

修士学位論文

XENONnT における中性子反同時計測システムの応答評価

令和3年2月5日

専攻名 物理学専攻
学籍番号 184S103S
氏名 上野 龍一

神戸大学大学院理学研究科博士課程前期課程

概要

暗黒物質は宇宙を構成する未知の素粒子であると考えられており、様々な実験がそれぞれの手法で暗黒物質を探索しているが、未だ直接検出の確固たる証拠は得られていない。イタリア・グランサッソ国立研究所で推進されている XENONnT 実験は、前身 XENON1T 実験による世界最高感度での探索結果を 1 桁以上更新し、暗黒物質の直接検出・性質解明を目指す。XENONnT 実験では、検出器を囲む純水タンクに硫酸ガドリニウム水和物を溶解させ、ガドリニウムの中性子捕獲由来で生じた Cherenkov 光を新たに導入する PMT によって検出することで、これまで暗黒物質と原理的に区別できなかった中性子を明確に識別する。本研究ではこの中性子反同時計測システム (NV) の性能を Geant4 を使ったシミュレーションによって、主要な中性子発生源から放出される中性子バックグラウンドを 80% 以上の効率で検出できると評価した。また、NV に使用される反射材の反射率が性能を大きく左右することを明らかにし、これを監視するためにレーザー光を用いて反射材の反射率を光子の検出時間の分布から測定する方法を提案した。さらにこの反射率モニターの原理検証のため、実際に XENONnT 実験において使用するレーザーモジュール、レーザーヘッドおよび反射材を使用した試作機を本学において作成し、反射率測定実験を行った。測定された反射率は中性子検出効率の評価において仮定された反射率 99% を上回る 99.355 ± 0.004 (stat.) ± 0.002 (sys.) % であり、本測定によって、光子の検出時間の分布から反射率を測定できることを示し、ePTFE の反射率を定量的に評価することができた。

目次

第 1 章	暗黒物質	1
1.1	暗黒物質の存在	1
1.1.1	宇宙マイクロ波背景放射	1
1.1.2	銀河の回転曲線	2
1.1.3	重力レンズ効果	3
1.2	暗黒物質の候補	4
1.2.1	Weakly Interacting Massive Particle (WIMP)	5
1.2.2	アクシオン	5
第 2 章	暗黒物質探索実験	7
2.1	直接探索原理	7
2.1.1	エネルギースペクトル	7
2.1.2	散乱断面積	9
2.2	キセノンを用いた直接探索実験	10
2.2.1	シンチレーション光	12
2.2.2	各相の利用	12
2.2.3	安定同位体の存在	12
2.2.4	自己遮蔽能	13
2.3	直接探索実験の現状	13
2.4	加速器探索と間接探索	14
	加速器探索	14
	間接探索	15
第 3 章	XENONnT 実験	16
3.1	検出原理	16
3.2	検出器	18
3.3	周辺システム	19
3.3.1	Gd 水タンクによるミューオン・中性子反同時計測システム	19
3.3.2	Xe 純化システム	20
3.4	キャリブレーション	21
3.4.1	内部線源を用いたキャリブレーション	21
3.4.2	外部線源を用いたキャリブレーション	22

	I-belt	22
	中性子ビームパイプ	22
	U-tubes	23
	3.4.3 反射率モニター	24
3.5	バックグラウンド	24
	3.5.1 ER バックグラウンド	24
	3.5.2 NR バックグラウンド	26
3.6	到達感度	26
第 4 章	中性子反同時計測システム	28
4.1	中性子バックグラウンド	28
4.2	検出原理	29
4.3	モンテカルロ・シミュレーション	29
	4.3.1 ジオメトリ	30
	4.3.2 物理モデル	31
	4.3.3 Gd 脱励起モデル	31
4.4	中性子検出効率	32
4.5	デッドタイムの評価	34
4.6	ePTFE 反射率モニターの提案	38
第 5 章	レーザーを用いた ePTFE 反射率測定	42
5.1	光学シミュレーション	42
	5.1.1 Type	42
	5.1.2 Finish	43
	5.1.3 Model	43
	5.1.4 ePTFE 反射率測定実験のシミュレーションで扱う光学パラメータ	43
5.2	モンテカルロ・シミュレーションによる評価	44
5.3	レーザーを用いた反射率測定	45
	5.3.1 実験セットアップ	45
	5.3.2 ベースライン補正	49
	5.3.3 PE 電荷分布	49
	5.3.4 SPE 平均波形	52
	5.3.5 レーザー光の検出時間分布	52
第 6 章	議論	56
6.1	NV シミュレーションのアップデート	56
6.2	時定数と反射率の関係による系統誤差の評価	56
6.3	ePTFE 反射モデルについての考察	57
6.4	解析手法についての考察	57
第 7 章	結論	59

第 1 章

暗黒物質

1.1 暗黒物質の存在

1933 年、Zwicky はかみのけ座銀河団の速度分散が大きいことを観測し、光学的に観測可能な天体の約 400 倍の質量が含まれていると主張した [1]。以降、様々な宇宙観測がこの質量をもつが光学的に観測できない「暗黒物質」の存在を示唆する証拠を示してきた。本節では、暗黒物質の存在の証拠を示すいくつかの観測結果について述べる。

1.1.1 宇宙マイクロ波背景放射

現在の宇宙の構造は、宇宙初期の質量密度のゆらぎが成長することによって形成されたものであると考えられている。質量密度のゆらぎとして有力視されているのが、宇宙初期に非相対論的な速度を持っていた冷たい暗黒物質 (cold dark matter, CDM) である。また、ビッグバン後に冷却され電氣的に中性になった宇宙で、光子が散乱されずに長距離を直進できるようになった時期を宇宙の晴れ上がり期と呼び、このような光子は宇宙マイクロ波背景放射 (cosmic microwave background, CMB) として天球の全方向からほぼ等方的に観測される。図 1.1 に示すように、CMB には宇宙の晴れ上がり期における密度揺らぎにより僅かな非一様性がある。

CDM の存在を仮定し、宇宙項 Λ を含んだ現代宇宙論における標準的なビッグバン宇宙モデルを Λ CDM モ

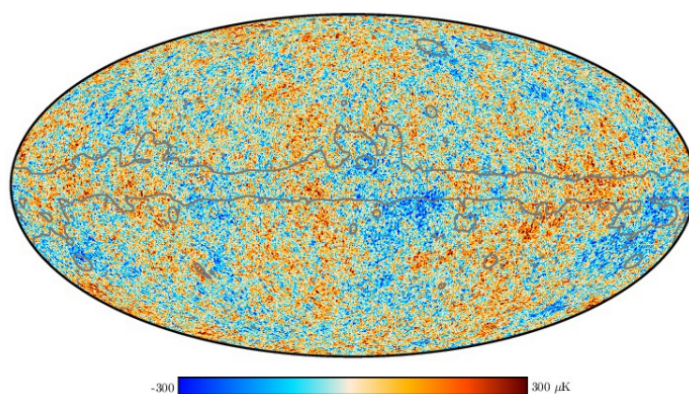


図 1.1 Planck 衛星によって観測された CMB の温度揺らぎの天球分布。[2] より引用。

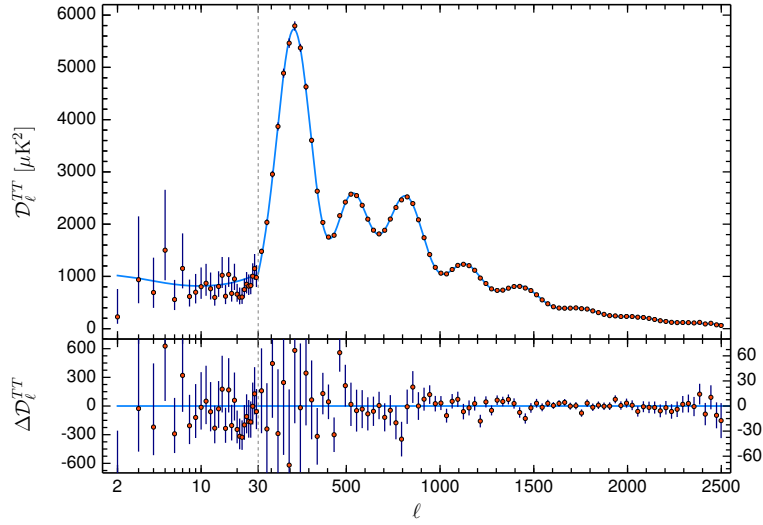


図 1.2 Planck 衛星によって観測された宇宙マイクロ波背景放射の温度揺らぎのパワースペクトル。上図赤点が測定値で、青線が ΛCDM モデルを用いたフィット曲線。下図はフィット曲線と測定値の残差。[4] より引用。

デルという。 ΛCDM モデルは 1.1 式で表される。

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = H_0^2 \left\{ \frac{\Omega_m}{a^3} + \frac{\Omega_r}{a^4} + \Omega_\Lambda - \frac{\Omega_k}{a^2} \right\} \quad (1.1)$$

ここで、 a は宇宙のサイズを表すスケールファクター、 H_0 は Hubble 定数である。 Ω_m 、 Ω_r および Ω_Λ は ΛCDM モデルにおいて宇宙を占めるエネルギーであると考えられている物質、放射、暗黒エネルギーそれぞれのエネルギー密度を、臨界密度 $\rho_c = 3c^2 H_0^2 / 8\pi G$ で除して無次元化した量で、宇宙論パラメータと呼ばれる。また、 Ω_k は宇宙の曲率を表すパラメータである。赤方偏移 $z \sim 10^4$ の宇宙初期に放射優勢から物質優勢に移り変わった後では Ω_m に対して Ω_r は無視できるほど小さい。 ΛCDM モデルにおける物質エネルギー密度 Ω_m および曲率パラメータ Ω_k は、CMB の温度の非一様性の観測から測定することができる。この CMB の温度揺らぎは、ウィルキンソン・マイクロ波異方性探査機 (the Wilkinson Microwave Anisotropy Probe, WMAP) によって初めて観測され [3]、Planck 衛星によって進められた [4]。

Planck 衛星によって観測された温度ゆらぎの角度パワースペクトルを図 1.2 に示す。第 1 ピークは宇宙の総質量密度を表し、そのほかのピークはバリオン・非バリオンの質量密度を特徴づける。また、第 1 ピークの位置は宇宙が平坦であることを示している。Planck 衛星による CMB の温度揺らぎの観測から、暗黒物質を含むすべての物質密度が $\Omega_m h^2 = 0.1430 \pm 0.0011$ 、バリオン密度が $\Omega_b h^2 = 0.02237 \pm 0.00015$ と評価されており、暗黒物質密度はこれらの差から 0.1206 ± 0.0011 と求められる。これより、宇宙にはバリオンの約 5 倍の暗黒物質が存在していると考えられている。

1.1.2 銀河の回転曲線

その他の暗黒物質の存在を示唆する観測結果に、銀河の回転曲線問題がある。1970 年代、Rubin とその共同研究者たちは、渦巻銀河の回転曲線を測定し、銀河中心から十分離れたところで銀河の回転速度が一定となることを観測した [5]。光学的な観測から、銀河は中心から離れた円盤状部分は暗く、中心部分が明るいこと

が知られているが、これは光学的に観測可能な質量の大部分がバルジと呼ばれる銀河中央部分に集中していることを意味している。銀河中心から十分離れた位置 r では、銀河の運動は Kepler の法則に従い、回転速度は $r^{-1/2}$ に比例して減少することが予期される。しかしながら、図 1.3 のように、観測された銀河の回転速度は銀河中心から離れた位置において一定の値をとることがわかった。これは銀河中心から数 kpc 以遠において、銀河を構成する物質質量が光学的に観測可能な量よりも多くある必要があることを示しており、光学的に観測できない未知の質量源の存在を示唆している。

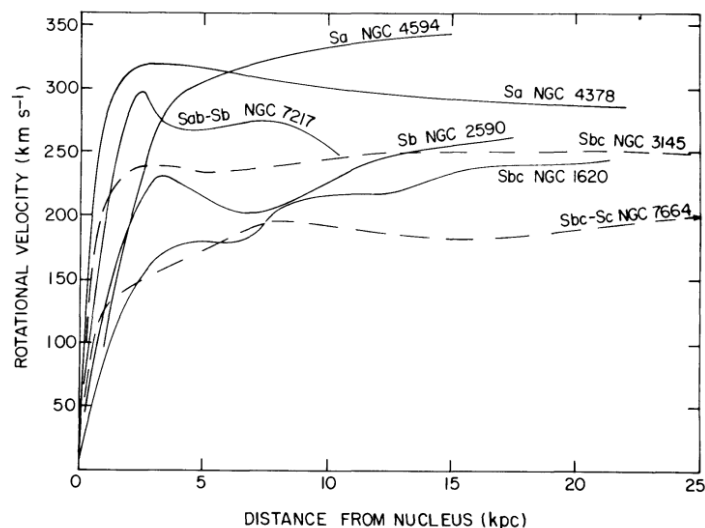


図 1.3 七つの渦巻銀河の回転曲線。銀河中心外側における回転速度が一定となっている。[5] より引用。

1.1.3 重力レンズ効果

電磁相互作用をしない暗黒物質の存在を強く示唆するのが、重力レンズ効果の観測である。天体などの強い重力源によって、光の経路が曲げられる現象を重力レンズ効果という。重力レンズ効果は、その影響の強さによって強い重力レンズ効果と弱い重力レンズ効果の二種類に分類することができる。前者は重力源の影響が比較的強く、光の経路が曲がることで背景の銀河が多重に観測される。一方、後者は重力源の影響が比較的弱く、背景の銀河のゆがみを統計的に解析し、背景銀河と観測者間の質量分布を知ることができる。図 1.4 に NASA のハッブル宇宙望遠鏡によって観測された、巨大銀河団 Abell 1689 による強い重力レンズ効果の観測を示す [6]。図中では重力レンズ効果によって見られる背景銀河の像がマークされている。

重力レンズ効果の観測の中でも、図 1.5 に見るような弾丸銀河団の衝突は、弱い重力レンズ効果を用いた観測による間接的な暗黒物質の証拠とされる [7]。図 1.5 の左図には緑の等高線によって質量分布が示されており、右図には X 線の強度分布が示されている。観測された二つの銀河団の質量は、衝突後のそれぞれの銀河団に属しているが、X 線の強度分布は衝突点付近が強くなっている。これは、X 線を放出する高温プラズマガスが銀河団を通過する際に電磁相互作用による抵抗を受け、衝突点に留まっているためであると考えられる。これより、少なくとも電磁相互作用より相互作用の弱い質量源が銀河団に属していることがわかる。弾丸銀河団の衝突から観測される重力レンズ効果は、銀河団スケールでの暗黒物質の存在を示唆する証拠である。

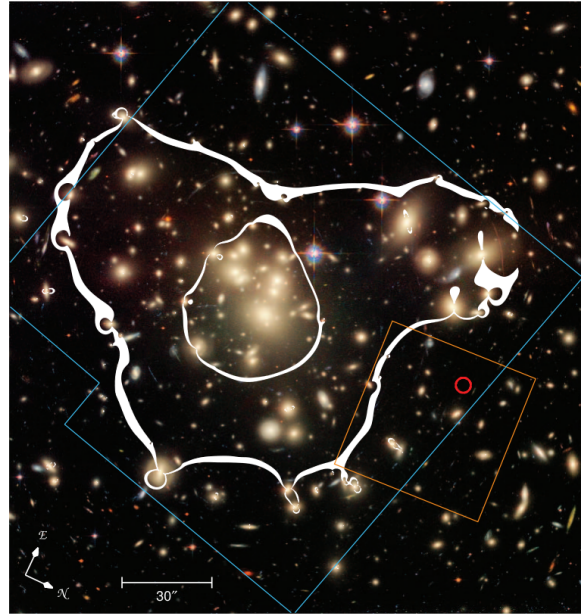


図 1.4 ハッブル宇宙望遠鏡によって観測された巨大銀河団 Abell 1689 による強い重力レンズ効果の観測。Abell 1689 による重力レンズ効果によって見られる背景銀河の像がマークされている。[6] より引用。

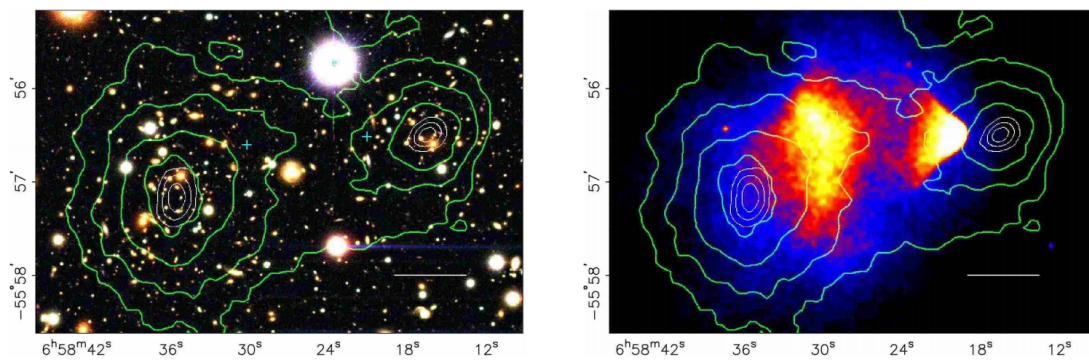


図 1.5 弾丸銀河団の衝突の観測。左図は緑の等高線によって質量分布が示されており、右図は X 線の強度分布が示されている。質量分布の中心が衝突点を通り過ぎていながらも、電磁相互作用による抵抗で高温プラズマガスが衝突点に留まっていることから、電磁相互作用をしない質量源が銀河団に属していることがわかる。[7] より引用。

1.2 暗黒物質の候補

暗黒物質の存在は 1.1 節で見たように様々な観測から示唆されているが、一方でその正体はいまだ明らかになっておらず、暗黒物質の理論的な説明として様々な候補が提案されている。現在観測されている宇宙の構造を説明するための標準的な宇宙論では、暗黒物質は、宇宙初期の速度が非相対論的で運動エネルギーが比較的小さい CDM であると考えられている。本節では CDM の候補となる粒子の中から、WIMP と呼ばれる暗黒

物質の有力候補と、近年盛んに探索されているアクシオンについて説明する。

1.2.1 Weakly Interacting Massive Particle (WIMP)

Weakly Interacting Massive Particle (WIMP) は暗黒物質の有力な候補の一つである仮説上の粒子である。WIMP は相互作用が弱く、質量は 10 GeV から数 TeV 程度であると考えられている。WIMP の存在を示唆する理論模型として、標準模型粒子と対をなし、スピン 1/2 だけ異なる超対称性粒子が存在するとする超対称性理論に基づき、標準理論に最小限の拡張を行った最小拡張超対称性模型 (minimum supersymmetric standard model, MSSM) がある。

標準模型粒子と超対称性粒子を特徴づける量として 1.2 式で表される R パリティがある。

$$R = (-1)^{3B+L+2S} \quad (1.2)$$

ここで、 B はバリオン数、 L はレプトン数、 S はスピンである。1.2 式より、標準模型と超対称性粒子の R パリティはそれぞれ 1、 -1 となる。相互作用前後で R パリティが保存するならば、MSSM で導入される超対称性粒子の中で質量固有状態が最も軽い粒子 (lightest supersymmetric particle, LSP) はそれ以上崩壊しない安定粒子となり、LSP が電氣的に中性であれば WIMP の候補となる。

真空が超対称性を持つならば標準模型粒子と対応する超対称性粒子の質量は等しくなるが、超対称性粒子が観測されていないことから、超対称性が低エネルギーで自発的に破れており、超対称性粒子は標準模型粒子に比べ重くなっていると考えられる。質量が大きいため相互作用が弱く、また運動は非相対論的であると予想され、これは CDM の性質と合致する。

世界中で WIMP をはじめとする暗黒物質探索実験が進められているが、未だ発見は報告されていない。第 2 章では、WIMP 暗黒物質探索実験の現状について論じる。

1.2.2 アクシオン

アクシオンは素粒子標準模型における量子色力学 (QCD) の「強い CP 問題」と呼ばれる問題を解決するために導入された粒子である。QCD のラグランジアンを 1.3 式に示す。

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = \bar{\psi}_i (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_{ij}) \psi_j - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} + \frac{g^2 \theta}{32\pi^2} G_{\mu\nu}^a \tilde{G}^{a\mu\nu} \quad (1.3)$$

1.3 式における第三項は、理論的に定まらないパラメータ θ に比例して CP を破るため、必ずしも自然が CP 対称性を持つ必要はないように思われる。しかしながら、中性子の電気双極子モーメントの測定実験 [8] で、1.3 式のパラメータ θ に対して

$$\theta < 10^{-9} \quad (1.4)$$

という厳しい制限が与えられ、CP 対称性は非常に良い精度で保持されている。一方で、QCD のラグランジアン 1.3 式は必ずしも CP が保存する理由を持たず、これを強い CP 問題という。この強い CP 問題を解決するために、Peccei と Quinn は QCD に新しくカイラル対称性 $U(1)$ を導入し、 $U(1)$ 対称性の位相の自由度とパラメータ θ を対応付けた [9]。新たに導入された $U(1)$ 対称性はエネルギースケール f_a で自発的に破れ、それによって生じる南部・Goldstone ボゾンをアクシオンと呼ぶ。アクシオンのラグランジアンは 1.5 式で表される。

$$\mathcal{L}_{\text{axion}} = \frac{1}{2} \partial_\mu a \partial^\mu a - \frac{g^2 \theta}{32\pi^2} \frac{a}{f_a} G_{\mu\nu}^2 \tilde{G}^{a\mu\nu} \quad (1.5)$$

ここで、 a はアクシオン場である。1.3 式にアクシオンのラグランジアン項を追加すると、有効ポテンシャルは

$$\theta = \frac{a}{f_a} \quad (1.6)$$

の点で最小となり、このとき 1.7 式で表される QCD の有効ラグランジアンは CP を保存する。

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}}^{\text{eff}} = \bar{\psi}_i (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_{ij}) \psi_j - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} + \frac{1}{2} \partial_\mu a \partial^\mu a \quad (1.7)$$

これを Peccei-Quinn 機構という。アクシオンは電氣的に中性で、相互作用が非常に弱いと考えられている。アクシオンの質量 m_a は、数 μeV から数 meV 程度であると考えられている。アクシオンは宇宙初期の相転移時に生成され、相互作用が弱いため他の粒子と熱平衡状態になかったと考えられ、質量が小さいにも関わらず CDM の候補となる。

第 2 章

暗黒物質探索実験

暗黒物質探索実験は大きく分けて直接探索実験、間接探索実験、加速器を用いた実験に分けられる。本章ではこれら三種の暗黒物質探索について述べる。特に直接探索実験については、暗黒物質と原子核の相互作用で期待されるエネルギースペクトルや散乱断面積について論じ、近年の暗黒物質直接探索で大きな成果を上げてきたキセノンを用いた実験について述べる。

2.1 直接探索原理

暗黒物質直接探索実験では、地球上の検出器と暗黒物質の相互作用の信号を捉える。ここでは暗黒物質として WIMP を仮定し、WIMP と検出器ターゲットの相互作用について論じる。

2.1.1 エネルギースペクトル

WIMP は質量が大きく電氣的に中性であるため、WIMP とバリオンの相互作用は主に原子核反跳 (NR) の形で起こると考えられる。検出器ターゲットの単位質量あたり、反跳エネルギー E_R に対する反跳エネルギースペクトル dR/dE_R は 2.1 式で表される [10]。

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{R_0}{E_0 r} \frac{k_0}{k} \frac{1}{2\pi v_0^2} \int_{v_{\min}}^{v_{\max}} \frac{1}{v} f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E) dv^3 \quad (2.1)$$

以下で 2.1 式に現れる変数について述べる。まず、 R_0 はターゲット質量当たりの反跳イベントレートである。ターゲット質量当たりの反跳イベントレートは N_0 を Avogadro 数、 A をターゲット原子の質量数、 ρ_D を WIMP 質量密度、 M_D を WIMP 質量、 σ_0 を WIMP とターゲット原子核のゼロ運動量遷移での散乱断面積とすると 2.2 式で表される。

$$R_0 = \frac{2}{\pi^{1/2}} \frac{N_0}{A} \frac{\rho_D}{M_D} \sigma_0 v_0 \quad (2.2)$$

\mathbf{v} は暗黒物質の地球静止系での速度、 \mathbf{v}_E は銀河静止系での地球の速度である。 $f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E)$ は暗黒物質の銀河静止系に対する速度分布であり、Maxwell-Boltzman 分布に従うとすると

$$f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E) = e^{-(\mathbf{v}+\mathbf{v}_E)^2/v_0^2} \quad (2.3)$$

と表される。 v_0 は速度パラメータで、 $\rho_D = 0.4 \text{ GeV}/c^2 \text{ cm}^{-3}$ 、 $v_0 = 230 \text{ km/s}$ とし、 $v_E = 0$ 、 $v_{\text{esc}} = \infty$ とおいたとき、 R_0 は暗黒物質質量 M_D とターゲット原子の質量 M_T を $\text{GeV}/c^2 \text{ cm}^{-3}$ 単位で表して、

$$\begin{aligned}
R_0 &= \frac{540}{AM_D} \left(\frac{\sigma_0}{1 \text{ pb}} \right) \left(\frac{\rho_D}{0.4 \text{ GeV}/c^2 \text{ cm}^{-3}} \right) \left(\frac{v_0}{230 \text{ km/s}} \right) (\text{kg} \cdot \text{days})^{-1} \\
&= \frac{503}{M_D M_T} \left(\frac{\sigma_0}{1 \text{ pb}} \right) \left(\frac{\rho_D}{0.4 \text{ GeV}/c^2 \text{ cm}^{-3}} \right) \left(\frac{v_0}{230 \text{ km/s}} \right) (\text{kg} \cdot \text{days})^{-1}
\end{aligned} \tag{2.4}$$

と書ける。2.1 式中の k は規格化因子であり、2.5 式で表される。

$$k = \int_0^{2\pi} d\phi \int_{-1}^1 d(\cos \theta) \int_0^{v_{\text{esc}}} f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E) dv \tag{2.5}$$

k は銀河の脱出速度 v_{esc} が有限かどうかによって、次のように書き下すことができる。

$$k = \begin{cases} k_0 = (\pi v_0^2)^{3/2} & (v_{\text{esc}} = \infty) \\ k_1 = k_0 \left[\text{erf} \left(\frac{v_{\text{esc}}}{v_0} \right) - \frac{2}{\pi^{1/2}} \frac{v_{\text{esc}}}{v_0} e^{-v_{\text{esc}}^2/v_0^2} \right] & (v_{\text{esc}} \neq \infty) \end{cases} \tag{2.6}$$

E_0 は $E_0 = M_D v_0^2/2$ で、銀河中の典型的な暗黒物質の運動エネルギーを表す。 r は暗黒物質質量 M_D とターゲット原子の質量 M_T を用いて

$$r = \frac{4M_D M_T}{(M_D + M_T)^2} \tag{2.7}$$

と表される無次元量である。 v_{min} は反跳エネルギー $E_{\text{min}} = E_0/r$ に対応する速度で、

$$v_{\text{min}} = \left(\frac{2E_{\text{min}}}{M_D} \right)^{1/2} = \left(\frac{E_R}{E_0 r} \right)^{1/2} v_0 \tag{2.8}$$

である。 $v_E = 0$ 、 $v_{\text{esc}} = \infty$ とおくと、2.9 式のように基礎的な原子核反跳スペクトルが得られる。

$$\frac{dR(0, \infty)}{dE_R} = \frac{R_0}{E_0 r} e^{-E_R/E_0 r} \tag{2.9}$$

これは、暗黒物質のレートが反跳エネルギーに対して指数関数的に減少することを示唆するものである。 $v_E \neq 0$ 、 v_{esc} が有限ならば、反跳スペクトルは

$$\begin{aligned}
\frac{dR(0, v_{\text{esc}})}{dE_R} &= \frac{k_0}{k_1} \frac{R_0}{E_0 r} \left(e^{-E_R/E_0 r} - e^{-v_{\text{esc}}^2/v_0^2} \right) \\
&= \frac{k_0}{k_1} \left[\frac{dR(0, \infty)}{dE_R} - \frac{R_0}{E_0 r} e^{-v_{\text{esc}}^2/v_0^2} \right]
\end{aligned} \tag{2.10}$$

$$\frac{dR(v_E, \infty)}{dE_R} = \frac{R_0}{E_0 r} \frac{\pi^{1/2}}{4} \frac{v_0}{v_E} \left[\text{erf} \left(\frac{v_{\text{min}} + v_E}{v_0} \right) - \text{erf} \left(\frac{v_{\text{min}} - v_E}{v_0} \right) \right] \tag{2.11}$$

$$\frac{dR(v_E, \infty)}{dE_R} = \frac{k_0}{k_1} \left[\frac{dR(v_E, \infty)}{dE_R} - \frac{R_0}{E_0 r} e^{-v_{\text{esc}}^2/v_0^2} \right] \tag{2.12}$$

と具体的に書き下される。また、地球の速度は太陽を周回する一年の間に式 2.13 に示すように変調する。

$$v_E = 244 \pm 15 \sin(2\pi y) \text{ km/s} \tag{2.13}$$

ここで y は 3 月 2 日からの経過年数である。これは図 2.1 のように、暗黒物質の反跳スペクトルが年間変動することを示唆しており、反跳スペクトルは $E_R/(E_0 r) \gtrsim 1$ では 6 月に最大値、12 月に最小値を取り、 $E_R/(E_0 r) \lesssim 1$ では 6 月に最小値、12 月に最大値を取るように変調する。ただし、図 2.1 は 2.12 式において、 $v_E = 230 \text{ km/s}$ 、 $v_{\text{esc}} = 600 \text{ km/s}$ とおいて得た。

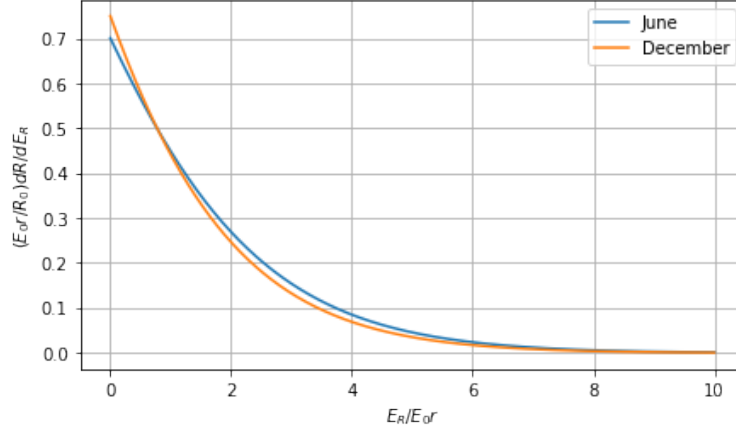


図 2.1 暗黒物質の反跳スペクトル。水色が 6 月、橙色が 12 月における反跳スペクトルで、年間を通じてスペクトルが変化することがわかる。

暗黒物質の反跳スペクトルが図 2.1 のように反跳エネルギーに対して概ね指数関数的に減少することから、直接探索におけるエネルギー閾値は低いほど有利である。さらに 2.9 式分子に現れる R_0 が 2.4 式で表されることから、ターゲット質量を大きくするほど実験の発見能力が向上することが期待され、世界中の暗黒物質直接探索実験で低閾値化、大型化による高感度化がなされている。

2.1.2 散乱断面積

暗黒物質と原子核の散乱にはスピンの依存しない (spin independent, SI) 散乱とスピンの依存する (spin dependent, SD) 散乱の二つが考えられる。

SI 散乱断面積 σ^{SI} は 2.14 式で表される。

$$\sigma^{\text{SI}} = \frac{4\mu^2}{\pi} [Zf_p + (A - Z)f_n]^2 \quad (2.14)$$

ここで Z は原子番号、 A は質量数、 f_p および f_n はそれぞれ WIMP-陽子、WIMP-中性子の SI カップリングである。また、 $\mu = M_D M_T / (M_D + M_T)$ は WIMP と原子核の換算質量である。 $f_p \simeq f_n$ なので、WIMP と陽子の換算質量 μ_p および WIMP-陽子 SI 散乱断面積 $\sigma_p^{\text{SI}} = 4\mu_p^2 f_p^2 / \pi$ (μ_p は WIMP と陽子の換算質量) を用いて 2.14 式を次のように表すことができる。

$$\frac{\sigma^{\text{SI}}}{\sigma_p^{\text{SI}}} = \frac{\mu^2}{\mu_p^2} A^2 \quad (2.15)$$

これより、SI 散乱断面積は μA の二乗に比例する。したがって、SI 散乱においてはターゲット原子核の質量数 A が大きいほど散乱断面積が大きくなり、直接探索において有利である。図 2.2 にいくつかの元素について、WIMP-陽子 SI 散乱断面積 σ_p^{SI} で規格化した WIMP-原子核 SI 散乱断面積 σ^{SI} を示す。

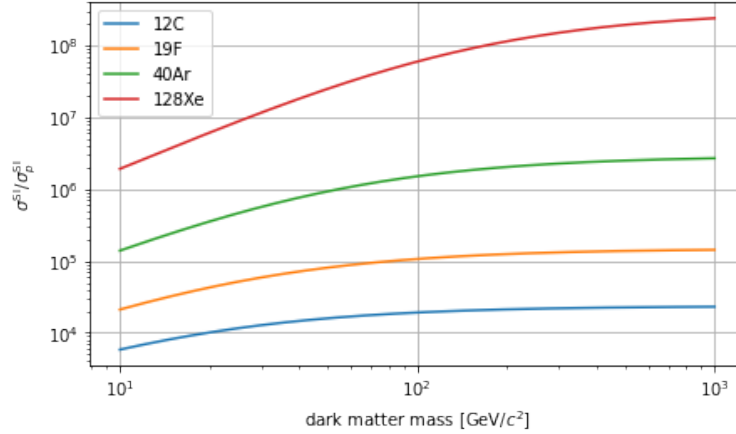


図 2.2 典型的に用いられる核種についての WIMP-陽子 SI 散乱断面積で規格化された WIMP-原子核 SI 散乱断面積。質量数の大きい元素ほど散乱断面積が大きいことがわかる。

2.3 節で議論するように、XENON1T 実験は安定核種を持つ貴ガスの中で質量数が最も大きいキセノン (Xe) をターゲットに用いて、WIMP-原子核 SI 散乱断面積に対して最も強い制限を与えている [11]。

SD 散乱断面積は Fermi の結合定数 G_F を用いて 2.16 式で表される。

$$\sigma^{\text{SD}} = \frac{32}{\pi} G_F^2 \mu^2 (a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle)^2 \frac{J+1}{J} \quad (2.16)$$

ここで $\langle S_p \rangle$ 、 $\langle S_n \rangle$ はそれぞれ原子核中の陽子と中性子のスピン、 J は原子核全体のスピンである。また、 a_p と a_n は WIMP と陽子、中性子の SD カップリングである。 $\lambda = (a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle) / J$ を Lande の因子と呼び、これと WIMP-陽子 SI 散乱断面積 σ_p^{SI} を用いて 2.16 式を次のように書き直せる。

$$\frac{\sigma^{\text{SD}}}{\sigma_p^{\text{SD}}} = \frac{\mu^2 \lambda^2 J(J+1)}{\mu_p^2 0.75} \quad (2.17)$$

これより、SD 散乱断面積は $\mu^2 \lambda^2 J(J+1)$ に比例する。したがって、SD 散乱探索においては質量数または $\lambda^2 J(J+1)$ の大きいターゲットが有利となる。表 2.1 にいくつかの元素について $\lambda^2 J(J+1)$ の値を示す [12]。また、図 2.3 に WIMP-陽子 SD 散乱断面積 σ_p^{SD} で規格化した WIMP-原子核 SD 散乱断面積 σ^{SD} 、および WIMP-中性子 SD 散乱断面積 σ_n^{SD} で規格化した WIMP-原子核 SD 散乱断面積 σ^{SD} を示す。

表 2.1 より、特に WIMP-陽子 SD 散乱の探索においては、ターゲットにフッ素 (F) を多く含む物質を使うことが有利であると考えられる。

2.3 節で議論するように、WIMP-陽子 SD 散乱の探索においてはターゲットに C_3F_8 を用いた PICO 実験が、WIMP-中性子 SD 散乱の探索においては XENON1T 実験が最も厳しい制限を与えている。

2.2 キセノンを用いた直接探索実験

2.1.2 節で述べたように WIMP-原子核 SI 散乱、および WIMP-中性子 SD 散乱の断面積が大きいターゲット原子としてキセノン (Xe) があり、近年、XENON1T 実験をはじめとする Xe をターゲットに用いた暗黒物質直接探索実験が大きな成果を上げている。本節では暗黒物質直接探索実験における Xe の利点について述べ、次節では Xe を利用して世界最高感度を達成している XENON1T 実験について述べる。

元素	J	天然存在比 [%]	$\lambda^2 J(J+1)$	スピンの寄与する核子
${}^1\text{He}$	1/2	100	0.750	陽子
${}^7\text{Li}$	3/2	92.5	0.244	陽子
${}^{19}\text{F}$	1/2	100	0.647	陽子
${}^{23}\text{Na}$	3/2	100	0.041	陽子
${}^{127}\text{I}$	5/2	100	0.007	陽子
${}^{133}\text{Cs}$	7/2	100	0.052	陽子
${}^{29}\text{Si}$	1/2	4.7	0.063	中性子
${}^{73}\text{Ge}$	9/2	7.8	0.065	中性子
${}^{129}\text{Xe}$	1/2	26.4	0.124	中性子
${}^{131}\text{Xe}$	3/2	21.2	0.055	中性子
${}^{183}\text{W}$	1/2	14.3	0.003	中性子

表 2.1 いくつかの核種についての原子核のスピンの J 、天然存在比および $\lambda^2 J(J+1)$ の値 [12]。

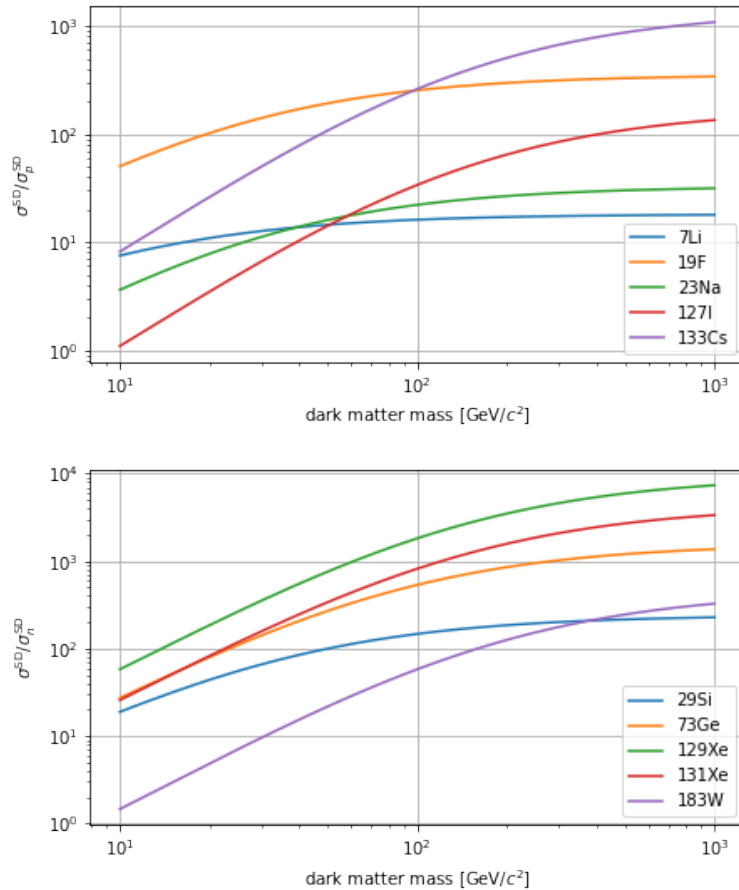
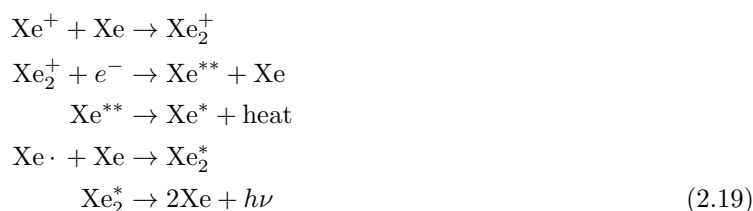


図 2.3 典型的な核種についての WIMP-陽子 SD 散乱断面積 σ_p^{SD} で規格化した WIMP-原子核 SD 散乱断面積 σ^{SD} (上図)、および WIMP-中性子 SD 散乱断面積 σ_n^{SD} で規格化した WIMP-原子核 SD 散乱断面積 σ^{SD} (下図)。WIMP-陽子 SD 散乱ではフッ素が、WIMP-中性子散乱ではキセノンの断面積が大きい。

2.2.1 シンチレーション光

Xe は原子核が散乱されることで励起状態となり、脱励起の際にシンチレーション光を放出する無機シンチレータとして機能する。Xe の脱励起過程には粒子の衝突によって Xe が直接励起状態になる場合と、イオン化した Xe が再結合して励起状態になる場合の二通りが存在する [13]。直接励起状態となる場合の発光過程は 2.18 式、再結合を伴う発光過程は 2.19 式で表される。



どちらの発光過程も最終的には Xe の第一励起状態 Xe^* の二量体 Xe_2^* が脱励起し、シンチレーション光を発する。同じ貴ガスである液体アルゴン (LAr) のシンチレーション光の波長は 127 nm であり、それに対して液体キセノン (LXe) のシンチレーション光の波長 178 nm は比較的長く、光電子増倍管 (PMT) で直接検出が可能である [14, 15]。

発光量は 1 MeV のエネルギーに対して約 42,000 photons である。これは固体シンチレータの NaI(Tl) と同等の発光量で、高い発光量のため低エネルギー閾値・高分解能を達成でき、暗黒物質直接探索において有利となる。

2.2.2 各相の利用

Xe の沸点は 1 atm 下で 165.0 K と比較的高く、液相と気相の相転移が容易である。相転移の容易さから気化・液化による純化が可能で、Xe 中に含まれるバックグラウンド源を取り除くことができる。次章で詳述する XENONnT 実験では、Xe の循環系で気化・液化を行い、沸点の違いからバックグラウンド源である Kr や Rn を除去する。

また、Xe の比較的高い沸点は、LXe を用いた検出器の大型化が容易であることも意味している。LXe の密度は約 3 g/cm^3 であり、大型化によって大質量での暗黒物質探索を行うことができる。暗黒物質探索にはターゲット質量が大きいほど暗黒物質の反跳レートが大きくなることが期待されるため、大型化・大質量化が容易な Xe は暗黒物質探索に有利となる。

2.2.3 安定同位体の存在

Xe に同位体として含まれる放射性同位体の寿命は比較的短く、低バックグラウンド環境下でしばらく保管しておくことで自然に除去することができる。なお、XENON1T 実験で観測された ^{124}Xe の 2 本のニュート

リノ放出を伴う二重電子捕獲は、寿命が 1.8×10^{22} yr と非常に長いため、低バックグラウンド環境下での長期間の保管でも取り除くことはできず、暗黒物質探索の内部バックグラウンド源として考慮される [16]。

2.2.4 自己遮蔽能

Xe は安定同位体を持つ貴ガスの中で原子番号・質量数が最も大きい。質量数が大きいことは 2.15 式より WIMP-原子核 SI 散乱の探索に有利であるが、それに加え光電効果の断面積が原子番号 Z の 4 から 5 乗に、Compton 散乱の断面積が Z に比例することから、Xe はガンマ線に対する自己遮蔽能力も高いことが期待される。Xe の放射長は 2.8 cm と短く、この高い自己遮蔽能力によって検出器壁面から放出されるガンマ線やベータ線などの放射線バックグラウンドは外側の Xe に遮蔽される。よって、信号の位置再構成、および検出器中心部分を有効体積として利用することで有効体積より外側の Xe で相互作用したバックグラウンドを効果的に排除することができる。

2.3 直接探索実験の現状

現在、暗黒物質の確固たる発見の証拠は未だ報告されていない。直接探索実験では XENON1T 実験が WIMP-原子核 SI 散乱断面積に最も厳しい制限を与えている。

XENON1T 実験はイタリアのグランサッソ国立研究所地下で進められていた暗黒物質直接探索実験であり、2020 年にはそのアップデートである XENONnT 実験の試運転データの取得が開始された。XENON1T 実験の検出原理等については XENONnT 実験と同様であるため 3 章にて詳述するが、検出器の媒質としては気相・液相の二相の Xe を用いており、暗黒物質とターゲット原子の Xe との相互作用をシンチレーション光と電離電子という二つの形で捉え、信号の大きさから原子核散乱 (NR) と電子散乱 (ER) を非常に高い効率で識別することができるという利点を持つ。同様の検出原理の実験にアメリカの LUX 実験 [17]、中国の PandaX-II 実験 [18]、またターゲットに Xe ではなくアルゴン (Ar) を用いた気液二相式の実験として DarkSide 実験 [19] が挙げられる。XENON1T 実験は、WIMP-原子核 SI 散乱断面積、および WIMP-中性子 SD 散乱断面積に対して世界で最も厳しい制限を与えている [11, 20]。図 2.4 に XENON1T 実験の $1 \text{ t} \cdot \text{yr}$ の観測結果から与えられた WIMP-原子核 SI 散乱断面積に対する制限を示す [11]。

図中黒実線が XENON1T 実験によって与えられた制限で、赤色、青色はそれぞれ LUX 実験、PandaX-II 実験によって与えられた制限である。緑色、黄色のバンドはそれぞれ感度の中央値 $\pm 1\sigma$ 、 $\pm 2\sigma$ の範囲を示す。XENON1T 実験は LUX 実験、PandaX-II 実験と競争しながらも世界最高感度を達成しており、 $30 \text{ GeV}/c^2$ の WIMP に対して SI 散乱断面積に $4.1 \times 10^{-47} \text{ cm}^2$ という世界で最も厳しい制限を与えている。図 2.4 に示すように、XENON1T 実験を筆頭に LUX 実験や PandaX-II 実験といった Xe 気液二相式の実験が暗黒物質探索感度の最先端を開拓できるのは 2.2 節で論じた Xe という貴ガスの様々な有用性に加え、気液二相を用いることによる ER バックグラウンドの大幅な削減による。

XENON1T 実験のアップデートである XENONnT 実験では、更なる大型化・低バックグラウンド化と継続的な観測からより高感度での暗黒物質探索を行う。第 3 章では XENONnT 実験の検出原理や検出器、周辺システムについて詳述する。

WIMP-原子核 SI 散乱断面積および WIMP-中性子 SD 散乱断面積については XENON1T 実験によって厳しい制限が与えられているが、WIMP-陽子 SD 散乱断面積については泡箱を用いた暗黒物質直接探索実験である PICO 実験によって厳しい制限が与えられている [21]。過熱状態の液体をターゲットとして使用する泡

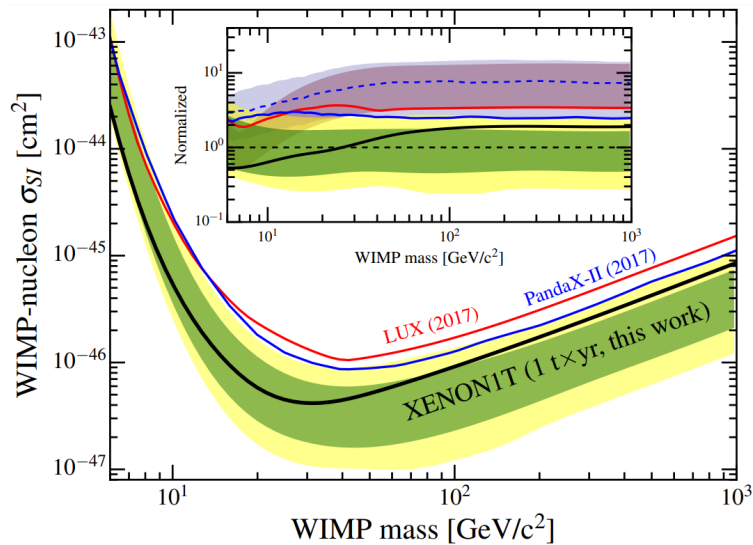


図 2.4 XENON1T 実験の $1 \text{ t} \cdot \text{yr}$ の観測結果から与えられた WIMP-原子核 SI 散乱断面積に対する制限 (黒色)。比較として LUX 実験 (赤色)、PandaX-II 実験 (青色) の与えた制限が示されている。挿入された図は XENON1T 実験の感度の中央値で規格化されている。[11] より引用。

箱では、泡生成の温度依存性や圧力依存性を利用してガンマ線やベータ線による信号を大きく削減することができる。さらに PICO 実験では、泡の音響強度を解析することでアルファ線バックグラウンドを削減することができる。最新の観測では F を豊富に含む C_3F_8 53 kg をターゲットに用いて、WIMP-陽子 SD 散乱断面積に対して最も厳しい制限を与えている [21]。

2.4 加速器探索と間接探索

本節では、暗黒物質の対生成の観測を試みる加速器探索、および暗黒物質の対消滅の観測を試みる間接探索実験について述べる。

加速器探索

加速器を用いた実験では、暗黒物質が電磁相互作用をしないためエネルギーを検出器に落とさないという性質を利用し、欠損エネルギーを探すことで暗黒物質探索を行う。欧州原子核研究機構 (CERN) における大型ハドロン加速器 (large hadron collider, LHC) を用いた実験では、加速された陽子-陽子衝突から観測されたジェットやクォーク、レプトン、光子などの粒子のエネルギーを再構成し、ビームラインに対して垂直な欠損エネルギーを評価することができる。

LHC を用いて行われている ATLAS 実験では、暗黒物質と核子の散乱断面積に関して制限を与えており、直接探索実験との比較もなされている。また、電子-陽電子を衝突させる線形加速器の ILC が現在計画段階にある。LHC のハドロン衝突に比べ、ILC で観測予定のレプトン対衝突はハドロン相互作用を起こさないため、低バックグラウンドとなることが期待されている。

間接探索

間接探索実験では暗黒物質の対消滅によって生じたガンマ線やニュートリノ、あるいは反粒子線などを宇宙線フラックスの超過として探索する。

2008年に打ち上げられた Fermi 衛星による 30 MeV から 300 GeV のガンマ線観測により、130 GeV 付近での銀河中心のガンマ線の超過が観測され、暗黒物質の可能性があると主張されたが、最新の結果では 130 GeV 付近での超過は統計的変動の範囲内であるとされている [22]。

次に、対消滅によって生じる粒子としてニュートリノが考えられる。暗黒物質の対消滅により生じたニュートリノは、暗黒物質質量の約 $1/2$ の運動エネルギーを持つと考えられている。ニュートリノはほとんど質量を持たず、相互作用が弱いことから重力源に束縛されない。したがって太陽などの重力源に束縛されていた暗黒物質の対消滅によって生じたニュートリノは、太陽重力場から脱出し、地球へと到達する可能性がある。このようなニュートリノは南極水中に設置された IceCube 実験 [23] や、神岡地下に建設された水 Cherenkov 検出器を用いたスーパーカミオカンデ実験 [24] によって探索されている。

最後に、暗黒物質の対消滅には粒子-反粒子対の生成が考えられる。暗黒物質対消滅により生成された粒子-反粒子対は、宇宙線中の反粒子の超過として観測される可能性がある。2011年に国際宇宙ステーションに設置された AMS-02 は、電子-陽電子比の観測から、高エネルギーで陽電子の比率が増加するという結果を得ており [25]、暗黒物質の対消滅による可能性がある。陽電子を生成する他の機構としては、パルサーが考えられる。パルサーでは、粒子が加速することで引き起こされた電磁シャワーによる陽電子の生成が可能であり、AMS-02の結果がパルサー由来である可能性は排除できていない。

第3章

XENONnT 実験

XENONnT 実験はイタリアのグランサッソ国立研究所の地下で進められている暗黒物質直接探索実験である。2020 年末に試運転データの取得を開始し、将来的な本測定では 20 t·yr の観測を予定している。本章では、最初に XENONnT 実験の検出原理および検出器について概説する。次に検出器周辺システムおよびキャリブレーションシステムについて述べ、最後に予想されるバックグラウンドレート、および 20 t·yr の観測に対する WIMP 探索到達感度について述べる。

3.1 検出原理

XENONnT 実験は液体キセノン (LXe) と気体キセノン (GXe) の二相を使用した気液二相式 Time Projection Chamber (TPC) を用いた暗黒物質直接探索実験である。気液二相式 TPC の検出原理を図 3.1 に示す。

暗黒物質として WIMP を想定すると、まず WIMP が LXe 原子核を反跳しエネルギーを与える。ここで与えられた反跳エネルギーの一部によって励起した Xe 原子は、脱励起の際に 175 nm のシンチレーション光を放出する。このシンチレーション光には時定数が 2.2 ns と速い成分 (単重項) と、27 ns と比較的時定数の長い成分 (三重項) がある。したがって、検出されるシンチレーション光は鋭い立ち上がりピークのあとになだらかなテールを持つような信号となる [15]。この信号を S1 と呼び、TPC 上部に 253 本、下部に 241 本配置された光電子増倍管 (PMT) によって検出する。反跳エネルギーの残りは Xe を電離し、自由電子を生成する。自由電子は LXe に印加された鉛直下向きドリフト電場によって鉛直上向きに運動し、GXe に到達する。GXe と LXe の間にはドリフト電場よりも強い電場が印加されており、ドリフトされた電子のエネルギーは GXe に与えられ、エレクトロルミネッセンス光として放出される。これを S2 と呼び、主に上部の PMT によって検出する。図 3.1 右上の模式図で示されるように、S1 と S2 の時間差から鉛直方向、また同図右下のように PMT のヒットパターンから水平平面位置がわかり、入射粒子と LXe の相互作用点の三次元位置再構成が可能となる。

Xe 気液二相式 TPC では、エネルギー E と生成された量子 (シンチレーション光または電離電子) の総数 ($n_\gamma + n_e$) の間に、3.1 式で表されるような電場に依存しない線形関係があるという理解が確立されている [26]。

$$E = (n_\gamma + n_e)W = \left(\frac{S1}{g_1} + \frac{S2}{g_2} \right) W \quad (3.1)$$

ここで、 g_1 、 g_2 はそれぞれ S1 とシンチレーション光子数 n_γ 、S2 と自由電子数 n_e の比例係数で検出器に依

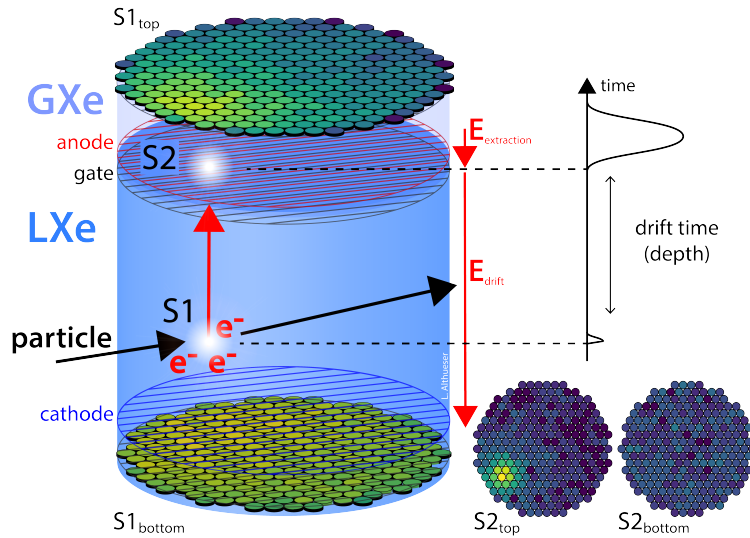


図 3.1 気液二相式 TPC の検出原理。入射粒子が液体キセノン (LXe) 原子核を散乱すると、散乱で与えられたエネルギーの一部がシンチレーション光として上下の PMT で検出される (S1)。残りのエネルギーによって電離された電子は LXe に印加されたドリフト電場によって上部の気体キセノン (GXe) 層方向へ運動し、LXe・GXe の界面近傍の高電場によって GXe 層に引き上げられる。高電場によって加速された電子のエネルギーは GXe に与えられ、エレクトロルミネッセンス光として検出される (S2)。図右上で示すような S1・S2 の検出時間差から鉛直方向、図右下で示すような PMT のヒットパターンから水平平面の散乱位置再構成が可能である。

存するパラメータ、また $W = (13.7 \pm 0.2) \text{ eV}$ は単位シンチレーション光または単位自由電子を生成するのに必要な平均エネルギーである [27]。検出器に依存するパラメータ g_1 、 g_2 は 3.4 節で述べる $^{83\text{m}}\text{Kr}$ 内部キャリブレーション線源や、検出器材料に含まれる ^{60}Co 、LXe に含まれる同位体 $^{129\text{m}}\text{Xe}$ 、 $^{131\text{m}}\text{Xe}$ などの単一エネルギーピークを利用して求められる。

気液二相式 TPC の特徴として、三次元位置・エネルギー再構成能に加えて、S1・S2 を使った粒子識別能がある。入射粒子と LXe の相互作用には Xe 原子の電子を反跳する電子反跳 (electron recoil, ER) と原子核を散乱する原子核反跳 (nucleus recoil, NR) がある。前者は放射性不純物から生じるベータ線やガンマ線によって生じ、後者は電氣的に中性な中性子や WIMP によって引き起こされる。図 3.2 に XENON1T 実験の観測初期における S1、S2 のキャリブレーション結果を示す [28]。(a) は Rn 線源を用いた ER キャリブレーション、(b) は AmBe 線源を用いた NR キャリブレーションの結果である。横軸は S1 を検出器応答の位置依存性について補正した $cS1$ 、縦軸は S2 をドリフト中の電子の損失、および位置依存性について補正した $cS2$ である。実線、点線はそれぞれシミュレーションで得られた中央値、および $\pm 2\sigma$ を表す。また青色は ER、赤色は NR を表している。薄い灰色は $cS1 \cdot cS2$ から再構成された反跳エネルギーの等高線を表す。キャリブレーションの方法については 3.4 節にて述べる。図 3.2 を見ると、(a)Rn 線源を用いた ER キャリブレーションでは青色で示された ER 領域に、(b)AmBe 線源を用いた NR キャリブレーションでは赤色で示された NR 領域に信号が集中しており、ある $cS1$ に対して、NR に比べ ER の方が $cS2$ が大きくなる傾向があることを示している。XENON1T 実験では、S1・S2 の大きさの比 $S2/S1$ を利用し、図 3.2 赤実線より下側を信号探索領域することで 99.6% の ER イベントの排除に成功している [28]。

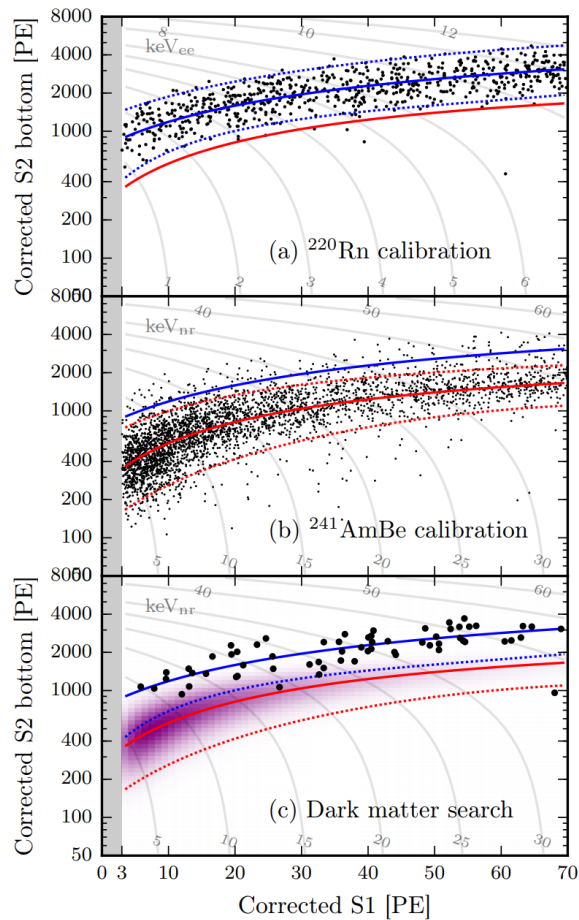


図 3.2 XENON1T 実験初期データを用いたキャリブレーション結果 [28]。(a)Rn 線源を用いた ER キャリブレーション (b)AmBe 線源を用いた NR キャリブレーション (c) 初期データにおける WIMP 探索結果。(a)と (b) から、ER と NR を S2/S1 によって識別できていることがわかる。

3.2 検出器

XENONnT 実験 TPC の模式図を図 3.3 に示す [29]。TPC はクライオスタットと呼ばれる二重の真空容器の中に収められており、これによって LXe への熱流入を防いでいる。TPC の寸法は直径 1.3m、高さ 1.5m であり、Xe の総質量は 8.2t である。LXe の中心部の領域に制限することで、3.5 節で述べる検出器外部から侵入した、あるいは TPC 壁面から放出された放射線バックグラウンドを削減することができる。この制限された探索体積を有効体積といい、XENONnT ではその質量は 4t となる。TPC の上下にはそれぞれ 253 本、241 本の PMT が配置される。TPC の内側側面は反射材で覆われており、LXe でのシンチレーション光 S1 を反射し、集光率を高める役割を持つ。これには PTFE が使用される。PTFE の外側は電場形成ワイヤーで取り囲まれており、これによって TPC 液相内に 200 V/cm のドリフト電場が形成される。また、図 3.1 に示すカソード・ゲート・アノード、加えて上下の PMT のガラス窓前方にトップスクリーン、ボトムスクリーンと呼ばれる 5 つの電極が水平に配置される。特にゲート、アノード間にはドリフト電場よりも高い電圧が印加

され、この電場によってドリフト電子が液相から気相へと引き出され、エレクトロルミネッセンス光 S2 が生成される。

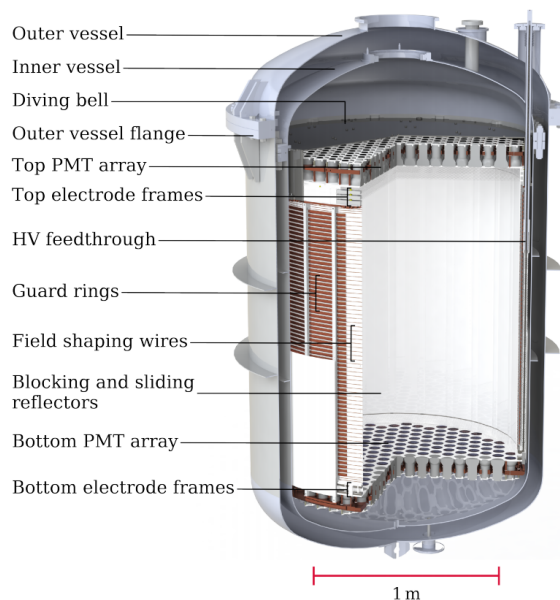


図 3.3 XENONnT 実験 TPC の模式図 [29]。TPC は直径 1.3 m、高さ 1.5 m で、ドリフト領域の長さは約 1.4 m である。TPC 内の上下には PMT が配置され、側面は PTFE によっておおわれている。PTFE 外側には電場形成ワイヤーがあり、内部の 5 つの電極と共にドリフト電場を形成している。TPC はクライオスタットと呼ばれる二重の真空容器内に収められる。

3.3 周辺システム

WIMP のような稀事象探索実験では、低バックグラウンド化が必要不可欠である。本節では XENONnT 実験で計画されている低バックグラウンド化のための周辺システムについて述べる。

3.3.1 Gd 水タンクによるミュオン・中性子反同時計測システム

XENON1T 実験 TPC は直径約 10 m、高さ約 10 m の円柱状純水タンク (water tank, WT) に設置されていた。図 3.4 に XENONnT 実験の水タンク内の模式図を示す。純水タンクは、主に外部から侵入したミュオンによって生じた Cherenkov 光を検出するミュオン反同時計測システム (muon veto, MV) として機能してきた [30]。MV では、ミュオンが通過したイベントを除去するだけでなく、宇宙線ミュオンが検出器周辺の岩石やコンクリートと相互作用して生じた中性子や、同じく岩石やコンクリートとミュオンが相互作用して生じたガンマ線を検出することで除去することができる。また、純水そのものも外部からのガンマ線や中性子シールドとして機能する。鉛のような原子番号の大きい金属を用いたガンマ線シールドに代わり、大型化が容易で中性子バックグラウンドの低減に有利な純水タンク中に検出器を置く手法は、XMASS 実験で初めて用いられ [31]、今日の大型 WIMP 探索実験で広く用いられている [17-19]。

XENONnT 実験では、硫酸ガドリニウム八水和物 ($(\text{Gd}_2\text{SO}_4)_3 \cdot 8\text{H}_2\text{O}$) をガドリニウム (Gd) の質量比 0.2% 溶解させた純水 (Gd 水) の中性子捕獲を利用して中性子バックグラウンドを低減する中性子反同時計

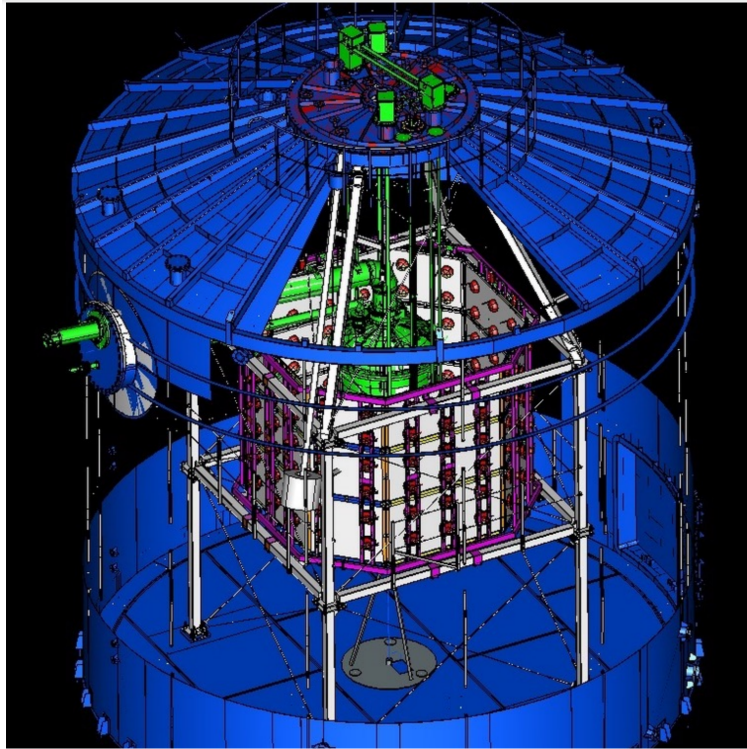


図 3.4 XENONnT 実験の水タンク (WT) 模式図。XENON1T 実験ではミュオン反時計測システム (MV) として機能してきた。ピンク色で示された支持構造内において白色で示された八角柱状の反射材より内側を中性子反時計測システム (NV) と呼び、同支持構造に固定された合計 120 本の PMT で中性子由来の Cherenkov 光を検出する。

測システム (neutron veto, NV) を新たに導入する。NV のより詳細な検出器概要、検出原理およびモンテカルロ・シミュレーションを用いた事前評価については 4 章にて改めて詳細に述べる。

3.3.2 Xe 純化システム

XENONnT 実験では、中性子バックグラウンドを大きく低減させる NV のほかに、LXe に含まれる内部バックグラウンド源を取り除くため、Xe 純化を行う様々な周辺システムがある。

LXe に含まれる内部バックグラウンド源として、まずキセノンに含まれる放射性不純物として自然界に存在するクリプトン (^{nat}Kr) がある。 ^{nat}Kr に 2×10^{-11} の割合で含まれる同位体 ^{85}Kr は、半減期 10.76 年でベータ崩壊する。市販の Xe には最大 0.02 ppm 程度の ^{nat}Kr が含まれているため、同位体 ^{85}Kr は WIMP 探索における ER バックグラウンド源となる。XENONnT 実験では、Xe 中の ^{nat}Kr を除去するための Kr 蒸留システムが設置されている [32]。XMASS 実験グループによって最初に開発された Kr 蒸留法 [33] では、Xe より Kr の方が沸点が低いことを利用して、Kr の濃縮された Xe ガスをオフガスとして取り除く。XENON1T 実験では、Xe に対する ^{nat}Kr 濃度を $(0.66 \pm 0.11) \times 10^{-12}$ レベルまで低減することに成功しており [11]、新たに開発された Kr 蒸留システムによって Xe に対する ^{nat}Kr 濃度を 48×10^{-15} の割合まで低減できることが検証されている [32]。

また、LXe に含まれる ^{222}Rn は、前身 XENON1T 実験における最大の ER バックグラウンド源である。

具体的には、 ^{222}Rn 崩壊系列の ^{214}Pb が放出するベータ線が ER バックグラウンドとなり、この Rn バックグラウンドを低減することは XENONnT 実験の高感度化の課題の一つである。XENON1T 実験における主な Rn バックグラウンド源はキセノン循環系で使用されていた QDrive ポンプであった。XENONnT 実験では、nEXO グループ [34] と新たにポンプを共同開発し、Rn 放出レートは現行より一桁低い (0.29 ± 0.09) mBq を達成している [35]。XENONnT 実験では、Xe より Rn の方が沸点が高いことを利用し、Kr 蒸留システムと逆の原理で Rn を低減する Rn 蒸留システムが新たに開発されている。

他に、検出器材料から Xe に放出されている酸素などの電氣的に陰性の不純物が、ドリフト電子と結合して電荷信号 (S2) を減衰させてしまうため低減が求められる。XENON1T 実験では、LXe をポンプで取り出し気化させゲッターと呼ばれるフィルターを通し、ゲッター材料のジルコニウムと反応させることで、電氣的に陰性の不純物を除去している。

XENONnT 実験では Xe ターゲットの大型化により、GXe 純化システムでは電氣的に陰性な不純物を純化しきれない可能性がある。そのため、液体の状態のまま LXe を TPC から取り出し、フィルターを経由して TPC に戻す LXe 循環システムを導入する予定である。また、LXe 純化システムの循環経路に Xe の酸素など不純物濃度をリアルタイムで測定するキセノン純度モニターが導入される予定であり、これによって LXe 不純物濃度による S2 減衰に伴う系統誤差が低減されることが期待される。

3.4 キャリブレーション

LXe は、その大きな質量数からガンマ線に対する自己遮蔽能力に優れており、WIMP 探索において TPC 中心部の有効体積を適切に選択することで TPC 外部、TPC 壁面から生じるバックグラウンドを強力に遮蔽することができる。一方で、この自己遮蔽能力のために、キャリブレーションにおいては外部からの放射線源が TPC 内部に到達しづらい。XENONnT 実験では、TPC 内部に寿命の比較的短い放射線源を混入し、内部線源としてキャリブレーションに使用する。また、外部放射線源を TPC 近傍に届けるいくつかの機構が存在し、外部線源を用いたキャリブレーションでは TPC だけでなく NV の応答キャリブレーションも行うことができる。本節では、まず内部線源として使用する ^{220}Rn と $^{83\text{m}}\text{Kr}$ について述べ、次に外部線源を使ったキャリブレーションシステムについて述べる。なお、エネルギーの関心領域 (region of interest, ROI) は NR については $[4, 50] \text{ keV}_{\text{nr}}^{*1}$ 、ER については $[1, 13] \text{ keV}_{\text{ee}}$ とされている*2。

3.4.1 内部線源を用いたキャリブレーション

まず、 ^{228}Th の娘核の一つである ^{220}Rn が内部線源として使用される。 ^{220}Rn は寿命が 56 sec と比較的短く、崩壊系列の中でアルファ線、ベータ線、ガンマ線を放出するため、キャリブレーションに有用である。また、 ^{220}Rn の娘核の一つである ^{218}Pb は、ベータ崩壊によって Q 値 560 keV の電子を放出するため、WIMP 探索においてバックグラウンドとなる低エネルギーの ER キャリブレーションにも使用することができる。

^{83}Rb の娘核である $^{83\text{m}}\text{Kr}$ は、 ^{220}Rn と同じく内部線源として ER キャリブレーションに用いられる。 $^{83\text{m}}\text{Kr}$ は電子転換によって 32.1 keV と 9.4 keV の電子を放出する。キャリブレーションでは、循環系からキセノンに ^{83}Rb を混入させることで、崩壊によって生じた $^{83\text{m}}\text{Kr}$ を TPC 内に一様に分布させ、崩壊電子によ

*1 記号 [は開区間、(は閉区間を表す。

*2 ER で電子に与えられたエネルギーはすべて反跳エネルギーとして観測可能だが、NR では原子核に与えられたエネルギーの一部分だけ反跳エネルギーとして観測される。観測可能な ER のエネルギーの単位を keV_{ee} 、NR の正味のエネルギーの単位を keV_{nr} と書く。これらの関係はターゲットの媒質によって異なる。

る単一エネルギーキャリブレーションが可能となる。内部線源が混入した LXe は循環系のゲッターによって純化される。

3.4.2 外部線源を用いたキャリブレーション

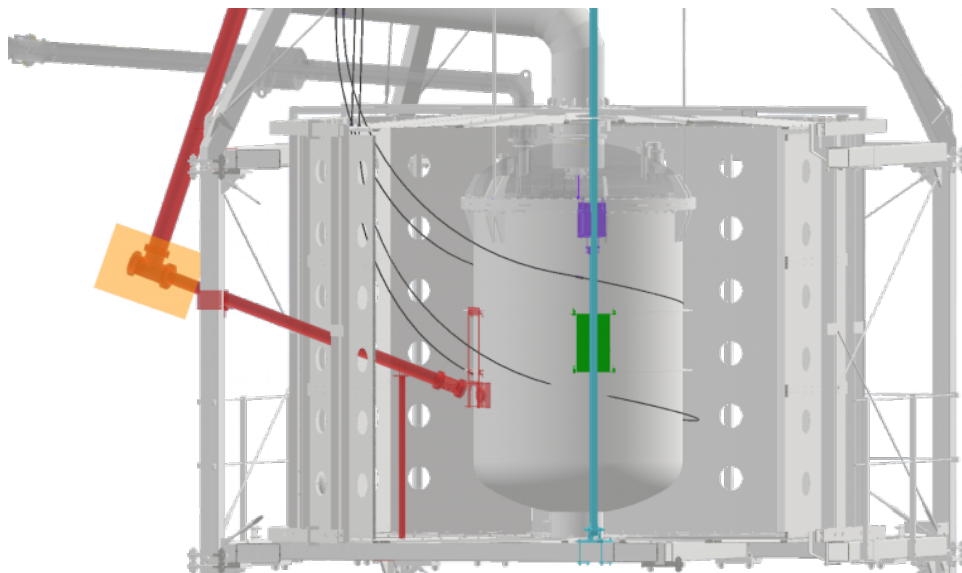


図 3.5 XENONnT 実験のキャリブレーションシステム。青色は I-belt、紫色は I-belt に乗せた Y/Be 中性子線源を TPC 方向に向けるためのコリメータ、緑色は Y/Be 線源から放出された中性子が NV に吸収されることを避けるための空気で満たされた容器、赤色は中性子ビームパイプ、橙色は中性子ビームパイプを構成するビームパイプとガイドパイプ結合部で過剰に中性子が放出されることを防ぐためのポロンシールド、濃い灰色は外部線源を TPC 近傍に届けるための U-tubes を示す。

XENONnT 実験では、図 3.5 のように、外部線源を TPC 近傍に配置するためのいくつかの機構がある。外部線源に使われる中性子源は、TPC の NR 信号キャリブレーションだけでなく、第 4 章で詳述する NV のキャリブレーションにも利用される。本節ではベルト XENONnT の NV キャリブレーションにも用いられる外部線源を用いたキャリブレーションについて述べる。

I-belt

図 3.5、3.6 中水色で示された I-belt は、 $^{88}\text{Y}/\text{Be}$ 線中性子線源を TPC 近傍に移動させるために使われる。 $^{88}\text{Y}/\text{Be}$ 線源はタングステン製の図中紫色で示されたコリメータに収容され、コリメータと共に TPC 中央付近まで届けられる。また、中性子が Gd 水に吸収されないように TPC とコリメータの間には図中緑色で示されているエアボックスと呼ばれる空気が満たされた箱が配置される。

$^{88}\text{Y}/\text{Be}$ は中性子線源として使用され、TPC の NR キャリブレーションおよび対応する NV 信号のキャリブレーションに利用される。

中性子ビームパイプ

図 3.5 赤色で示された中性子ビームパイプは、直径 6 inch のガイドパイプと呼ばれるパイプと直径 4 inch のビームパイプと呼ばれる二つのパイプによって構成される。ガイドパイプ中の中性子発生器で生成された

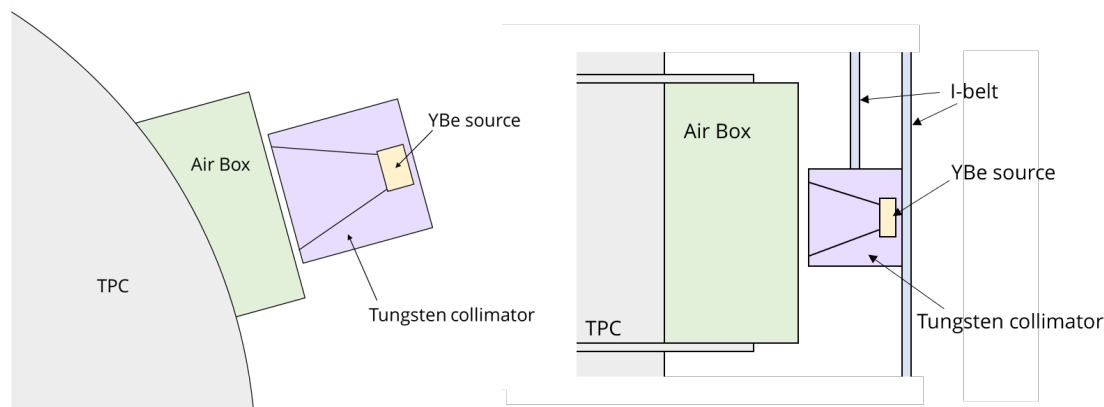
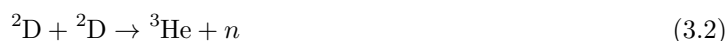


図 3.6 $^{88}\text{Y}/\text{Be}$ 線源、タングステン製コリメータ、およびエアボックスの位置関係模式図。左図は上から、右図は横からみた位置関係を表す。

中性子がビームパイプによってコリメートされながら TPC に照射され、NR 信号のキャリブレーションを行うことができる。ガイドパイプとビームパイプの結合部はボロン添加 PTFE シールド（図 3.5 中橙色）に覆われている。ボロン（B）の天然同位体 ^{10}B は 3838 barn という大きな熱中性子捕獲断面積を持つため、中性子発生器から生成され、パイプ外へ逃げ出そうとする中性子をシールド内で捕獲し、過剰な中性子が WT 内に放出され NV の信号検出レートを著しく上げてしまうこと、および NV で吸収されたガンマ線がキャリブレーションにおけるバックグラウンドとなることを防ぐ。

中性子の発生には次の核融合反応によって 2.2 MeV、2.7 MeV にピークを持つような中性子を生成するパルス中性子発生器を使用する。



また、ビームパイプとガイドパイプの結合部には、中性子発生から生成された中性子を後方散乱させ、エネルギーを落とした低エネルギー中性子を TPC に照射するための重水ターゲットを配することが検討されている。

U-tubes

XENONnT 実験で新しく導入されるキャリブレーションシステムである U-tubes は、図 3.5 濃い灰色で示す通り、TPC に引っ掛けるように設置される。ステンレス製のチューブでできており、特に ^{228}Th といった高エネルギーのガンマ線源、 $^{241}\text{AmBe}$ といった中性子線源を TPC 近傍まで移動させるために使われる。

$^{241}\text{AmBe}$ 線源は中性子とガンマ線を同時に放出することから、NV の検出効率のキャリブレーションに有用である。図 3.7 に示すように、 $^{241}\text{AmBe}$ から放出されたガンマ線由来の即発信号、および TPC と散乱した中性子が Gd 水に吸収された後に放出されたガンマ線由来の遅延信号の両方を NV で検出することで中性子検出効率のキャリブレーションを行う。

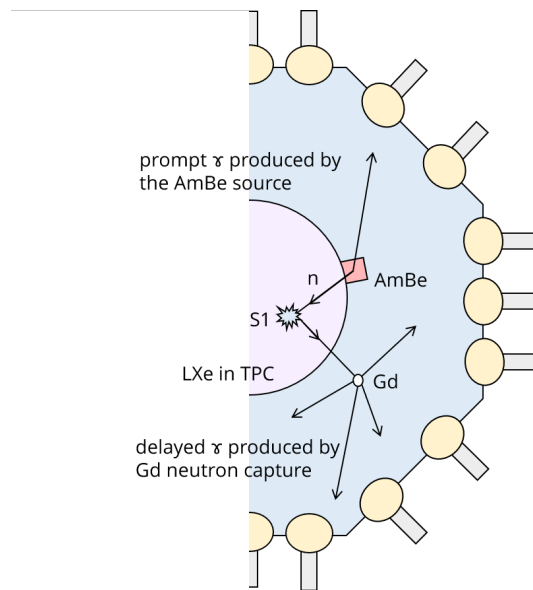


図 3.7 $^{241}\text{AmBe}$ 線源を用いた NV キャリブレーションの概念図。 $^{241}\text{AmBe}$ から放出されたガンマ線由来の即発信号、および TPC と散乱した中性子が Gd 水に吸収された後に放出されたガンマ線由来の遅延信号を PMT で検出し、中性子検出効率のキャリブレーションを行う。

3.4.3 反射率モニター

中性子検出のために捉える Cherenkov 光は NV 反射材で複数回反射した後に PMT に到達するため、反射材の反射率の低下は中性子検出効率を大幅に低下させる危険性がある。したがって検出器の運用開始後には、反射材の反射率が安定していることが重要となる。XENONnT では NV システムの上下の反射材に対してレーザー光を照射し、反射材の反射率をモニターする反射率モニターを導入する。

NV システムにおける反射率の重要性、および反射率モニターの反射率測定方法は 4.6 節にて詳述するが、その原理には反射率 R の反射材表面で光子が N 回反射する際に、概ね $(1 - R)^N$ の確率で光子が吸収されることを利用する。反射回数が多い光子ほどレーザー光照射から光子の検出までの時間が長くなり、検出される光子数は概ね反射率のべき乗で減少することが期待されるため、時定数を測定することで反射率を決定することができる。

3.5 バックグラウンド

WIMP のような稀事象探索実験では、低バックグラウンド化に加え、バックグラウンド源の詳細な理解が重要である。本節では、WIMP 探索における ER・NR バックグラウンド源と、予想されるバックグラウンドレートについて述べる。

3.5.1 ER バックグラウンド

XENONnT 実験で予想される ER バックグラウンドを表 3.1 に示す [29]。検出器材料に含まれる放射性不純物由来のガンマ線はバックグラウンド源となる。このようなバックグラウンドは検出器を製作する前に材料

バックグラウンド源	レート [(t yr) ⁻¹]
検出器材料に含まれる放射性不純物	25 ± 3
²²² Rn	55 ± 6
⁸⁵ Kr	13 ± 1
¹³⁶ Xe	16 ± 2
¹²⁴ Xe	4 ± 1
太陽ニュートリノ	34 ± 1
総バックグラウンド	148 ± 7

表 3.1 XENONnT 実験で予想される有効体積 4t に対する ER バックグラウンド [29]。ROI は [1, 13] keV_{ee} である。²²²Rn の単位質量当たりの放射能に 1 μBq/kg、^{nat}Kr 不純物の Xe に対するモル比に ^{nat}Kr/Xe = 0.1 ppt を仮定している。また、自然界に存在する Xe (^{nat}Xe) に対する ¹³⁶Xe、¹³⁶Xe の割合にはそれぞれ 8.9%、0.095% を仮定している。

のスクリーニングを行い、放射性不純物の混入量が最小の素材を使用することで低減を図る。また、これらのバックグラウンドは主に検出器壁面から放出されるため、有効体積を適切に選択することで削減することができる。

²²²Rn は XENONnT 実験最大のバックグラウンド源として予想されている。半減期が 3.8 days と比較的長いこと、検出器や周辺システムから放出された ²²²Rn は LXe に溶けだし、TPC 内に一様に広がる。有効体積カットで削減することができない ²²²Rn は崩壊後、下流にある ²¹⁴Pb のベータ線による ER がバックグラウンドとなる。XENONnT 実験における ²²²Rn バックグラウンドは、3.3.2 節で述べたように、低バックグラウンドのポンプの新開発、Rn 蒸留システムなどによって低減される。

⁸⁵Kr はキセノン中に含まれているため、²²²Rn 同様有効体積カットで削減できないバックグラウンド源である。Q 値 687 keV のベータ線は、特に低エネルギー探索において影響する。⁸⁵Kr バックグラウンドも ²²²Rn バックグラウンド同様、3.3.2 節で述べた Kr 蒸留システムによって低減される。

Xe の同位体 ¹³⁶Xe は LXe 中に一様に分布し、二本のニュートリノ放出を伴う二重ベータ崩壊を通して WIMP 探索領域のバックグラウンドとなる。天然存在比 8.9% で寿命は 2.17×10^{21} yr と非常に長いため、ER バックグラウンドレートは含有量に対して比較的低い (16 ± 2) t · yr と予想されている。

同様に XENON1T 実験によって有意性 4.4σ で初めて観測された二本のニュートリノ放出を伴う二重電子捕獲による ¹²⁴Xe は、新しく考慮されるバックグラウンド源である [16]。検出される信号は外殻から内殻に電子が補充される際に放出される X 線と Auger 電子のカスケードである。測定された半減期は 1.8×10^{22} yr と非常に長い。また、分岐比 75% で約 64.3 keV、分岐比 23% で約 36.7 keV の電子捕獲線を放出するが、これらは ER 信号の ROI [1, 13] keV_{ee} の外側にあるため影響しない。二つの電子が L 核に捕獲される稀な場合に放出される電子捕獲線のエネルギーは約 9.8 keV であり、バックグラウンドとなり得るが、分岐比は 1.7% と小さく、また ¹²⁴Xe の寿命が非常に長いことから影響は小さい。

最後に、太陽ニュートリノは LXe 原子の電子を弾性散乱し、低エネルギーの ER 信号を生成する可能性がある。ROI [1, 13] keV_{ee} に影響を及ぼす太陽ニュートリノの主な発生源は 3.3 式で表される ⁷Be による電子捕獲と、3.4 式で表される pp 核融合である。

$${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e \quad (3.3)$$

$$p + p \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu_e \quad (3.4)$$

推定される散乱エネルギーに対する平均寄与 $2.8 (\text{keV t yr})^{-1}$ は ER バックグラウンドで 2 番目に大きい。

3.5.2 NR バックグラウンド

次に、XENONnT 実験で予想される NR バックグラウンドを表 3.2 に示す。

バックグラウンド源	レート $[(\text{t yr})^{-1}]$
中性子	$(4.1 \pm 2.1) \times 10^{-2}$
CE ν NS (太陽ニュートリノ)	$(6.3 \pm 0.3) \times 10^{-3}$
CE ν NS (大気、超新星ニュートリノ)	$(5.4 \pm 1.1) \times 10^{-2}$
総バックグラウンド	$(1.0 \pm 0.2) \times 10^{-1}$

表 3.2 XENONnT 実験で予想される有効体積 4t に対する NR バックグラウンド [29]。ROI は $[4, 50] \text{keV}_{\text{nr}}$ である。NV の中性子検出効率として 87% が仮定されている。

中性子は放射性不純物の自発核分裂 (spontaneous fission, SF) や (α, n) 反応、加えて宇宙線ミュオン
の検出器周辺の岩石やコンクリートとの相互作用によって生じる。

放射性不純物由来の中性子を放出する検出器材料は主にクライオスタット、TPC 上下の PMT、TPC 側面
の PTFE であるが、このような中性子は 4 章で詳細に述べる NV によって大きく低減されると期待される。

宇宙性ミュオンの相互作用によって生じた中性子は WT 外部から TPC に侵入し得るが、XENON1T 実
験では MV によって $< 0.01 (\text{t yr})^{-1}$ まで削減されていた [28]。XENONnT 実験では NV によって更なる中
性子バックグラウンドの低減が可能となり、その寄与は他の NR バックグラウンド源に対して無視できるレベ
ルまで削減されると考えられる。

WIMP 探索においては、太陽ニュートリノ [36]、大気ニュートリノ [37]、超新星ニュートリノ [36] はコ
ヒーレント弾性原子核散乱 (coherent elastic ν nucleus scattering, CE ν NS) を介して NR バックグラウン
ドとなる。XENONnT 実験では、 ${}^8\text{B}$ 由来の太陽ニュートリノ (${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be} + e + \nu_e$ で生成されるニュート
リノ) および hep ニュートリノ (${}^3\text{He} + p \rightarrow {}^4\text{He} + e^+ + \nu_e$ で生成されるニュートリノ) が数 GeV/c^2 の低
質量領域で、大気ニュートリノおよび超新星ニュートリノはより高質量領域で感度に影響するため、表 3.2 で
は、太陽ニュートリノバックグラウンドと大気、超新星ニュートリノは区別されている。

3.6 到達感度

有効体積 4 t、目標観測量 20 t \cdot yr で予想される WIMP-核子 SI 散乱断面積の到達感度を図 3.8 に示す [29]。

図 3.8 左は WIMP 質量に対する到達感度、右図は 50 GeV/c^2 の WIMP を仮定した観測量に対する到達感
度である。図中黒実線は、仮定した 90% 信頼レベルでの到達感度の中央値で、緑色と黄色のバンドが 1σ 、 2σ
の範囲を表している。また黒色の破線と点線は、それぞれ 50% の確率でバックグラウンドに対する 3σ 、 5σ
の過剰を検出するような最小の散乱断面積を表している。XENONnT 実験は、現在 WIMP-核子 SI 散乱断面
積に最も厳しい制限を与えている XENON1T 実験の結果 [11] を一桁以上上回る世界最高感度に到達する。

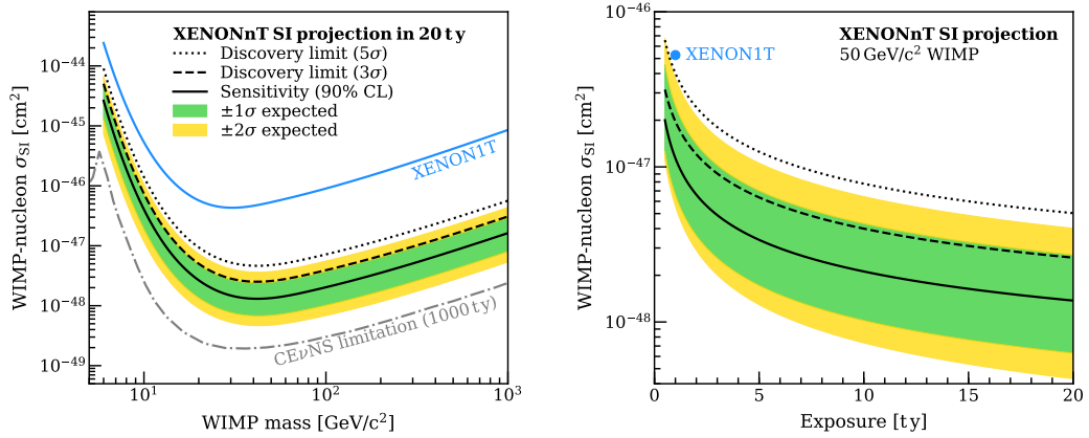


図 3.8 XENONnT 実験における 20 t·yr の観測で予想される WIMP-核子 SI 散乱断面積の到達感度 [29]。左図は WIMP 質量に対する到達感度、右図は 50 GeV/c² の WIMP を仮定した観測量に対する到達感度である。黒色実線は 90% の信頼レベル中央値、緑色と黄色のバンドはそれぞれ 1σ、2σ の範囲を表す。比較として、XENON1T 実験の 1 t·yr の観測結果が青色実線示されている。黒色の破線と点線はそれぞれ、バックグラウンドに対して有意性 3σ と 5σ の過剰が 50% の確率で検出される最小の断面積を示す。XENONnT 実験は目標観測量 20 t·yr で XENON1T の結果 [11] の結果を 1 桁以上上回る感度に到達する。

XENONnT 実験が図 3.8 に示すような世界最高感度を達成するためには 3.3 節で紹介したような低バックグラウンド化のための取り組みが重要となる。次章では、その中でも中性子バックグラウンド低減のための NV に焦点を当てて議論する。

第 4 章

中性子反同時計測システム

XENONnT 実験では、検出器材料から放出される中性子によるバックグラウンドを低減するために中性子反同時計測システム (NV) を導入する。NV では、20 t·yr の観測で予想される中性子バックグラウンド 6.42 イベントを 1 イベント未満まで低減するため中性子検出効率として 85% 以上が要求される。本章ではまず、NV による中性子バックグラウンドの検出原理について述べ、次いでモンテカルロ法 (Monte Carlo method, MC) を用いたシミュレーションに基づく中性子検出効率や放射性不純物によるデッドタイムの定量評価について論じる。

4.1 中性子バックグラウンド

XENONnT 実験のような Xe 二相式 TPC を用いた WIMP 探索実験では、TPC 内 LXe の有効体積における単一の NR 信号を探索する。したがって、XENONnT 実験において、TPC 内 LXe の有効体積内で単一の NR を起こし外部へと逃げ出した中性子は、図 4.1(a)、(b) に示すように、有効体積内で NR を起こした WIMP と原理的に区別できない。

このような中性子バックグラウンドは、3.5.2 節で述べたように、主に検出器材料に微量に含まれる放射性不純物由来の自発核分裂 (spontaneous fission, SF) や (α, n) 反応によって生じる。各検出器材料にお

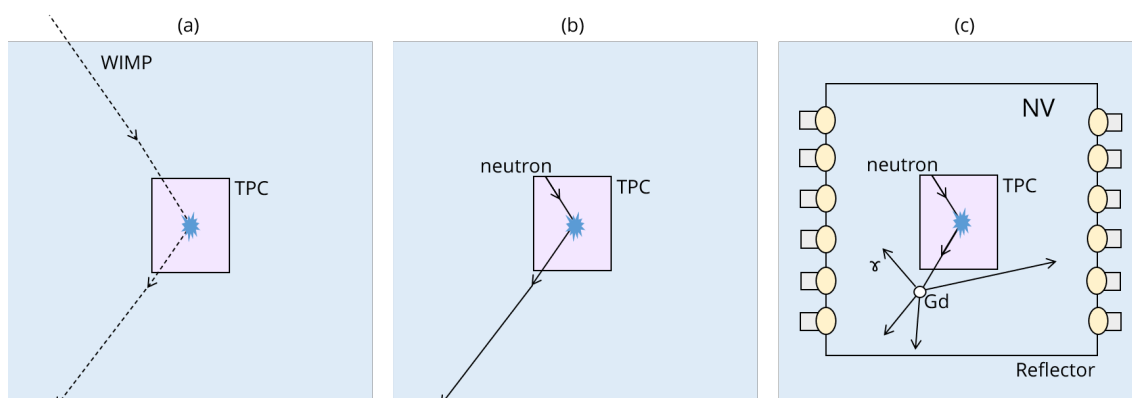


図 4.1 XENONnT 実験における WIMP 検出機構と中性子検出機構の原理図。(a) 検出器外部から到達した WIMP の検出と (b) 検出器材料から放出された中性子の単一散乱の検出は、原理的に区別することができない。(c)Gd 水の中性子捕獲を利用した NV によって、このような中性子を検出することができる。

る放射性不純物由来の中性子放出レート、およびエネルギースペクトルは、SF、 (α, n) 反応、および放射性核種の崩壊による遅延中性子放出の中性子生成率とエネルギースペクトルを計算するためのプログラム SOURCES-4A [38] によって計算されており、予想される中性子バックグラウンドは $0.321 (t \cdot yr)^{-1}$ 、20 t·yr の観測で 6.42 イベントと評価されている [29, 39]。

4.2 検出原理

XENONnT 実験における NV では、TPC で検出された入射粒子の信号と、NV で検出された中性子の同時計測によって中性子バックグラウンドを低減する。前身である XENON1T 実験でミュオン反同時計測 (muon veto, MV) に使用した純水タンクに、硫酸ガドリニウム八水和物 $((Gd_2SO_4)_3 \cdot 8H_2O)$ をガドリニウム (Gd) の質量比 0.2% で溶解させ、Gd による熱中性子捕獲を利用し、WIMP と中性子を識別する (以降 $(Gd_2SO_4)_3 \cdot 8H_2O$ を溶解させた純水を Gd 水と呼ぶ)。Gd は 4.1 式で表されるように中性子を捕獲し、励起した Gd は脱励起によって複数のガンマ線 (γ s) を放出する。



表 4.1 に Gd の天然同位体と中性子捕獲に対する断面積を示す [40]。

表 4.1 Gd の天然同位体の中性子に対する全吸収断面積 [40]。

同位体	天然存在比 [%]	熱中性子捕獲断面積 [barn]
${}^{152}\text{Gd}$	0.20	735 ± 20
${}^{154}\text{Gd}$	2.18	85 ± 12
${}^{155}\text{Gd}$	14.80	60900 ± 500
${}^{156}\text{Gd}$	20.47	1.5 ± 1.2
${}^{157}\text{Gd}$	15.65	254000 ± 815
${}^{158}\text{Gd}$	24.84	2.2 ± 0.2
${}^{160}\text{Gd}$	21.86	0.77 ± 0.02

Gd は中性子捕獲後、共鳴状態から複数の中間状態を経て脱励起し、図 4.1(c) のように合計エネルギー約 8 MeV の複数のガンマ線を放出する [41, 42]。特に ${}^{157}\text{Gd}$ は天然元素中最大、 ${}^{155}\text{Gd}$ は天然元素中二番目に高い中性子捕獲断面積を持ち、加えて放出されるガンマ線の合計エネルギーが高いため、中性子検出に非常に有効である。

放出されたガンマ線は、図 4.2 に示すように Gd 水中の電子を散乱する。散乱された電子が放出した Cherenkov 光を、TPC を囲うように配置した 120 本の PMT で検出することで、WIMP と中性子を区別することができる。

4.3 モンテカルロ・シミュレーション

XENONnT の MC は、Geant4 を使って開発された前身 XENON1T の MC をアップデートする形で開発されている [39]。Geant4 [43–45] は、C++ で開発されたモンテカルロ法による粒子飛跡シミュレーションのためのツールキットである。検出器の幾何学的な構造や材質情報、物理過程、シミュレーションの初期粒子情

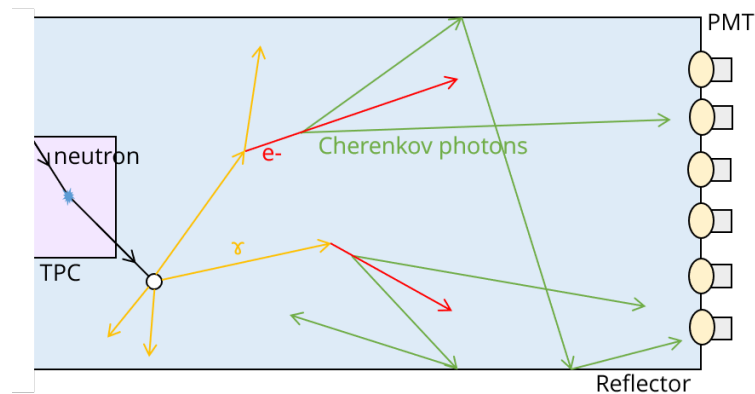


図 4.2 NV の中性子検出原理。検出器材料から放出され LXe 内で単一散乱し、外部へと逃げだした中性子は、Gd に捕獲される。Gd は中性子捕獲後、複数本のガンマ線（黄色）を放出する。ガンマ線は Gd 水中の電子（赤色）を主に Compton 効果によって散乱する。散乱された電子から放出された Cherenkov 光（緑色）は反射材で乱反射しながら PMT へと到達する。

報をユーザーが実装することで、粒子の検出器中でのふるまいや相互作用をトラッキングすることができる。2020 年の試運転データ取得に先立ち、XENONnT の MC に NV の検出器、および中性子検出原理に関わる重要な物理過程を新たに実装し、その応答評価を行った。NV 応答評価では、中性子検出効率および検出効率とトレード・オフの関係にあるバックグラウンドレートを評価した。また、本研究の結果から NV の中性子検出効率の系統誤差に反射材の反射率が大きく影響することがわかり、レーザーを用いてこれをリアルタイムでモニターする方法も提案した。

4.3.1 ジオメトリ

Geant4 ではまず検出器の幾何学的な構造（ジオメトリ）および構成する物質情報をユーザーが実装する必要がある。XENONnT MC の NV ジオメトリを図 4.3 に示す。NV は Cherenkov 光を検出するための 8 inch 径の光電子増倍管（PMT）、Gd 水および反射材の大きく三つによって構成されている。

後述するように Gd 水の吸収長が十分長いことから、Cherenkov 光は PMT に検出される前に NV 反射材によって複数回反射する。従って中性子検出の効率は主に PMT の光電面被覆率、すなわち本数と反射材の反射率に依存する。全 120 本の PMT は八角柱状の構造によって TPC 方向を向けて固定され、中性子の検出にはこれらの PMT による Cherenkov 光の同時計測を用いる。NV PMT は MV PMT よりも密に配置されているが、その光電面被覆率は 10% 未満であり、反射材は低い光電面被覆率を補い集光率を高めるために使用される。また、クライオスタットの表面も同様の理由で反射材によって覆われている。反射材には PTFE を延伸加工によって多孔質化した ePTFE を使用する。ePTFE は PMT を固定する支持構造に固定される。

本研究では、XENONnT NV の Gd 水の吸収長としてニュートリノ観測実験スーパーカミオカンデ（SK）と同等の $\mathcal{O}(100)$ m を仮定した [46]。SK は超新星爆発によって生じた反電子ニュートリノが、陽子と相互作用することで生じた中性子を検出するために Gd 水を使用するスーパーカミオカンデ Gd（SK-Gd）を進めており、SK-Gd の予備実験である EGADS 計画によって Gd 水の透過率は SK の純水と変わらないと示されている [47]。

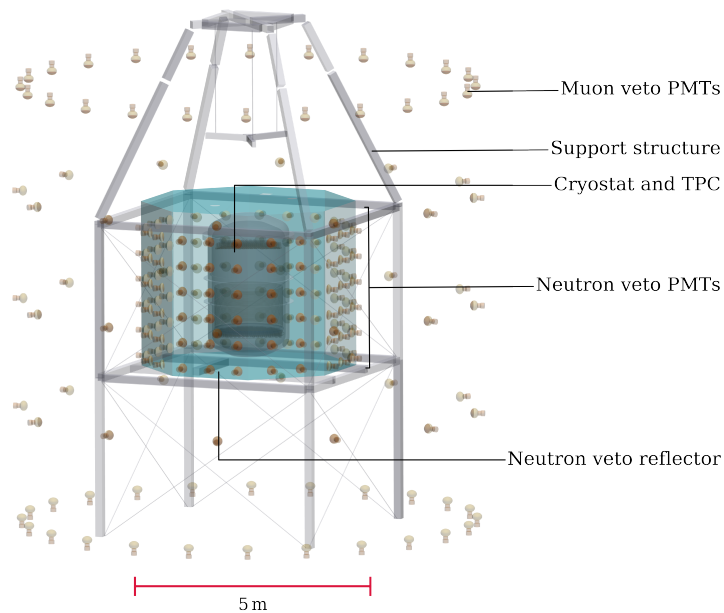


図 4.3 XENONnT NV のジオメトリ図 [29]。図中 Neutron veto および Muon veto はそれぞれ NV、MV を表す。水色で示された ePTFE の内側を NV と呼び、120 本の NV PMT による Cherenkov 光の同時計測によって中性子を検出する。ここで ePTFE は可視化のために半透明で示されている。

4.3.2 物理モデル

Geant4 では、粒子の物質中の相互作用を定義するために、ユーザーが必要な物理モデルを指定する必要がある。中でも、ハドロン非弾性相互作用と電磁相互作用についてはいくつかのモデルからユーザーが適したモデルを選択しなければならない。XENONnT MC では、加速器実験等の高エネルギー実験に対して比較的低エネルギーの物理を扱うため、Geant4 によって低エネルギー向けに用意されたハドロン非弾性相互作用モデル `G4HadronPhysicsQGSP_BERT_HP`、電磁相互作用モデル `G4EmLivermorePhysics` をデフォルトモデルとして使用する。他に、ハドロン弾性相互作用、イオンの弾性・非弾性相互作用、ミューオンや電子と原子核の相互作用などの追加の電磁相互作用、ミューオンなどの不安定粒子や放射性不純物の崩壊過程、シンチレーション光や Cherenkov 光などの光学的な特性をもつ光子 (`opticalphoton`) の物質中での相互作用が実装されている。

4.3.3 Gd 脱励起モデル

Gd は極めて高い熱中性子捕獲断面積を持ち、中性子捕獲後に合計エネルギー約 8 MeV のガンマ線を複数本放出する。ガンマ線の合計エネルギーは約 8 MeV にピークを持つような離散スペクトルとなることが期待される。一方、XENONnT MC の中性子捕獲デフォルトモデル（特に中性子捕獲後のガンマ線放出は `G4HadronPhysicsQGSP_BERT_HP` に含まれる `G4NeutronHPCaptureFS` によって扱われる）では中性子を捕獲した Gd の脱励起の放出するガンマ線の個別のエネルギーと本数が実際と異なり、合計エネルギーが保存しておらず、中性子検出効率を正しく評価することができない。

この問題の解決として、ANNRI 共同研究により提供された Gd 脱励起モデル GGarnet を NV シミュレーションに実装した [48, 49]。GGarnet は J-PARC の物質・生命科学実験施設 (MLF) の中性子ビームラインに配置された ^{157}Gd サンプルおよび ^{155}Gd サンプルを用いて取得されたデータに基づいて開発された。Geant4 デフォルトモデル、および NV に実装した GGarnet モデルを使用したガンマ線の本数分布、個別のガンマ線エネルギースペクトル、およびガンマ線合計エネルギースペクトルを図 4.4 に示す。

放出されるガンマ線の本数 (上図) と個別のエネルギー (中央図) の違いから、Geant4 デフォルトモデルにおけるガンマ線の合計エネルギースペクトル (下図) は 8 MeV を大きく超える連続スペクトルになっているが、GGarnet モデルでは約 8 MeV にピークを持つような離散スペクトルとなっている。したがって、GGarnet モデルを用いることによって NV の性能を適切に評価することができる。

4.4 中性子検出効率

SOURCES-4A による検出器材料に含まれる放射性不純物の中性子放出エネルギースペクトルの計算から、中性子バックグラウンドは主に TPC を収容するクライオスタット、TPC 上下に配置された PMT (特に端部のステムが大きな中性子源)、TPC 側面の PTFE から放出されると評価されている [29]。それぞれの中性子バックグラウンドレートはクライオスタットが $0.116 (\text{t} \cdot \text{yr})^{-1}$ 、TPC PMT が $0.106 (\text{t} \cdot \text{yr})^{-1}$ 、TPC 側面の PTFE が $0.083 (\text{t} \cdot \text{yr})^{-1}$ と評価されており、予想される総中性子バックグラウンドレート $0.321 (\text{t} \cdot \text{yr})^{-1}$ の 95% を占める。これら三つの検出器材料を中性子発生源と仮定して、Geant4 に基づく MC によって NV の中性子検出効率を評価した。なお、本研究は [29] とは独立に行われたものであり、検出効率の値等は僅かに異なるが、その傾向は概ね変わらない。

Cherenkov 光は、散乱によって電子にエネルギーを付与するガンマ線の合計エネルギーが高いほど検出しやすく、したがって NV の中性子検出においては、合計約 8 MeV という高エネルギーのガンマ線を放出する Gd によって中性子が捕獲されることが望ましい。しかし、Gd 水以外にも Xe やクライオスタットを構成するステンレスによって中性子が捕獲されることがある。そこでまず、主要な中性子源から中性子を発生させ、中性子がどの物質に多く捕獲されるかを確認した。図 4.5 に中性子を捕獲する XENONnT 検出器材料の内訳を示す。主要な三つの中性子源検出器材料から放出された中性子のうち 80% 以上が Gd 水によって吸収されることがわかる。これより、Gd の中性子捕獲から高い効率で中性子を検出できることが期待される。なお、TPC の上下に配置された PMT から放出された中性子バックグラウンドは、図 4.6 に示すようにクライオスタットと TPC 側面の PTFE に比べ、TPC 下部の LXe に数 % 多く吸収される。

中性子検出には PMT の同時計測を利用する。主要な中性子源から中性子を発生させ、中性子が WIMP 探索のバックグラウンドとみなされるイベントについて光子を検出した PMT の本数を評価した。ここで NV シミュレーションでは、LXe の 4 t 有効体積内で単一散乱しエネルギー損失が ROI [4, 50] keV_{nr} 以内である、または有効体積内で二回以上散乱しているが、二番目に大きい S2 が 100PE 以下であるものを中性子バックグラウンドとみなす。前者は単純な単一散乱で、後者は複数散乱だが、S2 が小さいことで単一散乱と混同する可能性があるため、NR バックグラウンドとして考慮しなければならない。

反射材の反射率は名古屋大学によって波長に依らずおよそ 99% と測定されている。以降、とくに断りがない限りシミュレーションにおける反射材の反射率は波長に依らず 99% を仮定している。なお、検出効率の反射率依存性については 4.6 節にて議論する。また、Gd 水の吸収長の波長依存性については SK と同程度を仮定している。光子が PMT に到達したとき、光子の波長に対応する量子効率が適用される。量子効率適用後の平均光電子数を n_0 とすると、光電子数 n_{ph} は標準偏差 $0.3\sqrt{n_0}$ のガウス分布に従う。ここで、標準偏差

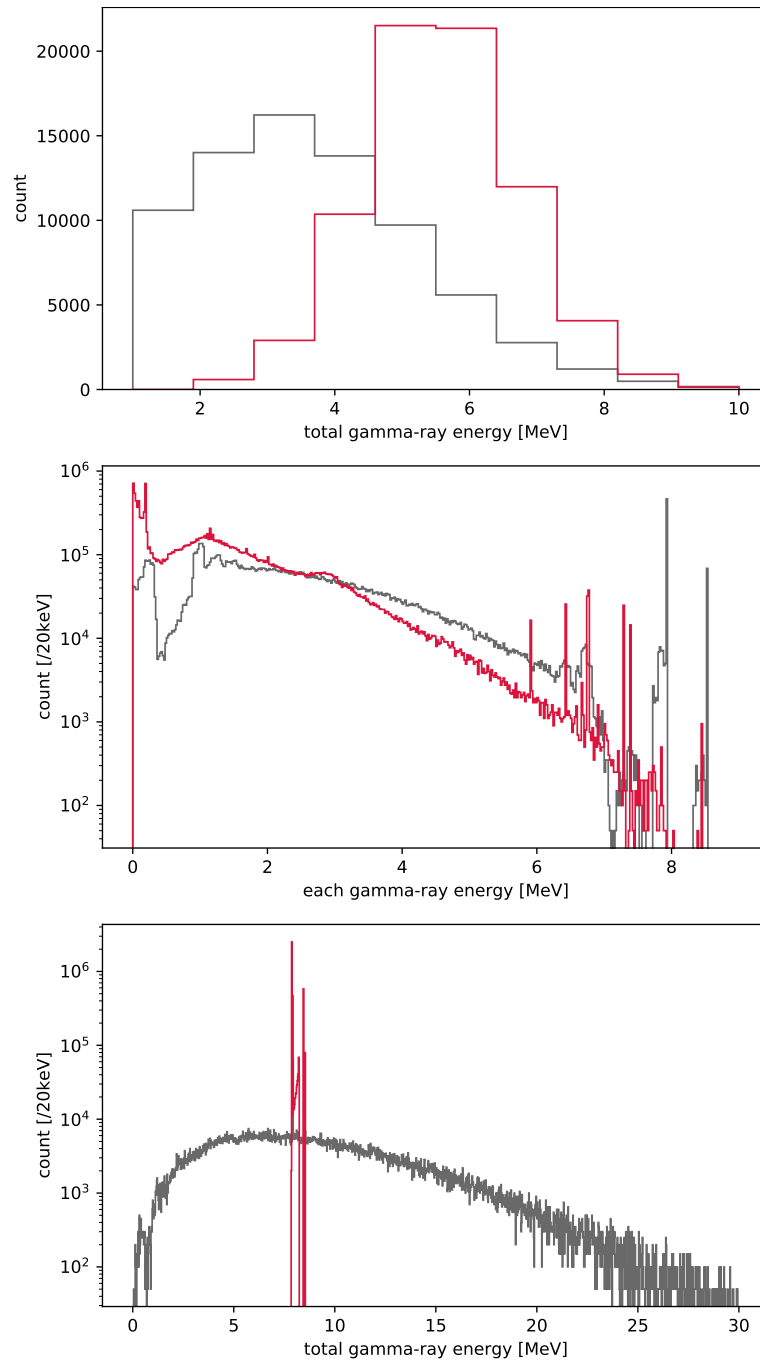


図 4.4 Geant4 デフォルトモデル (灰色) と GGarnet モデル (赤色) の比較。放出されるガンマ線本数 (上図) および個別のエネルギースペクトル (中央図) に違いがある。合計エネルギースペクトル (下図) は Geant4 デフォルトモデルでは 8 MeV を超える連続スペクトルになっているが、GGarnet モデルでは 8 MeV にピークを持つような離散分布になっている。

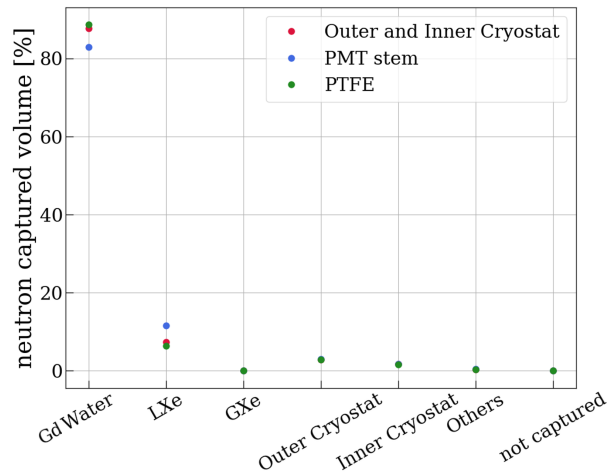


図 4.5 XENONnT ジオメトリにおける NR バックグラウンドとなる中性子を捕獲する物質の内訳。主要な三つの中性子源から放出された中性子は、いずれも Gd 水によって 80% 捕獲される。なお、TPC の上下に配置された PMT は他の二つの検出器素材より比較的 Gd 水から離れており、数 % 多く LXe に吸収される。

$0.3\sqrt{n_0}$ は MV PMT の典型的な SPE 分解能から仮定されている。得られた光電子数 n_{ph} が閾値 0.5PE を上回る時、その PMT は光子を検出したものとする。

主要な三つの中性子源から中性子を発生させ、上記の条件を満たすものに対して、光子を検出した PMT の本数を図 4.7 のように得た。中性子バックグラウンド由来の Cherenkov 光は平均 34 本の PMT で検出される。PMT ステムから放出された中性子がほかの二つの生成源から放出された中性子に比べ検出されない量が多いのは、図 4.5 に示すように PMT ステムから放出された中性子が TPC PMT 下部の LXe に比較的多く捕獲されるためである。

N 本以上の PMT による中性子の同時計測効率 $\epsilon(N)$ は、 n 本の PMT による光子の計測数を $h(n)$ としたとき、次式によって定義される。

$$\epsilon(N) = \frac{\sum_N^{120} h(n)}{\sum_0^{120} h(n)} \quad (4.2)$$

4.2 式から求められた PMT の同時計測数に対する中性子検出効率を図 4.8 に示す。

図 4.8 より、PMT10 本以上の同時計測で、主要な三つの中性子源から発生した中性子バックグラウンドを 80% 以上の高効率で検出できることが明らかになった。三つの中性子源のうち PMT ステムは他の二つと比べ Gd 水から離れており、LXe で捕獲される中性子が比較的多く、LXe から放出された $\mathcal{O}(100)$ keV のガンマ線は LXe によって遮蔽されるため検出効率が約 5% ほど低くなっているが、Gd 水に比較的近いクライオスタットおよび PTFE については、10 本以上の同時計測で 85% 以上を達成している。

4.5 デッドタイムの評価

NV は中性子由来の Cherenkov 光のほかに NV PMT の暗電流、および検出器素材等から放出されたベータ線やガンマ線などの放射性由来の Cherenkov 光を検出する可能性がある。暗電流や放射線由来の Cherenkov 光はデッドタイムの増加を招く。そこで、これらのデッドタイム増加要因について PMT の同時計測数に対す

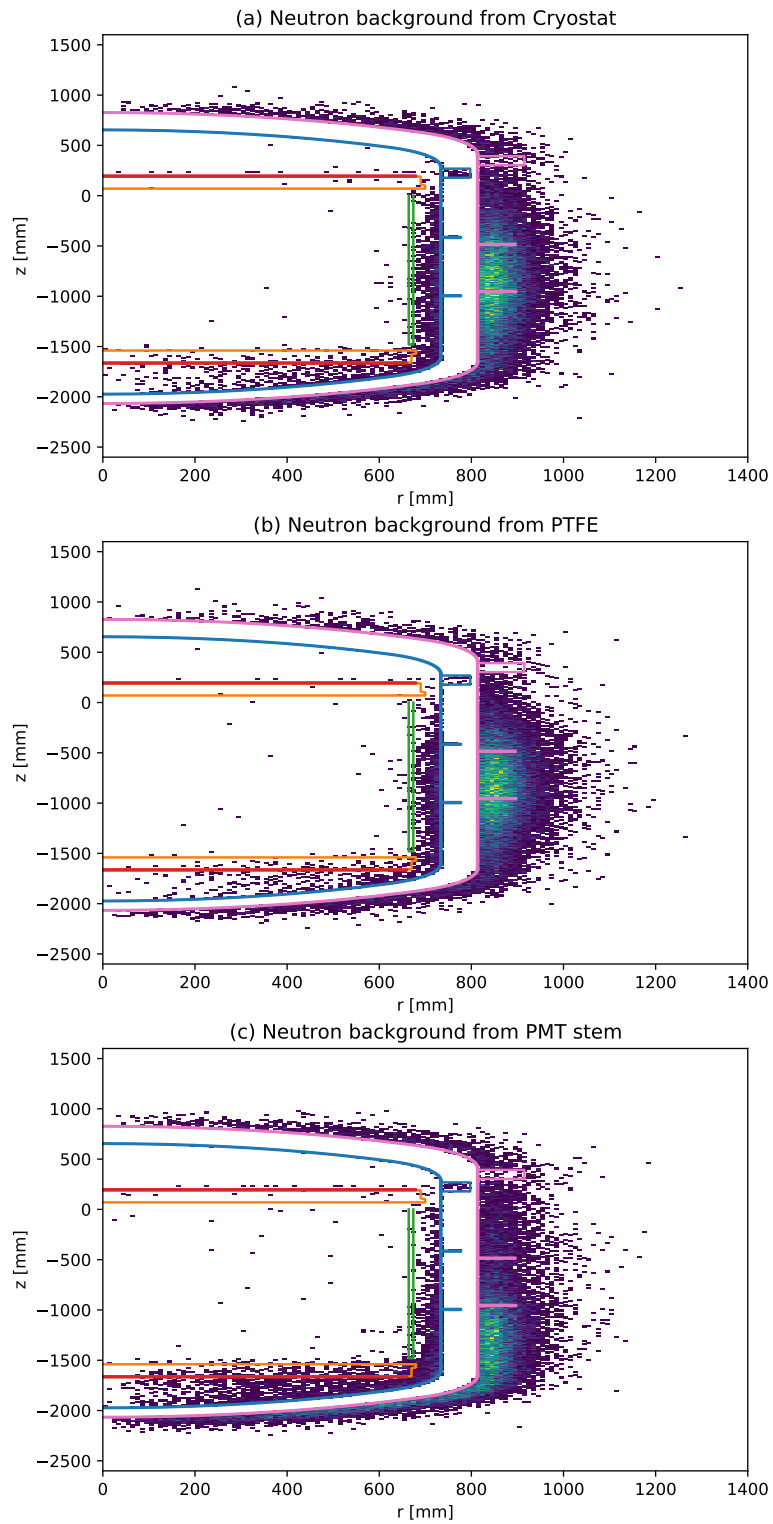


図 4.6 主要な中性子発生源から放出された中性子バックグラウンドが捕獲される位置。紫色は外側のクライオスタット、青色は内側のクライオスタット、緑色は PTFE、橙色は PMT、赤色は PMT ステムを表す。内側のクライオスタット内は Xe で満たされており、(a) クライオスタット、(b) TPC 側面の PTFE に比べ、(c) PMT ステムから放出された中性子は TPC 下部の LXe に比較的多く吸収される。

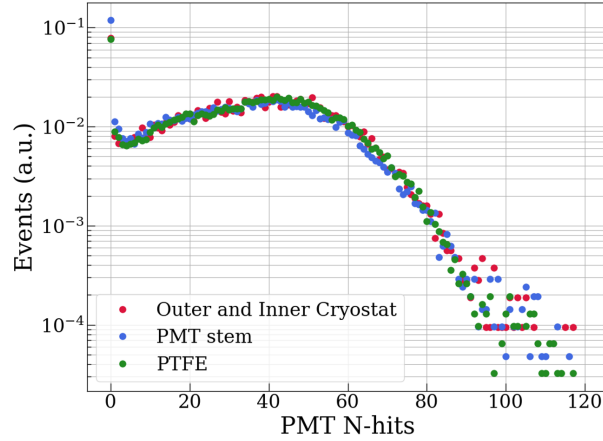


図 4.7 三つの主要な中性子発生源を仮定した、中性子バックグラウンドに対する光子を検出した PMT の本数。横軸は光子を検出した PMT の本数、縦軸は規格化された検出数である。PMT スタムから発生した中性子は図 4.5 に示すように他の二つに比べより多く LXe に捕獲され、PMT に検出されない割合（横軸 PMT N-hits = 0 に対応）が比較的大きい。

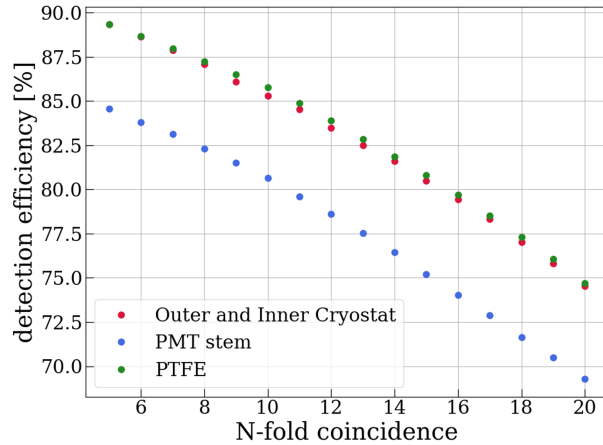


図 4.8 PMT の同時計測数に対する中性子検出効率。主要な三つの中性子発生源について、10 本以上の同時計測で 80% 以上の効率を達成しており、そのうちクライオスタットと PTFE については約 85% の検出効率を達成することが期待される。PMT スタムはクライオスタットや PTFE より比較的 Gd 水から離れており、図 4.5 に示すように数 % 多く LXe に捕獲されるため、検出効率が低くなっている。

るレートを見積もり、デッドタイムを評価した。

まず暗電流の NV PMT による同時計測レートについて考える。Bologna 大学によって NV PMT の暗電流レート R_1 は水中で $R_1 = (2373 \pm 163)$ Hz と測定されている。NV PMT 間の同時計測の時間幅を T_{NV-NV} とすると、暗電流の N 本以上の PMT による同時計測レート $R_{\text{dark}}(N)$ は 4.3 式で表される。

$$R_{\text{dark}}(N) = \frac{120!}{(120 - N)!} (R_1)^N (T_{NV-NV})^{N-1} \quad (4.3)$$

XENON1T MV では MV PMT の同時計測の時間幅は 300 ns とされていた。ここでは、NV PMT の同時計測の時間幅として同じく $T_{NV-NV} = 300$ ns を仮定し、4.3 式より求められる暗電流の同時計測レート

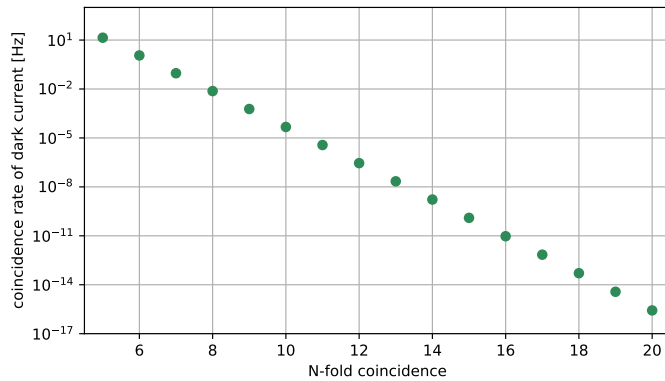


図 4.9 NV PMT の暗電流の同時計測レート。同時計測の本数を増やすと暗電流の影響は指数関数的に減少する。

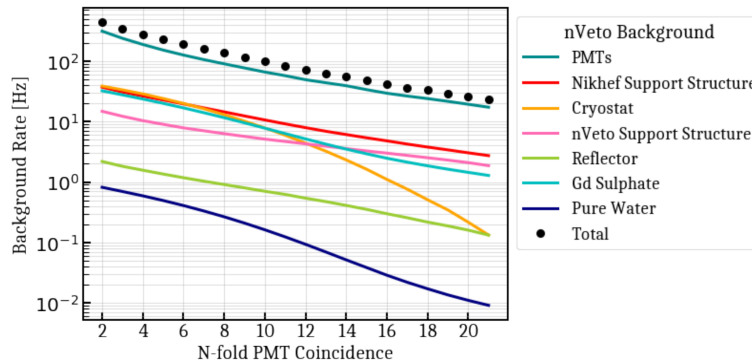


図 4.10 検出器素材に含まれる放射性不純物由来の Cherenkov 光の同時計測レート。NV によるデッドタイムの増加に最も影響するのは NV PMT に含まれる放射性不純物であり、NV PMT10 本以上の同時計測に対して総レートは 98.1 Hz と見積もられている。[50] より引用。

を図 4.9 に示す。図 4.9 より暗電流の同時計測レートは概ね指数関数的に減少することがわかり、同時計測によって効果的に暗電流の影響を低減することができる。なお、10 本以上の PMT による同時計測レートは 4.7×10^{-5} Hz であり、これは後述する検出器素材に含まれる放射性不純物由来の Cherenkov 光の同時計測レートに比べ十分小さい。

次に、検出器素材に含まれる放射性不純物由来の Cherenkov 光の同時計測レートについては MC によって評価した。ある放射性不純物 X を含む検出器素材について、検出器素材 V に含まれる単位質量あたりの放射能を $A_{V,X}$ 、V の総質量を $M_{V,X}$ とすると、同時計測レートは

$$R_{\text{bkg}}(N) = \sum_V \sum_X A_{V,X} M_{V,X} \epsilon_{V,X}(N) \quad (4.4)$$

と表される。ここで $\epsilon_{V,X}(N)$ は、MC で求められる放射性不純物 X 由来の Cherenkov 光の N 本以上の同時計測検出効率である。各検出器構成材料に含まれる各放射性不純物の崩壊によって生じるベータ線・ガンマ線の検出効率を MC によって評価し、これらの放射線由来の Cherenkov 光の同時計測レートを見積もった。図 4.10 に得られた同時計測レートを示す。

最もデッドタイムに影響する検出器素材は NV PMT で、NV PMT10 本以上の同時計測レートは 66.0 Hz

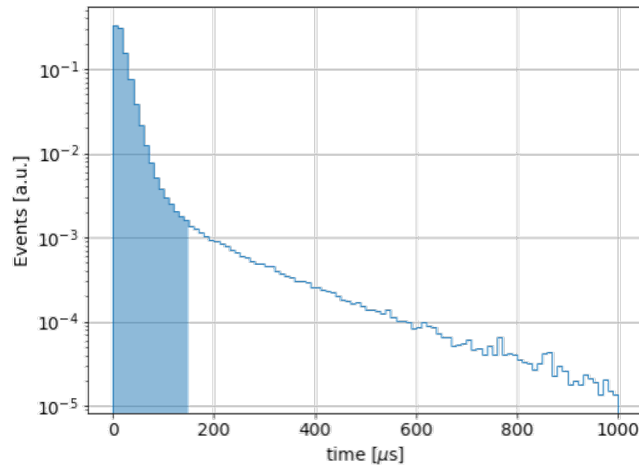


図 4.11 中性子バックグラウンドの NR 信号が TPC で検出されてから、NV PMT が Cherenkov 光を検出するまでの時間分布。98% の光子が NR 信号が検出されてから 150 μs 以内（水色影）に NV PMT によって検出される。

である。 $(\text{Gd}_2\text{SO}_4)_3 \cdot 8\text{H}_2\text{O}$ のレートは 10 本以上の同時計測で 7.8 Hz と、NV PMT と比較して小さい。また、これら放射性不純物由来の Cherenkov 光に比べ、暗電流の同時計測レートは無視できるほどに低い。総同時計測レートは 10 本以上の同時計測で 98.1 Hz と評価される。

最後に、得られた暗電流および検出器素材に含まれる放射性不純物由来の Cherenkov 光の同時計測レートからデッドタイムを評価する。TPC での NR から NV PMT での信号検出の同時計測の時間幅を $T_{\text{TPC-NV}}$ とおくと、 N 本以上の NV PMT による同時計測に対するデッドタイムは $(R_{\text{dark}} + R_{\text{bkg}}(N))T_{\text{TPC-NV}}$ である。時間幅 $T_{\text{TPC-NV}}$ は、中性子バックグラウンドの NR 信号の検出から Cherenkov 光検出までの時間から決定される。図 4.11 に、MC によって得られた中性子バックグラウンドの TPC PMT による NR 信号検出から NV PMT による Cherenkov 光検出までの時間分布を示す。これより 98% の Cherenkov 光が中性子の NR 信号検出から 150 μs 以内に NV PMT によって検出されることがわかる。よって、ここでは $T_{\text{TPC-NV}} = 150 \mu\text{s}$ とし、デッドタイムを 1.47% と評価した。これは XENON1T 実験の MV によるデッドタイム 1.2% と同程度である [11]。

4.6 ePTFE 反射率モニターの提案

Cherenkov 光は PMT に検出される前に ePTFE 表面で複数回反射するため、ePTFE の反射率が高いことは光子検出において極めて重要であると考えられる。図 4.12 に ePTFE の反射率 90% と 99% の場合について、クライオスタットから生成した中性子の検出効率を示す。左図を見ると、90% と 99% を比較して反射率が下がることで光子を検出した PMT の本数が著しく減少することがわかる。また右図を見ると、10 本以上の同時計測で反射率 99% では検出効率 85% であるのに対して、反射率 90% では 10% 低い 75% となり、中性子検出において ePTFE の反射率が中性子検出効率の系統誤差に大きく影響する危険性がある。また、反射率が 85% から 75% に低下すると、予想される中性子バックグラウンドは 20 t \cdot yr で 1.61 イベントとなり、NV の要請である 1 イベント未満を満たすことができなくなる。

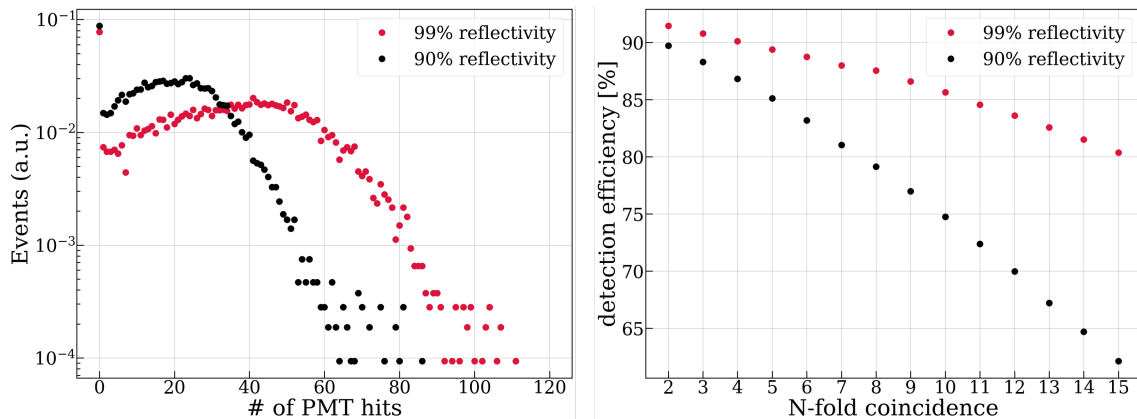


図 4.12 中性子検出効率の反射率依存性。黒色が反射率 90%、赤色が反射率 99% を表す。反射率が低いと光子を検出した PMT の本数が減少し (左)、それに伴い同時計測に対する検出効率も大幅に低下する (右)。

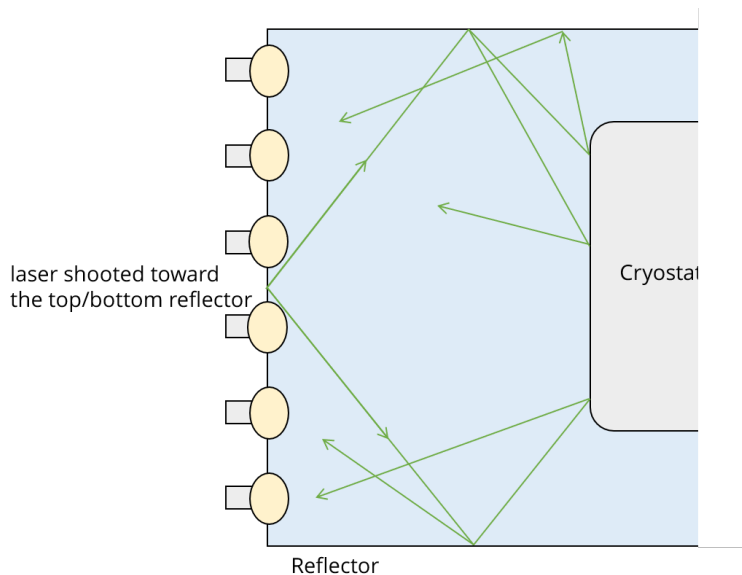


図 4.13 XENONnT 実験におけるレーザーを用いた反射率モニターの概念図。上下の ePTFE にレーザー光を照射し、ePTFE で散乱した光子を PMT で検出する。光子の検出までにかかる時間は反射回数 N に概ね比例し、反射率を R とすると検出される光子の数は $(1 - R)^N$ に比例して減少すると考えられることから、指数関数的に減少する検出時間分布の時定数から反射率を決定する。

NV の運用開始後、なんらかの理由で ePTFE の反射率が低下する恐れがある。考えられる要因として、長期的な Gd 水との接触による影響、WT 内の検出器材料の酸化によって生じた錆の底面反射材への沈着、水中での細菌の繁殖などが挙げられる。そこで、ePTFE に向けて直接レーザー光を照射し、反射率をリアルタイムで測定する反射率モニターを提案した。レーザーは図 4.13 に示すように、上下の ePTFE に向けて照射する。

図 4.14 に、ePTFE の反射率を 99% から 90% まで変化させ、上下の ePTFE に向けて照射したレーザー光の検出時間分布を示す。どちらも検出時間は指数関数的に減少し、反射率が高い方が時定数が長くなること

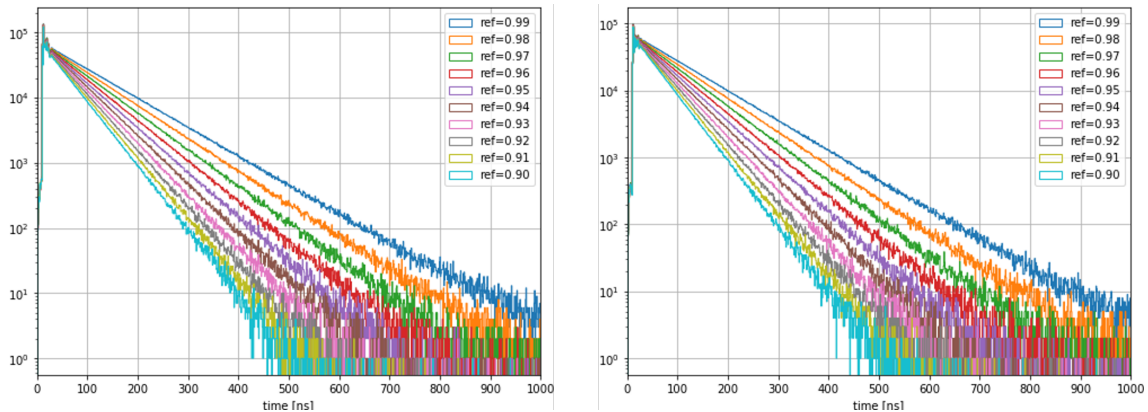


図 4.14 MC によって得られた上下の ePTFE に向けて照射したレーザー光の検出時間分布。横軸は検出時間、縦軸は検出された光子の数を表す。ePTFE の反射率を 99% から 90% まで変化させた 1% 毎に変化させた。左図は上面の ePTFE に、右図は下面の ePTFE にレーザー光を照射した場合を示す。レーザー光検出時間分布はどちらも指数関数的に減少し、反射率が高いほど時定数も長い。

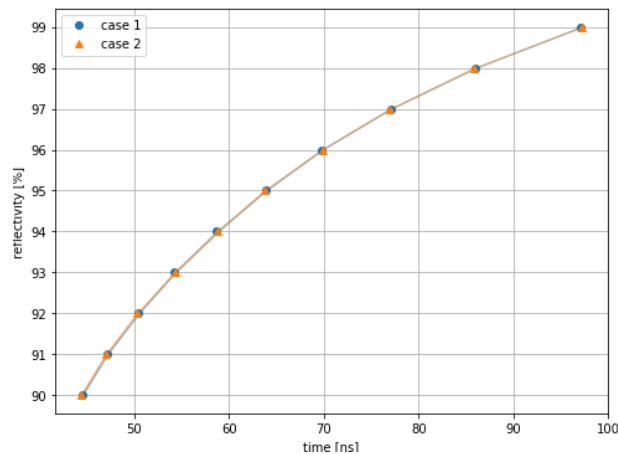


図 4.15 レーザー光検出時間分布の時定数と反射率の関係。青色が ePTFE 上面に、橙色が ePTFE 下面に向けてレーザー光を照射した場合を示す。反射率と時定数の関係はレーザーの照射方向に依らない。時定数を測定することで反射率を決定することができる。

わかる。光子は水中で複数回反射するため、反射率 R の反射材で N 回反射した後には到達するまでにかかる時間は概ね反射回数 N に比例し、検出される光子の数は $(1 - R)^N$ に比例して減少すると考えられる。したがって、光子の検出時間分布は 4.14 のように指数関数的に減少する。時定数と反射率の関係は図 4.15 に示すように、照射方向に依存しない。

図 4.15 に見られる時定数と反射率の関係から、実際にレーザー光の検出時間分布を取得し、時定数から反射率を決定することができる。一方で 5.1 節で論じるように、光子の物体表面での反射にはモデル依存性が存在し、これは時定数の反射率への系統誤差として評価されることになる。

時定数から反射率を決定するレーザーを用いた ePTFE 反射率モニターは、実際に XENONnT 実験に導入される。使用するレーザーや、光ファイバーの端部に接続するレーザーヘッドなどが準備されており、現在調整中にある。第 5 章では、この ePTFE 反射率モニターによる測定実現性を確認するために、実際に NV で使

用するレーザーとレーザーヘッドを用いて作成した試作機による ePTFE 反射率モニターの原理検証、および ePTFE 反射率の定量評価について述べる。

第 5 章

レーザーを用いた ePTFE 反射率測定

ePTFE の反射率の不定性は NV の検出効率の大きな系統誤差となり得る。XENON_nT 実験では ePTFE の反射率を監視するために、レーザー光を用いた ePTFE 反射率モニターを行う。前章では MC の結果から光子検出の時定数から反射率を測定できることを示した。本章では、検出される光子の数が時間に対して指数関数的に減少し、その時定数から反射率を決定できることを検証するため、ePTFE 反射率測定実験を行った結果について述べる。まず、ePTFE 反射率測定実験で検出する光子の Geant4 での取り扱いについて詳述し、ePTFE 反射率測定実験の MC で予想される検出時間分布について論じる。続いて ePTFE 反射率測定実験の実験システム、および測定結果の解析について詳述し、最後に MC との比較を行う。

5.1 光学シミュレーション

Geant4 では、シンチレーション光や Cherenkov 光などの波長が原子間隔よりも比較的長いような低エネルギー（典型的には数 eV）の光子を `opticalphoton` と呼び、特別な粒子として取り扱う。`opticalphoton` の取り扱いには最低限、`opticalphoton` が通過する物体の屈折率が定義されている必要がある。物体境界における屈折に加えて、物体表面で反射する光子の取り扱いには、物体間の光学的な特性や、境界での反射モデル等が定義されている必要がある。本節では、`opticalphoton` の入射先が誘電体か金属か (Type)、物体境界の表面仕上げ (Finish)、境界での光学モデル (Model) について順に述べ、ePTFE 反射率測定実験において仮定された ePTFE の光学モデルについて述べる。

5.1.1 Type

物体境界の Type は主に、接する二物体が共に誘電体か (`dielectric.dielectric`)、誘電体と金属か (`dielectric.metal`) に分けられる。誘電体から誘電体に入射する `dielectric.dielectric` では、二物体間の屈折率が考慮され、物体表面での反射のほかに Fresnel の法則に従う屈折・反射が考慮される。反射も屈折もしない光子は物体境界に吸収される。誘電体から金属に入射する `dielectric.metal` では、金属側の屈折率は無視され、`opticalphoton` は二物体間の境界で反射し、反射しない光子については物体境界で吸収される。

5.1.2 Finish

物体表面の仕上げ Finish は、大きく分けて粗い表面の `ground`、滑らかな表面の `polished` の二種類がある。これに加えて、表面が粗い反射材で物体を覆うような場合に使われる `groundbackpainted`、表面が粗い反射塗料を物体表面に塗布するような場合に使われる `groundfrontpainted`、表面が滑らかな反射材で物体を覆うような場合に使われる `polishedbackpainted`、表面が滑らかな反射塗料を物体表面に塗布するような場合に使われる `polishedfrontpainted` の四種類がある。`groundbackpainted` および `polishedbackpainted` では反射材と物体の間に無限に薄い誘電体の層の存在を仮定しているが、`groundfrontpainted` および `polishedfrontpainted` ではこのような層は存在せず、物体と反射材は完全に密着しているものとされる。これら `painted` な Finish では透過光は考慮されず、Fresnel の法則も適用されない。反射されない光子は物体表面で吸収され、トラッキングは終了する。一方、`painted` でない Finish では透過光が考慮され、その確率は透過率で制御される。

5.1.3 Model

Geant4 では、二物体の境界で起こる屈折・反射の物理モデルについて前身 GEANT3 オリジナルの GLISUR モデルに加え、UNIFIED モデル [51] を使用できる。XENONnT の MC では UNIFIED モデルを採用しているため、本試作機の MC においても同様に UNIFIED モデルを使用する。

UNIFIED モデルでは図 5.1 に示すように、完全鏡面反射の Specular Spike 反射、鏡面方向へある角度分布を持つ Specular Lobe 反射、完全後方へ反射する Back Scattering、 $\cos\theta$ 分布の乱反射である Lambertian 反射が考慮される。Geant4 のユーザーは各物体の屈折率に加えて、Specular Spike 反射、Specular Lobe 反射、Back Scattering それぞれの確率 C_{ss} 、 C_{sl} 、 C_{bs} (Lambertian 反射の確率は $C_{dl} = 1 - C_{ss} - C_{sl} - C_{bs}$ によって定まる)、および物体境界の粗さ σ_α を定義することで、`opticalphoton` のふるまいを詳細にシミュレーションすることができる。物体境界の粗さ σ_α は Specular Lobe 反射の角度分布が従う正規分布の標準偏差であり、屈折光も同様に標準偏差 σ_α の正規分布に従う角度分布を持つ。

5.1.4 ePTFE 反射率測定実験のシミュレーションで扱う光学パラメータ

ePTFE 反射率測定実験の MC シミュレーションの `opticalphoton` が到達し得る物体表面は、ePTFE のほかに PMT ガラス窓、PMT 側面、レーザーヘッドがある。本シミュレーションでは ePTFE の有効反射モデルに焦点を当て、PMT 側面とレーザーヘッドの表面モデルについてはそれぞれ 90%、50% という一定の反射率を持つ完全に滑らかな金属面を仮定し、そのため Type は `dielectric_metal`、Finish は `polished` を仮定した。これらの表面に `opticalphoton` が到達した際には、完全鏡面反射である Specular Spike 反射のみが適用される。PMT のガラス窓については完全に滑らかな誘電体面、すなわち Type は `dielectric_dielectric`、Finish は `polished` を仮定した。また、`opticalphoton` が PMT ガラス窓に達した際には Fresnel の法則のみが適用されるものとした。

ePTFE の表面モデルについては、まず水と ePTFE の境界 Type として `dielectric_dielectric` を用い、透過光は考慮せず、`opticalphoton` はすべて物体表面で反射または吸収されるものとした。ePTFE が空気を含んだ多孔質状の材料であるという物理的特徴を踏まえて、表面仕上げ Finish には `ground` を用い、UNIFIED モデルで $C_{ss} = C_{sl} = C_{bs} = 0$ とすることで `opticalphoton` の ePTFE 表面での反射として完全

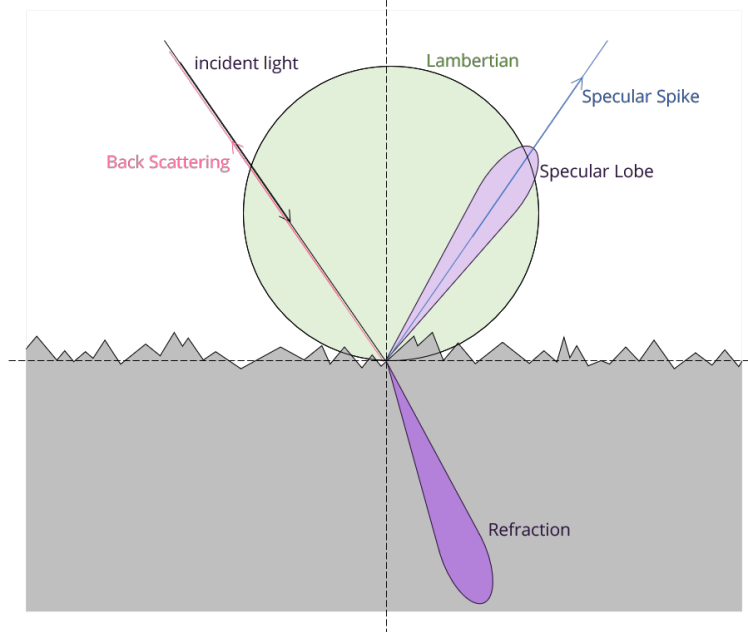


図 5.1 UNIFIED モデルにおける optical photon の物質境界過程 [51]。屈折透過（濃い紫色）に加え、Specular Spike 反射（青色）、Specular Lobe 反射（薄い紫色）、Back Scattering（桃色）、Lambertian 反射（緑色）の 4 通りの反射が物体境界で考慮される。Lambertian 反射は反射方向に $\cos \theta$ 分布で広がり、Specular Lobe 反射の反射角分布は標準偏差 σ_α の正規分布で、屈折光も同様に標準偏差 σ_α の正規分布で広がる。

乱反射である Lambertian 反射のみを考慮した。

NV は Cherenkov 光を検出する Cherenkov 検出器であるが、同様の Cherenkov 検出器を使用した実験において広く用いられている Tyvek の水中での反射モデルを検討した研究では、定性的な観点から Specular Spike 反射および Back Scattering を無視し、Specular Lobe 反射および Lambertian 反射が考慮されている [52]。また、空気中での PTFE の真空紫外光に対する反射モデルを検討した研究では、実際に Specular Lobe 反射および Lambertian 反射の二成分が観測されている [53]。本測定における Specular Lobe 反射まで考慮した発展的な議論については 6.3 節にて行う。

5.2 モンテカルロ・シミュレーションによる評価

Geant4 を使った MC によって試作機のレーザー光に対する応答を評価した。NV におけるレーザー光を用いた反射率キャリブレーションと同様の方法で、時定数から反射率を測定できるかどうかの原理検証を MC によって行った。作成した MC のジオメトリ図を図 5.2 に示す。

試作機的设计に関する詳細は 5.3.1 節にて詳述するが、光子は直径 30 cm、高さ 30 cm の純水で満たされた円筒容器内に、青色で示されたレーザーヘッドから入射する。容器内側は反射材で覆われており、光子は反射材表面で反射し PMT へと到達する。PMT は図中橙色で示された厚さ 1 mm のガラス窓を持ち、その後方に存在する光電面に光子が到達した時点でトラッキングを終了する。

NV には Gd 水と ePTFE のほかにキャリブレーションに用いられるビームパイプや U-tubes などの複雑な

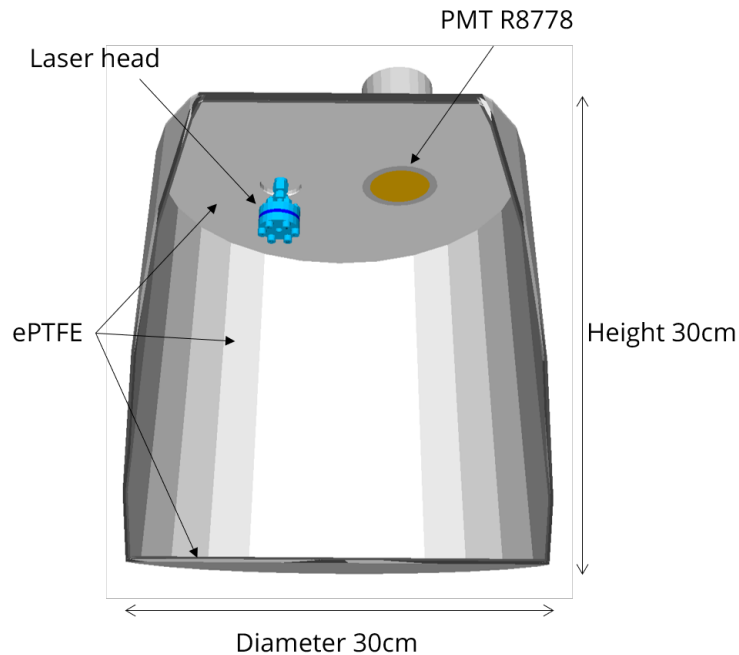


図 5.2 試作機 MC のジオメトリ図。ステンレス容器の内側は ePTFE で覆われており、上側にレーザーヘッドと PMT を固定する。

構造体が存在する一方で、本試作機はほとんど水と ePTFE のみで構成された極めて単純な設計をしており、NV の反射率モニターの原理検証に無関係な構造体が存在しない。これにより ePTFE の反射率を定量的に評価することができる。

MC によって得られたレーザー光がレーザーヘッドから照射されてから PMT 光電面に到達するまでの一光子検出時間分布を図 5.3 に示す。図 5.3 は、レーザーヘッドの反射率 50%、純水の透過率 100 m、ePTFE での反射は Lambertian 反射のみを仮定し、反射率を 98% から 99% の間で変化させている。

図 5.3 からわかるように、光子の到達時間は指数関数的に減少し、反射率が高ければ時定数は大きくなる。従って、MC では NV におけるレーザーを用いた ePTFE 反射率キャリブレーション原理と同様に、レーザー光の到達時間の時定数によって反射率を測定できる。

時定数は、図 5.3 のように得られる時間分布について、100 ns から光子の検出数が 100 を下回る最初の時間までを指数関数でフィッティングすることで求められる。MC で得られた一光子検出時間分布の時定数と反射率の関係を図 5.4 に示す。ただし、図 5.4 は図 5.3 と同様にレーザーヘッドの反射率 50%、純水の透過率 100 m、ePTFE での反射は Lambertian 反射のみを仮定し、ePTFE の反射率を 1.000 から 0.980 まで 0.001 刻みで変化させたものである。この時定数と反射率の関係から、実験によって時定数を測定し、反射率を求めることができる。

5.3 レーザーを用いた反射率測定

5.3.1 実験セットアップ

試作機を用いたレーザー光による ePTFE 反射率測定実験のセットアップを図 5.5 に示す。

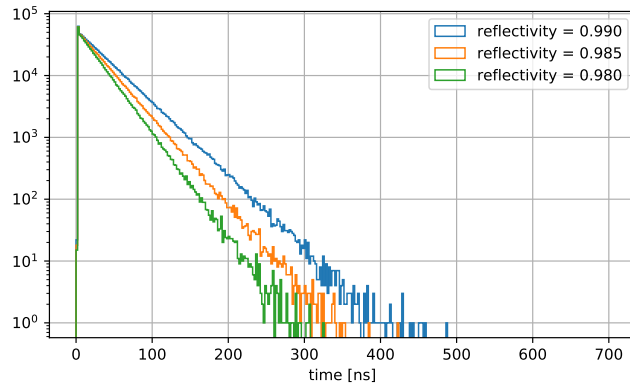


図 5.3 MC によって得られたレーザー照射から PMT 光電面までの到達時間分布。横軸は光子の検出時間、縦軸は検出された光子の数を表す。反射率 0.990、0.985、0.980 の場合について描画している。初期光子の数はどれも同じ 1,000,000 で、検出される光子の数は時間に対して指数関数的に減少し、その時定数は反射率が高ければ高いほど長い。

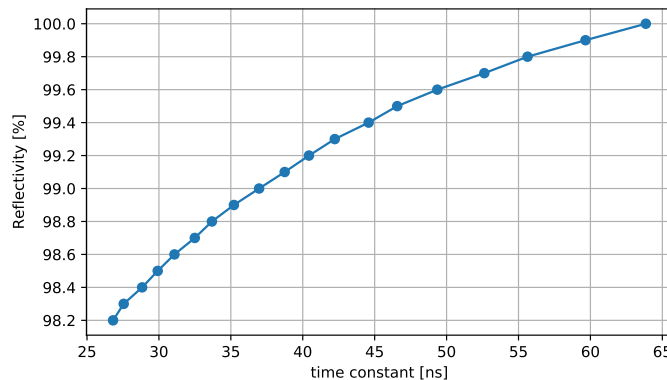


図 5.4 光子の PMT 光電面への到達時間分布の時定数に対する反射率。反射率を 1.000 から 0.980 まで 0.001 刻みで変化させ、それぞれの時間分布の時定数を計算して得る。点の間は線形補間する。

試作機は内径 30 cm、高さ 30 cm の円柱型ステンレス容器を使用し、内側に厚さ 1.5 mm の ePTFE をアラルダイトを用いて接着、内部は純水で隙間なく満たす。ステンレス容器の蓋は別途設計し、PMT とレーザーヘッドを固定するためそれぞれ直径 63 mm、直径 35 mm の穴をあけてある。同じ大きさの穴をあけた ePTFE を蓋にアラルダイトを用いて接着し、容器内側が反射材で覆われるようにする。容器の蓋を閉めたあとは外部から光子が容器内に侵入しないように遮光カバーを用いて遮光した。

図 5.6 に容器のいくつかの写真を示す。

レーザー光源には珠電子株式会社のピコ秒パルスレーザー LDB-200 [54] を使用する。LDB-200 は NV の反射率モニターで実際に使用されるレーザーである。パルス幅を約 10 ps から約 10 ns まで調節可能な短パルス、トリガー信号と同じパルス幅のレーザー光を出力する長パルスの切り替えが可能で、本測定では短パルスのレーザー光を使用する。波長は購入時に指定し、本測定では 375 nm のものを使用する。発信機のトリガーには 100 kHz から 250 MHz のものと、3 kHz から 200 kHz の二つの内部発信機に加え、閾値 +0.5 V の外部

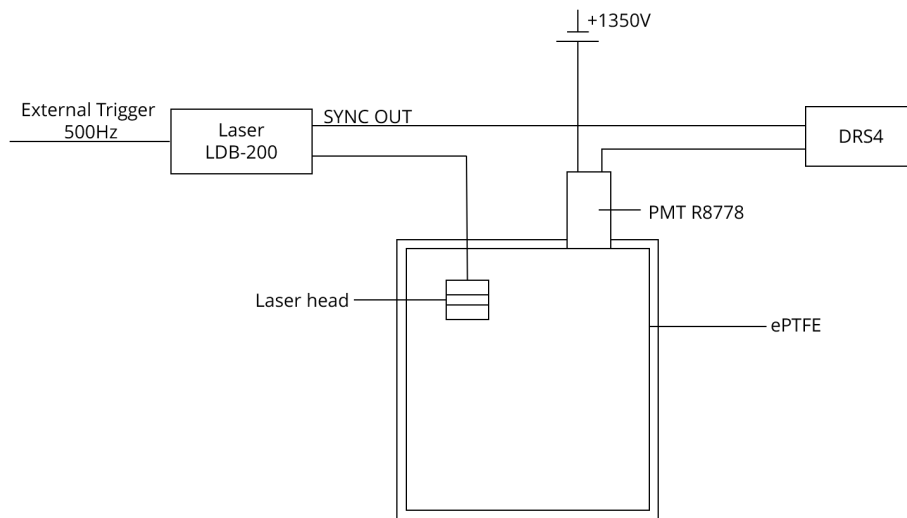


図 5.5 レーザーを用いた試作機における ePTFE 反射率測実験のセットアップ。

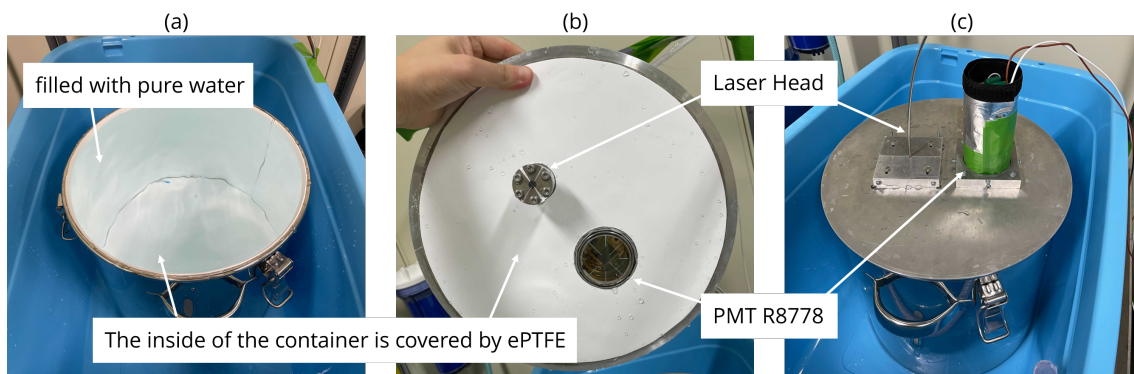


図 5.6 実験に用いたステンレス容器系の写真。(a) 純水で満たされた容器内の写真 (b) 蓋を内側から撮影した写真 (c) 蓋を閉めた容器の写真。(a)、(b) のように容器内部のレーザーヘッドおよび PMT 面以外は ePTFE によって完全に覆われている。

トリガーを使用することができる。使用の際には主に発信機の周波数、パルス幅、バイアス、カレントを設定する。本測定においては、NV のデジタイザーの bin 幅が 2 ns であることから、パルス幅は 1 ns、バイアスは光量を可能な限り絞るために 0 mA に、カレントはオシロスコープを使って S/N 比が 10% 以上になるよう 136 mA とした。後述するデータ測定に用いた DRS4 の実効的な読み出し速度約 500 Hz に合わせて 500 Hz の外部トリガーを使用した。

レーザー光はステンレス製のチューブに保護された光ファイバーを通して、NV で使用するものと同じ材料・構造のレーザーヘッドから照射される。レーザーヘッドの写真を図 5.7 に、内部の模式図を図 5.8 に示す。光ファイバーとレーザーヘッド口は、光ファイバー口を純水に直接露出させないように窓材によって隔てられている。レーザー光の 375 nm が紫外光であるため、光ファイバーの媒介素材と窓材には紫外光の透過性が高いクォーツを利用する。厚さ 1 mm のクォーツ窓材近傍に配置された光ファイバー口から照射された光子は、窓材を透過し、直径 6.4 mm のレーザーヘッド口から水中に照射される。

レーザー光の検出には PMT は浜松ホトニクス製の R8778 を使用した。PMT には印加電圧が負極のもの、



図 5.7 製作したレーザーヘッドの写真。ファイバー口と純水は石英窓で隔てられる。

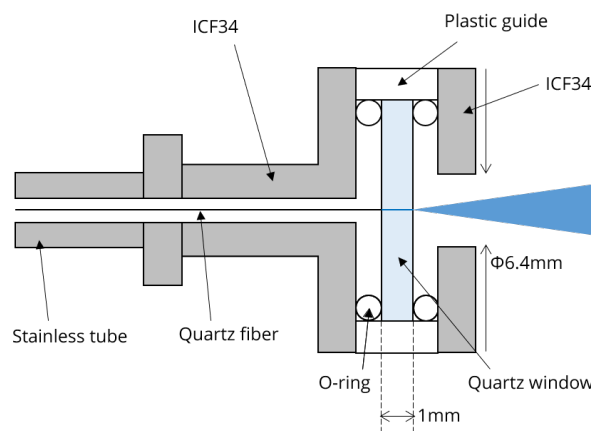


図 5.8 レーザーヘッド内部の模式図。石英光ファイバーから放出されたレーザー光は、石英窓材を透過し水中に照射される。

印加電圧が正極のものが存在する。印加電圧が負極の PMT では、PMT のカソード（光電面）に負極の電圧が印加され、アノードはグラウンド（GND）に落とされる。カソードは PMT のガラス窓の直ぐ後方に存在するため、ガラス面を着水させて使用すると、カソードに印加された負極の高電圧によって放電してしまう。一方で、R8778 のような印加電圧が正極の PMT では、カソードが GND で、アノードに正極の電圧が印加されるため、カソードから放電が起きる心配がない。なお、XENONnT NV で用いる浜松ホトニクス製の PMT R5912-100 も水中での使用を想定しているため、印加電圧は正極である。

データ測定にはポール・シェラー研究所（PSI）開発の DRS4 Evaluation Board（DRS4）[55]を使用した。DRS4 は最大サンプリング周波数 5 GHz、サンプリング数 1024、4 チャンネル、終端抵抗 50 Ω のデジタルオシロスコープに相当する FADC である。USB-2.0 による読み出しが可能で、出力には XML 形式かバイナリ形式を選択できる。データ取得のトリガーには 4 つのチャンネルのいずれかについて閾値を使った内部トリガー、または TTL 入力（終端抵抗 50 Ω）による外部トリガーを使用できる。入力ダイナミックレンジは 0 ADC から 65,535 ADC の 16-bit で、対応する入力電圧値は -0.5 V から 0.5 V である。本測定では、レーザーの発信トリガーと同期している SYNC OUT と PMT の信号を DRS4 の入力とし、DRS4 のデータ取得トリガーにはレーザーの SYNC OUT を内部トリガーとして使用した。以降、読み出しの単位である 1024 サンプリングを 1 イベントと呼ぶ。

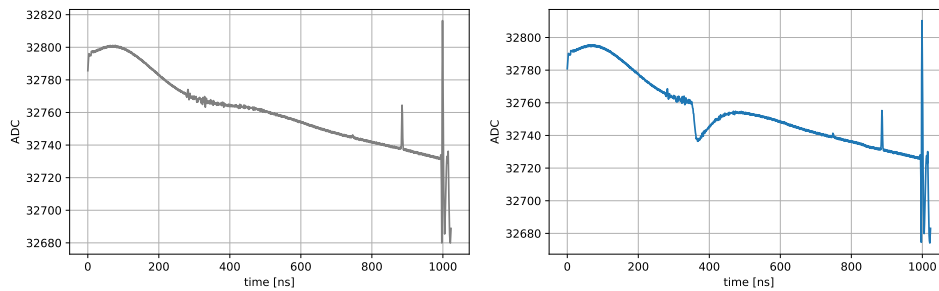


図 5.9 左：ベースラインデータの平均波形。右：ePTFE 反射率測定データの平均波形。どちらにも共通して非線形なベースラインが見られる。

5.3.2 ベースライン補正

レーザーの電源を OFF にして取得したベースラインデータ 1,000,000 イベント、レーザーの電源を ON にして取得した ePTFE 反射率測定データの全 24,000,000 イベントのうち、ベースラインデータと同統計数の 1,000,000 イベントの平均波形を図 5.9 に示す。

0 ns、1000 ns 付近の構造は DRS4 に特有のもので、最終的な ROI から除外することでこれらの構造は無視される。750 ns 付近、および 900 ns 付近に見られるスパイクは DRS4 のビットフリップが多くみられる領域である。300 ns 付近の構造も同様に DRS4 の特性によって生じている。また、ベースラインデータの平均波形、および ePTFE 反射率測定データに共通して非線形なベースラインの漸減が確認できる。このようなベースラインの漸減は、一光子到達分布を得るためのピーク探索に対するバイアスになる危険があり、従ってピーク探索に先立ち、波形のベースライン補正を行った。なお、これらの構造は保有する他のいくつかの DRS4 でも同様に見られたため、本測定では目視で最もノイズが少ないと判断した DRS4 を使用した。

ベースラインデータ、ePTFE 反射率測定データに共通してベースラインの漸減が存在することから、ベースラインデータの平均波形がこのベースラインの非線形性を表現すると考えられる。図 5.10 紫色に示すように、ePTFE 反射率測定データからベースラインデータの平均波形を引くことでこの非線形性を打ち消すことができ、線形なオフセットのみが残留していることがわかる。[50, 250) ns の範囲を使って各イベントを線形補正することで、各イベントのオフセットを補正した波形を同図中青色で示す。青色で示した補正後の平均波形のベースラインは 0 ADC に落ち着いており、以上の手続きによってベースラインを正常に補正することができていることがわかる。

5.3.3 PE 電荷分布

一光子検出時間分布を得るには、ピーク探索によって一光子に相当する一光電子 (single photoelectron, SPE) 信号のピーク時間を取得する必要がある。信号が SPE であるかどうかを判断するために、レーザー光に対する PMT の応答電荷を調べた。全てのイベントのうち、ノイズと判断される信号が大きいものを除去し、350 ns から 450 ns の範囲を積分して電荷分布を得る。ここで、ノイズ信号とは、補正後のイベントに対して信号の逆極性である正極側の閾値を 150 ADC とし、これを上回ることがあるイベントを指す。これによってビットフリップによって正極側にスパイクが見られるようなイベントも排除される。正極側の閾値を上回ら

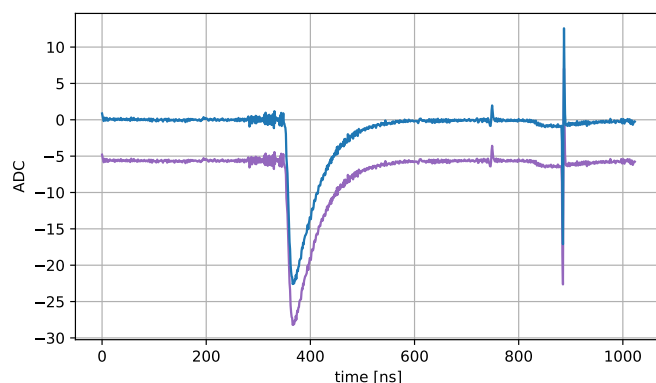


図 5.10 ベースラインが補正された平均波形。ePTFE 反射率測定データからベースラインデータの平均波形を引きベースラインの非線形性が打ち消された波形（紫色）にはまだオフセットが存在するが、線形補正後の平均波形（青色）のベースラインは 0 ADC に落ち着いている。

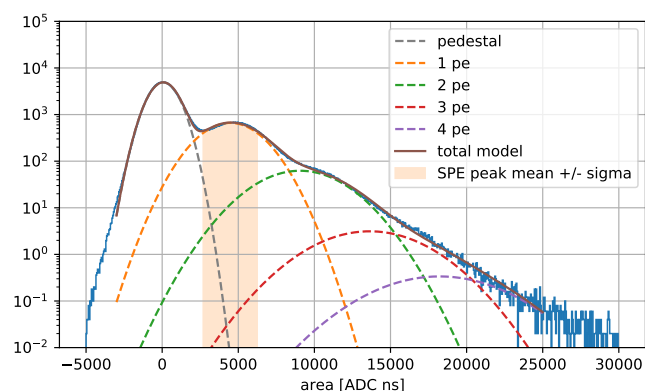


図 5.11 レーザー光による ePTFE 反射率測定実験の電荷分布。横軸は電荷と線形関係にある波形の積分値、縦軸は電荷に対するイベント数を表す。ペDESTALピーク、SPE ピーク、2PE ピークと順にピークが確認できる。

ないイベントのみを使用し、得られた電荷分布を図 5.11 に示す。

電荷分布をみると 0 ADC・ns 付近にペDESTALピーク、その後方に SPE ピーク、2PE ピーク、と順にピークが見てとれる。フィッティングには、確率密度関数に式 5.1 で表されるベースラインから 4PE ピークまでを含む 9 変数の複数ガウス分布を確率分布として用い、損失関数として Binned Likelihood を使用した。

$$\begin{aligned}
f(x) = & \frac{N_0}{\sqrt{2\pi\sigma_0^2}} \exp\left(-\frac{(x-\mu_0)^2}{2\sigma_0^2}\right) \\
& + \frac{N_1}{\sqrt{2\pi\sigma_1^2}} \exp\left(-\frac{(x-\mu_1)^2}{2\sigma_1^2}\right) \\
& + \frac{N_2}{\sqrt{4\pi\sigma_1^2}} \exp\left(-\frac{(x-\mu_1-\Delta)^2}{4\sigma_1^2}\right) \\
& + \frac{N_3}{\sqrt{6\pi\sigma_1^2}} \exp\left(-\frac{(x-\mu_1-2\Delta)^2}{6\sigma_1^2}\right) \\
& + \frac{N_4}{\sqrt{8\pi\sigma_1^2}} \exp\left(-\frac{(x-\mu_1-3\Delta)^2}{8\sigma_1^2}\right)
\end{aligned} \tag{5.1}$$

ここで、 $\Delta = \mu_1 - \mu_0$ は SPE ピークの電荷値とベースラインピークの電荷値の差である。第一項から順にベースラインピーク、SPE ピーク、2PE ピーク、3PE ピーク、4PE ピークに対応する。フィッティング関数、および積分値が $\mu_1 \pm \sigma_1 = 4474.1 \pm 1770.4 \text{ ADC} \cdot \text{ns}$ の領域を図 5.11 に示す。また、全パラメータのフィッティング結果を表 5.1 に示す。

parameter	fitting result
μ_0	70.08 ± 0.32
σ_0	848.00 ± 0.25
μ_1	4474.1 ± 1.9
σ_1	1770.4 ± 1.9
N_0	$(10376.7 \pm 3.6) \times 10^3$
N_1	$(2947.7 \pm 2.8) \times 10^3$
N_2	$(392.4 \pm 1.3) \times 10^3$
N_3	$(24.32 \pm 0.52) \times 10^3$
N_4	$(3.01 \pm 0.13) \times 10^3$

表 5.1 レーザー光による ePTFE 反射率測定全イベントのうち、ノイズの小さい信号のみを使用した電荷分布のフィッティング結果。

以降、図中橙色で示された積分値 $\mu_1 \pm \sigma_1$ の領域を SPE 信号領域と考える。この領域にはペDESTAL相当のイベントが約 0.5%、2PE 相当のイベントが約 2% 含まれているが、次節以降で議論するピーク探索の閾値を決めるにあたっては大きく影響しない。

本研究では SPE ピークのモデル関数として単一のガウス分布を用いている。このモデル関数は、SPE が PMT の全ダイノードによって増幅される場合を想定しているが、実際には一部のダイノードでの増幅が飛ばされてしまうような不完全増幅による信号が存在し、完全に増幅された信号よりも電荷が小さくなることがある。次節で議論するように、ピーク探索の閾値として波高 0.5PE を使用するため、本研究ではこのような電荷の小さいイベントは無視されるが、ダイノードの不完全増幅まで考慮した PMT 電荷分布のモデルの検討は [56, 57] などでなされている。

5.3.4 SPE 平均波形

次に、SPE 信号の到達時間分布を得るために、SPE 平均波形からピーク探索の閾値を決定する。図 5.11 の電荷分布において橙色の影で示された積分値が $\mu_1 \pm \sigma_1$ に含まれる合計 2,062,127 イベントの、ピーク時間 -20ns から $+30\text{ns}$ を抽出し、平均をとったものを SPE 平均波形とした。得られた SPE 平均波形を図 5.12 に示す。

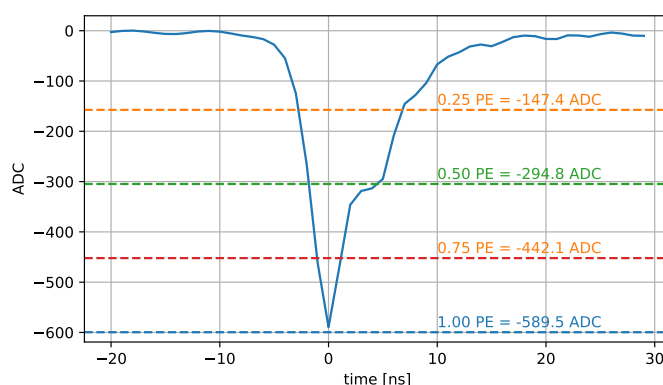


図 5.12 350 ns から 450 ns の積分値が $\mu_1 \pm \sigma_1 = 4474.1 \pm 1770.4 \text{ ADC} \cdot \text{ns}$ に含まれるイベントの、ピーク時間 -20 ns から $+30 \text{ ns}$ を抽出して得られた SPE 平均波形。

SPE 平均波形のパルス波高は 589.5 ADC となった。XENONnT NV の中性子検出効率の評価では、NV PMT の閾値として実際のデータ取得時の設定値である 0.5PE を採用していた。これに倣い、本測定実験におけるピーク探索の閾値を 0.5PE に相当する -294.8 ADC とした。

5.3.5 レーザー光の検出時間分布

レーザー光の一光子検出時間分布を得るために、全イベントのピーク波形探索を行った。ここでピーク波形とはある閾値を超えた波形とする。XENONnT NV において、ピーク波形の特徴量を抽出したデータのまとまりを hitlet と呼ぶ。

本測定では NV での解析を意識し、hitlet を用いたピーク波形探索を行った。hitlet の概念図を図 5.13 に示す。前節で述べたように 0.5PE に相当する閾値 -294.8 ADC を波高の閾値とし、閾値とピーク波形の両交点、閾値を超えた波形のピーク波高とピーク時間、およびピーク時間の前後 $[-20, +30) \text{ ns}$ の積分値を一つのまとまりとし、これを hitlet と定義する。

hitlet には閾値を超えた全てのピークの情報が保存されており、hitlet の中から SPE らしいピーク情報を取り出すことで一光子検出時間分布を得ることができる。ここでは (1) ピーク前後の積分値が $\mu_1 \pm \sigma_1$ 以内にある、(2) ピーク波高が 0.75PE から 1.25PE の範囲にあるという条件を課し、「SPE らしい」hitlet を識別する。ピーク探索の様子を図 5.14 に示す。

図 5.14 の (a) はピーク波高が -616.73 ADC 、ピーク面積が $4492.31 \text{ ADC} \cdot \text{ns}$ であることから、典型的な SPE ピークであると考えられる。(b) はピーク波高が -1015.90 ADC 、ピーク面積が $6044.13 \text{ ADC} \cdot \text{ns}$ であり、ピーク波高、ピーク面積共に条件を満たさないため、SPE とはみなされない。このようなピークは電荷

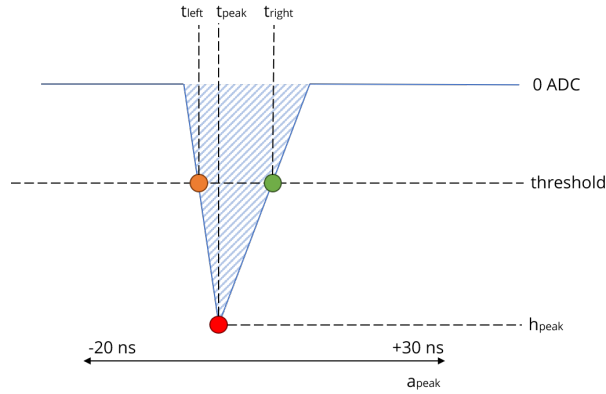


図 5.13 ePTFE 反射率測定実験における hitlet の概念図。閾値を超えた波形について、閾値と波形の両交点の時間、ピークとなる波高と時間、およびピーク時間から $[-20, +30)$ の範囲の積分値を一つのまとまりとして hitlet と呼ぶ。

が $1\sigma_1$ 以上大きい SPE ピークか、2PE がほとんど同時に検出されたサムピークの可能性が考えられる。本研究では SPE らしい信号のみを対象に一光子検出時間分布を得ることに焦点を当て、これらの可能性を無視することにし、(b) のようなピークは hitlet の解析によりカットされる。(c) は一つのイベントに十分離れた二つのピークが検出されている例である。それぞれピーク波高は -543.92 ADC、 -581.48 ADC、ピーク面積は 5984.97 ADC · ns、 6001.11 ADC · ns であり、どちらも SPE の条件を満たすため一光子検出時間分布の取得において考慮される。

hitlet の中から上記二つの条件を満たすものを収集し、得られた一光子検出時間分布を図 5.15 に示す。

一光子検出時間分布は 350 ns 付近で立ち上がり、指数関数的に減少するレーザーの一光子検出時間分布と、時間に依らず一定で存在する SPE 相当の暗電流成分で構成されているものと考えられる。式 5.2 で表されるような指数関数成分と定数成分を持つ 3 変数関数をモデル関数として、一光子検出時間分布の $[450, 980)$ ns をフィッティングした。フィッティング範囲に 450 ns より早い成分を用いない理由として、2PE 以上検出されたイベントに対する取り扱いの困難がある。これについては 6.4 節にて議論する。

$$f(t, \tau, N, c) = Ne^{-\frac{t}{\tau}} + c \quad (5.2)$$

フィッティング結果を表 5.2 に示す。

parameter	fitting result
τ	43.50 ± 0.10
N	$(162.7 \pm 4.4) \times 10^6$
c	10.80 ± 0.23

表 5.2 レーザー光による一光子検出時間分布のフィッティング結果。

最後に、MC によって得られた時定数と反射率の関係と、フィッティングによって得られた時定数 $\tau = 43.50 \pm 0.10$ ns から反射率を決定する。本研究では、ePTFE の表面反射モデルとして反射方向の確率分布が完全な $\cos \theta$ 分布となる Lambertian 反射のみを考慮する。図 5.16 のように、MC によって得られた時定数と反射率の関係を線形補間し、時定数 $\tau = 43.50 \pm 0.10$ ns との交点を求めると、反射率は

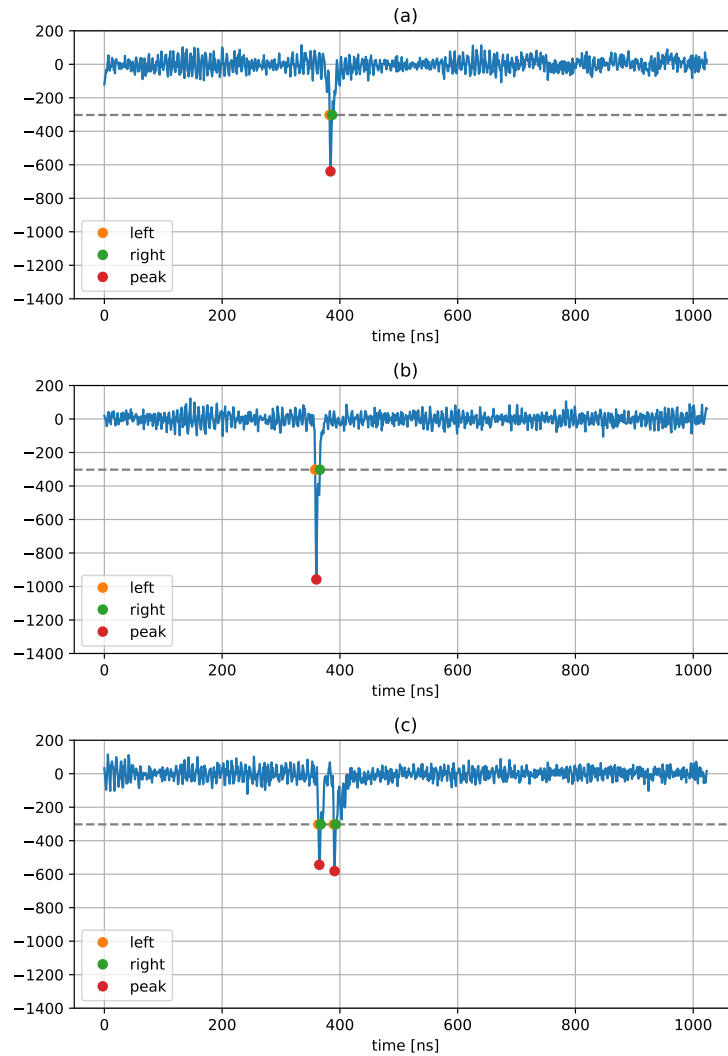


図 5.14 ピーク探索の例。(a) 典型的な SPE ピークが見られるイベント (b) 電荷の大きい SPE ピークまたは 2PE がほぼ同じタイミングに検出されたサムピーク (c) 一つのイベントに二つのピーク

$R = 99.3550 \pm 0.0042\%$ と評価される。

本測定から、系に入射した光子が ePTFE で反射した後、PMT に到達するまでの時間分布が指数関数的に減衰すること、およびその時定数から反射率を決定できることが確認された。測定結果は NV の中性子検出効率の評価において仮定されていた 99% を超えており、10 本以上の同時計測で 80% 以上の中性子を検出できることが期待される。

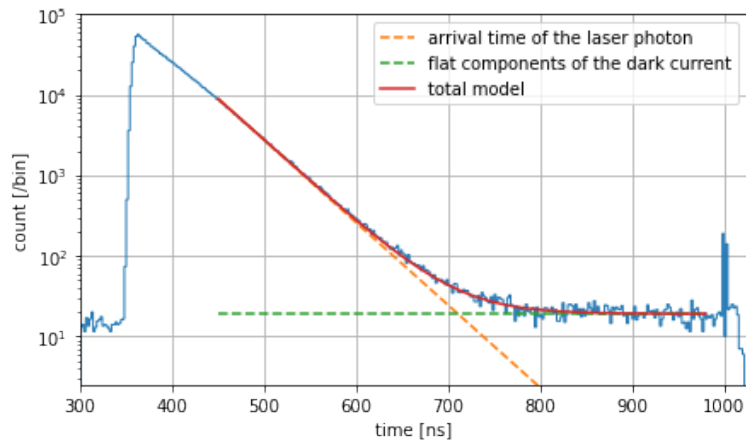


図 5.15 レーザー光の一光子検出時間分布。350 ns で立ち上がり、指数関数的に減少する成分と時間全体をとおしてフラットな成分が見られる。それぞれレーザー光の一光子検出時間と時間に依らない暗電流による成分であると考えられる。

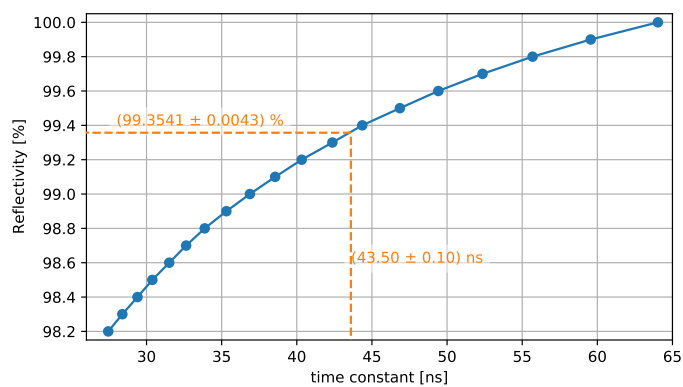


図 5.16 MC によって得られた時定数と反射率の関係。レーザー光を用いた ePTFE 反射率測定実験で得られた時定数 42.411 ± 0.006 ns に対する反射率は 99.3550 ± 0.0042 %。

第6章

議論

本研究では、モンテカルロ・シミュレーション (MC) に基づく XENONnT 実験における中性子反同時計測システム (NV) の中性子検出効率の定量評価、およびその大きな系統誤差要因である反射材 ePTFE の反射率を管理するためのレーザーを用いた反射率モニターシステムについて、本学において作成した試作機を用いて原理検証、定量評価を行った。本章では、本研究に存在するいくつかの改善の余地について議論する。

6.1 NV シミュレーションのアップデート

XENONnT の MC は現在も開発が進行している最中であり、4 章で論じた XENONnT NV のシミュレーションに基づく研究から継続的な開発を経て、MC を用いた XENONnT 実験の到達感度に関する論文が発表されている [29]。さらに本論文の執筆時点で、[29] から GXe の循環パイプやキャリブレーションソース、コンストラクション後に測定した実際の幾何学的情報、より現実的な仮定を施した物体表面の光学モデルなどが新しく実装されており、NV の検出効率に多少の影響を及ぼす可能性がある。また、NV 試運転データの結果をもとに、NV PMT の信号応答をシミュレートする NV 波形シミュレータも開発が進められており、最新のジオメトリと波形シミュレータを組み合わせた発展的なシミュレーション研究による、中性子検出効率のより詳細な定量評価が期待される。

6.2 時定数と反射率の関係による系統誤差の評価

図 5.16 の時定数と反射率の関係は、図 5.3 のような MC で得られた時間分布を指数関数でフィッティングすることで求められている。フィッティングの範囲は下限値 t_{\min} を 100 ns とし、上限値は MC での光子数が $n_{\min} = 100$ を下回る最初の時間 (t_{\max} とおく) としている。MC で得られた光子検出時間分布のフィッティング範囲の違いによる系統誤差を評価するため、フィッティング範囲の下限値を 20 ns、50 ns とし、上限値を $n_{\min} = 100, 200$ を下回る最初の時間としたときに得られる時定数と反射率の関係を用いて、測定された時定数 $\tau = 43.50 \pm 0.10$ ns から求められた反射率を表 6.1 に示す。

今回検討した範囲では、 $t_{\min} = 20$ ns、 $n_{\min} = 100$ のときに得られる反射率 99.3570 % が、5.3.5 節で求めた反射率から最も離れている。これらの差分を系統誤差の $1\sigma_{\text{sys}}$ とし、系統誤差付きで反射率を評価すると反射率は 99.3550 ± 0.0042 (stat.) ± 0.0020 (sys.) % となる。

t_{\max} [ns]	n_{\min}	t_{\max}	fitting result [%]
20	200	362	99.3569 ± 0.0050
50	200	362	99.3541 ± 0.0045
100	200	362	99.3541 ± 0.0043
20	100	398	99.3570 ± 0.0050
50	100	398	99.3542 ± 0.0045
100	100	398	99.3550 ± 0.0042

表 6.1 MC で得られた時間分布のフィッティング範囲ごとの反射率測定結果。反射率の誤差は統計誤差に由来する一光子検出時間分布測定結果に対するフィッティングの誤差である。

6.3 ePTFE 反射モデルについての考察

5.1 節で論じたように、Geant4 における opticalphoton の取り扱いには様々なパラメータによる制御が必要である。特に、ePTFE 表面での反射を考慮するにあたり、UNIFIED モデルで扱われる反射成分の強度の違いは時定数の評価に影響する可能性がある。水中での Tyvek の反射測定 [52] や空気中での PTFE の反射測定 [53] では、どちらも反射材の反射成分として Lambertian 反射と Specular Lobe 反射を考慮しているが、本研究では ePTFE 表面での反射には Lambertian 反射のみを取り扱い、Lambertian 反射のみが起こるという反射モデルにおける反射率を測定するにとどまり、モデルに由来する系統誤差を定量的に評価することはできなかった。

Lambertian 反射に加え、Specular Lobe 反射を UNIFIED モデルで扱うとき、設定の必要があるパラメータは反射率 R 、反射の中で Specular Lobe 反射が起こる確率 C_{sl} 、および Specular Lobe の角度広がり特徴づける表面の粗さを表す σ_α の三つである。NV の ePTFE 反射率モニターにおいては、上記反射モデルを定義するパラメータによる反射率への影響を系統誤差として評価しなければならないだろう。

6.4 解析手法についての考察

5.3.5 節で得た一光子到達時間分布のフィッティングでは、立ち上がりからすぐの約 360 ns から 450 ns までをフィッティング範囲から除外している。これは 2PE 以上が検出されたイベントにおけるピーク探索、PE 計測の問題を回避するためである。

現状の hitlet を用いた SPE 識別アルゴリズムでは、二つ以上の SPE がある時間間隔で検出されたイベントのうち時間間隔の短い場合の一部が SPE 探索の条件によって計測から除外されてしまう。図 5.14 で見たように、一イベント内で 2PE が観測されるとき、(b) のように二つの光子がほとんど同時に検出される場合と、(c) のように二つの光子が十分見分けられるほど別々のタイミングで検出される場合がある。前者ではピークは SPE 信号の条件を満たさず、一光子分布の取得において無視されてしまうが、後者で二つのピークがどちらも SPE 信号の条件を満たすなら、一光子到達時間分布の取得において考慮される。すなわち、一光子を検出した後直ちにもう一光子を検出する場合は二光子とも一光子到達時間分布では考慮されず、一光子を検出した後十分時間がたった後でもう一光子を検出する場合は二光子とも一光子到達時間分布で考慮されることになる。光子が PMT に到達するまでの時間が指数関数的に分布することから、上記のように一光子分布取得時に排除されてしまう 2PE 信号は全体のうち早い時間成分で影響すると考えられる。立ち上がり直後の早い成分

では 2PE 以上の信号が正しく考慮されていない可能性があるということになる。一光子到達時間分布が指数関数的に減少するというモデル化のより定量的な評価には、2PE 以上の信号を含めた修正されたピーク探索が必要となる。

第7章

結論

本研究では、XENONnT 実験による世界最高感度での暗黒物質探索を達成するために重要な低バックグラウンド化のための周辺システムの一つである NV の性能評価を MC によって行った。特に、集光率を高めるために使用される反射材 ePTFE の高い反射率が NV の性能に大きく影響することがわかった。試作機を用いた本学における ePTFE 反射率測定実験によって、NV の ePTFE 反射率モニターの原理検証、および定量評価を行うことができた。測定された反射率は中性子検出効率の評価において仮定された反射率 99% を上回る 99.3550 ± 0.0042 (stat.) ± 0.0020 (sys.) % であり、120 本の PMT のうち 10 本以上の PMT による同時計測で 80% 以上の検出効率を達成することができる。本測定で得られた知見を活用し、実際にレーザー光に対する NV 検出器の応答を定量的に評価し、ePTFE の反射率を測定できることが期待される。またその測定結果を NV シミュレーションに適用し、系統誤差を抑えた安定した NV の運用によって中性子バックグラウンドが低減され、世界最高感度での暗黒物質探索が行われることが期待される。

謝辞

本研究を進めるにあたり関わっていただいたすべての方へ、ここに感謝の意を表します。指導教員である身内賢太郎先生には休学期間を含めた3年間、大変お世話になりました。思い返せば博士課程前期入試試験の面接の日、私が受験票を忘れたと言ったのを身内さんがあらぬ聞き間違い（意味深）をされたときから、私は暗黒物質（意味深）を探索していたのかもしれませんが。進学後は、私のような不真面目な学生にも真摯にご指導いただきました。心から感謝申し上げます。疑問が生じたときにすぐに聞いてしまうのは私の悪い癖ですが、身内さんはそれに対して直ちに答えを教えるのではなく、答えを探す方法を示唆して下さっていたように思います。自分で考え答えを探すという営みは今でも容易ではありませんが、そうした姿勢を持てるようになったのも身内さんのご指導・ご鞭撻のおかげです。身内さんには研究会で発表する機会も多く頂き、資料制作では私の拙い資料にも真摯に助言して頂きました。期限ギリギリまで執筆していた修士論文についても、丁寧に助言していただけたおかげで、ここに末筆ながら謝辞を記すことができます。本当にありがとうございました。身内さんが指導教員として私を見捨てずに指導して下さったおかげで今があり、未来があるのだと思います。感謝の心を書き切るにはあまりに余白が足りないので、いつかお酒の席で改めて謝意を示させていただければ幸いです。3年間大変お世話になりました。

研究室の先生方にもお世話になりました。藏重久弥先生には、素粒子物理学に関する貴重なお話を数多くしていただきました。何より私が大学院を無事卒業できたのは藏重さんのおかげであります。大変お世話になりました。竹内康雄先生には、修士一年の素粒子物理学の授業で、それまでなんとなくしか理解できていなかった素粒子標準模型について丁寧にご教授いただきました。また、自分の研究に本当に意味があるのかと神経質になっていた自分にとって、レーザーを用いたePTFEの反射率測定実験についてご関心を持っていただけたことは、陰ながら心の支えでありました。ありがとうございました。山崎祐司先生とのお昼休みのたわいもない話は妙に面白く感じていました。私のくだらない考えに対して、思いもよらない角度から論理的にご意見いただき、それについて考えを巡らせる時間は奇妙でもあり、心地よくもありました。山崎さんとお話ししているときの感覚を山崎さん以外と感ずることは難しそうなので、少し寂しくもあります。お付き合いいただきありがとうございました。越智敦彦先生は深夜まで働かれています。お姿を何度も拝見しました。夜遅くにも関わらず居室に質問へ伺い、やさしくお答えいただけたとき、父親とはこうあるべきだと直観的に理解しました。参考にさせていただきたいと思います。前田順平先生とは、紡稀ちゃん（天使）の話とコーディングの話半々くらいでしていたように思います。出生・命名のお知らせをメールでいただいたときは、あまりの可愛さに、初めて将来家族を持ちたいと感じました。いつか前田さんのように、超絶美人の奥さんと超絶天使の子を持ち、幸せな家庭を築くことを目標に生きていこうと思います。鈴木州先生とは深夜や明け方にお会いすることが多かったように思います。修論執筆期間、おはようございますをはじめに伝えるのはほとんど州さんでした。そのたびに今日もがんばろうと意気込むことができました。ありがとうございました。中野佑樹先生とは飲み会でお話しさせていただくことが多かったように思います。何の話をしていたかは覚えていませんが、だ

からお前はバカなんだよと言われたのは非常に印象的でした。ありがとうございました(?)。東野聡さんは同じ居室で常に独り言をつぶやかれていたもので、復学後少し緊張した足取りで入った居室にもすぐ馴染むことができました。飲み会にもしばしば連れて行っていただきました。ご馳走様でした。粒子物理学研究室秘書の吉田和美さん、物理学専攻担当事務の長谷由希さんには、ほとんどの書類の提出期限を守れなかったことで大変ご迷惑をおかけしました。加えて Amazon の購入品を受け取っていただいたことも多々あり、頭が上がりません。大変お世話になりました。

Kai Martens-san, Shigetaka Moriyama-san, Yoshitaka Itow-san, Masaki Yamashita-san and Atsushi Takeda-san, I appreciate all of you nt-jp collaborators for hearing my presentations and giving me a lot of comments on my study in nt-jp meetings, even though my English speaking and listening skill were too poor to understand easily. Especially I deeply appreciate Shingo Kazama-san. I could have not submitted this thesis unless Kazama-san kindly lead me for the study on the NV Monte Carlo simulations. I appreciate you all very much again. And I would like to say many thanks to Diego Ramírez and Pietro Di Gangi for a lot of discussion on developing the Monte Carlo code of NV. Maybe you have thought that my reply was super late many times, but you guys kindly kept me in touch and discussed the development together. Only one thing I regret is that I have not take Diego for Kobe beef. If you come to Japan please do not hesitate to call me. I owe you.

研究室の先輩方にも大変お世話になりました。特に、水越慧太さんには反射率測定実験の準備や解析の相談などで大変お世話になりました。一言二言多くて人の神経を逆撫でする言葉をいちいち選ぶところは直したほうが良いと思いますが、小言を言いながらも何度も研究の相談に乗っていただきました。ご迷惑をおかけしたことをお詫びし、それ以上に本論文の執筆に最後までご協力いただいたことに感謝申し上げます。石浦宏尚さんは技術的なことにお詳しく、調べてもよくわからないニッチな質問にも明瞭なお答えを示していただきました。ありがとうございました。研究室の面々とお酒を飲みに行くとき、日比宏明さんがいるときがいつも一番楽しかったです。ありがとうございました。また何度もお酒を飲みに行きましょう。

後輩諸君と末田にはほとんど先輩らしいことはできませんでしたが、皆ひとりひとりが各々の研究に熱心に取り組んでいる姿を見て、何度も身の引き締まる思いがしました。否、もはや実際に身は引き締まってきました。

既に卒業した研究室の同期にも感謝を述べたいと思います。網本圭輔君とは最後まで話がかみ合った記憶がないのが心残りでした。説田暉君とも最後まで話がかみ合わなかった気がします。それはおそらく人付き合いが苦手な私のせいだったのだと思っていますが、それでも一同期、一友人として接してくれた二人にはとても感謝しています。中村拓馬君は同じ DM クループだったにも関わらず、あまり顔を合わせる事がなかったように思います。たまに顔を合わせたときに私はスマブラに誘っていましたが、拓馬が快く付き合ってくれたことで、ギリギリ学生生活を楽しむことができていたのかもしれない。山下和輝君も熱心に研究に取り組んでいる邪魔をしてスマブラに誘ってしまいました。今でこそ反省していますが、それ以上に強すぎるクッパへの闘争心を掻き立てたのは山下なので、仕方なかったと思っています。I'm so sorry to Sios for bothering you many times. But please understand that was because I wanted you to become a great jedi.

最後に、共に7年を過ごしたすべての友人と、六甲の街に感謝の意を表します。

参考文献

- [1] F. Zwicky. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. *Helvetica Physica Acta*, Vol. 6, pp. 110–127, January 1933.
- [2] N. Aghanim, et al. Planck 2018 results. I. Overview and the cosmological legacy of Planck. *Astron. Astrophys.*, Vol. 641, p. A1, 2020.
- [3] E. Komatsu, et al. FIVE-YEAR WILKINSON MICROWAVE ANISOTROPY PROBE OBSERVATIONS: COSMOLOGICAL INTERPRETATION. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, Vol. 180, No. 2, pp. 330–376, feb 2009.
- [4] N. Aghanim, et al. Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters. *Astron. Astrophys.*, Vol. 641, p. A6, 2020.
- [5] Vera C. Rubin and Jr. Ford, W. Kent. Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions. *The Astrophysical Journal*, Vol. 159, p. 379, February 1970.
- [6] L. D. Bradley, R. J. Bouwens, H. C. Ford, G. D. Illingworth, M. J. Jee, N. Benítez, T. J. Broadhurst, M. Franx, B. L. Frye, L. Infante, V. Motta, P. Rosati, R. L. White, and W. Zheng. Discovery of a Very Bright Strongly Lensed Galaxy Candidate at $z \approx 7.61$. *The Astrophysical Journal*, Vol. 678, No. 2, pp. 647–654, may 2008.
- [7] Douglas Clowe, Marusa Bradac, Anthony H. Gonzalez, Maxim Markevitch, Scott W. Randall, Christine Jones, and Dennis Zaritsky. A direct empirical proof of the existence of dark matter. *Astrophys. J. Lett.*, Vol. 648, pp. L109–L113, 2006.
- [8] C. A. Baker, D. D. Doyle, P. Geltenbort, K. Green, M. G. D. van der Grinten, P. G. Harris, P. Iaydjiev, S. N. Ivanov, D. J. R. May, J. M. Pendlebury, J. D. Richardson, D. Shiers, and K. F. Smith. Improved experimental limit on the electric dipole moment of the neutron. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 97, p. 131801, Sep 2006.
- [9] R. D. Peccei and Helen R. Quinn. CP Conservation in the Presence of Pseudoparticles. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 38, pp. 1440–1443, Jun 1977.
- [10] J.D. Lewin and P.F. Smith. Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil. *Astroparticle Physics*, Vol. 6, No. 1, pp. 87 – 112, 1996.
- [11] E. Aprile, et al. Dark Matter Search Results from a One Ton-Year Exposure of XENON1T. *Physical Review Letters*, Vol. 121, No. 11, Sep 2018.
- [12] John Ellis and Ricardo A. Flores. Elastic supersymmetric relic-nucleus scattering revisited. *Physics Letters B*, Vol. 263, No. 2, pp. 259 – 266, 1991.

- [13] S Kubota, M Hishida, and J Raun. Evidence for a triplet state of the self-trapped exciton states in liquid argon, krypton and xenon. *Journal of Physics C: Solid State Physics*, Vol. 11, No. 12, pp. 2645–2651, jun 1978.
- [14] T. Heindl, T. Dandl, M. Hofmann, R. Krücken, L. Oberauer, W. Potzel, J. Wieser, A. Ulrich. The scintillation of liquid argon. *EPL (Europhysics Letters)*, Vol. 91, No. 6, p. 62002, sep 2010.
- [15] Akira Hitachi. Properties of liquid xenon scintillation for dark matter searches. *Astroparticle Physics*, Vol. 24, No. 3, pp. 247–256, 2005.
- [16] E. Aprile, et al. Observation of two-neutrino double electron capture in ^{124}Xe with XENON1T. *Nature*, Vol. 568, No. 7753, pp. 532–535, 2019.
- [17] D. S. Akerib, et al. Results from a Search for Dark Matter in the Complete LUX Exposure. *Physical Review Letters*, Vol. 118, No. 2, Jan 2017.
- [18] Q. Wang, et al. Results of dark matter search using the full PandaX-II exposure. *Chinese Physics C*, Vol. 44, No. 12, p. 125001, Nov 2020.
- [19] P. Agnes, et al. Darkside-50 532-day dark matter search with low-radioactivity argon. *Phys. Rev. D*, Vol. 98, p. 102006, Nov 2018.
- [20] E. Aprile, et al. Constraining the spin-dependent WIMP-nucleon cross sections with XENON1T. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 122, No. 14, p. 141301, 2019.
- [21] C. Amole, et al. Dark matter search results from the complete exposure of the PICO-60 C_3F_8 bubble chamber. *Phys. Rev. D*, Vol. 100, p. 022001, Jul 2019.
- [22] M. Ackermann, et al. Updated search for spectral lines from Galactic dark matter interactions with pass 8 data from the Fermi Large Area Telescope. *Phys. Rev. D*, Vol. 91, p. 122002, Jun 2015.
- [23] Sebastian Baur. Dark matter searches with the IceCube Upgrade. *PoS*, Vol. ICRC2019, p. 506, 2020.
- [24] K. Abe, et al. Indirect search for dark matter from the Galactic Center and halo with the Super-Kamiokande detector. *Phys. Rev. D*, Vol. 102, p. 072002, Oct 2020.
- [25] M. Aguilar, et al. Electron and Positron Fluxes in Primary Cosmic Rays Measured with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 113, p. 121102, Sep 2014.
- [26] E. Aprile, et al. Energy resolution and linearity of XENON1T in the MeV energy range. *Eur. Phys. J. C*, Vol. 80, No. 8, p. 785, 2020.
- [27] Carl Eric Dahl. *The physics of background discrimination in liquid xenon, and first results from Xenon10 in the hunt for WIMP dark matter*. PhD thesis, Princeton U., 2009.
- [28] E. Aprile, et al. First Dark Matter Search Results from the XENON1T Experiment. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 119, p. 181301, Oct 2017.
- [29] E. Aprile, et al. Projected WIMP sensitivity of the XENONnT dark matter experiment. *JCAP*, Vol. 11, p. 031, 2020.
- [30] E. Aprile, et al. Conceptual design and simulation of a water Cherenkov muon veto for the XENON1T experiment. *JINST*, Vol. 9, p. P11006, 2014.
- [31] K. Abe, et al. XMASS detector. *Nucl. Instrum. Meth. A*, Vol. 716, pp. 78–85, 2013.
- [32] E. Aprile, et al. Removing krypton from xenon by cryogenic distillation to the ppq level. *The*

- European Physical Journal C*, Vol. 77, No. 5, May 2017.
- [33] K. Abe, et al. Distillation of Liquid Xenon to Remove Krypton. *Astropart. Phys.*, Vol. 31, pp. 290–296, 2009.
- [34] J. B. Albert, et al. Sensitivity and discovery potential of the proposed nEXO experiment to neutrinoless double- β decay. *Phys. Rev. C*, Vol. 97, p. 065503, Jun 2018.
- [35] E. Brown, et al. Magnetically-coupled piston pump for high-purity gas applications. *The European Physical Journal C*, Vol. 78, No. 7, Jul 2018.
- [36] J. Billard, E. Figueroa-Feliciano, and L. Strigari. Implication of neutrino backgrounds on the reach of next generation dark matter direct detection experiments. *Phys. Rev. D*, Vol. 89, p. 023524, Jan 2014.
- [37] Jayden L. Newstead, Rafael F. Lang, and Louis E. Strigari. Atmospheric neutrinos in a next-generation xenon dark matter experiment. 2 2020.
- [38] D G Madland, et al. SOURCES 4A: A Code for Calculating (α,n), Spontaneous Fission, and Delayed Neutron Sources and Spectra.
- [39] E. Aprile, et al. Physics reach of the XENON1t dark matter experiment. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, Vol. 2016, No. 04, pp. 027–027, apr 2016.
- [40] 日本アイソトープ協会. アイソトープ手帳. 日本アイソトープ協会, 2011.
- [41] S. F. Mughabghab. *Atlas of Neutron Resonances*. Elsevier Science, 5 edition, 2005.
- [42] A. Chyzh, et al. Measurement of the $^{157}\text{Gd}(n,\gamma)$ reaction with the DANCE γ calorimeter array. *Phys. Rev. C*, Vol. 84, p. 014306, Jul 2011.
- [43] Geant4 Collaboration. Geant4—a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 506, No. 3, pp. 250 – 303, 2003.
- [44] Geant4 Collaboration. Geant4 developments and applications. Vol. 53, No. 1, pp. 270–278, 2006.
- [45] Geant4 Collaboration. Recent developments in geant4. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 835, pp. 186 – 225, 2016.
- [46] K. Abe, et al. Calibration of the Super-Kamiokande detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 737, pp. 253 – 272, 2014.
- [47] Ll. Marti, et al. Evaluation of gadolinium’ s action on water Cherenkov detector systems with EGADS. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 959, p. 163549, 2020.
- [48] Kaito Hagiwara, et al. Gamma-ray spectrum from thermal neutron capture on gadolinium-157. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, Vol. 2019, No. 2, 02 2019. 023D01.
- [49] Tomoyuki Tanaka, et al. Gamma-ray spectra from thermal neutron capture on gadolinium-155 and natural gadolinium. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, Vol. 2020, No. 4, 04 2020. 043D02.
- [50] S Kazama. The xenonn neutron veto detector. In *Topics in Astroparticle and Underground Physics*, 2019.

- [51] A. Levin and C. Moisan. A more physical approach to model the surface treatment of scintillation counters and its implementation into DETECT. In *1996 IEEE Nuclear Science Symposium. Conference Record*, Vol. 2, pp. 702–706 vol.2, 1996.
- [52] Ling-Yu Wang, Hao-Qi Lu, Chang-Gen Yang, Ze-Yuan Yu, Ji-Lei Xu, Jin-Chang Liu, Meng-Yun Guan, Zhi-Min Wang, and Yi-Fang Wang. Study of tyvek reflectivity in water. *Chinese Physics C*, Vol. 36, No. 7, pp. 628–632, jul 2012.
- [53] S. Kravitz, R. J. Smith, L. Hagaman, E. P. Bernard, D. N. McKinsey, L. Rudd, L. Tvrznikova, G. D. Orebi Gann, and M. Sakai. Measurements of angle-resolved reflectivity of PTFE in liquid xenon with IBEX. *The European Physical Journal C*, Vol. 80, No. 3, Mar 2020.
- [54] LDB-200 – 珠電子株式会社 (Tama Electric Inc.) . <https://www.tamadenshi.jp/product/ldb-200/>. (Accessed on 01/20/2021).
- [55] Evaluation Board — DRS Chip — Paul Scherrer Institut (PSI). <https://www.psi.ch/en/drs/evaluation-board>. (Accessed on 01/15/2021).
- [56] R. Dossi, A. Ianni, G. Ranucci, and O.Ju. Smirnov. Methods for precise photoelectron counting with photomultipliers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Vol. 451, No. 3, pp. 623 – 637, 2000.
- [57] J. T. M. de Haas and P. Dorenbos. Methods for accurate measurement of the response of photomultiplier tubes and intensity of light pulses. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, Vol. 58, No. 3, pp. 1290–1296, 2011.