修士論文

ANKOK実験における
高電場形成と消光因子測定

2017年2月11日

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　寄田研究室　修士2年

菊地　崇矩

概要

本研究室では気液 2 相型 Ar 光検出器を用いた WIMP 直接探索実験 ANKOK を行っている。本実験では、WIMP の発見を主張するグループとそれを棄却するグループが入り混じっている質量 10 GeVc^2 の領域を探索することを目標としている。WIMP 直接探索実験においては、γ 線などによる電子反跳事象 (ER) と WIMP や中性子による原子核反跳事象 (NR) の事象弁別が重要となるが、気液 2 相型 Ar 光検出器においては 1 次蛍光 (S1) と 2 次蛍光 (S2) の波形と光量比を用いてそれを行っている。しかし、この分離能力は電場の強度によって変化することが分かっており、電場の最適化が必要となる。ただし、この分離能力の評価を行うためには、ER と NR の発光効率比である消光因子が必要となる。それを踏まえ本研究では、電場形成のために 30 段 Cockcroft-Walton 回路の製作・性能評価を行った。さらに電場最適化に向けて、有電場下で消光因子測定を行った。

検出器内部の電場一様性を確保するため、検出器ではアノードとカソードに透明電極膜を用い、側面には等間隔にシェーパーを配置している。検出器応答や電離電子のドリフト速度の一様性を確保するために、有感領域の電場のばらつきを〜10%以下に抑える必要がある。本研究では有感領域に 2 kVcm の電場を形成したとき、全ての領域でばらつきを 5%以下に抑えられることを有限要素法による解析により算出した。また、電極への電圧供給装置として 30 段 Cockcroft-Walton 回路を製作し検出器に実装した。さらに、検出器を運用してドリフト速度解析を行い、期待されている電場が内部に印加されていることを確認した。

消光因子を算出するためには、既知のエネルギーの γ 線源と中性子線源を用いる必要がある。今回は、γ 線源として ^{22}Na を、中性子線源として ^{252}Cf を用いた。算出された消光因子を先行研究と比較すると、エネルギー領域が異なるものの概ね同様の振る舞いをしていることが分かった。また、これまでになかった、より高い電場での測定結果を得ることが出来た。

目 次

1 序論 **1**
1.1 暗黒物質 . . . 1
1.1.1 暗黒物質の存在証拠 . . . 1
1.1.2 暗黒物質の存在比率 . . . 2
1.1.3 暗黒物質の候補 . . . 2
1.2 WIMP 探索 . . . 3
1.2.1 WIMP 探索のアプローチ . . . 3
1.2.2 WIMP 直接探索実験 . . . 4

2 ANKOK 実験 **6**
2.1 物理目標 . . . 6
2.2 気液 2 相型 Ar 光検出器 . . . 6
2.2.1 Ar の特性 . . . 7
2.2.2 検出原理 . . . 7
2.3 実験セットアップ . . . 8
2.4 事象弁別 . . . 9
2.5 背景事象 . . . 11
2.5.1 外部背景事象 . . . 11
2.5.2 内部背景事象 . . . 13

3 研究の流れ **14**
3.1 気液 2 相 Ar 光検出器における電場形成の流れ . . . 14
3.2 液体 Ar シンチレーション光の消光因子測定の流れ . . . 14

4 検出器内部における電場形成 **16**
4.1 背景 . . . 16
4.2 電場設計 . . . 17
4.3 Cockcroft-Walton 回路 . . . 18
4.4 CW 回路の設計・製作 . . . 19
4.5 空気中での CW 回路性能評価 . . . 22
4.6 液体 Ar 中での CW 回路性能評価 (RunX) . . . 23
4.6.1 RunX 検出器 . . . 23
4.6.2 液体 Ar 試験 (RunX) . . . 24
4.7 スパークによる影響と対策 . . . 26

5 液体 Ar シンチレーション光の消光因子測定 **28**
5.1 背景 . . . 28
5.1.1 核的消光 . . . 28
5.1.2 電気的消光 . . . 30
5.1.3 不純物による消光 . . . 31
5.2 実験セットアップ . . . 32
5.2.1 Run17.1 検出器 . . . 33
5.2.2 NaI(Tl) シンチレータ検出器 . . . 34
5.2.3 Time of Flight 測定 . . . 35

5.3 エネルギー較正 36
5.4 ドリフト速度測定 37
5.5 S1, S2 光量の電場依存性の算出 39
5.6 消光因子の電場依存性の算出 46

6 結論・今後の展望 **50**

謝辞 **51**

参考文献 **52**

図 目 次

1.1 渦巻銀河 NGC 6503 の回転曲線 [2] . . . 2
1.2 宇宙の構成要素 [3] . . . 2
1.3 WIMP 探索実験の種類 . . . 4
1.4 WIMP 直接探索実験の現状 [4] . . . 5
2.1 反応断面積 $10^{-41}\,\mathrm{cm}^2$ の場合の Ar 原子核の反跳エネルギー分布 [11] . . . 6
2.2 気液 2 相型 Ar 光検出器の検出原理 . . . 8
2.3 ANKOK 実験セットアップ . . . 9
2.4 典型的な信号波形 . . . 9
2.5 S1 波形の違い . . . 10
2.6 S1/S2 光量の違い . . . 11
2.7 宇宙線 μ の深度に対する変化 [14] . . . 12
2.8 Ar と中性子による原子核反跳 . . . 13
2.9 ^{39}Ar の β 崩壊による β 線エネルギースペクトル [11] . . . 13
3.1 研究の流れ . . . 14
4.1 2016 年度以前の検出器 (高さ $h = 110\,\mathrm{mm}$) . . . 16
4.2 10 段 CW 回路 . . . 16
4.3 本検出器 (高さ $h = 310\,\mathrm{mm}$) . . . 17
4.4 電子のドリフト効率の電場応答 [15] . . . 18
4.5 電子のドリフト速度の電場応答 [16] . . . 18
4.6 Cockcroft-Walton 回路図 . . . 19
4.7 LTSpiceXVII による各段電位の時間変化のシミュレーション結果 . . . 20
4.8 LTSpiceXVII による各段電位差シミュレーション結果 . . . 20
4.9 有限要素法解析ソフト Femtet を用いた電場計算 . . . 21
4.10 有限要素法解析ソフト Femtet を用いた電気力線の計算 . . . 21
4.11 30 段 CW 回路 . . . 22
4.12 放電装置 . . . 22
4.13 放電装置概要 . . . 22
4.14 オシロスコープによる電位測定波形 . . . 23
4.15 空気中における各段の電位測定結果 . . . 23
4.16 空気中における交流印加電圧に対する最終段電位測定結果 . . . 23
4.17 RunX 検出器 . . . 24
4.18 R11065 のデバイダ回路 . . . 24
4.19 液体 Ar 中における AC 印加電圧に対する最終段電圧測定結果 . . . 25
4.20 検出器運用中の CW 回路出力の時間的変化 . . . 25
4.21 ^{60}Co 線源を用いた実験セットアップ . . . 26
4.22 z 位置に対するドリフト時間 . . . 26
4.23 z 位置に対するドリフト時間 (Fit 結果) . . . 26
4.24 スパークによりヒビが入った石英 . . . 27
4.25 スパークにより破損した PMT Base 基盤 . . . 27
5.1 Ne, Ar, Xe における Lindhard's Theory[24] . . . 29
5.2 Ne, Ar, Xe における Mei's Model[24] . . . 30
5.3 液体 Ar における消光因子測定の現状 . . . 30
5.4 原子核反跳事象に対する電気的消光 [30] . . . 31

5.5 酸素による消光 [31] . . . 32
5.6 窒素による消光 [32] . . . 32
5.7 Run17.1 実験セットアップ . . . 33
5.8 鉛及びポリエチレンシールド . . . 33
5.9 Run17.1 検出器 . . . 34
5.10 NaI(Tl) シンチレータ検出器 . . . 35
5.11 TOF と入射エネルギーの関係 [33] . . . 36
5.12 TOF を用いて算出したエネルギーの誤差 [33] . . . 36
5.13 ^{22}Na 線源データの S1 Total 分布 . . . 37
5.14 ^{60}Co 線源データの S1 Total 分布 . . . 38
5.15 ^{60}Co 線源データの S1 Total 分布 (χ^2 を用いたスケール後) . . . 38
5.16 ドリフト時間分布 (RUN-465) . . . 38
5.17 各電場でのドリフト時間 . . . 39
5.18 ドリフト速度の電場依存性 . . . 39
5.19 ^{22}Na 線源データの S1 Total 分布 (RUN-317) . . . 41
5.20 ^{22}Na 線源データの S1 Total 分布 . . . 42
5.21 ^{22}Na 線源データの S1 Total 分布 (χ^2 を用いたスケール後) . . . 42
5.22 ^{22}Na 線源データの S1 Fast 分布 . . . 42
5.23 ^{22}Na 線源データの S1 Fast 分布 (χ^2 を用いたスケール後) . . . 42
5.24 ^{22}Na 線源データの S1 Slow 分布 . . . 42
5.25 ^{22}Na 線源データの S1 Slow 分布 (χ^2 を用いたスケール後) . . . 42
5.26 ^{22}Na 線源データの S2 分布 . . . 43
5.27 ^{22}Na 線源データの S2 分布 (χ^2 を用いたスケール後) . . . 43
5.28 ^{22}Na 線源を用いた電子反跳事象の S1 光量の電場依存性 . . . 43
5.29 ^{22}Na 線源を用いた電子反跳事象の S1, S2 光量の電場依存性 . . . 43
5.30 ^{252}Cf 線源の TOF 分布 (RUN-181) . . . 44
5.31 ^{252}Cf 線源の PSD 分布 (RUN-181) . . . 44
5.32 ^{252}Cf 線源の PSD 分布の TOF 依存性 (RUN-181) . . . 45
5.33 ^{252}Cf 線源データの S1 Total 分布 . . . 45
5.34 ^{252}Cf 線源データの S1 Total 分布 (χ^2 を用いたスケール後) . . . 45
5.35 ^{252}Cf 線源データの S2 分布 . . . 45
5.36 ^{252}Cf 線源データの S2 分布 (χ^2 を用いたスケール後) . . . 45
5.37 ^{252}Cf 線源を用いた原子核反跳事象の光量の電場依存性 . . . 46
5.38 S1 Total 分布の中性子の入射エネルギー依存性 (RUN-181) . . . 47
5.39 入射エネルギー 1435keV における S1 Total 分布 (RUN-181) . . . 47
5.40 ^{40}Ar に対する中性子の散乱断面積の角度・エネルギー分布 . . . 47
5.41 入射エネルギー 1435keV における S1 Total 分布と Fit 結果 (RUN-181) . . . 48
5.42 消光因子の反跳エネルギー依存性 (0 V/cm) . . . 48
5.43 消光因子のドリフト電場依存性 . . . 49

表 目 次

1 Ar の特性 [12] 7
2 波形解析に用いる各パラメータ 9
3 30 段 CW 回路及び放電装置に使用した素子一覧 22
4 R11065 の仕様 [22] 24
5 不純物混入による影響 32
6 H7195 の仕様 34
7 ^{22}Na 線源データ取得条件 37
8 ^{60}Co 線源データ取得条件 37
9 ^{22}Na 線源データ取得条件 40
10 ^{252}Cf 線源データ取得条件 40

1　序論

1.1　暗黒物質

1.1.1　暗黒物質の存在証拠

暗黒物質は F.Zwicky によって 1933 年に提唱された [1]。Zwicky はかみのけ座銀河団内の銀河の運動と光度を観測することで、光学的質量と力学的質量の間に約 400 倍の差があることを発見した。ここで光学的質量とは、銀河団と太陽の絶対光度を比較することで太陽の質量を基準に求められる質量のことである。また力学的質量とは、銀河の速度を観測することで Virial 定理 (式 (1.2)) により求められる質量のことである。

$$\sqrt{\sum_{i=1}^{N} m_i |\boldsymbol{v_i}|^2} \quad - \quad \sqrt{\sum_{i=1}^{N} \sum_{j>i} \frac{G m_i m_j}{|\boldsymbol{r_i} - \boldsymbol{r_j}|}} = 0 \tag{1.1}$$

G : 万有引力定数

m_i : 銀河の質量

$\boldsymbol{v_i}$: 銀河の速度

$\boldsymbol{r_i}$: 銀河の位置座標

光学的質量と力学的質量の間の差を発見した Zwicky は、光学的には見えないが質量を持つ物質が存在するとして、暗黒物質を提唱したのである。

別の手法による存在証拠として渦巻銀河の回転曲線があげられる。渦巻銀河は円盤状に恒星が分布する disk、銀河の中心付近の膨らんだ構造である bulge、disk と bulge を球状に取り囲む halo の 3 つで構成されている。渦巻銀河の回転速度は Kepler の法則 (式 (1.3)) により求めることが出来る。

$$\frac{v(r)^2}{r} = G\frac{M(r)}{r^2} \tag{1.2}$$

r : 銀河中心からの距離

$v(r)$: 回転速度

G : 万有引力定数

$M(r)$: 半径 r 内の銀河の質量

渦巻銀河を光学的に観測すると、表面輝度は disk に比べて bulge により集中しており、銀河内の質量も同様に分布していると考えられる。そのことにより、渦巻銀河の回転速度は銀河の外周部へと行くにつれて遅くなることが予想される。ここで図 1.1 に電波を用いて観測した渦巻銀河 NGC6503 の回転曲線を示す [2]。この図において、破線は光学的に見える物質による寄与、点線はガスによる寄与、破点線は光学的に見えない物質による寄与を表している。光学的に見える物質による寄与だけでは半径 5 kpc 以上で回転速度が減少するはずだが、光学的に見えない物質による影響で半径が大きくなっても回転速度が一定を保っている。この事実は、光学的に見えない物質 (暗黒物質) が存在する事を強く示唆している。

他にも重力レンズ効果による証拠もある。一般相対性理論によると、天体などの大きな質量をもつ物質が存在すると、その影響で空間がゆがむことが分かっている。重力レンズ効果とは恒星や銀河などが発する光が、途中にある天体などによりゆがめられた空間を通過する際に発生する現象で、光源がゆがんだり複数に見えたりする。天体望遠鏡による銀河団の観測の結果として、光学的に見える以上に質量が存在することが分かっており、このことも暗黒物質が存在することを示唆している。

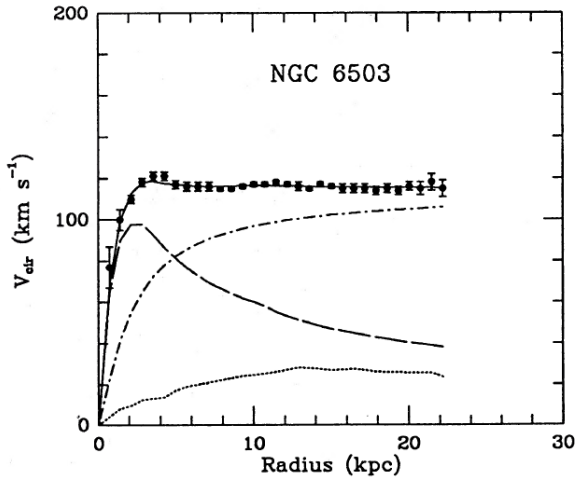

図 1.1: 渦巻銀河 NGC 6503 の回転曲線 [2]

1.1.2　暗黒物質の存在比率

宇宙背景放射 (CMB) の観測を行うことで、宇宙全体に占める暗黒物質の割合を推定することが出来る。CMB は全天からほぼ等方向に観測されるマイクロ波のことで、2.725K の黒体放射に極めて近いスペクトルを持っている。しかし、このスペクトルは方向によってわずかなゆらぎが存在し、そのゆらぎを観測することで宇宙の様々なパラメータを得ることが出来る。図 1.2 に Planck 衛星の CMB 観測による宇宙の構成要素を示す [3]。この観測結果によると、我々の観測出来ている物質は宇宙全体の 5%程に過ぎず、その 5 倍程は暗黒物質が存在していることが分かる。

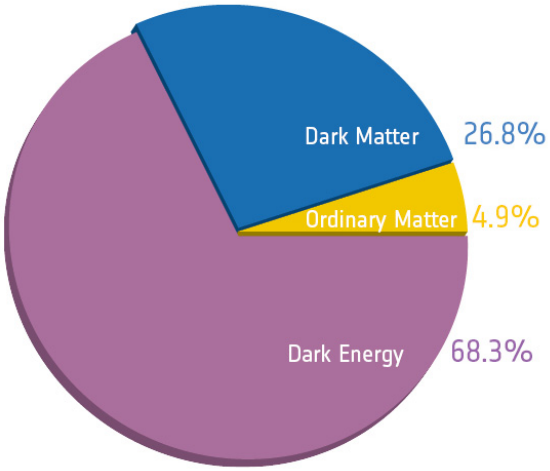

図 1.2: 宇宙の構成要素 [3]

1.1.3　暗黒物質の候補

暗黒物質の条件としては以下のことがあげられる。

- 電磁相互作用を行わない
- カラーを持たない
- 質量を持つ
- 宇宙年齢スケールで安定

これらの条件を満たすものとして様々な物質が候補となっている。候補は大きくバリオンと非バリオンに分類され、さらに非バリオンは宇宙の晴れ上がり時に運動エネルギーが質量エネルギーを上回っていたかどうかで熱い暗黒物質と冷たい暗黒物質に分類される。

MACHO：バリオンの暗黒物質の候補の一つ。光らない星には褐色矮星、ブラックホール、中性子星などが存在するが、これらを MACHO (Massive Compact Halo Objects) と呼ぶ。MACHO は重力レンズ効果を見ることで観測することが出来るが、現在までの観測の結果、MACHO は暗黒物質の主成分にはなり得ないことが分かっている。

ニュートリノ：熱い暗黒物質の候補の一つ。ただし、現在までのニュートリノ振動実験により、ニュートリノの質量は非常に小さく暗黒物質の主成分にはなり得ないことが分かっている。

アクシオン：冷たい暗黒物質の候補の一つ。強い CP 問題を解決するために提案された。アクシオンは強い電磁場中に通すと 2 個のフォトンに崩壊するため、そのフォトンを観測することでアクシオン探索を行うことが出来るが、これまでの実験により存在領域が非常に狭まってきている。

WIMP：冷たい暗黒物質の候補の一つ。WIMP (Weakly Interacting Massive Particle) とは弱い相互作用程度の大きさの相互作用を行う質量を持つ素粒子の総称である。超対称性粒子のニュートラリーノは、電気的に中性・超対称性理論の枠組み内で最も軽い粒子 (Lightest Supersymmetric Particle (LSP)) という特徴を持っているために安定して宇宙に残ることが可能で、暗黒物質の最有力候補となっている。

1.2　WIMP 探索

1.2.1　WIMP 探索のアプローチ

WIMP 探索のアプローチには、直接探索 (Direct Search) 、間接探索 (Indirect Search) 、加速器探索 (Collider Search) が存在する。

直接探索：直接探索は物質と WIMP が相互作用を起こした際に生じる物質の変化を観測するものである。地球は銀河系中を運動しているため、常に WIMP の風にさらされている。そのため、地表や地中に設置された検出器を用いて観測を行うことが出来る。

間接探索：間接探索は宇宙のどこかで WIMP が崩壊もしくは対消滅した際の粒子を観測するものである。地上もしくは衛星に搭載された検出器で観測を行う。

加速器探索：加速器探索は加速されて高エネルギーになった粒子同士を衝突させることで、WIMP を生成する方法である。現在、LHC (Large Hadron Collider) で重心系エネルギー 13TeV で陽子陽子衝突実験が行われているが、未だ WIMP 発見には至っていない。

これらの探索のアプローチの違いは、WIMP と物質が相互作用を起こす際のファイマンダイアグラム (図 1.3) の見る方向を変更することに相当しており、世界中で様々な実験が行われている。

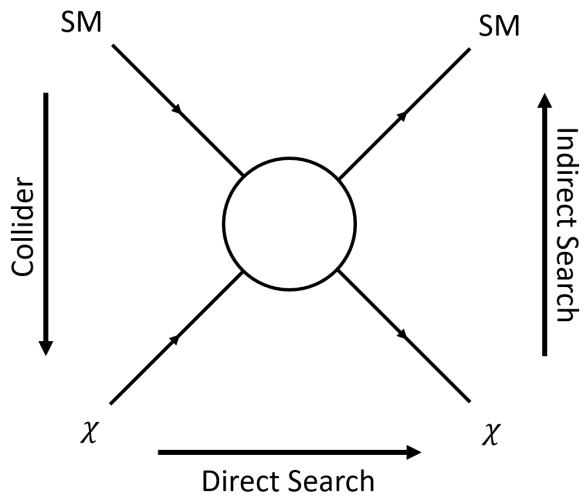

図 1.3: WIMP 探索実験の種類

1.2.2　WIMP 直接探索実験

現在の世界の WIMP 直接探索実験の状況を図 1.4 に載せる [4]。実線の上側は実験により WIMP の存在が否定された領域、実線で囲まれているのは実験により WIMP を観測したとされる領域を表している。また、点線は今後の実験により測定される領域となっている。この図からわかるように、質量 $\sim 10\,\mathrm{GeV/c^2}$、反応断面積 $\sim 10^{-41}\,\mathrm{cm^2}$ の領域において、DAMA 実験や CoGeNT 実験などが WIMP の存在を主張している一方、XENON 実験などは WIMP の存在を棄却しており、混沌とした様相を呈している。このような領域を探索するには、様々な手法によって観測を行い、多角的な検証を行うことが重要になっている。

現在、WIMP 直接探索実験において世界中で用いられている検出器の一つが液体希ガスを用いた光検出器である。これは、WIMP と液体希ガスとの相互作用によるシンチレーション光を観測することで WIMP 探索を行うものである。希ガスを用いる長所としては、

- 密度が大きいため WIMP との反応率が高い
- 電子配置が閉殻なため電離電子を捕獲しにくい
- W 値が小さいためシンチレーション光量が多い

などがあげられる。希ガスとしては主に Ar, Xe が用いられており、Ar を用いた実験としては DarkSide, WArP など、Xe を用いた実験としては X-MASS, XENON100 などがあげられる。

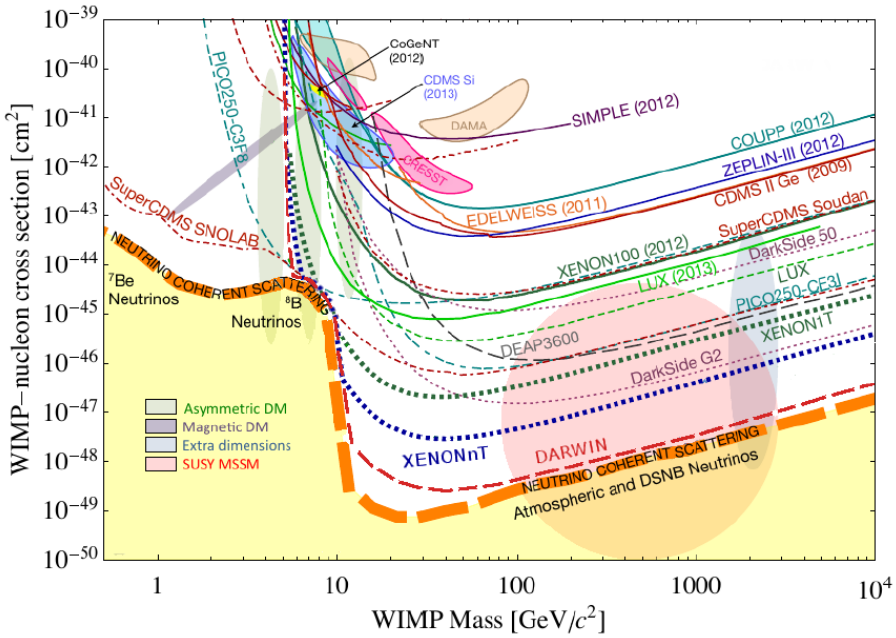

図 1.4: WIMP 直接探索実験の現状 [4]

2　ANKOK 実験

ANKOK 実験とは早稲田大学寄田研究室で行われている WIMP 直接探索実験の名称である。現在は早稲田大学西早稲田キャンパスにて研究開発を行っているが、将来的には実験場所を地下に移し長期的な観測を行う予定である。この章では ANKOK 実験の概要について述べる。

2.1　物理目標

ANKOK 実験は図 1.4 において WIMP の発見と棄却が入り混じった領域 (質量 $\sim 10\,\mathrm{GeV/c^2}$、反応断面積 $\sim 10^{-41}\,\mathrm{cm^2}$) を Ar を用いて探索することを物理目標としている。DAMA 実験 [5] や CoGeNT 実験 [6] は、この領域での発見を主張しており、それぞれ Na や Ge をターゲット原子核とする固体検出器を用いた実験である。それに対して棄却している XENON 実験 [7] や LUX 実験 [8] は液体 Xe を検出器として用いている。また、ANKOK 実験と同じく液体 Ar を用いている DarkSide 実験 [9] や WArP 実験 [10] は、未だこの領域に到達出来ていない。発見を主張している Na や Ge 同様に軽い質量数を持つとともに、棄却を主張する Xe と同じ希ガスである Ar を用いてこの領域を探索することは、混沌とした現在の状況において非常に意義のあることであると言える。

反応断面積 $10^{-41}\,\mathrm{cm^2}$ を仮定した場合の Ar 原子核の反跳エネルギー分布を図 2.1 に示す [11]。図から分かるように、質量 $10\,\mathrm{GeV/c^2}$ の WIMP では反跳エネルギーは $E_N R \leq 20\,\mathrm{keV}$ と低くなる。そのため、検出器の高感度化と高い背景事象分離能力が求められるが、ANKOK 実験では次節で述べる気液 2 相型 Ar 光検出器を用いてその要請を満たし、質量 $\sim 10\,\mathrm{GeV/c^2}$, 反応断面積 $\sim 10^{-41}\,\mathrm{cm^2}$ の領域を探索することを目指している。

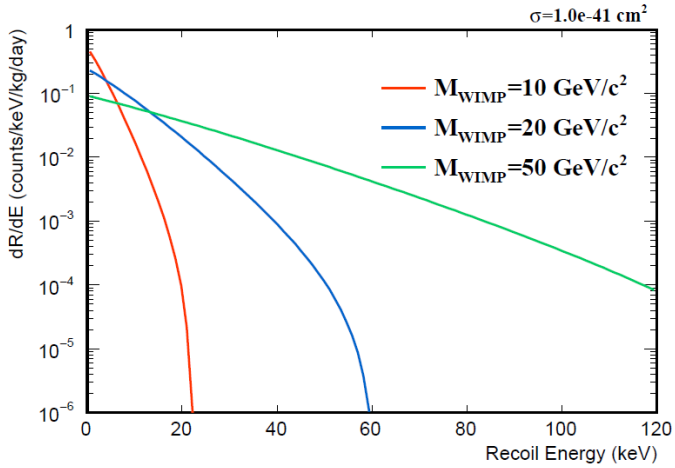

図 2.1: 反応断面積 $10^{-41}\,\mathrm{cm^2}$ の場合の Ar 原子核の反跳エネルギー分布 [11]

2.2　気液 2 相型 Ar 光検出器

気液 2 相型 Ar 光検出器は液体と気体の 2 相の Ar からなり、検出器内で発生したシンチレーション光を信号として捉える検出器である。ANKOK 実験ではこの気液 2 相型 Ar 光検出器を用いて WIMP 探索を行っている。この節ではその詳細について述べる。

2.2.1　Ar の特性

Ar の特性について表 1 にまとめる [12]。一般に希ガスは、放射線に対して励起・電離現象を起こ

表 1: Ar の特性 [12]

原子番号	18
質量数	39.95
融点 [K] (1atm)	84.0
沸点 [K] (1atm)	87.4
密度 [g/cm^3] (気体、沸点、1atm)	5.77
密度 [g/cm^3] (液体、沸点、1atm)	1395.4
W 値 [eV] (電離)	23.0
W 値 [eV] (励起)	19.5
発光波長 [mm]	128

して光子・電子を放出する。そのためターゲット原子として有用な物質である。特に Ar は、他の希ガスに比べて安価で、大型化が容易であることが特長と言える。また、質量 10 GeV/c^2 の WIMP を仮定した場合、他の希ガスよりも WIMP の質量に近いために、反跳エネルギーが他の希ガスよりも大きくなる。このことは、エネルギー閾値の観点から利点として働いている。

Ar の発光過程は以下のようになっている。

$$\begin{aligned} \mathrm{Ar} + (\mathrm{energy}) &\rightarrow \mathrm{Ar}^* \\ \mathrm{Ar}^* + 2\mathrm{Ar} &\rightarrow \mathrm{Ar}_2^*(^1\Sigma_u^+ \mathrm{or} ^3\Sigma_u^+) + \mathrm{Ar} \\ \mathrm{Ar}_2^* &\rightarrow 2\mathrm{Ar} + h\nu \end{aligned} \tag{2.1}$$

$$\begin{aligned} \mathrm{Ar} + (\mathrm{energy}) &\rightarrow \mathrm{Ar}^+ + \mathrm{e}^- \\ \mathrm{Ar}^+ + \mathrm{Ar} &\rightarrow \mathrm{Ar}_2^+ \\ \mathrm{Ar}_2^+ + \mathrm{e}^- &\rightarrow \mathrm{Ar}^{**} + \mathrm{Ar} \\ \mathrm{Ar}^{**} &\rightarrow \mathrm{Ar}^* + (\mathrm{heat}) \\ \mathrm{Ar}^* + 2\mathrm{Ar} &\rightarrow \mathrm{Ar}_2^*(^1\Sigma_u^+ \mathrm{or} ^3\Sigma_u^+) + \mathrm{Ar} \\ \mathrm{Ar}_2^* &\rightarrow 2\mathrm{Ar} + h\nu \end{aligned} \tag{2.2}$$

$$\mathrm{Ar}_2^*(^1\Sigma_u^+) + \mathrm{e}^- \rightarrow \mathrm{Ar}_2^*(^3\Sigma_u^+) + \mathrm{e}^- \tag{2.3}$$

式 (2.2)〜式 (2.3) を見ると分かるように、Ar の励起状態 (スピン一重項状態 : $^1\Sigma_u^+$、スピン三重項状態 : $^3\Sigma_u^+$) が基底状態に落ちるときに Ar シンチレーション光が放出され、それと同時に付随して電離電子が放出される。シンチレーション光の寿命は、スピン一重項状態では 6 ns、スピン三重項状態では液体で 1.6 μs、気体で 3.0 μs である。これらの励起・電離の割合は入射粒子やその dE/dx により異なり、それを用いて事象弁別を行うことが可能であるが、その詳細については 2.4 節にて述べる。

2.2.2　検出原理

気液 2 相型 Ar 光検出器の検出原理を図 2.2 に示す。粒子が液相に入射すると Ar との反跳事象が発生し、反跳された電子・原子核が周囲の Ar を励起・電離、励起した Ar から 1 次シンチレーション光 (S1) が発生する。同時に発生した電離電子はドリフト電場 ($\mathcal{O}$ kV/cm) によって上にドリフトされ、

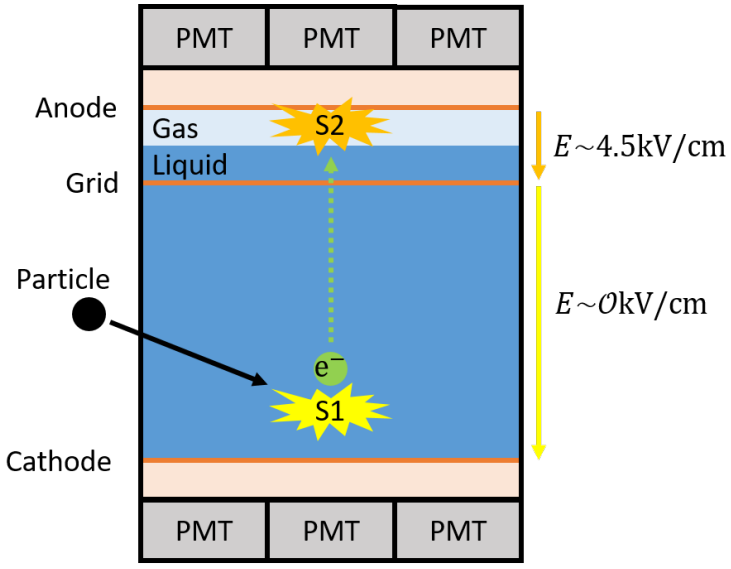

図 2.2: 気液 2 相型 Ar 光検出器の検出原理

取り出し電場 (∼ 4.5 kV/cm) によって気相に取り出される。取り出された電離電子は気相においても加速され、周囲の Ar を励起・電離させることで 2 次シンチレーション光 (S2) を発生させる。S1, S2 は 128 nm の真空紫外光であるため、検出器内の反射材等に波長変換材 TPB (Tetraphenyl Butadiene) を塗布し 420 nm の可視光に変換することで光電子増倍管 (Photomultiplier Tube (PMT)) で読み出している。

2.3　実験セットアップ

ANKOK 実験のセットアップについて、その概要を図 2.3 に示す。真空断熱チェンバー内には液体 Ar が液面精度 (0.1 mm) で満たされており、液体 Ar は充填・循環系に設置されている各フィルターを通ることで H_2O, O_2, N_2 について純化されている。検出器はチェンバー内に設置されており、PTFE 製でその大きさは各試験毎に異なるが、基本的な設計は同様のものである。有感領域の上下には厚さ 10 mm の石英を挟みこむ形で PMT が設置されている。検出器内の電場は各電極に Cockcroft-Walton 回路 (CW 回路) から電圧を供給することで形成しており、最大で $\mathcal{O}$ kV/cm 程度の電場を形成することが出来る。

観測された PMT 信号は 250MHz サンプリングの FADC (SIS3316[13]) を用いて取得される。複数の PMT によってトリガーがかけられ、その前後の解析に十分な時間幅の波形が記録される。図 2.4 に典型的な信号波形を示す。$t \sim 0\,\mu$s 前後に分布するのが S1 発光、$t \sim 30\,\mu$s に分布するのが S2 発光である。ANKOK 実験では取得した信号波形を時間ごとに区切って積分することで、光量の算出や次節で述べる事象弁別を可能にしている。ここで波形解析に用いる各パラメータの積分領域について表 2 にまとめる。

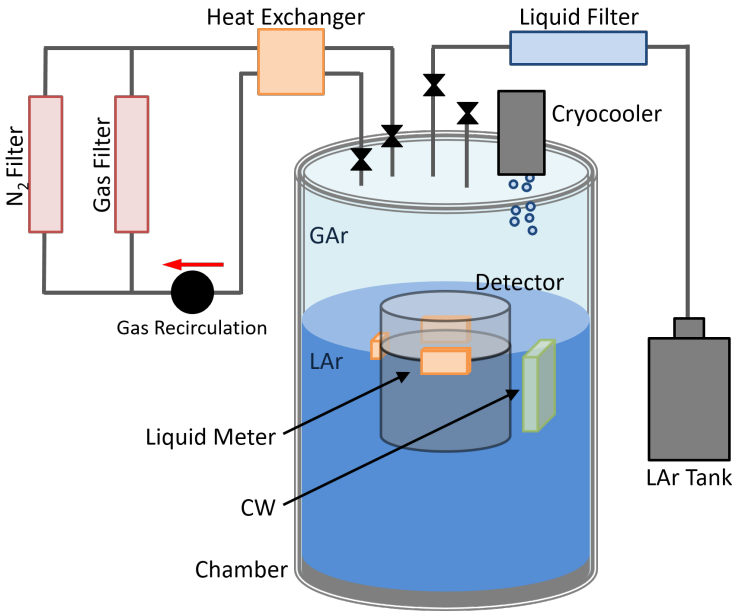

図 2.3: ANKOK 実験セットアップ

表 2: 波形解析に用いる各パラメータ

パラメータ		時間領域
S1	Total	$[-0.04\,\mu s, 5.0\,\mu s]$
	Fast	$[-0.04\,\mu s, 0.12\,\mu s]$
	Slow	$[0.12\,\mu s, 5.0\,\mu s]$
S2		$[10.0\,\mu s, 100.0\,\mu s]$

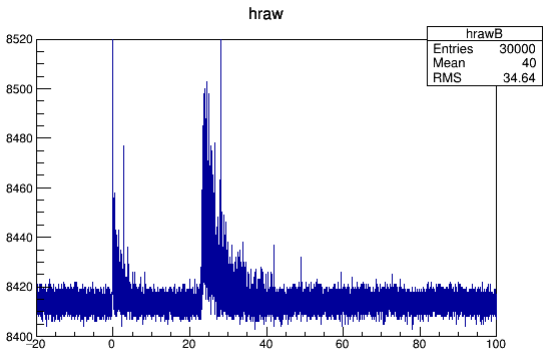

図 2.4: 典型的な信号波形

2.4　事象弁別

粒子が液相に入射した際に起きる反跳事象は入射粒子の種類によって異なり、Ar 電子と弾性散乱する電子反跳事象 (Electron Recoil (ER)) と Ar 原子核と弾性散乱する原子核反跳事象 (Nuclear Recoil

(NR)) の 2 種類に大別できる。ANKOK 実験では事象弁別を S1, S2 を用いて 2 通りの手法で行っている。以下、その手法について述べる。

Ar の発光過程については 2.2.1 項で既に述べたが、S1 にはスピン一重項状態による寿命の短い成分と、スピン三重項状態による寿命の長い成分が存在する。これをそれぞれ、Fast 成分、Slow 成分と呼んでいる。Ar 原子が励起された場合には、元々の Ar 原子のスピンが 0 であるため、スピン一重項状態に遷移することがほとんどである。それに対して、Ar 原子が電離・再結合された場合には、スピンが逆向きであるとは限らず、スピン三重項状態も多く生成される。Ar が反跳された場合の励起/電離比は反跳事象の種類により異なり、電子反跳事象の方が原子核反跳事象よりも電離の割合が多くなる。そのため、電子反跳事象では Slow 成分が多く、原子核反跳事象では Slow 成分が少なくなる。ここで、S1 における Slow 成分の割合をとることで事象弁別が可能になり、この手法を波形弁別 (Pulse Shape Discrimination (PSD)) と呼ぶ。図 2.5 に反跳事象による S1 波形の違いを示す。

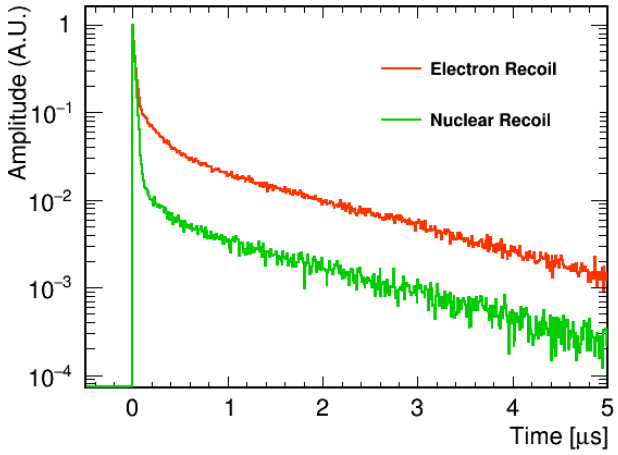

図 2.5: S1 波形の違い

また、S1 と S2 を組み合わせることでも事象弁別が可能である。単位長さ当たりに落とすエネルギー dE/dx (阻止能) が大きいと電離した Ar イオンと電離電子の密度が高くなり再結合率が増加する。その結果として気相までドリフトされる電子の数が減少し S2 光量が少なくなる。dE/dx は Bethe-Bloch の式 (式 (2.5)) により記述されるが、電子反跳事象の方が dE/dx が小さいために S2 光量が多く、原子核反跳事象では S2 光量が少なくなる。ここで S1/S2 光量比をとることで事象弁別が

可能になる (図 2.6)。

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A}\frac{z^2}{\beta^2}\left\{\log\left(\frac{2m_e\gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2}\right) - 2\beta^2\right\} \tag{2.4}$$

N_a : アボガドロ数

r_e : 古典電子半径

m_e : 電子の静止質量

ρ : 物質の密度

Z : 物質の密度

A : 物質の原子質量

z : 入射粒子の電荷

$\beta = v/c$: 入射粒子の速度

W_{max} : 入射粒子が 1 回の衝突で与えることのできる最大のエネルギー

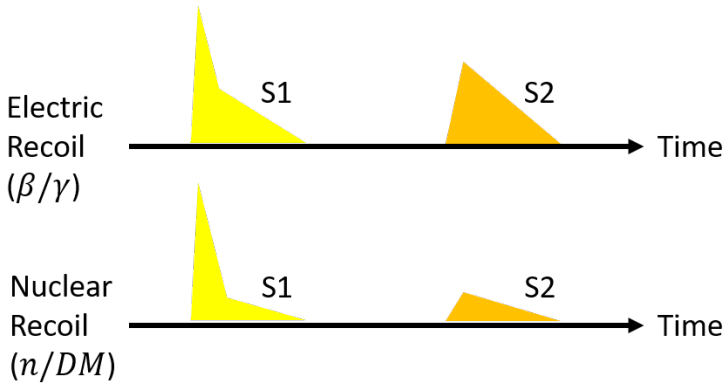

図 2.6: S1/S2 光量の違い

2.5　背景事象

ANKOK 実験の背景事象は外部背景事象と内部背景事象に大別される。ANKOK 実験では 2.1 節で述べたような低質量 WIMP の探索を目標としており、そのためには背景事象の分離及び低減が重要となる。

2.5.1　外部背景事象

外部背景事象とは、検出器外の放射線が検出器に入射して発生する事象である。外部背景事象は、環境中の放射性物質から放出される γ 線、宇宙線や環境中性子により構成される。これらの事象は検出器内部の有感領域外に veto 領域を設けることで解析的に除去することが可能で、また様々な方法で低減させることが出来る。γ 線に対しては鉛や銅のシールドを検出器外に設置することが有効である。宇宙線に対しては、大深度地下に行くことで大幅に低減させることが可能である。特に宇宙線 μ の場合について図 2.7 に示す [14]。これは岩盤によって宇宙線 μ が遮蔽されることによる効果であり、例えば日本を代表する地下実験施設である神岡宇宙素粒子研究施設 (深度 2700 m.w.e) では地上の 10^{-5} 倍まで影響を抑えることができる。環境中性子の主な発生源として宇宙線 μ による原子核

破砕があげられる。そのため宇宙線の減少する大深度地下に行くことで環境中性子も低減させることが出来る。また、岩盤中の U, Th 系列による (α, n) 反応によっても環境中性子は発生し、そのフラックスは測定場所の岩盤構成に依存する。この影響を抑えるためには水やポリエチレンのシールドを設置する必要がある。電子反跳事象は 2.4 節で示したした手法により WIMP による原子核反跳と弁別することが可能であるが、中性子を WIMP と弁別することは同じ原子核反跳を起こすために難しい。中性子の反跳による反跳エネルギーは式 (2.6) で表されるため、WIMP による信号領域 (反跳エネルギー：数十 keV) には数 MeV の中性子による背景事象が現れる (図 2.8)。そのため、Ar を用いた WIMP 直接探索においては数 MeV の環境中性子エネルギースペクトルを求めることが重要になるが、環境中性子が実験場所の深度や岩盤構成に依存することを考えると、実際の実験場所を含む多点での多角的な環境中性子測定が必要である。

$$E_{nr} = \frac{2(1+A-\cos\theta^2-\cos\theta\sqrt{\cos\theta^2+A^2-1})}{(A+1)^2}E_{in} \tag{2.5}$$

E_{in} : 入射中性子のエネルギー

E_{nr} : 反跳エネルギー

θ : 中性子の反跳角

A : 反跳原子の質量数

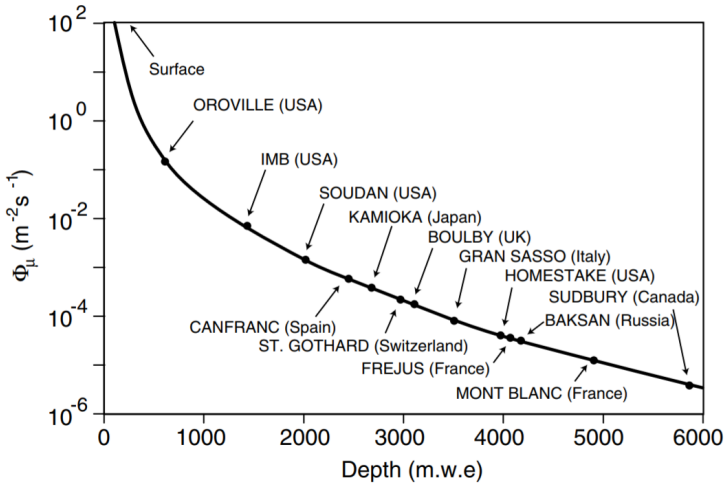

図 2.7: 宇宙線 μ の深度に対する変化 [14]

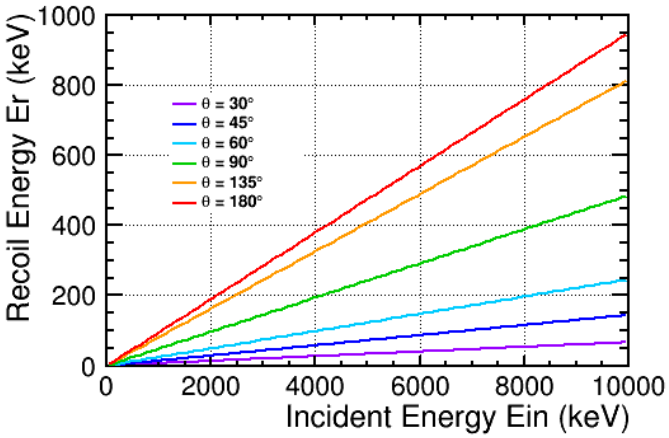

図 2.8: Ar と中性子による原子核反跳

2.5.2　内部背景事象

内部背景事象とは、検出器部材に含まれる放射性同位体により発生する事象であり、Ar 中に含まれる放射性同位体 ^{39}Ar による β^- 崩壊により放射される β 線や、部材中に含まれる放射性同位体による α 線や β 線や γ 線、放射された α 線が部材と (α, n) 反応して発生する中性子により構成される。それらの内、検出器部材に起因する事象に関しては、各部材に含まれる放射性同位体を測定し選定することで低減することが可能である。^{39}Ar は式 (2.6) に示す崩壊を行うことで β 線を放射するが、低減することが難しい。大気から精製される Ar は安定な ^{40}Ar が 99.60%を占めているが、^{39}Ar が 1.01 ± 0.08 Bq/kg 含まれており、また半減期も 269 年と長いため取り除くことが困難である。しかし、^{39}Ar の放射する β 線のエネルギースペクトル (図 2.9[11]) は WIMP の信号領域と重なっているため、2.4 節に示した手法を用いて事象分離を行う必要がある。

$$^{39}_{18}\mathrm{Ar} \rightarrow ^{39}_{19}\mathrm{K} + \beta^- + \nu_e \tag{2.6}$$

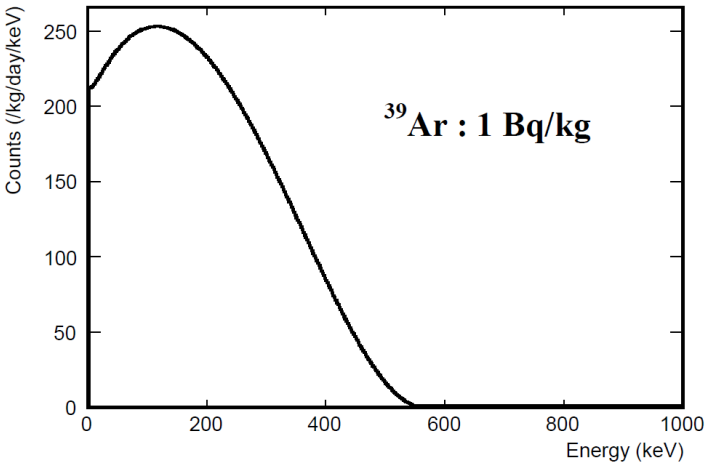

図 2.9: ^{39}Ar の β 崩壊による β 線エネルギースペクトル [11]

3　研究の流れ

この章では以降の章での研究内容の概要を述べ、整理する。本研究の最終的な目標は、ANKOK 実験における事象弁別能力を最大化するために電場の最適化を行う事である。本論文では、その目標に向けた一連の研究について以下の 2 項目に大別して報告する。

- 気液 2 相型 Ar 光検出器における電場形成 (4 章)
- 液体 Ar シンチレーション光の消光因子測定 (5 章)

図 3.1 に各項目の研究期間や試験の時期を示す。30 段 CW 回路の製作や評価、またその後のスパーク対策までを第 4 章にて報告する。さらに、事象弁別能力の評価等に関して重要なパラメータである消光因子の測定・解析に関して第 5 章で報告する。また、図 3.1 にて RunX, RunX-II, Run17.1 と表記されているのは、ANKOK 実験における R&D のための液体 Ar 試験のことである。

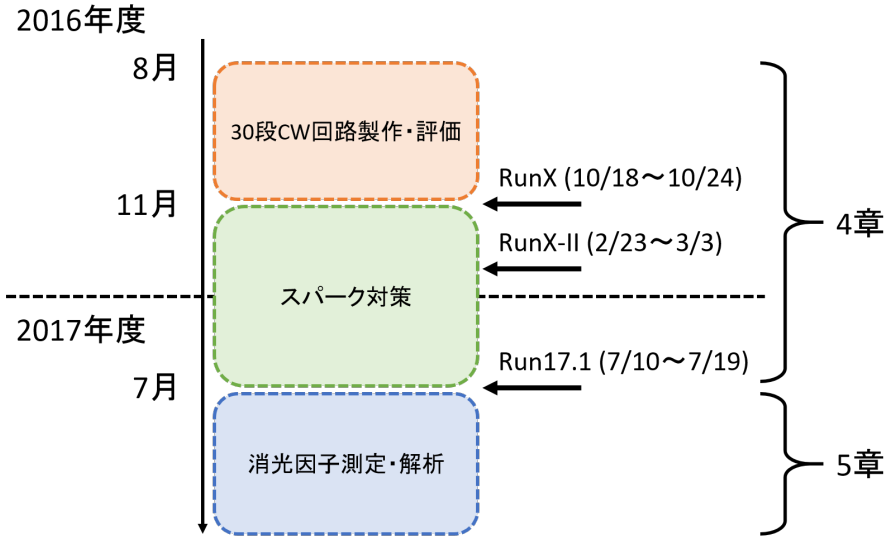

図 3.1: 研究の流れ

3.1　気液 2 相 Ar 光検出器における電場形成の流れ

従来、2016 年度以前の ANKOK 実験では高さ $h = 110\,\mathrm{mm}$ の検出器を用いて R&D を行っていた。しかし、2016 年度に行った RunX, RunX-II では検出器を大型化し、将来の目標と同様の高さ $h = 310\,\mathrm{mm}$ となった。さらに、従来の 10 段 CW 回路では $\sim 1\,\mathrm{kV/cm}$ の電場形成しか出来なかったが、事象弁別能力の向上を検証するため、更なる高電場を形成する必要があった。そのため、より多くの出力を持ち、高出力の 30 段 CW 回路の製作を行った。さらに、高電場を形成するための努力としてスパーク対策を施し、Run17.1 での高電場形成を実現した。

3.2　液体 Ar シンチレーション光の消光因子測定の流れ

30 段 CW 回路の製作により、更なる高電場の形成が実現され、それによる事象弁別能力の向上が見込まれた。事象弁別能力の評価を行うには消光因子と呼ばれるパラメータが必要となる。そこで Run17.1 では、従来以上の高電場が形成されていることを解析により確認するとともに、高電場下

で各種線源を用いて消光因子測定を行った。これにより電場が無い状態での消光因子のみならず、その電場に対する振る舞いを解析により算出することが出来た。

4　検出器内部における電場形成

4.1　背景

2.2.2 項で述べたように、ANKOK 実験では入射粒子と Ar 原子の反跳によって発生した電離電子を電場をかけることで気相へドリフトさせ、その結果発生する S2 を信号として観測している。S2 を発生させるには、液相中の電離電子を気相へドリフトさせ、さらに S2 が発生するだけのエネルギーを与える必要がある。この過程を発生させるには、$\mathcal{O}$ kV/cm の高電場を形成する必要があり、ANKOK 実験では検出器内に電極としてアノード、グリッド、シェーパー、カソードを配置して、これらに直流高電圧を印加することによって有感領域および取り出し領域の電場を形成している。

2.4 節に示したように S1/S2 光量比を用いて事象弁別を行うためには、検出器内有感領域において十分に電場が一様であることが求められる。ドリフト電場に非一様性が存在する場合、ドリフトされる電離電子の割合や速度、向きに非一様性が生じる。また、取り出し領域の電場に非一様性が存在する場合は、電離電子により発生する S2 光量に非一様性が生じる。S1/S2 光量比を用いて事象弁別を行うことを考慮すると、電離電子のドリフトされる割合や、S2 光量の非一様性は事象弁別能力に大きな影響を与える。また、ANKOK 実験では S1 と S2 の発光時間差から検出器内での高さ方向 (z 方向) の発光位置を同定することが出来る。この手法では電離電子の速度や向きの非一様性が、算出される発光位置やその分解能に大きな影響を与える。これらの要因により、検出器内の電場の一様性は非常に重要であると言える。

この様な電場を検出器内に形成するためには、各電極に直流高電圧を印加するための高圧電源装置が必要となる。ANKOK 実験は液体 Ar を用いた実験であるため、真空断熱されたステンレスのチェンバー内で実験を行っている。チェンバー内で高電圧を印加するには、チェンバー外で高電圧を生成し、チェンバー内に引き入れる方法があるが、気相や Feedthrough でのスパークの可能性などを考慮すると現実的ではない。そこで ANKOK 実験では高圧電源装置として Cockcroft-Walton 回路をチェンバー内に設置し、それを用いて各電極に電圧を印加する方法をとっている。

従来、2016 年度以前の ANKOK 実験では高さ $h = 110\,\mathrm{mm}$ の検出器を用いて R&D を行っていた (図 4.1)。しかし、2016 年度に行った RunX, RunX-II では検出器を大型化し、将来の目標と同様の高さ 310 mm となった。さらに、従来の 10 段 CW 回路 (図 4.2) では $\sim 1\,\mathrm{kV/cm}$ の電場形成しか出来なかったが、事象弁別能力の向上を検証するため、更なる高電場を形成する必要があった。そのため、より多くの出力を持ち、高出力の 30 段 CW 回路の製作を行った。

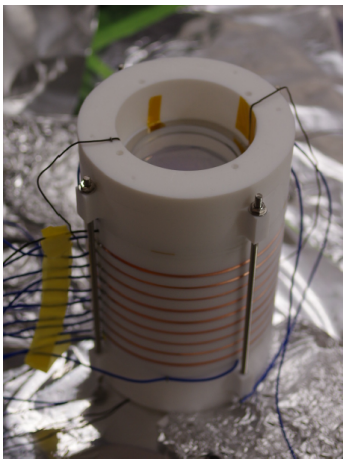

図 4.1: 2016 年度以前の検出器 (高さ $h = 110\,\mathrm{mm}$)

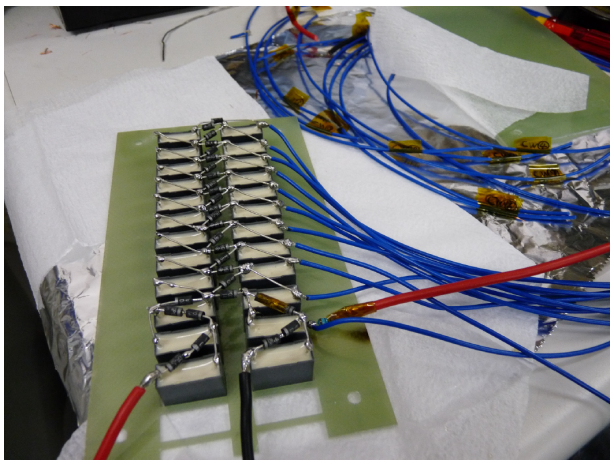

図 4.2: 10 段 CW 回路

4.2　電場設計

ANKOK 実験が将来的に考えている本検出器の概要を図 4.3 に示す。この検出器は内径 $\phi = 300\,\mathrm{mm}$、高さ $h = 310\,\mathrm{mm}$ の円柱形で、上下に 12 本ずつ配置した PMT を用いてシンチレーション光を検出する。電場を形成するためのアノードとカソードは厚さ 10 mm の石英ガラスの表面に蒸着された透明電極膜 (酸化インジウムスズ (ITO)) を用いている。グリッドはドリフト電場と取り出し電場で異なる電場をかけるために用いる電極であり、アノードから 10 mm の位置にある。これはドリフトした電離電子を通過させる必要があるため、ステンレスワイヤーを用いたグリッド状の電極となっている。また、検出器内に一様な電場を形成するにはアノードやカソード、グリッドだけを用いるだけでは不十分であり、側面にシェーパーと呼ばれるリング状の導体が必要となる。この検出器では高さ 10 mm 毎に設置しており、等間隔の電圧を供給している。

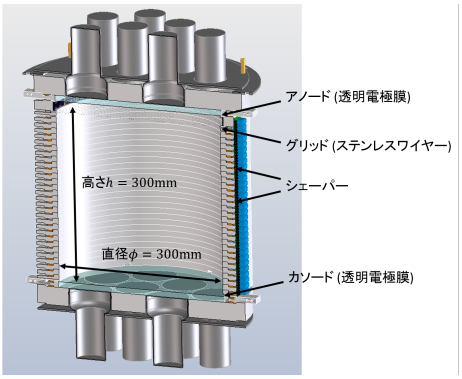

図 4.3: 本検出器 (高さ $h = 310\,\mathrm{mm}$)

電場の形成された液体 Ar 中での電子のドリフト効率は式 (4.2) で表される (図 4.4[15])。図を見ると分かるように、液体 Ar 中では 2 kV/cm 以上の高電場であってもドリフト効率は上昇しており、すなわち S2 光量が増加することが期待される。液体 Ar よりもドリフト効率の良い液体 Xe を用いた実験が液体 Ar 実験よりも探索感度が良いことや、液体 Ar 実験としては世界最高感度である DarkSide50 実験 [9] がドリフト効率の上昇し切っていない 200 V/cm で実験を行っていることを考えると、電場を上げることで S2 光量の増大による S1/S2 光量比を用いた事象弁別能力の向上が見込まれる。このことから今回の電場設計においては、将来的に $\sim 2\,\mathrm{kV/cm}$ の高電場を形成する可能性を考慮している。また、電場の形成された液体 Ar 中での電子のドリフト速度を図 4.5 に示す [16]。最大で 310 mm のドリフト長であることを考えると、2 kV/cm の場合のドリフト時間は $\sim 115\,\mu\mathrm{s}$ である。z 方向の位置をドリフト時間より算出することを踏まえ、位置分解能を $\sim 10\,\mathrm{mm}$ 要求すると検出器内の電場のばらつきを $\sim 10\%$ 以下に抑えることが必要となる。

$$\frac{Q}{Q_0} = \frac{E}{\xi E}\log\left(1+\frac{\xi E}{E}\right) \tag{4.1}$$

E : ドリフト電場 (kV/cm)

$\xi E = 0.84\,\mathrm{kV/cm}$

Q_0 : 電子数

Q : ドリフトされた電子数

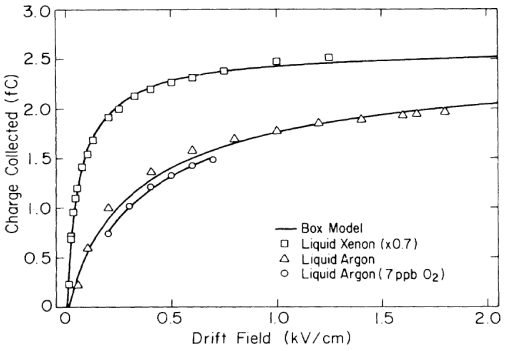

図 4.4: 電子のドリフト効率の電場応答 [15]

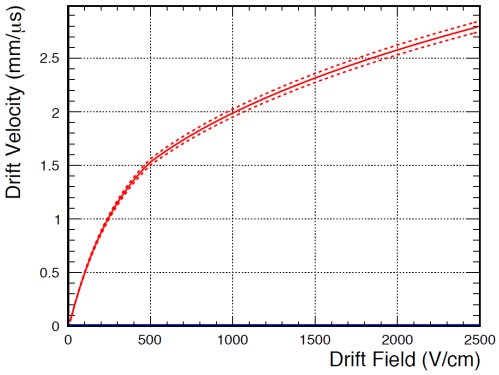

図 4.5: 電子のドリフト速度の電場応答 [16]

4.3　Cockcroft-Walton 回路

前述したように気液 2 相型 Ar 光検出器ではカソードに直流高電圧を供給する必要があり、また各シェーパーに等間隔の電圧を供給する必要がある。ANKOK 実験ではカソード及びシェーパーに電圧を供給するために、Cockcroft-Walton 回路 (CW 回路) 容器内に設置して運用している。CW 回路はコンデンサとダイオードで構成される多段増幅回路で、交流電源を用いて給電し定常状態にすることで、電流を流すことなく供給電圧よりも大きな電圧を得ることが出来る。また、CW 回路の各段からは、等間隔の電圧を複数供給することが可能であるため、CW 回路を容器内に入れることで、容器外から複数の電圧をシェーパーに供給する必要がなくなり、CW 回路一つでカソード及び各シェーパーへの高電圧供給を行うことが出来る。その一方で、CW 回路は給電され定常状態であるときに電圧を供給するものであるため、出力電圧を測定するためには定常状態を破壊し放電させる必要がある。すなわち、定常状態における出力電圧は供給電圧の値から推定することしか出来ない。そのため、実際の運用の前に各種特性を十分に理解しておくことが必要となる。

CW 回路の回路図を図 4.6 に示す。CW 回路に V_{AC} の交流電圧を供給すると、正電圧印加時にはダイオードに逆方向電圧が印加されるため電流が流れない。反対に負電圧印加時にはダイオードに順方向電圧が印加されるため電流が流れ、コンデンサに電荷が溜まる。この過程を繰り返していくことで、各コンデンサに電荷が溜まっていき、各段の電位が形成される。また、V_{DC} の直流電圧を印加することでオフセット電位を設定することが可能である。これは取り出し電場を形成するために設けている。このときの理想的な回路において、十分な時間が経った場合の n 段目の電位 V_n は式 (4.2) で表すことが出来る。ただし、実際の CW 回路においては pn 接合ダイオードによる実行並列容量 (shunt capacitance) の低下により、式 (4.2) の値よりも小さくなる。実行並列容量の低下は、ダイオード内の電荷密度の差や、逆方向電圧印加時に発生する空乏層によりダイオードに静電容量が発生するために起きる現象である。この影響を抑えるためには、コンデンサの静電容量を大きくすることや、ダイオードを直列に設置することなどが対策としてあげられる。

$$V_n = -2\sqrt{2} \times V_{AC} \times n + V_{DC} \tag{4.2}$$

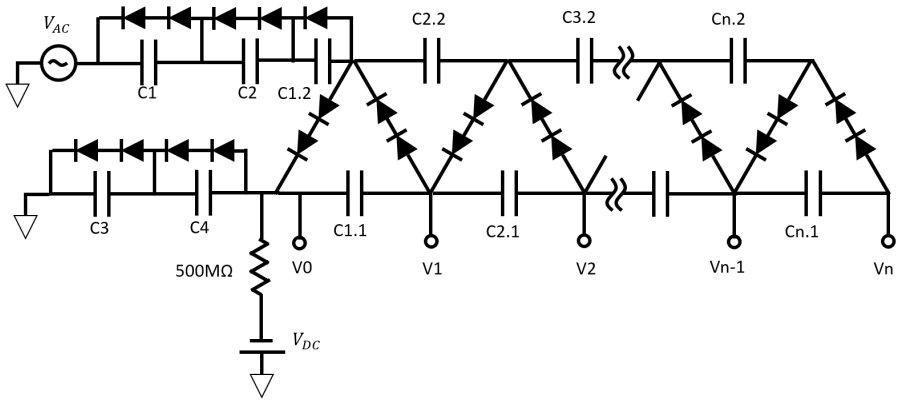

図 4.6: Cockcroft-Walton 回路図

4.4　CW 回路の設計・製作

高さ $h = 310\,\mathrm{mm}$ の検出器運用に向け、30 段 CW 回路の設計・製作を行う。設計・製作に際して考慮するべき点はいくつか存在するが、以下にその例を示す。

- コンデンサの容量
- ダイオードの直列配置数
- 素子の耐電圧
- 素子の低温特性

従来 ANKOK 実験では 10 段の CW 回路において 47 nF のコンデンサを使用し、ダイオードは各段に直列に 1 個配置していた。しかし、検出器が 110 mm から 310 mm に大きくなるために CW 回路の段数を増やしたこともあり実行並列容量の低下の影響を再考する必要がある。そこで今回は、コンデンサの容量及びダイオードの数を最適化するために、電子回路シミュレーションソフト LTSpiceXVII[17] を用いてシミュレーションを行った。交流電源は周波数 400 Hz で $V_{AC} = 707.2\,\mathrm{V}$ (理想的な場合に $2\,\mathrm{kV/cm}$ を形成) 、オフセット電圧は $V_{DC} = -2500\,\mathrm{V}$ としている。今回は LTSpiceXVII を用いてコンデンサの容量が $47, 100\,\mathrm{nF}$ の場合、ダイオードの数が直列に $1, 2$ 個の場合それぞれをシミュレーションして比較を行った。100 nF のコンデンサを使用し、ダイオード 2 個を直列に使用した場合の各段電位の時間変化のシミュレーション結果を図 4.7 に示す。この図から分かるように、交流電圧印加から給電が完了し定常状態に達するまでの時間は 60 s で十分であることが分かる。また、前述のコンデンサとダイオードの条件で給電時間を 60 s とした場合の各段の電位差のシミュレーション結果を図 4.8 に示す。図から分かるように、コンデンサの容量を 100 nF とし、ダイオード 2 個を直列に使用した場合では理想的な場合 ($2\,\mathrm{kV/cm}$) に比べて 2% 以下の差異しかないことが分かる。

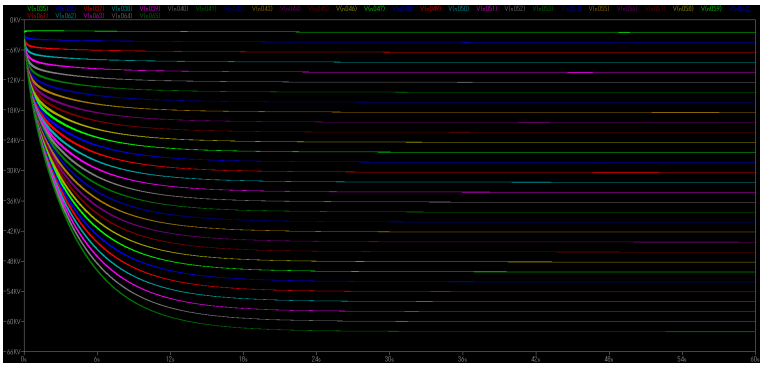

図 4.7: LTSpiceXVII による各段電位の時間変化のシミュレーション結果

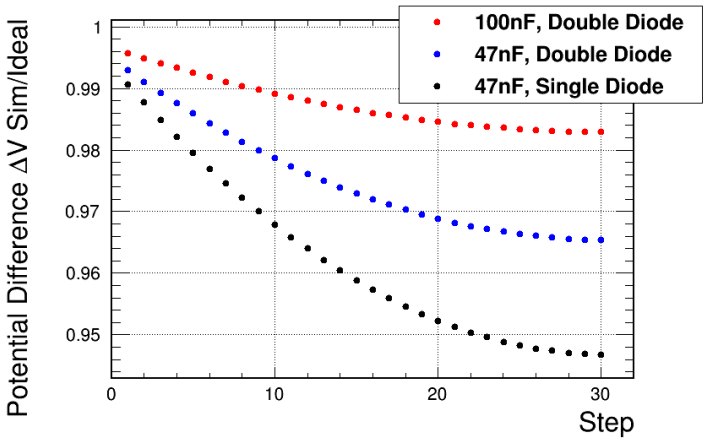

図 4.8: LTSpiceXVII による各段電位差シミュレーション結果

また、この条件のときの検出器内の電場計算をムラタソフトウェア製有限要素法解析ソフト Femtet[18] を用いて行った (図 4.9)。このときの各電極の電位は LTSpiceXVII のシミュレーション結果を用いている。この結果から、有感領域のほぼ全ての場所において電場のばらつきを 5% 以下に抑えられることが分かった。また、このときの電気力線を Femtet を用いて計算した結果を図 4.10 に示す。図を見ると分かるように、電気力線は下から上に向かってほぼ垂直に伸びており、ドリフトされた電離電子は全て気相に到達出来ることが分かる。これらの結果から 100 nF のコンデンサを使用し、ダイオードを 2 個直列にしたものは要請に対して必要十分な性能を持っていることが分かったため、今回の 30 段 CW 回路にはこの仕様を採用した。コンデンサの容量やダイオードの直列配置数を増加させることで性能がさらに向上することも見込めるが、コンデンサの容量増加はスパーク時の危険性の増大に繋がり、またダイオードの数の増加は CW 回路が大型化し容器内での取り回しが悪くなることを考慮して採用を見送った。

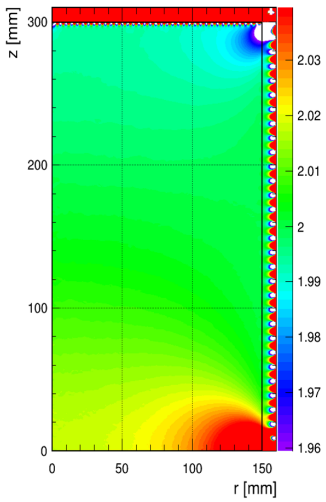

図 4.9: 有限要素法解析ソフト Femtet を用いた電場計算

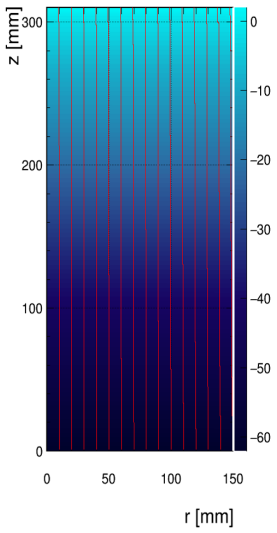

図 4.10: 有限要素法解析ソフト Femtet を用いた電気力線の計算

実際に製作した 30 段 CW 回路を図 4.11 に示す。また、最終段電圧読み出しのための放電装置を図 4.12 に示す。CW 回路の出力の測定にはオシロスコープを用いているが、CW 回路の出力そのものでは電圧が高すぎて入力することが出来ない。そこで、普段は定常状態を維持し、必要に応じて放電出来るスイッチのような機構を備えつつ、CW 回路の出力を低減させてオシロスコープに安全に入力させる緩衝材の役割として放電装置を用いることになる。今回は放電装置の抵抗を 1.4 GΩ、オシロスコープの内部抵抗を 1 MΩ、終端抵抗を 100 kΩ としている (図 4.13)。この場合、最終段出力 V_{out} に対してオシロスコープでの読み出し V_{read} は以下の式で表される。

$$\begin{aligned} V_{read} &= \frac{r}{R+r} \times V_{out} \\ &= 6.5 \times 10^{-5} V_{out} \\ r &= \frac{100\,\mathrm{k} \times 1\,\mathrm{M}}{100\,\mathrm{k} + 1\,\mathrm{M}} \\ &= 90.9\,\mathrm{k\Omega} \\ R &= 1.4\,\mathrm{G\Omega} \end{aligned} \tag{4.3}$$

例えば 2 kV/cm の電場を形成する場合、最終段電圧は $V_{out} = 60\,\mathrm{kV}$ になるが、読み出し電圧は $V_{out} = 3.9\,\mathrm{V}$ となりオシロスコープに安全に入力することが出来る。また、今回使用した素子について表 3 にまとめる。素子の直流耐電圧や低温特性に関しては 30 段 CW 回路の製作前に別途試験を行って確認した。CW 回路の特徴の一つとして、各素子の耐電圧が低くても大丈夫であるという事があげられるが、例えば今回の回路において 2 kV/cm の場合、各素子の耐電圧は 2 kV 以下で良いことになる。

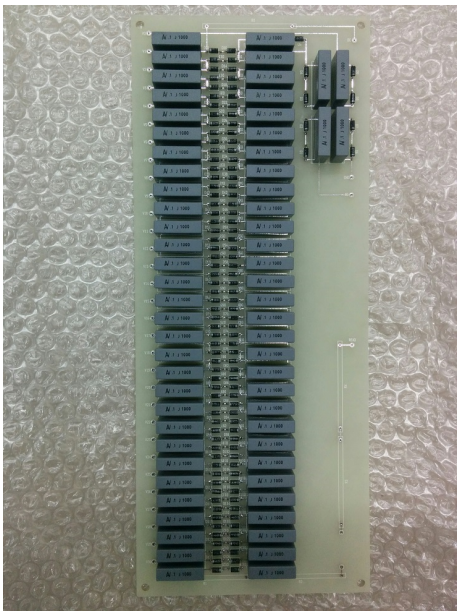

図 4.11: 30 段 CW 回路

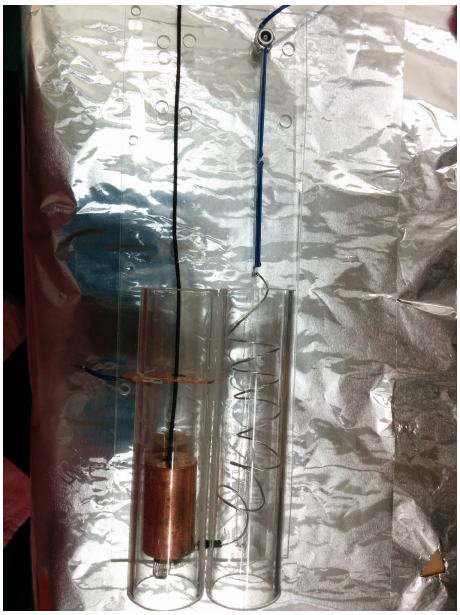

図 4.12: 放電装置

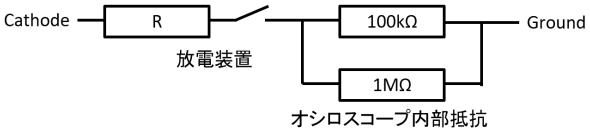

図 4.13: 放電装置概要

表 3: 30 段 CW 回路及び放電装置に使用した素子一覧

	型番	製造元	数値	直流耐電圧 (V)
コンデンサ	R75QN31004000J[19]	KEMET	100 nF	6000
ダイオード	RGP02-20E-E3[20]	Vishay		2500
抵抗	SM108032006FE[21]	Ohmite	200 MΩ	6000
	SM108035006FE[21]	Ohmite	500 MΩ	6000

4.5　空気中での CW 回路性能評価

まずは空気中で CW 回路の性能評価を行う。図 4.14 に放電装置を用いて測定した典型的な電位測定波形を示す。放電装置の電極を接触させたときに、CW 回路のコンデンサに蓄えられていた電荷が次第に流れていくことを考慮すると、接触直後の電位が CW 回路から出力されていた値だと考えられる。

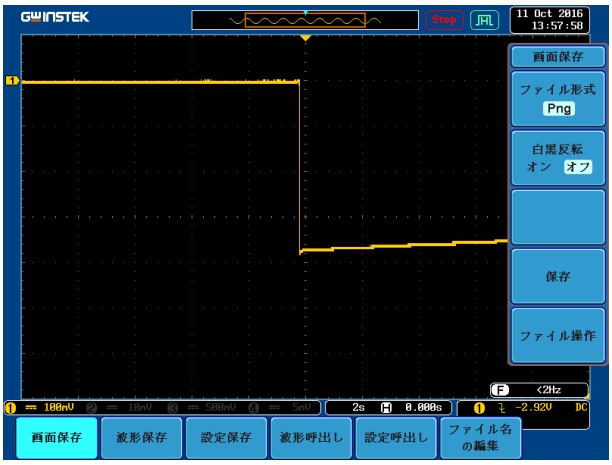

図 4.14: オシロスコープによる電位測定波形

空気中において交流電圧を $V_{AC} = 177\,\mathrm{V}$ (理想的な場合に $500\,\mathrm{V/cm}$) で給電した際の各段の電位測定結果を図 4.15 に、交流電圧を変化させた際の最終段電位測定結果を図 4.16 に示す。各点において複数回の電位測定を行った結果、段数及び交流電圧に対して線型性があることが確認できた。

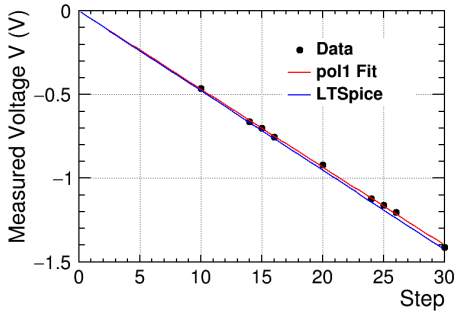

図 4.15: 空気中における各段の電位測定結果

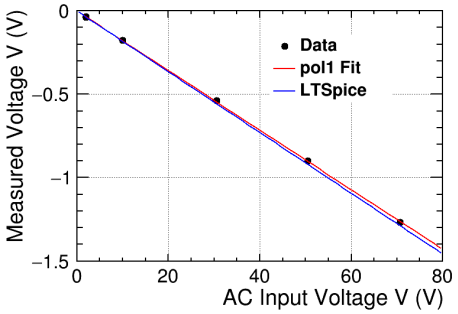

図 4.16: 空気中における交流印加電圧に対する最終段電位測定結果

4.6　液体 Ar 中での CW 回路性能評価 (RunX)

次に液体 Ar 中での試験を行った (RunX)。この節ではその試験の詳細について述べる。

4.6.1　RunX 検出器

RunX では 30 段 CW 回路及び放電装置を、RunX 検出器 (図 4.17) に取り付けた状態で実験を行った。RunX 検出器は、直径 $\phi = 64\,\mathrm{mm}$、高さ $h = 310\,\mathrm{mm}$ の検出器で、従来より使用していた検出器 (図 4.1) を単純に 3 倍に拡張したものである。RunX 検出器は、4.2 節に示した本検出器 (図 4.3) と比べ、直径が $\phi = 64\,\mathrm{mm}$ と小さくなっていることや PMT の本数が上下 1 本ずつと少ないことを除けば同様の構造をしている。ここで RunX で使用した PMT (R11065) の詳細について表 4 にまとめる [22]。R11065 は液体 Ar による WIMP 探索実験用に開発された、低バックグラウンドで量子効率 (Quantum Efficiency (QE)) が高い、低温使用可能な PMT である。420 nm の光に対する QE は 25% 程度のスペック値を持つが、ANKOK 実験で実際に使用しているものは 30% 程度の QE を持っ

ている。使用するデバイダ回路によって正電圧印加でも負電圧印加でも使用は可能であるが、現在の ANKOK 実験では図 4.18 に示す回路を用いて負電圧印加で運用を行っている。負電圧印加での運用にはアンダーシュートが小さいことや、気相でスパークし辛いという利点があるが、PMT の筐体及び光電面に高電圧が印加されるため、複数本の PMT を並べて運用する際には注意が必要となる。

図 4.17: RunX 検出器

表 4: R11065 の仕様 [22]

受光面サイズ：直径 [mm]	76
有感波長域 [nm]	160 ∼ 650
有感波長 (Peak) [nm]	420
窓面材質	合成石英
光電面材質	バイアルカリ (K-Cs-Sb)
ダイノード構造	Box & Line 型
ダイノード段数	12

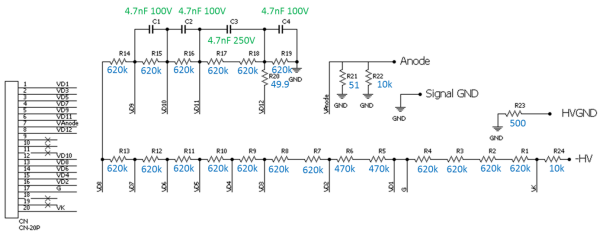

図 4.18: R11065 のデバイダ回路

4.6.2　液体 Ar 試験 (RunX)

オフセット電圧 $V_{DC} = -2500\,\mathrm{V}$ とし、交流電圧を変化させていった際の最終段電位測定結果を図 4.19 に示す。図から分かるように、交流電圧に対して最終段電位は線型性があることが確認できた。

また、3 日間の検出器運用中、CW 回路は検出器の運用状況に合わせて最大で 4 時間おきに給電・放電が繰り返された。500 V/cm を形成するために交流電圧を $V_{AC} = 177\,\mathrm{V}$ で印加し、オフセット電圧を $V_{DC} = -2500\,\mathrm{V}$ で印加した際の CW 回路の出力電位の時間的変化を図 4.20 に示す。これにより、実際の CW 回路運用状況においても、出力電位は期待される出力電位から $\sim 2\%$ の範囲で一定であり、安定した運用が実現できていることが分かる。

また、検出器内に 500 V/cm の電場を形成した状態で、チェンバー外部から ^{60}Co を照射して S2 のドリフト時間を測定した。その際の実験セットアップを図 4.21 に示す。^{60}Co は β 崩壊の後に 1173 keV と 1332 keV の 2 本の γ 線を 100% の割合で放出する線源である。^{60}Co 線源を鉛で製作したコリメータ容器に入れることで、検出器へ γ 線をコリメートして照射した。コリメータは水平に固定され、検出器のグリッドから 20 $\sim$ 200 mm の位置に γ 線が照射されるように位置を動かした。^{60}Co を設置する z 位置を変化させた際のドリフト時間の変化を図 4.22 及び図 4.23 に示す。このとき、各データにおいて S1 Total 光量分布から Compton Edge 付近を選別するように Cut をかけている。これは、Compton Edge を形成するような事象を選別することで、有感領域内での散乱が一度だけの事象である可能性を高め、また光量起因の揺らぎや不定性を抑えることが出来るからである。この図から分かるように、z 位置がグリッドから遠ざかるにつれてドリフト時間は線型に増加している。これを一次関数で Fit して算出したドリフト速度は 1.48 mm/μs となり、図 4.5 と比較して一致している。これにより、検出器内に正しい電場が一様にかけられていることが分かる。

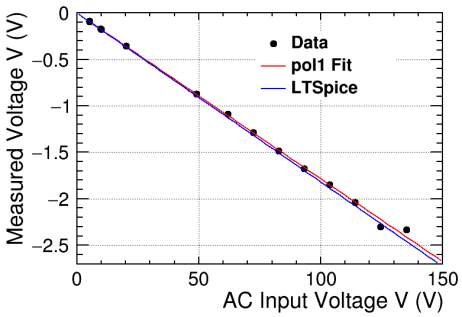

図 4.19: 液体 Ar 中における AC 印加電圧に対する最終段電圧測定結果

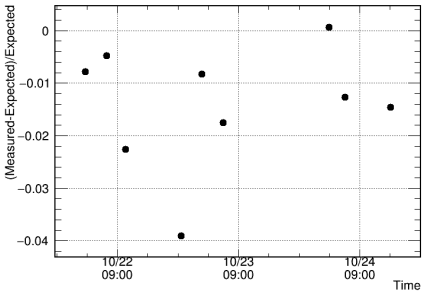

図 4.20: 検出器運用中の CW 回路出力の時間的変化

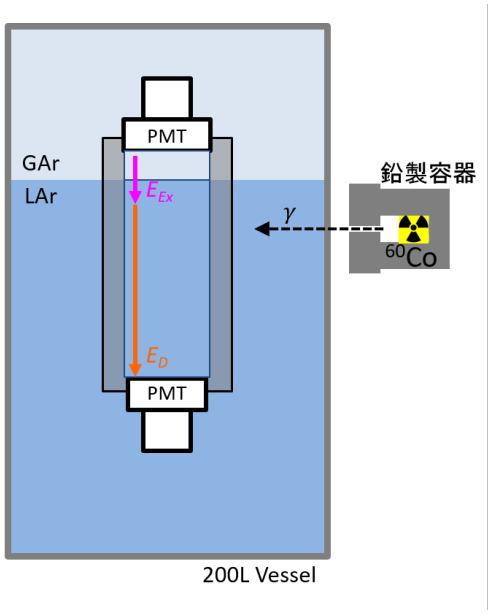

図 4.21: ^{60}Co 線源を用いた実験セットアップ

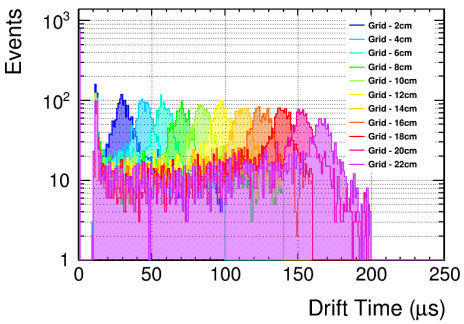

図 4.22: z 位置に対するドリフト時間

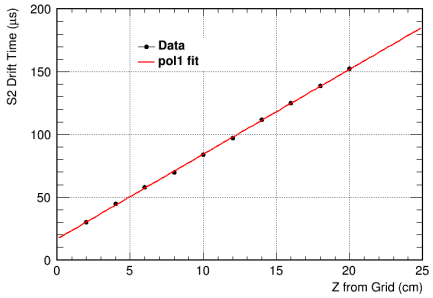

図 4.23: z 位置に対するドリフト時間 (Fit 結果)

4.7　スパークによる影響と対策

チェンバー内での高電圧印加にはスパークの危険性が伴うが、今回の実験でもスパークが発生した。以下に実際に発生したスパークの状況と、それに対して行った対策について記述する。

RunX において図 4.19 に示した測定の途中、電場が 1300 V/cm になるように電圧を印加していたところ、容器から大きな音がして CW 回路からスパークした。その結果、チェンバーに取り付けてあった圧力計や液面計等の各種計器が正しい数値を示さなくなり、実験の安全性を確保できなくなった。そのため、その時点で実験を終了させた。実験終了後にチェンバーを開け原因を調査したが、CW 回路や放電装置に接続されているケーブルの接触や CW 回路の近くに放電しやすい尖った導体が存在していた可能性が考えられるが、具体的な原因は判明しなかった。

RunX の後、同様の検出器を用いて再度実験 (RunX-II) を行ったところ、電場が 500 V/cm の時にスパークが発生した。この時は各種計器は異常な動作を示さなかったものの、下側 PMT の信号が読めなくなるとともに、検出器内の純度が急激に悪化し S2 が見えなくなるという現象が発生した。その後 RunX と同様に原因調査をしたところ、下側石英にヒビが入っており、石英と接しているテ

フロン容器に溶けたような跡があった (図 4.24)。また、下側 PMT の Base 基盤に実装されていた抵抗が溶けて消滅していた (図 4.25)。これらのことより、RunX でのスパークは石英の裏表の電極間で発生し、それによってテフロン容器が溶けることで RunX-II ではより低電場でスパークが発生したと考えられる。さらに、透明電極膜から PMT の光電面・筐体へと電流が流れ、Base 基盤の抵抗を破壊することで、下側 PMT の不調や純度の悪化といった現象が発生したものだと推測される。

この様に、チェンバー内でのスパークは様々な要因によって発生し、それにより実験運用に致命的な影響を与える。そのため、2 相型検出器を運用する際には様々なスパーク対策を施す必要がある。ANKOK 実験では RunX-II の後、スパーク対策として以下のことを行った。

- 石英の厚さを RunX-II から倍の 2 cm にした
- CW 回路及び放電棒のケーブルが接触しないようにした
- CW 回路付近の導体、突起物の排除
- PMT Base 基盤に実装されている抵抗のサイズを従来の物よりも大きくした
- CW 回路の近くにグランドを設けた

上記の内、上の 3 項目はスパーク自体を発生させないようにする対策であり、これにより更なる高電場でのデータ取得を行うことが出来ると期待される。また、下の 2 項目はスパークが発生してしまった際の影響を抑えるための対策であり、これによりスパークが発生してしまった場合でも、低電場での実験運用が可能になり、安全に実験を終了させることが出来る。5 章にて記述する Run17.1 では、以上の対策を行ったうえで実験を行い、3 kV/cm までの電場形成を行うことに成功した。

図 4.24: スパークによりヒビが入った石英

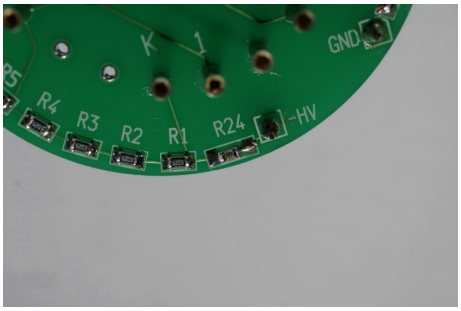

図 4.25: スパークにより破損した PMT Base 基盤

5　液体 Ar シンチレーション光の消光因子測定

5.1　背景

入射粒子が液体 Ar と反跳し落としたエネルギーは全てがシンチレーション発光に消費されるわけではなく、その効率は様々な原因によって変化する。この現象を消光と呼ぶ。この節では消光の中でも核的消光、電気的消光、不純物による消光について述べる。さらに、これ以降の節では核的消光及び電気的消光について測定を行い、その結果についてまとめる。

5.1.1　核的消光

原子核反跳事象の場合、電子反跳事象と比較すると同じ反跳エネルギーに対しての光量が小さくなる。このことを核的消光と呼び、原子核反跳事象と電子反跳事象の同光量のときの反跳エネルギーの比を消光因子 L_{eff} と呼ぶ (式 (5.2))。

$$\begin{aligned} L_{eff} &= \frac{E_{ER}}{E_{NR}} \\ E_{ER} &: \text{電子反跳事象の反跳エネルギー} \\ E_{NR} &: \text{原子核反跳事象の反跳エネルギー} \end{aligned} \tag{5.1}$$

核的消光を説明する理論として Lindhard's Theory[23] がある。中性子や WIMP によって反跳された原子核が持つエネルギーは、励起・電離に費やされる電子的エネルギーと、原子の運動 (熱運動) に費やされる核的エネルギーに分けられる (式 (5.3))。

$$\begin{aligned} E_R &= \eta(E_R) + \nu(E_R) \\ \eta(E_R) &: \text{電子的エネルギー} \\ \nu(E_R) &: \text{核的エネルギー} \end{aligned} \tag{5.2}$$

この時、反跳エネルギーに対する電子的エネルギーの割合が、発光効率 f_n となる (式 (5.3))。

$$f_n(E_R) \equiv \frac{\eta(E_R)}{E_R} = \frac{\eta(E_R)}{\eta(E_R) + \nu(E_R)} \tag{5.3}$$

このことより Lindhard's Theory (式 (5.5)) が導かれる。

$$\begin{aligned} f_n(E_R) &= \frac{kg(\varepsilon)}{1 + kg(\varepsilon)} \\ k &= 0.133 Z^{2/3} A^{-1/2} \\ g(\varepsilon) &= 3\varepsilon^{0}.15 + 0.7\varepsilon^{0}.6 + \varepsilon \\ \varepsilon &= 11.5 E_R\,(\text{keV}) Z^{-7/3} \\ Z &: \text{原子番号} \\ A &: \text{質量数} \end{aligned} \tag{5.4}$$

Lindhard's Theory を Ne, Ar, Xe について計算したものを図 5.1[24] に示す。原子番号が大きい程消光が激しく、またエネルギーが高くなると消光が緩和されることが分かる。ただし、この理論だけでは液体希ガスの核的消光について説明できないことが分かっている。

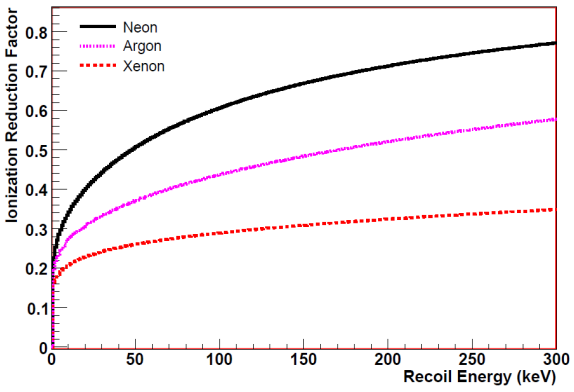

図 5.1: Ne, Ar, Xe における Lindhard's Theory[24]

また、反跳粒子の阻止能の違いによる効果もある。電子反跳事象と原子核反跳事象では式 (2.5) に従い反跳粒子の阻止能が異なり、原子核の方が阻止能が大きくなる。このように阻止能が大きい粒子によるシンチレーション光の振る舞いについては経験的に Birk's Law[25] (式 (5.6)) によって理解されている。

$$\frac{dS}{dx} = \frac{A\frac{dE}{dx}}{1+kB\frac{dE}{dx}} \tag{5.5}$$

$$\begin{aligned} \frac{dS}{dx} &: \text{単位長さあたりの発光量} \\ A &: \text{シンチレーション効率} \\ kB &: \text{実験により求められる定数} \end{aligned} \tag{5.6}$$

全発光量は式 (5.6) を積分することで求めることが可能で、

$$S(E) = \int_0^E \frac{A}{1+kB\frac{dE}{dx}}dE \tag{5.7}$$

となる。dE/dx が小さい場合 $S(E) \sim AE$ となり発光量がエネルギーに比例するが、dE/dx が大きくなると発光量が減少する。これは励起された原子の位置が近く、発光を伴わないプロセスによって励起状態が消滅してしまうためである。

現状の実験結果を最もよく再現しているモデルに Mei's Model[24] がある。これは Lindhard's Theory と Birk's Law を組み合わせたものである。Mei's Model は Lindhard's Theory による成分 $f_n(E_R)$ (式 (5.5)) と Birk's Law による成分 $f_l(E_R)$ (式 (5.7) より算出) を用いて式 (5.9) で表すことが出来る。

$$\begin{aligned} L_{eff} &= f_n \times f_l \\ f_n(E_R) &= \frac{kg(\varepsilon)}{1+kg(\varepsilon)} \\ f_l &= \frac{1}{1+kB\frac{dE}{dx}} \end{aligned} \tag{5.8}$$

図 5.2 に Ne, Ar, Xe に関して式 (5.9) を計算した結果を示す [24]。図 5.1 と比較すると、エネルギーが高い領域での消光がより激しくなっていることが見て取れる。

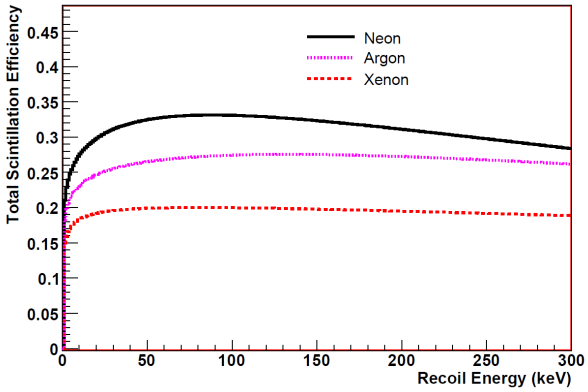

図 5.2: Ne, Ar, Xe における Mei's Model[24]

図 5.3 に液体 Ar における消光因子測定の現状について示す。全体的な傾向としては Mei's Model と比較的近い値をとっており、$L_{eff} \sim 0.25$ に多く分布している。ただし、$E_{NR} < 50\,\mathrm{keV}$ の領域では MicroCLEAN 実験 [26] や DARWIN 実験 [27] のように上昇傾向を示すものもあれば、ARIS 実験 [28] や SCENE 実験 [29] のように下降傾向のものも存在する。質量 $\sim 10\,\mathrm{GeV/c^2}$ 領域の WIMP の反跳エネルギーは数十 keV となるため、$E_{NR} < 50\,\mathrm{keV}$ の領域での振る舞いを精査することは非常に重要であると言える。

消光因子は反跳エネルギーを算出する際に用いられる。我々が検出器で実際に取得できるのは光量 (p.e.) である。それに対し、WIMP などが引き起こす原子核反跳事象の反跳エネルギーを算出するためには、光量から電子反跳事象の反跳エネルギーへの焼き直しを行った後に、さらに原子核反跳事象の反跳エネルギーへの焼き直しが必要となる。消光因子はその際の Factor として用いられ、事象弁別能力や感度の評価に関して非常に重要な値となる。

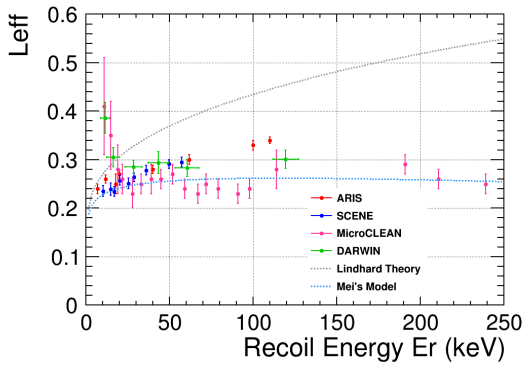

図 5.3: 液体 Ar における消光因子測定の現状

5.1.2　電気的消光

4.2 節で述べたように、電離電子のドリフト効率はドリフト電場に依存する。また、前項から分かるようにその効率は反跳粒子の阻止能 dE/dx にも依存しており、Birk's Law にドリフト電場 E_D を

取り入れた式 (5.10) で再現できることが分かっている。

$$\frac{Q}{Q_0} = \frac{A}{1+\frac{1}{\rho}\frac{kB}{E_D}\frac{dE}{dx}} \tag{5.9}$$
$$\rho \quad : \quad \text{媒質の密度}$$

これにより、S1/S2 光量のドリフト電場に対する依存性は次の式で表されることが予想される。

$$S1 = C \cdot \left(1 - \frac{A}{1+\frac{1}{\rho}\frac{kB}{E_D}\frac{dE}{dx}}\right) \tag{5.10}$$

$$S2 = C \cdot \frac{A}{a+\frac{1}{\rho}\frac{kB}{E_D}\frac{dE}{dx}} \tag{5.11}$$

式 (5.10) より、ドリフト電場が強くなるにつれ S1 光量が減少していくことが分かる。このことを電気的消光と呼ぶ。電気的消光は阻止能 dE/dx によって異なるため、反跳の種類によって消光の強さが異なる。原子核反跳事象の場合について図 5.4[30] に示す。反跳の種類によって S1/S2 光量の振る舞いが異なり、それにより S1/S2 光量比による事象弁別能力が電場に依存することが予想される。ANKOK 実験のような 2 相式の実験ではこの電気的消光と前述の核的消光が組み合わさった形で現れる。そのため、消光因子を算出する際には、電場下で測定を行い各電場に関して消光因子を算出する必要があると言える。

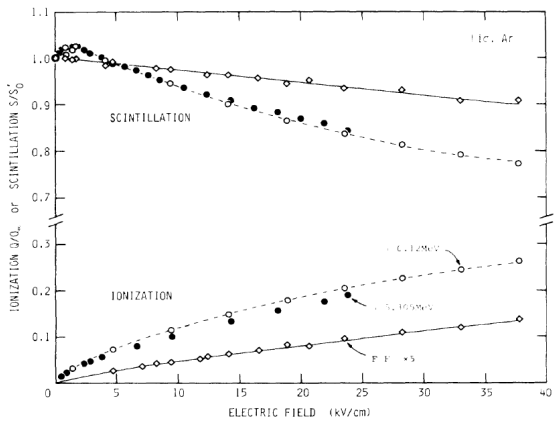

図 5.4: 原子核反跳事象に対する電気的消光 [30]

5.1.3　不純物による消光

Ar 中に混入した不純物によっても消光は発生する。Ar 中により励起エネルギーの低い物質が混入した場合、その物質に励起状態を奪われてしまう (ペニング過程)。この現象は O_2 や N_2 によって引き起こされ、S1 光量が減少する (図 5.5[31], 5.6[32])。特に三重項状態の減少が顕著であり、O_2 の場合 0.02 ppm、N_2 の場合は 0.5 ppm 以上含まれると時定数の変化として観測される。

$$Ar_2^* + O_2 \rightarrow 2Ar + O_2 \tag{5.12}$$

$$Ar_2^* + N_2 \rightarrow 2Ar + N_2 \tag{5.13}$$

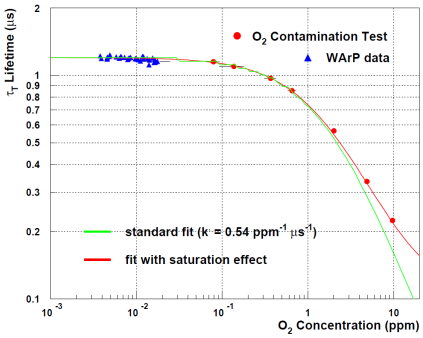

図 5.5: 酸素による消光 [31]

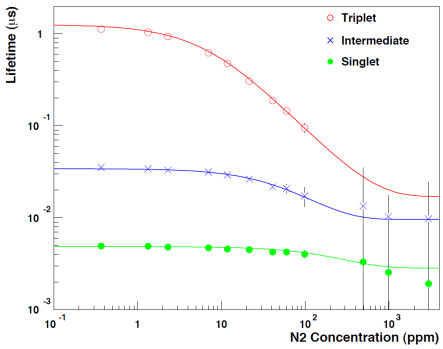

図 5.6: 窒素による消光 [32]

また、電気陰性度の大きな物質が混入した場合にはドリフト電子の捕獲が発生する。それにより、H_2O や O_2 が混入した場合には S2 光量の減少が観測される [31] (式 (5.14), (5.15))。特にドリフト距離が長くなる検出器下側においてこの影響は大きくなる。

$$H_2O + e^- \rightarrow H_2O^- \tag{5.14}$$

$$O_2 + e^- \rightarrow O_2^- \tag{5.15}$$

表 5 に不純物混入による影響と低減目標についてまとめた。低減目標については先行研究から定めた (図 5.5, 5.6)。これらの不純物は大気中に存在し、容易に混入し得る。混入する原因はいくつか存在し、液体 Ar の製造過程における混入、容器・配管系でのリークによる大気混入、容器・配管系や検出器部材からのアウトガスなどが考えられる。ANKOK 実験では真空引きやフィルターによる純化を行うことにより、これら不純物混入の目標量を達成している。

表 5: 不純物混入による影響

不純物	S1 光量	S2 光量	目標濃度
H_2O	減少	激減	1 ppb 以下
O_2	減少	激減	1 ppb 以下
N_2	激減	影響小	100 ppb 以下

5.2　実験セットアップ

5.1 節に示した消光の内、核的消光と電気的消光について測定を行った (Run17.1)。Run17.1 の実験セットアップを図 5.7 に示す。Run17.1 の主目的は ^{252}Cf 線源を照射したデータを取得することであったので、他の Run に比べて特殊な配置になっており、Run17.1 検出器はチェンバー内でも線源に近い場所に設置してある。Run17.1 検出器の周りには Run17.1 検出器で反跳した中性子をタグするための検出器 (Neuntron Tag Detector (NTD)) として、チェンバー内に 6 個の 1 相型検出器と、チェンバー外に液体シンチレータ検出器が設置されている。線源は Run17.1 検出器から ∼ 1 m の場所に設置してあり、その隣には NaI(Tl) シンチレータ検出器が設置してある。これにより、^{252}Cf 線源や ^{22}Na 線源を使用する際に、Run17.1 検出器とのコインシデンスを取ることが可能になる。また、チェンバーの周囲には厚さ 10 cm の鉛シールドが設置してあり、環境放射線による影響を低減させている。さらに、線源からチェンバーにかけてはポリエチレンのシールドが施され、^{252}Cf 線源から放射された中性子が直接 NTD に入射することを防いでいる。これらのシールドを図 5.8 に示す。

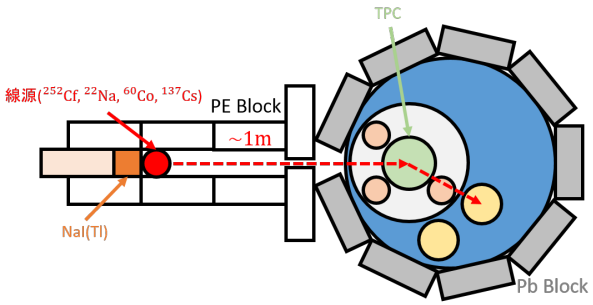

図 5.7: Run17.1 実験セットアップ

図 5.8: 鉛及びポリエチレンシールド

5.2.1　Run17.1 検出器

Run17.1 検出器は RunX, RunX-II 検出器と基本構造は同様だが、30 段であったものを 10 段に変更している。これは、高さを 310 mm から 110 mm に低くすることで、低い電圧でも高電場を形成することが出来るようになるからである。高さを抑えて電圧を低くしたのは、今回の目標が ∼ 3 kV/cm までの高電場下での測定にあり、RunX, RunX-II 検出器ではスパークによってそこまでの高電場を形成することが難しいと判断したためである。これにより最終段電圧が ∼ 30 kV であっても、目標の 3 kV/cm に到達することが出来る。また、4.7 節で述べたように、RunX-II でのスパークにより破損した石英は交換し、厚さ 10 mm の石英を 2 枚重ねて使用することでスパーク対策を行った。

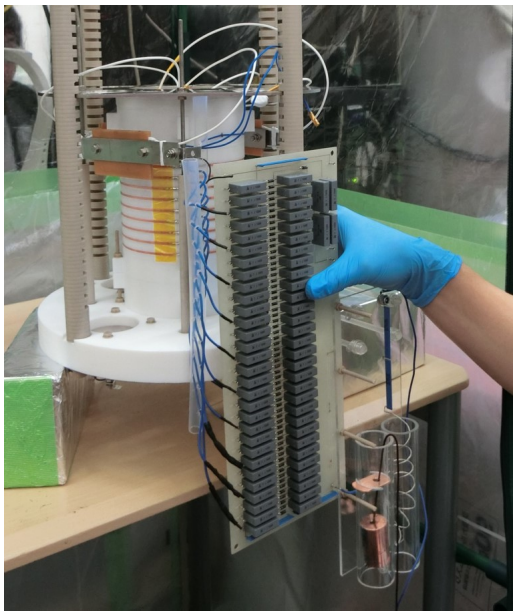

図 5.9: Run17.1 検出器

5.2.2　NaI(Tl) シンチレータ検出器

NaI(Tl) シンチレータ検出器は代表的な無機シンチレータである。無機シンチレータの発光は、入射粒子によりシンチレータの電子が価電子帯から伝導帯に励起され、それが再度価電子帯に落ち込む際に余分なエネルギーを光として放出することで発生する。無機シンチレータでは価電子帯と伝導帯のエネルギーギャップが大きく、電子が励起されにくいため少量の活性体をシンチレータに混ぜ込むことがある。活性体を加えることでエネルギーギャップ中に活性体物質の基底準位と励起準位を作り励起させやすくすることが出来る。NaI(Tl) シンチレータは NaI シンチレータに活性体として Tl を混ぜ込んだものである。NaI(Tl) シンチレータは最大発光波長が 415 nm、蛍光時定数が 230 ns であり、発光効率が高く γ 線の検出能力に優れているという特長がある。それ故に、^{252}Cf 線源や ^{22}Na 線源による γ 線をとらえる今回の目的には適している。シンチレータから信号を取得するには光信号を電気信号に変換するために PMT を取り付けて使用する必要があるが、今回は PMT として H7195 を用いた。表 6 にその詳細を、また NaI(Tl) シンチレータに PMT を取り付けた様子を図 5.10 に示す。

表 6: H7195 の仕様

受光面サイズ：直径 [mm]	46
有感波長域 [nm]	300 ～ 650
有感波長 (Peak) [nm]	420
窓面材質	硼硅酸ガラス
光電面材質	バイアルカリ (K-Cs-Sb)
ダイノード構造	ラインフォーカス型
ダイノード段数	12

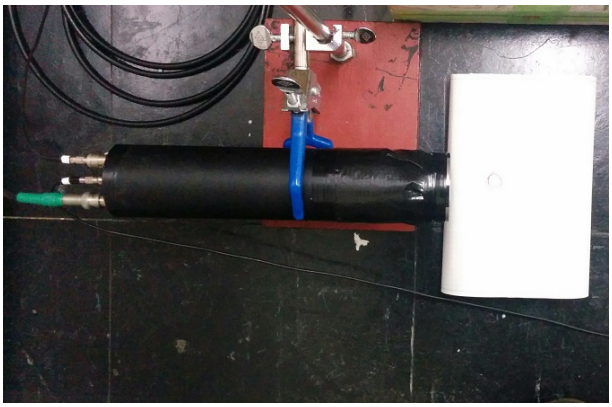

図 5.10: NaI(Tl) シンチレータ検出器

5.2.3　Time of Flight 測定

^{252}Cf 線源は自発核分裂により中性子と γ 線を同時に放出する。しかし、^{252}Cf から放出される中性子のエネルギーには明確なピークが存在せず、そのエネルギーは一定ではない。そこで、中性子の入射エネルギーを得るための手段として Time of Flight (TOF) 測定がある。距離を空けた 2 点に検出器を設置し、その間を中性子が通過するのにかかる時間を測定することで、そのエネルギーを算出する手法である (式 (5.17))。

$$E = \frac{1}{2}m\frac{\left(\frac{L/T}{c}\right)^2}{\sqrt{1-\left(\frac{L/T}{c}\right)^2}} \tag{5.16}$$

E : 中性子のエネルギー
m : 中性子の質量
L : 検出器間の距離
T : TOF
c : 光速

TOF 測定により算出されるエネルギーの誤差は、距離と TOF 及びその分解能によって決まる。誤差の伝搬法則を用いてさらに式変形を行うと、

$$\begin{aligned}\Delta E^2 &= \left(\frac{dE}{dL}\right)^2\Delta L^2 + \left(\frac{dE}{dT}\right)^2\Delta T^2 \\ &= 2E\sqrt{\left(\frac{\Delta L}{L}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2}\end{aligned} \tag{5.17}$$

となる。式 (5.17) より、TOF 測定により算出されるエネルギーの誤差はエネルギーに比例して大きくなる。また、検出器間の距離を離して時間を延ばすことによってエネルギー分解能が向上することがわかる。ただし、距離を離すことで中性子の検出効率が低下することや、距離を離すことに対する空間的な制約を考慮する必要がある。また、距離や時間の分解能を小さくすることでもエネルギー分解能は向上させることが出来る。ただし、図 5.12 どちらかだけを小さくしても効果が小さい場合もあるので、何を改善するべきかは状況によって異なることに注意する必要がある。

今回の TOF 測定では ^{252}Cf が中性子と同時に γ 線を放出する特性を利用している。γ 線が NaI(Tl) シンチレータ検出器に入射した時間と、中性子が Run17.1 検出器に入射した時間の差を TOF としてエネルギー算出に用いている。

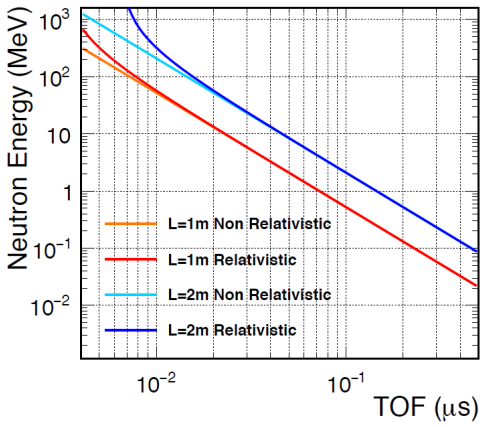

図 5.11: TOF と入射エネルギーの関係 [33]

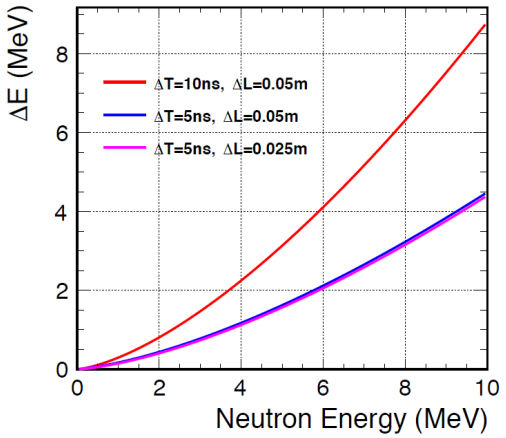

図 5.12: TOF を用いて算出したエネルギーの誤差 [33]

5.3　エネルギー較正

PMT で観測された光量からエネルギーに変換するためには、光量 (p.e.) がどれだけのエネルギー (keVee) に相当するかを示す値が必要となる。Run17.1 ではエネルギー較正に γ 線源として ^{22}Na を用いた。^{22}Na は 5.272 年の半減期で崩壊し、90.2% の分岐比で ^{22}Ne の励起状態に β^+ 崩壊する。この励起状態はすぐに 1274.5 keV の γ を放出して崩壊する。また、放出された β^+ 線が周囲の電子と対消滅を起こすことで 2 本の γ 線が互いに反対方向に放出される。そのため、^{22}Na 線源では 511 keV と 1274.5 keV の 2 つのピークが存在する。ただし今回は、互いに反対方向に放出される対消滅 γ 線 (511 keV) をエネルギー較正に用いた。そのため検出器及び線源は図 5.7 のように設置し、Run17.1 検出器と NaI(Tl) シンチレータ検出器のコインシデンストリガーでデータ取得を行った (表 7)。実際に取得された S1 Total 分布を図 5.13 に示す。511 keV の γ 線の Compton Edge と全吸収ピーク、及び 1274.5 keV の γ 線の Compton Edge が確認できる。今回は 511 keV の全吸収ピークに対して Exponential + Gaussian の関数で Fit し、Gaussian の mean 及び σ からエネルギー較正とエネルギー分解能の算出を行った。この結果、

$$\text{S1 Total} = 5.72\,\text{p.e./keVee} \tag{5.18}$$

$$\begin{aligned} \sigma &= \sqrt{F \times E} \\ F &= 0.598 \end{aligned} \tag{5.19}$$

と決定した。

表 7: ^{22}Na 線源データ取得条件

Run Number	RUN-303
取得日時	2017/07/13 06:57 - 09:51
取得事象数	1.363×10^6
ドリフト電場 [kV/cm]	0.0
取り出し電場 [kV/cm]	0.0
PMT Gain	5.0×10^5
トリガー	Run17.1 検出器及び NaI(Tl) シンチレータ検出器のコインシデンス

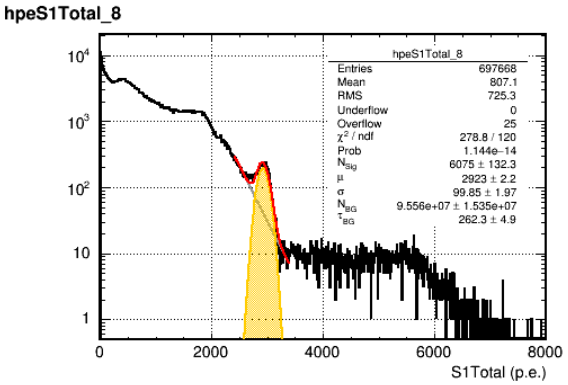

図 5.13: ^{22}Na 線源データの S1 Total 分布

5.4　ドリフト速度測定

Run17.2 検出器に形成されているドリフト電場を確認するためにドリフト速度の測定を行った。測定方法としては RunX で行った時と同様に、^{60}Co 線源をコリメートして検出器に照射した。ただし、今回は 50 ∼ 2000 V/cm の複数のドリフト電場でデータ取得を行っている。取得したデータの詳細を表 8 に示す。

表 8: ^{60}Co 線源データ取得条件

Run Number	グリッドからコリメータまでの距離	ドリフト電場	取り出し電場	取得事象数
457, 458, 459	2, 4, 6 cm	50 V/cm	4500 V/cm	2×5^4
446, 440, 442	2, 4, 6 cm	100 V/cm	4500 V/cm	2×5^4
463, 464, 460	2, 4, 6 cm	200 V/cm	4500 V/cm	2×5^4
467, 466, 465	2, 4, 6 cm	500 V/cm	4500 V/cm	2×5^4
468, 469, 470	2, 4, 6 cm	1000 V/cm	4500 V/cm	2×5^4
473, 472, 471	2, 4, 6 cm	2000 V/cm	4500 V/cm	2×5^4

RunX での解析と同様に Compton Edge 付近の事象を選別したいが、ドリフト電場を変化させると電気的消光により光量が変化してしまう。実際に ^{60}Co を用いて取得した S1 Total 分布について図

5.14 に示す。ドリフト電場によって Compton Edge の位置が変化している様子が分かる。そこで、Compton Edge 領域の位置を合わせるためのスケール値を算出する必要がある。各電場の光量をある値でスケールした分布と基準となる電場の分布を、Compton Edge 領域の事象数が一致するように規格化した状態でこの領域の χ^2 を算出する。これをスケール値を変化させながら繰り返し、χ^2 の値が最小になったときの値をその電場でのスケール値とした。実際にドリフト電場 500 V/cm でグリッドからの距離が 6cm の RUN-465 を基準点として、各電場の光量をそろえた分布を図 5.15 に示す。このときの Compton Edge 領域は式 (5.20) に示したようにしている。

$$1.5 \times 10^5 \leq \text{S1 Total (FADCCounts)} \leq 3.0 \times 10^5 \tag{5.20}$$

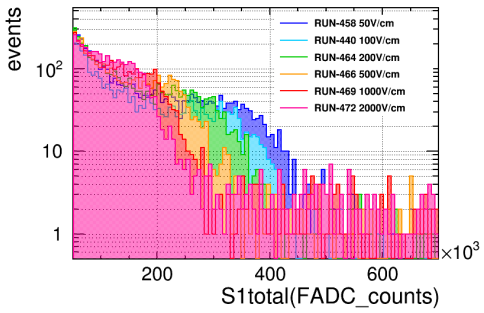

図 5.14: ^{60}Co 線源データの S1 Total 分布

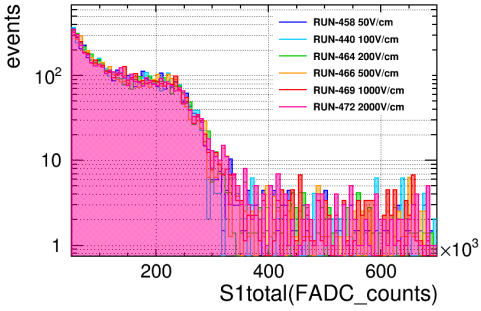

図 5.15: ^{60}Co 線源データの S1 Total 分布 (χ^2 を用いたスケール後)

さらに、Compton Edge 領域の事象のドリフト時間分布にあるピークを Gaussian で Fit することで、各測定点でのドリフト時間を算出する。例として、RUN-465 のドリフト時間分布を図 5.16 に示す。算出したドリフト時間を各電場において一次関数で Fit することでドリフト速度を算出することが出来る (図 5.17, 5.18)。ただし、ドリフト電場が 3000 V/cm の点では ^{60}Co を用いた測定を行っていなかったため、後述する ^{22}Na 及び ^{252}Cf 線源を用いたデータのドリフト時間分布の終端と、図 5.17 での Fit 結果からドリフト速度を算出している。これにより、3000 V/cm までのドリフト電場が正しく一様に形成出来ていることが分かる。

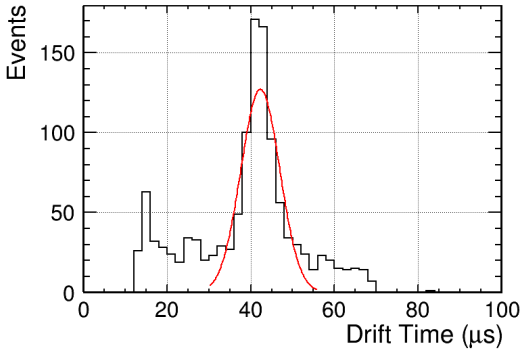

図 5.16: ドリフト時間分布 (RUN-465)

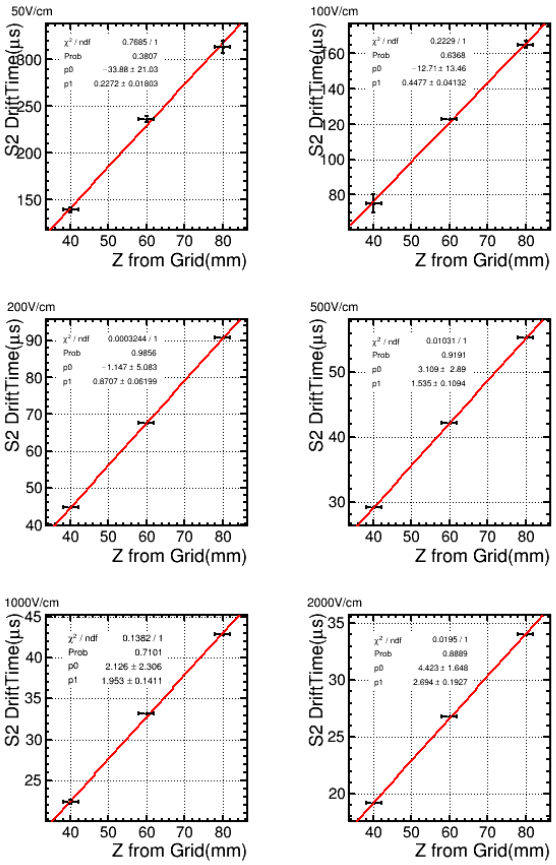

図 5.17: 各電場でのドリフト時間

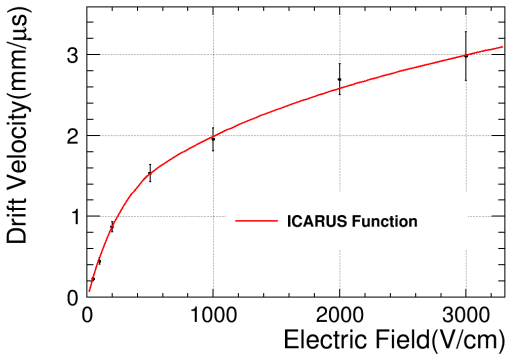

図 5.18: ドリフト速度の電場依存性

5.5　S1, S2 光量の電場依存性の算出

前節で 3000 V/cm までのドリフト電場の形成を確認した。この節ではドリフト電場により S1, S2 光量がどのように変化するか (電気的消光) について測定・解析する。データは 0 ∼ 3000 V/cm の各ドリフト電場において ^{22}Na 線源と ^{252}Cf 線源を照射して取得した。その際の実験セットアップは図

5.7 の様になっており、Run17.1 検出器と NaI(Tl) シンチレータ検出器のコインシデンストリガーでデータ取得を行った。取得したデータの詳細を表 9, 10 に示す。

表 9: ^{22}Na 線源データ取得条件

Run Number	ドリフト電場	取り出し電場	取得事象数
303	0 V/cm	4500 V/cm	1.364×10^5
389	100 V/cm	4500 V/cm	7.450×10^4
317	200 V/cm	4500 V/cm	1.245×10^5
319	300 V/cm	4500 V/cm	1.515×10^5
322	400 V/cm	4500 V/cm	1.665×10^5
323	500 V/cm	4500 V/cm	1.510×10^5
342	600 V/cm	4500 V/cm	3.250×10^5
350	800 V/cm	4500 V/cm	2.965×10^5
351	1000 V/cm	4500 V/cm	2.870×10^5
385	1200 V/cm	4500 V/cm	1.855×10^5
390	1500 V/cm	4500 V/cm	2.500×10^5
398	2000 V/cm	4500 V/cm	2.500×10^5
416	2500 V/cm	4500 V/cm	1.325×10^5
419	3000 V/cm	4500 V/cm	2.250×10^5

表 10: ^{252}Cf 線源データ取得条件

Run Number	ドリフト電場	取り出し電場	取得事象数
181	0 V/cm	4500 V/cm	3.499×10^6
423	200 V/cm	4500 V/cm	4.095×10^5
320	300 V/cm	4500 V/cm	1.180×10^5
321	400 V/cm	4500 V/cm	1.100×10^5
332	500 V/cm	4500 V/cm	4.000×10^5
345	600 V/cm	4500 V/cm	8.455×10^5
347	800 V/cm	4500 V/cm	3.985×10^5
384	1000 V/cm	4500 V/cm	6.500×10^5
383	1200 V/cm	4500 V/cm	6.430×10^5
391	1500 V/cm	4500 V/cm	9.900×10^5
411	2000 V/cm	4500 V/cm	9.415×10^5
417	2500 V/cm	4500 V/cm	6.940×10^5
426	3000 V/cm	4500 V/cm	9.425×10^5

最初に、^{22}Na 線源のデータを用いて電子反跳事象の各光量成分の電場依存性を算出する。まずは取得された全データに対して、データの質を確保するために様々な Cut をかけていく。以下にその概要について記す。

- Bad Event Cut
  DAQ (FADC) のバグにより、各 Channel に異なる事象が保存されているものを Cut

- Cross Talk Cut
  PMT 間で Cross Talk が発生している事象を Cut
- Pedestal RMS Cut
  Pedestal 領域 (信号前 4.8 ∼ 2.0 μs) の RMS が大きい事象を Cut
- S1Charge Cut
  Run17.1 検出器の S1 Total が無い事象を Cut
- Negative Charge Cut
  Pedestal 領域に信号がある事象を Cut

これらの Cut により、電気的なノイズや高エネルギー宇宙線が入射した際の S2 信号をトリガーにかけている事象を取り除いている。例として、ドリフト電場が 200 V/cm である RUN-317 の S1 Total 分布を図 5.19 に示す。この分布から Compton Edge 領域を式 (5.21) のように定義した。

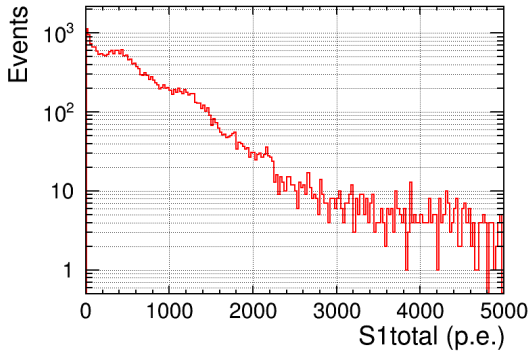

図 5.19: ^{22}Na 線源データの S1 Total 分布 (RUN-317)

$$800 \leq \text{S1 Total (p.e.)} \leq 1600 \tag{5.21}$$

さらに前節での解析と同様に、ドリフト電場 200 V/cm の RUN-317 を基準として、各電場において Compton Edge 領域を合わせるために χ^2 を用いてスケール値を算出する。各電場での基準点に対する光量比はこのスケール値の逆数とした。また、同様の解析を S1 Fast, S1 Slow, S2 に関しても行った。ただし、その際の Compton Edge 領域はそれぞれ式 (5.22)∼(5.24) のように定義した。図 5.20∼5.27 にスケール前後のそれぞれの分布を示す。

$$300 \leq \text{S1 Fast (p.e.)} \leq 600 \tag{5.22}$$

$$600 \leq \text{S1 Slow (p.e.)} \leq 1200 \tag{5.23}$$

$$6000 \leq \text{S2 (p.e.)} \leq 16000 \tag{5.24}$$

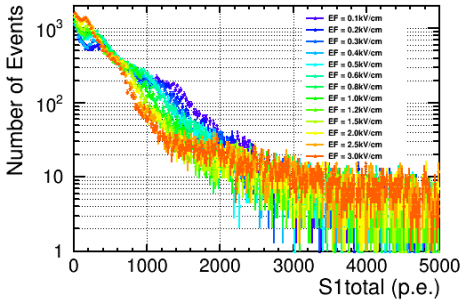

図 5.20: ^{22}Na 線源データの S1 Total 分布

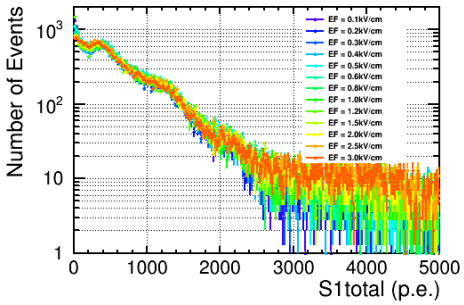

図 5.21: ^{22}Na 線源データの S1 Total 分布 (χ^2 を用いたスケール後)

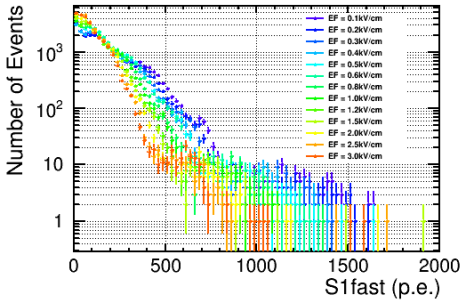

図 5.22: ^{22}Na 線源データの S1 Fast 分布

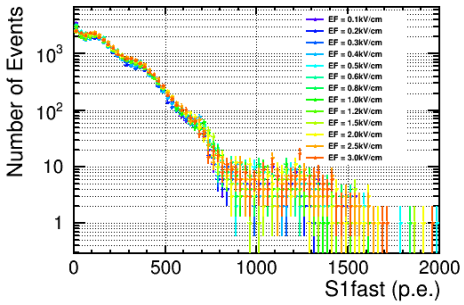

図 5.23: ^{22}Na 線源データの S1 Fast 分布 (χ^2 を用いたスケール後)

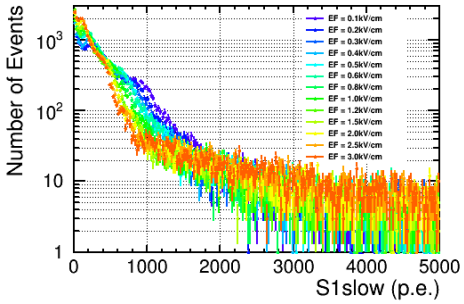

図 5.24: ^{22}Na 線源データの S1 Slow 分布

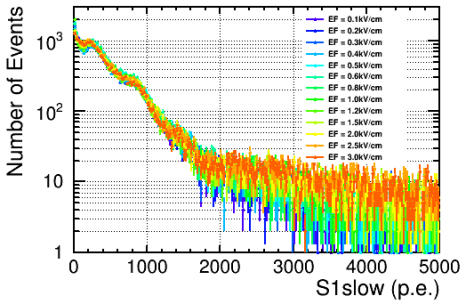

図 5.25: ^{22}Na 線源データの S1 Slow 分布 (χ^2 を用いたスケール後)

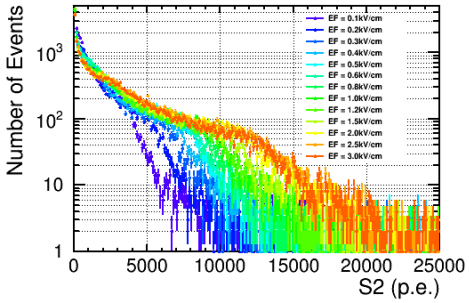

図 5.26: ^{22}Na 線源データの S2 分布

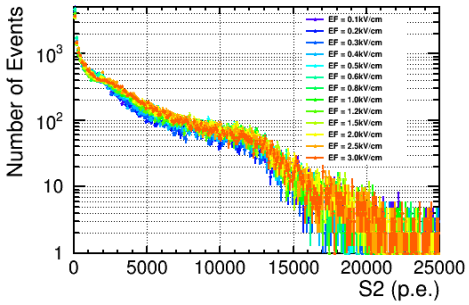

図 5.27: ^{22}Na 線源データの S2 分布 (χ^2 を用いたスケール後)

以上の解析により算出された各光量成分の電場依存性について図 5.28, 5.29 にまとめる。ここで S1 光量はドリフト速度が 0 V/cm のときに規格化されており、S2 光量はドリフト速度が 3000 V/cm のときに規格化されている。また、各光量成分は式 (5.10), (5.11) を用いて Fit を行っている。この図から分かるように、各光量成分の振る舞いは式 (5.10), (5.11) に概ね従っており、S1 光量はドリフト電場が大きくなるにつれて減少、S2 光量はドリフト電場が大きくなるにつれて増加している。S1 Fast と S1 Slow は電場依存性に違いが見られ、S1 Fast の方が依存性が小さいという結果を示している。このことは電子反跳事象の PSD パラメータが電場により変化する可能性を示唆している。

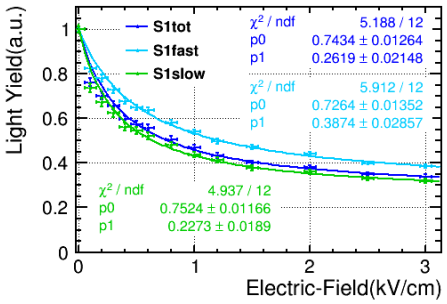

図 5.28: ^{22}Na 線源を用いた電子反跳事象の S1 光量の電場依存性

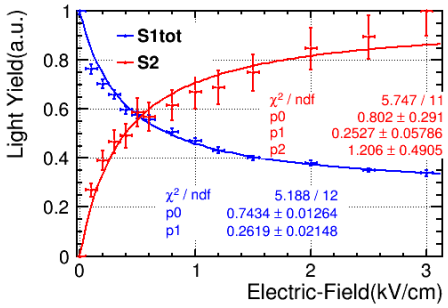

図 5.29: ^{22}Na 線源を用いた電子反跳事象の S1, S2 光量の電場依存性

次に ^{252}Cf 線源のデータを用いて原子核反跳事象の各光量成分の電場依存性を算出する。基本的な Cut は ^{22}Na データに行ったものと同じだが、^{252}Cf 線源の場合は原子核反跳事象を選別するのに以下の 2 つの Cut を追加している。

- TOF Cut
  TOF を用いて中性子事象を選別する
- Slow/Total Cut
  PSD のパラメータとして Slow/Total を用いて中性子事象を選別する

図 5.30 にドリフト電場 0 V/cm の RUN-181 の TOF 分布を示す。TOF$\sim$ 0 μs に鋭く分布しているのが γ 線、それ以降になだらかに分布しているのが中性子である。また、γ 線のピーク以前に分布しているのは環境放射線による Accidental Coincidence 事象で、これは時間によらず一定量存在している。これにより、式 (5.25) で定義した領域を選択することで中性子事象の比率を高めることが出

来る。

$$0.015 \leq \mathrm{TOF}\,(\mu\mathrm{s}) \leq 0.4 \tag{5.25}$$

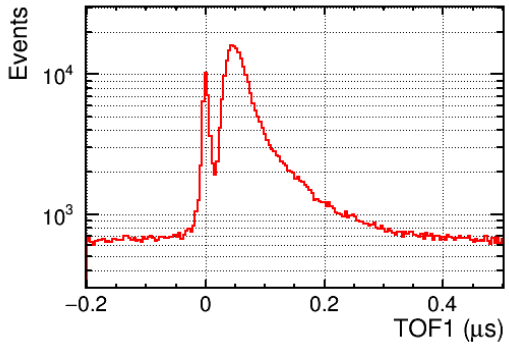

図 5.30: ^{252}Cf 線源の TOF 分布 (RUN-181)

また、Slow/Total のエネルギー依存性を図 5.31 に示す。Slow/Total は S1 光量に対する Slow 成分の割合であり、中性子による原子核反跳事象の場合には γ 線による電子反跳事象よりもその値が小さくなる。そのため中性子と γ 線による事象は 2 つのバンドに分かれている。この図を 50 p.e. 毎に区切り、Slow/Total 分布を Two Gaussian で Fit することにより中性子領域を定義した (図中 赤点線) 。さらに、Slow/Total の TOF 依存性を図 5.32 に示す。この図より、TOF Cut と Slow/Total Cut をかけることで強力な事象弁別能力があることが分かる。

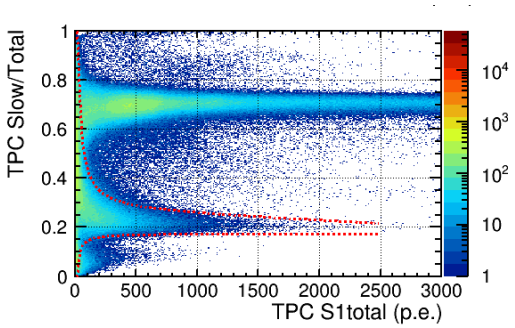

図 5.31: ^{252}Cf 線源の PSD 分布 (RUN-181)

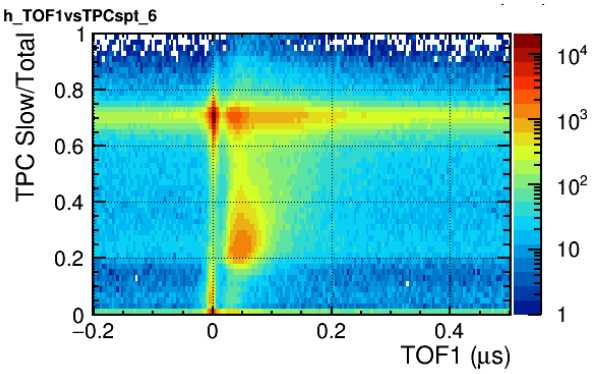

図 5.32: ^{252}Cf 線源の PSD 分布の TOF 依存性 (RUN-181)

ここまでの Slow/Total Cut までをかけた状態で、^{22}Na 線源データに行ったものと同様の解析を行う。ただし、^{252}Cf 線源から放出される中性子は明確なピークを持たない為、トリガーによるバイアスを受けない領域 (式 (5.26), (5.27)) で χ^2 の計算を行いスケール値を算出した。図 5.33〜5.36 にスケール前後のそれぞれの分布を示す。

$$200 \leq \text{S1 Total (p.e.)} \leq 1000 \tag{5.26}$$

$$50 \leq \text{S2 (p.e.)} \leq 1000 \tag{5.27}$$

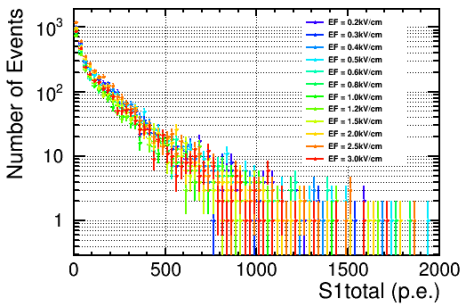

図 5.33: ^{252}Cf 線源データの S1 Total 分布

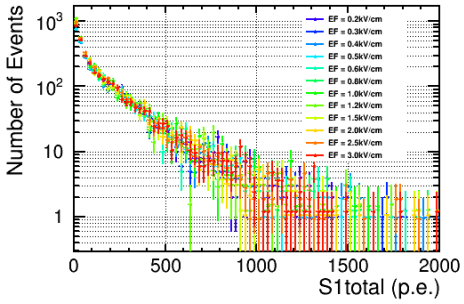

図 5.34: ^{252}Cf 線源データの S1 Total 分布 (χ^2 を用いたスケール後)

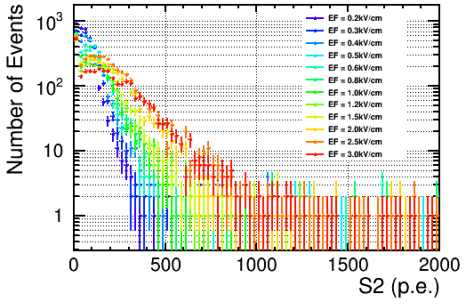

図 5.35: ^{252}Cf 線源データの S2 分布

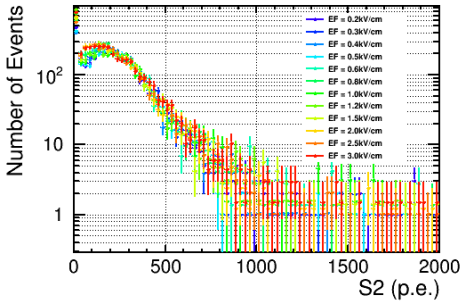

図 5.36: ^{252}Cf 線源データの S2 分布 (χ^2 を用いたスケール後)

以上の解析により算出された各光量成分の電場依存性について図 5.37 にまとめる。(あとで加筆)

この図から分かるように、S1 Total 分布は減少傾向を示すものの、電場に対する依存性は電子反跳事象に比べて極めて小さいことが分かる。また、S2 分布に関しても、電子反跳事象と同様に電場に対して増加傾向を示すものの、その傾斜が異なっており、3000 V/cm 以上の電場であってもさらに増加するような振る舞いを見せている。このことは、S1/S2 光量比を用いて事象弁別を行う場合にそのパラメータが電場に依存することを示唆している。

これらの電子反跳事象と原子核反跳事象の各光量成分の電場依存性の違いは、PSD 及び S1/S2 光量比を用いた ANKOK 実験の事象弁別能力に大きな影響を与えることが考えられる。そのため、これらの結果をもとに各電場での事象弁別能力を精査し、事象弁別能力を最大化するためのドリフト電場の最適化を行っていく必要がある。

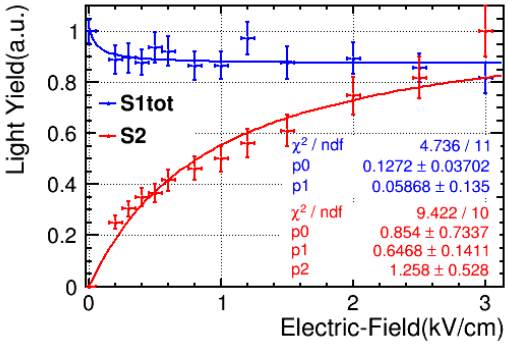

図 5.37: ^{252}Cf 線源を用いた原子核反跳事象の光量の電場依存性

5.6　消光因子の電場依存性の算出

前節では電気的消光の影響について算出した。この節では核的消光の消光因子の算出を行っていく。解析に用いたのは表 10 の内、RUN-181, 423, 332, 384, 411, 426 である。

まずはドリフト電場のかかっていない RUN-181 について解析を行っていく。中性子事象を選別するために Cut を行ったが、前節と同様に TOF, Slow/Total Cut までを行った。この時点での S1 Total 分布の中性子の入射エネルギー依存性を図 5.38 に示す。このときの中性子の入射エネルギーは TOF を式 (5.17) に代入することにより算出したものである。この図から中性子の入射エネルギーが高くなるにつれ、S1 Total 光量が増加していることが分かる。次にこの分布を入射エネルギー毎に区切って見ていく。例として入射エネルギー $E_{in} = 1435$ keV の分布を図 5.39 に示す。

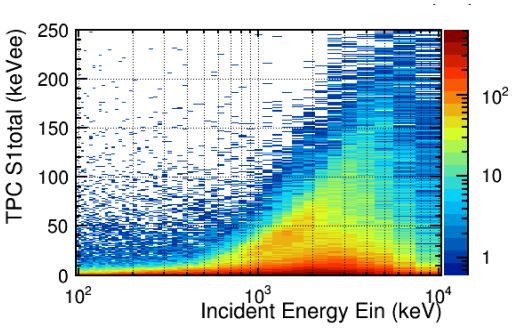

図 5.38: S1 Total 分布の中性子の入射エネルギー依存性 (RUN-181)

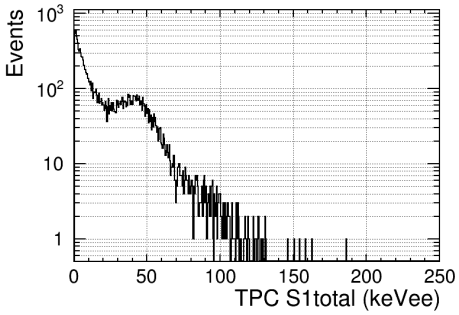

図 5.39: 入射エネルギー 1435keV における S1 Total 分布 (RUN-181)

この図では S1 Total ∼ 30 keVee に Edge のような特徴的な構造が見て取れる。この構造がどのような現象によるものなのか少し考えてみる。図 5.40 に ^{40}Ar に対する中性子の散乱断面積の角度・エネルギー分布を示す。これから分かるように、低エネルギー領域では $\cos\theta$ に対してフラットで、高エネルギー領域では $\cos\theta$ が最大もしくは最小、つまり前方後方散乱が多くなる。式 (2.6) についても併せて考えてみると、どちらのエネルギー領域においても、後方散乱が Edge を構成することが分かる。実際に式 (2.6) に $\theta = 180°$ を代入してみると、入射エネルギーから反跳エネルギーへの変換計数は $Factor = 0.095$ となる。そこで今回は、図 5.40 に示した散乱断面積から Toy Monte Carlo を生成して Fit を行った。具体的には、散乱断面積分布に従って乱数を生成し、それに式 (2.6) を用いて反跳エネルギーに変換。さらにその分布をエネルギー分解能 ΔE を用いて鈍らせて、消光因子、スケール値を用いて S1 Total 分布と合わせた。また、信号成分の Toy Monte Carlo だけではなく、TOF の Accidental 領域 $(-0.9 \leq TOF\ \mu\mathrm{s} \leq -0.2)$ の S1 Total 分布を Background 成分として定義し、信号成分と合わせてスケールを行っている。そのため、Fit に用いた変数はエネルギー分解能、消光因子、信号成分のスケール値、Background 成分のスケール値の 4 個である。入射エネルギー 1435 keV における Fit の様子を図 5.41 に示す。

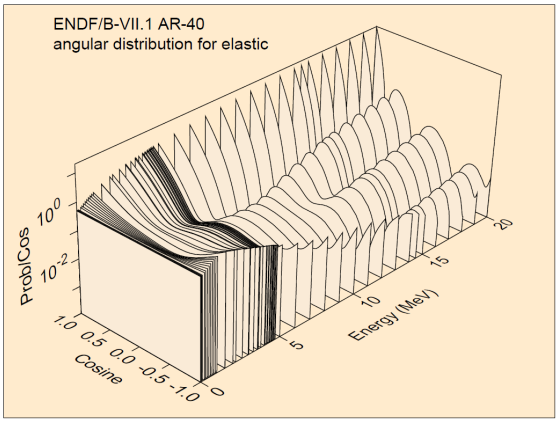

図 5.40: ^{40}Ar に対する中性子の散乱断面積の角度・エネルギー分布

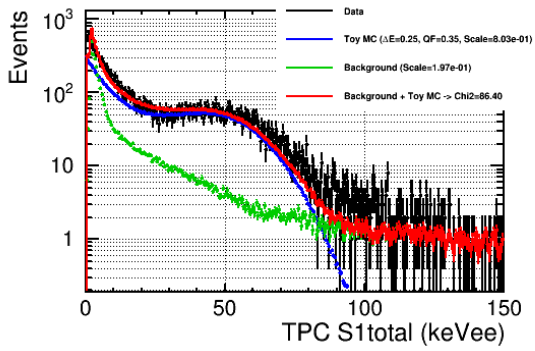

図 5.41: 入射エネルギー 1435keV における S1 Total 分布と Fit 結果 (RUN-181)

この Fit により算出された消光因子を図 5.42 に示す。このときの反跳エネルギーの誤差は、FADC の時間分解能が 4 ns であることと、検出器の大きさにより生じている。また、消光因子の誤差は Fit の誤差として一律に 10%を付けている。他実験の結果などと比較すると、Mei's Model よりは大きな値をとっているものの、他実験とは概ね同様の振る舞いをしており $L_{eff} \sim 0.35$ に分布している。ただし、実験ごとの振る舞いが大きく異なり、WIPM 探索において重要な 50 keV 以下の領域では結果を出すことが出来ていない。このことの主な原因としては、線源〜検出器間の物質が多いことが考えられる。今回の測定では、線源〜検出器間にステンレス容器、液体 Ar、検出器本体 (テフロン) が存在するが、他実験ではそれぞれの量が今回の測定と比べて少ない。そのため、検出器以前で反応した中性子が検出器に入射する事象を抑えることが出来、特に低エネルギー領域での Signal/Noise 比の向上が見込まれる。さらに解析方法を改善させることも考えられる。今回の Fit で用いた Background 成分は Accidental 領域から持ってきたものだが、実際には先程述べたように、検出器以前に反跳して事象も大きな Background となる。そこで Geant4 や PHITS などを用いて高精度な Simulation を行うことで、低エネルギー領域でも結果を算出することが可能だと考えられる。また、中性子の反跳エネルギーの誤差が他実験よりも大きいという問題もある。これは他実験ではビームなどの単色中性子源を使用しているのに対して、今回の測定では ^{252}Cf 線源を用いて TOF により中性子のエネルギーを決定していることに起因している。

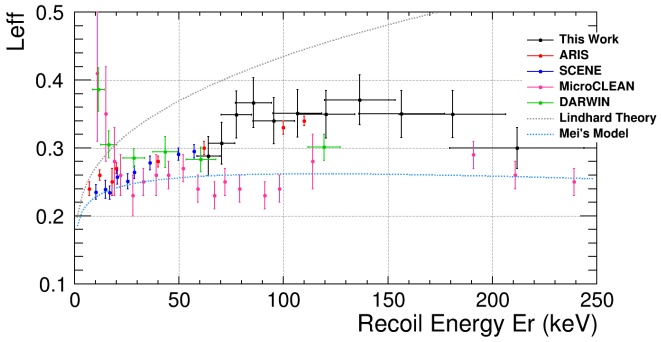

図 5.42: 消光因子の反跳エネルギー依存性 (0 V/cm)

次にドリフト電場がある場合について解析していく。解析方法はドリフト電場が無い RUN-181 と同様に、Slow/Total Cut までの Cut を行い、その後図 5.38 と同様に Fit を行った。さらに、Fit により消光因子を算出した結果を図 5.43 に示す。この図では今回の結果と SCENE 実験の結果を比較し

ている。SCENE 実験では反跳エネルギー 60 keVee 以下の結果しか存在しておらず、今回の結果とはエネルギー領域が被っていない。しかし、～ 60 keVee での結果では大きな違いは存在せず、またドリフト電場が強くなるにつれ L_{eff} が小さくなるという振る舞いは共通している。また、SCENE 実験では 970 V/cm 以下の電場でしか結果が出ていないのに対して、今回の解析では 1000 ～ 3000 V/cm の高電場領域での結果を算出している。このように、今回の実験結果は SCENE 実験に対して相補的な結果が得られたと言える。

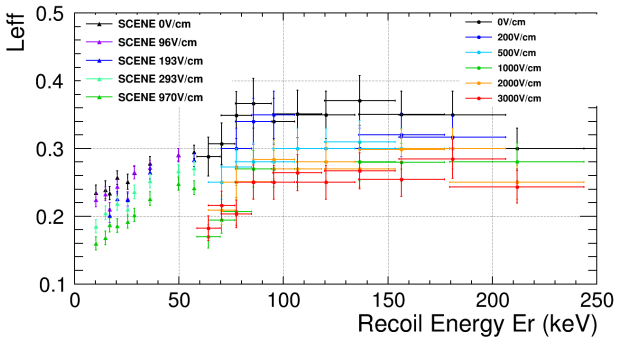

図 5.43: 消光因子のドリフト電場依存性

6　結論・今後の展望

本研究では最初に、検出器の大型化に対応することや、∼ 2000 V/cm 程度の高電場を検出器内に形成し事象弁別能力を最大化することを目的とした、30 段 Cockcroft-Walton 回路 (CW 回路) の設計・製作を行った。設計の段階では、電子回路シミュレーションソフト LTSpiceXVII を用いた CW 回路の各種性能評価や、有限要素法解析ソフト Femtet を用いた検出器内の電場一様性等の評価を行った。また、実際に製作する際には各種部品の低温試験や耐電圧試験を行い、液体 Ar 中でも使用可能な CW 回路の製作を行った。さらに、製作した CW 回路に関して空気中及び液体 Ar 中での性能評価を行った。これにより、段数及び交流電圧に対して線型性があることが確認できた。また、RunX, RunX-II の時点ではスパークによって 1300 V/cm までしか電場形成出来なかったものの、石英の厚さを倍にするなどの各種対策を行うことで、Run17.1 では 3000 V/cm までの高電場形成を実現することが出来た。

また、Run17.1 では高電場形成が実現出来たため、高電場での高品質な線源データを取得するに至り、電気的消光や核的消光について解析を行った。この結果として、電気的消光の振る舞いは電子反跳事象と原子核反跳事象で異なることが分かった。特に S1 光量の電場依存性は異なっており、PSD や S1/S2 光量比を事象弁別に用いている ANKOK 実験においては、電場が弁別能力に与える影響は大きいことが示唆された。さらに、核的消光の解析では、後方散乱ピークを用いることで消光因子の算出を行った。その結果は 50 keV 以上のエネルギーの高い領域であるものの、他実験と同様の振る舞いを確認することが出来た。また、3000 V/cm までの電場を形成した際の消光因子についても結果を算出した。この結果は SCENE 実験よりもエネルギー領域が高いものの、SCENE 実験を上回る高電場での結果が存在し、互いに相補的な結果を得ることが出来た。ただし、低エネルギー領域での結果の算出やエネルギーの誤差を小さくしていくためには、測定方法や解析手法を改善する必要があり、今後の課題と言える。

今後の展望としては、算出した消光因子や電場依存性をもとに分離能力の評価を行い、分離能力が最大化されるように電場の最適化を行っていく必要がある。また、今回製作した CW 回路では最終段電圧 ∼ 40 kV までしか印加を確認できていない。そのため、電場最適点が更なる高電圧を必要とした場合には、再度 CW 回路の評価を行い、必要があれば新規に CW 回路を設計・製作する必要がある。

謝辞

まず、本研究を行う機会や環境を与えてくださった寄田浩平教授には深く感謝しております。研究に対する指導を行っていただいただけではなく、物事を進める上での心構えなど生きていく上で大切なことを教えていただきました。田中雅士准教授は、無知な私に物理や研究に関する初歩的な事から厳しく教えていただきました。特に共に東濃地科学センターへ赴いたことは何時までも色褪せず、鮮明な記憶として残り続けることと思います。招聘研究員の蛯名幸二氏には特に研究室のシステム面に関してお世話になりました。二人で何度も酒を飲んだことは、研究に疲れた私にとって常に癒しとなっていました。秘書の坂本敦子氏には事務的な手続きで何度もお世話になりました。同じ ANKOK グループの先輩である鷲見さん木村さんには研究に関して様々なことを教えていただきました。同期の矢口君、竹村君、籾山君、益田君とは互いの研究について話し合い理解を深めたり、それ以上に普段の研究生活において多くの楽しい時間を共に過ごしたことが、日々の活力になっていたと思います。

私にとっては新しいことの連続で内容の濃い 3 年間でしたが、皆様のおかげでここまでやって来ることが出来たと思います。最後に、生活面や精神面で常に支えてくれた家族には深く感謝いたします。

参考文献

[1] F. Zwicky, “On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae”, Astrophys J., vol.86, p.217 (1937).

[2] K. G. Begeman, et al., “Extended rotation curves of spiral galaxies : dark haloes and modified dynamics”, MNRAS, 249, 523 (1991).

[3] ESA and the Planck Collaboration, “Planck’s new cosmic recipe”, http://sci.esa.int/planck/51557-planck-new-cosmic-recipe/ (2013).

[4] P. Cushman, et al., “Snowmass CF1 Summary : WIMP Dark Matter Direct Detection”, arXiv : 1310.8327 (2013).

[5] R. Bernabei, et al [DAMA Collaboration]., “First results from DAMA/LIBRA and the combined results with DAMA/NaI”, Eur. Phys. J. C 56, 333 (2008)

[6] C. E. Aalseth, et al. [CoGeNT Collaboration], “CoGeNT : A search for low-mass dark matter using p-type point contact germanium detectors”, Phys. Rev. D 88, 012002 (2013)

[7] E. Aprile, et al. [XENON100 Collaboration], “Dark Matter Results from 225 Live Days of XENON100 Data”, Phys. Rev. Lett. 109, 181301 (2012)

[8] 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)

[9] P. Agnes, et al. [DarkSide Collaboration], “First results from the DarkSide-50 dark matter experiment at Laboratori Nazionali del Gran Sasso”, Phys. Lett. B 743, 456 (2014)

[10] P .Benetti, et al. [WArP Collaboration], “First results from a dark matter search with liquid argon at 87 K in the Gran Sasso underground laboratory”, Astro Phys. 28, 495 (2008)

[11] 木村 眞人, “暗黒物質直接探索実験 ANKOK における液体 Ar 応答と電子反跳背景事象の理解”, 早稲田大学修士論文 (2017)

[12] E. Aprile, et al., “Noble Gas Detectors” (2006)

[13] Struck Innovative Systeme, SIS3316 DataSheet (2014)

[14] J. M. Carmona, et al., “Neutron background at the Canfranc underground laboratory and its contribution to the IGEX-DM dark matter experiment”, Astro Phys. 21, 523 (2004)

[15] J. Thomas and D. A. Imel, “Recombination of electron-ion pair in liquid argon and liquid xenon”, Phys. Rev. 36, 614 (1987)

[16] S. Amoruso, et al. [ICARUS Collaboration], “Analysis of the liquidargon purity in the ICARUS T600 TPC”, Nucl. Inst. Meth. A 516, 68 (2004)

[17] Linear Technology, http://ltspice.linear-tech.com/software/LTspiceXVII.exe

[18] ムラタソフトウェア, 電磁波解析/磁場解析/熱伝導解析ソフト Femtet®, ver2014.1.

[19] KEMET, R75QN31004000J Datasheet (2017)

[20] Vishay, RGP02-20-E3 Datasheet (2016)

[21] Ohmite, Slim-Mox Series Datasheet (2017)

[22] 浜松ホトニクス, R11065 DataSheet (2009)

[23] J. Lindhard, M. Scharff and H. E. Schiøtt, “Range Concepts and Heavy Ion Ranges”, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 33, No.14 (1963)

[24] D. -M. Mei, et al., “A Model of Nuckear Recoil Scintillation Efficiency in Noble Liquids”, arXiv : 0712.2470v2 (2008)

[25] J. B. Birks, “Scintillations from Organic Crystals : Specific Fluorescence and Relative Response to Different Radiations”, Proc. Phys. Soc. A 64, 511 (1951)

[26] Dan Gastler, et al., “Measurement of scintillation efficiency for nuclear recoils in liquid argon”, Phy. Rev. c 85, 065811 (2012)

[27] W. Creus, et al., “Scintillation efficiency of liquid argon in low energy neutron-argon scattering”, arXiv : 1504.07878v2 (2015)

[28] P. Agnes, “Measurement of the liquid argon energy response to nuclear and electric recoils”, arXiv : 1801.06653v1 (2018)

[29] H.Cao, et al. [The SCENE Collaboration], “Measurement of scintillation and ionization yield and scintillation pulse shape from nuclear recoils in liquid argon”, arXiv : 1406.4825v4 (2015)

[30] Akira Hitachi, et al., “Scintillation and ionization yield for a particles and fission fragments in liquid argon”, Phys. Rev. A 35, No.9 (1987)

[31] R. Acciarriet, et al., “Oxygen contamination in liquid Argon : combined effects on ionization electron charge and scintillation light”, JINST 5 (2010)

[32] R. Acciarriet, et al., “Effects of Nitrogen contamination in liquid Argon”, JINST 5 (2010)

[33] 鈴木 優人, “神岡地下実験室における液体シンチレータを用いた環境中性子測定”, 早稲田大学修士論文 (2017)

学籍番号: 5316A027-8

研究活動の不正行為　定義確認書

2018 年　1 月　25 日

早稲田大学大学院先進理工学研究科長　殿

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　2 年

本人氏名　菊地 崇矩

（自署）

私は、裏面に記載のある研究活動の不正行為に関する定義を理解し、修士論文提出において、不正行為または不正行為と疑われる行為を一切行っていないことを誓約します。なお、当該行為を行なうと、厳重な処分（無期停学・当該学期成績無効・修士論文不合格等）を受けること、学位取得後であっても学位取消となることを十分に認識した上で、論文を執筆しました。