

修士論文

暗黒物質探索に向けた気液 2 相型
アルゴン光 TPC 検出器の物理感度評価

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

杉田 慎一郎

2013 年 2 月 8 日

概要

素粒子物理学とは、物質の素となる最も小さい粒子とは何か、またそれらにはどのような力が働いているのかといった根源的な問いに答えるための学問であり、宇宙の始まりや成りたちなどにおける様々な謎を解き明かすことができると考えられている。

暗黒物質は宇宙論的・天文学的な様々な観測事実からその存在を確実視されているが、それがどのようなものか未だに良く理解されていない。本研究室では、暗黒物質の候補である WIMP の直接探索を主眼に置き気液 2 相型アルゴン光 TPC 検出器の研究開発を進めており、将来的に、地下実験施設において 100kg×100days の大型化・長期運用実験を行い物理結果を出すことを目指している。物理目標は、液体アルゴンを用いた先行実験である WARP 実験に比べて 100 倍以上の 10^{-44} cm^2 で、さらに WIMP 質量 $10\text{GeV}/c^2$ 付近の低質量領域に対しても十分な到達感度をもつような実験結果を出すことである。本研究では、まず計算により液体アルゴンを用いた 100kg×100days の実験で達成しうる到達感度、および光の検出効率がこれにどのような影響をもたらすかを見積もった。次に、Geant4 シミュレーションを用いて 100kg 検出器を構築し、さまざまな検出器の構成を仮定して光の収集効率の計算を行った。その結果、側面に反射板を配置し、上下面に光電子増倍管を置いた場合、収集効率が 21.8% という結果が得られ、先に述べた到達感度を達成するためには十分な値であることが分かった。また、75L プロトタイプ検出器を用いた検出器の背景事象分離能力評価を目的としたテスト実験を行い、背景事象となるガンマ線に対して十分な分離能力があることを確認した。

目次

1	序論	4
1.1	暗黒物質	4
1.2	暗黒物質の候補	4
1.3	Weak Interacting Massive Particle : WIMP	7
1.4	WIMP 直接探索	7
2	気液 2 相型アルゴン光 TPC 検出器	14
2.1	液体アルゴンでの物理	14
2.2	気液 2 相型光 TPC 検出器	19
2.3	WIMP 検出原理	19
3	物理感度評価	20
3.1	概要	20
3.2	光収集効率の評価	21
3.3	100 kg×100 days の実験における物理感度	23
4	プロトタイプ検出器を用いたテスト実験	25
4.1	75L プロトタイプ検出器	25
4.2	テスト実験概要	29
5	背景事象の分離能力評価	30
5.1	使用データ	30
5.2	事象選別	30
5.3	結果と考察	30
6	今後の展望	32
6.1	検出器の大型化	32
6.2	地下実験に向けて	33
7	謝辞	34
	付録 A 付録	36

図目次

1.1	渦状銀河 NGC3198 の回転曲線	5
1.2	形状因子 (Helm form factor) : $F^2(q)$	10
1.3	WIMP と Ar・Xe 原子核散乱レートの反跳エネルギー分布	11
1.4	暗黒物質直接探索の現状	12
2.1	アルゴンにおけるシンチレーションとイオン化過程の概念図	16
2.2	電離電子再結合の電場依存・LET 値依存性	17
2.3	液体アルゴン中における電子のドリフト速度の電場依存性	18
3.1	WIMP の質量を $50\text{GeV}/c^2$ 反応断面積を $1.0 \times 10^{-44} \text{cm}^2$ とした場合の WIMP とアルゴン原子核の反応レート、左：反跳エネルギー E_R の関数・右：検出光子数 N_{pe} の関数	20
3.2	Geant4 で構築した 100kg 検出器	21
3.3	rZ 平面における光子の収集効率の分布	23
3.4	100 kg×100 days における各収集効率での上限値	24
3.5	WIMP の質量: 5, 10, 50, $100\text{GeV}/c^2$ での到達感度の光収集効率依存性	24
4.1	検出器の概観	25
4.2	左からアノード・シェイパー・グリッドの写真	26
4.3	今回の実験で使用した光電子増倍管、左：R11065、右：R6041-06MOD	26
4.4	テスト実験における PMT の配置図（図でのタグ付けについて、J は R11065、 meg はそれぞれ R6041-06MOD を表す。）	27
4.5	コッククロフト・ウォルトン回路	28
4.6	γ 線データ取得トリガーのセットアップ (左) と論理回路 (右)	30
5.1	S1 波形の平均とフィット結果	31
5.2	S1 信号量にたいする S2/S1 比の分布	32

表目次

2.1	液体アルゴンの各パラメータ	14
2.2	液体アルゴンにおけるドリフト電場 1 kV/cm での K 値	18
3.1	Config.1 ~ 4 の各場合での収集効率の平均	22

1 序論

この宇宙の大部分は我々人類が検知することが出来ない物質に満たされているということは、宇宙論における最も重要な発見の一つである。宇宙のエネルギー密度の内、目に見える物質の寄与はたった 5% であり、残りの 95% は未だに観測されずに存在している新たなエネルギーの形式であると考えられている。現在の宇宙論では、これは二つの要素から成り、そのうち一つは物質で全体の 25% を占めていると示している。今日では、これを暗黒物質 (Dark Matter) とよぶ。暗黒物質は物理学において大きな興味の対象で、これを自然に説明するために数々の理論が発表されてきた。さらに、これらの理論を検証するための実験も行われており、我々の研究室でも、暗黒物質の直接探索を主眼に置き研究開発を行っている。

この章では、暗黒物質とその有力な候補である WIMP (Weakly Interacting Massive Particle) についての紹介を行う。

1.1 暗黒物質

1.1.1 暗黒物質とは

宇宙は目に見えない物質を含んでいるということを示す最も初めに観測された証拠は、渦状銀河の回転曲線である。銀河の明るい質量の大部分はその中心に集まって存在している。したがって銀河の星の運動は、惑星のようにある質量のまわりを回る物体と同じはずであると考えられる。この場合、銀河の回転速度は、銀河中心からの距離を r としたときに、 $r^{-\frac{1}{2}}$ に比例する。しかし実際の観測では、この回転速度は銀河の中心からとても離れた場所でも一定であった。図 1.1 に、渦状銀河 NGC3198 で観測された銀河中心からの距離に対する回転速度の変化を黒点で示す。このことから大きな半径における星やガスの軌道速度は、星とガスだけが物質であるとした場合よりも大きい、ということになる。従って、見えている銀河の円盤部分を取り巻いている目に見えない物質すなわち暗黒ハローの存在が予測できる。この暗黒ハローの質量は、高速の星やガスが銀河間空間に飛びさってしまわないために必要な重力の錨となっている。

1.2 暗黒物質の候補

暗黒物質が存在するという証拠が否定しがたいと分かると、自然とそれがどのようなものであるのかという疑問が生じてきた。暗黒物質の候補は、超対称性理論や余剰次元などの新しい理論のみならず標準理論の枠内にも存在している。暗黒物質の候補にはいくつかの分類がされている。一つ目は、銀河内で非相対論的に運動する冷たい暗黒物質 (Cold Dark Matter) であるか相対論的に運動する熱い暗黒物質 (Hot Dark Matter) であるかということ。次に、バリオンか非バリオンであるかという分類である。

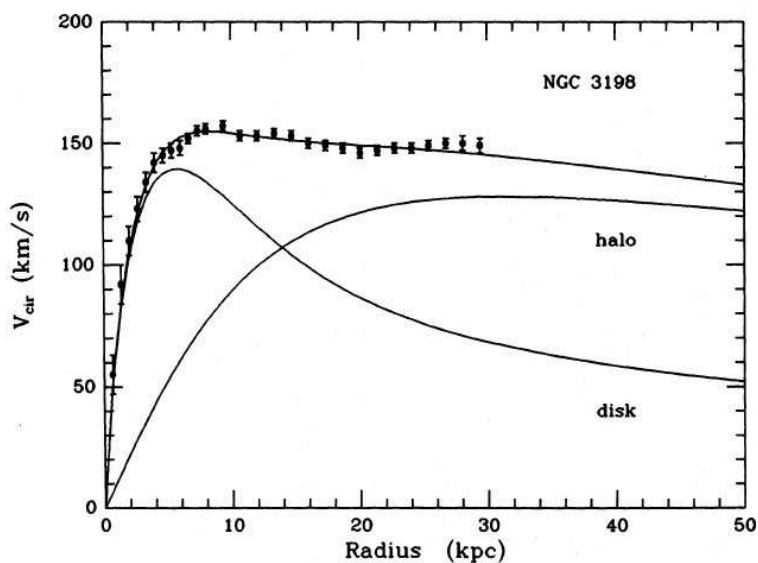


図 1.1 渦状銀河 NGC3198 の回転曲線

• MACHO

MACHO(Massive Compact Halo Object) は、褐色矮星・ブラックホールの残骸・白色矮星・中性子星など質量が大きく光を出さない天体である。現在の観測では、MACHO のみでは暗黒ハローの質量すべてに相当せず、これが暗黒物質そのものであるという根拠は薄い。

• ニュートリノ

熱い暗黒物質の候補の一つが標準理論でのニュートリノである。ニュートリノ振動の実験において標準理論のニュートリノは質量ゼロではないことが分かったため、これは理想的な暗黒物質候補となった。しかし、この質量は現在とても小さいとされており、暗黒物質全体の質量に相当するためには銀河内に閉じ込められていなければならない、これはパウリの原理に矛盾してしまう。さらに、熱い暗黒物質候補には、非常に高速で運動しているために集団となることができず、現在の宇宙の大規模構造を形成することができない。これらのことから、ニュートリノが暗黒物質そのものであるとは言えなかった。

• グラビティーノ

グラビティーノは超対称性理論におけるグラビトンの超対称性パートナーである。いくつかの超対称性が破れたシナリオでは、これが最も軽い超対称性粒子で安定になると考えられている。

• アクシオン

アクシオンは強い相互作用における CP 対称性の破れの問題を解決するために導入された粒子であるが、暗黒物質の候補としても研究対象になっている。実験的、また超新星 1987A の観測などからアクシオンの質量には以下のような制限がつけられている。

$$M_{axion} < 0.01\text{eV} \quad (1.2.1)$$

アクシオンは他の粒子との相互作用が非常に弱いため、宇宙初期において熱平衡状態にはなかったということが分かっている。しかし、生成過程などの詳しい性質が分かっていないためにアクシオンの残留密度の計算には不定性が大きい等の問題があるが、現在の制限に反しないパラメータ領域も存在しており、暗黒物質の候補の一つとして考えられている。

• WIMP(Weakly Interacting Massive Particle)

暗黒物質の候補として現在最も有力なものが WIMP(Weakly Interacting Massive Particle) である。WIMP という名前は、他の粒子と重力相互作用・弱い相互作用しかないということから名付けられた。

WIMP: χ は、ニュートリノと同じく宇宙の初期段階に熱的に生成されたと考えられており、宇宙温度 T が WIMP の質量 M_χ より小さくなるまで、熱的、化学的平衡状態を保ちながら存在してきた。その状態では、WIMP の生成は行われぬが消滅は続き、そのレートが宇宙の膨張率 H を下回るまで消滅が続くことになる。こうなると WIMP の運動は止まり、その数密度 n_χ は近似的に質量の大きな非相対論的物質の理論にしたがって、近似的に

$$n_\chi \approx 4 \left(\frac{M_\chi k T_f}{2\pi \hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left(-\frac{M_\chi c^2}{k T_f} \right) \quad (1.2.2)$$

で表される。ここで、 T_f は WIMP の運動が静止する温度である。 $M_\chi \sim 10 \text{ GeV}/c^2$ では、WIMP の残留量は以下のように表される。

$$\Omega_\chi h^2 \simeq \frac{3 \times 10^{-28}}{\langle \sigma_{\chi\chi} v \rangle} \text{cm}^3/\text{s} \quad (1.2.3)$$

$\Omega_\chi h^2 \sim 0.1$ のとき、(1.2.3) から WIMP が消滅する断面積 $\sigma_{\chi\chi}$ は弱い相互作用のスケールになる。これは消滅過程を支配する行列要素の大きさのオーダーが弱い力の結合定数 G_F に一致していることによる。また天文学的な議論から、ある熱的な残存が暗黒物質であるというためには、WIMP は $\sim \text{GeV}$ の質量領域にあることが予想される。

素粒子物理学の視点からも WIMP の存在が期待されている。標準理論においてこれまで唯一未発見であったヒッグス粒子と思われる粒子が 2012 年 7 月に発見された。ヒッグスの質量は $O(100)\text{GeV}/c^2$ という理論的制限がかけられており、実際に観測された粒子の質量は $125\text{GeV}/c^2$ であった。もしこれが標準理論で予想されたヒッグス粒子であった場合、なぜ輻射補正の二次発散がヒッグス粒子の質量に対してプランクスケールほどの大きさとなるような影響を及ぼさないのかということとはわかっていない。この問題は階層性問題とよばれ

るが、この問題はもしこれらの輻射補正を抑制し、ヒッグス粒子の質量を適切なファインチューニングによって保つような新たな理論があれば解決する。このような新しい物理では、質量が $10 \sim 100 \text{ GeV}/c^2$ の新たな粒子を要請し、それらのうち安定なものは暗黒物質の候補になると考えられている。

1.3 Weak Interacting Massive Particle : WIMP

1.4 WIMP 直接探索

地球が速度 $v_E \approx 250 \text{ km/s}$ で、密度 $\rho_\chi \approx 0.4 \text{ GeV}/c^2/\text{cm}^3$ の暗黒物質ハローの中を動いている場合、WIMP の質量を 100 GeV と仮定すると、地球上では $\sim 10^5 / \text{cm}^2/\text{s}$ のフラックスで入射しているはずである。しかし、WIMP は予想される質量領域では反応断面積は非常に小さい ($\sigma \sim 10^{40} \text{ cm}^2$ 以下)。

WIMP の直接探索とは、非相対論的で弱い相互作用しかない粒子が、あるターゲットの原子核と弾性散乱し、反跳した原子核が落とすエネルギーを非常に高感度の検出器で検出することによって行われる。ここでは、予想される WIMP と原子核の散乱のレートについて理論計算を行った後、背景事象の物理感度への影響について議論する。また、2013 年 1 月現在の WIMP 直接探索の現状について紹介し、我々の実験が目指す物理目標について述べる。

1.4.1 WIMP と原子核の反応レート

始めに WIMP について特別なモデルの仮定などを考慮せずに、地球上に置かれた検出器との反応レートおよびその検出器での反跳エネルギーについて一般的な議論を行う。

まず WIMP が銀河の静止系で、マクスウェル分布に従って等温的に存在していると仮定するとその速度分布は、

$$f(v, v_E) d^3v = e^{-\frac{(v+v_E)^2}{v_0^2}} d^3v \quad (1.4.1)$$

と表すことができる。ここで v_0 は予想される地球に対する WIMP の速度、 v_E は銀河の静止系での地球の速度である。今回は、WIMP の速度は太陽系の移動速度として $v_0 \approx 220 \text{ km/s}$ という値を用い、地球の速度に関しては、 $v_E \approx 232 \text{ km/s}$ として計算を行う。後者は、本来は一年における年変化を考慮してその値を用いなければならないが、今回は簡単のため一年の平均値を用いている。

WIMP の位相空間分布はその数密度 n_0 に相関があり、関係式は以下のように書き下せる。

$$dn = n_0 \frac{f(v, v_E) d^3v}{\int_0^{v_{esc}} f(v, v_E) d^3v} \quad (1.4.2)$$

ここで v_{esc} は WIMP の脱出速度（つまり WIMP がハローの重力から逃れられる速度）であり、今は $v_{esc} \approx 544 \text{ km/s}$ としている。この式の分母は最適な規格化を表す。

これらの式から、WIMP が質量数 A の標的原子核と散乱する割合の微少変化は、

$$\begin{aligned} dR &= \frac{N_0}{A} \sigma v dn \\ &= \frac{0.932 N_0}{M_T} \sigma n_0 \frac{v f(v, v_E) d^3 v}{\int_0^{v_{esc}} f(v, v_E) d^3 v} \end{aligned} \quad (1.4.3)$$

と表すことができる。ここで、 N_0 はアボガドロ数で、 σ は標的原子核と WIMP の散乱断面積である。(1.4.3) の 2 行目は原子の質量数 A の単位を GeV/c^2 に変換し、(1.4.2) を代入して得られる。また WIMP の数密度は、WIMP の質量密度 $\rho_\chi = 0.3 \text{GeV}/c^2/\text{cm}^3$ と質量 M_χ とすれば $n_0 = \rho_\chi/M_\chi$ となるので、(1.4.3) は WIMP の速度 v の関数として

$$dR = \frac{0.932 N_0}{M_T} \sigma \frac{\rho_\chi}{M_\chi} \frac{v e^{-\frac{(v+v_E)^2}{v_0^2}} d^3 v}{\int_0^{v_{esc}} e^{-\frac{(v+v_E)^2}{v_0^2}} d^3 v} \quad (1.4.4)$$

上式において、 σ と M_χ 以外はすべて天体物理学の仮定から値を出すことができる。われわれはある WIMP 質量 M_χ を考えたときに、WIMP の散乱レートを測定することで WIMP の散乱断面積 σ を精密に算出することができる。 dv^3 の位相空間では R を測定することができないため、(1.4.4) のような微分形では使い辛い。そこで、この微分形の反応レートを検出器内で測定された反跳エネルギー E_R に対して書き直す。

エネルギー $E = \frac{1}{2} M_\chi v^2$ の WIMP が 質量 M_T の標的原子核と散乱したとすると、その原子核の反跳エネルギーは以下のように書ける。

$$E_R = \frac{1}{2} E \cdot r (1 - \cos \theta) \quad (1.4.5)$$

ここで、 $r \equiv 4M_T M_\chi / (M_T + M_\chi)^2$ である。等方散乱を仮定すると、 E_R は $0 \leq E_R \leq E \cdot r$ を満たして一様に分布する。従って、反跳エネルギーに対するレートの微少変化は

$$\frac{dR}{dE_R} = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \frac{dR(E)}{E \cdot r} \quad (1.4.6)$$

右辺の積分を WIMP のエネルギーから速度に直して (1.4.4) を用いると以下の式を得る。

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{1.894 N_0}{M_T} \sigma \frac{\rho_\chi}{r M_\chi^2} \frac{\int_{v_{min}}^{v_{max}} \frac{1}{v} e^{-\frac{(v+v_E)^2}{v_0^2}} d^3 v}{\int_0^{v_{esc}} e^{-\frac{(v+v_E)^2}{v_0^2}} d^3 v} \quad (1.4.7)$$

今 $v_E = 0$ 、 $v_{esc} = \infty$ とする。上式は簡単に書き下せて

$$\frac{dR(0, \infty)}{dE_R} = \frac{R_0}{E_0 r} e^{-\frac{E_R}{E_0 r}} \quad (1.4.8)$$

となる。ここで、 R_0 、 E_0 は $v_E = 0$ 、 $v_{esc} = \infty$ での全散乱レートと WIMP のエネルギーである。 R_0 は、一般的に $\text{kg}^{-1} \text{day}^{-1}$ を単位として

$$R_0 = \frac{361}{M_\chi M_T} \left(\frac{\sigma}{1 \text{pb}} \right) \left(\frac{\rho}{0.3 \text{GeV} c^{-2} \text{cm}^{-3}} \right) \left(\frac{v_0}{220 \text{kms}^{-1}} \right) \quad (1.4.9)$$

とかける。 M_χ 、 M_T は単位を GeV/c^2 とする。

また、

$$E_0 = \frac{1}{2} M_\chi v_0^2 = \frac{v_0^2}{v^2} E \quad (1.4.10)$$

となる。

$f(v, v_E) = e^{-(v+v_E)^2/v_0^2}$ とし、 $k = \int_0^{2\pi} d\phi \int_{-1}^1 d(\cos \theta) \int_0^{v_{esc}} f(v, v_E) v^2 d^3v$ とする。 $v_{esc} = \infty$ のときの k の値 $k_0 = (\pi v_0^2)^{\frac{3}{2}}$ を用いると、(1.4.7) から以下の式を得られる。

$$\begin{aligned} \frac{dR(0, v_{esc})}{dE_R} &= \frac{k_0}{k_1} \frac{R_0}{E_0 r} \left(e^{-E_R/E_0 r} - e^{-v_{esc}^2/v_0^2} \right) \\ &= \frac{k_0}{k_1} \frac{R_0}{E_0 r} \left[\frac{dR(0, \infty)}{dE_R} - \frac{R_0}{E_0 r} e^{-v_{esc}^2/v_0^2} \right] \end{aligned} \quad (1.4.11)$$

$$\frac{dR(v_E, v_\infty)}{dE_R} \sim c_1 \frac{R_0}{E_0 r} e^{c_2 \frac{E_R}{E_0 r}} \quad (1.4.12)$$

$$\frac{dR(v_E, v_{esc})}{dE_R} = \frac{k_0}{k_1} \left[\frac{R(v_E, v_\infty)}{dE_R} - \frac{R_0}{E_0 r} e^{-v_{esc}^2/v_0^2} \right] \quad (1.4.13)$$

ここで、 k_1 は $v_{esc} \neq \infty$ での k の値で、 $E_r f(x) = 1/\sqrt{\pi} \int_0^x \exp(-t^2) dt$ の関数形を用いて

$$k_1 = k_0 \left[E_r f\left(\frac{v_{esc}}{v_0}\right) - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{v_{esc}}{v_0} e^{-v_{esc}^2/v_0^2} \right] \quad (1.4.14)$$

とかける。また、 $c_1 = 0.751$ 、 $c_2 = 0.561$ は $v_E = 244.0 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ でのパラメータである。

次に、WIMP の散乱についての物理的な考察を加えていく。スカラー型の WIMP と原子核の相互作用は、陽子・中性子それぞれに対しての結合定数 f_p 、 f_n で特徴づけられる。運動量移行がゼロの極限では、個々の原子核に対する散乱振幅は単純に足し算となり、以下のような WIMP と原子核のスピンに依存しない反応断面積が与えられる。

$$\sigma_{SI}^0 = \frac{4}{\pi} \mu_{\chi N}^2 [Z f_p + (A - Z) f_n]^2 \quad (1.4.15)$$

ここで、 $\mu_{\chi N} = M_\chi M_N / (M_\chi + M_N)$ は WIMP と原子核の換算質量を表し、 A 、 Z はそれぞれ質量数および原子番号である。超対称性モデルでは $f_p \approx f_n$ と予想され、 $\sigma_{SI}^0 \propto A^2$ を意味する。また、標的として重い原子核で構成されている検出器を選べば、スピンに依存しない相互作用に対しての感度が上がる事がいえる。

現実的には、WIMP と原子核の衝突には $q = \sqrt{2M_T E_R}$ の運動量移行が生じる。 q が十分大きければ、WIMP は物質波 ($=\hbar/q$) として原子核の内部まで侵入できるようになり、散乱振幅に不完全に干渉して反応断面積を小さくする。従って、反応断面積の微少変化は形状因子 (form factor) $F^2(q)$ を必要とし以下のように書き下される。

$$\frac{d\sigma_{SI}}{dq^2} = \frac{4}{\pi} \mu_{\chi N}^2 [Z f_p + (A - Z) f_n]^2 F^2(q) \quad (1.4.16)$$

この $F^2(q)$ にはいくつかの形式が存在するが、ここでは一般的な Helm form factor を用いる：

$$F(q) = 3 \frac{j_1(qr_n)}{qr_n} e^{-q^2 s^2 / 2} \quad (1.4.17)$$

ここで、 r_n は原子核半径、 s は原子核最外殻の厚さを表す。これらは以下の値を用いる。

$$\begin{aligned} r_n^2 &= c^2 + \frac{7}{3} \pi^2 a^2 - 5s^2 \\ c &= 1.23 A^{1/3} - 0.60 \text{ fm} \\ a &= 0.52 \text{ fm} \\ s &= 0.9 \text{ fm} \end{aligned} \quad (1.4.18)$$

(1.4.17) の形状因子を反跳エネルギーの関数として表した図を 1.2 に示す。この形状因子は (??) に単純に乗算することで適用することができる。最終的に、上式においてレートの微小変化を積分することで、反応レートを求めることができる。図 1.3 に WIMP 質量 $50 \text{ GeV}/c^2$ 、 $\sigma_{SI} = 10^{-44} \text{ cm}^2$ での反応レートの反跳エネルギー変化を示す。この時の積分範囲は検出可能な反跳エネルギーによって決まることがわかる。図 1.3 から分かるように、反応レートは指数関数的に減少していくため、実験的に検出可能な反跳エネルギーの閾値を下げるのが非常に重要となる。

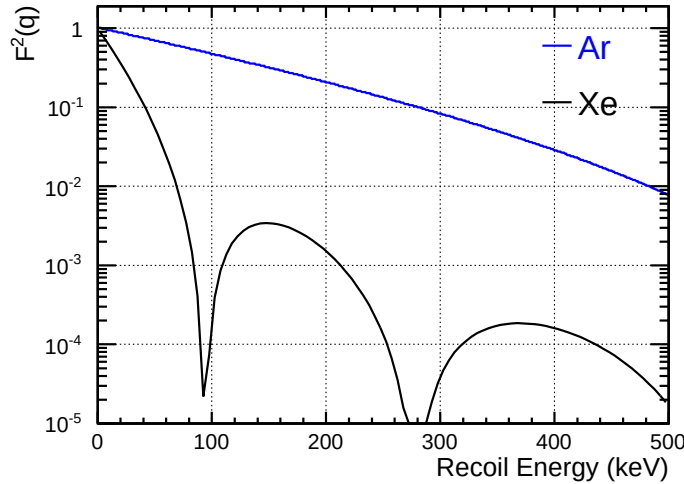


図 1.2 形状因子 (Helm form factor) : $F^2(q)$

1.4.2 背景事象

WIMP の直接探索には、大量の背景事象から一握りの WIMP と原子核との相互作用を検出し、その散乱レートやスペクトルの特徴から性質の制限をかけることが必要とされる。手段として事象毎に背景事象と分離し WIMP の同定を行う、またよく知られた背景事象に加えて信号の天体物理学的な時期変動を探索するなどの方法があり、これらは特有な性質をもつ検出器を用いて行わ

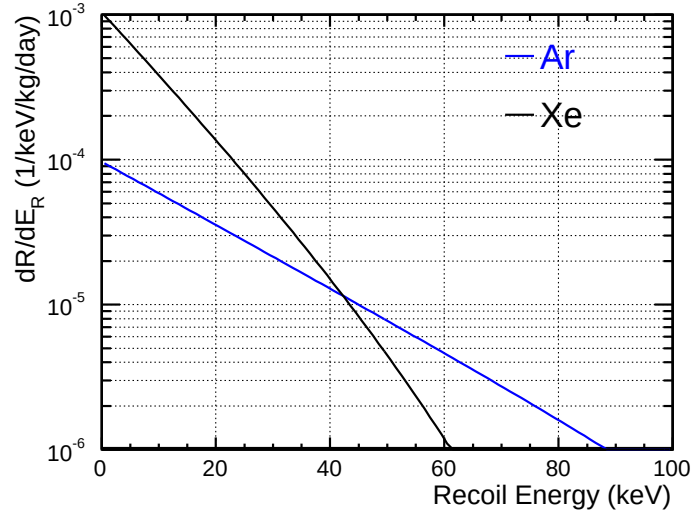


図 1.3 WIMP と Ar・Xe 原子核散乱レートの反跳エネルギー分布

れる。背景事象は、同定されず信号事象に含まれると WIMP の性質に対して誤った結論をもたらすことになる。さらに WIMP の探索感度に対して背景事象がどのように影響を与えるかを議論することも重要である。ある実験で、露出時間 MT (質量と時間をかけた単位、一般的に $kg \times days$ で表される) に対して、WIMP と区別できずに観測されてしまう背景事象数 B を予想する場合、その実験は以下の 3 つの背景事象を扱う形態のうちの 1 つで運用できる。

1. Background-free regime :

$B \ll 1$ の場合、実際に観測されたすべての事象は WIMP 信号の候補になる。信号候補となる事象がない場合、実験は WIMP の散乱レート $R = 2.3/MT$ (event/kg/day) をポアソン分布による 90% 信頼度の上限値として設定することができる。 MT の増加に対して $B \ll 1$ であり続けられれば、感度は MT に比例して上昇していく。

2. Background subtraction :

B が無視はできないが、十分小さい系統誤差の範囲でよく理解がされている場合、信号候補から差し引くことができる。この方法による統計誤差はポアソン統計にしたがい、 $\sigma_B = \sqrt{B}$ とかける。 B だけ引かれた信号候補の数から WIMP の存在を示すためには、これが $5\sigma_B$ 以上にならなければならない。 MT が増加するにつれて、 $B \propto MT$ かつ $\sigma_B \propto \sqrt{MT}$ となることが予想できる。従って、物理感度は $\sqrt{MT}$ に比例して上昇していく。

3. Background-limited regime :

背景事象数 B が大きな系統誤差をもち、正しく理解できないことがある。 MT が十分大

きい場合、系統誤差が統計誤差に比べて大きくなり、 MT がさらに増加し続けてもその実験の物理感度は改善していかない。

WIMP の直接探索実験において、できるだけ背景事象を抑えて 1. の状況に近づけることが重要である。3 章以降の物理感度に関する議論では、背景事象数をゼロに抑えられたと仮定して進める。

1.4.3 WIMP 直接探索の現状と本実験の目標

WIMP の直接探索では、WIMP と標的原子核の散乱を捉えることで行われる。WIMP により反跳エネルギー E_R で散乱された原子核は検出器内でそのエネルギーを失い、光、電子、熱など様々な種類の信号となる。各々の実験では、検出器はこれらの信号を検出するために最適化され、背景事象をできるだけ抑え信号を最大限取得できるように事象を取得する。

2013 年 1 月現在、暗黒物質探索を行う多くの実験が存在しているが、十分な統計的有意性をもって WIMP 事象を観測した実験はない。そのため WIMP の探索は、WIMP と原子核の反応断面積の 90% 上限値を、仮定する WIMP の質量に対して求めた図で表される。現在の WIMP 直接探索の現状を図 1.4 に表す。

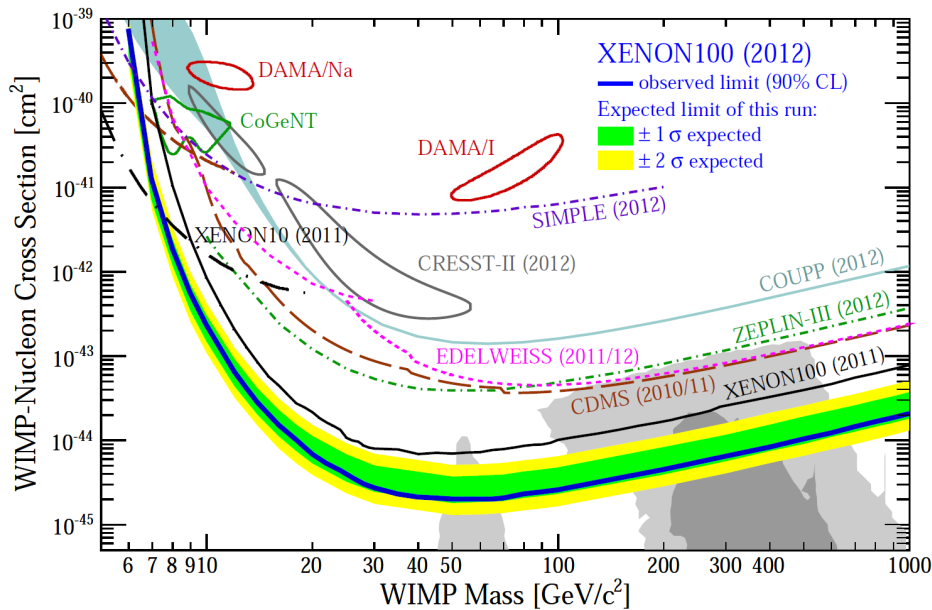


図 1.4 暗黒物質直接探索の現状

これは横軸に WIMP の質量、縦軸に WIMP と原子核の反応断面積をとり、それぞれの線は各実験で求められた 90%CL の上限値である。線より上の領域では、WIMP の存在は 90% の信頼度で棄却されているということを意味する。この図で特に注目すべきは、WIMP の質量 $\sim 300 \text{ GeV}/c^2$ で反応断面積が $\sim 10^{-44} \text{ cm}^2$ の領域と WIMP の質量 $\sim 10 \text{ GeV}/c^2$ で反応断面積が $\sim 10^{-40} \text{ cm}^2$ の領域である。前者について、灰色の領域は cMSSM (Constrained Minimum Supersymmetric

Standard Model) の計算から導かれたパラメータ領域であり、2013 年 1 月現在最高到達感度達成している Xenon100 実験の結果により、これが部分的に棄却された。後者の領域は、様々な実験結果が混在している領域である。図に示されるように、DAMA 実験、CoGeNT 実験、CRESST 実験などがそれぞれが引いた領域で WIMP の存在を主張しており、特に DAMA 実験は 8.8σ の統計的に有意な結果を出した。一方、Xenon100 実験の結果はこれらの領域をすべて棄却するものであり、低質量領域での暗黒物質探索は非常に混沌とした状況であるといえる。

本研究室では液体アルゴンを用いた実験として先行実験である WARP 実験を基本においた物理目標を考える。WARP 実験は液体アルゴンを使用した暗黒物質探索実験であり、2.3L の検出器を運用し 2007 年に $M_\chi \simeq 100 \text{ GeV}/c^2$ の領域で到達感度 $\sim 7 \times 10^{-43} \text{ cm}^2$ の結果を出した。

この WARP 実験に対して大型化 (=100 kg)・長期運転 (=100 days) を仮定すると、赤線まで 90%CL 上限値を引き下げることができる。さらにこの状況から、エネルギー閾値を 5keV まで引き下げられた場合を仮定すると、青線まで感度が改善し低質量領域に対しても十分な探索能力をもつ実験となることが予想できる。以上の事から、我々は高感度 (エネルギー閾値の小さい) で 100kg 程度の有効質量をもつ大型の液体アルゴン検出器を用いて 100days の長期実験を行い、WARP 実験の 100 倍以上で Xenon100 実験に匹敵するほどの到達感度: 10^{-44} cm^2 以上を達成し、かつ DAMA 実験の結果に対して有意な議論を行えるほど低質量領域に感度をもった物理結果を出すことを目指している。

2 気液 2 相型アルゴン光 TPC 検出器

TPC 検出器 (Time Projection Chamber) とは、検出器内を荷電粒子が通過した際に発生する信号を捉え、その飛跡を高精度に再構成することができる検出器である。この章では我々が構築を目指す気液 2 相型アルゴン光 TPC 検出器の原理、及びこれを用いて暗黒物質探索を行う上での重要な物理現象について述べる。

2.1 液体アルゴンでの物理

液体アルゴン中に粒子が入射すると以下のような反応が起きることが知られている。

- シンチレーション光の生成
- 電離電子の生成
- チェレンコフ光の生成

これらの特徴は様々な物理に応用されており、例としてニュートリノ物理・核子崩壊探索・暗黒物質探索などがある。

液体アルゴンの特徴を表 2.1 に示す。密度が大きいなど利点がある一方、いくつか解決しなければならない課題も存在する。一つは、沸点が $-186^{\circ}C$ と非常に低温であるため検出器の各部品は低温でも十分に動作しかつ耐性があるものを使用する必要があること。また発生するシンチレーション光は 128nm の紫外光であるためこれに直接感度のあり低温動作する光検出器はなく、光信号を読み出すには波長変換を行うことが必須であり検出効率が小さくなってしまうという問題もある。

アルゴンのパラメータ	値
原子番号 A	18
質量数 Z	40
密度 d	1.39 g/cm^3
沸点 (at 1atm)	87.3 K
誘電率 ϵ_l	1.5
第一イオン化エネルギー I	15.7 eV
エネルギーギャップ E_{gap}	14.3 eV
W_{ion} (イオン化)	23.6 eV
W_{ph} (蛍光)	19.5 eV
レイリー散乱長 λ_0	90 cm
シンチレーション光波長	128 nm

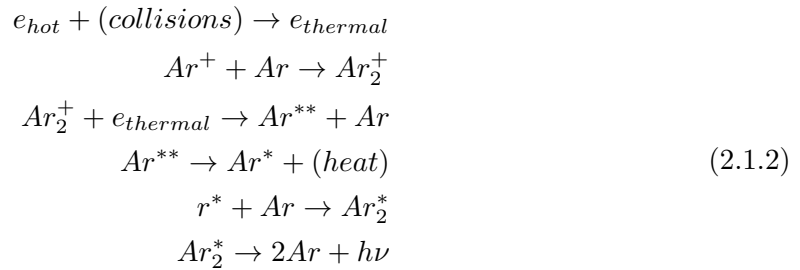
表 2.1 液体アルゴンの各パラメータ

2.1.1 シンチレーション光・電離電子生成過程

荷電粒子が液体アルゴン中で落としたエネルギーは、アルゴン原子核の励起またはイオン化として消化される。励起したアルゴン原子核 Ar^* は、励起した二量体をつくり、以下の過程により光子を放出する。



また、アルゴン原子のイオン化によって生じたアルゴンイオン Ar^+ は、熱電子を捕獲することによって以下の過程を起こす。



上記の二つの過程による光子の発光過程は、図 2.1 のようにまとめられる。

アルゴン中でのアルゴンのイオン化に対する原子核の励起の割合は、液体アルゴン中では $N_{ex}/N_i \approx 0.21$ 、またガスアルゴン中では $N_{ex}/N_i = 0.4 \sim 0.55$ と求められている。これは、気体状態ではアルゴンのイオン化ポテンシャルが励起状態に比べて比較的高いためにイオン化が起きにくく、液体状態ではバンドギャップのエネルギーが励起状態に比べて比較的低いためにイオン化が起きやすいという事によって説明される。(2.1.1) と (2.1.2) で示した過程では、励起された分子状態からそれが分離して基底状態に戻る際に、光子が放出される。放出される光子の波長は気体、液体状態に関らず中心値が 128nm であり、アルゴン原子はこのエネルギーに対しての状態変化はなく、アルゴンは自ら放出した光子に対して安定的である。

イオン化の過程で生成されたすべての電離電子は、(2.1.2) の過程であるようにアルゴンイオンと再結合するわけではない。アルゴン中に電場をかけることによって電離電子を移動させて、電荷信号として読み出すことができる。後述するが、アルゴン光 TPC 検出器でも電場をかけてドリフトさせた後に電子が出す光を検出したいために、この再結合に影響する要因を理解することは非常に重要である。

2.1.2 電離電子の再結合

前節で示したように、アルゴン蛍光発生には、直接励起に起因する過程と電離した電子が再結合する過程が存在する。ここで、後者の発光過程においては検出器内の電場を考慮しなくてはなら

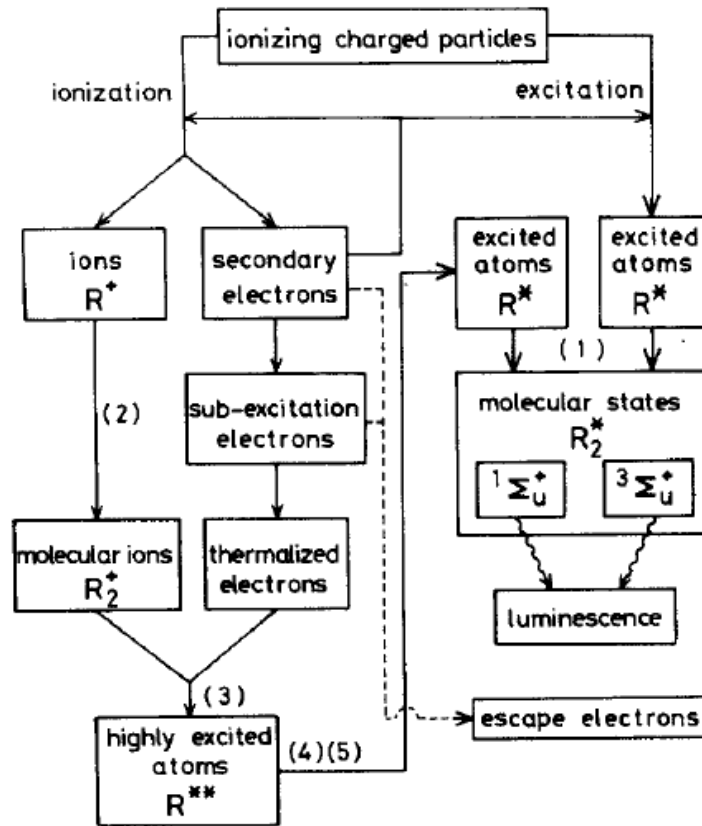


図 2.1 アルゴンにおけるシンチレーションとイオン化過程の概念図

ない。なぜなら、発生したアルゴンイオン及び電子はそれぞれ電場によって反対方向に引き寄せられてしまい、再結合の確率が小さくなってしまうからである。

この再結合の大きさは、検出器内の電場の大きさ・荷電粒子の電離損失によって決まる。今、検出器内の電場の大きさを E_{drift} とし、電離損失を表す値として LET(Linear Energy Transfer) 値を用いると、電離電子の再結合の依存性は図 2.2 のように表される。上図は LET 値の依存性を表し、横軸に LET 値（およびそれに相当する荷電粒子）、縦軸に得られるアルゴン蛍光の大きさを重いイオンを 1 とした場合の相対値として表している。下図は、検出器内の電場の依存性を示し、縦軸にそれぞれ電離電子が自由電子として取り出される効率 (Q)、アルゴン蛍光の大きさ (L) を示している。

2.1.3 不純物による電離電子の減衰

TPC 検出器において、再結合を逃れ自由電子となった電離電子は検出器内の電場に従ってドリフトする。しかし、このドリフト電子はアルゴン中に含まれる陰性の不純物によって吸着され減衰してしまう。主な不純物は、 O_2 、 H_2O 、 CO_2 などであり、これらは以下の過程のように電子を

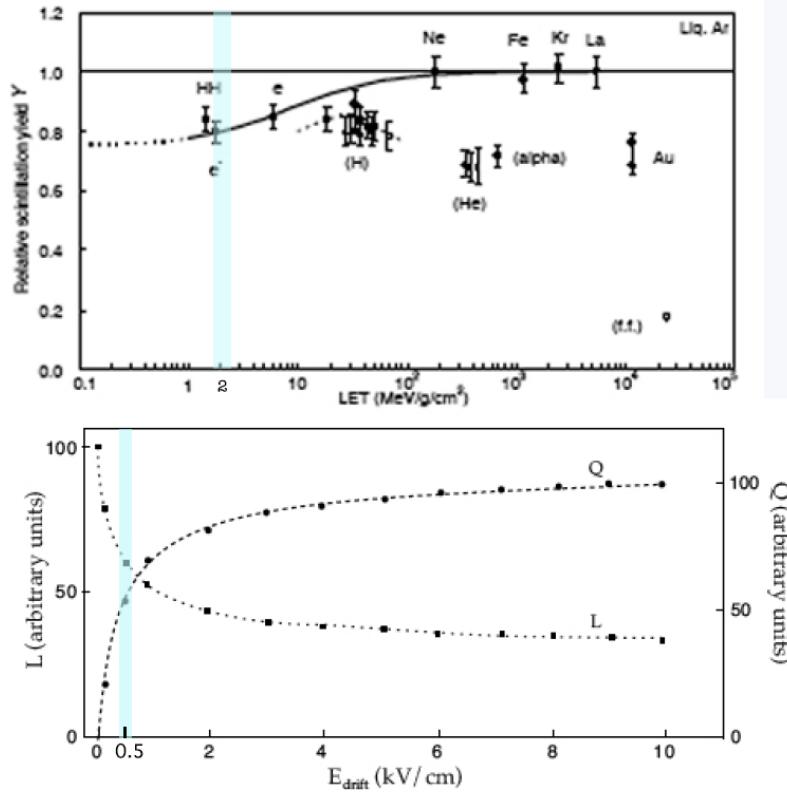


図 2.2 電離電子再結合の電場依存・LET 値依存性

吸着する。



今 K_i を上のそれぞれの過程における衝突確率とすると、この値は電子のドリフト速度に依存した値をとる。ドリフト電場 $E = 1 \text{ kV/cm}$ での K_i を表 2.2 に示す。これを基に、 $t = 0$ でドリフトし始めた電子が不純物に捕獲される過程は以下のように表すことができる。

$$\begin{cases} \frac{dN_e(t)}{dt} = - [\sum_i K_i N_i(t)] N_e(t) \\ \sum_i [N_i(0) - N_i(t)] = N_e(0) - N_e(t) \end{cases}
 \tag{2.1.4}$$

ここで、 $N_i(t)$ 、 $N_e(t)$ はそれぞれ不純物、電子の数密度を表す。 $N_i(t)$ は $N_e(t)$ に比べて十分小さいと考えられるので、一次近似的に定数と考えることができ、(2.1.4) は、

$$\frac{dN_e(t)}{dt} = - \left[\sum_i K_i N_i(t) \right] N_e(t)
 \tag{2.1.5}$$

と書き下すことができ、この解は以下のようになる。

$$N_e(t) = N_e(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau_l}\right) \quad (2.1.6)$$

ここで、 $\tau_l = (\sum_i K_i N_i)^{-1}$ であり、これはドリフト電子が不純物によって減衰し、その数が $1/e$ となる時間を表している。

不純物が O_2 とした時にその割合が $1ppb$ である場合、ドリフト電子の寿命は $\sim 300 \mu s$ である。電子のドリフト速度の電場依存性は図 (2.3) のように示され、ドリフト電場 $1kV/cm$ のときのドリフト速度は $2mm/\mu s$ であることが分かる。従って、純度 $1ppb \cdot$ ドリフト領域 $60cm$ のとき、ドリフト電子は $1/e$ まで減衰する。

不純物	$K_i (l \text{ mole}^{-1} s^{-1})$
O_2	5.5×10^{10}
H_2O	$\approx 10^7$
CO_2	$\approx 10^7$

表 2.2 液体アルゴンにおけるドリフト電場 $1 kV/cm$ での K 値

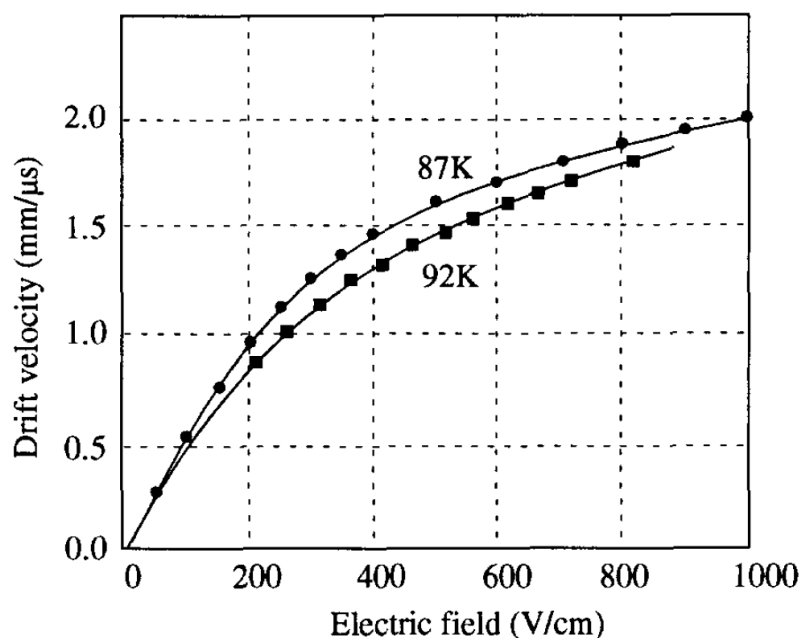


図 2.3 液体アルゴン中における電子のドリフト速度の電場依存性

2.2 気液 2 相型光 TPC 検出器

2.2.1 ガス相での比例蛍光発光過程

2.2.2 原子核反跳と電子

2.3 WIMP 検出原理

3 物理感度評価

この章では、我々が将来的に目指している大型検出器を用いた地下実験施設での 100 kg×100 days の長期実験において期待できる探索感度を推定する。また、低質量領域での WIMP 直接探索においてエネルギー閾値をどの程度下げる必要があるのかなどの定量的評価を行う。

3.1 概要

1.3 節で議論したように WIMP と原子核の反応レートは、反跳エネルギーの関数として書き下せる。今 100 kg×100 days と仮定すると、WIMP の質量 $M_\chi = 50 \text{ GeV}/c^2$ 、WIMP と原子核の反応断面積 $\sigma = 1.0 \times 10^{-44} \text{ cm}^2$ の場合反跳エネルギーに対する反応レート $\frac{dR}{dE_R}$ は図 3.1 の左図のように表される。それぞれの実験について決まるエネルギー閾値を E_R とすると、予想される信号数はこの閾値から無限大までを積分することで求められる。図 3.1 の左図から明らかなように、反応レートは反跳エネルギーが大きくなると指数関数的に減少していくため、信号数をなるべく多く得るためにはエネルギー閾値を下げるのが非常に重要である。

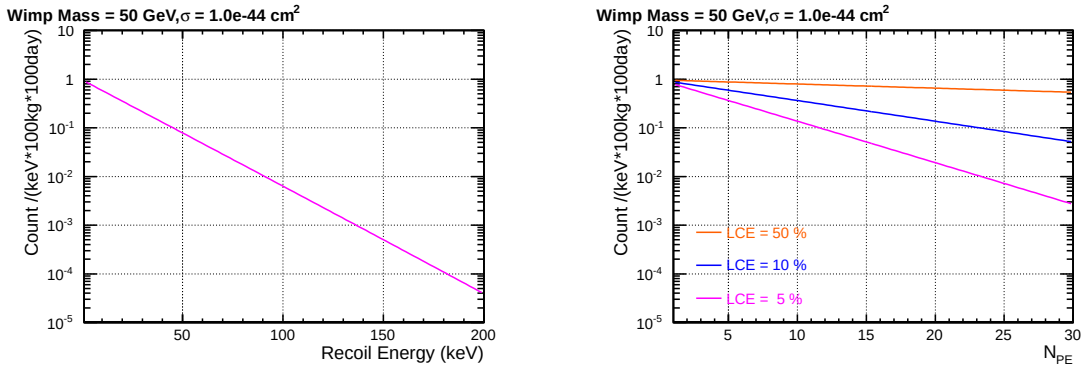


図 3.1 WIMP の質量を $50\text{GeV}/c^2$ 反応断面積を $1.0 \times 10^{-44} \text{ cm}^2$ とした場合の WIMP とアルゴン原子核の反応レート、左：反跳エネルギー E_R の関数・右：検出光子数 N_{pe} の関数

実際に、光検出器で得られる信号の大きさは光子数の単位で表される。従って、ある光検出器において反跳エネルギー E_R の信号に対して信号として検出される光子数 N_{pe} は以下のように書ける。

$$N_{pe} = \frac{LCE \times PDE}{E_W} \times E_R \quad (3.1.1)$$

ここで、 LCE は光の収集効率 (Light Collection Efficiency) で、有感領域内で発生した光子が光検出器の受光面に到達する確率を表し、 PDE (Photon Detection Efficiency) は光検出器の受光面に達した光子が、実際に信号となって取得される確率を表す。また、 E_W は液体アルゴン中での光子生成に対する W 値であり、反応の種類・検出器内の電場などの影響によって変わるが、ここでは典型的な値である $E_W = 19.5 \text{ eV}$ を用いた。式 (3.1.1) を用いて図 3.1 の左図を書き直したも

のを右図に示す。今回は $PDE = 5\%$ と仮定し、収集効率： LCE を、 $LCE = 5, 10, 50\%$ としたそれぞれの場合についてを図に表した。この図から収集効率が高くなるにつれて取得できる信号数が大きくなることが分かる。従って、今は収集効率の変化のみを考えたが、光子の検出効率 ($LCE \times PDE$) を向上させることがエネルギー閾値を下げることに繋がるといえる。

3.2 光収集効率の評価

本論文では、光子の収集効率を見積もるために、Geant4 シミュレーションを用いて 100kg 検出器を構築し、様々な検出器内の構成で光子の収集効率を見積もった。

3.2.1 Geant4 シミュレーション

Geant4 は様々な粒子が物質間で起こす多種多様な相互作用をシミュレートするためのソフトウェアである。図 3.2 に今回 Geant4 で構築した 100kg 検出器の概観図を示す。このシミュレーションで取り入れた検出器の構成要素を以下に挙げる。

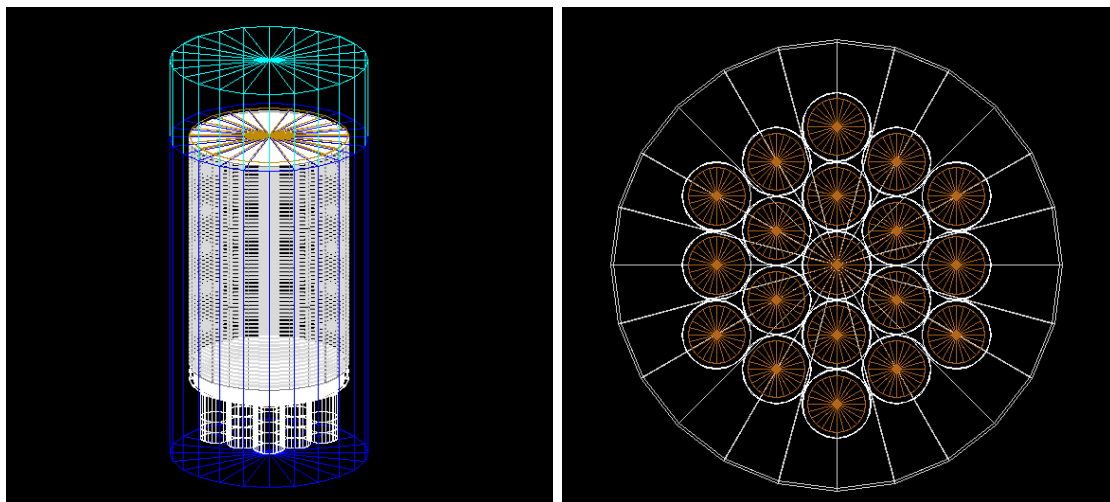


図 3.2 Geant4 で構築した 100kg 検出器

- 100kg 容器
外槽と内槽から成り、内槽の半径は 250mm、高さは 1050mm とした。また材質はステンレスで、光子の反射率は 10% と設定した。
- フィールドシェイパー
ドリフト領域の電場を一様に形成するために用いられ、直径 3.2mm のステンレス管を有感領域の側面を囲うように 10mm 間隔で配置した。
- カソード

- アノード

アノード部分は、上面に PMT を配置しない場合は光子の反射率 40% の銅板、配置する場合はグリッドとした。

検出器の有感領域は、カソードグリッドからアノードグリッドまでの高さで、フィールドシェイパーに囲まれた領域を指し、半径 200mm、高さ 600mm の円筒形としている。

シミュレーションの方法は、検出器の上面の中心を原点とした位置座標 (x,y,z) において、x,y を 0 200mm、z を -805~-205mm (z=-805mm はカソード上 5mm の位置、z=-205mm はアノードグリッド 5mm 下の位置) の間で 10mm ずつ変えていき、各位置でエネルギー 9.69eV ($\lambda = 128\text{nm}$) の光子をランダムかつ等方的に照射する。この時に、有感領域の位置 $\mathbf{r}$ で発生した光子の内、PMT i の受光面に到達した光子の数を $N_i(\mathbf{r})$ とすれば、PMT i の光の収集効率 $LCE_i(\mathbf{r})$ は、

$$LCE_i(\mathbf{r}) = \frac{N_i(\mathbf{r})}{10000} \quad (3.2.1)$$

で求められる。今回は以下の 4 種類の検出器内の状況を構築してこのシミュレーションを行った。

Config.1 容器底面に PMT を隙間なく配置した場合

Config.2 容器底面に PMT を隙間なく配置し、有感領域側面に反射板を入れた場合

Config.3 容器上底面に PMT を 7 本配置し、有感領域側面に反射板を入れた場合

Config.4 容器上底面に PMT を隙間なく配置し、有感領域側面に反射板を入れた場合

この時の反射板は、反射率 90% と設定した。

それぞれの場合で検出器の rZ 平面においてすべての PMT に入る収集効率の大きさを図 3.3 に表す。また、有感領域内における収集効率の平均を表 3.1 に示す。この結果から、反射板を導入することで収集効率は大きく改善することが分かる。また底面のみに PMT を置いた場合、有感領域上部で発生した光子に対して検出効率が 0.01% 以下で小さいことが分かる。WIMP 信号による発生光子数は ~ 100 光子と予想されるので、この領域では信号事象に対してほぼ感度が無いということになってしまう。このような収集効率のばらつきを抑えるためにも上下面に PMT を配置するほうが良いといえる。

Configuration	PMT の本数	平均収集効率 (%)	PMT1 本あたりの平均収集効率 (%)
Config.1	19	2.8	0.15
Config.2	19	12.1	0.64
Config.3	14	8.9	0.64
Config.4	38	21.8	0.57

表 3.1 Config.1 ~ 4 の各場合での収集効率の平均

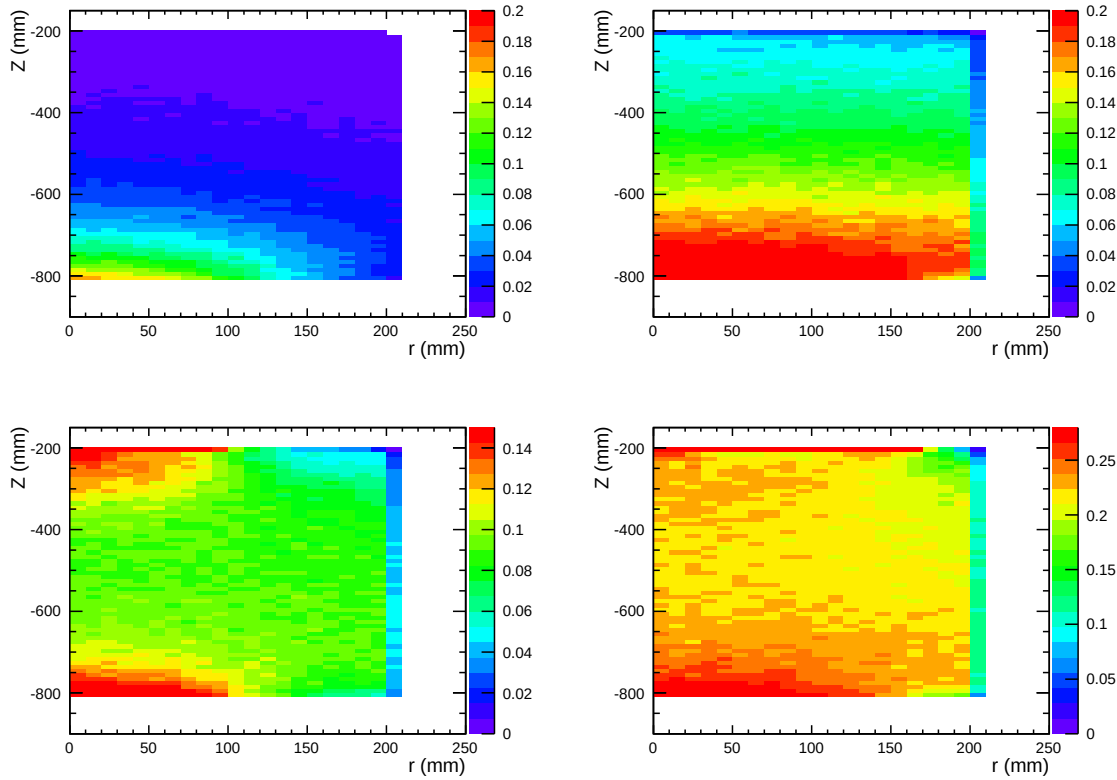


図 3.3 rZ 平面における光子の収集効率の分布

3.3 100 kg×100 days の実験における物理感度

以上の議論踏まえて、100 kg×100 days の実験を行った際の物理感度について評価する。90%CL 上限値は、予想される背景事象数 $N_{exp} = 0$ 、観測事象数 $N_{obs} = 0$ とした場合に、ポアソン分布で 0 事象となる平均値は 2.3 事象である。従って、ある WIMP の質量に対して反応断面積を変化させていったときの取得できる予想信号数が 2.3 事象となった点を反応断面積の 90%CL 上限値と設定した。図 (3.4) に 100 kg×100 days において、収集効率を 5, 10, 20, 50% での上限値を表す。この図から、光の収集効率の変化による感度の改善は低質量領域ほど大きいということが分かった。横軸に光収集効率 (LCE) をとったときの到達感度を、WIMP の質量を 5, 10, 50, 100 GeV/c² としてプロットした図を (3.5) に示す。ここからも低質量領域では感度の変化が大きいことが分かり、高質量領域ではほとんど改善は見られないということが分かる。われわれの物理目標について考えると、低質量領域において DAMA 実験の領域に感度をもち、高質量領域において $\sigma = 10^{-44}$ cm² を達成するためには $\sim 10\%$ の光収集効率をもてば良いラインであることがいえる。

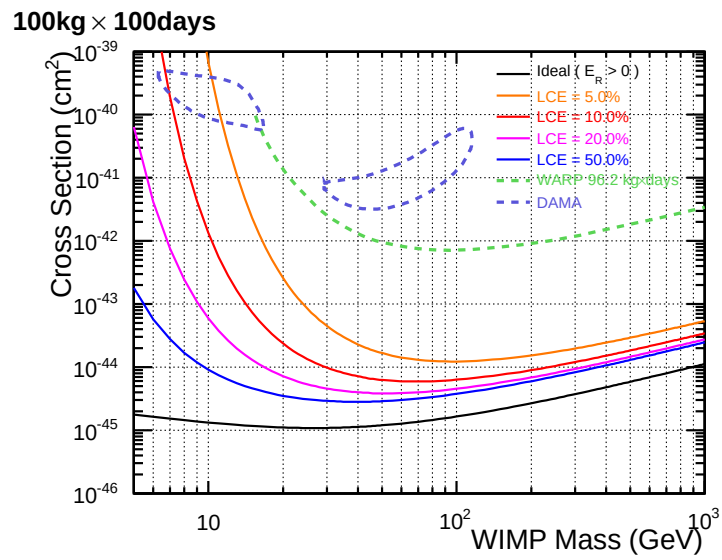
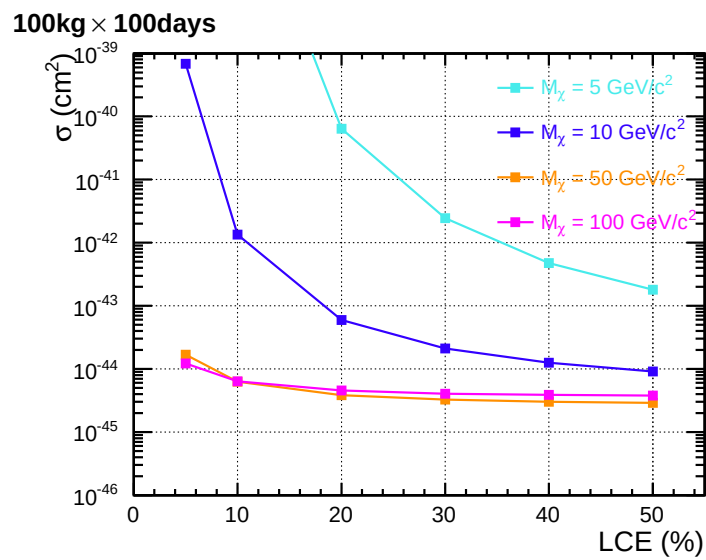


図 3.4 100 kg×100 days における各収集効率での上限値

図 3.5 WIMP の質量: 5, 10, 50, 100GeV/c² での到達感度の光収集効率依存性

4 プロトタイプ検出器を用いたテスト実験

この章では、本研究室で開発に取り組んでいる 75L プロトタイプ検出器の概要とこれを用いたテスト実験についてまとめる。

4.1 75L プロトタイプ検出器

4.1.1 検出器部分の構成

テスト実験で使用した検出器の概観を図 4.1 に示す。検出器を構成している各部品は、いずれも液体アルゴン温度 -186°C でも歪みや破壊などが起きないことが調べられており、なるべくアルゴン内の純度に影響を及ぼさないような素材のもので構成されている。図 から分かるように、検出器を上部から見ると円形の一部が切り取られ弦になっているが、これは高電圧印加装置を挿入するための空間を確保するためであり、円の中心とこの弦の両端がつくる中心角は 90° となっている。本検出器を構成している各構成部分の説明を行う。

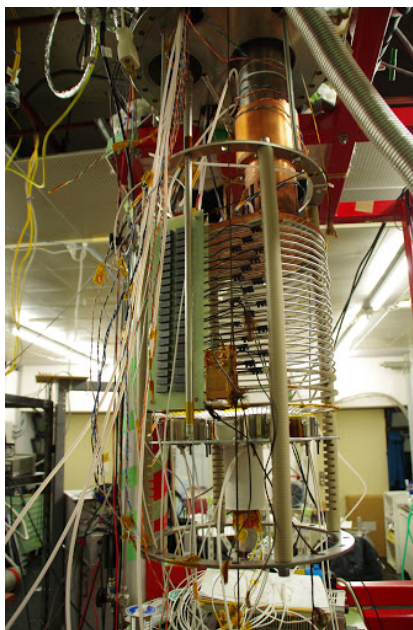


図 4.1 検出器の概観

- 陽極 (アノード)
1mm の厚さの銅板を使用した。検出器の最上部に置き、実験中は正の電圧もしくは浮き電極としている。
- フィールドシェイパー
われわれが製作する光 TPC 検出器においては、発生した電子を液相までドリフトさせるた

めに、検出器内に一様な電場を形成することが必要である。そこで、このドリフト領域に等電位となるように電圧をかけた輪状のデバイスを配置することでこれを実現することができる。

- 陰極 (カソード)

今回の検出器では下面においた光電子増倍管で光子を検出しているために、陰極にはグリッドと呼ばれる厚さ $1\mu\text{m}$ のステンレス板を、幅 $1\mu\text{m}$ ・間隔 4mm となるようにエッチング加工された格子状のデバイスを使用している。このときのグリッドの開口率は、 $(4.0 - 0.1)^2 / (4.0)^2 \sim 0.95$ となる。



図 4.2 左からアノード・シェイパー・グリッドの写真

- 光電子増倍管 (PMT)

このテスト実験では光検出器として光電子増倍管 (以下、PMT) を五本使用した。PMT は 2 種類のもの使用し、TPC 底面の中央に R11065、その周りに R6041-06MOD(ともに浜松ホトニクス社製) を配置した。それぞれの PMT を図 4.3 に、その配置を図 4.4 に示す。いずれの PMT も 128nm のアルゴン蛍光を読み出すために TPB をその受光面に塗布してある。



図 4.3 今回の実験で使用した光電子増倍管、左：R11065、右：R6041-06MOD

- コッククロフト・ウォルトン回路

以下で説明する。

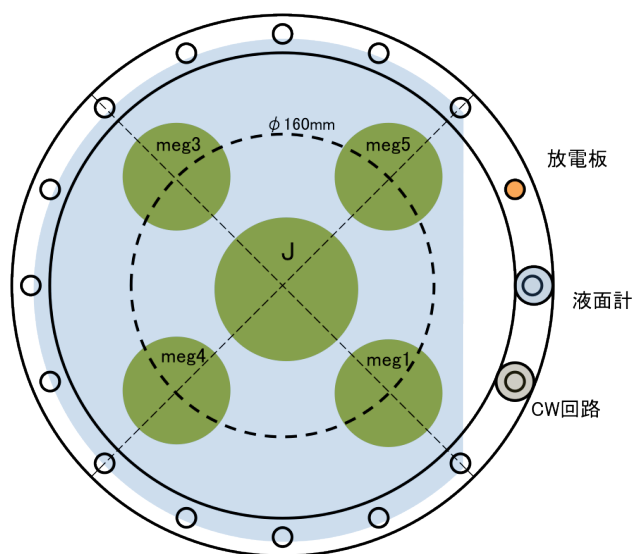


図 4.4 テスト実験における PMT の配置図（図でのタグ付けについて、J は R11065、meg はそれぞれ R6041-06MOD を表す。）

4.1.2 アルゴン充填及び循環のための配管系

75L プロトタイプ検出器には二種類の配管系がある。その一つが液体充填を行うための配管であり、液体アルゴンタンクから得た液体アルゴンを液体フィルターを通して容器に充填するためのラインである。アルゴン充填は以下のような手順で行われる。まず、容器内を GM 冷凍機によって十分冷却した後、アルゴンを ~ 1.7 気圧まで入れる（この時はまだ気体である）。冷凍機によってアルゴンが徐々に液化していくと容器内圧が下がってくるので、1.2 気圧程度になったら再びアルゴンを 1.7 気圧まで注入する。この作業を繰り返し、液体アルゴンがアノード-アノードグリッド間にあることを確認した後は、冷凍機と冷凍機に取り付けられ PID 制御されたヒーターを用いて、容器内の温度を -186°C に維持する。

もう一方がガス循環用の配管である。これは容器内に液体アルゴンが充填され、実験を運用する際に用いられる。容器の微少なリークや容器内物質からのアウトガスによる不純物がガスアルゴン中に増していくため、容器内のアルゴンの純度は急速に悪化する。これを防ぐために循環ポンプによってガスアルゴンを循環させ、気体フィルターを用いて純化することによって容器内を高純度に保つ。

4.1.3 高電圧印加装置系

S2 信号を観測するためにはドリフト領域に一定の電場をかけ電子をドリフトしなければならない。例えば、 $500\text{V}/\text{cm}$ の電場を 190mm のドリフト領域に一様にかける場合、 $500 \times 19 = 9500\text{V}$ の電圧をカソードに印加する必要がある。ところが、気液 2 相型アルゴン TPC ではアルゴンガス

の気相部分があり、75L プロトタイプ検出器では約 3kV 以上の高電圧を外部から印加しようとする、この気相部で放電が起きてしまう。ドリフト領域が大きくなればなるほどカソードにかけなければならない電圧は大きくなるため、放電の問題は検出器の大型化に対して克服しなければならない大きな課題の一つである。

この問題を解決するため、本実験ではコッククロフト・ウォルトン回路（Cockcroft-Wolton Circuit、以下 CW 回路）を用いた高電圧印加装置を構築した。図 4.5 に CW 回路の概念図を示す。これは回路素子としてコンデンサとダイオードのみを使った多段型増倍回路であり、入力電圧として交流電源を用いている。入力電圧の向きが入れ替わる度に各コンデンサに電荷が溜められていき、 n 段 CW 回路において、入力電圧を V_{ac} とすると最終段電圧 V_{out} は

$$V_{out} = 2\sqrt{2} \times V_{ac} \times n \quad (4.1.1)$$

と表すことができる。

CW 回路の特徴として各段からの出力を得ることが可能であり、一段毎にこの出力をフィールドシェイパーに接続してやることで、等倍の電圧をかけて一様な電場を形成することができる。2 相式 TPC 検出器においては、ドリフト電場とは別に液相と気相の境界面に $\sim 3\text{kV}$ 以上の高電場をかける必要がある、これは直接直流電圧を印可することによって実現する。



図 4.5 コッククロフト・ウォルトン回路

4.1.4 スローコントロールシステム

これまで述べてきたように、本実験ではアルゴンを用いた実験である。従って、ガス漏れなどによって実験施設にアルゴンガスが充満してしまうと窒息する危険が高くなる。また容器内の温度

保持を誤って液体アルゴンが急速に気化するような事態に陥った場合、容器内圧力が大きく上がり容器が破裂してしまうという危険性もある。こうした危険性を極力抑えて安全に実験を遂行するため、そして、そもそも実験として安定な状態でのデータ取得を行うためにも定常的に実験環境の状況をモニターしておくことが必須である。しかし長期にわたる実験になると、人間の手のみでこれを行うには体力的・正確性の面で信頼性が低くなる。そこで、容器内の温度や圧力を読み出し自動で調整するシステム（スローコントロールシステム）の構築が重要である。テスト実験では、容器内槽の圧力、検出器の各部分に取り付けられた白金抵抗から読み出す温度、液面計の出力値、ガス循環の配管に取り付けられた流量計から読み出すガス流量などをデータロガーを用いて毎秒その値を記録してモニターできるようになっている。容器内の圧力が一定値以上になるなどの異常が生じた場合、緊急の連絡メールが送られる。また、冷凍機のヒートシンクに取り付けられた白金抵抗の温度を読み出し、冷凍機に取り付けられたヒーターのオン・オフを PID 制御することで、容器内の温度を一定に保ち液面の位置を保持する温度調節機構を構築した。

4.2 テスト実験概要

テスト実験は 2013 年 1 月 16 日～1 月 27 日の日程で行われた。この実験の大きな目的は γ 線源を用いた背景事象分離能力の評価である。ここでは、このデータの取得方法、データ数などについてまとめる。

4.2.1 データ取得

本実験は光検出器として上述したように 5 本の PMT を使用した。 γ 線源として ^{60}Co を使用した。 ^{60}Co は β^- 崩壊をして ^{60}Ni の励起状態に遷移した後、主に 2 つの γ 線を放出して崩壊する。崩壊は角運動量変化が $4^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$ で、それぞれの遷移のときに、 $\lambda = 2$ の 1.173MeV と 1.333MeV の γ 線を放出することが知られている。そこで容器外側に ^{60}Co を置きシンチレータではさむことで、放出された 2 つの γ 線の内の 1 つをトリガーにして、もう一方が検出器内に入射したときのデータを取得することができる。しかし、この状態だと宇宙線によるトリガーが支配的になってしまう。トリガー用シンチレータを 2 本のシンチレータで挟み、2 本の内一つでも同時にになってしまう場合はトリガーしないという条件をかけた。また、検出器の有感領域に γ 線が入ったデータかどうかをより確実にするために、内部 PMT の内一本 (Meg4 とタグ付けられたもの) との同期をトリガー条件に加えた。図 4.6 に γ 線データ取得のための外部シンチレータのセットアップとトリガーの論理回路を示す。

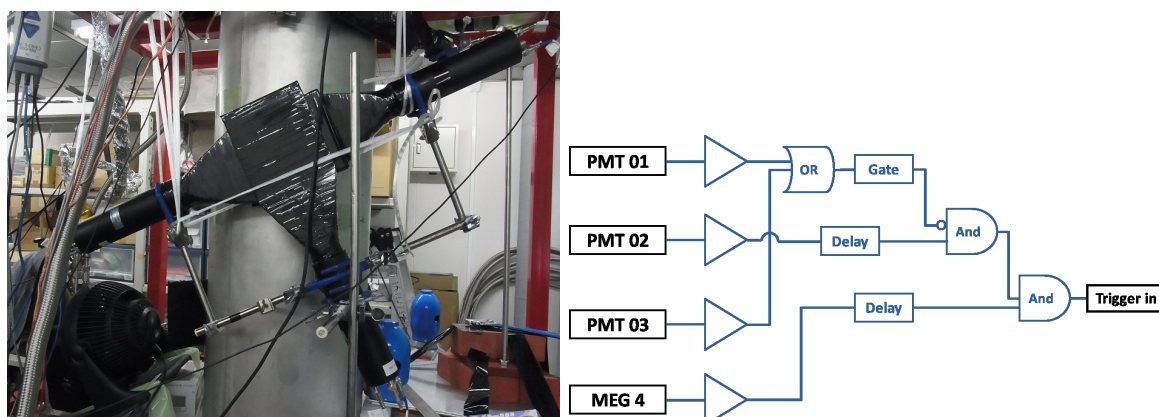


図 4.6 γ 線データ取得トリガーのセットアップ (左) と論理回路 (右)

5 背景事象の分離能力評価

5.1 使用データ

今回解析に使用したデータは、取り出し電場を 4kV/cm、ドリフト電場を 500V/cm とした場合である。全データ数は 6900 事象である。

5.2 事象選別

事象選別はまず、この全データを目で確認 (アイスキャン) し S1・S2 が確認でき、かつ γ 線事象に見えるものを選別した。今回の解析では JPMT の波形を使用するために、アイスキャンでは Meg1, 3, 5 のデータをよみ S2 が予想されるドリフト時間内に確認できかつ S1 がトリガー位置から $2\mu\text{s}$ の範囲に確認できるものを選んだ。このアイスキャンによって選別された事象は、1310 事象であった。S2 解析では S2 のピーク値が 5mV 以下の事象は取り除き、この時の事象数は 1290 となった。

5.3 結果と考察

5.3.1 S1 波形解析

S1 の波形解析はアイスキャンで選別された 1310 事象で JPMT によるデータだけに注目し平均した。各ビンの誤差は、事象を足し上げていった時の各ビンの値の分布から得られる RMS を統計数の平方根で割った値である。得られた波形は、次のような関数でフィットを行った。

$$f(t) = G(t; t_0, \sigma) \otimes H(t - t_0) \times \left(\frac{C_{fast}}{\tau_{fast}} \exp\left(-\frac{t - t_0}{\tau_{fast}}\right) + \frac{C_{slow}}{\tau_{slow}} \exp\left(-\frac{t - t_0}{\tau_{slow}}\right) \right) \quad (5.3.1)$$

ここで $G(t; t_0, \sigma)$ はガウス分布、 $H(t - t_0)$ はステップ関数で、 $t < t_0$ では $H() = 0$ 、 $t \geq t_0$ では $H() = 1$ を返す。この関数によるフィット結果を図 (5.1) に示す。ここから、S1 の早い成分の時定数 $\tau_{fast} = 15.8$ ns、遅い成分の時定数 $\tau_{slow} = 3.0$ μ s という結果が得られた。

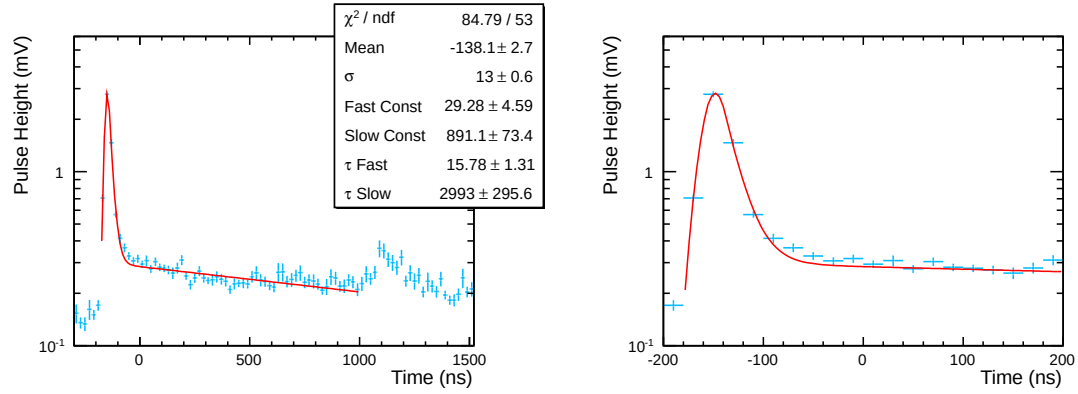


図 5.1 S1 波形の平均とフィット結果

5.3.2 S2 解析

S2 解析はピーク値による事象選択の後の事象を用いる。S1 信号の大きさを $-180 \sim 2000$ μ s までの信号の和とした。また S2 信号については、ピーク値を探した後、そこから前後に 2μ s ごとに信号のピークを確認していき、その値がピーク値の $1/10$ 以下となった場合、そこが S2 信号の端であると定義した。大きさは、この範囲における信号量の総和である。図 (5.2) に S1 信号量に対する S2/S1 比の分布を示す。WIMP 信号などによる原子核反跳事象は、この S2/S1 比が ≤ 0 となると期待されるので今回の γ 事象は信号領域と良く分離できると思われる。

6 今後の展望

6.1 検出器の大型化

3章では光検出器の PDE を 5%、1 光子を生成するために必要なエネルギーを 20 eV とした場合に、光収集効率を変化させたときの物理感度を示すことにより、われわれの物理目標は到達可能なラインであることを示した。今後より精密な物理感度評価を行う際には、

1. データを用いたシミュレーションの校正
2. 光検出器の検出効率の測定
3. 背景事象の理解

を定量的に評価していくことが必要である。

シミュレーションの校正については、今回は光収集効率を Geant4 シミュレーションで求めた値を使用した。シミュレーション内で決定すべきパラメータが多数存在する。まず、検出器内の物理現象の部分では、LAr 内のレイリー散乱長、吸収長、屈折率やアルゴン発光量の電場による変

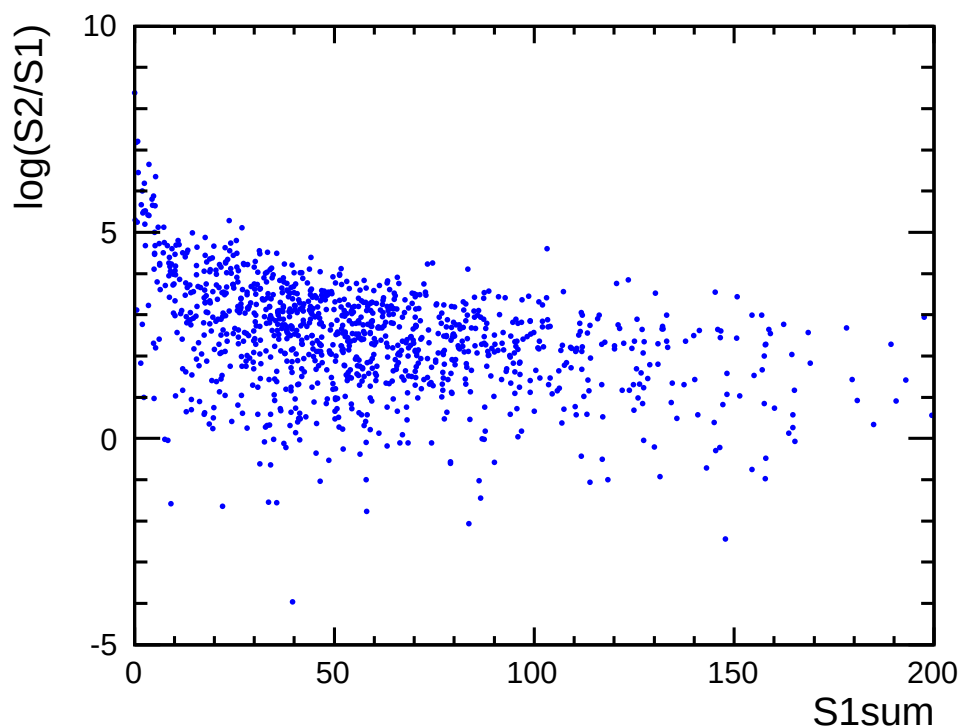


図 5.2 $S1$ 信号量にたいする $S2/S1$ 比の分布

化などが挙げられる。また、検出器の様々なデバイスの特性（反射率や低温での縮み・変形）を正しく取り入れることが必要である。

われわれの目標とする物理感度を十分に達成するものを見積もることができた。今後はこれを基にして、設計を行っていきたい。

6.2 地下実験に向けて

5章では、われわれが構築した気液2相型アルゴン光 TPC 検出器の背景事象分離能力を評価した。今後は原子核反跳事象を取得し、実際の分離能力を定量的に評価する事が必要だといえる。またさまざまなデータを取得し、シミュレーションにおける様々なパラメータのチューニング、TPB による波長変化の実装などより現実的なシミュレーションの構築を行うこと、また地下実験を想定した時に、 ^{39}Ar や検出器内物質、岩盤などによる γ 線・中性子背景事象の見積りやそのためのシールドについて探っていく。

7 謝辞

参考文献

- [1] 長島順清、“素粒子物理学の基礎 I”、朝倉書店 (1998)
- [2] F. ハルツェン・A.D. マーテン、“クォークとレプトン-現代素粒子物理学入門-”、培風館 (2001)
- [3] P. Benetti et al, “First results from a Dark Matter search with liquid Argon at 87 K in the Gran Sasso Underground Laboratory”、arXiv:astro-ph/0701286(2007)
- [4] L. Grandi, “WARP An argon double phase technique for dark matter search”、University of PAVIA Department of Nuclear and Theoretical Physics
- [5] M. Antonello et al, “Analysis of Liquid Argon Scintillation Light Signals with the ICARUS T600 Detector”、ICARUS-TM/06-03
- [6] E. Aprile et al, “Dark Matter Results from 225 Live Days of XENON100 Data”、Phys. Rev. Lett. 109, 181301 (2012)

付録 A 付録