極低バックグラウンド液体シンチレータ中性子検出器の実 現に向けた光学シミュレーション

横浜国立大学 理工学部

数物・電子情報系学科 物理工学 EP 学籍番号 1664096 栗田 蒼平

2022年2月14日

身近な環境にも広く存在する放射性元素ラドン (Rn) は、素粒子実験における検出器の部品自体にも含まれており、ラドンの放射性崩壊によって検出器内部に発生する α 線は中性子測定のバックグラウンドとなる。液体シンチレータ中性子検出器は、シンチレーション光の時間分布 (波形弁別法)から、中性子の信号と γ 線や電子のバックグラウンドを区別することができるが、 α 線のバックグラウンドは同様の波形弁別法では除去することができない。そのため、別の方法によって液体シンチレータ中性子検出器の α 線バックグラウンドを低減させることが必要である。

本研究では、検出器シミュレーションツールキットである Geant4 を用いて、液体シンチレー タ中性子検出器の光学シミュレーションを作成した。 液体シンチレータ検出器は、6本の光電 子増倍管を取り付けた立方体型の構造を持ち、検出したシンチレーション光の光量の分布から イベントの発生位置の再構成を行う。再構成された位置から、α線バックグラウンドの発生源 と考えられる検出器容器付近のイベントをカットすることで、バックグラウンドを低減させる ことを試みた。この方法による信号イベントの検出効率とイベント選別純度を見積もり、立方 体型液体シンチレータ中性子検出器の有効性について調査した。

目 次

第1章	ラドンと α 線	3
1.1	ラドン	3
1.2	α 線	5
1.3	ラドンのバックグラウンド	5
第2章	有機液体シンチレータ	6
2.1	シンチレータ	6
2.2	有機シンチレータの発光原理	6
2.3	有機シンチレータの反応	8
	2.3.1 シンチレーションの発光量	8
	2.3.2 シンチレーションの時間特性	8
2.4	有機液体シンチレータ	9
2.5	液体シンチレータ BC-501A	10
第3章	Geant4	11
3.1	概要	11
3.2	シミュレーションの作成方法	11
3.3	光学光子	12
	3.3.1 シンチレーション過程	12
第4章	液体シンチレータ検出器の光学シミュレーション	13
4.1	Detector Construction	13
4.2	Physics List	16
4.3	Primary Generator	16
4.4	· シミュレーションの流れ	16
	4.4.1 光量重心	18
4.5	結果	18
	4.5.1 定位置でのシミュレーション	18
	4.5.2 一様な位置でのシミュレーション	24
第5章	結論	31

第1章 ラドンとα線

1.1 ラドン

ラドン (Rn) は原子番号 86 の放射性元素であり、周期表第 18 族の希ガスに分類される。通 常の環境では無色無臭の気体として存在し、希ガスの中では最も密度が高い。30 種類以上の同 位体が確認されており、安定した同位体は存在しない。よく知られているものとして、²²²Rn、 ²²⁰Rn、²¹⁹Rn があり、それぞれ、ラドン、トロン、アクチノンと呼ばれる。

ラドン自体はラジウムが崩壊することで生成され、半減期は最も長い同位体 (222Rn) で約 3.8 日と短い。しかし、地球上の地殻・岩石や海水に多く含まれ、天然に存在する放射性元素とし ては最も一般的なウランやトリウムを親とする放射性崩壊過程の中間段階に位置しているため、 ラドンは地中や大気中に広く存在しており、身近な環境における最も代表的な放射性物質の一 つである。

放射性元素がより安定した同位体へと連鎖的に放射性崩壊していく過程を系統づけたものを、 崩壊系列と呼び、²²²Rn ラドン、²²⁰Rn トロン、²¹⁹Rn アクチノンはそれぞれウラン系列、トリ ウム系列、アクチニウム系列の中で生成される。それぞれの崩壊系列を図 1.1 から図 1.3 に示 す。



図 1.1: ウラン系列 [1]



図 1.2: トリウム系列 [1]



図 1.3: アクチニウム系列 [1]

1.2 α 線

質量数の大きい不安定な原子核が、粒子や電磁波を放出しエネルギーを失う過程のことを放 射性崩壊といい、その時に放出される粒子や電磁波のことを放射線と呼ぶ。不安定な原子核は、 放射線を出すことでより低いエネルギーの別の原子核や状態へと変化していき、安定した原子 核になるまで崩壊を続ける。

放射線にはいくつかの種類があり、ヘリウム (⁴He) の原子核からなる α 線、高速の電子から なる β 線、極めて波長の短い電磁波からなる γ 線、中性子線などが存在する。放射性同位体の 原子核が α 線を放出して起こす崩壊のことを α 崩壊と呼び、その過程は次の式で表現される。

$${}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}Y + {}^{4}_{2}\alpha \tag{1.1}$$

ここで X と Y は、それぞれ崩壊前と崩壊後の原子核の種類を表している。ラドンが生成される 崩壊系列を示した図 1.1 から図 1.3 では、下向きの矢印で示される元素の変化が α 崩壊を表し ている。

1.3 ラドンのバックグラウンド

ラドンは大気中や実験室の壁、検出器部品などの実験環境下においても存在しており、その 崩壊の過程で発生する α 線や β 線、それらが物質と反応することによる二次粒子は、素粒子実 験の様々な場面においてバックグラウンドとなる。実験環境や検出器内部に湧き出してくるラ ドンの量を低減させることや、測定目的とする信号とラドンからの放射線によるバックグラウ ンドを判別する手法が必要とされる。本研究では、液体シンチレータ中性子検出器の部品に含 まれるラドンによる α 線バックグラウンドを扱う。

第2章 有機液体シンチレータ

2.1 シンチレータ

シンチレータとは、荷電粒子や放射線が通過するときに発光する物質の総称である。シンチ レータを構成する物質には、荷電粒子が電子を励起することなどによって失った運動エネルギー を光として放出する構造があり、この発光現象のことをシンチレーション、発生する光のこと をシンチレーション光と呼ぶ。構成する物質の化学組成によって有機シンチレータと無機シン チレータに大別され、その状態によっても結晶や個体、液体、気体など様々な種類が存在する。 シンチレータの材料として求められる性質としては次のようなものがある。

- 荷電粒子の運動エネルギーを高いシンチレーション効率で検出可能な光に変換する。
- できるだけ広い範囲で発光量が粒子の損失エネルギーに比例し、その変換が直線的に行われる。
- 集光効率を上げるため、放出される光の波長に対して透明である。
- 高速の信号パルスを生成させるため、発光の減衰時間が短い。
- 光学的品質が良好で、実用的な検出器として十分な大きさのものを製作するのに適している。
- シンチレーション光を光電子増倍管やその他の光センサーに効率よく入射させるため、ガラスと近い屈折率 (n~1.5)を持つ。

これら全ての特性を満たす材料は存在しないので、使用目的や実験環境、測定対象などに応じ て最も適した種類・特性の材料を選択する必要がある。光電子増倍管 (PMT) やフォトダイオー ドなどの光検出器とシンチレータを組み合わせたシンチレータ検出器は、素粒子物理学分野に おける粒子検出実験では最も広く用いられている検出器の一つである。その他にも、放射線量 測定や環境モニタリング、セキュリティ検査、医療検査など、幅広い場面かつ多様な用途に使 用されている。

2.2 有機シンチレータの発光原理

有機シンチレータの発光過程は、π電子構造と呼ばれる対称的な性質を持つ有機分子に由来 する。単一分子のエネルギー準位間での遷移によって発光過程が生じるため、その機構が結晶 格子構造による無機シンチレータに比べシンチレーション光の応答が早いのが特徴である。

シンチレータ中を荷電粒子が通過すると、その運動エネルギーの一部を吸収した分子が、電 子配置をエネルギー準位の高い位置に励起させる。



図 2.1: π 電子構造を持つ有機分子のエネルギー準位 [2]

 π 電子構造の電子のエネルギー準位は、スピン 0 のシングレット状態の系列は S_0 , S_1 , S_2 , ……と表現され、スピン 1 のトリプレット状態の系列は T_0 , T_1 , T_2 , ……と表現される。基底 状態 (S_0) と第一励起状態 (S_1) のエネルギー間隔は 3 ~ 4 eV である。またこれらの電子構造の 状態は、分子の振動状態に対応してより細かい間隔に分けられており、 S_{00} , S_{01} , ……のように 二つ目の添字で表現される。この振動状態による準位の間隔は通常 0.15 eV 程度であり、これ は室温の平均熱エネルギー (0.025 eV) よりも大きいため、室温ではほとんどの分子が基底状態 (S_{00}) にある。

荷電粒子のエネルギーによって分子は励起状態 (*S*₁, *S*₂, *S*₃, …) へ励起されるが、第二励起状 態以上 (*S*₂, *S*₃, …) に励起された場合は、放射を伴わない内部転換と呼ばれる過程を経て、数 ピコ秒程度の非常に短時間のうちに第一励起状態 (*S*₁₀) へと遷移する。また *S*₁₁, *S*₁₂, *S*₁₃ へ励 起された分子も、近傍の分子との相互作用によって短時間で振動エネルギーを失い、*S*₁₀ の状態 になる。このようにして、励起された分子の大部分が非常に短時間で第一励起状態 (*S*₁₀) とな り、それが基底状態 (*S*₀) へと光子を放出して遷移することで、即発蛍光と呼ばれる主要なシン チレーション光が発生する。

また、一部の分子がシングレットの励起状態 (S₁₀) からトリプレット状態 (T₁) へと遷移する ことがあり、これは即発蛍光に対して数ミリ秒と長い時間をかけて基底状態 (S₀) へと遷移する が、ここで放出される光のことは燐光と呼ばれる。 加えて、トリプレット状態 (T₁) にある分子 が、熱的要因や別の荷電粒子によってシングレットの励起状態 (S₁₀) へと再励起され、それが基 底状態 (S₀) へ遅れて遷移することで発生する遅発蛍光と呼ばれる蛍光が存在する。

2.3 有機シンチレータの反応

2.3.1 シンチレーションの発光量

有機シンチレータ中を荷電粒子や放射線が通過すると、失った運動エネルギーの一部は蛍光 のエネルギーへと変換される。そのときに発生するシンチレーション光の強度、即ち発光量は 粒子の種類とエネルギーに依存する。電子のようにエネルギー損失が小さい場合、発光量は粒 子の入射エネルギーに対して直線的に推移する。しかし、陽子やα線などのエネルギー損失が 大きい重荷電粒子の場合には、励起電子の飽和や、高い電離密度によって分子が損傷を受ける ことなどによって、クエンチング(消光)と呼ばれる現象が起きる。このクエンチング現象や、 トリプレット状態に遷移する分子の増加によって、燐光や遅発蛍光の発生する割合が増えるた め、重荷電粒子の入射エネルギーと発光量は比例しにくい傾向にある。このような、荷電粒子 のエネルギー損失が大きい場合も含めたシンチレータの発光量を説明するものとして、Birks の 式がよく知られており、エネルギー損失 *dE/dx* と発光量 *dL/dx* の関係は次のように表される。

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S\frac{dE}{dx}}{1 + kB\frac{dE}{dx}}$$
(2.1)

*S*はエネルギー損失が小さい時のシンチレーション効率、*kB*は Birks 定数と呼ばれる定数で、 シンチレータの種類によって実験的に求めることができる値である。

2.3.2 シンチレーションの時間特性

有機シンチレータ中に入射した荷電粒子や放射線によるシンチレータ構成分子の励起後の時 刻を*t*とすると、シンチレーション光出力の強度*I*は、次のように表すことができる。

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \tag{2.2}$$

ここで時定数 ~ はシンチレーション光の減衰時間であり、*I*₀ は定数である。また前述のように、 シンチレーション光にはシングレットの励起状態から放出される即発蛍光と、トリプレットの 励起状態が関係する燐光及び遅発蛍光が存在する。即発蛍光を光の速い成分、燐光と遅発蛍光 を遅い成分として二つに分けて考慮すると、全体的な発光量は速い成分と遅い成分の和として 表すことができ、*I_f、I_s*を定数として式 2.2 から次のように書くことができる。

$$I = I_f \exp\left(-\frac{t}{\tau_f}\right) + I_s \exp\left(-\frac{t}{\tau_s}\right)$$
(2.3)

シンチレーション光の速い成分と遅い成分の減衰時間をそれぞれ時定数 *τ_f、τ_s* としている。



図 2.2: 異なる放射線によって励起された時のスチルベン中のシンチレーションパルスの時間依存性 [2]

図 2.2 に出力されるシンチレーション光パルスの時間特性を示す。エネルギー損失の大きい 粒子ほどトリプレット状態へ遷移する分子が増え、燐光や遅発蛍光から成る遅い成分が大きく なることで、遅い時間の発光量が増加していることが分かる。このようなシンチレーション光 の遅い成分の発光量が粒子の種類に依存するという特性は、時間分布の波形から入射粒子の種 類を識別する波形弁別と呼ばれる手法に利用されている。

2.4 有機液体シンチレータ

有機溶媒中に有機シンチレーション物質となる蛍光剤を溶解させたものを有機液体シンチレー タと呼ぶ。溶媒と蛍光剤だけでなく、発生する蛍光のスペクトルを一般的な光電子増倍管の検 出感度に合うように変換させるため、波長変換剤が加えられている場合もある。溶媒となる物 質には、溶質 (蛍光剤、波長変換剤)を溶かすことができるという以外にも、エネルギー伝達の 効率が良く、溶質が発生させる光を吸収しないことが求められる。その観点から、励起されや すいπ電子構造を持つトルエンやキシレン、プソイドクメンといった芳香族化合物が溶媒とし て一般的に使用されている。また溶質である蛍光剤や波長変換剤には、高い溶解度や蛍光効率 (励起された分子のうちシンチレーション光を放出する分子の割合)を持っている物質であるこ とが要求される。有機液体シンチレータでは、荷電粒子や放射線のエネルギーがはじめに溶媒 分子を励起させ、次にそれが溶質の蛍光剤へと伝達し蛍光が放出される。第二の溶質である波 長変換剤の分子がその蛍光を吸収し、最後に光電子増倍管の感度に合わせた光として放出する。 このような過程を経て荷電粒子の運動エネルギーはシンチレーション光へと変換される。

液体シンチレータには固体構造がないことから、結晶型のシンチレータと比べて電離放射線 による損傷を受けにくく、強い放射線環境下や照射実験においても使用することができ、また 価格的な理由から大型の検出器における使用にも適しているという特長がある。

2.5 液体シンチレータ BC-501A

BC-501A は、キシレンを溶媒として、他に蛍光材、波長変換剤などから構成されている有機 液体シンチレータである。また、発光時間が遅い光を増幅させる蛍光剤としてナフタレンが配 合されており、それによって中性子とγ線に対して優れた波形弁別能力を持っている。そのた め、中性子の測定や、中性子やγ線環境下における粒子測定などの場面で主要に用いられている。 BC-501A という名称は、Saint-Gobain 社の製造規格に基づくものであり、受注するメーカーに よっては他に NE-213 や EJ-301 という表記が用いられる場合もある。表 2.1 に BC-501A の主 なプロパティを示す。

密度	0.874 g/cm^3
水素:炭素 比	1.212
水素原子数	$4.82 \times 10^{22} \ /\mathrm{cm}^3$
炭素原子数	$3.98 \times 10^{22} \ /\mathrm{cm}^3$
屈折率	1.505
光出力	78 %Anthracene
減衰時間	3.16, 32.3, 270 ns
最大放出波長	425 nm
引火点	24 °C

表 2.1: 液体シンチレータ BC-501A の主な特性 [3]

第3章 Geant4

3.1 概要

Geant4 [4] は、素粒子や原子核、イオンなどの粒子が物質中を通過する過程と、そこで生じる相互作用をモンテカルロ法に基づいて正確にシミュレーションするためのソフトウェアパッケージである。C++で記述されたこのパッケージは、ユーザーが自らのアプリケーション・プログラムを作成することを想定したツールキットという形式で提供されている。

1994 年から CERN を中心に開発が進められ、1998 年に最初のバージョンがリリースされた。高エネルギー物理学分野における粒子検出シミュレーションキットとして世界標準となっており、医療や宇宙工学、放射線遮蔽などの幅広い領域においてもまた世界的に使用されている。本研究のシミュレーション・アプリケーション作成に使用したのは 2020 年 12 月に配布が開始されたバージョン 10.7 である。

3.2 シミュレーションの作成方法

ユーザーは最低限以下の3つの初期情報を定義することで、シミュレーションを作成し実行 することができる。

Detector Construction

シミュレーション空間に存在する検出器や構造物の情報。検出器を構成する物体の形状や大 きさ、物質・材質などを定義し、配置する位置を設定する。光学光子を扱う場合の物質の屈折 率や、境界・表面の状態などもここで定義する。

Physics List

シミュレーション実行時に考慮すべき粒子や物理相互作用、二次粒子生成閾値を定義する。 ユーザーは、Geant4が用意しているパッケージの中からシミュレーションの内容に適している ものを選択して使用することができ、目的に応じて組み合わせたり変更を加える必要がある。

Primary Generator

シミュレーションを開始する時に、最初に発生させる粒子である一次粒子の初期条件 (位置、 エネルギー、方向など) を定義する。

3.3 光学光子

光子はその波長が物質の原子間距離に比べて十分に大きいとき、光学的に振舞うと見なすこ とができる。Geant4では、光子のエネルギーが光学領域以上のものと光学領域内のものとで区 別し、前者をγ線 (G4Gamma)、後者を光学光子 (G4OpticalPhoton) として取り扱う。この2 つは全く独立の粒子として表現されており、γ線を低エネルギーにすると光学光子になるとい うような連続的な遷移は、Geant4のシミュレーション上では起こらない。

反射や屈折などの光子の幾何光学的な振る舞い、即ち光線の振る舞いは粒子の進行・軌跡と して表現される。また物質境界面における反射・屈折は、G4OpticalPhoton 粒子が確率的に反 射または屈折することでシミュレーションされ、光線が部分的かつ同時に反射や屈折を起こす ことはない。光の吸収、散乱などは考慮されるが、回折や干渉といった波動性は考慮・表現さ れない。

ユーザーは、Physics List で光学光子を発生させる過程 (チェレンコフ放射、シンチレーショ ンなど) を定義し、Detector Construction で物質内における吸収長、屈折率、表面・境界状 態といった光学特性を設定することで、光学光子 G4OpticalPhoton をそのシミュレーションの 過程において使用・発生させることができる。

3.3.1 シンチレーション過程

Geant4 においてシンチレータ及び、物質中のシンチレーション過程を扱うには、前述のように Physics List でシンチレーション過程 (G4Scintillation) を記述・定義し、Detector Construction で物質の光学的特性を設定する必要がある。シンチレーション過程に関して、ユーザーが設定 できる物質の光学特性パラメータには次のようなものがある。

- 発光スペクトル
 発生するシンチレーション光としての光子の波長。単位は電子ボルト [eV] で記述する。
- 一次粒子の損失エネルギーあたりの光子発生量
 ここで一次粒子とは、シンチレータに入射する荷電粒子や放射線のことを意味する。
- Birks 定数
- 発光減衰時間

式 2.3 における発光の速い成分と遅い成分についての時定数を設定できる。

シミュレーション時には、シンチレーション光の発生点は一次粒子の軌道上に分布し、そこか ら等方的に放射される。光はランダムな向きに直線偏光し、そのエネルギー(波長)は設定した エネルギースペクトルを基に決定される。一回のイベントにおける発光量、即ち光子の平均発 生数は設定した光子発生量プロパティと Birks 定数などを基に計算され、実際の発生数は計算 された光子の平均発生数が 10 以下の場合にはポアソン分布から、それよりも多い場合にはガウ ス分布から決定される。シンチレーション光の時間的な応答は、速い成分と遅い成分について それぞれ設定した時定数を基に計算されシミュレーションされる。

第4章 液体シンチレータ検出器の光学シミュ レーション

液体シンチレータ中性子検出器は、シンチレーション光の時間分布の波形から入射粒子の種類 を判別する波形弁別法によって、中性子の信号と γ線や電子のバックグラウンドを区別するこ とができるが、検出器部品に含まれるラドンの崩壊によって発生する α線のバックグラウンド は波形弁別法によって判別することが難しい。α線バックグラウンドを検出器の構造と検出さ れる光量から判別し低減させる方法について調べるため、検出器シミュレーションツールキッ トである Geant4 を用いて、液体シンチレータ検出器の光子追跡シミュレーションを作成した。 シミュレーションでは、立方体型の容器に液体シンチレータを満たし、容器の各6面に光電 子増倍管を想定した光センサーを取り付けた構造を持つ検出器を作成した。検出器の液体シン チレータ中で α 粒子が運動エネルギーを失うとシンチレーション光が発生し、放出されたシン チレーション光の光子は検出器容器の表面や光センサーの窓に到達するまでトラッキングされ る。容器の向かい合う面で対となっている2つの光センサーに入射した光子の数から、その面 に垂直な方向について光量の重心を計算し、それを 3 方向についてそれぞれ求めることで α 粒 子のイベントの発生位置を再構成する。この方法によって、再構成されたイベントの発生位置 から、α線バックグラウンド発生源のラドンが含まれる検出器内壁付近のα線イベントをカッ トすることで、バックグラウンドを低減させる。信号イベントの検出効率とイベント選別の純 度を測定し、この事象選択方法による立方体型液体シンチレータ検出器の有効性について調査 した。

本章では、シミュレーションで作成した液体シンチレータ検出器の幾何学的構造と材料特性、 考慮される物理相互作用、発生させる一次粒子について説明し、実行したシミュレーションの 流れとその結果について述べる。

4.1 Detector Construction

シミュレーションで作成した液体シンチレータ検出器の幾何学的構造、材料特性、及び空間 配置について説明する。Geant4のGUI上に可視化した検出器の外観と構造の概略を図 4.1 と 図 4.2 に示す。



図 4.1: 液体シンチレータ検出器の外観



図 4.2: 液体シンチレータ検出器の構造

立方体型の形状をした液体シンチレータ検出器は、外側の容器と、その各面に取り付けられた6つの光センサーの窓、そして容器内部の液体シンチレータから構成されている。図 4.1の 外観では青の円盤が光センサー、紫の斜線で示される部分が容器である。

● 容器

外側の容器は厚さ 0.5 cm のアルミニウム (Al) とし、中の液体シンチレータに対して隙間

なく密閉された状態になっている。光子に対する容器内側表面の反射率は 0.0 に設定して おり、発生したシンチレーション光が容器内壁に到達した場合には反射することなく吸収 される。

光センサー窓

アルミニウム容器の 6 面に嵌め込まれた窓は、実際の検出器で使用される光電子増倍管 (PMT)の入射窓を想定している。実際の光電子増倍管は、検出器においてシンチレータな どの光が発生する部分に対して設置することで、そこで発生し窓へ入射した光を電子に変 換し、電気信号として出力するために用いられる装置である。今回のシミュレーションで は、光を受けて電子を放出し、増幅させる機構を持つ部分は簡略化のために省略し、入射 窓と光を吸収する受光面のみを作成した。シミュレーションプログラムでは、シンチレー ション光発生時に窓に入射した光子の数を直接カウントするシステムを実装することで、 光電子増倍管が光を検出し、その強度を電気信号として出力する機能を表現している。ま た実際の光電子増倍管の受光面において光が電子に変換される際の量子効率は、液体シン チレータが一次粒子の損失エネルギーに対して発生させる平均光子数として設定するパラ メータの数値に、予め掛け合わせることで考慮した。光センサーの窓は直径 3.0 cm、厚 さ 0.5 cm の円筒形で、材質は二酸化ケイ素 (SiO₂)とした。

液体シンチレータ

検出器の内部を占める液体シンチレータは BC-501A とし、その物性値は表 2.1 に示され る数値を用いて定義した。容器の中の 1 辺 5.0 cm の立方体部分に一様に満たされてお り、入射した荷電粒子に対してシンチレーション光を発生させる。シンチレーション過程 のシミュレーションに関して設定したパラメータについては以下の表に示す。

シンチレーション過程及び、光子のトラッキングに関して設定した光学特性のパラメータを表 4.1 に示す。

シンチレータの屈折率	1.53
光子発生数	$3870 / \mathrm{MeV}$
Birks 定数	0.137 mm/MeV
減衰時間	3.16, 32.3 ns
発生光子のエネルギー	$2.917~{\rm eV}$
吸収長	7.0 m
窓の屈折率	1.544
容器内側表面の反射率	0.0

表 4.1: シンチレーション過程と光子トラッキングに関する設定パラメータ

以上のような構造と材料特性を持つ液体シンチレータ検出器が、空気で満たされた 2.0 m × 2.0 m × 2.0 m の空間の中央に据えられている。シミュレーション空間の座標系は直交座標であり、原点は検出器及びシンチレータの中心に位置している。検出器の容器と液体シンチレータが持つ立方体構造の各面・辺は全て座標系の x、y、z 軸と平行に配置されている。

4.2 Physics List

シミュレーション実行時に考慮すべき物理相互作用について、今回は次の 2 つを定義し使用 した。

- FTFP_BERT
- G4OpticalPhysics

FTFP_BERT は標準的な電磁相互作用とハドロン相互作用を扱う Physics List であり、定期的 なアップデート毎に Geant4 の開発チームによって安定的に管理・維持されている List の一つ でもある。G4OpticalPhysics は、シミュレーションにおいて光学光子 (G4OpticalPhoton) を扱 う場合に定義する List であり、今回はシンチレーション過程及び発生させるシンチレーション 光を扱うために使用した。ここでの定義と Detector Construction の表 4.1 に示される各種パラ メータの設定を行うことで、シンチレーション光トラッキングのシミュレーションを行うこと ができる。

4.3 Primary Generator

以下の 2 つの Primary Generator で発生させる一次粒子を定義し、それぞれシミュレーショ ンを行った。シミュレーションごとに設定した定位置と α 粒子のエネルギーは、結果のセクショ ンで説明する。

- 液体シンチレータ内の任意の定位置で 3 MeV の α 粒子を 1000 回発生
- 液体シンチレータ内の一様な場所で任意のエネルギーを持つ α 粒子を 10000 回発生

4.4 シミュレーションの流れ

シミュレーション実行時の流れを図 4.3 に示す。



図 4.3: シミュレーションの流れ

- (1) Primary Generator によって液体シンチレータ内に α 粒子を発生させる。 α 粒子を発生さ せた位置座標 (x, y, z) はファイルへ出力される。
- (2) 発生させた α 粒子が液体シンチレータ中で運動エネルギーを失い、シンチレーション光が 発生する。
- (3) 放射されたシンチレーション光の光子が発生点からそれぞれ進行し、トラッキングされる。
- (4) 光子が光センサーの窓に到達した場合、6 つのそれぞれのセンサーは到達した光子の数を カウントしファイルへと出力する。
- (5) 光子は光センサーの窓かアルミニウム容器の内側表面に到達し、吸収されて進行を止める。トラッキングが終了する。



図 4.4: 検出器内でのシンチレーション光発生の様子 (容器部分は非表示)

シミュレーションでは、液体シンチレータ中でα粒子を1つ発生させ、それによって放出さ れるシンチレーション光の全ての光子が吸収されトラッキングが終了するまでを1イベントと する。1回のイベント毎に6つの光センサーのそれぞれの光子カウント数と、α粒子を発生さ せた位置座標 (x, y, z)が出力される。

4.4.1 光量重心

1回のイベントにつき出力された各 6 つの窓の光子カウント数を、光センサー (光電子増倍 管)が検出した光量とみなし、そこから 1 つの α 粒子によって発生したシンチレーション光の 光量重心を計算する。光量重心 G は、立方体の向かい合う面で対となっている 2 つの窓の光子 カウント数から以下の式を用いて計算する。

$$G = \frac{(2.5 \times W_1) + (-2.5 \times W_2)}{W_1 + W_2} \tag{4.1}$$

ここで W₁、W₂ は向かい合う 2 つの窓のそれぞれの光子カウント数である。液体シンチレータ が満たされた立方体部分の中心が座標の原点であり、光量重心を求める各軸上において向かい 合う 2 つの窓は ±2.5 cm の位置にあるため、それぞれの光子カウント数に ±2.5 の重みを掛け ることで窓に垂直な方向についての光量の重心が求められる。6 つの窓の光子カウント数から 3 つの対となる窓について上記の計算を行い、x、y、z の 3 方向の光量重心を求めることによっ て、シンチレーション光の発生点である α 粒子の発生位置の再構成を行う。

4.5 結果

4.5.1 定位置でのシミュレーション

液体シンチレータ内の同じ位置で a 粒子を 1000 回発生させるシミュレーションを行った。イベント毎の光量重心から再構成された発生位置を図示する。

最初に、液体シンチレータ内の中心に近い場所でシンチレーション光を発生させた場合の結 果を示す。発生位置は (0 cm, 0 cm, 0 cm)、(0 cm, 0.6 cm, 0 cm)、(0 cm, 1.25 cm, 0 cm) の 3 点で行い、シンチレータの中心から y 軸上に沿って外側へ変化させている。3 MeV のエネル ギーを持つ α 粒子を発生させるシミュレーションを 1000 イベントずつそれぞれの位置で行っ た。y 軸上にある 2 つの窓の光子カウント数から光量重心を計算し、再構成された y 座標につ いての発生位置を以下の図 4.5 から図 4.7 に示す。



図 4.5: (0, 0, 0)の位置で a 粒子を発生させた時の y 軸上に再構成された発生位置



図 4.6: (0, 0.6, 0)の位置で a 粒子を発生させた時の y 軸上に再構成された発生位置



図 4.7: (0, 1.25, 0)の位置で α 粒子を発生させた時の y 軸上に再構成された発生位置

横軸は検出された光量から再構成された y 軸上の位置に対応しており、左右の両端 ±2.5 cm が容器の壁及び光センサーの窓がある位置である。原点で α 粒子を発生させた場合の図 4.5 で は、実際の発生点を中心に再構成された位置が分布しているのが分かる。x 座標と z 座標につい ても同じ分布が見られ、次の 2 つの位置に関しても y 座標だけを変化させているため、x 座標 と z 座標に関しては 3 つの位置で同様の分布となった。

発生点を y 軸上 0.6 cm と 1.25 cm にして行った場合の図 4.6 と図 4.7 では、分布のピークの 位置や、それぞれの平均 0.85 cm と 1.59 cm という値からも、実際の発生位置から少し外側へ ずれて再構成されているのが分かる。これはシンチレーション光の発生点と光センサーの窓が 近づくにつれて、窓と垂直な軸に対して角度が大きく放出された光子も入射しやすくなり、発 生点と光センサーの窓が遠いほど角度の大きい光子が窓に入射しにくくなることによる影響で、 実際の発生位置よりも窓に近い方へ光量重心が計算されたためだと考えられる。

次に、液体シンチレータ内の容器内壁に近い場所における、同様の回数と方法によるシミュ レーションの結果を示す。α粒子を発生させた位置は、

A: (-2.4 cm, -2.4 cm, -2.4 cm)、B: (0 cm, -2.4 cm, -2.4 cm)、C: (0 cm, -1.6 cm, -2.4 cm) の3点である。図4.8に3つの発生位置を検出器の外観上に示し、それらの発生位置に対応した結果を示す。



図 4.8: 容器内壁に近い発生位置の対応図



図 4.9: (-2.4, -2.4, -2.4)の位置で α 粒子を発生させた時の y 軸上に再構成された発生位置

A の位置で α 粒子を発生させた場合、A 点がある角を構成する立方体の 3 面の光センサーに はほとんどのシンチレーション光が入射しないため、光量重心が A と反対の位置座標に大きく 偏って再構成されることが確認できた。検出器と光センサーの構造との対称性から、x 座標と z 座標についても同様の結果となった。



図 4.10: (0, -2.4, -2.4)の位置で a 粒子を発生させた時の y 軸上に再構成された発生位置

B 点のある角を構成する立方体の 2 面についても、A の位置で行った時と同様のことが言えるため、図 4.10 に示される y 座標と z 座標について同様の分布となった。



図 4.11: (0, -1.6, -2.4)の位置で a 粒子を発生させた時の y 軸上に再構成された発生位置



図 4.12: (0, -1.6, -2.4)の位置で a 粒子を発生させた時の z 軸上に再構成された発生位置

図 4.11 と図 4.12 から、C 点の場合は y 軸方向と z 軸方向の光量重心が少し中心の方へずれて 再構成された分布となることが分かった。これは、発生点から近い方の光センサー窓の向きへ 放出された光が、窓との間に存在する容器部分によって一定数遮られてしまい、各方向の片側 の窓に入射する光量が減少するためだと考えられる。C の発生位置について、z 座標をより壁際 へ近づけた場合の光量重心の分布を以下の図 4.13 に示す。



図 4.13: (0, -1.6, -2.47)の位置で a 粒子を発生させた時の z 軸上に再構成された発生位置

シンチレーション光の発生点がさらに容器の内壁表面に近づいたことで、光センサー窓周縁 の容器部分が死角となって光が遮られる影響が大きくなり、z方向の光量重心は中心やその周辺 の位置にばらけて再構成されてしまうことが確認できた。

4.5.2 一様な位置でのシミュレーション

液体シンチレータ内の一様な場所で α 粒子を発生させるシミュレーションを行った。このシ ミュレーションでは、検出器内の液体シンチレータの中央部分で発生した α 粒子のイベントを 信号イベント、容器の壁際で発生したイベントをバックグラウンドと定義する。α 粒子をシン チレータ内の一様な位置でランダムに 10000 回発生させ、各光センサーが検出したシンチレー ション光の光子のカウント数から、 10000 イベントの発生位置を再構成する。再構成された発 生位置座標から、α 線バックグラウンドの発生源とされる容器内壁に近い壁際で発生したイベ ントや、光量重心の偏ったイベントをカットすることで、シンチレータの中心部分で起こった 信号イベントの選別を行った。選別されたイベントについて、再構成された発生位置とイベン ト発生時に出力される実際の発生位置を比較することで、信号イベントの検出効率と検出イベ ントの純度を測定する。

再構成された位置に対してカットする容器内壁のα線バックグラウンドは、容器の内壁表面 から 0.5 cm 以内の部分で発生したイベントとし、液体シンチレータの中央部 4 cm × 4 cm × 4 cm の領域で起こったイベントを検出する信号イベントとする。実際に中心部分の領域で発生 したイベントのうち光量重心の計算によって中心部分に発生位置が再構成されたイベントの割 合を「信号イベントの検出効率」、発生位置が中心部分の領域に再構成されたイベントのうち実 際に中心部分で発生していたイベントの割合を「イベントの選別純度」と定義し、α粒子を発 生させた 10000 回のイベント数に対してそれぞれを計算を行った。α粒子のエネルギーが 0.5 MeV, 1 MeV, 2 MeV, 3 MeV, 5 MeV の場合の、検出効率及び選別純度を以下の表 4.2 にまと める。

α 粒子のエネルギー	信号イベントの検出効率	イベントの選別純度
$0.5 { m MeV}$	49.4~%	74.0~%
$1 { m MeV}$	65.0~%	67.9~%
$2 { m MeV}$	83.0~%	63.9~%
$3 { m MeV}$	89.3~%	63.4~%
$5 { m MeV}$	93.3~%	62.8~%

表 4.2: α粒子のエネルギーと信号イベント検出効率及びイベント選別純度

発生する α 粒子のエネルギーが大きくなるに従って、信号イベントの検出効率が高くなって いるのが分かる。α 粒子の損失エネルギーが大きくなるほどシンチレーションの発光量が増加 し、発生する光子がより等方的に放出されるようになる。そのため、各方向の光センサー窓に入 射した光子から光量重心がより正確に計算されるようになり、実際に中央部分で発生したイベ ントが発生位置をより正確に再構成されることで、信号イベントと判別される割合が高くなっ たと考えられる。一方で、図 4.8 の C の位置のように一部の光センサーに対して光が届きにく く死角となってしまう容器の壁際で発生したイベントは、発光量が増えるほど信号事象として 誤って中心部分の領域に再構成されてしまう数が増加する。そのため、α 粒子のエネルギーが 高くなるに連れてイベントの選別純度が低下していると考えられる。

同様のシミュレーションにおいて、再構成された位置に対する信号イベントの選別(と壁際の

バックグラウウンドのカット)を行う領域を、液体シンチレータ中心部の 3 cm × 3

表 4.3: イベント選別領域を 3 cm × 3 cm × 3 cm とした場合の α 粒子のエネルギーと信号イベント検出効率及びイベント選別純度

α 粒子のエネルギー	信号イベントの検出効率	イベントの選別純度
$0.5 { m MeV}$	35.1~%	42.4~%
$1 { m MeV}$	43.0~%	38.5~%
$2 { m MeV}$	54.0~%	37.2~%
$3 { m MeV}$	57.6~%	35.8~%
$5 { m MeV}$	62.8~%	33.7~%

中央部 4 cm × 4 cm × 4 cm の領域を検出イベント選別の条件とした場合に比べて、検出効率とイベントの選別純度は大きく減少する結果となった。

次に、表 4.2 の場合と同様に、再構成した発生位置に基づきシンチレータ中心部 4 cm × 4 cm × 4 cm の領域よりも外の位置のイベントをカットした場合、カットされたイベントの実際の発生位置のどのような場所と対応しているのか、分布の変化を可視化することで確かめる。再構成した位置に対するカット前後の、y 軸方向における実際の発生位置の分布の変化を、α 粒子の エネルギー毎にそれぞれ以下の図 4.14 から図 4.16 に示す。



図 4.14: α 粒子のエネルギーが 1 MeV の時のカット前後における実際の発生位置に対応したイ ベント分布の変化。黄緑色のヒストグラムが再構成された位置でカットされたイベントであり、 青いヒストグラムが中心部 4 cm × 4 cm × 4 cm の領域に再構成されたイベントである。2 本 の赤い点線の内側の部分が中心部の領域である。



図 4.15: α粒子のエネルギーが 3 MeV の時のカット前後における実際の発生位置に対応したイベント分布の変化



図 4.16: α 粒子のエネルギーが 5 MeV の時のカット前後における実際の発生位置に対応したイベント分布の変化

図 4.14 から図 4.16 に見られる、カット前後における実際の発生位置に対応したイベント分 布の変化から、α粒子のエネルギーが大きい場合ほど光量重心が正確に計算され、カットされ たイベントが両端の検出器容器の壁に近い場所に集中することが分かった。また、図 4.14 のよ うに実際には中心部 4 cm × 4 cm の領域で発生したイベントが、再構成された発生位 置の不正確さによって大きくカットされており、そのことが α 粒子のエネルギーが低い場合に おける信号イベントの検出効率低下の原因となっていることが確認できた。

次に、液体シンチレータ内で一様に発生させた α 粒子の、光量重心から再構成された発生位

置と実際に発生した位置の差を調べる。再構成された発生位置と実際の発生位置の差の分布を ガウス関数でフィットし、フィットしたガウス分布から求められる標準偏差を、今回作成した液 体シンチレータ検出器の位置分解能とする。α粒子のエネルギーが1 MeV、3 MeV、5 MeV の場合の y 軸方向の位置の差を図 4.17 から図 4.19 に示し、各分布のフィッティングから求め られた標準偏差σを表 4.4 にまとめる。



図 4.17: α 粒子のエネルギーが 1 MeV の時の実際の発生位置と再構成された y 軸上の発生位置 の差



図 4.18: α粒子のエネルギーが 3 MeV の時の実際の発生位置と再構成された y 軸上の発生位置 の差



図 4.19: α 粒子のエネルギーが 5 MeV の時の実際の発生位置と再構成された y 軸上の発生位置 の差

表 4.4: 位置分解能

α 粒子の発生エネルギー	標準偏差 σ
$0.5 { m MeV}$	$0.99{\pm}0.02~\mathrm{cm}$
$1 { m MeV}$	$0.80{\pm}0.01~\mathrm{cm}$
$2 { m MeV}$	$0.59{\pm}0.007~\mathrm{cm}$
$3 { m MeV}$	$0.46{\pm}0.006~\mathrm{cm}$
$5 { m MeV}$	$0.37{\pm}0.005~\mathrm{cm}$

光量重心によって再構成された発生位置と実際の発生位置のずれは、0 cm を中心として α 粒子のエネルギーが大きいほどばらつきが小さくなることが分布から分かる。フィットしたガ ウス分布の標準偏差の結果からも、α 粒子のエネルギーの増大と共に検出器の位置分解能が向 上しているのが確認できた。このことから、α 粒子のエネルギーが大きくシンチレーション光 の発光量が多いほど、光量重心が正確に計算されるイベントが増えており、またそれが信号イ ベントの検出効率の上昇にもつながっていることが確かめられた。

液体シンチレータの中心部 4 cm × 4 cm の領域で発生したイベントの、6 つの光セン サーの窓が検出した合計光子数を調べる。検出した光子の合計数の分布をガウス関数でフィッ トし、得られた標準偏差 σ をその平均値で割った値を検出器のエネルギー分解能とする。α 粒 子のエネルギーが 1 MeV、3 MeV、5 MeV の場合の光子検出数を図 4.20 から図 4.22 に示し、 各エネルギーの分布から求められたエネルギー分解能を表 4.5 にまとめる。



図 4.20: α粒子のエネルギーが 1 MeV の時の検出器中心部で発生したイベントに対する全ての 光センサーで検出された光子数



図 4.21: α粒子のエネルギーが 3 MeV の時の検出器中心部で発生したイベントに対する全ての 光センサーで検出された光子数



図 4.22: α 粒子のエネルギーが 5 MeV の時の検出器中心部で発生したイベントに対する全ての 光センサーで検出された光子数

α 粒子の発生エネルギー	標準偏差 σ	σ /平均值
$0.5 { m MeV}$	$5.82{\pm}0.06$	29%
$1 { m MeV}$	$7.49 {\pm} 0.10$	21%
$2 { m MeV}$	$11.8 {\pm} 0.19$	15%
$3 { m MeV}$	$17.2 {\pm} 0.26$	12%
$5 { m MeV}$	$29.2{\pm}0.54$	9.1%

表 4.5: エネルギー分解能

α 粒子のエネルギーが高いほど全ての光センサーで検出される光子の合計数の分布から求め られる分解能が良いことが分かる。このことからも、α 粒子のエネルギーが高くなるにつれて 発生したシンチレーション光に対する検出光子数のばらつきは小さくなり、それにより発生位 置の再構成の精度が高くなっていることが確認できた。

第5章 結論

本研究では、液体シンチレータ中性子検出器における *α* 線バックグラウンドを低減させるため、検出した光量の重心によってイベントの発生位置を再構成し、検出器内壁で発生したバック グラウンドをカットする方法を用いた、立方体型の液体シンチレータ検出器のシミュレーションを行った。

検出器の液体シンチレータ内で一様に発生させた α 粒子の再構成された発生位置と、真の発 生位置との比較から、α 粒子のエネルギーが高くシンチレータの発光量の大きいイベントほど 発生位置の再構成が正確に行われ、シグナルイベントの検出効率と位置分解能が高いことが分 かった。また、容器内壁に近い定位置で α 粒子を発生させた時の再構成位置の分布から、一部の 光センサーに対して光が届きにくい検出器の光センサー周縁の壁際で発生したイベントは、発 生位置が誤って検出器中心部の領域に再構成されやすく、一様な場所で発生させた場合の検出 イベントの純度からは、α 粒子のエネルギーが高いほどその影響が大きくなることが確認でき た。光センサーに対する死角が少なく、光電子増倍管による被覆率が高い検出器を作成するこ とができれば、信号イベントの検出効率と純度の両方を高めることができ、液体シンチレータ 中性子検出器の α 線バックグラウンド低減へ向けて、さらに高い有効性が得られることが期待 できる。

謝辞

本研究を進めるにあたり、多くの場面で指導していただいた南野彰宏准教授に心から感謝申 し上げます。研究へのアドバイスだけでなく私が研究室へ復帰する際にも、かなりの心配と迷 惑をかけたにも関わらず常に優しく変わらずに接し、助けとなってくださいました。本当にあ りがとうございました。

研究室の先輩方、精神的な支えとなってくれた全ての友人に深く感謝します。

関連図書

- [1] 港陽子, 鈴木紗香, 「小型ラドン検出器の開発」, 卒業論文, 奈良女子大学, 2018.
- [2] Glenn F. Knoll, "Radiation Detection and Measurement, 4th Edition", John Wiley & Sons, Inc., 2010.
- [3] Saint-Gobain, "BC-501, BC-501A, BC-519 Liquid Scintillators", Data sheet.
- [4] Geant4 User Support (https://geant4.web.cern.ch/support)
- [5] Geant4 Japanese Tutorial for Detector Simulation 2017 (https://wiki.kek.jp/display/geant4/Geant4+Japanese+Tutorial+for+Detector+Simulat ion+2017)