

修士論文

ANKOK 実験におけるシミュレーションの構築

早稲田大学大学院 先進理工学研究科  
物理学及応用物理学専攻 修士 2 年 寄田研究室  
加地俊瑛

2015 年 2 月 7 日

## 概要

暗黒物質直接探索実験では、 $10 \text{ GeV}/c^2$  付近の低質量領域において発見と棄却を主張する結果が混在しており、様々な媒質・検出手法を用いて相補的・多角的に検証することが重要である。ANKOK 実験は、気液 2 相型アルゴン光検出器を用いて  $10 \text{ GeV}/c^2$  領域の検証を目的とした実験である。この検出器の最大のメリットのうちの 1 つは、アルゴンの特性と気液 2 相型検出器の特性を活かした強力な  $e/\gamma$  背景事象の分離能力である。しかし、中性子は WIMP と同じ原子核反跳をするため、1 回しか反応しなかった中性子の弾性散乱事象を解析的に除くことは困難である。そのため、シールド材などによる低減努力に加え、シミュレーションによる事象数の見積りが必須である。

本研究では、背景事象数の見積りに向けてシミュレーションの構築及び較正を行った。まず、シミュレーションの基礎基盤を構築するため、シンプルな検出器構成及び応答を実装した。次に、Geant4 における粒子生成方法や低エネルギー領域 ( $20 \text{ MeV}$  以下) に特化した中性子ライブラリ G4NDL についての検証及び実装を行った。その後、較正用線源を用いて取得した実データを基に入力パラメータを較正し、より現実的なシミュレーションとなるようチューニングを行った。最後に、構築したシミュレーションを使って環境中性子シミュレーションを行い、背景事象の測定データと比較した。結果として、信号領域に残ってくる背景事象のエネルギースペクトルは、入力パラメータとして用いた環境中性子のエネルギースペクトルの不定性の範囲内で一致し、環境中性子起因であるということに関して無矛盾であるという結論に至った。

## 目次

1	序論	5
1.1	暗黒物質	5
1.2	暗黒物質直接探索の現状	5
2	ANKOK 実験	7
2.1	気液 2 相型アルゴン光検出器	7
2.2	S1・S2 基礎特性	8
2.2.1	発光過程	8
2.2.2	核的消光	8
2.2.3	電子的消光	9
2.2.4	電場依存性	10
2.2.5	不純物による影響	11
3	S1 ドリフト電場依存性の測定	13
3.1	実験セットアップ	13
3.2	データ取得	14
3.3	事象選択	14
3.4	電子反跳事象の S1 ドリフト電場依存性	16
3.5	原子核反跳事象の S1 ドリフト電場依存性	17
3.6	まとめ	17
4	シミュレーションの構築	19
4.1	全体像	19
4.2	粒子生成	20
4.3	相互作用	21
4.3.1	弾性散乱	22
4.3.2	非弾性散乱	23
4.3.3	中性子捕獲	24
4.4	シミュレーションの較正	24
4.4.1	実験セットアップ	24

目次	4
4.4.2 分解能の較正 . . . . .	25
4.4.3 消光因子の較正 . . . . .	26
4.5 まとめ . . . . .	26
5 環境中性子シミュレーション	28
5.1 実験セットアップ . . . . .	28
5.2 事象選択 . . . . .	29
5.3 シミュレーション設定 . . . . .	29
5.4 実験データとの比較 . . . . .	31
6 結論	32
7 謝辞	33

# 1 序論

## 1.1 暗黒物質

暗黒物質とは、光学的には観測されないが質量を持つ粒子であり、渦巻銀河の回転曲線が平坦であったことが最初の存在証拠となった。銀河の回転曲線とは横軸に銀河中心からの距離をとり、縦軸に回転速度の大きさの関係性を示した曲線である。銀河の回転速度はケプラーの法則とニュートン力学より

$$\frac{v(r)^2}{r} = G \frac{M(r)}{r^2} \quad (1)$$

と表される。観測された表面輝度より推測される物質の質量分布は銀河中心に集中し、遠方では  $M(r) \simeq \text{const.}$  となっているので、 $v(r) \propto 1/\sqrt{r}$  となることが予想される。しかし、実際に得られた曲線は平坦 [1]、つまり、遠方での銀河の回転速度は中心からの距離に依らず一定であり、

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}} \simeq \text{const.} \quad (2)$$

となっているため、質量分布  $M(r)$  は銀河中心からの距離  $r$  に比例することになる。このことは、銀河内に光学的に観測し得ることの出来ない物質が存在し、しかも、その総質量は銀河質量のスケールに匹敵することを示唆している。その後も重力レンズ効果や X 線銀河団の観測などによって暗黒物質の存在を示唆する結果が報告されている。

暗黒物質の候補としては、電磁相互作用および強い相互作用をしないが質量を持つ物質であり、WMAP による宇宙背景放射の観測結果より暗黒物質の宇宙物質重量比もある程度判明している。これらの性質を満たすものはいくつか存在し、最有力候補の 1 つとして WIMP (Weakly Interacting Massive Particles) がある。暗黒物質の探索方法としては、加速器を使って生成し、大きな消失エネルギーとして検出する方法や、対消滅による生成物を観測する間接探索、そして、WIMP と標的原子核との弾性散乱による原子核反跳事象を検出する直接探索などが挙げられる。次節では ANKOK 実験に大きく関わる直接探索実験の現状について述べる。

## 1.2 暗黒物質直接探索の現状

低質量領域 ( $10 \text{ GeV}/c^2$  付近) における暗黒物質直接探索の現状について図 1.1 に示す。横軸は WIMP 質量、縦軸は反応断面積であり、曲線で囲まれている領域はある実験

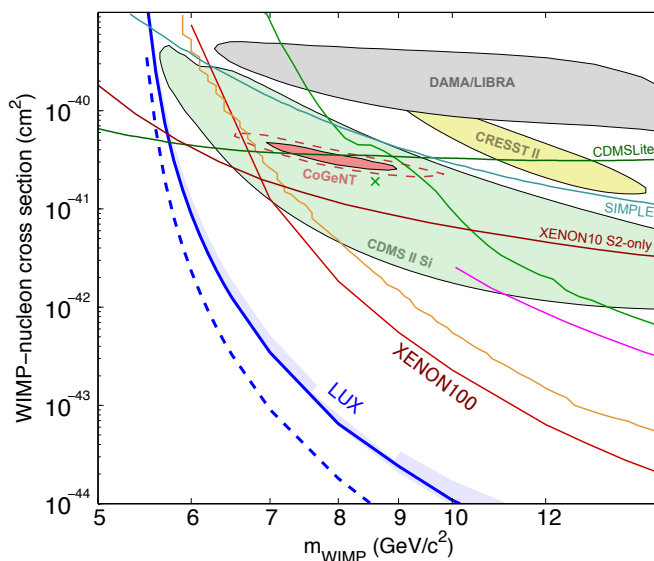


図 1.1 暗黒物質直接探索の現状 [2]

が発見を主張する領域，閉じていない曲線はある実験がそれより上の領域を棄却したと主張している領域である．低質量領域においては発見と棄却を主張する結果が混在しており，混沌とした状態が続いている．このような状況を打開するためには，様々な媒質・検出手法を用いて相補的・多角的に検証することが重要である．ANKOK 実験は，気液 2 相型アルゴン光検出器を用いて低質量領域の検証を目的とした暗黒物質探索実験である．

本論文では，まず第 2 章で ANKOK 実験の検出器概要やアルゴンの特性，実験環境などについて述べた後，第 3 章ではシミュレーションの入力パラメータとして必要な S1 光量のドリフト電場依存性の測定結果について纏める．第 4 章ではシミュレーションの構築及び較正を行い，第 5 章では第 3 章及び第 4 章の結果を使って環境中性子のシミュレーションを行い，測定データとの比較を行う．第 6 章では第 5 章までの結果をふまえて本研究の総括を行い，本論文の結びとする．

## 2 ANKOK 実験

ANKOK 実験は、気液 2 相型アルゴン光検出器を用いて 10 GeV 領域の検証を目的とした暗黒物質直接探索実験である。本章では、第 2.1 節にて検出器概要を説明した後、より詳細なアルゴン特性や実験環境などについて述べる。

### 2.1 気液 2 相型アルゴン光検出器

気液 2 相型アルゴン光検出器の概要図を図 2.1 に載せる。まず、粒子が液体アルゴンと相互作用することで、一次シンチレーション光 (S1) と電離電子が発生する。その後、液体アルゴン内に形成したドリフト電場 (数百 V/cm) によって電離電子を液面までドリフトさせ、さらに数 kV/cm 程度の取り出し電場をかけることにより電離電子を気相に取り出すことで、二次シンチレーション光 (S2) が発生する。S1 の収集効率やノイズの影響を考慮すると、電子 1 個や 2 個を電荷として読み出すことは困難であるが、電離電子を光として読み出すことでこれらの困難を回避している。

S1 には時定数 7 ns 程度の速い発光成分 (Fast) と時定数 1.5  $\mu$ s 程度の遅い発光成分 (Slow) があり、2 つの光量比は WIMP や中性子起因の原子核反跳事象と、 $\beta$  線や  $\gamma$  線起因の電子反跳事象で異なる。また、はじめに発生する S1 光量と電離電子数の比も原子核反跳事象と電子反跳事象で異なるため、この検出器では S1 波形を用いた波形弁別 (PSD) と S1  $\cdot$  S2 光量比 (S2/S1) の 2 種類の方法を用いて  $\beta$  線や  $\gamma$  線起因の背景事象を分離することが出来る。さらに、液体アルゴン中の電離電子のドリフト速度は数 mm/ $\mu$ s 程度なので、S1 と S2 の発光時刻の差 (電離電子のドリフト時間) から反応点の  $z$  位置を決めることが出来る。 $z$  軸方向に対する位置分解能を有する点が 2 相型検出器の最大の利点であり、表面付近で反応した背景事象の除去や、多重散乱事象の除去に対して非常に有用である。

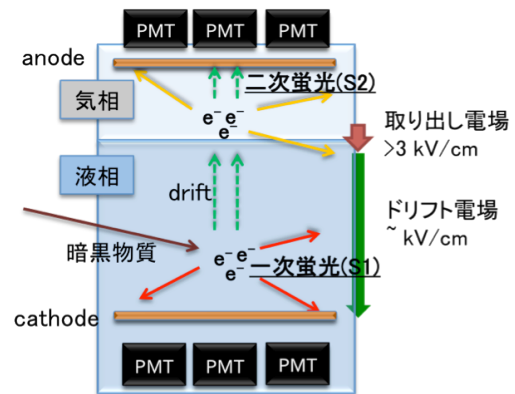


図 2.1 検出器概要

## 2.2 S1・S2 基礎特性

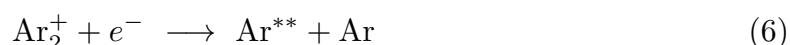
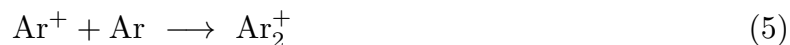
### 2.2.1 発光過程

S1 の発光には，直接励起と電離起因の 2 種類の起原がある．それぞれの発光過程を以下に示す．

直接励起：



電離起因：



どちらも最終的には  $\text{Ar}_2^*$  の一重項，もしくは三重項を形成し，一重項であれば Fast 成分，三重項であれば Slow 成分として発光する [3]．初期の励起原子数  $N_{\text{ex}}$  と電離原子数  $N_{\text{i}}$  の割合は  $N_{\text{ex}}/N_{\text{i}} = 0.21$  と測定されているが [4]，ドリフト電場によって電離電子を取り出すことで電離起因の発光成分は減少する（電場による消光）．電場が高いほど再結合前に取り出される電子数は多くなるため S1 の消光は激しくなるが，一方で S2 の光量は電離電子の増加に伴って増加する．

### 2.2.2 核的消光

高速の荷電粒子と標的物質との相互作用における阻止能は Bethe-Bloch の式によって記述されるが，入射粒子が遅いときは原子核との散乱が無視出来ないので，全阻止能  $S_{\text{T}}$  は電子的阻止能  $S_{\text{e}}$  と核的阻止能  $S_{\text{n}}$  の和になる．

$$S_{\text{T}} = S_{\text{e}} + S_{\text{n}} \quad (10)$$

核的阻止能によって失われたエネルギーは標的原子の運動エネルギーとして費やされるため電離・発光には寄与せず，全損失エネルギーに対して励起・電離のために費やされる工



エネルギーの割合を核的消光因子  $q_{nc}$  と呼ぶ．WIMP や中性子との弾性散乱によって反跳されるアルゴン原子核は低速であるので，核的消光因子を考慮する必要がある．低速粒子に対する阻止能理論は Lindhard, Scharff, Schiøtt によって提唱され [5]，入射粒子と標的原子が同じ場合の核的消光因子は Lindhard らが計算しており，以下の式で与えられる [6]．

$$F_{Lindhard} = \frac{kg(\epsilon)}{1 + kg(\epsilon)} \quad (11)$$

$$\epsilon = 11.5E_{NR}(\text{keV})Z^{-7/3} \quad (12)$$

$$k = 0.133Z^{2/3}A^{-1/2} \quad (13)$$

$$g(\epsilon) = 3\epsilon^{0.15} + 0.7\epsilon^{0.6} + \epsilon \quad (14)$$

ここで， $Z$  は原子番号， $A$  は質量数， $E_{NR}$  は反跳原子核の運動エネルギーである．以降，便宜的に式 (11) を Lindhard の式と呼ぶことにする．Lindhard の式に  $Z = 18$ ， $A = 40$  を代入し，アルゴンにおける核的消光因子を計算したものを図 2.2 に示す．反跳エネルギー

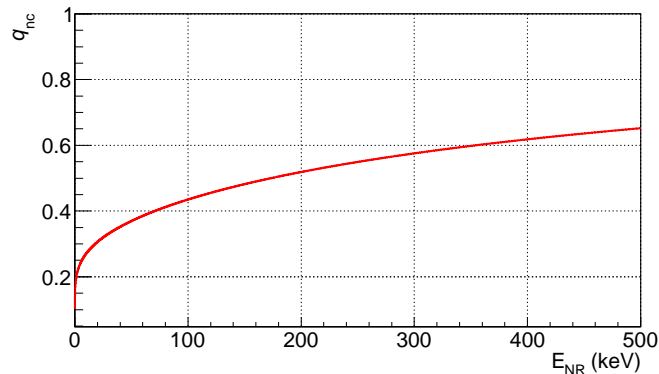


図 2.2 アルゴンにおける核的消光因子

ギーが小さいほど消光は激しくなり，反跳エネルギーが十分に大きければ核的消光因子は 1 に近付くので無視することが出来る．しかし，実際に測定されている原子核反跳に対する発光効率 は Lindhard の式で予想される値よりも低く，Lindhard 理論単体では液体希ガスの振る舞いを説明出来ないことがわかっている．

### 2.2.3 電子的消光

Lindhard 理論以外の消光機構として，高密度励起・電離に対する消光が考えられており，これを電子的消光と呼ぶ． $dE/dx$  が大きければ  $Ar^*$  や  $Ar^+$  が高密度になるので，

自縛する前に  $\text{Ar}^*$  同士の非発光性衝突や  $\text{Ar}^+$  と  $e^-$  の再結合などによる消光が起こり得る． $\text{Ar}_2^*$  が消光に関与するのであれば，特に Slow の時定数が  $dE/dx$  に依存するはずだが， $dE/dx$  の違いによる時定数の変化は観測されていない [3]．これらの消光機構の詳細がわからずとも，すべて高密度励起・電離が原因だとすると統一的に扱える可能性がある．シンチレーターの発光効率における  $dE/dx$  依存性については Birks の法則 [7] が良く知られている．Birks の法則は有機シンチレーターの発光効率に関する経験的に得られた式であり，以下のように表される．

$$\frac{dLY}{dx} = \frac{A \cdot \frac{dE}{dx}}{1 + k_B \cdot \frac{dE}{dx}} \quad (15)$$

ここで， $LY$  は光量， $A$  と  $k_B$  は実験的に求められる定数である．Lindhard 理論と Birks の法則を取り入れたモデルも発表されており [8]，現段階では実測データの形を再現している [9]．厳密には， $dE/dx$  は入射粒子の単位長さ辺りのエネルギー損失を表したものであるので，代わりに線エネルギー付与 (LET) という概念が良く使われる．LET は二次粒子などによる寄与もすべて含めた，単位長さ辺りに物質に付与されるエネルギーを表すものである．また，前項で述べた通り低速粒子においては励起・電離以外に費やされるエネルギーがあるので，励起・電離に費やされるエネルギーのみを考慮したものを，特に電子的 LET ( $\text{LET}_{e1}$ ) と呼ぶ．

電氣的消光は原子核反跳事象に限らず，電子反跳事象でも起こるので， $\gamma$  線による発光効率も 1 にはならない．よって，実験では一般的に  $^{57}\text{Co}$  からの 122 keV の  $\gamma$  線を基準とした発光効率  $L_{\text{eff}}$  が原子核反跳事象に対する消光因子として扱われる．また，発光量の観点において電子反跳事象相当のエネルギーを  $\text{keV}_{ee}$ ，原子核反跳事象相当のエネルギーを  $\text{keV}_{nr}$  と表し， $L_{\text{eff}}$  の定義より  $\text{keV}_{nr} \times L_{\text{eff}} = \text{keV}_{ee}$  の関係がある．

#### 2.2.4 電場依存性

第 2.2.1 項で述べた通り，S2 として取り出せる電離電子数はドリフト電場に依存する．電離電子の収集効率を表すパラメータとして，生成電子数  $Q_0$  に対する収集電子数  $Q$  の割合を表した再結合因子  $R = Q/Q_0$  が使われる．前項からわかる通り，再結合因子は  $dE/dx$  にも依存しており，Birks の式にドリフト電場  $E_D$  を取り入れた次の式が適応可能であることがわかっている [10]．

$$R = \frac{A}{1 + \frac{1}{\rho} \cdot \frac{k_B}{E_D} \cdot \frac{dE}{dx}} \quad (16)$$

ここで,  $\rho$  は媒質の密度である．これより,  $S1 \cdot S2$  光量のドリフト電場依存性はそれぞれ以下の式に従うことが予想される．

$$S1 = C_1 \cdot \left( 1 - \frac{A}{1 + \frac{1}{\rho} \cdot \frac{k_B}{E_D} \cdot \frac{dE}{dx}} \right) \quad (17)$$

$$S2 = C_2 \cdot \frac{A}{1 + \frac{1}{\rho} \cdot \frac{k_B}{E_D} \cdot \frac{dE}{dx}} \quad (18)$$

ここで,  $C_1, C_2$  はそれぞれの規格化定数である．また, 電離電子の気相への取り出し効率や増幅率は取り出し電場に大きく依存することがわかっている [11] [12] .

### 2.2.5 不純物による影響

アルゴン中に含まれる不純物は,  $S1 \cdot S2$  に大きな影響を及ぼす．特に Slow 成分は窒素や酸素不純物による影響を受け易く, ppm 程度の混入でも消光が起こる．先行実験によって測定された, 窒素及び酸素不純物による  $S1$  への影響をそれぞれ図 2.3 及び図 2.4 に示す．消光は  $Ar_2^*$  が以下の過程を経て起こると考えられているので, 特に Slow の時

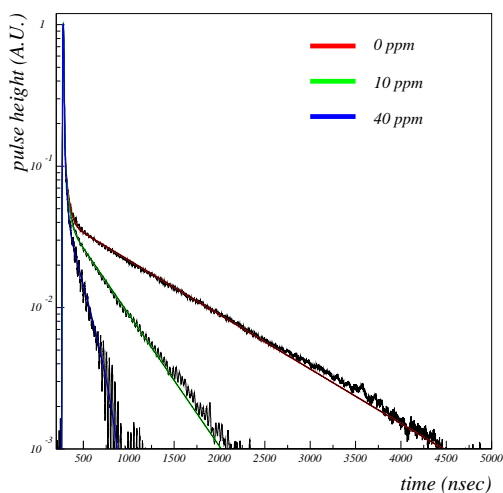


図 2.3 窒素不純物による時定数の変化 [13]

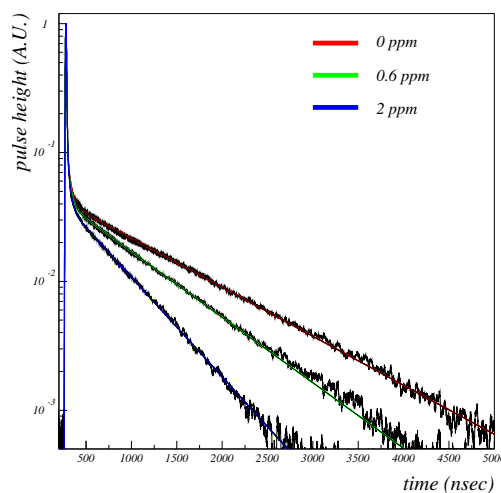


図 2.4 酸素不純物による時定数の変化 [14]

定数が変化する．



また，酸素のように電気陰性度の高い不純物は以下の過程により自由電子を捕獲してしまうため，S2 の消光を招く．



自由電子の寿命を表す時定数  $\tau_e$  と酸素濃度  $[O_2]$  は，

$$\frac{1}{\tau_e} = k_e [O_2] \quad (22)$$

の関係があり， $k_e$  は約  $1.9 \sim 3.3 \text{ ppm}^{-1} \mu\text{s}^{-1}$  である [14] [15] ．

### 3 S1 ドリフト電場依存性の測定

第 2.2 節で述べた通り，S1・S2 は電場や純度によって振る舞いに変化する．種々依存性を理解し，パラメータ化することが出来れば，シミュレーションの入力パラメータとして用いることが出来る．本章では，電子反跳事象及び原子核反跳事象それぞれの S1 光量のドリフト電場依存性の測定結果について纏める．

#### 3.1 実験セットアップ

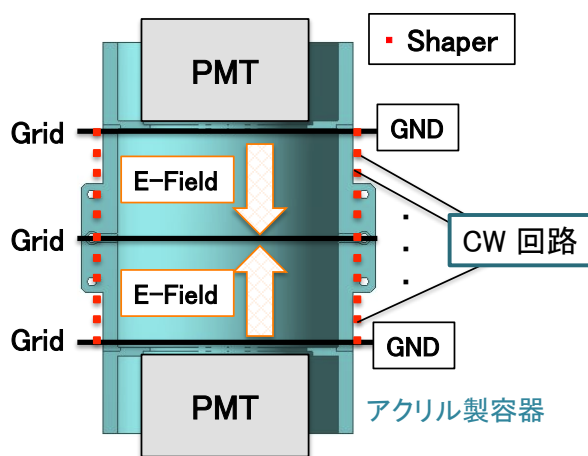


図 3.1 1 相型プロトタイプ検出器概略図

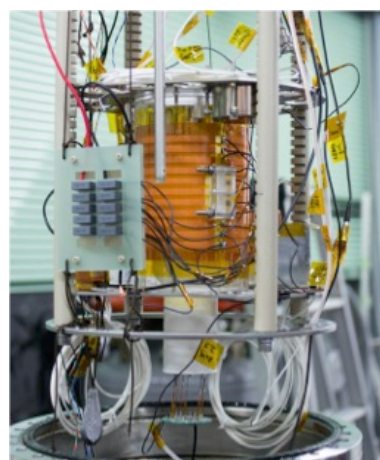


図 3.2 実際の 1 相型プロトタイプ検出器

測定に用いた検出器の概略図を図 3.1 に示す．有感領域の内径が 101 mm，高さ 100 mm のアクリル製容器の上下に PMT を 1 つずつ（上：R6041-506[16]，下：R11065[17]）設置した小型の 1 相型検出器である．中央のカソードグリッドと接地した上下のグリッドによって有感領域内に電場を形成することが可能になっている．グリッドは，厚さ 100  $\mu\text{m}$ ，4 mm ピッチのステンレス製のものをを用いており，開口率や等電場に対する要請から最適化した．また，等電場形成のためにフレキシブル基板で作ったフィールドシェーパーをアクリル容器外周に巻いてある．シェーパーの電極は 10 mm ピッチ（銅電極：6 mm，ギャップ：4 mm）で GND 線も含め 11 段に配列されている．電場形成には 5 段のコッククロフト・ウォルトン回路を用い，最大 10 kV（2 kV/cm）を印加した．PMT の窓面には高分子マトリックス法を用いて TPB が塗布されており，その他の面には同様の方法で TPB を塗布した 3M 社製の反射材 ESR が貼ってある．

### 3.2 データ取得

PMT ゲインは上の PMT が  $5.0 \times 10^6$  , 下の PMT が  $2.5 \times 10^6$  , 閾値は上の PMT が 10 mV , 下の PMT が 5 mV に設定してある . 上下 PMT のコインシデンスをトリガーにし ,  $^{60}\text{Co}$  線源からの  $\gamma$  線による電子反跳事象 , 及び  $^{252}\text{Cf}$  線源からの中性子による原子核反跳事象をそれぞれ取得した . ドリフト電場としては , 0, 50, 100, 200, 300, 400, 500, 750, 1000, 1500, 2000 V/cm の計 11 点においてデータを取得した .

### 3.3 事象選択

事象選択のために , 基本的なクオリティカット ( ピーク位置 , ペDESTAL RMS , FADC の測定可能電圧範囲による事象除去 ) を行った . また , この検出器では上下のグリッドと PMT 窓面までの間にゼロ電場の領域が 2 mm 程度ある . この窓面付近で反応した事象はドリフト電場による消光が起こらないため , 電場依存性の測定においては障害となるが , 近い方の PMT に検出光量が大きく偏るため , 光量相関を用いて除くことができる . 図 3.3 に 0 V/cm の点と 1000 V/cm の点における  $^{60}\text{Co}$  線源データの上下 PMT 光量相関図を示す . 左右の図を比較すると , 1000 V/cm の時は高光量の対角領域の事象のみ無くなっており , 高光量の端領域の事象は無くなっていないことがわかる . 端領域の事象が窓面付近で反応した事象であり , 上下 PMT の検出光量対称性を用いたカットによって除く .

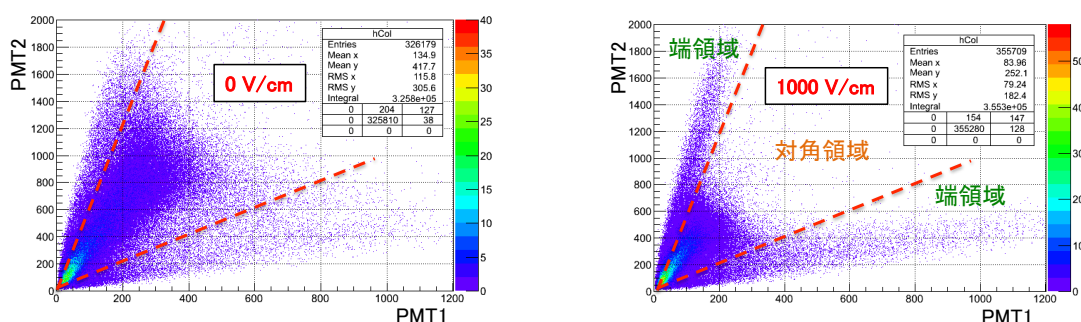


図 3.3 上下 PMT の光量相関 (左 : 0 V/cm , 右 : 1000 V/cm)

電場による消光因子を決定するため , 電子反跳事象については 0 V/cm の点を基準としてエネルギー分布が各電場でのエネルギー分布に合うように横軸をスケールし , コンプトンエッジ付近 ( 585 keV - 1170 keV ) の領域における 2 つのヒストグラムの  $\chi^2/\text{NDF}$

が最小となる点を選択した．また，測定誤差としては  $\chi^2/\text{NDF}$  の値を 1 大きくする幅を付けた．図 3.4 及び図 3.5 に 1000 V/cm の時の例を示す．左図は  $^{60}\text{Co}$  のエネルギーース

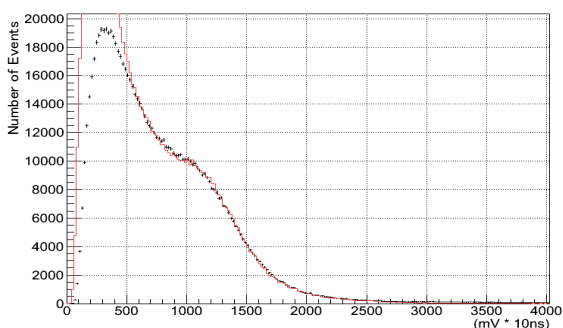


図 3.4 エネルギーースペクトル( $^{60}\text{Co}$  線源, 1000 V/cm)

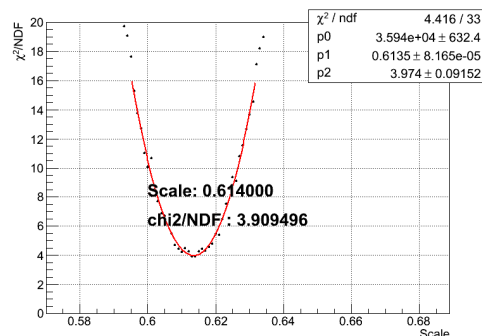


図 3.5  $\chi^2/\text{NDF}$  の計算結果 ( $^{60}\text{Co}$  線源, 1000 V/cm)

ペクトルで，黒が 1000 V/cm のデータ，赤がスケールした 0 V/cm のデータのエネルギーースペクトルである．右図は各スケールファクターの値における  $\chi^2/\text{NDF}$  の値で，黒が計算結果，赤が二次関数によるフィット結果である．

原子核反跳事象についても同様の方法でスケールファクターを決定したが， $\gamma$  線の反応と異なりエネルギーースペクトルにコンプトンエッジのような特徴のある形を作らないため，トリガーバイアスを受けない領域 (500 - 1500 mV\*10ns) において  $\chi^2/\text{NDF}$  を計算した．図 3.6 及び図 3.7 に 1000 V/cm の時の例を示す． $\chi^2/\text{NDF}$  のプロットを電子反跳事象のものと見比べてみると，計算結果のばらつきが大きい．原子核反跳事象の消光因子には不定性として一律 0.05 の誤差を付けてある．

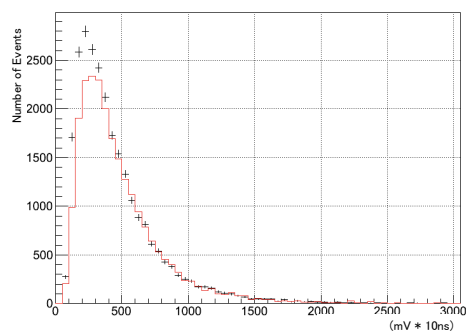


図 3.6 エネルギーースペクトル ( $^{252}\text{Cf}$  線源, 1000 V/cm)

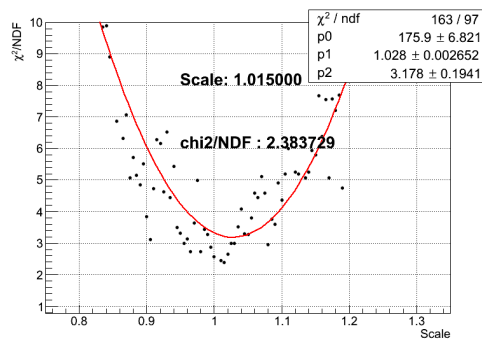


図 3.7  $\chi^2/\text{NDF}$  の計算結果 ( $^{252}\text{Cf}$  線源, 1000 V/cm)

## 3.4 電子反跳事象の S1 ドリフト電場依存性

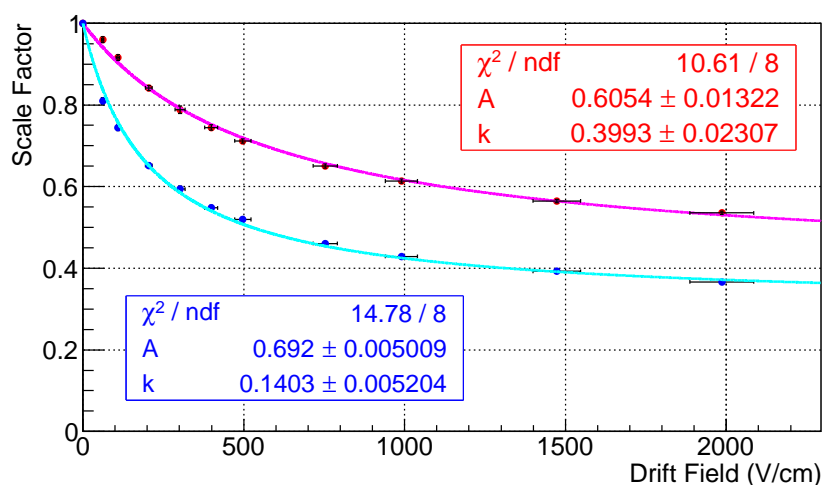


図 3.8 電子反跳事象の S1 ドリフト電場依存性

表 3.1 電子反跳事象における S1 光量のドリフト電場による消光因子の測定結果

ドリフト電場 (V/cm)	Fast 成分の消光因子	Slow 成分の消光因子
0	1.0000 ± 0.0000	1.0000 ± 0.0000
61.6	0.9599 ± 0.0072	0.8095 ± 0.0081
109	0.9159 ± 0.0072	0.7447 ± 0.0074
205	0.8417 ± 0.0060	0.6518 ± 0.0055
302	0.7884 ± 0.0090	0.5938 ± 0.0071
399	0.7448 ± 0.0064	0.5480 ± 0.0065
497	0.7117 ± 0.0055	0.5195 ± 0.0054
753	0.6504 ± 0.0052	0.4604 ± 0.0048
990	0.6135 ± 0.0053	0.4287 ± 0.0040
1473	0.5646 ± 0.0044	0.3925 ± 0.0034
1986	0.5356 ± 0.0040	0.3666 ± 0.0029

電子反跳事象の各電場における消光因子の測定結果を表 3.1 に示す。また、測定結果を式 (17) において  $\rho = 1.39 \text{ g/cm}^3$ ,  $dE/dx = 2.0 \text{ MeV/cm}$  としてフィットした結果を図



3.8 に示す．横軸はドリフト電場，縦軸は電場による消光因子で，赤が Fast 成分，青が Slow 成分の測定結果である．ドリフト電場が高いほど電場による消光度合いが大きくなり，また，Fast 成分と Slow 成分で消光の度合いが異なることがわかる．

### 3.5 原子核反跳事象の S1 ドリフト電場依存性

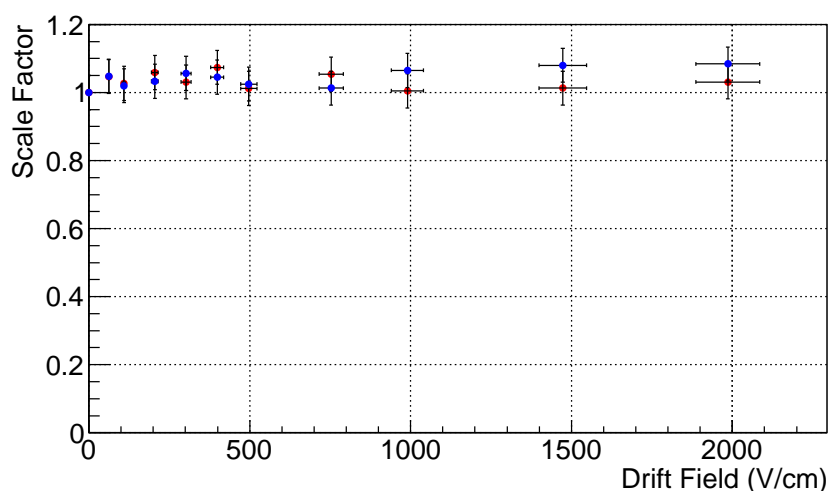


図 3.9 原子核反跳事象の S1 ドリフト電場依存性

原子核反跳事象の各電場における消光因子の測定結果を図 3.9 及び表 3.2 に示す．図 3.9 の横軸はドリフト電場，縦軸は電場による消光因子で，赤が Fast 成分，青が Slow 成分の測定結果である．原子核反跳事象では，電場を変えても顕著な光量の変化は確認されなかった．

### 3.6 まとめ

電子反跳事象及び原子核反跳事象それぞれについて S1 ドリフト電場依存性を測定したところ，原子核反跳事象では電場による顕著な消光は確認されず，電子反跳事象では Fast 成分と Slow 成分で電場による消光の大きさが異なることがわかった．この結果は，電場によって Fast 成分と Slow 成分の割合が変化するため，単に光量が減るだけでなく，PSD の分離能力にも影響を及ぼすことを示唆している．また，Fast 成分と Slow 成分のどちらも Birks の式を拡張した式 (17) を用いてドリフト電場に対する振る舞いが再現出来ており，この式が適応可能であることがわかる．原子核反跳事象において電場による顕

表 3.2 原子核反跳事象における S1 光量のドリフト電場による消光因子の測定結果

ドリフト電場 (V/cm)	Fast 成分の消光因子	Slow 成分の消光因子
0	1.00 ± 0.05	1.00 ± 0.05
61.6	1.05 ± 0.05	1.05 ± 0.05
109	1.03 ± 0.05	1.02 ± 0.05
205	1.06 ± 0.05	1.03 ± 0.05
302	1.03 ± 0.05	1.06 ± 0.05
399	1.07 ± 0.05	1.05 ± 0.05
497	1.01 ± 0.05	1.03 ± 0.05
753	1.05 ± 0.05	1.01 ± 0.05
990	1.01 ± 0.05	1.07 ± 0.05
1473	1.01 ± 0.05	1.08 ± 0.05
1986	1.03 ± 0.05	1.08 ± 0.05

著な消光が起こらなかった原因の 1 として、高密度励起・電離による影響が考えられる。元々が高密度励起・電離状態であれば、外部電場を与えることによって電子と陽イオンが引き離されて電離密度が低下し、消光の回復が起こるとい報告もある [18]。信号事象となる原子核反跳事象において電場による消光が起こらないことは我々の実験にとって有利に働くが、今回測定した領域は約 1 MeV 付近のエネルギーの高い領域なので、今後は数十 keV 付近のエネルギーの低い領域での振る舞いを理解することが重要となる。

## 4 シミュレーションの構築

ANKOK 実験のような稀事象探索実験で、最終的に信号領域に残った事象が背景事象に対して超過しているか否かを議論するためには、背景事象となる成分を理解し、シミュレーションを以て背景事象数を見積もることが必須である。構築すべきシミュレーションの完成像は図 4.1 のようにいくつもの過程から成り立つ。信頼出来るシミュレーションを構築するためには、まず最小単位の構成要素からはじめ、1 つ 1 つの要素を明確にし、各要素が及ぼす影響を良く理解した上でシミュレーションに組み込んでいくことが重要である。

本章では、現在実装している各過程の詳細及び較正結果について述べていく。

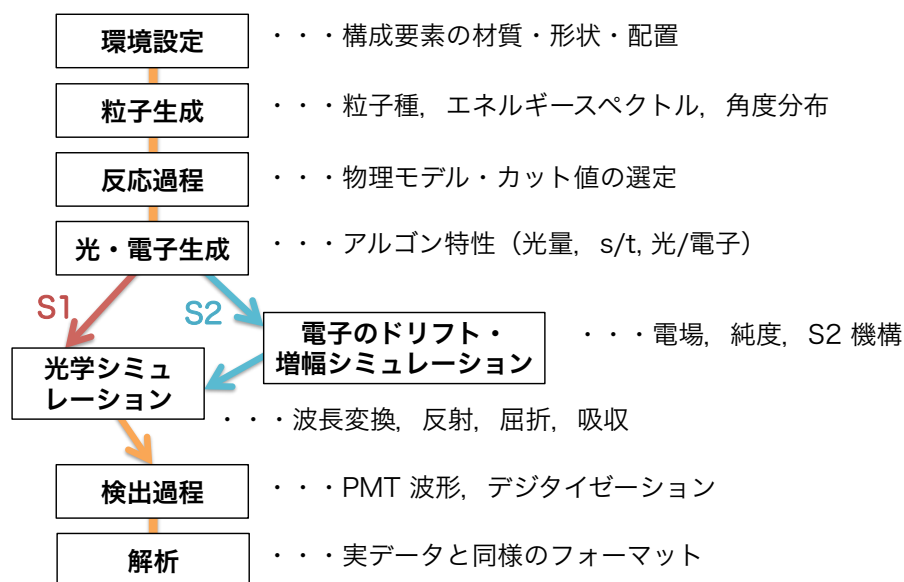


図 4.1 全ての過程を考慮したシミュレーションの構成要素

### 4.1 全体像

粒子生成から損失エネルギーの計算まではシミュレーション・ツールキットの Geant4 [19] を用いて行っている。Geant4 は、検出器の構成や物質の形状・材質などを決める “Detector Construction”, 初期粒子の発生方法などを決める “Primary Generator”, 相互作用に対する物理モデルなどを決める “Physics List” の 3 大要素によって構成されている。粒子生成及び相互作用については次節以降で詳細を述べる。検出器の構成として、

アルゴン，ステンレス製容器，シールド等の物質を実装した．損失エネルギーは Geant4 のステップ情報から電子反跳起因であるか原子反跳起因であるかの情報が得られるため，それぞれ分けて扱うことが出来る．有感領域内での損失エネルギーは，核的消光や電場による消光効果によって消光し，その後，光検出効率を基に光電子数へ変換される．Geant4 には光の伝搬過程などの光学シミュレーション機能があるが今回は用いておらず，単純化のため代わりに検出器分解能をガウス分布によって実装した．

## 4.2 粒子生成

較正用線源のように要素が明確な粒子源では，粒子種やエネルギースペクトル，初期位置や方向が確定している．しかし，環境中の  $\gamma$  線や中性子を想定する場合は，以下の不定要素を考慮する必要がある．

1 つ目の例として，図 4.2 に環境中性子のエネルギースペクトルを示す．赤線はエネルギースペクトルが  $1/E$  に比例すると仮定し，東大本郷キャンパスにおける測定結果 [20] を用いて規格化したもの，青線は宇宙線スペクトル計算ソフト EXPACS[21] を用いて計算した地表における中性子フラックスである．このように，中性子のフラックスはモデルによって異なり，不定性が大きいので実験環境における測定が重要となる．

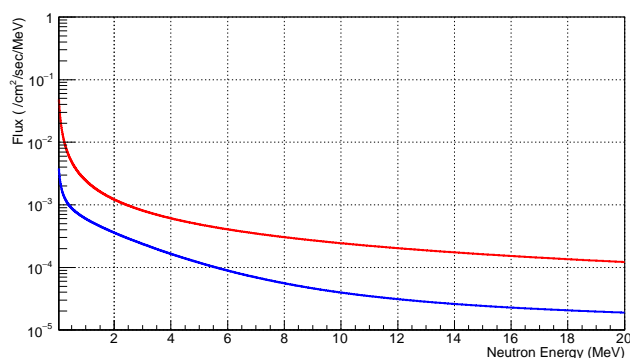


図 4.2 環境中性子のエネルギースペクトル

2 つ目の例として，壁や床，空気中の放射性核種などからの環境放射線は初期位置や方向も明確でない．このような場合は，粒子は全方位から等方的に飛来し，実験環境中の任意の点においてそのフラックスは一様であるという仮定が最もシンプルである．入射粒子のフラックスは，ビームのように一方向から飛来する場合，単位時間あたりの入射粒子数を  $N$ ，照射面積を  $S$  として  $N/S$  で定義される．一方，多方向から飛来する場合は，大円

の面積を  $S$  として  $N/S$  で定義される．大円は球の中心を通る円なので，球の半径が  $R$  の場合は  $S = \pi R^2$  となる．この仮定を実現するためには，粒子の初期位置は検出器より大きい仮想球面上に一様分布，入射方向は仮想球面に対する天頂角分布が  $\cos \theta$  に比例するように実装する．ここで，天頂角  $\theta$  は，初期位置の座標を天頂とした時のローカルな座標形における天頂角  $\theta$  である．半径が仮想球の  $1/10$  のターゲット球に入射するフラックスの位置依存性を図 4.3 に示す．横軸は，仮想球の半径  $R_{\text{virtual}}$  に対するターゲットの位置  $X_{\text{target}}$  の比，縦軸は，仮想球面上でのフラックス  $\Phi_{\text{virtual}}$  に対するターゲット球面上でのフラックス  $\Phi_{\text{target}}$  の比である．左図は初期粒子の方向を天頂角分布が  $\cos \theta$  に比例するように生成した場合のもので，ターゲットの位置に依らずフラックスが一様になっていることがわかる．一方，右図は初期粒子を等方的に生成した場合で，フラックスは位置依存性があり一様にならない．

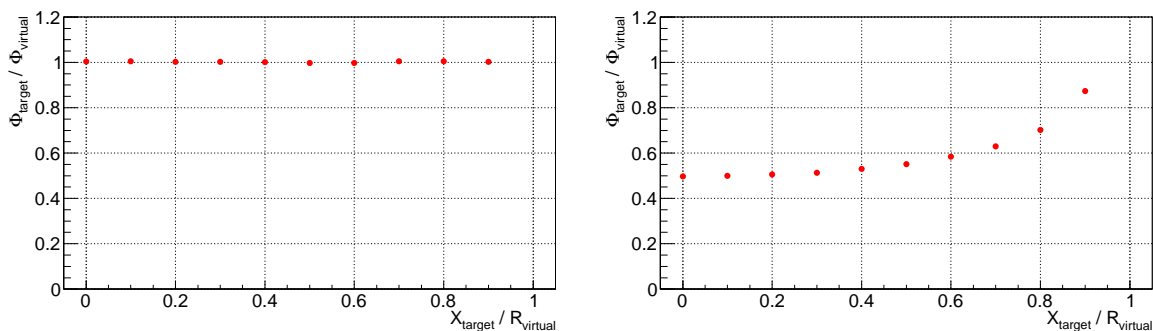


図 4.3 粒子フラックスの位置依存性

### 4.3 相互作用

アルゴンとの相互作用において，一般に中性子は WIMP と同様に原子核反跳をする．そのため，ANKOK 実験では，特に低エネルギー領域における中性子との相互作用の理解が重要である．中性子の物理モデルには，20 MeV 以下の低エネルギー領域に特化した，実データを基にしたライブラリ G4NDL (Geant4 Neutron Data Library) を含むモデルを使用した．このエネルギー領域では，Geant4 におけるアルゴンと中性子の相互作用は以下の 3 つに分類される．

- 弾性散乱 (Elastic Scatter)
- 非弾性散乱 (Inelastic Scatter)
- 中性子捕獲 (Neutron Capture)

G4NDL は複数のライブラリから構成されているが、主要核種の大部分は ENDF/B-VII.1 に含まれている。ENDF/B-VII.1 に含まれている各反応での反応断面積を図 4.4 に示す。物理モデルの実装が正しいことを確認するために、十分に薄い液体アルゴンに単色中性子を打ち込み、ENDF/B-VII.1 に含まれる反応断面積との比較を行った。反応断面積を  $\sigma$ 、媒質の密度を  $\rho$ 、媒質の厚さを  $dx$  とすると、粒子の反応確率は

$$(\text{反応確率}) = \sigma \rho dx \quad (23)$$

のように計算される。次項以降では、この方法による反応断面積の単純な検証も含め、各反応についての詳細を述べる。

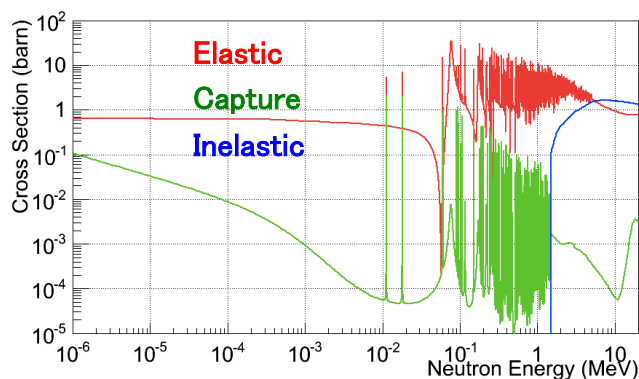


図 4.4 アルゴンと中性子の反応断面積 [22]

#### 4.3.1 弾性散乱

弾性散乱は、中性子と原子核の間で運動エネルギーが保存され、原子核を反跳する反応である。入射粒子の持つエネルギー  $E_{In}$  と散乱角  $\theta$  から原子核の反跳エネルギー  $E_{NR}$  は次のように表すことができる。

$$E_{NR} = r E_{In} \cdot \cos^2 \theta \quad (24)$$

$$r = \frac{4M_n M_{Ar}}{(M_n + M_{Ar})^2} \quad (25)$$

ここで、 $M_n$  は中性子の質量、 $M_{Ar}$  はアルゴン原子核の質量である。アルゴンの場合だと、 $M_n = 939.565$  MeV、 $M_{Ar} = 37.2155$  GeV を代入することで最大で約 9.6 % の反跳エネルギーを持つことがわかる。弾性散乱には、原子核のポテンシャルによって散乱され反応断面積がほぼ一定のポテンシャル散乱と、一時的に原子核に取り込まれた後工

エネルギーを失わずに放出され反応断面積のピークを形成する共鳴散乱がある．中性子のエネルギーが高くなってくると共鳴ピークの分離は出来なくなり，反応断面積も連続的になってくる．G4NDL においても 5 MeV 以上の領域では連続的な反応断面積で近似している．弾性散乱において Geant4 の結果と ENDF/B-VII.1 の反応断面積を比較したものを図 4.5 に示す．点がシミュレーションの結果から式 (23) を用いて計算したもので，線

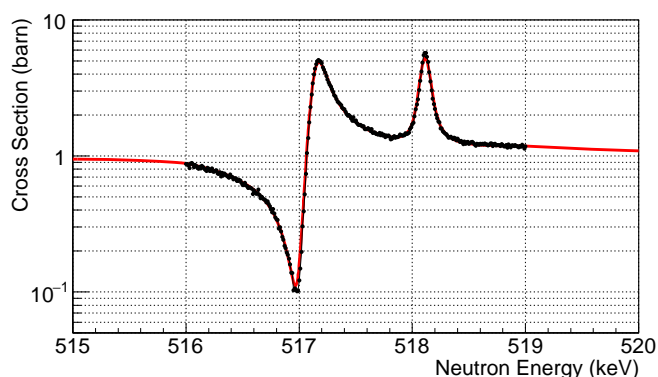


図 4.5 弾性散乱の反応断面積

が ENDF/B-VII.1 の反応断面積である．ENDF/B-VII.1 の反応断面積を再現出来ていることがわかる．

#### 4.3.2 非弾性散乱

非弾性散乱は，衝突の際に原子核を励起するのにエネルギーが使われるため，運動エネルギーが保存しない反応である．励起された原子核は一般的に 線を放出して基底状態に戻るので，結果的には電子反跳事象となる可能性が高い．G4NDL と ENDF/B-VII.1 では非弾性散乱の定義が異なっており，ENDF/B-VII.1 における (n, inelastic) 反応の他，2 個以上中性子が放出される (n, 2n) 反応や  $\alpha$  核が放出される (n,  $\alpha$ ) 反応など，諸々の反応を包括して G4NDL では非弾性散乱としている．非弾性散乱において Geant4 の結果と ENDF/B-VII.1 の反応断面積を比較したものを図 4.6 に示す．点がシミュレーションの結果から式 (23) を用いて計算したもので，線が ENDF/B-VII.1 の (n, inelastic) 反応，(n, 2n) 反応，(n, 3n) 反応の断面積を足し合わせたものである．ENDF/B-VII.1 の (n, inelastic) 反応と (n, 2n) 反応，(n, 3n) 反応の反応断面積を足したものは Geant4 の結果と概ね一致していることがわかる．

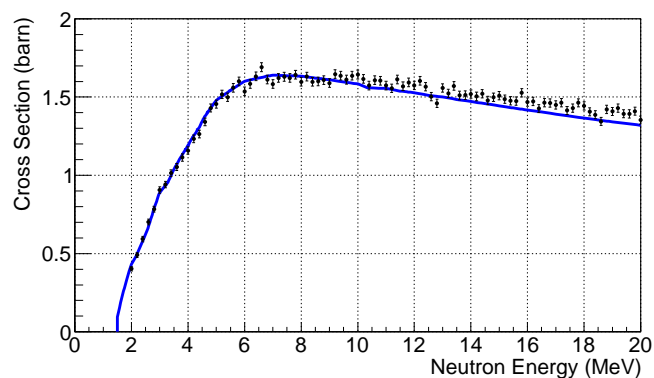
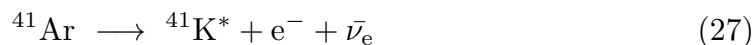


図 4.6 非弾性散乱の反応断面積

### 4.3.3 中性子捕獲

中性子捕獲は，原子核が中性子を捕獲して複合核を形成し，結合エネルギーに相当する  $\gamma$  線が放出される反応である．アルゴンの場合は形成される  $^{41}\text{Ar}$  が不安定であり，約 109 分の半減期で  $\beta^-$  崩壊をする．その後，励起状態の  $^{41}\text{K}^*$  が基底状態に戻る際に 1293 keV の  $\gamma$  線が放出される．



中性子捕獲において Geant4 の結果と ENDF/B-VII.1 の反応断面積を比較したものを図 4.7 に示す．ENDF/B-VII.1 の反応断面積を再現出来ていることがわかる．

## 4.4 シミュレーションの較正

### 4.4.1 実験セットアップ

シミュレーションの較正に用いた液体アルゴン検出器を図 4.8 に示す．有感領域の内径が 101 mm, 高さ 100 mm のアクリル製容器の上下に PMT (R6041-506) を 1 つずつ配置した小型の検出器である．シミュレーションの較正は 1 相型ゼロ電場の設定で行った．PMT ゲインは共に  $5.0 \times 10^6$ ，閾値は 5 mV に設定してある．また，PMT の窓面には TPB が真空蒸着されており，その他の面には TPB を真空蒸着した ESR が貼ってある．



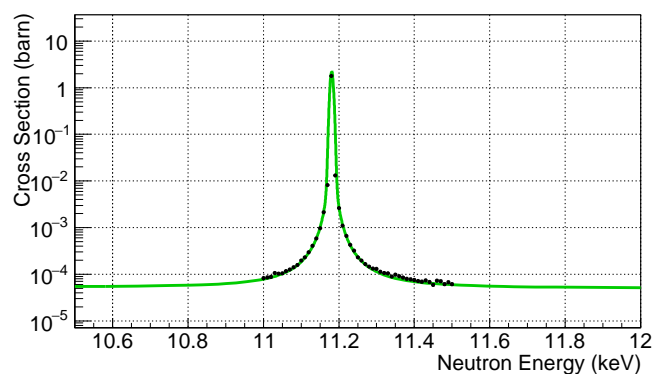


図 4.7 中性子捕獲の反応断面積

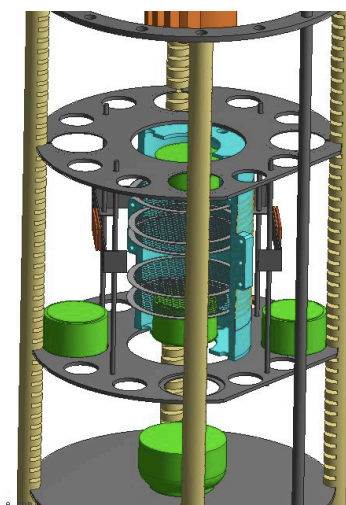
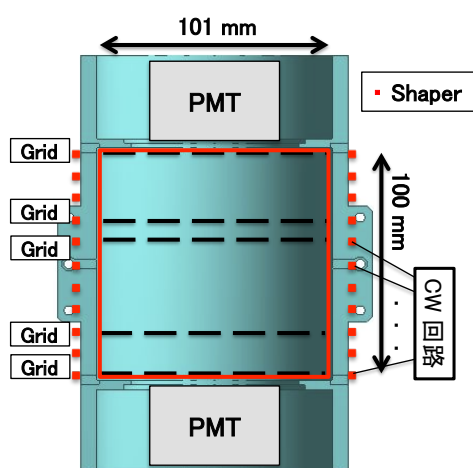


図 4.8 シミュレーションの較正に用いた検出器

#### 4.4.2 分解能の較正

光検出効率及び分解能を較正するため、 $^{60}\text{Co}$  線源を用い、上下 PMT のコインシデンスをトリガーにしてデータ取得を行った。図 4.9 にエネルギースペクトルの測定結果とシミュレーション結果を比較したものを示す。実データは取得時間で規格化し、線源を設置せずに取得した背景事象のエネルギースペクトルを差し引いてある。シミュレーションは 1 崩壊あたり 1173 keV と 1330 keV の 2 本の  $\gamma$  線を角度相関を持たせずに等方的に発生させ、用いた  $^{60}\text{Co}$  線源の放射能 1 MBq とシミュレーションの生成事象数から有効時間を計算して規格化した。形は良く再現出来ているが、イベントレートに差異がある。これは、シミュレーションに対して事象選択はしておらず、トリガーの効果や事象選択効率

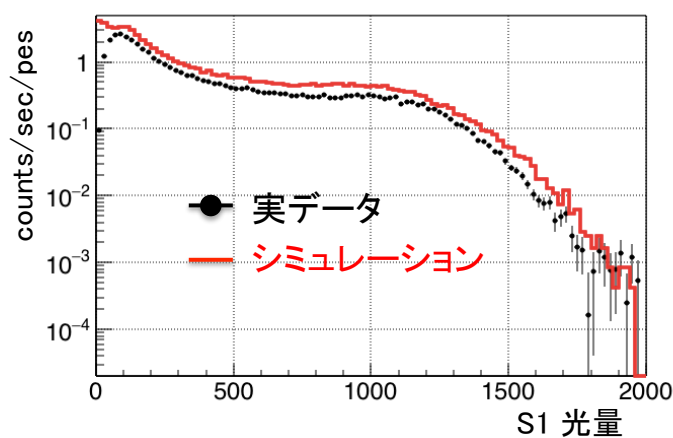


図 4.9  $^{60}\text{Co}$  線源のエネルギースペクトル

などは考慮されていないためであり，また，線源位置の不定性も残る．

#### 4.4.3 消光因子の較正

原子核反跳に対する消光因子を較正するため， $^{252}\text{Cf}$  線源を用い，上下 PMT のコインシデンスをトリガーにしてデータ取得を行った． $^{252}\text{Cf}$  線源を用いたデータでは電子反跳事象と原子核反跳事象の両方を取得することが出来る．そのため，シミュレーションのイベントレートは電子反跳事象数の測定結果が合うように規格化した．また，シミュレーションでは，1 崩壊あたり 7.48 個の  $\alpha$  線及び 3.7676 個の中性子を放出するとしている．図 4.10 にエネルギースペクトルの測定結果とシミュレーション結果を比較したものを示す．イベントレートには最大 20% の差異が見られるが，形は良く再現出来ていることがわかる．消光因子の関数形は Lindhard の式 (11) を用いた．前項と同様に，シミュレーションではトリガーの効果や事象選択効率などは考慮されていない．分解能は前項の較正結果を用いている．

## 4.5 まとめ

本章におけるシミュレーション基盤の構築及び較正を経て，イベントレートには最大 20% の差異が見られるものの，形は良く再現出来るシミュレーションを構築することが出来た．次章では，構築したシミュレーションを用いて環境中性子のシミュレーションを行っていく．

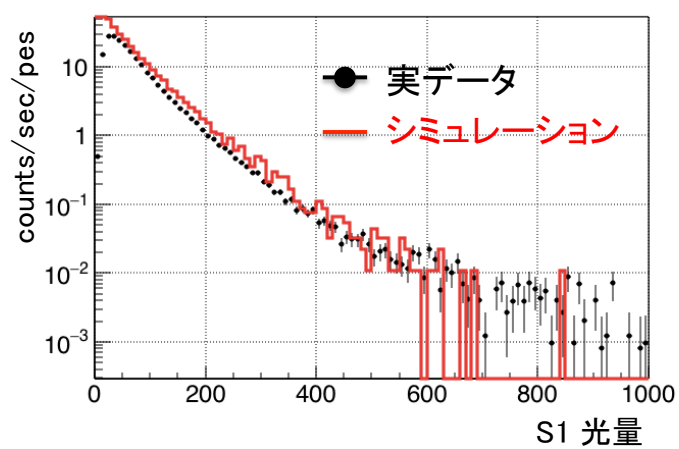


図 4.10  $^{252}\text{Cf}$  線源の原子核反跳成分のエネルギースペクトル

## 5 環境中性子シミュレーション

背景事象のうち  $\beta$  線や  $\gamma$  線起因の電子反跳事象は S1 波形を用いた PSD によって分離出来るため，信号領域に残ってくる背景事象は環境中性子起因のものが支配的であると予想される．本章では，前章で構築したシミュレーションを用いて，背景事象の測定データが環境中性子起因であるか否かの検証を行う．

### 5.1 実験セットアップ

背景事象の測定に用いた検出器を図 5.1 に示す．検出器自体は，前章のシミュレーショ

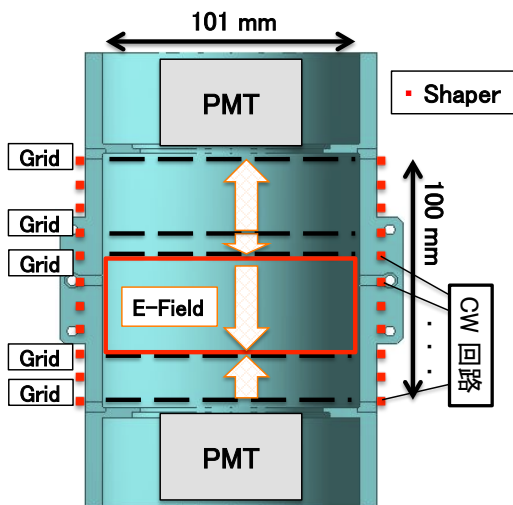


図 5.1 背景事象測定に用いた検出器概要



図 5.2 鉛・水シールドを積んだ状態

ンの較正で用いた検出器と同じものであるが，背景事象の測定時は 2 相型運用している．グリッドは 5 枚挿入されており，それぞれ上から PMT 保護グリッド，アノードグリッド，取り出しグリッド，カソードグリッド，PMT 保護グリッドであり，有感領域は取り出しグリッドとカソードグリッドの間の 4 cm の領域である．液体アルゴンの液面はアノードグリッドと取り出しグリッドの間 1 cm の中間に位置しており，グリッド間の電位は 3.8 kV，ドリフト電場は 500 V/cm に設定してある．PMT ゲインは  $5.0 \times 10^6$ ，データ取得の閾値は 5 mV に設定してある．また，右図のように厚さ 6 mm の鉛シールド及び 30 cm 程度の水シールドをアルゴン容器の周りに設置し，環境由来放射線の遮蔽による背景事象低減を行った．さらに，アルゴン容器内に配置した VETO 用の PMT や，ア

ルゴン容器外部に配置した VETO 用シンチレーターを用い，宇宙線ミュオン起因の事象除去も行った．

## 5.2 事象選択

取得した全データに対し，以下のカットをかけ，事象選択を行った．

- S2 Charge  
上下 PMT で共に S2 信号が観測出来ていることを要求．
- S1 Quality  
トリガー前に信号が無く，トリガー付近の電荷が広がっていないことを要求．万が一 S2 でトリガーされる事象があれば，このカットによって除くことが出来る．
- S2 Quality  
S2 信号が広がり過ぎていないことを要求．
- Drift Time  
ドリフト時間が  $12 \sim 30 \mu s$ （取り出しグリッド下約  $1 \sim 4 \text{ cm}$ ）であることを要求．
- Inner VETO  
内部 VETO 用 PMT に信号が無いことを要求．
- Outer VETO  
外部 VETO 用シンチレーターに信号が無いことを要求．
- Asymmetry  
上下 PMT の S1 Fast 成分の光量比が偏り過ぎていないことを要求．
- PSD, S2/S1  
PSD, S2/S1 比を用いて信号領域を定義．

カットフローと残る事象数の関係について，表 5.1 にまとめた．

## 5.3 シミュレーション設定

図 5.3 に Geant4 に実装したジオメトリを示す．アルゴンやステンレス製容器に加え，鉛シールドや水シールドも Geant4 に実装した．左図は全体を横から見た図で，右図は上から見た図である．中央に位置する灰色の円柱がアルゴン容器であり，その周りを囲む茶色の板が鉛シールド，青い箱が水シールドである．中性子のエネルギースペクトルは，20

表 5.1 事象選択

事象選択	事象数	事象選択効率
全事象	4085000 (100.0 %)	100.0 %
S2 Charge	2728703 (66.8 %)	66.8 %
S1 Quality	2170203 (53.1 %)	85.4 %
S2 Quality	1844418 (45.2 %)	57.2 %
Drift Time	1274836 (31.2 %)	35.1 %
Inner VETO	710130 (17.4 %)	44.7 %
Outer VETO	691909 (16.9 %)	81.1 %
Asymmetry	655619 (16.0 %)	90.5 %
PSD, S2/S1	463 (0.0113 %)	1.30 %



図 5.3 環境中性子シミュレーションのジオメトリ

MeV 以下の領域で一様に生成した後，得られた事象を図 4.2 に載せた 2 つのエネルギースペクトルを基に重み付けすることによって，それぞれのエネルギースペクトルに対応する反跳エネルギー分布を得ることが出来る．また，中性子は宇宙線による核破碎などによって壁や床から飛来してくるので，

- 全方位から等方的に飛来
- 実験環境内任意の点においてフラックスは一様

であると仮定し，第 4.2 節での議論から初期粒子は検出器より大きい仮想球面上に一様分布，入射方向は仮想球面に対する天頂角分布が  $\cos \theta$  に比例するように生成した．

#### 5.4 実験データとの比較

図 5.4 に、生成した環境中性子シミュレーションの結果と測定した背景事象のエネルギースペクトルを比較したものを示す．横軸は反跳エネルギー，縦軸はイベントレートに

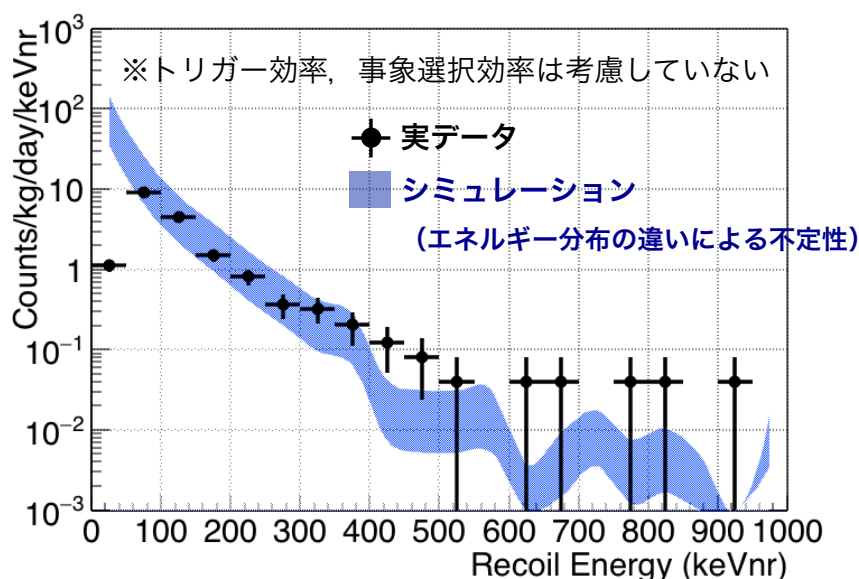


図 5.4 環境中性子シミュレーションと背景事象の比較

なっており，シミュレーションのバンドは用いた環境中性子のエネルギースペクトルの違いによる不定性である．不定性の範囲内でデータと一致しており，信号領域に残ってくる背景事象が，環境中性子起因であるということに関しては無矛盾であると言える．ただし，前章でも述べた通り環境中性子のエネルギースペクトルは実験場所や環境に大きく依るため，必ずしも比較出来る結果であるとは限らない．今後は，実験環境下における独立な方法を用いた測定データとの比較や，シミュレーションにおいて未実装である過程を取り込んでいくことによってより現実化していくことが重要となる．

## 6 結論

本研究では、まず、第 3 章においてシミュレーションへの入力パラメータとなる電子反跳事象及び原子核反跳事象それぞれに対する S1 fast, slow のドリフト電場依存性の測定を行った。電子反跳事象に関してはドリフト電場が高くなるにつれ消光の度合いが強くなり、さらに Fast 成分と Slow 成分で振る舞いが異なるという結果が得られた。一方、原子核反跳事象に関しては測定誤差の範囲内でドリフト電場に対する依存性は見られなかった。今後は、S2 特性などについてもシミュレーションへ入力可能なようにパラメータ化していく必要がある。

第 4 章ではシミュレーション基盤の構築として全体の流れを明確にし、シンプルな検出器応答を実装した。粒子生成方法や物理モデルについても検証を行い、それらの振る舞いを理解することができた。また、実験データを用いてパラメータの較正を行うことで、エネルギースペクトルの形を再現可能なシミュレーションを構築した。

第 5 章では構築したシミュレーションを用いて環境中性子シミュレーションを行い、測定した背景事象のエネルギースペクトルとの比較を行った。シミュレーションの結果は実データを再現しているように見えるが、トリガーの効果や事象選択効率などは考慮しておらず、さらに入力パラメータの中性子のエネルギースペクトルの不定性が大きいため、厳密な議論は出来なかった。しかし、信号領域に残った背景事象が環境中性子起因であるということに関しては無矛盾であるといえる。

今後は、まだ実装出来ていない S2 機構や光学シミュレーション、PMT 波形などの要素について吟味し、段階的にシミュレーションへ組み込んでいくことが重要である。



## 7 謝辞

本研究を行うにあたり，まず 3 年間に渡って研究の場を与えて下さった寄田浩平准教授に深く感謝致します．博士進学を望む私に対して，学会や研究会への参加を度々サポートして頂き，成長の糧にする多くの機会を頂きました．また，寄田先生は物理に対して常に厳しく，課題に対するアプローチの方法，結果に対する考察など，非常に多くのことを学ばせて頂きました．

次席研究員の田中雅士氏は ANKOK 実験の統率者として，次に何が重要か，ということを確認に指し示してくださいました．進むべき道に迷い，田中氏に相談する度に，楽しそうに話してくださるので，釣られて楽しくなってしまうことが多々ありました．アリストテレス大学の木村直樹氏は，早稲田大学在任中に親身になって話を聞いてくださり，冷静な意見をくださいました．招聘研究員の蛭名幸二氏は ANKOK 実験全体のソースコードの整備などに助力して頂き，DAQ 周りの環境整備などに関しても相談に乗って頂きました．博士課程の藤崎薫さんは，生意気な私に対しても 1 人の共同研究者として認めてくださり，研究に関する議論を幾度となく繰り広げ，ANKOK 実験を率いる学生のトップとして学生の意見をまとめてくださいました．藤崎さんが ANKOK 実験に参加した時の実験の楽しさは今でも鮮明に覚えています．同期の川村将城君はムードメーカーとして場の雰囲気や和ませ，唯一の常識人として私にとっての良き理解者であり続けてくれました．同じく同期の鷲見貴生君は，同じ博士進学希望者として互いに議論し合い，互いに尊重し，研究という枠において良き理解者でありました．物理について議論し合える同期に恵まれたのは，つくづく幸運であったと感じます．後輩の五十嵐貴弘君は，少し頼りないながらも唯一の M1 生として力になってくれました．B4 の木村真人君，鈴木優飛君，中新平君，横山寛至君は，新米ながらも各自自分のトピックに向かって真摯に取り組む姿は良い刺激を与えてくれました．

ATLAS グループ博士課程学生の桜井雄基さん，三谷貴志さん，飯澤知弥さんには，博士課程では ATLAS に携わりたいという私の相談に乗って頂きました．また，同期の昌子貴洋君，白神賢君，仲松弥君との ATLAS の話を通じて他実験に対する見識を深めることが出来ました．B4 の猪飼孝君，川口佳将君，新田龍海君，巨龍太郎君は各々が個性的なキャラで，研究会へ参加したときは楽しませてくれました．そして，秘書の坂本さんは研究がスムーズに行えるよう最大限のサポートをしてくださいました．

最後に，ここまで私を支えてきてくれた家族に感謝します．

## 参考文献

- [1] K. G. Begeman et al, “Extended rotation curves of spiral galaxies: dark haloes and modified dynamics”
- [2] D.S. Akerib et al (LUX Collaboration), “First results from the LUX dark matter experiment at the Sanford Underground Research Facility”, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 091303, (2014)
- [3] A. Hitachi et al, “Effect of ionization density on the time dependence of luminescence from liquid argon and xenon”, *Phys. Rev. B* **27**, 5279 (1983)
- [4] S. Kubota et al, “Evidence of the existence of exciton states in liquid Ar and exciton-enhanced ionization from Xe doping”, *Phys. Rev. B* **13**, 1649 (1976)
- [5] J. Lindhard et al, “RANGE CONCEPTS AND HEAVY ION RANGES”, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* **33**, no.14, (1963)
- [6] J. Lindhard et al, “INTEGRAL EQUATIONS GOVERNIN GRADIATION EFFECTS”, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* **33**, no.10, (1963)
- [7] J. B. Birks, “Scintillations from Organic Crystals: Specific Fluorescence and Relative Response to Different Radiations”, *Proc. Phys. Soc. A* **64** 874, (1951)
- [8] D.-M. Mei et al, “A Model of Nuclear Recoil Scintillation Efficiency in Noble Liquids”, *Astropart. Phys.* **30**, 12, (2008)
- [9] H. Cao et al (SCENE Collaboration), “Measurement of Scintillation and Ionization Yield and Scintillation Pulse Shape from Nuclear Recoils in Liquid Argon”, arXiv:1406.4825, (2014)
- [10] S. Amoruso et al (ICARUS Collaboration), “Study of electron recombination in liquid argon with the ICARUS TPC”, *Nucl. Instrum. Meth. A* **523** (2004) 275-286
- [11] R. Brunetti et al (WArP Collaboration), “WARP: WIMP Argon Programme (Experimental Proposal)”, <http://warp.lngs.infn.it/papers/proposal.pdf>, (2004)
- [12] C.M.B. Monteiro et al, “Secondary scintillation yield in pure argon”, *Phys. Lett. B* **668** (2008) 167
- [13] R. Acciarri et al (WArP Collaboration), “Effects of Nitrogen contamination in liquid Argon”, arXiv:0804.1217, (2008)
- [14] R. Acciarri et al (WArP Collaboration), “Oxygen contamination in liquid Argon: combined effects on ionization electron charge and scintillation light”,

- arXiv:0804.1222, (2008)
- [15] A. Bettini et al, “A study of the factors affecting the electron lifetime in ultra-pure liquid argon”, Nucl. Inst. and Meth. A **305** (1991), 177
  - [16] Hamamatsu Photonics K.K., R6041-506 data sheets, (2011)
  - [17] Hamamatsu Photonics K.K., R11065 data sheets, (2011)
  - [18] A. Hitachi et al, “Effect of an electric field on luminescence quenching in liquid argon”, Phys. Rev. B **46**, 540, (1992)
  - [19] S. Agostinelli et al (GEANT4 Collaboration), Nucl. Inst. Meth. A **506**, 250 (2003)
  - [20] 大谷航, “暗黒物質探索および二重ベータ崩壊実験のためのポロメーター開発”, 修士論文, 東京大学 (1994)
  - [21] PHITS Homepage, <http://phits.jaea.go.jp>
  - [22] IAEA Nuclear Data Services, <https://www-nds.iaea.org>