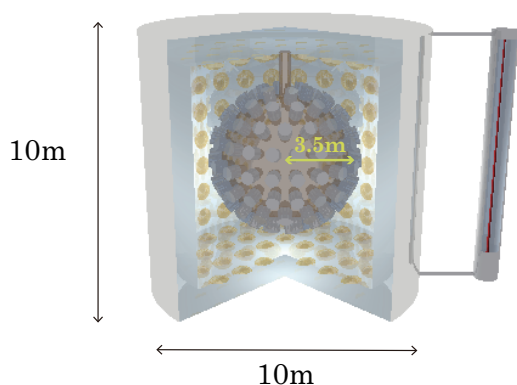


図 1: ZICOS 検出器の概略図。

これまでに、テトラキス (アセト酢酸イソプロピル) ジルコニウム (略式: $\text{Zr}(\text{iprac})_4$, 化学式: $\text{Zr}(\text{CH}_3\text{CCOCHCOOCH}(\text{CH}_3)_2)_4$, 分子量: 663.87) をアニソールに 10wt.% 溶解させ、更に PPO (2,5-Diphenyloxazole) を 10wt.%, POPOP (1,4-Bis(5-phenyl-2-oxazolyl)benzene) を 1wt.% 溶解させた液体シンチレータの開発に成功し、汎用の液体シンチレータである BC505 に対して $48.7 \pm 7.1\%$ の発光量と $4.1 \pm 0.6\% @ 3.35\text{MeV}$ のエネルギー分解能を達成している [6]。但し、液体シンチレータを用いた二重ベータ崩壊実験では、ウラン系列の ^{214}Bi やトリウム系列の ^{208}Tl が放出するベータ線とガンマ線が Q 値付近のエネルギーを持つために深刻なバックグラウンドになる。従って、それらの放射性物質を極限まで除去しなければいけない。

実際、U/Th が $10^{-15} \sim 10^{-16} \text{ g/g}$ という極低バックグラウンド環境を達成している KamLAND-Zen 実験

でさえ、3MeV 付近に観測されている事象は、主に内部バルーンに付着した ^{208}Tl のベータ崩壊の電子と ^{208}Pb の基底状態へ遷移する際に放出する複数のガンマ線から構成されている [7]。特に、後者には 2.6146MeV のガンマ線が必ず含まれている。

$0\nu\beta\beta$ 事象は一つの原子核から 2 個の電子を放出するが、 ^{208}Tl 等の放射性核種の崩壊事象では、ベータ線の発生点とは離れた場所でガンマ線が反応すると考えられる (図 2 参照)。従って、シンチ

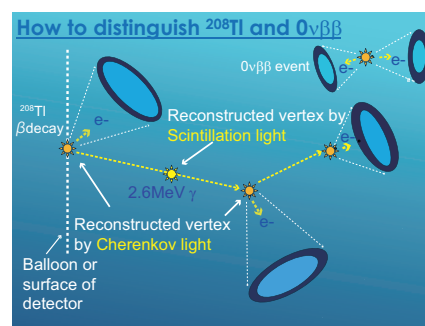


図 2: $0\nu\beta\beta$ 事象と ^{208}Tl 事象によるチェレンコフ光のイメージ

レーション光を用いてバーテックスの位置を求めると、概ね光量中心となるため、測定器の内部に再構成されてしまうことがあり、バルーンから離れた事象を選択しても、 ^{208}Tl の崩壊事象が残存するのである。(但し、KamLAND-Zen ではバルーンの外に逃げたガンマ線も掴まえるので、 ^{136}Xe の Q 値である 2.5MeV 付近には、これらの事象は入り込まない。) すなわち、シンチレーション光だけではエネルギーの観測しかできないため、 $0\nu\beta\beta$ 事象と放射性核種の崩壊事象を明確に区別する手段がないのである。

一方、 ^{208}Tl 崩壊事象によるベータ線とガンマ線のバーテックスを各々個別に観測することができれば、 $0\nu\beta\beta$ 事象とは異った特徴を示すはずである。そこで、図 2 のように、シンチレーション光とは別にチェレンコフ光を用いて事象のバーテックスを個別に再構成する、あるいはヒットパターンをパラメーター化することにより、放射性核種の崩壊事象を除去できると考えられる。このアイデアを確認するために、モンテカルロ・シミュレーションを行ってみた。

3. EGS5 を用いた電子・ガンマ線のシミュレーション

モンテカルロ・シミュレーションとは、コンピュータに物理的な現象を計算させて再現させることである。例えば、物質にガンマ線が入射した場合、ガンマ線は物質を構成している原子の最外殻の電子と光電効果やコンプトン散乱をして、その電子を放出させる。その電子は物質中の他の原子の電子からクーロン力を受けて、制動輻射やエネルギーを失いながら方向も変更しながら進み、最終的に止ってしまう。また、電子が通過した周りの原子は、電離したり励起したりする。更に、ガンマ線のエネルギーが高ければ電子対生成し、生成した陽電子は電子と対消滅してガンマ線を発生するカスケード電磁シャワーになることもある。このような物理的な現象は既に良く研究されているため、どのような物質中にどのエネルギーの電子やガンマ線が入射すれば、どのような現象が発生するのか、計算によりわかるのである。

一般的に有名なモンテカルロ・シミュレーターは欧州原子核研究所（CERN）が開発している GEANT4（for GEometry ANd Tracking）である。粒子は電子に限らず、高エネルギー物理実験や加速器で発生する全ての粒子の反応について取り扱うことができるモンテカルロ・シミュレーターである。そのため、多くの素粒子・原子核実験はもとより、粒子線治療への応用や放射線教育の分野で使用されている。使用コードは C/C++ であり、オブジェクト指向のプログラミング技術を使用する。

一方、EGS (Electron-Gamma Shower) は、1 keV から数百 GeV までのエネルギー範囲における電子・光子輸送計算のモンテカルロ・シミュレーションであり、任意のジオメトリ内で取り扱える汎用のシミュレーターである。1970 年代に Fortran ベースのシミュレーターとして EGS1/PEGS1 が Ford と Nelson によって開発され、その後、1982 年から日本の高エネルギー物理学研究所（現高エネルギー物理学研究機構）の平山氏が開発に加わり EGS4/PEGS4 を発表、多くの応用分野で用いられてきた。特に、医学物理や放射線測定研究、産業面での開発などで使用されているのが特徴である。開発から 20 年を経て、コードの改良やバグ修正が増え、保守が困難となったことから、2005 年に EGS5 が発表された [8]。EGS4 と EGS5 の違いは、(1) EGS4 の MORTRAN3 言語から FORTRAN 77 に変更したこと、(2) ジオメトリセットアップを容易にするた

めに、CG（組み合わせジオメトリ）を提供したことである。

本研究で使用するのは数 MeV の低エネルギー領域の電子・ガンマ線の振舞であること、更に化合物など多彩な物質でもシミュレーションできることを考え、EGS5 を用いることにした。

4. EGS5 を用いた ^{208}Tl のベータ崩壊事象のシミュレーション

EGS5 を用いるためには、まずソースコードをダウンロードしなければいけない。以下の URL (<http://rcwww.kek.jp/research/egs/egs5.html>) から egs5-1.0.5 のパッケージがダウンロードできる。次に、Fortran を使用する環境設定である。ほとんどのパーソナルコンピュータや Linux では、Fortran が使用できる。Windows10 以前では、Windows で起動する Linux/UNIX エミュレータである Cygwin をインストールすると、GNU Fortran を使用することができる。どのパッケージをダウンロードするのかは詳細を割愛するが、全パッケージをダウンロードしてインストールすると約 80GByte のディスク容量が必要である。一方、MacOS や Linux では、Package を導入すれば GNU Fortran を導入可能である。ちなみに、Windows10 では最新のパッチを導入すると Ubuntu が導入される。

EGS5 をダウンロードし解凍すると、tutorial コードがあるディレクトリが作成されるので、それらを参考にプログラムの作成ができる。ユーザーコードと EGS コードとの関連を図 3 に示す。まず、ユーザー

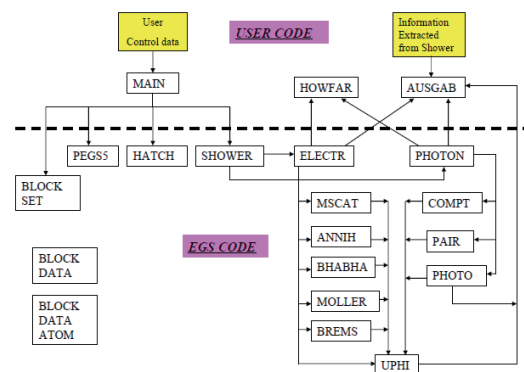


図 3: ユーザーコードと EGS5 コードの関係 [8]

が設定する inp ファイルを作成し、物質の定義やシ

ミュレーションする電子の最低エネルギーなどを指定する。物質は純粋な物質以外に化合物でも指定できる、例えば、アニソールの場合、 $C_6H_5OCH_3$ なので、物質は水素 H、炭素 C、酸素 O の 3 種類で、それらが 7:8:1 で混合している密度 $1gcm^{-3}$ の物質として、以下のように定義できる。

COMP

&INP NE=3,RHO=1.00, PZ=8,7,1,IRAYL=0,
IBOUND=0,INCOH=0,ICPROF=0,IMPACT=0
&END

ANISOLE ANISOLE

H C O

次に、メインのユーザーコードの作成である。tutorial コードを参照すると、ステップ 1 でユーザーのパラメーターの設定や出力データファイルのオープンし、ステップ 2 で pgs5 を call する。ここで、ユーザーが設定した物質を pgs5 に引き渡す。ステップ 3 では、hatch という物質の形状を指定するルーチンのための初期設定を行う。基本的な場合は、領域を 3 つに分け、1 と 3 の領域は真空とし、2 の領域に物質が存在するようにしている。また、計算する電子の最低エネルギーやガンマ線の最低運動量もここで指定しておく。ステップ 4 で、入射粒子のパラメーターを定義する。粒子はガンマ線か電子か、エネルギーはいくらか、場所はどこで、どこに向って入射するのかなどを指定する。次のステップ 5 では、hatch を call する。ここで、粒子の場所や方向が設定される。ステップ 6 では、howfar というルーチンで使用する領域 2 の z 軸の厚さ設定する。ステップ 7 では、ausgab というルーチンの初期値を与え、ステップ 8 で shower というルーチンを call し、いよいよシミュレーションが始まる。

ユーザーコードが完成すると、egs5run というスクリプトを実行する。すると、プログラム名を入力するように求められる。注意すべきことは、inp ファイルも同じ名前にしておかなければいけない。出力などの指定が求められたら、そのままリターンすればよい。シミュレーションはバックグラウンドジョブとして処理される。

今回のシミュレーションのジオメトリーは、球形検出器の中心を原点とし、全ての ^{208}Tl の崩壊を (0,0,-r) (r は検出器の半径の 350cm) の位置で発生させることにした。本来は球形の検出器の内

表面に一樣に発生させるべきであるが、球対称であるため 1 点での発生に留めた。また、ステップ 6 で設定する領域 2 の境界までの厚さは、最大値である球形検出器の直径 700cm とした。

^{208}Tl の崩壊をシミュレーションを行う場合、崩壊の分岐を理解する必要がある。 ^{208}Tl の崩壊図 (Q 値は 4.994MeV) を図 4 に示す。親核の ^{208}Tl の準位から娘核の ^{208}Pb の励起準位にはいくつもの分岐が存在する。Q 値からエネルギー準位の差が、ベータ崩壊の最大エネルギーに相当する。例えば、分岐比が最も大きい 3.1977MeV の β_{13} へのベータ崩壊の場合の電子の最大エネルギーは $E_{\beta max} = 4.994 - 3.1977 = 1.7963MeV$ である。また、その励起準位から $\gamma_7 = 0.5831MeV$ と $\gamma_{25} = 2.6146MeV$ の 2 本のガンマ線が放射される。

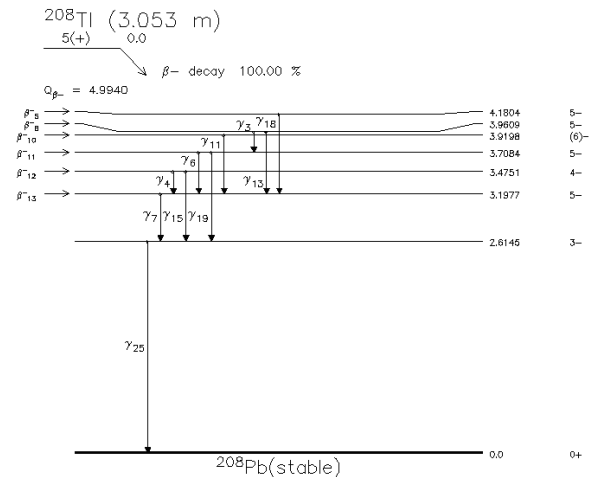


図 4: $^{208}Tl \rightarrow ^{208}Pb$ のベータ崩壊とガンマ線の分岐 [7]

最初にベータ線（電子）を発生させる。ベータ崩壊により放出する電子のエネルギーは当然広がっているの、放出電子のエネルギー分布を準備しないといけない。ベータ崩壊の電子のエネルギースペクトルは、以下の式 (3) で表すことができる [9]。

$$N(E) = p \cdot W \cdot (E_0 - E)^2 \cdot F(Z, W) \cdot C(E) \quad (3)$$

ここで、 p は放出される電子の運動量で $p = \sqrt{(W^2 - 1)}$ 、 W は電子の全エネルギーで $W = \frac{(E + m_e c^2)}{m_e c^2}$ 、 $F(Z, W)$ は Fermi 関数、 E_0 は電子の最大エネルギー、 E は電子の運動エネルギー、 $C(E)$ はスペクトル補正因子である。Fermi 関数 $F(Z, W)$ は

次式で表される。

$$F(Z, W) = 2 \cdot (1 + \gamma) \cdot (2pR)^{2\gamma-2} \cdot e^{\pi\gamma} \cdot \frac{|\Gamma(\gamma + iy)|^2}{(\Gamma(2\gamma + 1))^2} \quad (4)$$

ここで、 Z は生成核種の原子番号、 $\gamma = \sqrt{1 - (\alpha Z)^2}$ 、 $\alpha = \frac{1}{137.04}$ 、 $y = \pm \frac{\alpha Z W}{p}$ (β^- 崩壊は+、 β^+ 崩壊は-)、 $R = 1.43 \times 10^{-13} A^{\frac{1}{3}}$ (A は質量数)、そして $|\Gamma(\gamma + iy)|^2$ は以下の式で表される。

$$|\Gamma(\gamma + iy)|^2 = (\Gamma(\gamma))^2 \times \prod_{n=0}^{\infty} \left(1 + \frac{y^2}{(\gamma + n)^2}\right)^{-1} \quad (5)$$

この式を用いて、 β_{13} への ^{208}Tl のベータ崩壊に対し、図5のような電子のエネルギースペクトルが得られる。

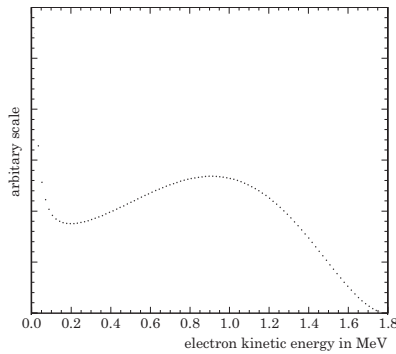


図 5: ^{208}Tl ベータ崩壊による電子のエネルギースペクトル

乱数を用いて式 (3) から得られる頻度で電子を発生させ、更に全天方向 (4π) の方向に一樣に発生させ、内向き、即ち方向ベクトルの z 成分が正のものだけを選ぶ。負の場合は、少なくとも検出器の中には入ってこないため、電子のシミュレーションはスキップして、後述の 2.6146MeV のガンマ線のステップへ進む。内向きに進んだ電子の初期方向ベクトルと入射位置を用いて、検出器上の交点を求め、粒子をシミュレーションする shower というルーチンを call する。ここで、hatch 上では入射の座標は (0,0,0)、方向は (0,0,1) で発生させているので、実際の検出器内の事象の場所と方向に変換する必要がある。また、shower の中でもステップ毎に howfar や ausgab が call されるので、その時の hatch 内の電子の位置から (θ, ϕ) が決定できる。それを用いて、検出器内の位置と方向を 3 次元の回

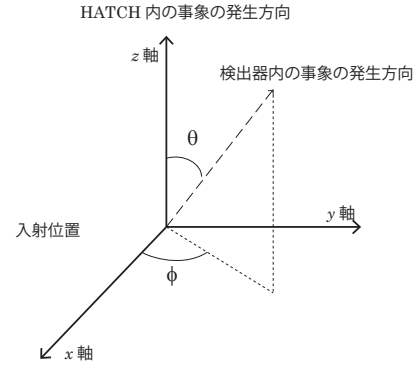


図 6: HATCH 内の事象の方向と検出器内の事象方向の関係

転行列から求めることができる。(図 6 参照) 電子のシミュレーションステップ毎に ausgab が call されるので、iarg という返値が 0 ならばエネルギーを検出器に落しており、その時のエネルギーや場所、方向が与えられる。iarg=1 や 2 や 4 ならば、粒子は消えてしまう、またはシミュレーションが終了したことを意味する。howfar の中で電子が検出器の外部に出てしまうと、そこで終了させなければいけないので、ausgab を call して iarg=1 を返すようにしている。

次に 2.6146MeV のガンマ線のシミュレーションを行う。ガンマ線を定義して、発生場所は電子と同じであり、発生方向は再び 4π 方向に一樣乱数を振って決定する。同じように負の方向は検出器内で反応しないため、残りのガンマ線のステップに向う。違いは、ガンマ線と物質と反応であるが、これも shower の中で反応点が決まり、そこから電子が発生する。発生した電子について、同様にシミュレーションが行われるのである。このように、 ^{208}Tl の崩壊が発生する粒子に対してシミュレーションを行い、それから得られた ZICOS 検出器内に ^{208}Tl の崩壊事象がエネルギーを付与した分布は、図 7 の実線のようにになった。

5. チェレンコフ光のシミュレーション

前章のプログラムを用いて、ベータ崩壊の電子の止まった位置（そもそも 1MeV 程度の電子は、アンソール中を 5mm 程度の飛程しか走らないので発生点とほぼ同一）と、ガンマ線によって生成された電子の止まった位置を求め、各々のエネルギー（液体シンチレーターでは光量に相当する）で重みをつけた平均の位置（光量中心）と事象間

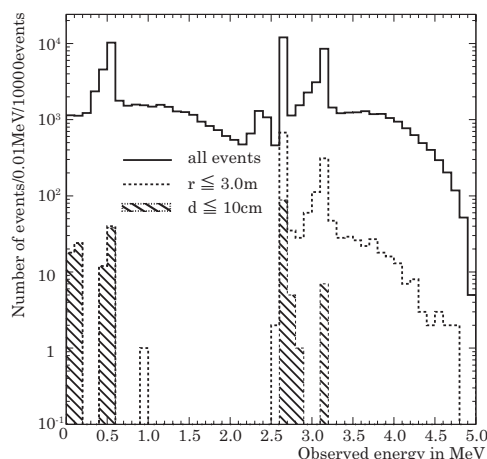


図 7: ^{208}Tl 崩壊事象による ZICOS 検出器が観測するエネルギースペクトル

の距離を記録する。光量中心は、液体シンチレーター実験においてシンチレーション光の光量と時間情報を用いて求めた事象のバーテックスの位置とほぼ同一であると考えられる。

まず、壁から 50cm 以上より内側（中心から 3m 以内）に光量中心を持つ事象を選びプロットすると、図 7 の点線のようにになった。これから、ほぼ全ての事象に 2.6146MeV のガンマ線が含まれることがわかる。この時点で、KamLAND-Zen の fiducial volume カットとほぼ同等と見なしてよい。残った事象に対して、2 事象以上ならば 10cm 以内しか離れていない事象（1 事象ならば 0cm としている）をプロットしたものが、図 7 の斜線である。全部で 100,000 事象発生させた内、2.8MeV から 4.0MeV の領域で見ると、全体で 26,403 事象が観測され、fiducial volume 内に 759 事象、事象間距離が 10cm 以内の事象は 13 事象となった。すなわち、ベータ崩壊の電子と 2.6146MeV のガンマ線が反応した電子との間が 10cm 以上離れていると、fiducial volume 内の ^{208}Tl 事象の約 98% を除去できることがわかった。従って、個別に事象の発生場所を特定する、または事象の離れ具合をパラメータ化できれば、KamLAND-Zen よりもさらに高度なバックグラウンド除去が可能になると考えられる。

そこで、シミュレーションプログラムを更に改良し、チェレンコフ光を発生させて、その光を光電子増倍管で検出するプログラムを作成した。まず、チェレンコフ光を発生させるためには、チェレンコフ光の光量を理解する必要がある。図 8 は、アニ

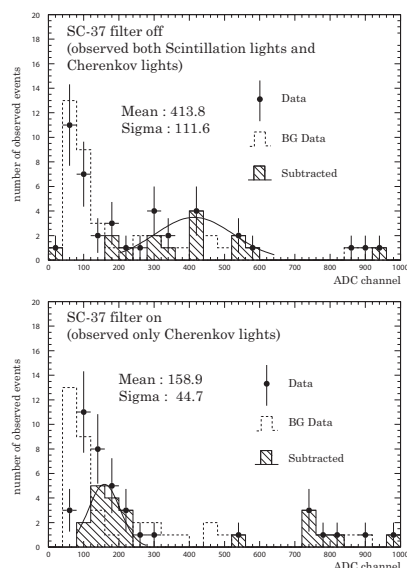


図 8: 紫外線カットフィルター SC-37 を用いた 400nm 以上のチェレンコフ光の光量測定

ソールに ^{60}Co のガンマ線を照射し、150 度の角度に後方散乱したガンマ線を計測 (図 11 参照) したときのアニソールの光量分布である。上図は通常の光量測定で、下図は紫外線カットフィルター SC-37 を透過させた光量測定であり、400nm 以上のチェレンコフ光のみを観測していると考えて良い。アニソールに PPO/POPOP だけを溶解させた標準液体シンチレーターの光量は、汎用液体シンチレーター BC505 と同等 (12,000photon/MeV) であり、アニソールのシンチレーション光（ピーク波長 280nm）と標準シンチレーター（ピーク波長 450nm）の観測結果から量子効率比が 9.8%、および光電子増倍管による光子の検出効率が各々 4.6% と 18.3% から、図 8 の光量比を用いると、アニソールのチェレンコフ光の光量は少なくとも約 200photon/MeV であると推察できた。

ところで、数 MeV 程度の電子は多重散乱をするため、チェレンコフ光を放射してもその方向性を議論することはできないのではないかと、という疑問がある。そこで、EGS5 シミュレーションプログラムを用いて、1.675MeV の電子の入射方向に対するチェレンコフ光の方向を解析してみた。まず、入射電子の方向に対し、電子が止まる際の方向との間の余弦を取ると、図 9 のようになる。これから、確かに散乱電子は多重散乱を受けて広がっているものの、入射方向に電子自身の方向を保つ傾

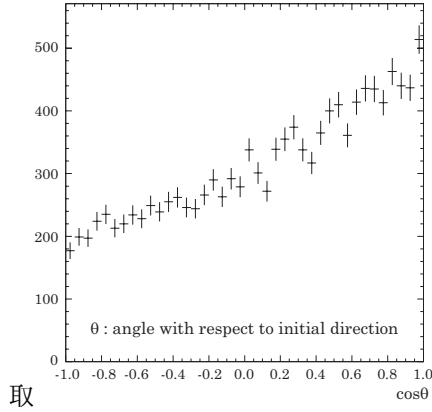


図 9: 1.675MeV の電子のアニソール中の多重散乱後の余弦分布

向があるように見える。

次に、シミュレーション内でチェレンコフ光を発生させた。まず、`ausgab` ルーチン内で `iarg=1` の場合、ステップ内で電子がエネルギーを落しているの、このエネルギーに対応するチェレンコフ光の光子数を計算する。一方、この時の電子の全エネルギー E もわかっているため、

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{m_e^2 c^4}{E^2}} \quad (6)$$

の関係から β が求まる。ここで、 $m_e c^2 = 0.511 \text{ MeV}$ は電子の静止質量エネルギー、 c は光速である。これを用いて、チェレンコフ光の放射角 ($\cos\theta = \frac{1}{n\beta}$) が計算できる。ここで、 n はアニソールの屈折率で、1.518 を用いている。(本来は波長依存性があるが、ここでは定数として用いた。)

これから、図 6 のような θ 方向と、 ϕ は 0 から 2π を一様乱数を振って求めれば、このステップにおける電子の進行方向に対するチェレンコフ光の放射方向が定義できる。これを、再び 3 次元の回転行列を用いれば、実際の検出器内のチェレンコフ光の放射方向が得られるのである。このチェレンコフ光子の放射方向と電子の入射方向との余弦を取ると、図 10 のような結果を得た。ここでは、無作意に選んだ 10 事象の分布を示している。これから、チェレンコフ光の方向も電子の散乱を受けて広がっているものの、電子の入射方向に対するチェレンコフ角 $\theta = 48$ 度に対応する $\cos\theta \sim 0.67$ 付近にチェレンコフ光子が集合していることがわかる。従って、チェレンコフ光は入射電子の方向情報を維持することが期待されるのである。

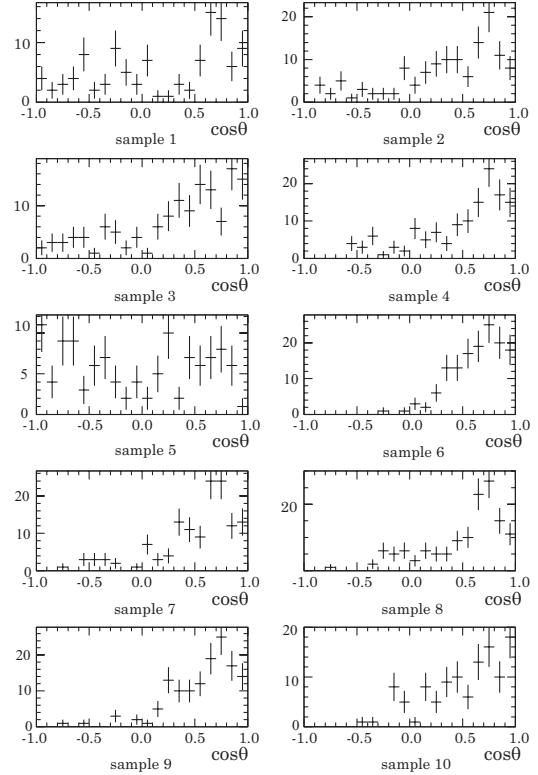


図 10: 1.675MeV の電子が放出したチェレンコフ光子の方向と電子に入射方向との余弦分布

しかし、この数 MeV 程度の低エネルギー電子から放射するチェレンコフ光の方向性については、実験により確かめる必要がある。そこで、電子の入射方向に対して、光量を観測する 2 インチの光電子増倍管の角度を変えながら、光量の変化を観測し、更にその状況を EGS5 シミュレーションを用いて再現させ、観測結果と比較することにした。コンプトン散乱する電子の方向と入射ガンマ線との角度は 4.4 度位で一定なので、光電子増倍管の受光面と入射ガンマ線の成す角度を関数として観測を行った。図 12 の左側の図は、角度は 30 度、50 度、90 度、110 度、130 度に対する、光電子増倍管が受光した ADC 分布である。これから、角度によって光量分布が明かに違っている。当然、ガンマ線が光電子増倍管の光電面を直接叩く場合も考えられるため、アニソールを入れずに測定したデータが、左図の点線である。これから、最も光量が多いのは、角度が 90 度、すなわち光電子増倍管が ^{60}Co 線源に対して真正面に置いたときである。その前後 30 度程度では或る程度の光量は観測され

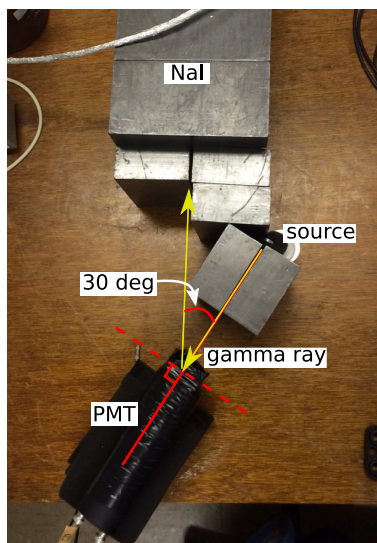


図 11: 後方散乱を用いた低エネルギー電子によるチェレンコフ光の観測のセットアップ

るが、それ以上の角度では光量は小さくなった。

そこで、この実験のセットアップを EGS5 を用いて再現し、ガンマ線を入射させてアニソールと反応させ、コンプトン散乱したガンマ線が 150 度の角度に散乱し、かつ、鉛ブロックでコリメートした NaI 検出器に入射した事象に対し、アニソール内で発生させた電子とその電子から放射するチェレンコフ光をシミュレーションさせた (図 11 参照)。図 12 の右側の薄線がシミュレーションから得られた分布である。シミュレーションは、観測した光量が多い 50 度、90 度、110 度の場合で行った。シミュレーションで得た光量と ADC カウントとの相関が不明であるため、シミュレーションの光量を一定の値でスケールさせ、データと重ねている。これから、シミュレーションは 3 つの観測データをほぼ再現していることがわかる。

以上から、数 MeV の電子から放射するチェレンコフ光は、電子の方向性の情報を維持することが実験により確かめられた。従って、実際の ZICOS 実験においても、チェレンコフ光は観測されると考えられる。そこで、ZICOS 検出器のジオメトリを用いて、チェレンコフ光のシミュレーションを行った。発生方法は全く前述と同様であるが、チェレンコフ光子の方向ベクトルの延長線上に光電子増倍管があれば光子をカウントし (実際は、更に量子効率による光電子の発生確率や、光電子の走行時間の広がりも考慮する)、各光電子増倍管に

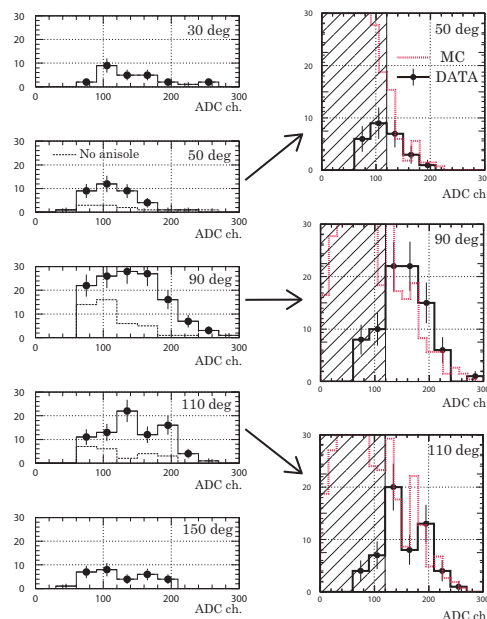


図 12: 電子の方向に対する光電子増倍管が観測した光量分布

入射した光子の光量を求める。

6. ^{208}Tl 崩壊事象と二重ベータ崩壊事象

^{208}Tl の崩壊事象がチェレンコフ光を発生するシミュレーションプログラムを作成するため、ZICOS 検出器のジオメトリを決定する必要がある。そこで、量子効率が 40% で電子走行時間の広がり (TTS) が $1.0\text{ns}@2\text{pe}$ の性能を持つ 20 インチ光電子増倍管を図 13 のように配置すると想定した。 ^{208}Tl の崩壊は、検出器の内壁 (簡単のために座標は $(0,0,-r)$ の一点だけにする) で発生した電子と、同じ場所から発生するガンマ線がアニソール中の電子と反応して放出する電子のそれぞれについてチェレンコフ光を発生させ、光電子増倍管で検出させる。シミュレーションで得られた ^{208}Tl の崩壊事象のヒットパターンを図 14 の上側に示す。丸点はチェレンコフ光の光子を 1pe 以上観測した光電子増倍管、四角点はこの電子の発生点である。

次に二重ベータ崩壊事象のシミュレーションを作成した。この場合、2 つの電子が一箇所から放出するので、単一の電子事象を発生点を同一に 2 回シミュレーションすれば良いことになる。発生点は、検出器の内部で一様にする。 $0\nu\beta\beta$ の場合、放出する電子のエネルギーの合計は Q 値と一致するが、図 15 のように個々の電子は広がった分布を

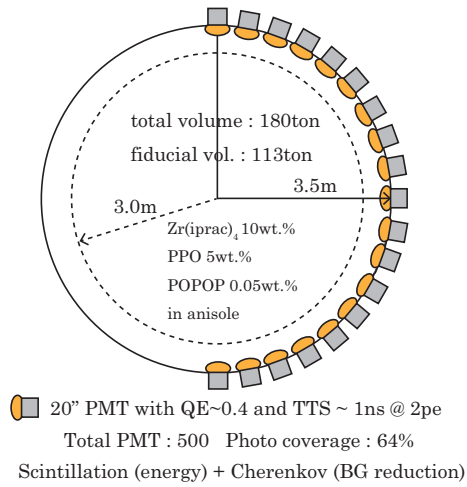


図 13: 20 インチの光電子増倍管を配置した ZICOS 検出器の断面図

している。従って、本来は図 [refespec] の分布のようにエネルギーを設定する必要があるが、簡単のためエネルギーは中心値、すなわち、 Q 値の半分である 1.675MeV の電子を、正反対の方向 (一つの電子の方向は 4π で一様に発生させ、もう一つはその方向と正反対にする) に発生させて EGS5 を用いたシミュレーションを行った。図 14 の下図に、典型的な $0\nu\beta\beta$ のヒットパターンを示す。ここでは 2 つの電子のそれぞれによるチェレンコフ光の光子を検出した光電子増倍管を示している。また、四角点は、 $0\nu\beta\beta$ 事象の発生点である。

ヒットパターンを見ると、二重ベータ崩壊事象はチェレンコフ光によるリングが 2 つ観測されているように見えるが、実際には電子が多重散乱していることからクリアなリングとは言えない。また、 ^{208}Tl の事象のヒットパターンと比べても、 $0\nu\beta\beta$ と区別することは非常に難しい。そこで、これらのヒットパターンを数値化する手法を考えた。

まず、チェレンコフ光を受光した光電子増倍管は、光子を受光した時間情報を持っている。その時間情報を用いて、事象のバーテックスを求めることができる。単一の電子事象や二重ベータ崩壊事象のように発生点が一つの場合、このバーテックスは事象の発生点と一致するはずである。ところが、 ^{208}Tl の崩壊事象のように、ベータ崩壊の電子とガンマ線が反応して放出する電子の発生点が変わっている場合、チェレンコフ光を検出した光電子増倍管の時間情報を用いて求めるバーテックスは、

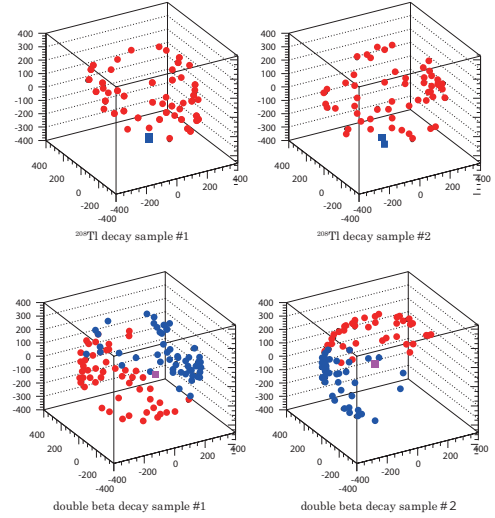


図 14: ^{208}Tl の崩壊事象と $0\nu\beta\beta$ 事象による ZICOS 実験検出器のヒットパターン

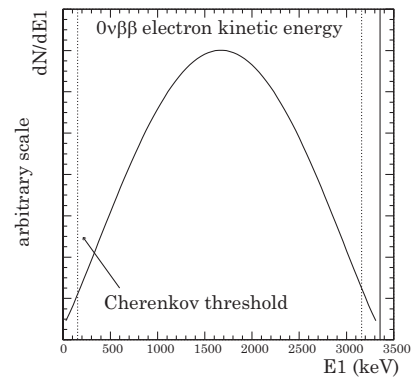


図 15: $0\nu\beta\beta$ の 1 つの電子が持つエネルギー分布

前述のシンチレーション光による光量中心の位置とほぼ同一と考えられる。そこで、シンチレーション光から求められるバーテックスを中心にチェレンコフ光を検出した各光電子増倍管への方向単位ベクトル ($\vec{d}_i$) を求め、全ての光電子増倍管についてベクトルの和 ($\sum_{i=1}^{nhit} \vec{d}_i$) を求めた。このベクトルの方向に対して、各光電子増倍管への方向と成す角度を θ_i として平均角 $= \sum_{i=1}^{nhit} \theta_i / nhit$ を定義する。

単一の 1.675MeV の電子のバーテックスが fiducial volume 内にある事象に対して、この平均角の分布を取るとは図 16 のようになる。これから、平均角はチェレンコフ角の 48 度と良く合致していることが

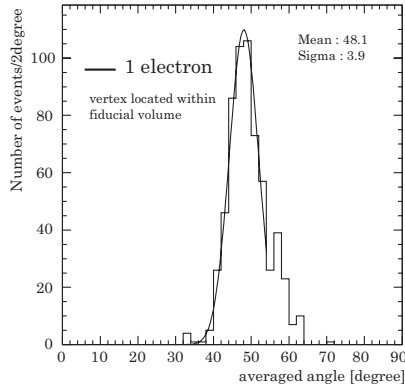


図 16: 1.675MeV の電子事象（1 事象）による平均角分布

わかる。

次に $0\nu\beta\beta$ 事象のバーテックスが fiducial volume 内に存在する場合の平均角分布を図 17 に示す。図

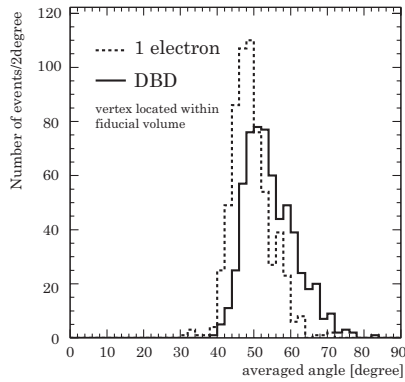


図 17: $0\nu\beta\beta$ ($E_{1,2}=1.675\text{MeV}$) 事象と 1 電子事象に対する平均角分布

14 のヒットパターンからわかるように、2 つの電子による光電子増倍管のヒットは検出器の表面に広がっているため、1 つの電子事象に比べると平均角は大きい値が得られている。

最後に、 ^{208}Tl の崩壊事象のバーテックスが fiducial volume 内に存在する場合の平均角分布を図 18 に示す。 ^{208}Tl の崩壊事象は、ベータ崩壊の電子や 2.6146MeV のガンマ線によるコンプトン散乱電子等の複数の事象から構成されているため、前述のようにバーテックスは光量中心になっている。従って、真の事象の発生点とは離れた位置になっているため、平均角が小さくなることが予想される。実際、図 18 から、 $0\nu\beta\beta$ 事象の平均角と比べると明かに ^{208}Tl 崩壊事象の平均分布は小さい値になっている。

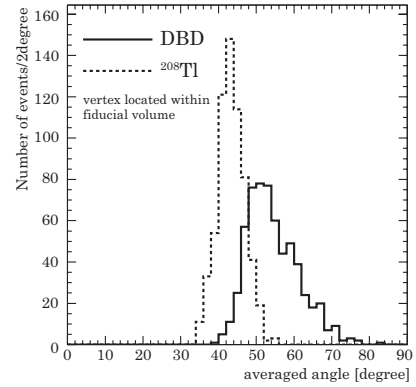


図 18: $0\nu\beta\beta$ ($E_{1,2} = 1.675\text{MeV}$) 事象と ^{208}Tl の崩壊事象による平均角分布

る。そこで、平均角を 48 度でカットすると、 $0\nu\beta\beta$ 事象の 77.7% はカットされずに残るが、 ^{208}Tl 崩壊事象の 92.8% が除去されることになる。すなわち、チェレンコフ光を用いることにより、KamLAND-Zen が除去できない fiducial volume 内に残存する ^{208}Tl 崩壊事象の 95% 近くが除去できることがわかった。

7. 結論

このように、チェレンコフ光を用いれば、これまで除去できなかった放射性核種崩壊事象の内、ガンマ線の放出を伴うようなベータ崩壊核種である ^{208}Tl や ^{214}Bi に対して、95% 近くを除去できると考えられる。但し、ZICOS 実験ではエネルギーの観測にはシンチレーション光を用いるため、チェレンコフ光による光電子増倍管の情報をシンチレーション光から分離しなければいけない。既に、分離法について、発光機構の違いから信号波形の違いが観測できることを議論しており、実際に測定を始めている。現実には、チェレンコフ光を用いて、 ^{208}Tl 事象を 95% 除去することができれば、半減期は 5 倍程度長くなり、仮に ^{96}Zr の濃縮が実現できなくても、半減期は $T_{1/2}^{0\nu} \geq 5 \times 10^{25}$ 年が達成できると考えている。更に、 ^{96}Zr の濃縮度が 57.3% (NEMO3 が電磁気的手法で得た値) が可能となれば、 ^{96}Zr は 1 トンを使用することになり、半減期は $T_{1/2}^{0\nu} \geq 10^{26}$ 年が達成できるはずである。すなわち、ZICOS 実験は 0.1eV 以下のニュートリノ質量の領域を探索することができると考えられる。

謝辞

本研究は、科学研究費補助金 新学術領域研究 (研究領域提案型)24104501 と 26105502、基盤研究 (C)24540295、及び平成 28 年度宮城教育大学学長裁量経費の援助を受けて実施しました。

参考文献

- [1] H. Kawakami et al., Physics Letters B **187** (1987) 198-204.
- [2] Ch. Weinheimer et al., Physics Letters B **460** (1999) 219-226.
- [3] V.M Lobashev et al., Physics Letters B **460** (1999) 227-235.
- [4] N. Ackeman et al. (EXO Collaboration), Physical Review Letters **107** (2011) 212501, GERDA Collaboration, Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics **42** (2015) 115201, J.Argyades et al., Nuclear Physics A **847** (2010) 168-179.
- [5] A.Gando, et al., Physical Review Letters **117** (2016) 082503.
- [6] Y. Fukuda, Journal of Physics: Conference Series **718** (2016) 062019.
- [7] <https://www.orau.org/PTP/PTP%20Library/library/DOE/bnl/nuclidedata/MIRT1208.htm>
- [8] http://rcwww.kek.jp/egsconf/2006-course/outline_egs_06.pdf
- [9] 深野重男, RADIOISOTOPES **52** (2003) 464-470