

修 士 学 位 論 文

方向に感度を持つ暗黒物質直接探索実験に用いる
3次元飛跡検出器のための
陰イオンガス中MPGD基礎特性の研究

2019年2月1日

専攻名 物理学専攻
学籍番号 171S102S
氏名 石浦 宏尚

神戸大学大学院理学研究科博士課程前期課程

概要

暗黒物質は宇宙組成の約 27% を占めていると考えられている粒子だが、これまでに多くの暗黒物質を探索する実験が行われてきたにも関わらず、未だ発見されるに至っていない。原子核との反跳エネルギーを捉える従来型の直接探索観測手法で期待されている暗黒物質由来の季節による変動は数% と小さく、確度の高い証拠とするには難しい。一方、太陽系が銀河中を移動する運動によって地球上で受ける「暗黒物質の風」をとらえる「方向に感度を持つ手法」で、原子核の反跳方向の異方性からより確実な証拠を得られると期待されている。

暗黒物質直接探索実験 NEWAGE(New generation WIMP search with an Advanced Gaseous tracker Experiment) は 3 次元ガス飛跡検出器を用いた方向に感度を持つ暗黒物質探索である。方向に感度を持つ手法としては世界最高感度を有しているが、従来型の暗黒物質探索実験には感度が及ばず、さらなる感度向上が求められている。感度を制限する原因として暗黒物質由来の信号以外のバックグラウンドが挙げられ、主なバックグラウンドは読み出し検出器に含まれる放射性不純物由来の α 線であることが先行研究によりわかっており、このバックグラウンドをいかに除去するかが喫緊の課題となっている。NEWAGE ではバックグラウンドを削減するために、絶対位置を複数種陰イオンのドリフト速度の違いと信号時間差から決定できる陰イオン TPC(Negative Ion micro Time Projection Chamber:NI μ TPC) を用いることで、解析的に有効体積カットを行う手法を開発中である。

本研究では、NI μ TPC の読み出しに用いる予定である MPGD(Micro Pattern Gaseous Detector) の陰イオンガス中における特性を理解することで、NI μ TPC の改良・最適化につなげるため、実験とシミュレーションの両方から陰イオンガス中 MPGD 特性の研究を行った。陰イオンガスの一つである SF₆ ガス中で、MPGD の一種である GEM(Gas Electron Multiplier) を動作させ、ガス圧力や電場などのパラメータを変えて基礎特性を測定した。また、ガス検出器の増幅過程のシミュレーションに用いられているツールキット Garfield++ に対して、電子の脱離過程を新たに導入した。これにより、これまで不可能だった陰イオンガスの増幅過程を行うことを可能とし、実験で得られたガス増幅率と印加電圧の関係性について再現を行うことを試みた。

目次

| | | |
|-------|---|----|
| 第 1 章 | 暗黒物質 | 1 |
| 1.1 | 暗黒物質の存在の示唆 | 1 |
| 1.1.1 | 銀河の回転曲線 | 1 |
| 1.1.2 | 宇宙マイクロ波背景放射 | 2 |
| 1.1.3 | 重力レンズ効果 | 3 |
| 1.1.4 | Ia 型超新星 | 3 |
| 1.2 | 暗黒物質の候補 | 4 |
| 1.2.1 | WIMPs(Weakly Interacting Massive Particles) | 4 |
| 1.2.2 | ニュートリノ | 5 |
| 1.2.3 | アクシオン | 5 |
| 第 2 章 | 暗黒物質探索実験 | 7 |
| 2.1 | 直接探索実験 | 7 |
| 2.1.1 | エネルギースペクトル | 8 |
| 2.1.2 | 暗黒物質と核子の散乱断面積 | 9 |
| 2.1.3 | クエンチングファクター (Quenching Factor) | 10 |
| 2.1.4 | 暗黒物質による信号 | 10 |
| 2.1.5 | 直接探索現状 | 11 |
| 2.2 | 間接探索実験 | 12 |
| 2.3 | 加速器実験 | 13 |
| 第 3 章 | 方向に感度を持つ暗黒物質探索実験 | 15 |
| 3.1 | 方向感度 | 15 |
| 3.2 | ガス検出器 | 15 |
| 3.3 | DRIFT | 16 |
| 3.4 | NEWAGE | 17 |
| 3.4.1 | NEWAGE-0.3b' | 17 |
| 3.4.2 | NEWAGE-0.3b' のデータ収集システム | 17 |
| 3.4.3 | NEWAGE 現状 | 19 |
| 第 4 章 | 陰イオン 3 次元飛跡検出器 NITPC | 22 |
| 4.1 | NITPC 原理 | 22 |
| 4.1.1 | マイノリティチャージ | 22 |
| 4.2 | 暗黒物質探索手法としての NITPC | 22 |

| | | |
|-------|--|----|
| 4.3 | NEWAGE における NITPC | 24 |
| 第 5 章 | 陰イオンガス中 MPGD 基礎特性の研究 | 25 |
| 5.1 | 陰イオンガス中における MPGD(Micro Pattern Gaseous Detector) | 25 |
| 5.2 | GEM 測定 | 26 |
| 5.2.1 | GEM | 26 |
| 5.2.2 | 実験セットアップ | 26 |
| 5.2.3 | 実験結果 | 29 |
| 5.2.4 | 電子脱離 | 31 |
| 5.3 | MPGD シミュレーション | 35 |
| 5.3.1 | Magboltz | 36 |
| 5.3.2 | Garfield++ | 36 |
| 5.4 | 陰イオンガス中 MPGD シミュレーション | 36 |
| 5.4.1 | Magboltz を用いた SF ₆ 中ガス増幅 | 37 |
| 5.4.2 | Garfield++ を用いたガスゲインシミュレーション | 37 |
| 5.4.3 | 電子回収効率 | 38 |
| 5.4.4 | 結果 | 40 |
| 5.5 | 議論 | 40 |
| 第 6 章 | 結論 | 42 |
| | 謝辞 | 43 |

第 1 章

暗黒物質

様々な宇宙観測により、暗黒物質と呼ばれる未発見の粒子が宇宙のエネルギー組成の約 27% を、そして暗黒エネルギーが宇宙のエネルギー組成の約 68% を占め、既知のバリオンは宇宙のエネルギー組成の約 5% だけであると考えられている (図 1.1、[1])。この暗黒物質については、存在のみだけではなく性質についても示唆されているが、これまでの標準理論の枠組みにこうした性質を満たすような粒子が存在しないことから、今までに発見されていない新粒子であると考えられている。この暗黒物質の存在を確かめるために、原子核と暗黒物質との反跳を捉える直接探索実験、暗黒物質同士の対消滅や暗黒物質から別粒子への崩壊を捉えようとする間接探索実験が行われている。

1.1 暗黒物質の存在の示唆

ここでは暗黒物質の「存在を示唆した観測結果」および「そこから要請される暗黒物質の性質」について説明する。

1.1.1 銀河の回転曲線

1930 年代に、「かみのけ座銀河団」中を運動する銀河の観測結果から光学観測できる質量の 100 倍以上もの質量が銀河団に含まれる、という主張が Zwicky によってなされた [3]。そして 1970 年代には Rubin によって水素原

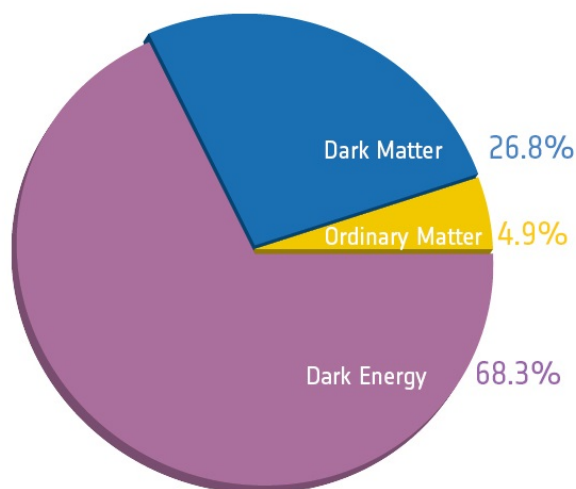


図 1.1 Planck 衛星による観測結果などから得られた宇宙組成 [2]

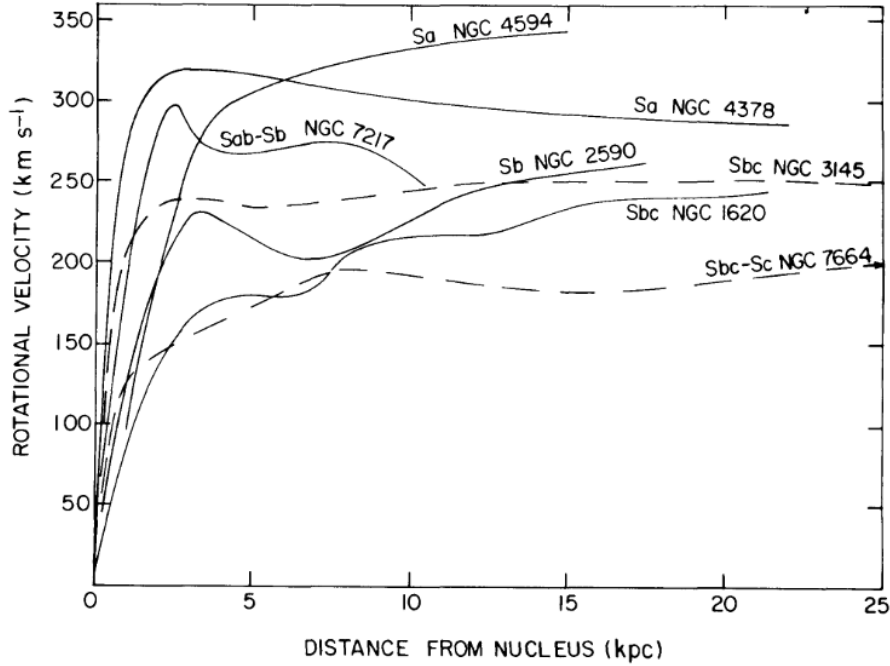


図 1.2 銀河中心からの距離と回転速度曲線 [5]

子 21cm 線の観測結果などから銀河の回転速度が銀河外側でも落ちない「銀河の回転曲線問題」が提起された [4]。銀河中心から r の距離での回転速度 $v_{rot}(r)$ はケプラーの法則により式 1.1 と表式できる。

$$\frac{v_{rot}^2(r)}{r} = G_N \frac{M(r)}{r^2} \quad (1.1)$$

ここで $M(r)$ は半径 r 以内の質量、 G_N は万有引力定数である。光学観測可能な質量のみが銀河中に存在するとすると、光学観測結果から銀河の質量の大部分は銀河中央のバルジ部分に集中していると考えられ、回転速度は $r^{-\frac{1}{2}}$ で減少していくと考えられる。しかし、観測から得られた銀河の回転速度は銀河外側でも光学観測により推測された質量から期待されるほど落ちておらず (図 1.2)、光学観測できない質量を持った物質の存在が示唆された。

1.1.2 宇宙マイクロ波背景放射

CDM(Cold Dark Matter = 冷たい暗黒物質) の存在を仮定し、宇宙項 Λ を含む宇宙論モデルが、宇宙論における現在標準とされている Λ -CDM(Lambda Cold Dark Matter) モデルであり、次に示す式 1.2 で表される。

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = H_0^2 \left(\frac{\Omega_m}{a^3} + \frac{\Omega_r}{a^4} + \Omega_\Lambda - \frac{\Omega_k}{a^2} \right) \quad (1.2)$$

ここで a は宇宙のサイズを表すスケールファクタ、 H_0 はハッブル定数、 Ω_k は宇宙の曲率であり、また Ω_m 、 Ω_r 、 Ω_Λ はそれぞれマター、放射、ダークエネルギーのエネルギー密度を臨界密度 ρ_c で割って無次元量にしたものである。宇宙論パラメータを含むこの微分方程式の解から宇宙が収縮するか膨張するか、宇宙が平坦か否か、ビッグバンしたか否かを求めることができる。そのため、宇宙発展は宇宙論パラメータによって決定されることがわかる。宇宙論パラメータは宇宙マイクロ波背景放射 CMB(Cosmic Microwave Background) を観測することで決定できる。宇宙初期、ビッグバンの後に宇宙が冷えて電氣的に中性となって光が直進できるようになった「宇宙の晴れ上がり」時の電磁波の波長が引き伸ばされて観測される。観測された CMB は温度ゆらぎ $\delta T/T(\theta, \phi) = \sum_{lm} a_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi)$

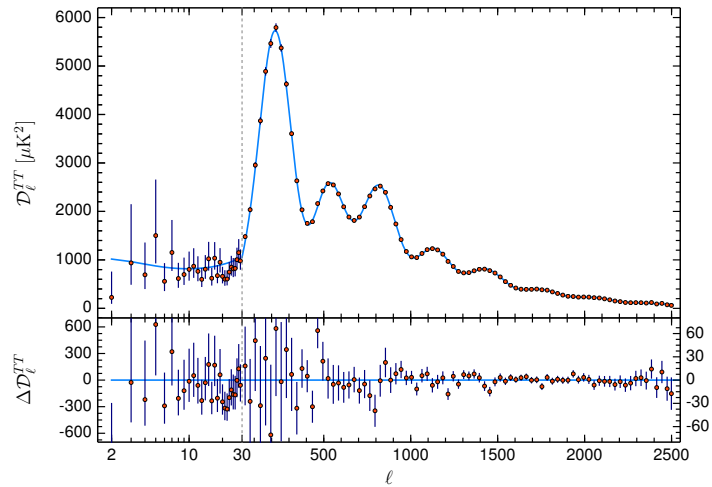


図 1.3 Planck により得られた CMB 温度ゆらぎの角度パワースペクトラム [1]

を持ち、2000 年代初頭に WMAP(Wilkinson Microwave Anisotropy Probe)[6]、次いで Planck 衛星 [1] で更に観測が進められた。ここで (θ, ϕ) は銀河座標系における天球での角度、 Y_{lm} は球面調和関数である。得られた CMB 温度ゆらぎの角度パワースペクトラム (図 1.3) の 1 番目のピークからバリオン総量を、その他のピークからは非バリオン物質の量がわかる。また、1 番目のピークの位置から宇宙の平坦度がわかり、2 番目 3 番目のピークからダークマター密度とバリオン密度の相対値がわかり、ダークマターはバリオンの約 5 倍存在することが知られた。Planck 衛星から得られたデータを Λ CDM モデルでフィットすることで暗黒物質、通常物質をあわせたすべての物質密度 $\Omega_m h^2 = 0.1430 \pm 0.0011$ 、バリオンの物質密度 $\Omega_b h^2 = 0.02237 \pm 0.00015$ が求められており [1]、暗黒物質の密度はこの 2 つの密度の差として求められている。

1.1.3 重力レンズ効果

重力レンズ効果は天体などの重たい重力源によって背後の光が曲げられて観測される効果である。背後の天体が大きく歪んで見えるような強い重力レンズ効果と、背後の銀河形状を統計的に処理することでわかる弱い重力レンズ効果がある。弾丸銀河団の強い重力レンズ効果の観測結果 ([7]、図 1.4) から、重力レンズ効果によって得られる質量分布と X 線の強度分布が異なることが示された。これは銀河団同士の衝突においてプラズマなどの星間物質はクーロン相互作用によって通り抜けられないが、クーロン相互作用より小さな相互作用をする質量のある物質が通り抜けていることを示唆している。そのような物質は標準模型においては存在せず、この物質は暗黒物質ではないかと考えられている。

1.1.4 Ia 型超新星

Ia 型超新星の後退速度の観測から宇宙が膨張していることがわかっている。SuperNova Legacy Survey および Sloan Digital Sky Survey による Ia 型超新星爆発の観測 [8] により、宇宙の暗黒エネルギーへ ($\Omega_\Lambda = \Lambda/(3H_0^2)$) の制限が付けられ、 Λ CDM モデル ($1 = \Omega_m + \Omega_\Lambda$) と合わせて $\Omega_m = 0.295 \pm 0.034$ が得られている。

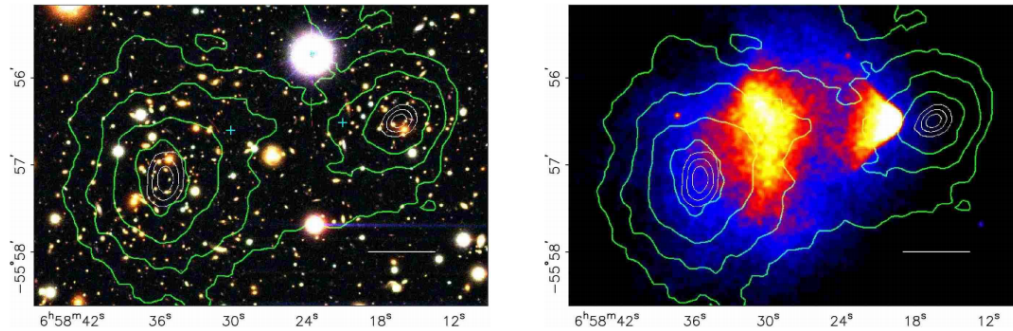


図 1.4 衝突する銀団段 1E0657-558 の観測結果。緑等高線は弱い重力レンズ効果から再構成された質量分布。右図はチャンドラ衛星による X 線強度観測結果。白線は 200kpc を示す。[7]

1.2 暗黒物質の候補

暗黒物質は宇宙初期に生成され、膨張に伴う密度の低下で通常物質との相互作用が切り離されたと一般的に考えられている。宇宙温度が宇宙膨張により下がり、光子が自由に動けるようになった「宇宙の晴れ上がり」での速度が相対論的なら Hot Dark Matter(HDM)、非相対論的ならば Cold Dark Matter(CDM) とよばれ、宇宙の大規模構造についての数値シミュレーションなどから CDM が有力である。この節では暗黒物質の候補について述べる。

前節までで述べてきたように、暗黒物質の存在を強く支持する観測結果が様々な宇宙スケールで得られている。また暗黒物質は運動速度から相対論運動エネルギーを持つ熱い暗黒物質 (Hot Dark Matter: HDM)、持たない冷たい暗黒物質 (Cold Dark Matter: CDM) の 2 つに大別できる。本節では現在考えられている暗黒物質の有力な候補について述べる。

1.2.1 WIMPs(Weakly Interacting Massive Particles)

標準理論には存在せず、弱い相互作用をする質量の大きい粒子は総称して WIMPs(Weakly Interacting Massive Particles) と呼ばれている。WIMPs が宇宙初期の熱平衡状態で生成したと考えると現在考えられている暗黒物質の残存量を説明することができる。WIMP を説明するモデルとして超対称性理論 (Supersymmetry:SUSY) モデルと余剰次元 (Universal extra dimension:UED) モデルが存在する。SUSY からはニュートラリーノが、UED からはカルツァクライン粒子が WIMP の候補として挙げられている。ここでは SUSY モデルでの WIMP 候補、ニュートラリーノについて述べる。

ニュートラリーノ

SUSY こと超対称性理論は標準理論と 1/2 だけスピンの異なる超対称性粒子 (SUSY particle) が存在するという理論であり、その中でも標準理論 (standard model) に最小限の拡張を加えたものを Minimal Supersymmetric extension of the Standard Model(MSSM) と呼ぶ。MSSM では表 1.1 示す新粒子を新たに導入する。この SUSY 粒子の中で最も軽い粒子 (Lightest Supersymmetric Particle : LSP) が電氣的に中性なら暗黒物質の候補となり得る。ここでこの LSP を探索することを考えると、SUSY 粒子と標準理論粒子の間の反応は R パリティ

$$R = (-1)^{3B+L+2S} \quad (1.3)$$

で決められる。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。また、標準理論粒子の R パリティ

は 1、SUSY 粒子の R パリティは-1 である。反応前後で R パリティが保存することから LSP はそれ以上崩壊しない。LSP の候補として、スピンの 1/2 のグルイーノ、チャージーノ、ニュートラリーノの中で最も軽い粒子が挙げられ、ニュートラリーノが LSP だった場合は暗黒物質の有力候補となる。最も軽いニュートラリーノ ($\tilde{\chi}_1^0 \equiv \chi$) はフォティーノ ($\tilde{\gamma}$)、ズイーノ (\tilde{Z})、ヒグシーノ (\tilde{H}_1, \tilde{H}_2) の混合状態の中で質量固有値が最小のものと考えられる。

$$\tilde{\gamma} = \cos \theta_W \tilde{B} + \sin \theta_W \tilde{W}_3 \tilde{Z} \quad (1.4)$$

$$= -\sin \theta_W \tilde{B} + \cos \theta_W \tilde{W}_3 \quad (1.5)$$

最も軽いニュートラリーノ χ は

$$\chi = a_1 \tilde{B} + a_2 \tilde{W}_3 + a_3 \tilde{H}_1 + a_4 \tilde{H}_2 \quad (1.6)$$

と表わせる。SUSY 粒子の質量は大きいと考えられ、ニュートラリーノの質量も大きいと考えられる。そのため運動速度が遅いと考えられ、CDM の性質を満たす。

表 1.1 標準理論 (SM) および MSSM(SUSY) で新たに導入される粒子

| SM | | | SUSY | | |
|----------------------------|---------|-----|---|----------|-----|
| 記号 | 名称 | スピン | 記号 | 名称 | スピン |
| $q = u, c, t$ | アップクォーク | 1/2 | $q_u^{-1} \dots q_u^{-6}$ | アップスクォーク | 0 |
| $q = d, s, b$ | ダウンクォーク | 1/2 | $q_d^{-1} \dots q_d^{-6}$ | ダウンスクォーク | 0 |
| $l = e, \mu, \tau$ | レプトン | 1/2 | $\tilde{l}_6 \dots \tilde{l}_6 ???$ | スレプトン | 0 |
| ν_e, ν_μ, ν_τ | ニュートリノ | 1/2 | ν_1, ν_2, ν_3 | スニュートリノ | 0 |
| g | グルーオン | 1 | \tilde{g} | グルイーノ | 0 |
| W^\pm | W ボソン | 1 | $\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^\pm$ | チャージーノ | 0 |
| H^\pm | 荷電ヒッグス | 0 | | | |
| γ | 光子 | 1 | $\tilde{\chi}_1^0 \dots \tilde{\chi}_1^4$ | ニュートラリーノ | 1/2 |
| Z^0 | Z ボソン | 1 | | | |
| h^h | 軽ヒッグス | 0 | | | |
| H^0 | 重ヒッグス | 0 | | | |
| A^0 | 擬ヒッグス | 0 | | | |

1.2.2 ニュートリノ

スーパーカミオカンデによる観測 [9] から今知られている 3 世代のニュートリノは質量を持つことがわかっているが、観測によるニュートリノ残存量では暗黒物質を説明できない。

1.2.3 アクシオン

量子色力学において強い相互作用の CP 対称性は破れているが、実験結果では CP 対称性は破られていない。この問題を解決するために Peccei-Quinn 対称性の自発的破れを導入 [10] することで生じる粒子がアクシオンである。アクシオンの質量には、超新星爆発のニュートリノバースト観測から制限が付けられている [11]。アクシオンと物質の相互作用は非常に弱いと考えられており、アクシオンを観測する有力な方法としてプリマコフ効果を利用する方

法がある。プリマコフ効果とは、式 1.7 の相互作用でアクシオンが強磁場中において光子に変換される効果 [12] であり、この光子観測することでアクシオンを観測できると考えられている。

$$\mathcal{L}_{a\gamma} = -\frac{\alpha_{em}}{2\pi f_a} a\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} = -\mathbf{g}_{a\gamma\gamma} \mathbf{B} \cdot \mathbf{E} \quad (1.7)$$

この性質を利用してアクシオンを探索する実験として Axion Dark Matter eXperiment(ADMX)[13] があるが、今現在未発見である。

第 2 章

暗黒物質探索実験

前章では暗黒物質の候補となる物質について述べた。本章では暗黒物質の候補の中でも有力な候補の一つである WIMP を探索する手法について述べる。WIMP を探索する手法として直接探索実験、間接探索実験、加速器実験を用いた探索実験がある。それぞれのファインマン・ダイアグラムは図 2.1 となり、ここで χ は WIMP、 q は標準模型粒子、 Q は反応を媒介するボソンを表す。直接探索実験 (direct detection)、間接探索 (indirect detection)、加速器実験 (collider production) ではそれぞれ矢印の方向に時間発展する反応を検出する。

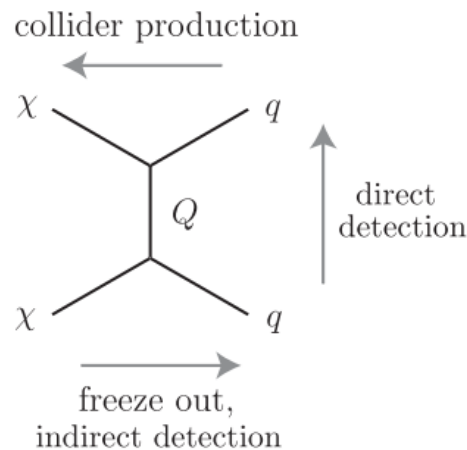


図 2.1 WIMP 探索手法ごとのファインマン・ダイアグラム (χ : WIMP, q :通常物質)[14]

2.1 直接探索実験

直接探索実験は暗黒物質が検出器内の原子核を反跳させる事象を検出する手法である。暗黒物質由来の事象は稀事象と考えられるため、バックグラウンドを抑えた環境で観測する必要がある。バックグラウンドの一つである宇宙線を減らすために、多くの実験は日本の神岡やカナダのサドバリーそしてイタリアのグランサッソといった地下実験施設で観測を行っている。

原子核反跳で暗黒物質から移行されたエネルギーは電離・熱・光・原子核飛跡として検出でき、暗黒物質直接探索実験ではそれらを検出することで暗黒物質を捉えることを目的としている。バックグラウンドと区別するために、それらのうち複数を検出する実験もある。

稼働中もしくは終了した実験として、CRESST[15](CaWO₄)、KIMS[16](CSI(Tl))、CDMS[17](Ge)、CoGeNT[18](Ge)、EDELWEISS[19](Ge)、DAMA/LIBRA[20](NaI(Tl))、CDMS II[21](Si)や XENON1T[22](Liquid

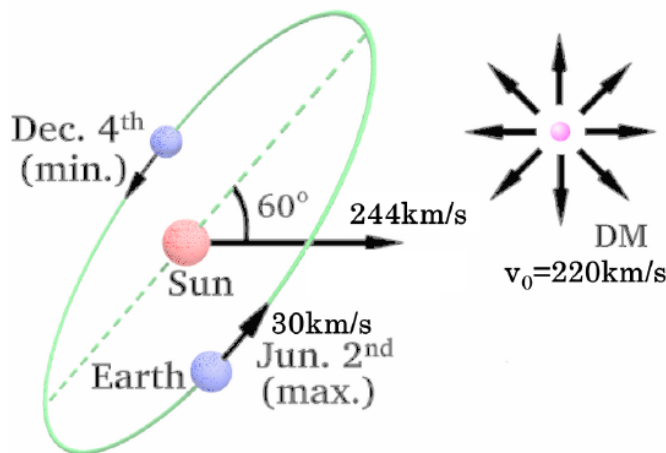


図 2.2 銀河内を運動する太陽系と地球のモデル

Xe)、LUX[23](Liq Xe)、XMASS[24](Liq Xe)、PANDA-X[25](Liq Xe)、DarkSide[26](Liquid Ar)、DEAP-3600[27](Liq Ar) があり、泡箱を用いた探索実験として COUPP[28]、PICASSO[29]、PICO[30] がある。

また、はくちょう座方向から吹き付ける「暗黒物質の風」を捉えることを目的とする方向に感度を持つ実験として、DMTPC[31]、DRIFT[32]、MIMAC[33]、NEWAGE[34] などが存在する。

2.1.1 エネルギースペクトル

銀河ハロー中に WIMP が存在していると考え、WIMP と地球の運動から期待されるエネルギースペクトルは銀河ハローと地球の相対運動を考えることで計算可能である [35]。また、地球が太陽を公転することによって銀河ハローに対する地球の相対速度は季節変動するため、エネルギースペクトルにも季節変動が予想される。太陽系は銀河中を、地球は太陽系中を公転 (図 2.2) していることから、地球と銀河ハローの相対速度は次の式 2.2 で表せる。

$$v_E = v_{sun} + v_{orb} \cos \theta_{orb} \sin(2\pi y) \quad (2.1)$$

$$\simeq 244 + 15 \sin(2\pi y) [\text{km/sec}] \quad (2.2)$$

ここで v_{sun} は銀河ハローに対する太陽の速度、 v_{orb} は太陽の周りを公転する地球の公転速度、 $\cos \theta_{orb}$ は銀河面に対する地球の公転面の角度、 y は 3 月 2 日からの経過時間を表している。6 月には太陽系の進行方向と地球の公転方向が同じになるため相対速度は最大となるが、12 月は太陽系の進行方向と地球の公転方向が逆になるため相対速度は最小となる。

R を単位質量あたりの反応率、 E_R を標的原子核が受ける反跳エネルギー、 R_0 を総計数率として、次の式で表せる。

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{R_0}{E_0 r} e^{-E_R/E_0 r} \quad (2.3)$$

ここで E_0 は速度 v_0 の暗黒物質が持つ運動エネルギー $E_0 = 1/2 M_D v_0^2$ であり、 r は暗黒物質質量を M_D 、標的原子核質量を M_N としたときの運動学的パラメータであり、式 2.4 で表す。

$$r = \frac{4M_D M_N}{(M_D + M_N)^2} \quad (2.4)$$

期待される暗黒物質による原子核の反跳エネルギースペクトルを規格化したものを図 2.3 に示す。 $v_E = 0$ 、

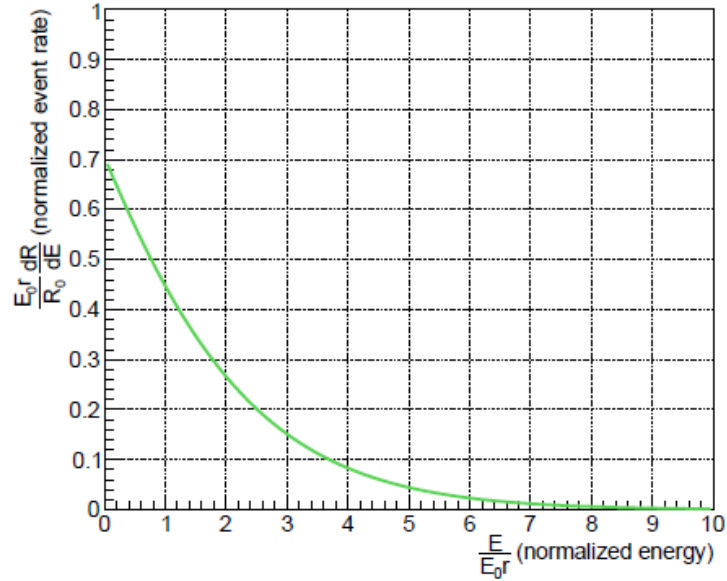


図 2.3 暗黒物質と弾性散乱した原子核の反跳エネルギー規格化されたエネルギースペクトル [36]

$v_{esc} = \infty$ のとき、事象数 R_0 [$kg^{-1}day^{-1}$] は

$$R_0 = \frac{2}{\pi^{12}} \frac{N_A}{A} \frac{\rho_D}{M_D} \sigma_0 v_0 \quad (2.5)$$

$$= \frac{361}{M_D M_N} \left(\frac{\sigma_0}{1\text{pb}} \right) \left(\frac{\rho_0}{0.3 \text{ GeV}c^2/\text{cm}^3} \right) \left(\frac{v_0}{220 \text{ kms}} \right) \quad (2.6)$$

σ_D は暗黒物質の質量密度、 M_D は暗黒物質質量、 M_A は標的原子核質量である。また、式 2.6 は $\sigma_0 = 1 \text{ pb}$ 、 $v_0 = 220 \text{ km/s}$ 、 $\rho_D = 0.3 \text{ GeV}/c^2/\text{cm}^3$ で規格化したものである。

2.1.2 暗黒物質と核子の散乱断面積

WIMP は原子核中の核子と Spin-Independent(SI) または Spin-dependent(SD) の反応をされると考えられている。WIMP と原子核の散乱断面積は次式 2.7 のようになる。

$$\sigma_{\chi-N} = \sigma_{\chi-N}^{SI} + \sigma_{\chi-N}^{SD} \quad (2.7)$$

Spin-Independent(SI) 反応

Spin-Independent(SI) な反応の散乱断面積は、次のようになる。

$$\sigma_{\chi-N}^{SI} = \frac{4\mu_{\chi-N}^2}{\pi} [Zf_p + (A-Z)f_n]^2 \quad (2.8)$$

ここで Z は原子番号、 A は質量数、 f_p 、 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、 $\mu_{\chi-N}$ は WIMP 質量 M_D と原子核質量 M_N の換算質量であり、2.9 式で表される。

$$\mu_{\chi-N} = \frac{M_D M_N}{M_D + M_N} \quad (2.9)$$

また、 $f_p = f_n$ ならば、2.10 式が得られる。

$$\sigma_{\chi-N}^{\text{SI}} = \sigma_{\chi-p}^{\text{SI}} \frac{\mu_{\chi-N}^2}{\mu_{\chi-p}^2} A^2 \quad (2.10)$$

2.10 式から、標的となる原子核の質量数 A が大きいほど散乱断面積が大きく、SI 反応においては A の大きい原子核を用いることが有利である。

Spin-Dependent(SD) 反応

Spin-Dependent(SD) な反応では原子核のスピンに依存した反応となり、散乱断面積は式 2.11 となる。

$$\sigma_{\chi-N}^{\text{SD}} = \frac{32}{\pi} G_F^2 \mu_{\chi-N}^2 (a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle) \frac{J+1}{J} \quad (2.11)$$

ここで、 G_F はフェルミカップリング定数、 $\langle S_p \rangle$ と $\langle S_n \rangle$ はそれぞれ原子核中の陽子と中性子のスピン、 J は原子核中の全スピンである。また、 a_p と a_n は暗黒物質とそれぞれの核子の SD カップリングで、

$$a_p = \sum_{q=u,d,s} \frac{\alpha_{2q}}{\sqrt{2}G_F} \Delta_q^{(p)} \quad (2.12)$$

$$a_n = \sum_{q=u,d,s} \frac{\alpha_{2q}}{\sqrt{2}G_F} \Delta_q^{(n)} \quad (2.13)$$

$\Delta_q^{(p)}$ と $\Delta_q^{(n)}$ はクォークのスピンで、計算値は

$$\Delta_u^{(p)} = \Delta_d^{(n)} = 0.78 \pm 0.02, \Delta_d^{(p)} = \Delta_u^{(n)} = -0.48 \pm 0.02, \Delta_s^{(p)} = \Delta_s^{(n)} = 0.15 \pm 0.02$$

Lande 因子 $\lambda = a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle$ を用いて SD の散乱断面積は次のように表せる。

$$\sigma_{\chi-N}^{\text{SD}} = \sigma_{\chi-p}^{\text{SD}} \frac{\mu_{\chi-N}^2}{\mu_{\chi-p}^2} \frac{\lambda^2 J(J+1)}{0.75} \quad (2.14)$$

SD 反応はスピンを持つ原子核との間でのみ起こり、 $\lambda^2 J(J+1)$ の大きい標的原子核は SD 反応の散乱断面積も大きく有利となる。

2.1.3 クエンチングファクター (Quenching Factor)

実際には暗黒物質が原子核反跳したエネルギーはすべて検出することはできない。これは、反跳原子核が受け取ったエネルギーによりイオン化を起こしても、電離させた電子が再結合したり電子捕獲するなどしてすべての電離した電子を検出できないからである。この効果をクエンチング効果と呼び、原子核反跳により原子核が受け取ったエネルギーを E_{tot} 、検出されるエネルギーを E_{det} とすると、

$$F_q = \frac{E_{det}}{E_{tot}} \quad (2.15)$$

の関係があり、 F_q をクエンチングファクターと呼ぶ。この大きさは E_{tot} および核種ごとに異なる。

2.1.4 暗黒物質による信号

暗黒物質と弾性散乱した反跳原子核から得られるエネルギースペクトルは指数関数的な形状をし、図 2.3 のようになる。暗黒物質を検出するために暗黒物質由来の信号とバックグラウンド由来の信号を区別する必要があるが、暗黒物質特有の信号として、核種依存性、季節変動、到来方向異方性がある。

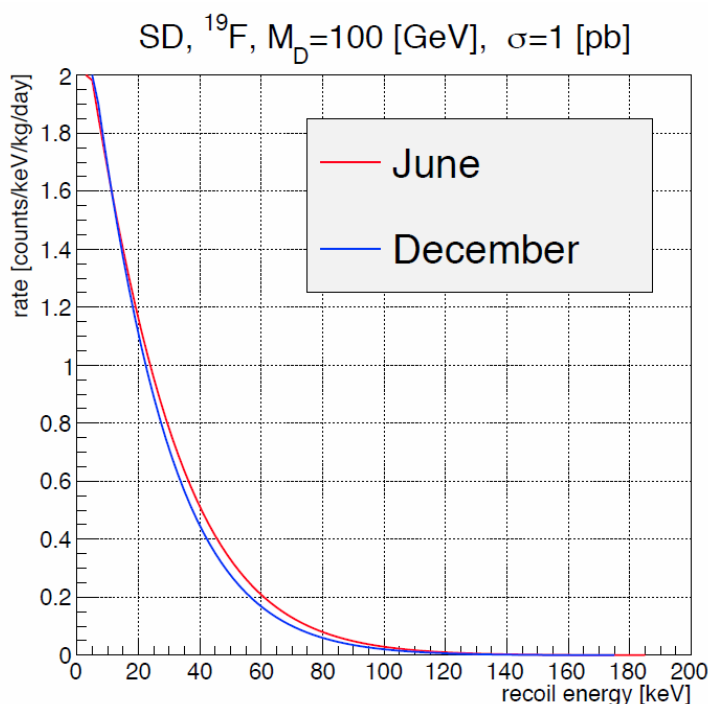


図 2.4 予想される暗黒物質によるエネルギースペクトルの季節変動 [36]

- 核種依存性

標的核種ごとの暗黒物質との散乱断面積、原子核反跳のエネルギースペクトルが核種ごとに異なると考えられ、暗黒物質の信号に核種依存性が存在すると考えられている。しかし、バックグラウンドのエネルギースペクトルにも核種依存があることから核種依存のみを用いて暗黒物質由来の信号を区別するのは難しい。

- 季節変動

地球が太陽を公転することで、暗黒物質の銀河ハローに対する相対速度が夏と冬で異なり、エネルギースペクトルの季節変動が生じる (図 2.4)。相対速度は 6 月 2 日に最大、12 月 4 日に最小となり、変動率は 5% 程度である。ただし計数率の変化としては数 % と小さい。

- 到来方向異方性

前述の季節変動で得られる僅かな速度変化によるエネルギースペクトルの変動より、太陽系が銀河系内をはくちょう座に向かって進むことで受ける「暗黒物質の風」の到来方向異方性は季節変動の計数率の変化よりも大きいと期待されている。詳しくは 3 章で述べる。

2.1.5 直接探索現状

2018 年現在、DAMA/NaI や DAMA/LIBRA[20] といった実験が暗黒物質由来の季節変動を観測したと主張している。DAMA/NaI、DAMA/LIBRA はそれぞれ 100 kg、250 kg の NaI シンチレータを用いた実験であり、暗黒物質により原子核反跳由来の光を固体シンチレータで観測することを目的としている。DAMA/LIBRA の観測結果は図 2.5 であり、2-6 keV で 11.0σ の季節変動を主張している [20]。

しかし、液体キセノンを利用した Xenon1T[22]、LUX[37] などの実験ではこれを否定する結果が出ており、暗黒物質の確実な発見には至っていない。図 2.6(a) と図 2.6(b) に現在の暗黒物質探索感度の現状を示す。

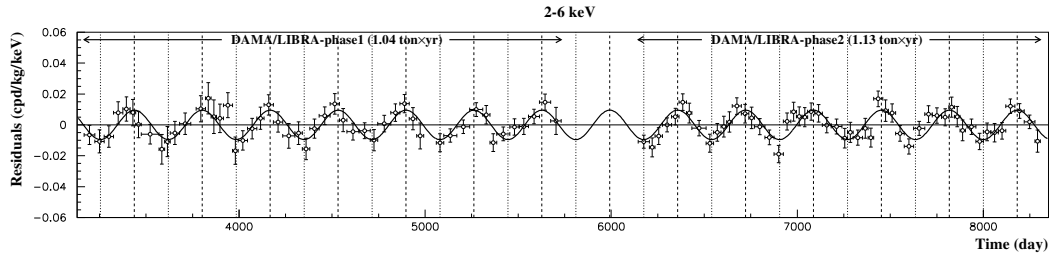


図 2.5 DAMALIBRA による 2-6 keV 領域のエネルギー領域における観測結果 [20]

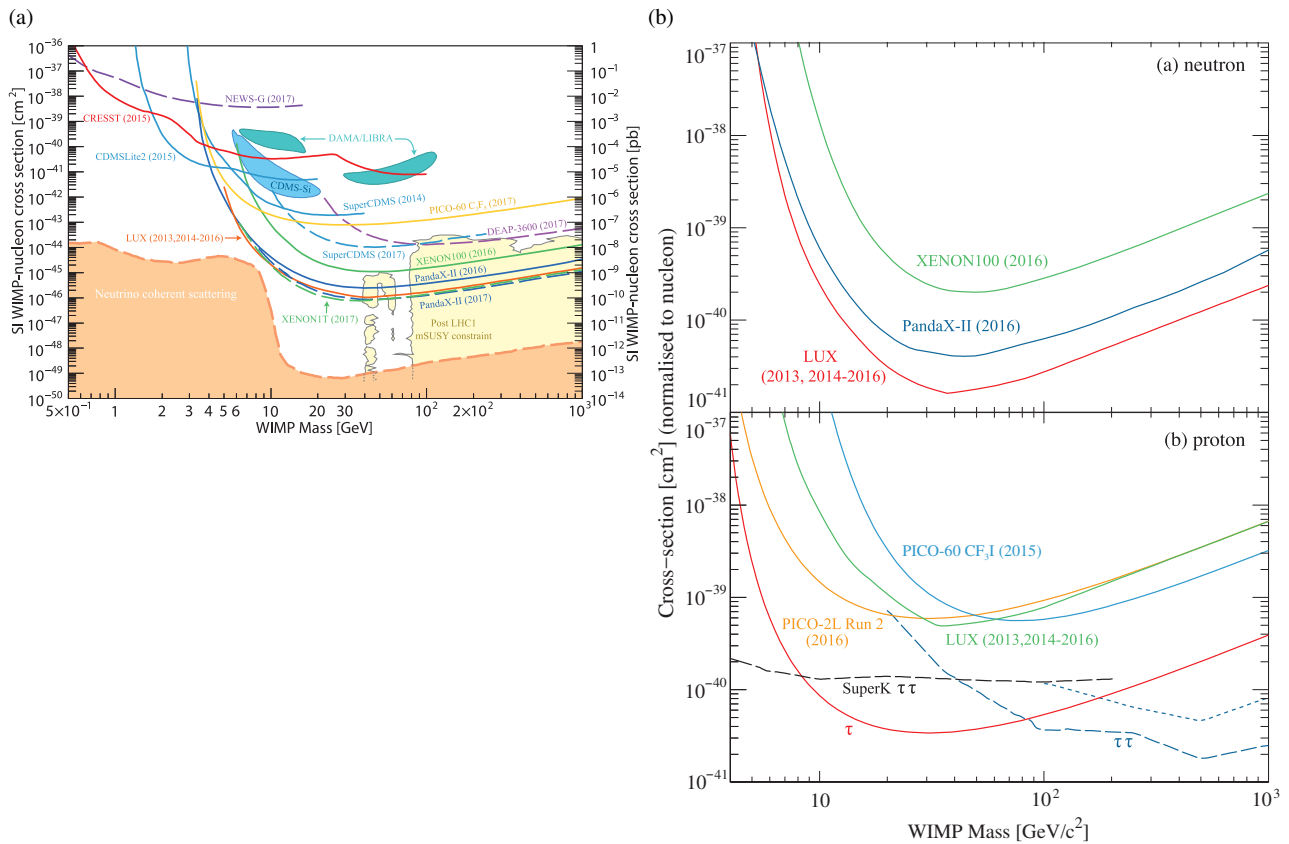


図 2.6 (a) 暗黒物質探索感度現状 (SI), (b) 暗黒物質探索感度現状 (SD)[38]。

2.2 間接探索実験

暗黒物質は重力相互作用すると考えられており、暗黒物質同士が集まって暗黒物質の密度が高いところができると考えられている。そのようなところでは暗黒物質が対消滅した結果として γ 線やニュートリノ、反粒子などが放出される考えられている。したがって、暗黒物質の対消滅が起きていれば暗黒物質由来の宇宙線フラックスの超過が観測される可能性がある。

- γ 線

ガンマ線天文衛星 Fermi 衛星の観測結果に関して、2008 年に 130 GeV 付近で γ 線の超過が見られ暗黒物質

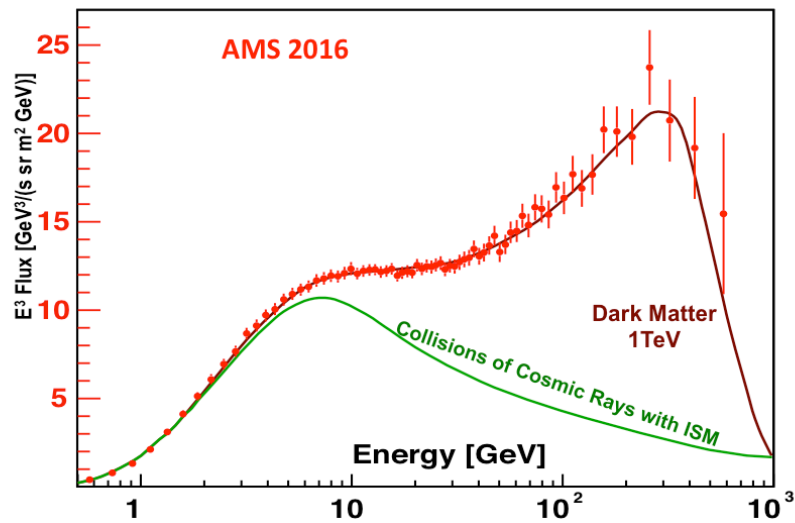


図 2.7 AMS02 による陽電子フラックス観測結果 [40]

由来の信号であるという解釈がなされたが、最新結果 [39] では統計的な変動内に収まっているとされ、暗黒物質発見の証拠は得られていない。

- 反粒子

暗黒物質が対消滅する際、粒子-反粒子の対が生成されるため、宇宙線中で反粒子の超過が見られれば暗黒物質の間接的な証拠となり得る。宇宙ステーションに設置された AMS-02 は電子と陽電子の比を測定できるが、AMS-02 により数百 GeV 以上で Flux の減少が観測 [40] された。これは 1 TeV 程度の質量を持つ暗黒物質モデルと一致しているが、パルサーなどが原因である可能性も排除できず、観測が続けられている。

- ニュートリノ

暗黒物質対消滅の終状態で暗黒物質質量の 1/2 ほどのエネルギーを持つニュートリノが生成されると考えられている。重力源に束縛された暗黒物質の対消滅で生成されたニュートリノが他の物質とほとんど相互しないことを利用し、太陽に束縛された暗黒物質が対消滅反応して生成したニュートリノを Super-Kamiokande[41] や IceCube[42] で観測可能であり、暗黒物質と核子の SD 散乱断面積への制限が得られている。

2.3 加速器実験

加速器実験における暗黒物質探索では、欠損エネルギーとして暗黒物質を探索する。CERN（欧州原子核研究機構）における LHC(Large Hadron Collider) ではハドロンを衝突させ、観測されたジェットや、クォーク、光子やレプトンなどの粒子のエネルギーを再構成することで欠損エネルギーを見積もることができる。ATLAS[43] および CMS[44] から得られた散乱断面積の制限をそれぞれ図 2.8、図 2.9 に示す。

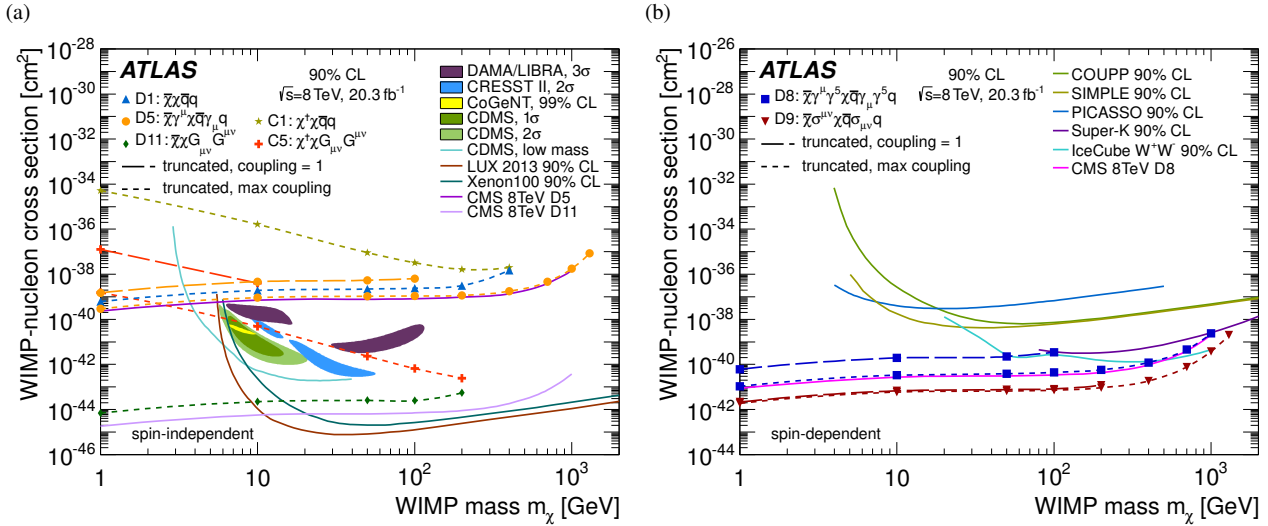


図 2.8 ATLAS におけるモノジェット解析結果による暗黒物質と核子の散乱断面積 [43]。左図は SI 散乱断面積、右図は SD 散乱断面積

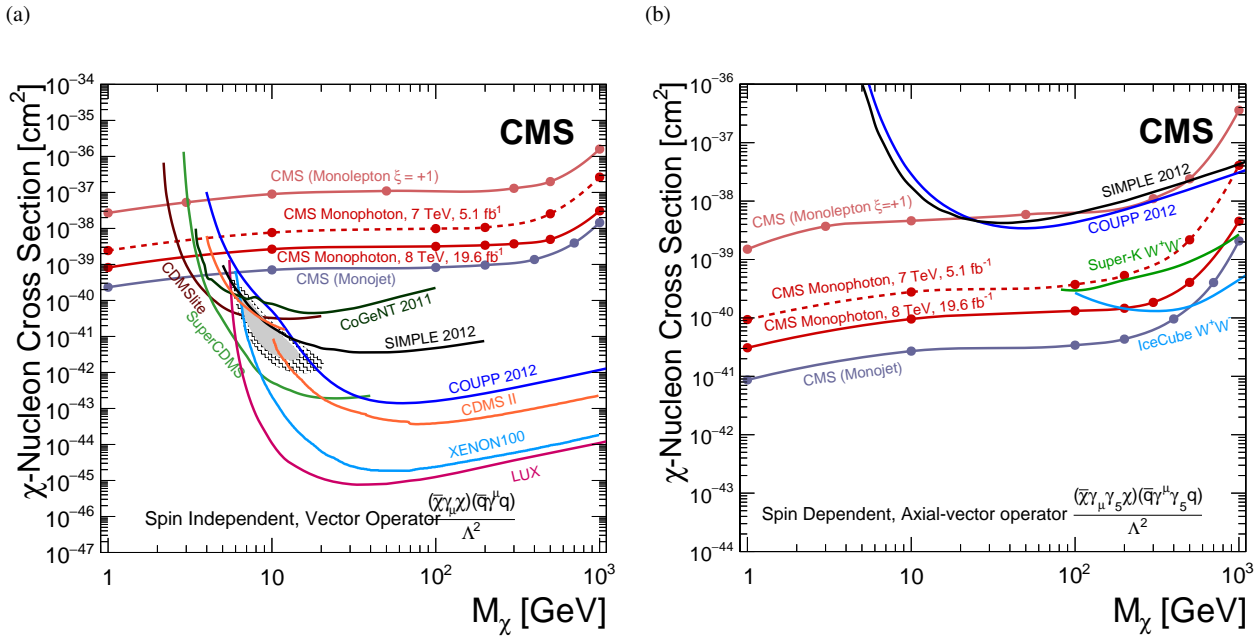


図 2.9 CMS におけるモノジェット解析結果による暗黒物質と核子の散乱断面積 [44]。左図は SI 散乱断面積、右図は SD 散乱断面積

第 3 章

方向に感度を持つ暗黒物質探索実験

この章では方向に感度を持つ暗黒物質探索実験としてガス検出器を用いた実験を取り上げる。前述した季節変動（約 5%）と比べてより確実性の高い暗黒物質特有の信号として考えられているのが、到来方向の異方性である。太陽系が銀河中をはくちょう座方向に運動していることで得られる「暗黒物質の風」を検出することでより確実な暗黒物質の証拠を得られると考えられている。

3.1 方向感度

地球上に置かれた検出器から見たはくちょう座の方向は、地球の自転および公転によって昼夜そして季節によって異なることから、バックグラウンドと明確に区別できると考えられる。暗黒物質との原子核反跳による反跳原子核の角度スペクトルは次式のように計算される。

$$\frac{d^2 R}{dE_R d \cos \theta} \simeq \frac{1}{2} \frac{R_0}{E_0 r} \exp \left[-\frac{(v_E \cos \theta - v_{min})^2}{v_0^2} \right] \quad (3.1)$$

ここで θ は反跳原子核飛跡とはくちょう座方向のなす角の補角である。角度 θ と反跳エネルギーの関係を表したものが図 3.1 である。

3.2 ガス検出器

反跳原子核が 100 keV のエネルギーを持つとき、1 気圧のガス中では 1 mm 以下の飛跡を残す。そのため、ガス検出器を用いた暗黒物質直接探索実験では低圧ガスを用いた Time Projection Chamber (TPC) を用いている。中でも 0.1 mm オーダーの細かいピッチで位置情報を読み出すことができる Micro Pattern Gaseous Detector (MPGD) を用いたものは μ -TPC と呼ばれ、図 3.2 に概念図を示す。

TPC 内で暗黒物質によって弾性散乱された荷電粒子が原子や分子をイオン化し、エネルギー損失量 dE/dx に比例した電子とイオンのペアが生成される。この 1 次電子は TPC 中のドリフト電場に沿って読み出し面 MPGD に向かってドリフトされ、MPGD で増幅および読み出されて 2 次元情報 (X, Y) が取得される。また、電子のドリフト速度 (ガス種類やガス圧によるが数 cm/ μ s ほど) と時間情報から Z 方向の位置情報を解析でき、3 次元飛跡を得ることができる。

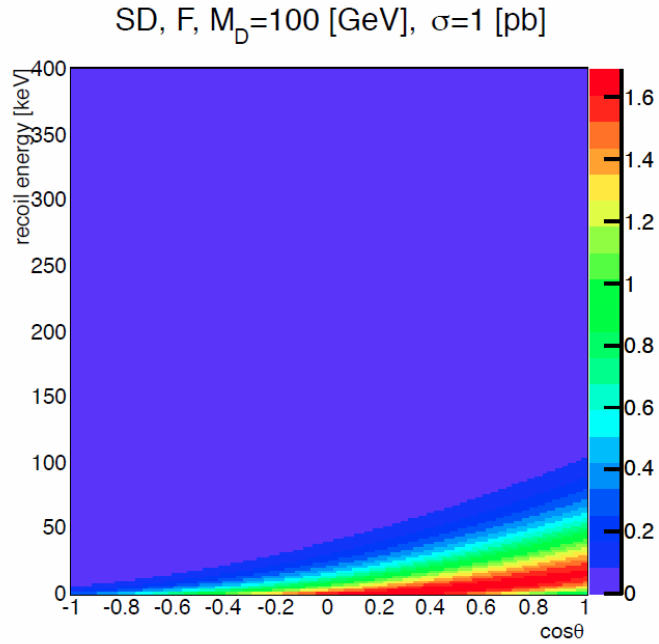


図 3.1 暗黒物質との原子核反跳により予測される、反跳角度と反跳エネルギーのスペクトル。 θ :反跳原子核飛跡とはくちょう座方向のなす角の補角 [36]

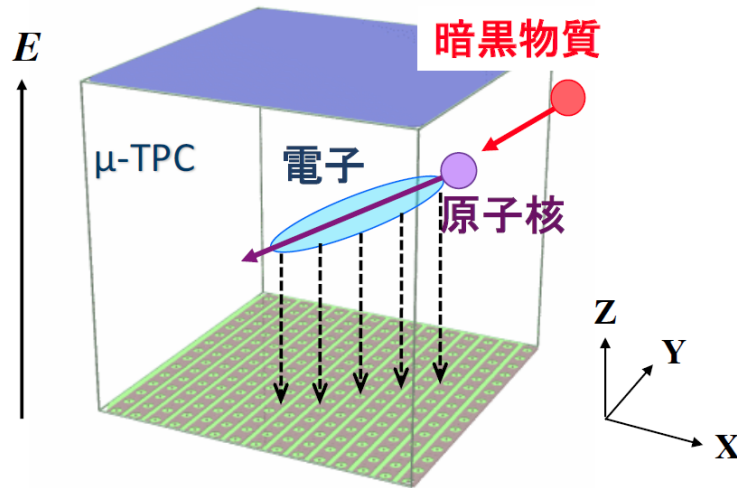
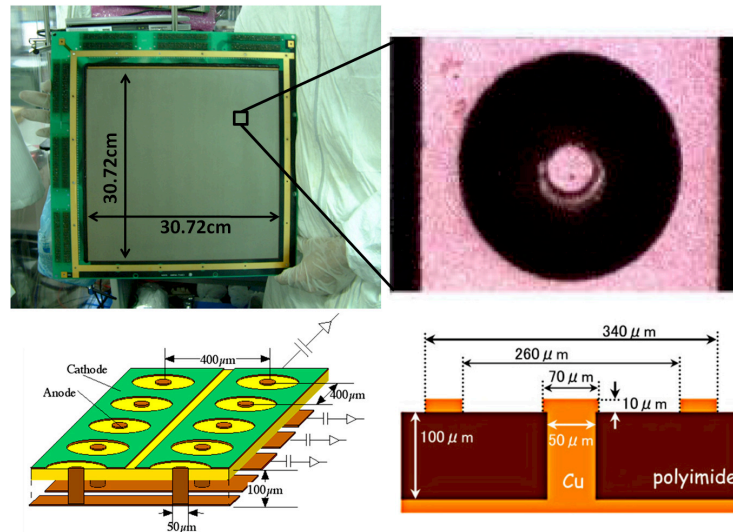


図 3.2 μ -TPC の概念図 暗黒物質によって原子核反跳された原子核がガス中のガス分子を電離させ、生じた電子をドリフトさせて読み出し面の MPGD で増幅&信号読み出しを行う。

3.3 DRIFT

DRIFT(Directional Recoil Identification From Tracks) は英国地下実験施設 STFC Boulby Underground Science Facility で行われているガス検出器を用いた暗黒物質探索実験である [32]。現在は $100 \times 100 \times 100 \text{ cm}^3$ の検出容積を持つ DRIFT-IId と呼ばれる TPC に $\text{CS}_2 : \text{CF}_4 : \text{O}_2 = 30 : 10 : 1$ Torr の混合ガスを用いて探索を行っている。

図 3.3 μ -PIC[46]

読み出しは 2 mm ピッチの MWPC(Multi Wire Proportional Counter) を用いた 2 次元読み出しである。DRIFT 実験はワイヤーピッチが 2 mm ピッチと粗いため、暗黒物質に対する X,Y 方向への感度が十分ではなく、Z 方向の 1 次元についてのみ前後判定の実証実験が行われている [32][45]。方向に関する解析は行っては行っていないが、ガス検出器としては最良の感度を持つ。

3.4 NEWAGE

NEWAGE(NEw general WIMP search with an Advanced Gaseous tracker Experiment) は 2 次元飛跡検出器 μ -PIC を読み出しに用いた、3 次元飛跡検出器 μ TPC を用いた方向に感度を持つ暗黒物質直接探索実験である。2007 年より東京大学宇宙線研究所神岡宇宙素粒子研究施設の地下実験室で観測を行っている。

3.4.1 NEWAGE-0.3b'

NEWAGE では、2013 年より NEWAGE-0.3b' という検出器で観測を行っている。NEWAGE-0.3b' は、読み出しとして検出面積 $30.72\text{ cm} \times 30.72\text{ cm}$ の μ -PIC (図 3.3) を、前段増幅器として GEM を用いた、ドリフト長 41 cm を持つ μ -TPC(図 3.4) である。 μ -PIC はプリント基板の微細加工技術を用いて作られた MPGD であり、ピクセル間隔は $400\text{ }\mu\text{m}$ であり、アノード及びカソードからストリップ読み出しによりデータを収集する。

低圧ガス中で μ -PIC 単体で増幅率を得ようとするとうと放電に伴って μ -PIC が不安定動作する可能性があるため、GEM(Gas Electron Multiplier) を前置増幅器として用いている。図 3.5 に TPC の概念図を示す。ガスは CF_4 76 Torr を用いている。その理由として、含まれるフッ素原子核は SD 反応に対する散乱断面積が大きいということ、また CF_4 ガス中における電子拡散が小さいということが理由として挙げられる。

3.4.2 NEWAGE-0.3b' のデータ収集システム

図 3.6 に NEWAGE-0.3b' のデータ収集システムの概念図を示す。 μ -PIC のアノードカソードそれぞれ 768 ch のストリップからの信号を ASD(Amplifier Shaper Discriminator) で増幅、シェイピング、デジタル化し、その出力を FPGA を用いた座標位置演算回路へと出力して最終的にデータ収集用 PC に接続された VME メモリーボード



図 3.4 NEWAGE-0.3b' μ -TPC 内部画像

[46]

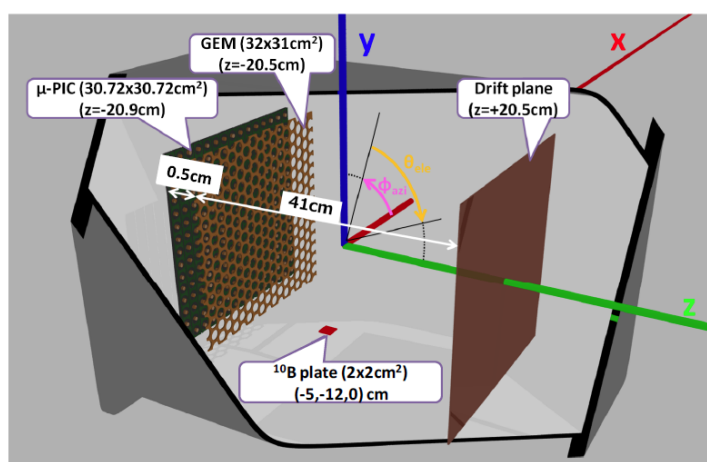


図 3.5 NEWAGE-0.3b' 概念図 [46]

へと入力する ([46])。取得される情報は μ -PIC カソードで収集した電荷、 μ -PIC アノード・カソードで得られた信号の立ち上がりおよび信号持続時間 (Time-Over-Threshold: TOT) である。 μ -PIC カソードで収集したアナログ電荷情報は ASD で処理後に 64 ch 毎に束ねて 100 MHz の Flash ADC(FADC) で波形が記録される。また、信号時刻および TOT が計算され、メモリボードに送信後 PC により取得される。

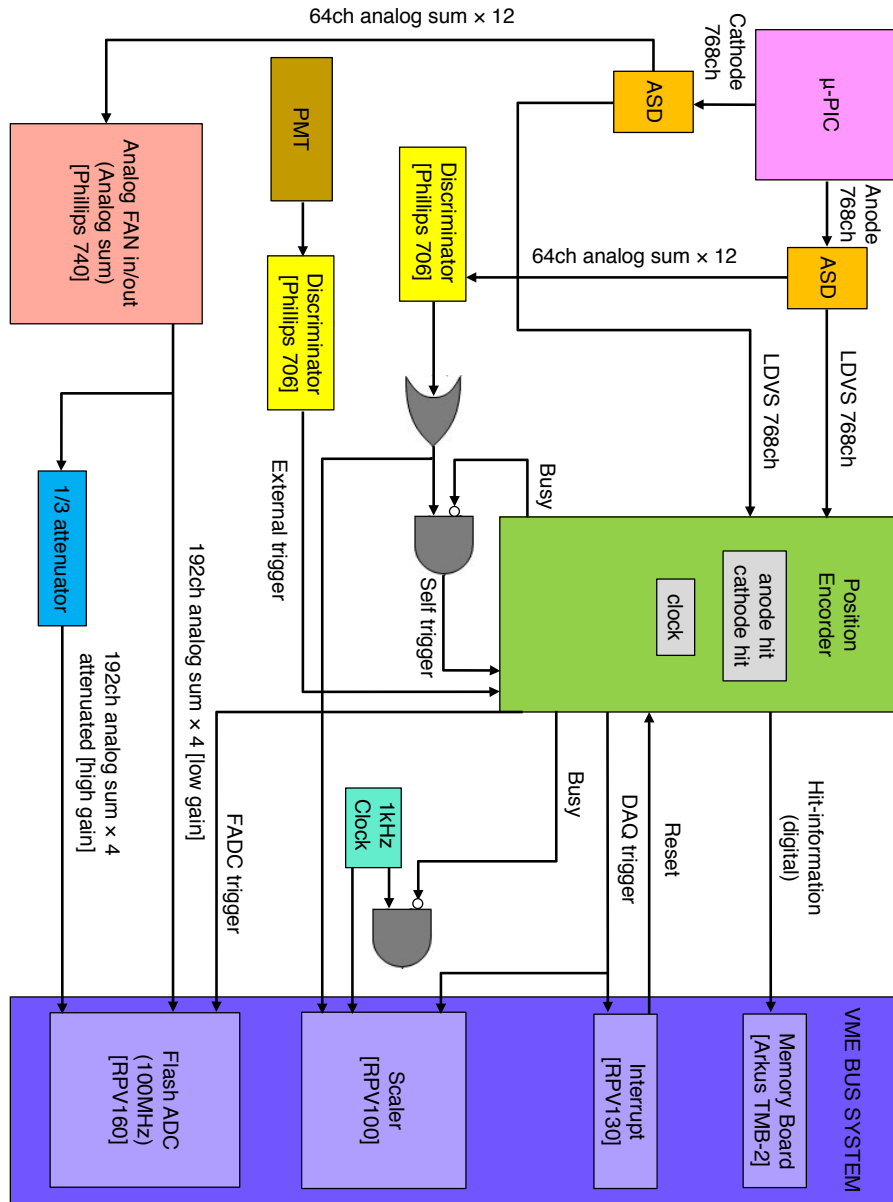


図 3.6 NEWAGE-0.3b' の Data acquisition(DAQ) システム [46]

3.4.3 NEWAGE 現状

NEWAGE-0.3b' は 2013 年から観測を行っており、そのうちの約 3 ヶ月間のデータ (0.327 kg·days) を用いた探索結果を図 3.7 に示す。2013 年の観測により、方向に感度を持った探索手法では世界最高感度を得た (図 3.7 中 THIS WORK(RUN14) [34]) が、現在 DAMA/LIBRA が暗黒物質発見を主張している領域 (図中 DAMA Allowed, DAMA 領域) には到達していない。その理由としてバックグラウンドによって感度が制限されているということが

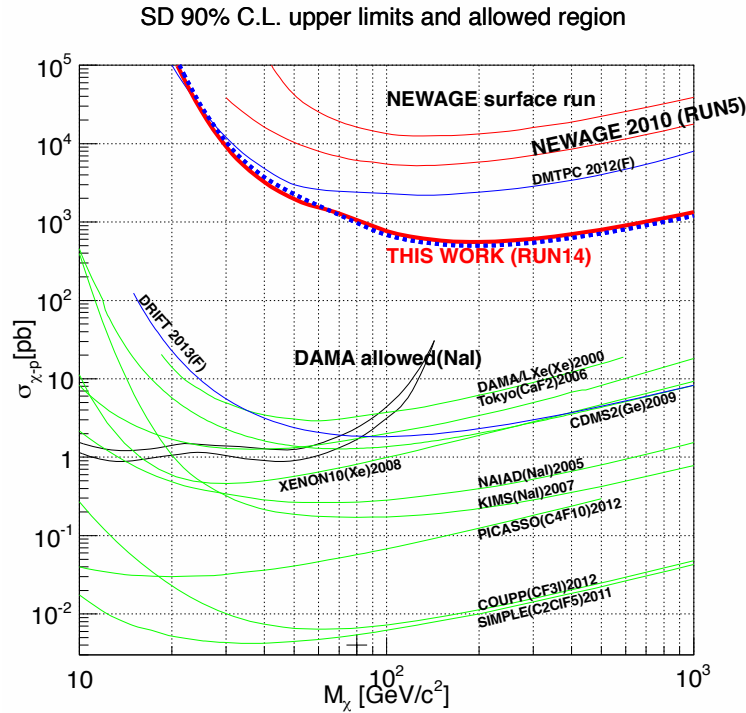


図 3.7 NEWAGE-0.3b' による SD 反応での暗黒物質との反応断面積制限曲線 (THIS WORK(RUN14) の赤線)[34]。横軸は WIMP の質量、縦軸は WIMP と陽子の SD 反応断面積。

あげられ、バックグラウンドの低減および理解が求められている [47],[36]。

NEWAGE による暗黒物質探索

バックグラウンド

前述したように現在大きな問題となっているのは検出器由来のバックグラウンドだが、先行研究 [48],[36] から、読み出しとして用いている μ -PIC に含まれる放射性不純物由来の α 線が主なバックグラウンドであることがシミュレーションとゲルマニウム検出器による測定によりわかった (図 3.8)。イベントの生じた絶対位置を取得したデータから決定できないセルフトリガー TPC ではこのような検出器由来のバックグラウンドを除去することができず、感度を向上させるためにこうした α 線によるバックグラウンドを削減することが現在の NEWAGE の課題となっている。

μ -PIC に含まれる放射性不純物 U/Th 系列由来の α 線によるバックグラウンドを削減して感度を向上させるための手法として、

- μ -PIC 自体の低 α 化 [36](検出器自体の放射性不純物量を減らす)
- 有効体積カットのできる陰イオンガス TPC の開発による背景事象選別 [49]

という手法が現在考えられている。本論文では陰イオンガス TPC について次の章で詳しく説明し、その次の章では陰イオンガス TPC を実現そして改良するために、私自身が行った陰イオンガス中での MPGD 基礎特性研究について述べる。

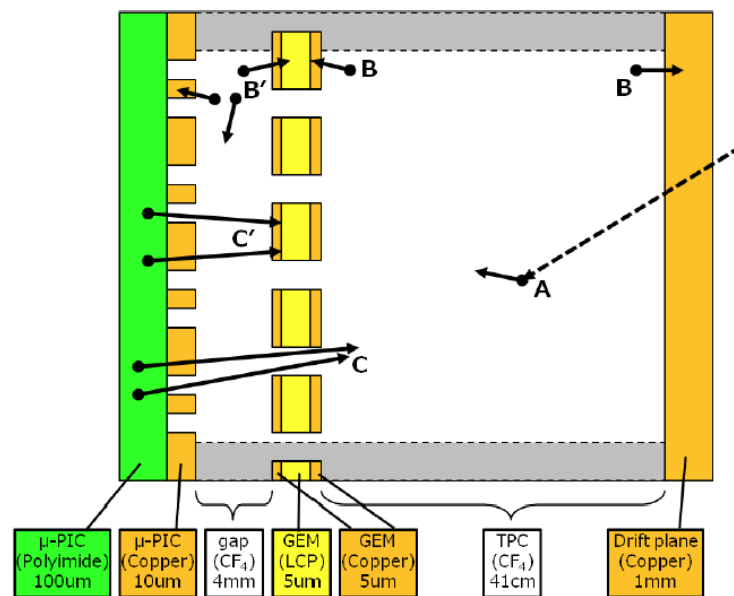


図 3.8 NEWAGE-0.3b' で考えられているバックグラウンド事象。A は環境放射線、B はガス中ラドンからのアルファ線事象、C は μ -PIC に含まれる U/Th 系列放射性不純物からの事象。B'、C' は μ -PIC と GEM の間で生じた gap 事象、A、B、C は通常の TPC 事象である。[36]

第 4 章

陰イオン 3 次元飛跡検出器 NITPC

NEWAGE において削減すべき主なバックグラウンドは検出器 μ -PIC に含まれる放射性不純物由来の α 線であるということを前章で述べた。削減手法としては検出器 μ -PIC 自体に含まれる不純物を減らすか、 α 線をイベント位置情報を用いてカットするというアプローチがあり、前者のアプローチとしてこれまでに放射性不純物の含有量が少ない μ -PIC が開発、製造され [50]、現在 NEWAGE-0.3b' はこの μ -PIC を用いた測定を行っている。

NITPC(Negative Ion Time Projection Chamber) は、複数種陰イオンの到達時間差を用いてイベントの絶対位置を決定することで後者のアプローチを実現する TPC であり、この章では NITPC について説明する、

4.1 NITPC 原理

従来より陰イオンガスを用いた NITPC は陰イオンをドリフトさせることから電子をドリフトさせる TPC に比べて拡散が小さく、大質量化のための大型 TPC の製作を実現する可能性があるとして注目 [51] されていた。

4.1.1 マイノリティチャージ

近年、 $\text{CS}_2 + \text{O}_2$ を用いて NITPC において複数種イオンを用いた絶対位置決定による有効体積カットが実現された [52]。 $\text{CS}_2 + \text{O}_2$ を用いた NITPC 中において、主となる電荷 (メインチャージ) 以外にも、マイノリティチャージと呼ばれる電荷を持った陰イオンが少量生成され、複数種陰イオンが生成される。このとき、ドリフト速度が陰イオン種で異なることから読み出し部までに到達するまでの時間差が生じ、ドリフト速度の差と時間の差から絶対位置を決定できる。マイノリティチャージ、メインチャージそれぞれのドリフト速度を v_a 、 v_b 、信号検出時刻を t_a 、 t_b とすると、次式 4.1 を得て絶対位置を求めることができる。

$$z = (t_a - t_b) \frac{v_a v_b}{v_b - v_a} \quad (4.1)$$

この手法を用いることで、ドリフト距離を決定してイベントの位置を決定し、有効体積カットを行うことができる。

陰イオンを用いた TPC の原理を図 4.1 に示す。しかし、用いられている CS_2 ガスに毒性および爆発性があることから地下実験で用いるには安全上の特別な配慮が必要とされた。このように、地下実験で用いるにはリスクのある CS_2 を用いる以外にも SF_6 ガスでも同様の複数種イオンの到達時間差を用いた絶対値決定ができることが N.S.Phan により提案された (図 4.2)[53]。

4.2 暗黒物質探索手法としての NITPC

これまでの議論のように、NITPC を用いることの利点として

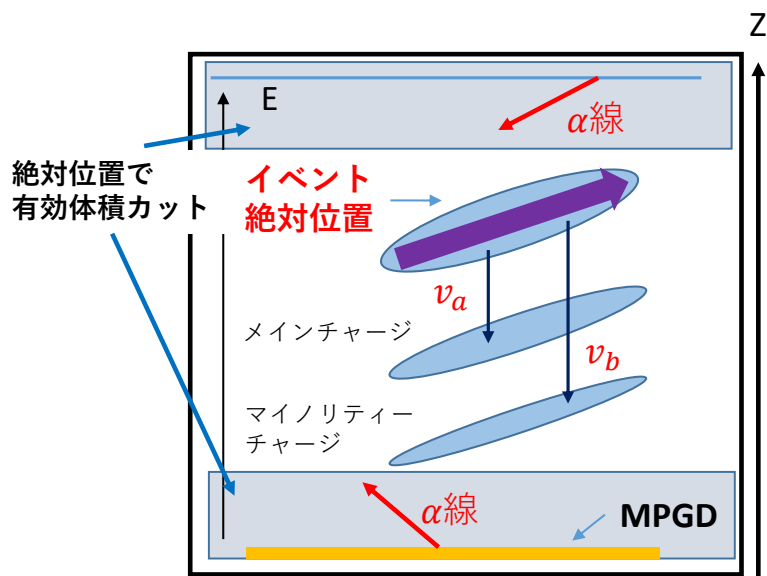


図 4.1 陰イオンガス TPC の原理

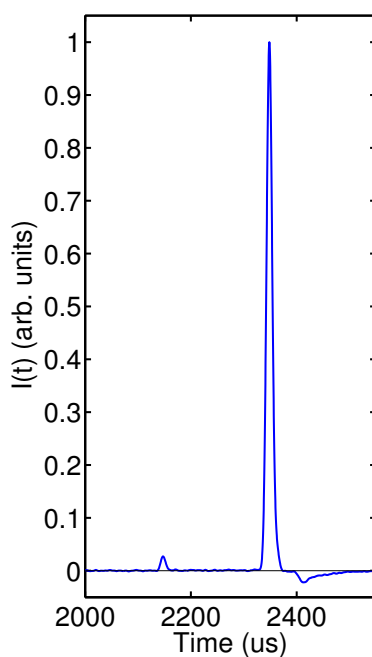


図 4.2 SF_6 ガス中のマイノリティーチャージの観測結果、左の小さなピークがマイノリティーチャージ、右の大きなピークがメインチャージである (ガス圧 20 Torr、ドリフト電場 $1029 \text{ V}\cdot\text{cm}^{-1}$) [53]

- イオンをドリフトさせるため拡散が小さく、TPC を大型化して大質量化を実現できる。
- 有効体積カットが行え、バックグラウンドを低減できる。

という点が挙げられ、これらは暗黒物質探索などの稀事象探索には適していると考えられる。しかし、今まで実現・運用されてきた大型 NITPC は MWPC(Multi Wire Proportional Chamber) ベースのものであり、MPGD(Micro Pattern Gaseous Detector) を用いた大型 NITPC は実現していない。MPGD を NITPC において用いることで、前述した NITPC の利点に加えて高位置分解能 ($100 \mu\text{m}$) が可能になると考えられる。

4.3 NEWAGE における NITPC

NEWAGE において問題となっているのはバックグラウンドであり、NITPC を用いてバックグラウンドを低減、大容積化を実現できれば感度を向上させることができると考えられる。そうした理由から NEWAGE では NITPC の開発を行ってきた [49]。しかし、陰イオンガス中、特に SF₆ 中での MPGD の特性については、先行研究における TPC 開発での μ -PIC+GEM での結果 [49] や、THGEM および MicroMegas での試験結果はあるが、陰イオンガス中における MPGD 動作の描像を理解する試みは行われていない。そこで、暗黒物質探索に用いるための NITPC の開発や NITPC に最適な MPGD の選定や改良を行うことを目的として、陰イオンガス中における MPGD の基礎特性の測定およびシミュレーションから陰イオンガス中における MPGD 動作描像を理解することにした。

第 5 章

陰イオンガス中 MPGD 基礎特性の研究

検出器由来のバックグラウンド削減を目的とし、NEWAGE では SF_6 ガスを用いた陰イオンガス μ -TPC[49][54] および読み出し回路 [47][55] を開発してきた。MPGD(Micro Pattern Gaseous Detector) には μ -PIC[56] や MicroMegas[57]、GEM[58] など様々な形状を持つものが存在し、 CF_4 などの電子をドリフトさせるガス中においては実験およびシミュレーションによる理解が進んでいる。しかし、陰イオンガス中における MPGD の特性については、測定結果については存在するものの未だに包括的な理解は得られていない。その理由として、陰イオンガス中 MPGD においてシミュレーションを用いた実験の再現および挙動の理解が十分に進んでいないということが挙げられる。

本章では MPGD の一つである GEM を陰イオンガス SF_6 中で動作させそのガスゲインを始めとした応答を測定した結果を提示し、その後にはガス検出器シミュレーションツールキット Garfield++ を用いて測定結果の再現を試みた結果および議論を行う。

5.1 陰イオンガス中における MPGD(Micro Pattern Gaseous Detector)

現在、陰イオンガス中では μ -PIC[56] や MicroMegas[57]、GEM[58]、などといった MPGD の動作報告がある。陰イオンガス中において MPGD が動作する原理は、

1. 荷電粒子がガス分子を電離させ、電子-イオン対が生成
2. 生成した電子が電子親和力の大きな陰イオンガス分子に吸着
3. ドリフト電場に沿って陰イオンが移動
4. MPGD の強い電場領域に到達した陰イオンが強い電場により加速、他分子と衝突し電子を放出
5. 放出された電子が MPGD の強い電場により雪崩増幅
6. 電子を吸着した陰イオンが電場により読み出し面に移動、誘起電荷が読み出される

と考えられている。 CF_4 などの電子をドリフトさせるガスとの大きな違いとして、陰イオンガス分子による電子の吸着、ドリフト、脱離という一連のプロセスが存在することがあげられる。また、電荷の移動が電子よりずっと質量の大きい陰イオンの運動により生じるという点から、陰イオンの遅い移動による誘起電荷読み出しに対応した回路が必要となる。また、メインチャージとマイノリティチャージを検出して記録するために、ダイナミックレンジの広い回路もまた必要であり、現在 NEWAGE ではそれらの要求を満たす回路を開発、評価中である [47][55]。一方で、読み出しである MPGD における陰イオンのプロセスを理解するためのシミュレーションを用いた研究は十分行われて来ていない。その理由の一つとして、MPGD シミュレーションツールキット Garfield++ では基本的に電子がドリフトして増幅する MPGD のシミュレーションを目的として開発、設計されているため、上記の 4

に相当する電子を高電場中で脱離するプロセスが標準では組み込まれておらず、そのまますぐに陰イオンガス中でのMPGDシミュレーションが行えない。本研究では電子の脱離プロセスをシミュレーションプログラムに組み込むことで、陰イオンガス中MPGDシミュレーション手法を開発した。実験的な先行研究として厚みの異なるTHGEM(1 mm, 400 μm)や μ -PIC+GEM、MicroMegasといった各種MPGDについてSF₆中での動作報告が存在することから、100 μm 厚GEM単体での研究を行うことでSF₆中における他MPGDとの比較が行えると考えた。今回の研究では、100 μm 厚GEMを実験で評価し、新規開発するシミュレーション手法を用いて再現することを試みた。

陰イオンガス中でのMPGDの動作に関し、実験およびシミュレーションからガス増幅過程を理解して陰イオンガス中で用いるために最適なMPGDの選定およびジオメトリの提案を行い、暗黒物質直接探索実験に用いるNITPCを改良するというのが本研究の目的である。

5.2 GEM測定

本研究では100 μm 厚のGEMを用いてSF₆中におけるガスゲインなどの電場やガス圧力の依存性についてパラメータを変えて測定を行った。

5.2.1 GEM

GEM(Gas Electron Multiplier)は、F.Sauliによって提案[58]されたMPGDである。現在用いられているものは、50 μm や100 μm 厚のポリイミドもしくは液晶ポリマーの両面に銅を蒸着させ、エッチングやレーザー、ドリルなどによって70 μm ほどの穴を開けた構造(図5.1(a))をしている。ガス中で両面の銅電極間に電圧をかけることでGEMの穴中に強い電場が形成(図5.1(b))され、穴に入ってきた電子を雪崩増幅により増幅することができる。穴が空いた構造のため多段に積み重ねて運用することができ、多段にすることで1枚あたりのゲインを抑えて放電を抑えて安定した動作をさせることができる。また、他のMPGDの前増幅器としても用いられる。陰イオンガス中では、GEM付近までドリフトされた陰イオンがGEM中に形成された強い電場に引き込まれて強い電場中で電子を脱離し、脱離した電子がGEM穴中の電場でガス増幅すると考えられている。

5.2.2 実験セットアップ

GEMを用いた測定にはScienergy社製のLCP(液晶ポリマー:Liquid Crystal Polymer)を絶縁体として用いた100 μm 厚のGEMを用いた。2段および3段のGEMを100%のSF₆中に設置し、⁵⁵Fe線源からの単色5.9 keV X線を用いて測定を行った(写真5.2(a)、概念図5.2(b))。読み出し400 μm 間隔の銅ストリップからの信号を1000 pFコンデンサでACカップリングしCremat社製チャージアンプCR-110(1.4 V/pC、時定数:140 μs)に入力した。チャージアンプからの出力をPCに接続した日本データシステム社製USBオシロスコープUDS-5206Sに入力、電圧波形の波高を取得し解析を行った。CR-110について入力電荷と出力波高のキャリブレーションを行った後に、ガスゲイン関係式5.1を用いてガスゲインを求めた。

$$\frac{E_d}{W} \times e \times G_{\text{gas}} \times G_{\text{amp}} = h \quad (5.1)$$

ここで、 E_d はガス中に落とされたエネルギー損失である。入射X線の全エネルギー5.9 keVが全て電子イオン対生成に使われる。 W は1対の電子イオンペアを作るのに必要なエネルギー W 値でSF₆では34 eVある。 e [C]は電荷素量、 G_{gas} はガスゲイン、 G_{amp} [V/pC]はチャージアンプのゲイン(1.4 V/pC)、 h [V]はチャージアンプから出力された信号の波高値であり、波高値 h と校正したチャージアンプのゲイン G_{amp} から、 G_{gas} を求めることができる。

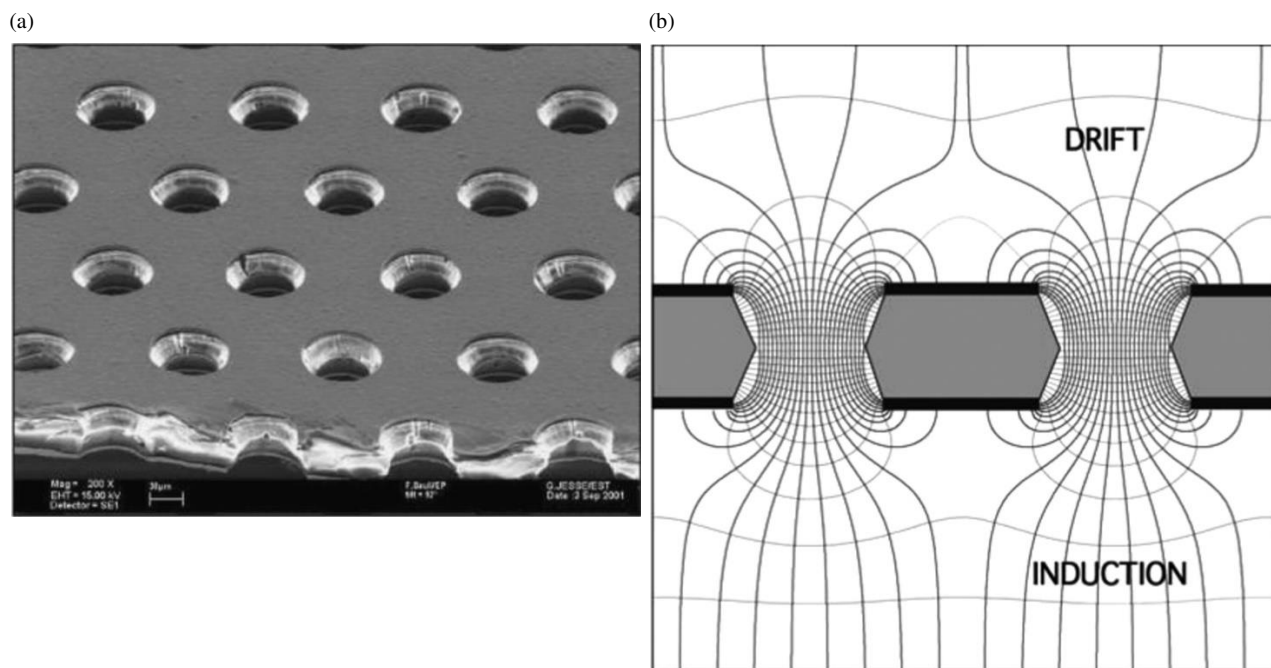


図 5.1 (a)GEM 拡大写真 (b)GEM 断面模式図 [59]

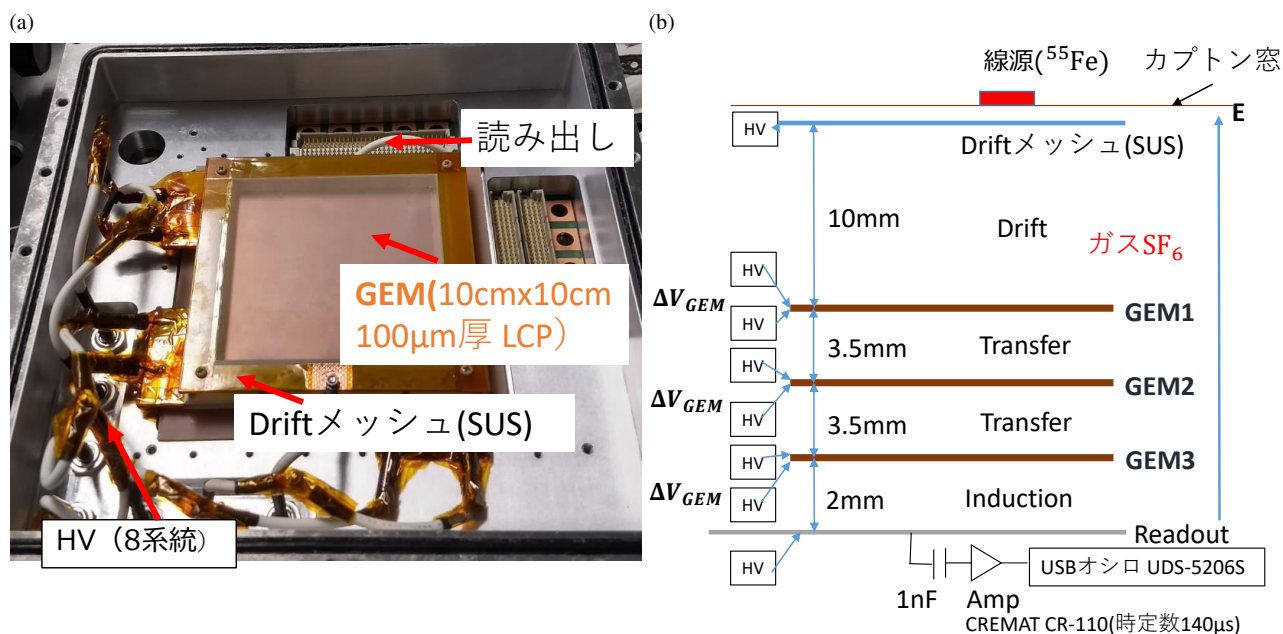


図 5.2 (a)GEM ゲインの測定実験セットアップ写真および (b) 実験セットアップの断面模式図

それぞれの GEM の上下の電極に独立に電圧を印加し、GEM 上下の電極の電位差 ΔV_{GEM} 、GEM 間の電圧 (Transfer)、最下層の GEM の読み出し面に面した電極と読み出し面の間にかかる電圧を独立に変更可能なシステムとして、印加電圧依存を調べた。

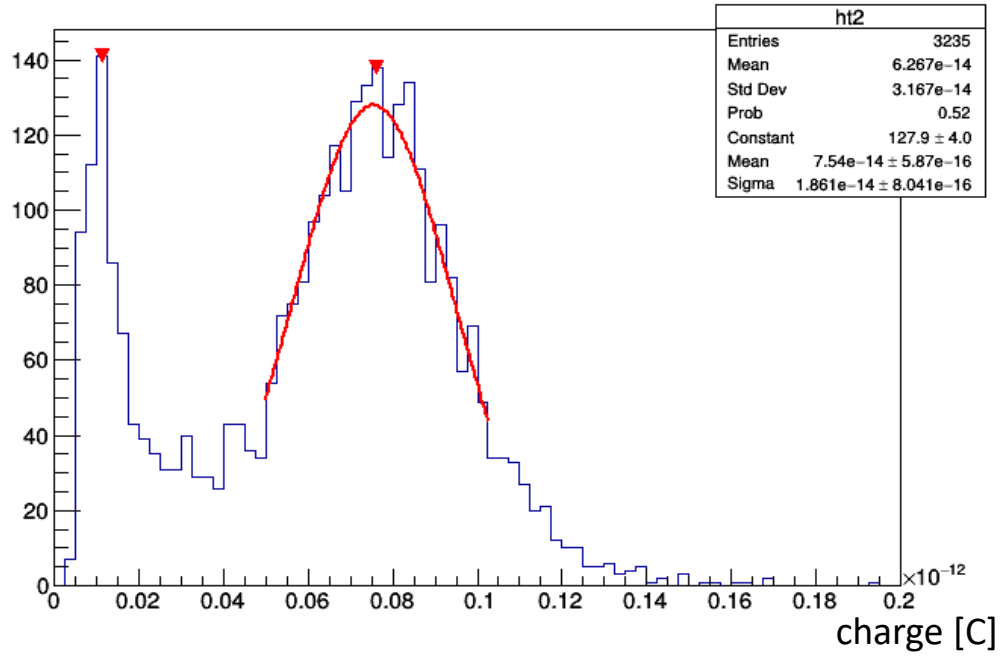


図 5.3 2 段 GEM で測定した ^{55}Fe の 5.9 keV X 線エネルギースペクトル (SF_6 100 Torr, $\Delta V_{\text{GEM}} = 570$ V)

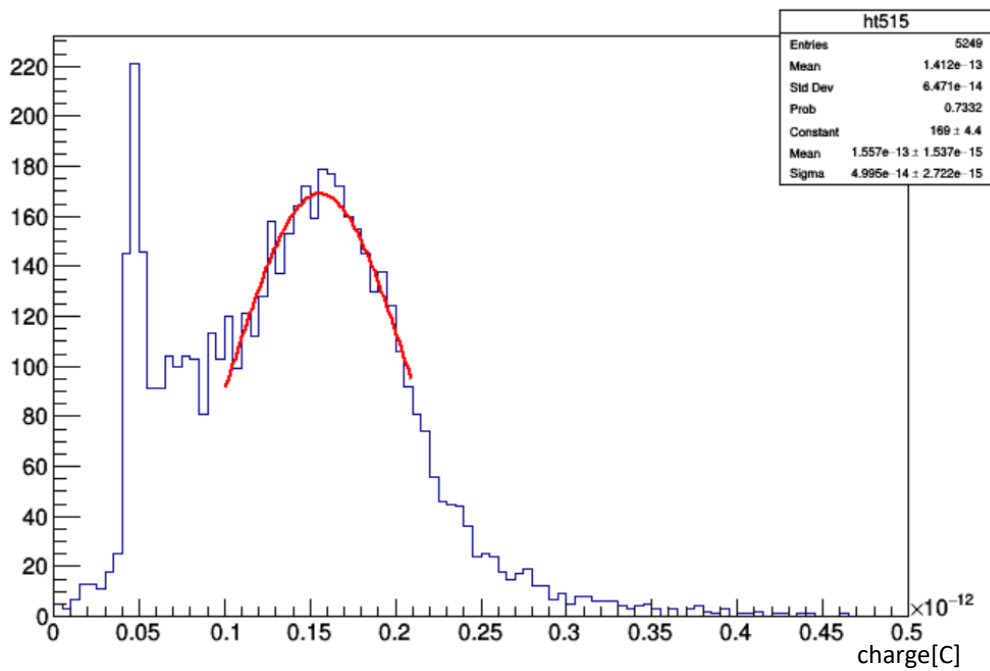


図 5.4 3 段 GEM で測定した ^{55}Fe の 5.9 keV X 線エネルギースペクトル (SF_6 100Torr, $\Delta V_{\text{GEM}} = 515$ V)

5.2.3 実験結果

図 5.3、図 5.4 に 2 段、3 段 GEM で得られたエネルギースペクトルの一例を示す。エネルギー分解能は 2 段 GEM で 60 % (ガウシアンでフィットした結果に対する FWHM の平均値に対する比率、以下同じ) (図 5.3)、3 段 GEM で 80 % (FWHM) (図 5.4) であった。同セットアップを用いてアルゴンベースのガス (Ar + C₂H₆ 90 : 10 1 気圧) で 3 段 GEM のガスゲインを測定したところエネルギー分解能は約 25 % (FWHM) だった。これらの結果から、陰イオンガスでは、通常の電子をドリフトするガスよりもエネルギー分解能が悪いということが判明した。また、同じ陰イオンガスを用いた場合でも 2 段 GEM より 3 段 GEM の方がエネルギー分解能が悪化する、という傾向が見られた。こうした傾向は、

- 陰イオンガスでは電子増幅が起こる前に電子脱離という過程が必要であるが、その平均自由行程 (数 μm ~ 数 $10 \mu\text{m}$) が MPGD の増幅領域の大きさと同じスケールであるため、増幅開始位置のばらつきが生じ、それに伴う増幅率のばらつきからエネルギー分解能が悪化する。
- 電子脱離と電子吸着が MPGD ごとに繰り返されることでエネルギー分解能が悪化する。

という描像で説明がつくと考えられる。また、エネルギー分解能の電圧依存性を調べたところ、大きな電圧依存は無いという結果が得られた。次に、ガスゲインの印加電圧依存性 (ゲインカーブ) を図 5.5 及び図 5.6 に示す。2 段 GEM では全体のゲインが小さかったため、100 Torr^{*1}での測定のみを行い、3 段 GEM では、ガス圧力を変化させた測定も行った。これらの測定結果により、2 段 GEM で最大 6000、3 段 GEM では最大 10000 程度のガスゲインが得られた。また、先行研究によって、より厚い (400 μm ~ 1 mm) GEM では 20 Torr 程度の低圧力 [53]、薄い (50 μm) GEM で大気圧に近い圧力での動作が報告されているが、本測定ではその中間程度の圧力での良好な動作が確認された。同じ印加電圧に対しては電場 E とガス圧力 p を用いて表される、ガス増幅のための有効電場 E/p が大きくなることから、低圧力ガス中の方がゲインが大きくなるという結果が得られた。ただし、ガス圧力が低い場合には、放電開始電圧も低くなり印加電圧を上げることが難しくなるため、今回測定したガス圧力範囲で最大のガスゲインは 120 Torr で確認された。

次に GEM1 枚当たりのガスゲインを 2 段 GEM と 3 段 GEM で比較するため、2 段 GEM と 3 段 GEM で得られたガスゲインを $\frac{1}{N}$ 乗 (N は GEM の段数) した。その結果を図 5.10 に示す。2 段 GEM のガスゲインと 3 段 GEM のガスゲインが同じカーブで表されることがわかる。この結果は、GEM 間では電荷が失われずに次の GEM に電荷が到達していること、そしてエネルギー分解能を悪化させている原因は GEM 間における電荷損失では無いことを示しており、陰イオンガス中での GEM の動作を理解する上で興味深い結果であった。ここで得られた GEM1 枚についてのゲインカーブを、シミュレーション用いて再現するということが本論文の主目的の一つとする。

GEM 間の Drift 電場、Transfer 電場、Induction 電場 (読み出し面に面した GEM 電極と読み出し面の間の電場) を独立に変化させゲインを測定した結果を図 5.8、5.7、5.9 にそれぞれ示す。Drift 電場を変化させた測定 (図 5.7) では電場によるガスゲインの変動は見られず、測定した電場の範囲では Drift 領域から GEM に収集される電子数は電場によらないと推測できる。Transfer 電場を変化させた測定結果 (図 5.8) では、2000 V/cm 以下の電場では電場を強くするとゲインが上昇し 2000 V/cm より大きな電場ではゲインがほぼ一定となった。このことから、弱い Transfer 電場では GEM の間で電荷の移動が不完全であると考えられる。GEM 穴から読み出し電極に電荷を引き出す電場である Induction 電場を変化させた測定結果 (図 5.8) から、Induction 電場を高くしていくと GEM から増幅後の電子を引き出す効率が上がっていくことがわかる。また、3000 V/cm を超えたあたりから傾きが変わっていることがわかる。

*1 一般的な圧力単位として Pa が使用されているが、本論文ではガス検出器コミュニティーで慣行となっている圧力単位 Torr (760 Torr = 1.013×10^5 Pa) を用いる。

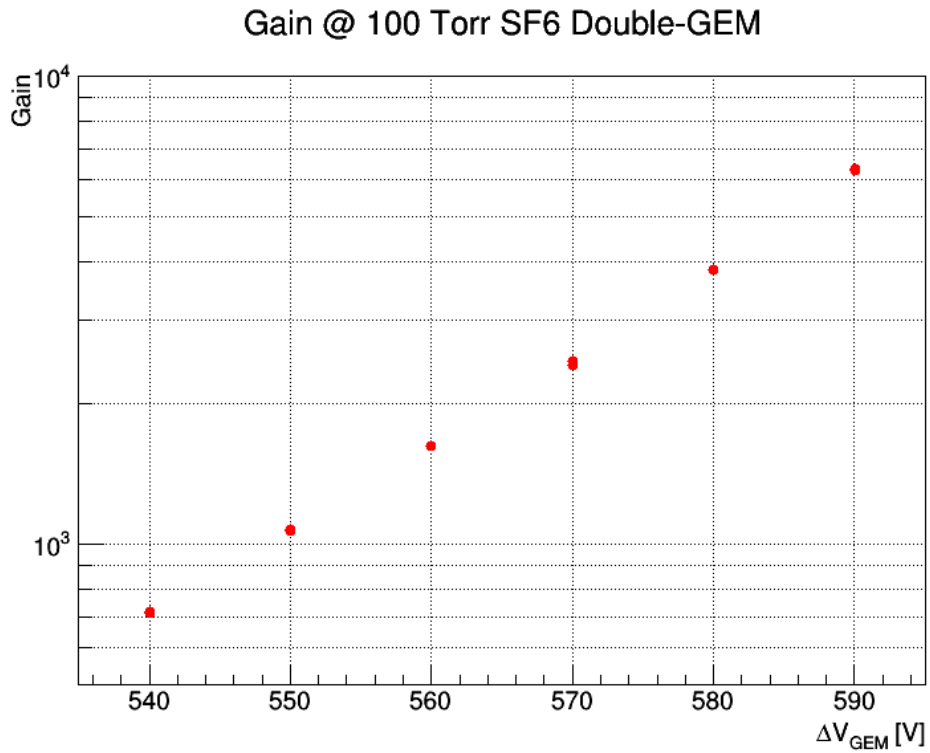


図 5.5 SF₆ ガス 100 Torr における、2 段 GEM で得られたガスゲインの印加電圧依存性

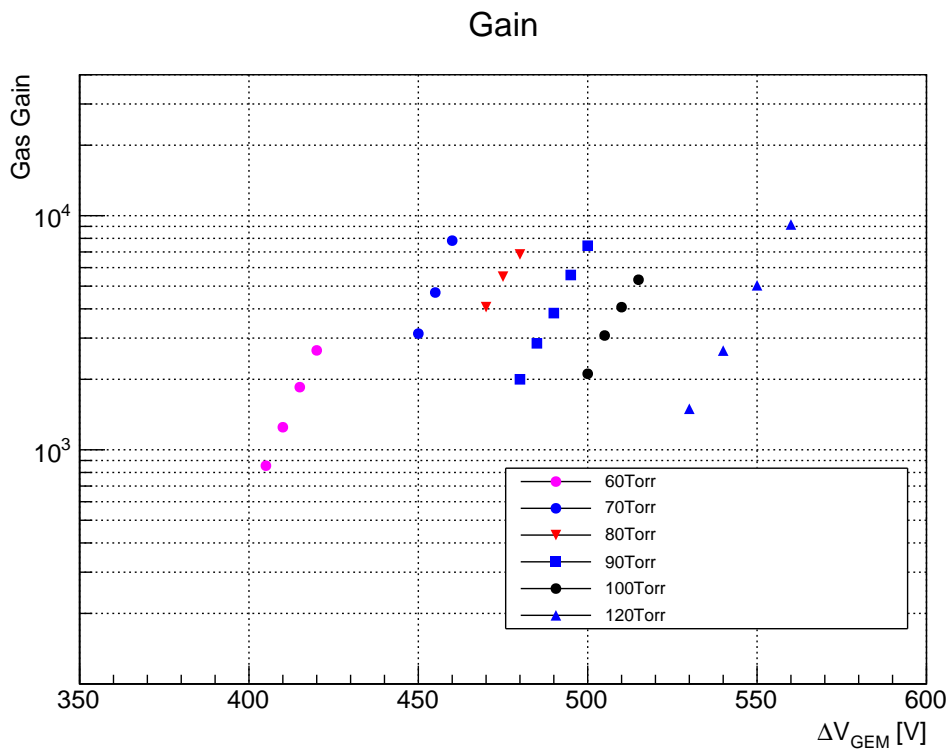


図 5.6 SF₆ ガス 60-120 Torr における、3 段 GEM で得られたガスゲインの印加電圧依存性

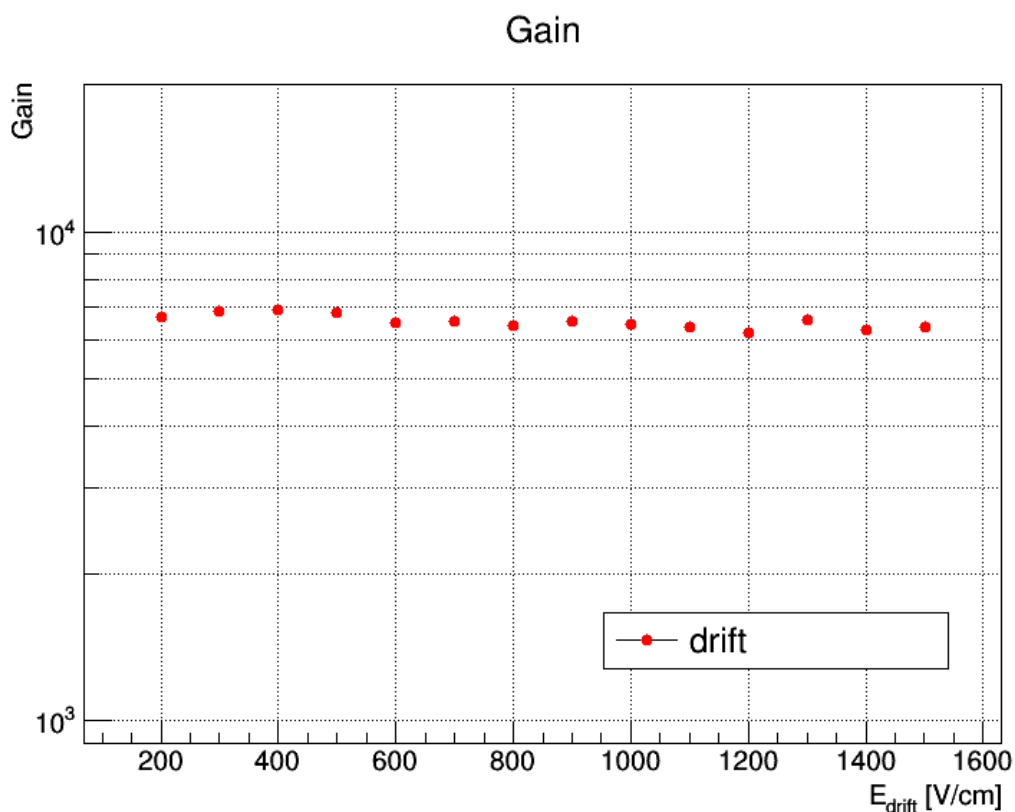


図 5.7 Drift 電場とゲインの関係

5.2.4 電子脱離

MPGD の強電場中における陰イオンからの電子脱離は、陰イオンガス中における MPGD の挙動を考える上で最も重要なポイントの一つだと考えられている。陰イオンガス中において電子吸着により生成された陰イオンが高電場により加速され、陰イオンと中性分子の衝突反応を経て電子が脱離し、脱離した電子が MPGD の高電場中で加速されてガス増幅が起こると考えられている。陰イオンガスのひとつである SF_6 ガスについて、電子の脱離には式 5.2 から 5.6 に示す様に、いくつかの過程が存在することが知られている。すなわち、式 5.2 に示される SF_6^- と SF_6 分子の衝突による反応式 5.2、もしくは 5.3 で表される SF_5^- と SF_6 分子の衝突による反応式 5.3、もしくは 5.4 から 5.6 で表される F^- を介した反応式が存在すると考えられている。



SF_6 ガスと同様の陰イオンガスである CS_2 については、ガス検出器のひとつである比例計数管を用いたガスゲインの測定が M.P.Dion らによって行われた [60]。比例計数管の電場 E はアノードワイヤーからの半径 r に関して、

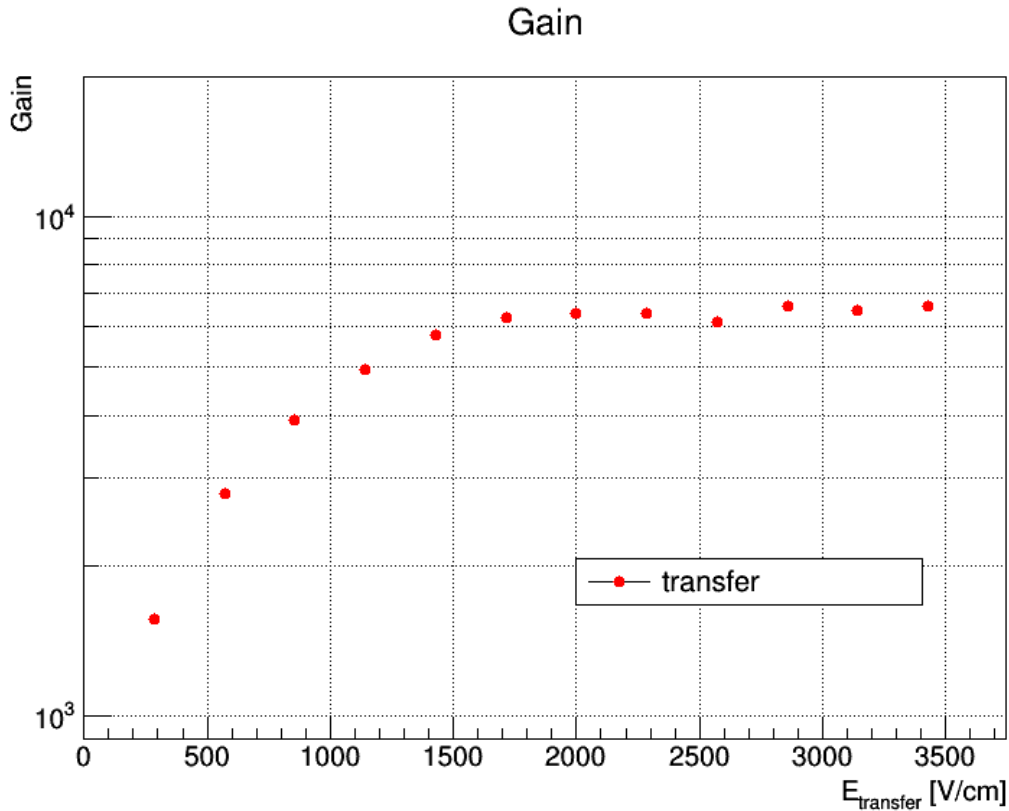


図 5.8 Transfer 電場 (GEM 間の電場) とゲインの関係

$1/r$ に比例する。この電場中で増幅する電子のゲイン G については Diethorn によって式 5.7 と形式化されている [61]。

$$\frac{\ln(G) \ln(b/a)}{V} = \frac{\ln 2}{\Delta V} \cdot \ln \left(\frac{V}{\ln(b/a) a E_{\min}} \right) \quad (5.7)$$

ここで、 a 、 b はそれぞれアノードワイヤーおよびカソードの半径、 V は印加電圧、 ΔV は電離が起きるまでに電子が移動する電位差、 E_{\min} は電子雪崩増幅が起こる最低電場である。M.P.Dion らの CS_2 ガスを用いた測定により、ガスゲインは式 5.7 の Diethorn の公式によく一致することが確認されている。

CS_2 から電子を脱離させるのに必要なエネルギーは電子親和力 0.6 eV の 2 倍程度であることが知られており、このエネルギーが電場によって与えられると考えることで M.P.Dion らにより、式 5.8 が提唱されている [60]。

$$E_{\min} \lambda \sim 2 \cdot \epsilon_A \quad (5.8)$$

ここで ϵ_A は電子親和力、 λ は陰イオンの平均自由行程、 E_{\min} は電子脱離を起こすことのできる最小の電場である。電場により加速されるイオンが 1 価イオンであることから、左辺は eV 単位のエネルギーと考えることができる。また、陰イオンの実効的の平均自由行程は、式 5.9 で求めることができる [62]。

$$\lambda = \frac{v_d \sqrt{3MkT}}{eE} \quad (5.9)$$

ここで T はガスの温度、 k はボルツマン定数、 M はガス分子の質量、 v_d はドリフト速度である。M.P.Dion らによって測定されたドリフト速度と $T = 300 \text{ K}$ を用いて、21 Torr CS_2 で平均自由行程を求めると $\lambda = 0.42 \mu\text{m}$ となる。これを式 5.8 に代入すると $E_{\min} = 2.6 \times 10^6 \text{ V/m}$ が得られる。これは M.P.Dion らの実験値 ($E_{\min} =$

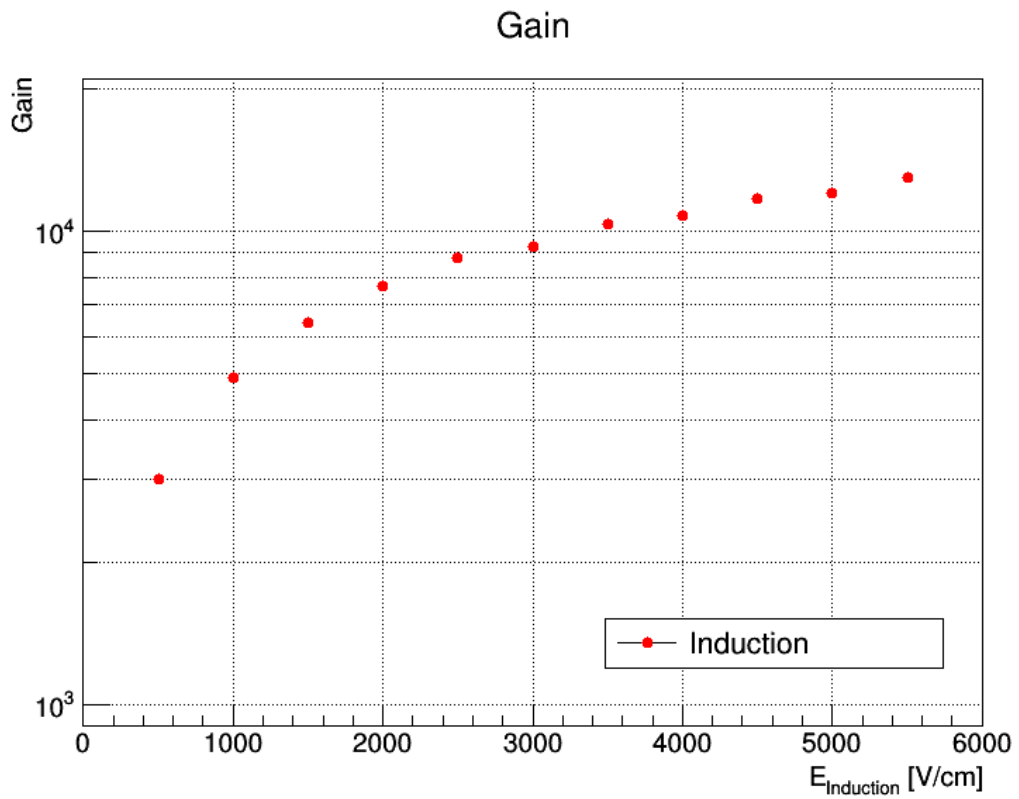


図 5.9 Induction 電場（読み出し面に面した GEM 電極と読み出し面の間の電場）とゲインの関係

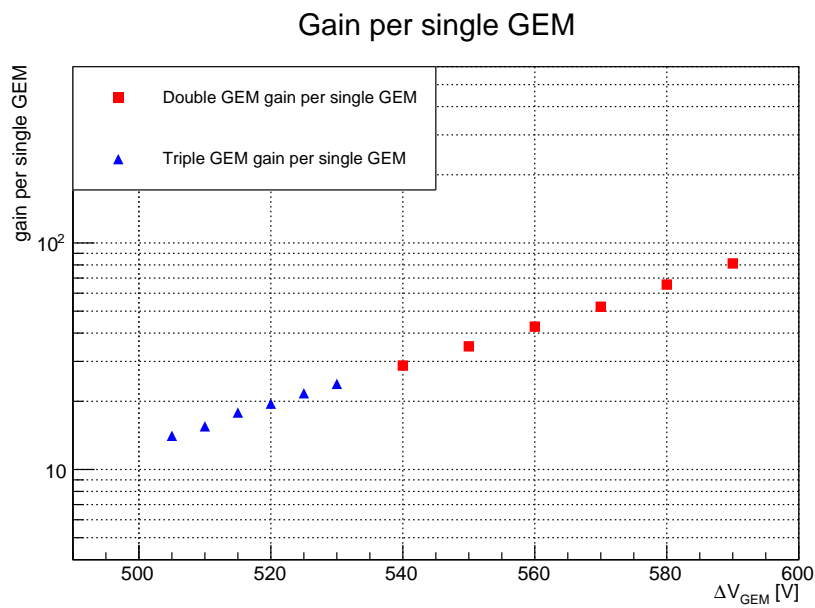


図 5.10 2 段 GEM および 3 段 GEM でのガスゲイン測定結果を 1 枚あたりのゲインに焼き直したゲインカーブ (SF₆ 100 Torr)

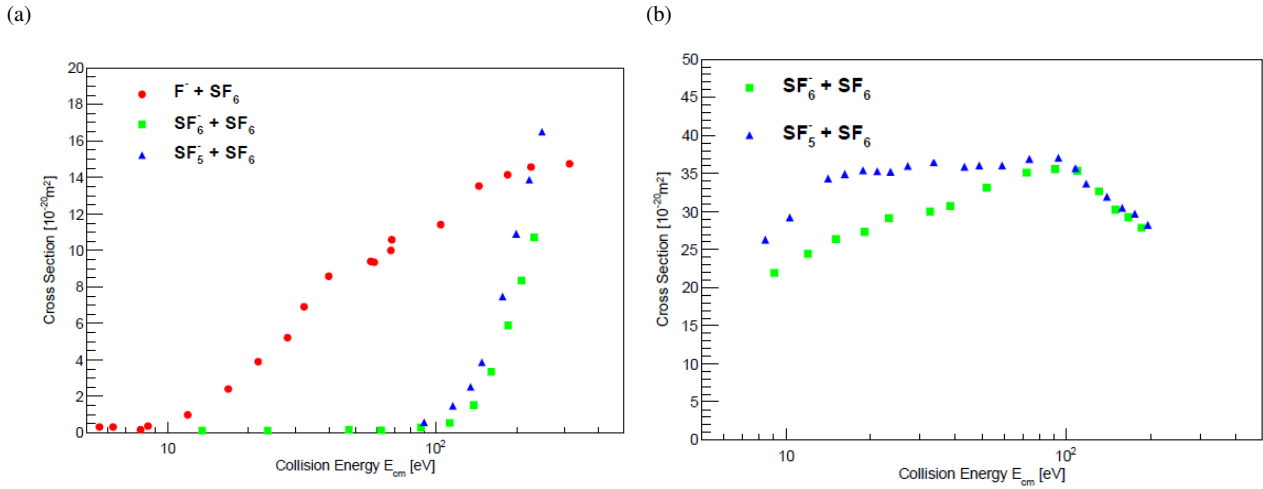


図 5.11 (a) F^- 、 SF_6^- 、 SF_5^- から直接電子が脱離する反応の反応断面積 (b) F^- が生成する反応の反応断面積 [49]

3.34×10^6 V/m)[60] とほぼ一致しているため、比例計数管中における電場中での CS_2 の電子脱離については一定の理解がされていると考えられる。

次に、電場中における SF_6 の電子脱離について考える。 SF_6 中での各種陰イオンの反応断面積は先行研究 [63] によって図 5.11(a) および 5.11(b) の通りだと測定されている。 SF_6 の電子親和力は 1.0 eV ほどだが、5.11(a) の緑印で表される式 5.2 の過程による散乱断面積は小さく、100 eV 程度で 10^{-20} m² 程度だと考えられる。計算 [60] で求められる SF_6^- の SF_6 中での平均自由行程 λ は $\lambda = 1$ μ m 程度であり、式 5.8 を用いると式 5.2 の反応が起こるために必要な最低電場 E_{min} は 10^8 V/m と計算される。一方で、前節の GEM を用いた測定でガス増幅が確認された典型的な GEM の電場は、 500 V/ 100 μ m = 5×10^6 V/m であり、電子脱離に必要な最低電場である $\sim 10^8$ V/m を大きく下回っている。したがって、5.2 式の過程によるガス脱離、すなわち SF_6^- イオンから直接電子が脱離するという過程が主過程であるとは考えにくい。こうした状況から、再度図 5.11(b) を検討すると、 F^- を経た過程であれば約 1 桁低いエネルギーで脱離反応が起こることがわかる。すなわち GEM の電場によってイオンが得るエネルギーとしてより現実的な、100 eV 以下のエネルギーでは F^- を介した、5.4 から始まる反応が主となると考えられる。

ここで、式 5.4 の反応および図 5.11(b) で記述される反応で生成された F^- の運動を考える。 F^- の SF_6 中におけるドリフト速度は、100 Torr SF_6 ガス中の電場 50 kV/cm 中において $E/N = 1.4 \times 10^{-20}$ V \cdot cm² = 1.4×10^3 Td (1 Td = 10^{-17} V \cdot cm²) であり、この条件下でのドリフト速度 v_d は F^- の SF_6 中における移動係数 K_0 を利用することで計算可能であり [64]、 $v_d = K_0 \times \frac{760 \text{ Torr} = 1 \text{ 気圧でのガス分子数密度}}{100 \text{ Torr でのガス分子数密度}} = 3.5 \times 10^3$ m/s となり、その結果を式 5.9 に用いると平均自由行程は 0.1 μ m 程度と求まる。ここで次式 5.10 のようなパラメータを考える。

$$\xi = \frac{\epsilon_{obtained}}{\epsilon_{need}} \quad (5.10)$$

ここで $\epsilon_{obtained}$ は陰イオンの持つエネルギー、 ϵ_{need} は電子脱離のために必要なエネルギーである。単純に $\xi > 1$ のときに電子が脱離すると考えることができる。また、陰イオンが平均自由行程の間に得るエネルギー $\epsilon_{obtained}$ は平均自由行程 λ と GEM 内部の電場 E_{GEM} を用いて

$$\epsilon_{obtained} = \lambda E_{GEM} \quad (5.11)$$

と表されることが考えられる。また、ここから実際に電子脱離の反応を起こすエネルギー $\epsilon_{obtained}$ を得ることのできる

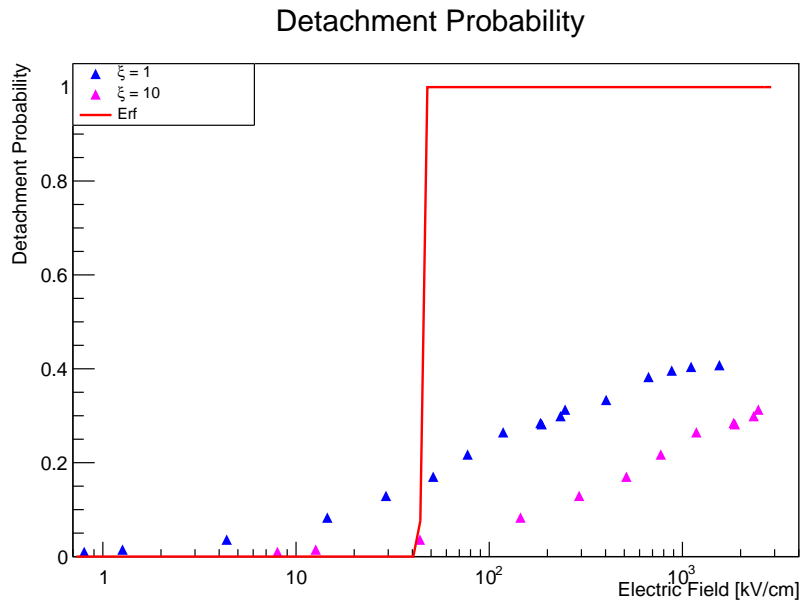


図 5.12 図 5.11(a) に示すフッ素原子からの電子脱離反応断面積から得られた電場と脱離確率モデル ($\xi = 1, 10$) および 40 kV/cm で脱離確率が立ち上がるようなトイモデルに用いた誤差関数のプロット (プロット中 Erf 赤線)

電場は $E = \epsilon_{obtained}/\lambda$ であるが、この関係式 5.10 を用いて

$$E = \xi \epsilon_{need}/\lambda \quad (5.12)$$

と書ける。 ξ は同じエネルギーをイオンが得るために、より大きな電場を必要とするパラメータとして導入する。

次に、増幅の元となる電子をイオンから脱離する反応の確率に関して議論する。ここまでで議論したように電子の脱離する平均自由行程は、電場の強さの関数として測定された反応断面積とガス分子数密度から求めることができる、これを基にしたモデルの構築が可能である。また、電子の脱離確率を電場の関数として表すことができれば、Garfield++ へ入力してシミュレーションを行うことができる。図 5.12) は図 5.11(a) の反応断面積を用いて、 F^- イオンが $1 \mu\text{m}$ 運動する間に電子が脱離する確率 p を、 $p = 1 - \exp(-1 \mu\text{m}/\lambda)$ とした。ここで、ガスは 100 Torr の SF_6 を仮定して、 SF_6 分子の数密度 $3.5 \times 10^{24} \text{cm}^{-3}$ という値を用いた。こうして、図 5.12 に示すような電場の強さに依存する電子の脱離確率を得ることができる。図 5.11(a) の反応断面積とガス分子数密度から平均自由行程 λ が、そして図 5.11(a) のエネルギー ϵ を $\epsilon_{obtained}$ として式 5.11 に代入することで電場 E が求まる。また、 SF_6 100 Torr での実験結果から、GEM 中にかかる電場の大きさが 40 から 50 kV/cm 近辺でガス増幅が始まると考えられる。そこで、本研究では実験結果を説明するために、(1) 電子脱離確率が 40 から 50 kV/cm 付近で立ち上がり、その後ガス増幅が起きるモデル (図 5.12 中赤線)、(2) F^- からの電子脱離確率を F^- から電子が生じる反応断面積から求めるモデル (図 5.12 中青マークとマゼンダマーク) の 2 つを考えて、その電子脱離確率を用いて Garfield++ シミュレーションを行った。

5.3 MPGD シミュレーション

得られた実験結果について理解し、NITPC の改良を進めるためにシミュレーションを用いて陰イオンガス中における MPGD の挙動を理解することは重要である。NITPC をシミュレートする手法を考案・開発し、その手法を用いてシミュレーションを行い、実験結果との比較を行った。本節では使用したツールについて説明、実際にシミュレーションを行った方法と結果を述べ、考察を論じる。

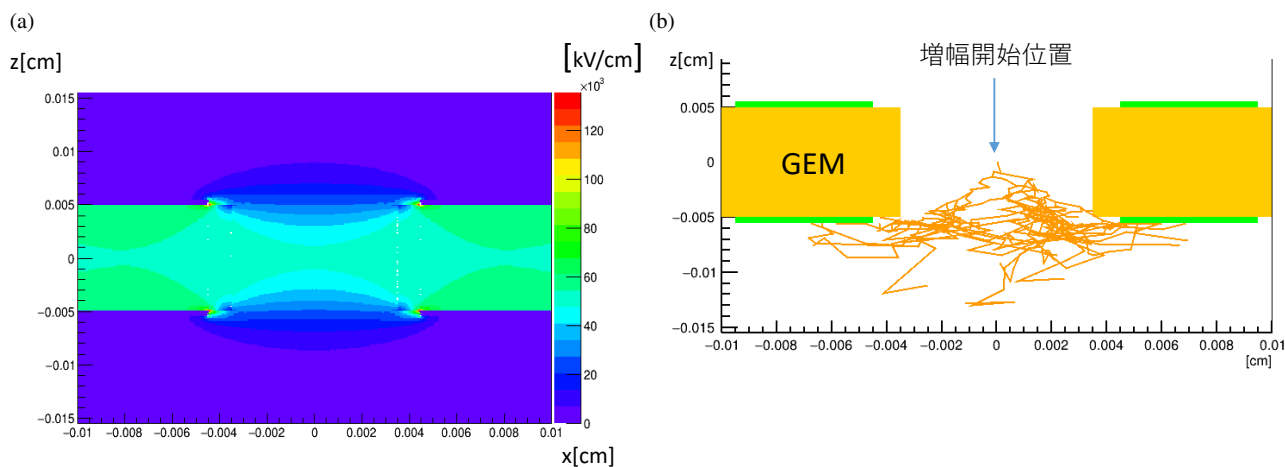


図 5.13 (a)Elmer による GEM 内の電場シミュレーション例 (ROOT により可視化) (b)1 電子を GEM 内の電場によって電子増幅させているシミュレーションの例

5.3.1 Magboltz

Magboltz[65] はガス中での電子の増幅やドリフト速度について、MC シミュレーションを行うプログラムである。電子とガス分子の間の散乱、電離、励起などの反応断面積から Boltzman 方程式 (輸送方程式) を解くことで電場、磁場中でのドリフト速度や拡散係数、電子増幅に関する Townsend 係数の計算を行うことができる。Magboltz 単体での使用が可能であるとともに、次に述べる Garfield++ から呼び出して使用されることも多い。

5.3.2 Garfield++

Garfield++ は比例計数管やガス検出器のガス増幅、電荷移動シミュレーションを検出器構造や電場、磁場情報を考慮して行うことができるシミュレーションツールキットである。本研究では有限要素法に用いるメッシュを Gmsh[66] で切り、メッシュから有限要素法により電場を Elmer[67] を用いて計算したものを、Garfield++ で読み込んだ。ガス中の電子の反応については、Magboltz で計算したものを Garfield++ で読み込み、電荷の輸送計算を行う。高エネルギー実験で広く用いられている ROOT をシミュレーション結果の出力インターフェースとして用いることができ、図 5.13 (a) に Elmer を用いて計算した GEM 中電場構造を、図 5.13(b) に Garfield++ を用いた電子増幅シミュレーションの一例を示す。

5.4 陰イオンガス中 MPGD シミュレーション

現行の Garfield++ は主として電子のドリフト、増幅を目的として設計されており、陰イオンからの電子の脱離プロセスは組み込まれていない。そこで、本研究ではまず Garfield++ から呼び出されている、より原理的な計算ツールである Magboltz を用いて、ガス中の電場によって電子が脱離するモデルを構築し、そのモデルにおいて電子が脱離した位置を初期位置として用いてガス増幅過程を Garfield++ によって計算するという方針とした。

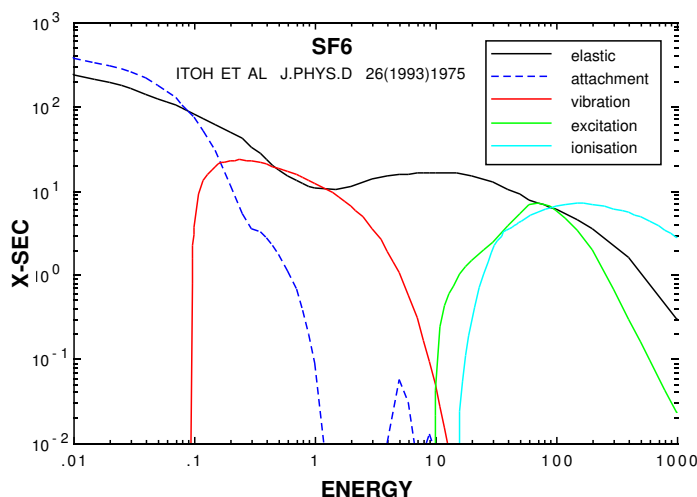


図 5.14 Magboltz(Ver.9)に含まれる SF₆ と電子の反応断面積データ (横軸: eV, 縦軸: Mb(Mega barn))[65]

5.4.1 Magboltz を用いた SF₆ 中ガス増幅

Magboltz は様々なガスの各種反応に関する断面積をデータベースとして持ち、そのデータベースには SF₆ ガスと電子との反応断面積も含まれている (図 5.14)。この反応断面積データを利用した SF₆ ガス中でのガス増幅に関する簡単な議論を以下で行う。Magboltz にガス種やガス圧力、電場、温度といった入力パラメータを入力することで、電子のドリフト速度や単位長さあたりの増幅数を表す Townsend 係数 α 、電子のガス分子への吸着数を表す attachment 係数 η を計算することができる。実効的な Townsend 係数としては、これらの差である $\alpha - \eta$ を用いることができる。図 5.15 に Magboltz を用いて計算した α 、 η を示す。10 kV/cm 以下の低電場領域では attachment が支配的であり、電子は加速されてもほとんどガス分子に吸着されてしまうことがわかる。20 kV/cm 以上の高電場領域では Townsend 係数が支配的となり、ガス増幅が始まる。こうした簡単な議論により、陰イオンガス中でガス増幅を行うためには少なくとも 20 kV/cm 以上の高電場が必要であることがわかる。

5.4.2 Garfield++ を用いたガスゲインシミュレーション

次に、Garfield++ を用いて単純な構造および現実的な構造を用いたシミュレーションを行った。

均一電場中シミュレーション

Garfield++ では実際の MPG D のジオメトリを外部から入力する以外にも、直方体などの簡易的なジオメトリについては Garfield++ のみで定義し、シミュレーションすることができる。そこで、平行板コンデンサのような均一な電場を仮定し、その内部でのガス増幅シミュレーションを SF₆ ガスに対して行った。また、比較のために同一ジオメトリで Ar + C₂H₆(90 : 10) 1 atm に対してもシミュレーションを行った。その結果を図 5.16 に示す。大き

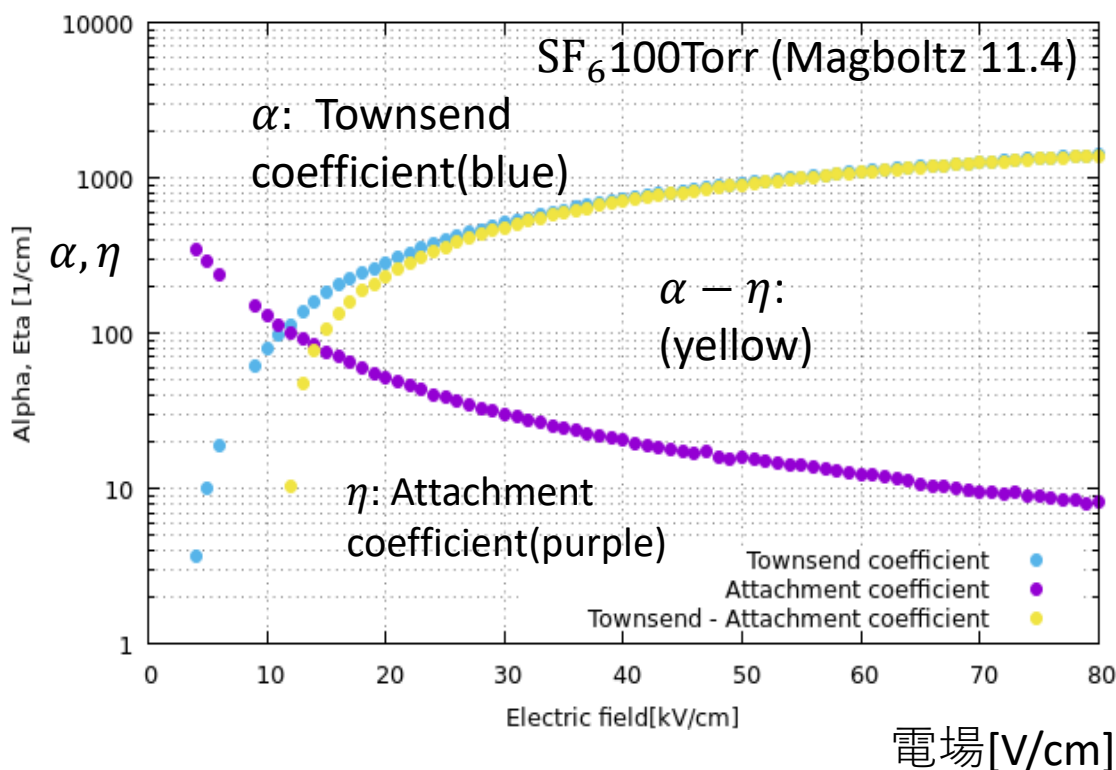


図 5.15 Magboltz により計算された SF₆ 100Torr における Townsend, attachment 係数

な違いとして、SF₆ ガスでは 0 ガスゲイン付近に多くの事象が見られるということが挙げられる。これは、電子と SF₆ 分子の反応断面積の電場依存によるもので、SF₆ 分子では電離の反応断面積が大きくなる前に吸着や弾性散乱などの反応断面積が大きくなり (図 5.14)、低電場領域では電場により加速された電子による電離よりも吸着が起きやすいという特性によるものであると考えられる。その結果として増幅せずに吸着された電子の割合が非常に多く、0 ガスゲイン付近に多くの事象があったと考えられる。

100 μm 厚 GEM のジオメトリを用いたシミュレーション

Garfield++ では簡易的なジオメトリを Garfield++ 単体で扱える以外にも、外部から MPGD のジオメトリや電場構造を読み込んだ上でシミュレーションを行うことができる。陰イオンガスをシミュレーションするには電子脱離プロセスが Garfield++ には組み込まれていないため、電子脱離位置のモデルをたて、その位置からシミュレーションを行う必要がある。今回は節 5.2.4 において議論そして構築した Toy Model および反応断面積から得られたモデルを基に、電子を脱離するプロセスを Garfield++ を用いたシミュレーションに組み込み計算を行った。結果を図 5.17) に示す。

5.4.3 電子回収効率

GEM などの MPGD 中でガス増幅が起こったとしても全てが読み出し電極に到達して信号として読み出されるわけではない。一部は増幅後に MPGD 自体の電極や絶縁体などに吸着された結果、実効的なゲインが下がることになる。

前記の増幅シミュレーションにおいて、増幅後の電子をトラッキングし、電子がガス分子等に吸着された最終的な位置座標から GEM 電極や GEM 絶縁体への電子の収集率を測定した。

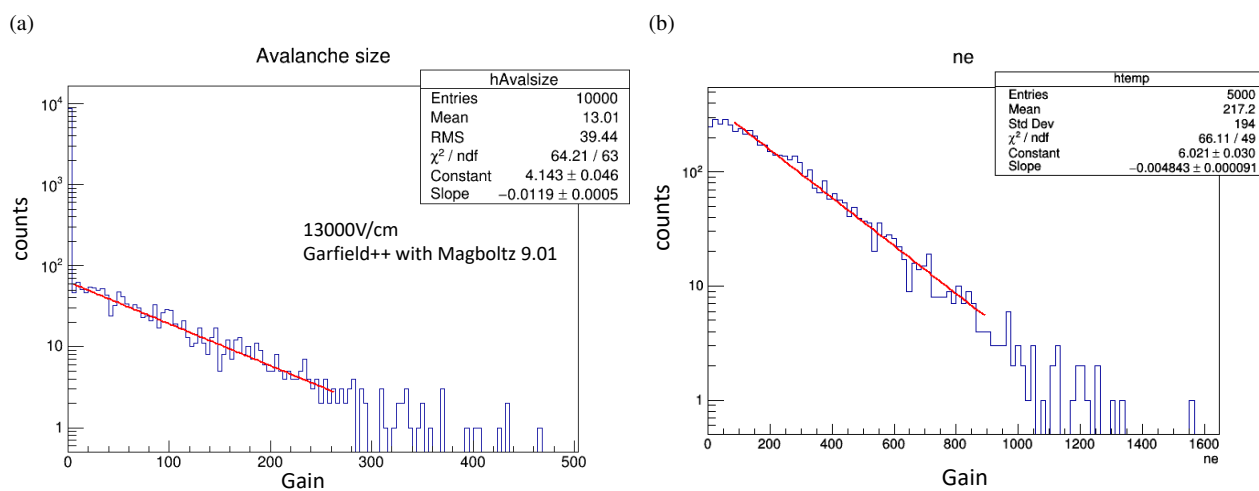


図 5.16 Garfield++ を用いて均一電場中におけるガス増幅率を計算した結果。(a)SF₆ 中 1 電子増幅結果。(b)Ar + C₂H₆(90 : 10) 1 atm 中 1 電子増幅結果。どちらも横軸は 1 電子が何個に増幅されたかで定義されるガスゲインを、縦軸は事象数を表す。

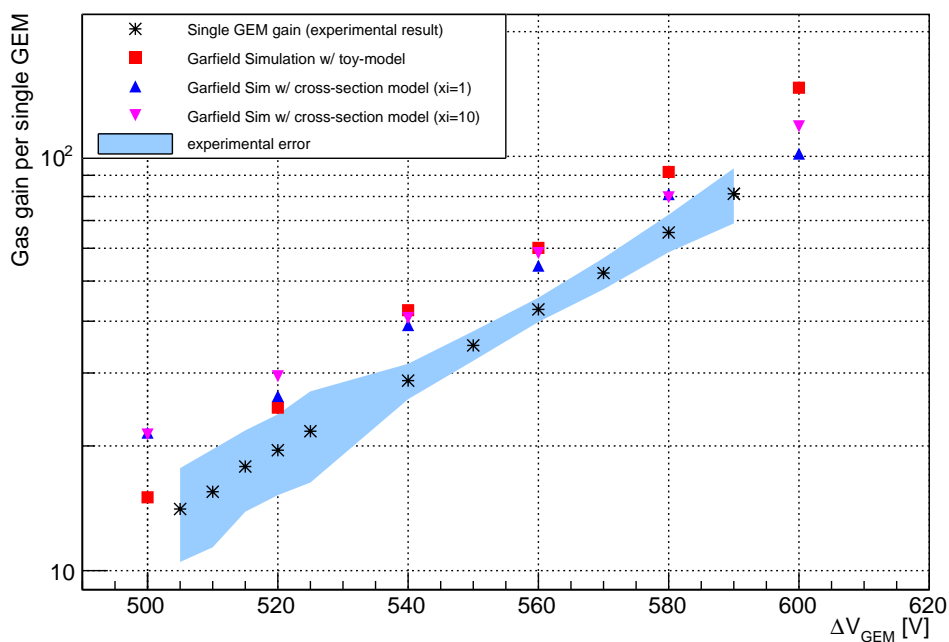


図 5.17 2 段 GEM、3 段 GEM のガスゲイン GEM1 枚あたりのゲインに換算したガスゲインと、Garfield++ によるトイモデルを用いたシミュレーションおよび電子脱離確率の反応断面積を用いたシミュレーション結果の比較。

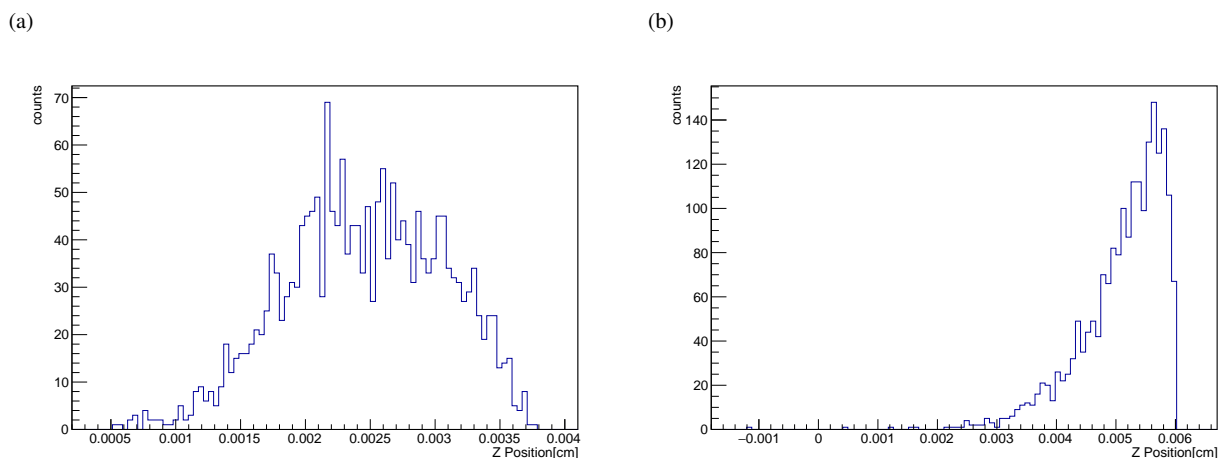


図 5.18 Garfield++ を用いてシミュレーションを行ったモデルによる電子が増幅開始する位置の分布。(a) 実験結果から推測した電場で電子脱離確率が立ち上がるトイモデルの結果 (b) 反応断面積から構築した電子脱離確率モデルの結果。縦軸は事象数、横軸は電子脱離した z 座標位置を示す (図 5.13(b) の GEM 模式図 z 座標と同じ)。(a) では GEM 中で幅広い z 位置で増幅が始まっている一方、(b) では GEM 上方の $z=0.05$ cm 付近で増幅の多くが始まっている

その結果、約 66 % の増幅された電子が GEM によって吸着されていることがわかった。シミュレーションにはこの結果も取り入れて実効的なガスゲインとして結果を求め、実験結果との比較を行った。

5.4.4 結果

得られた実効的なガスゲインから得られたゲインカーブが図 5.17 である。トイモデルによるシミュレーション結果のゲインカーブが実験結果の傾きおよび絶対値をよく説明するという結果が得られた。一方で、反応断面積から構築したモデルの傾きは、実験結果の傾きよりも小さく、構築したモデルよりも単純なモデルのほうがより実験結果を再現しているという結果となった。シミュレーション結果について詳しく電子が増幅開始する位置を見ると (図 5.18)、トイモデルによる増幅開始位置が、GEM への印加電圧依存性を持ち、電場の大きさに応じて GEM 上方に移動することでゲインカーブの傾きを大きくする働きをしていることがわかった。反応断面積を用いたモデルでは、電場が小さいところからも電離確率が立ち上がることなどから (図 5.12 参照)、GEM への印加電圧の違いによる電子増幅開始位置の違いがあまり生じず、ゲインカーブの傾きが緩やかになるということによって理解された。ゲインカーブの傾きという観点からは電子増幅開始位置が印加電圧によって GEM 上方へシフトし、実質的な電子増幅率が大きくなるモデルが好ましいと考える。電子脱離のモデルに関しては、他 MPGD でも検証を行い、より現実的なモデルを構築していく必要がある。

5.5 議論

陰イオンガス中における MPGD シミュレーションを行うには、Garfield++ をそのまま使うことはできず、電子脱離のプロセスを考慮する必要がある。本研究では、電子脱離の議論を計算に基づいて行い、現象論的に電子脱離に対して電場の依存性を仮定したモデルを構築して、シミュレーションに組み込むことで再現を試みた。またその際、電子脱離が SF_6 から直接脱離するのではなく一旦 F^- を介してから脱離する反応が主反応となると考えることが、それぞれの電子脱離反応の反応断面積および陰イオンに電場中で与えられるエネルギーから自然だと考え、 F^- を介する反応により電子が脱離するモデルを考えた。また、シミュレーションに用いるモデルとしては、(1) 実際に

GEM のガスゲインを測定した際にかけた印加電圧から増幅が始まっていると考えられる電場において電子脱離確率が急激に立ち上がるトイモデルと、(2)F⁻ から電子が脱離する反応断面積から構築した、電子の脱離確率が電場依存して脱離するモデルの2つについて考えてシミュレーションを行った。

その結果、(1)のトイモデルが(2)の反応断面積を用いたモデルよりも実験結果を再現することが判明した。その理由として、反応断面積を用いたモデルでは電子脱離確率が低電場でも0ではないことから、図5.18の(b)のようにGEM上方ですぐに電子脱離が起き、その結果として電子が増幅する領域が長くなり増幅率が大きくなるということが考えられる。反応断面積を用いたモデルでは、GEM印加電圧が下がって電場が下がった場合でも、ある程度の電子脱離が起きて電子増幅が置き続けると考えられ、その結果として低い印加電圧時でも大きな増幅率となりゲインカーブの傾きがトイモデルの結果に比べてゆるやかになっていると考えられる。一方で、本研究では、電子脱離後すぐの再吸着について考えておらず、電子親和力の高い陰イオンガスによる再吸着によって電子脱離に必要な実効的な電場が高い電場の方へシフトすると考えられる。これを考慮することで、実際の増幅をより再現することができるのではないかと考えられる。

今後はこうした電子脱離についての詳細な議論から進めてモデルを立て、より良いシミュレーションを構築していきたい。今回は電子脱離についての現象論的モデルを立て、そこから電子脱離の条件を要請しシミュレーションを行った。トイモデルを用いたシミュレーション結果では実験結果とおおむね一致したが、異なるガス圧や電場でのゲインカーブやエネルギー分解能の再現を確かめ、用いたモデルの妥当性について評価して必要ならばモデルの改良を進めて陰イオンガス中におけるMPGDの描像についてアップデートを行っていく。

第 6 章

結論

NEWAGE は方向に感度を持つ暗黒物質直接探索実験である。検出器に含まれる放射性不純物由来 α 線バックグラウンドにより感度が制限されており、バックグラウンド除去が課題となっている。バックグラウンド除去の手法として検出器そのものの放射性不純物を取り除く手法と、解析的な有効体積カットを行って除去するという手法がある。本研究では、後者の有効体積カットを可能とする陰イオン μ -TPC 開発のため、陰イオン μ -TPC に用いる MPGD の特性を陰イオンガス SF_6 中での実験とシミュレーションにより理解した。

実験では MPGD の一つである GEM を用いてガス圧や印加電場などを変えて、ガス増幅率などの性能や特性について性能評価を行った。3 段 GEM では 60-120 Torr で 10000 程度の最大ガスゲインを得、エネルギー分解能が GEM の段数により大きく変わるという結果を得た。GEM の段数に関わらず GEM1 枚あたりのガスゲインはゲインカーブ上で一直線となり、このことから GEM 段の間での電荷損失が無いということがわかった。また、ガス検出器の増幅過程のシミュレーションに用いられているツールキット Garfield++ に、電子の脱離過程についてのモデルを増幅が起きる電場からの現象論的なトイモデルと電離する反応断面積から構築したモデルを導入して、陰イオンガス中 MPGD シミュレーションを試みた。その結果、トイモデルのほうが実験結果から得られたガスゲインと印加電圧の関係性をより再現した。今後、電子離脱モデルについて検証を行い、より現実的なモデルを構築する予定である。本研究で行った実験とシミュレーションによる陰イオンガス中での MPGD 基礎特性の理解を今後より進めることで陰イオン μ -TPC 開発に向けた MPGD の選定や改良につなげることを期待され、陰イオン μ -TPC の最適化につなげることが期待される。

謝辞

本研究の進行および修士論文を執筆するにあたってお世話になった方々に深く感謝いたします。粒子物理学研究室の雰囲気は非常によく、リラックスして研究に励むことができました。まず、何より指導教員である身内賢太郎さまには卒業研究時に引き続き大変お世話になりました。実験の指導に始まり、ミーティング時の助言や文章の添削など、感謝すべき点をあげると枚挙にいとまがありません、大変ありがとうございました。国内外に行って研究そして発表する機会を与えてくださり、ありがとうございました。また研究に対する姿勢だけでなく、健康に気を使う姿勢など見習って参考にすべきところがたくさんあると考えております。締切には余裕を持たせるように努力致します。Garfieldの開発者であるRob Veenhofさまには本研究でシミュレーションを進めるにあたって私のCERN滞在中ガス検出器シミュレーションのみならず様々な指導、助言をいただきありがとうございました。居室や食堂での会話や、ジュラ山に登ったのはとても楽しかったです。また、一緒に飲んだトルココーヒーは美味しかったです。I thank Rob Veenhof very much for his advice about not only Garfield simulation but also other physics topics. I had fun times with you when we were talking in your room and CERN restaurant. And I really enjoyed hiking at Mt. Jura and having Turkish coffee with you.

また、NEWAGEのみなさまに深く感謝いたします。中村輝石さまにはNEWAGEミーティング時に助言を頂いたり、研究に対する姿勢を学ばせていただきました。また、研究だけでなく趣味に対しても深く追求するその姿に感銘を受けました。伊藤博士さま、ミーティングでの助言や、発表練習に何度も付き合ってくださいコメントをくださりありがとうございました。軽妙な冗談を聞かせていただいたり、楽しかったです。神岡に行ってもお元気で、また神岡でお会いしましょう。橋本隆さま、M1最初の μ -PICゲイン測定に始まり、実験について色々教えてくださいました。就職してもお体にお気をつけください。池田智法さま、卒研に引き続き大変お世話になりました。仕事の早さを見習いたいと思います。中村拓馬さま、シェフィールドでは共に実験したり観光したり楽しかったです。また、私が修士課程在学中に修了されたNEWAGEの方々にも感謝いたします。矢ヶ部遼太さま、在学中はその人柄に癒やされました。体調に気をつけてお仕事頑張ってください。中澤美季さま、ウェルズリー大学での回路接続試験ではお世話になりました。回路が無事検出器に導入できるように頑張ります。

また、修士課程の2年間にお世話になった粒子物理学研究室の教員の皆様にも深く感謝いたします。藏重久弥さま、研究室ミーティングだけでなく飲み会でも披露される圧倒的な知識量にはいつも驚かされました。竹内康雄さま、M1の時の講義では丁寧に教えていただき、またコロキウムや研究経過発表で的確な質問をしていただきありがとうございました。山崎祐司さま、食事や雑談時のヨーロッパの話や地理の話など興味深い話をありがとうございました。TAでもお世話になりました。越智敦彦さま、検出器ゼミやミュンヘンとCERN滞在時特にお世話になりました。一緒にフランスでテレビで見たサッカーの日本対ベルギー戦はこのままいけると思いましたが残念でした。前田順平さま、エレクトロニクスについての興味深い話だけでなく研究以外の事務的な話を聞かせていただき非常に興味深かったです。鈴木州さま、寝る時は布団の上で寝たほうが良いと思います。川出健太郎さま、なかなか研究室で合うことはありませんでしたが、楽しくお話をさせていただきました。東京大学宇宙線研究所神岡宇宙素粒子研究施設の矢野孝臣さま、神戸にいる間はコンピュータの話などを、神岡に転出されてからはSKコントロールルームやLab-Bで楽しく雑談させていただきました。また、秘書の横山有美さま、吉田和美さまには出張手続き

や物品購入などで大変お世話になりました。

修士同期の皆様、2年という短い期間でしたが本当にありがとうございました。研究室内外で楽しく過ごさせていただきました。石飛由介さま、KEKのDAQセミナー期間中は今はOBであるO川氏と共に楽しく過ごさせていただきました。磯部裕太さま、特にM2時に隣の席になり楽しくRaspberry Piなどで遊びましたね。ガジュマルを見守っていきたいと思います。酒井貴義さま、同じ北陸出身で元剣道部だったということで親近感があり、話していて楽しかったです。杉本太郎さま、修論提出などを始めとして締切日前あたりの夜にはよく研究室で一緒になった気がします。堀口楠日さま、Zynqの話をしているとき楽しそうで、話していて楽しかったです。Zynqの応用について色々と考えてみたいと思いました。宮辺裕樹さま、生活リズムが合うのか研究室に来るといつも会えた気がします。お互い健康に気をつけましょう。吉田登志輝さま、ICEPPシンポジウムと一緒にスキー場斜面を転げ落ちたのは楽しかったです。

最後に、私を見守り育ててくれた家族に感謝いたします。

参考文献

- [1] N. Aghanim et al., Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters (2018). [arXiv:1807.06209](#).
- [2] Esa science & technology: Planck, <http://sci.esa.int/planck/>, (Accessed on 01/22/2019).
- [3] F. Zwicky, On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae, *Apj* 86 (1937) 217 (Oct. 1937). doi: 10.1086/143864.
- [4] V. C. Rubin, W. K. Ford, Jr., Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions, *Astrophys. J.* 159 (1970) 379–403 (1970). doi: 10.1086/150317.
- [5] K. G. Begeman, A. H. Broeils, R. H. Sanders, Extended rotation curves of spiral galaxies: Dark haloes and modified dynamics, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 249 (1978) 523 (1978).
- [6] C. L. Bennett *et al.*, Nine-year wilkinson microwave anisotropy probe (wmap) observations: Final maps and results, *The Astrophysical Journal Supplement Series* 208 (2) (2013) 20 (2013).
URL <http://stacks.iop.org/0067-0049/208/i=2/a=20>
- [7] D. Clowe *et al.*, A direct empirical proof of the existence of dark matter, *Astrophys. J.* 648 (2006) L109–L113 (2006). [arXiv:astro-ph/0608407](#), doi: 10.1086/508162.
- [8] Betoule, M. *et al.*, Improved cosmological constraints from a joint analysis of the sdss-ii and snls supernova samples, *A&A* 568 (2014) A22 (2014). doi: 10.1051/0004-6361/201423413.
URL <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201423413>
- [9] Y. Fukuda *et al.*, Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos, *Phys. Rev. Lett.* 81 (1998) 1562–1567 (Aug 1998). doi: 10.1103/PhysRevLett.81.1562.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.81.1562>
- [10] R. D. Peccei, H. R. Quinn, CP conservation in the presence of pseudoparticles, *Phys. Rev. Lett.* 38 (1977) 1440–1443 (Jun 1977). doi: 10.1103/PhysRevLett.38.1440.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.38.1440>
- [11] A. Ringwald, G. R. L.J Rosenberg, Axions and other similar particles, *Phys. Rev. D* 98 (2018) 030001 (Aug 2018). doi: 10.1103/PhysRevD.98.030001.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.98.030001>
- [12] P. Sikivie, Experimental tests of the "invisible" axion, *Phys. Rev. Lett.* 51 (1983) 1415–1417 (Oct 1983). doi: 10.1103/PhysRevLett.51.1415.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.51.1415>
- [13] N. Du *et al.*, Search for invisible axion dark matter with the axion dark matter experiment, *Phys. Rev. Lett.* 120 (2018) 151301 (Apr 2018). doi: 10.1103/PhysRevLett.120.151301.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.120.151301>
- [14] S. Chang *et al.*, Effective WIMPs, *Physical Review D - Particles, Fields, Gravitation and Cosmology* 89 (1) (2014) 1–17 (2014). [arXiv:1307.8120](#), doi: 10.1103/PhysRevD.89.015011.

- [15] G. Angloher *et al.*, Results on low mass wimps using an upgraded cress-ti detector, The European Physical Journal C 74 (12) (2014) 3184 (Dec 2014). doi:10.1140/epjc/s10052-014-3184-9.
URL <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-014-3184-9>
- [16] H. S. Lee *et al.*, Limits on interactions between weakly interacting massive particles and nucleons obtained with csi(tl) crystal detectors, Phys. Rev. Lett. 99 (2007) 091301 (Aug 2007). doi:10.1103/PhysRevLett.99.091301.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.99.091301>
- [17] R. Agnese *et al.*, Search for low-mass weakly interacting massive particles with supercdms, Phys. Rev. Lett. 112 (2014) 241302 (Jun 2014). doi:10.1103/PhysRevLett.112.241302.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.112.241302>
- [18] C. E. Aalseth *et al.*, Cogent: A search for low-mass dark matter using *p*-type point contact germanium detectors, Phys. Rev. D 88 (2013) 012002 (Jul 2013). doi:10.1103/PhysRevD.88.012002.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.88.012002>
- [19] E. Armengaud *et al.*, Constraints on low-mass wimps from the edelweiss-iii dark matter search, Journal of Cosmology and Astroparticle Physics 2016 (05) (2016) 019 (2016).
URL <http://stacks.iop.org/1475-7516/2016/i=05/a=019>
- [20] R. Bernabei *et al.*, First Model Independent Results from DAMA/LIBRA-Phase2, Universe 4 (11) (2018) 116 (2018). arXiv:1805.10486, doi:10.3390/universe4110116.
- [21] R. Agnese *et al.*, Silicon detector dark matter results from the final exposure of cdms ii, Phys. Rev. Lett. 111 (2013) 251301 (Dec 2013). doi:10.1103/PhysRevLett.111.251301.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.111.251301>
- [22] E. Aprile *et al.*, Dark matter search results from a one ton-year exposure of xenon1t, Phys. Rev. Lett. 121 (2018) 111302 (Sep 2018). doi:10.1103/PhysRevLett.121.111302.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.121.111302>
- [23] D. S. Akerib *et al.*, Results from a search for dark matter in the complete LUX exposure, Phys. Rev. Lett. 118 (2) (2017) 021303 (2017). arXiv:1608.07648, doi:10.1103/PhysRevLett.118.021303.
- [24] K. Abe *et al.*, Direct dark matter search by annual modulation with 2.7 years of xmass-i data, Phys. Rev. D 97 (2018) 102006 (May 2018). doi:10.1103/PhysRevD.97.102006.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.97.102006>
- [25] Y. Yang, Search for dark matter from the first data of the PandaX-II experiment, PoS ICHEP2016 (2016) 224 (2016). arXiv:1612.01223, doi:10.22323/1.282.0224.
- [26] M. Bossa, Darkside-50, a background free experiment for dark matter searches, Journal of Instrumentation 9 (01) (2014) C01034 (2014).
URL <http://stacks.iop.org/1748-0221/9/i=01/a=C01034>
- [27] P. A. Amaudruz *et al.*, First results from the DEAP-3600 dark matter search with argon at SNOLAB, Phys. Rev. Lett. 121 (7) (2018) 071801 (2018). arXiv:1707.08042, doi:10.1103/PhysRevLett.121.071801.
- [28] E. Behnke *et al.*, First dark matter search results from a 4-kg cf_3I bubble chamber operated in a deep underground site, Phys. Rev. D 86 (2012) 052001 (Sep 2012). doi:10.1103/PhysRevD.86.052001.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.86.052001>
- [29] E. Behnke *et al.*, Final Results of the PICASSO Dark Matter Search Experiment, Astropart. Phys. 90 (2017) 85-92 (2017). arXiv:1611.01499, doi:10.1016/j.astropartphys.2017.02.005.
- [30] C. Amole *et al.*, Dark Matter Search Results from the PICO-60 C_3F_8 Bubble Chamber, Phys. Rev. Lett.

- 118 (25) (2017) 251301 (2017). arXiv:1702.07666, doi:10.1103/PhysRevLett.118.251301.
- [31] M. Leyton, D. Collaboration, Directional dark matter detection with the dmtpc m 3 experiment, *Journal of Physics: Conference Series* 718 (4) (2016) 042035 (2016).
URL <http://stacks.iop.org/1742-6596/718/i=4/a=042035>
- [32] J. B. R. Battat et al., First background-free limit from a directional dark matter experiment: results from a fully fiducialised DRIFT detector, *Phys. Dark Univ.* 9-10 (2015) 1–7 (2015). arXiv:1410.7821, doi:10.1016/j.dark.2015.06.001.
- [33] Q. Riffard et al., First detection of radon progeny recoil tracks by MIMAC, *JINST* 12 (06) (2017) P06021 (2017). arXiv:1504.05865, doi:10.1088/1748-0221/12/06/P06021.
- [34] K. Nakamura et al., Direction-sensitive dark matter search with gaseous tracking detector NEWAGE-0.3b', *PTEP* 2015 (4) (2015) 043F01 (2015). doi:10.1093/ptep/ptv041.
- [35] J. D. Lewin, P. F. Smith, Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil, *Astroparticle Physics* 6 (1) (1996) 87–112 (1996). doi:10.1016/S0927-6505(96)00047-3.
- [36] T. Hashimoto, 到来方向に感度を持つ暗黒物質直接探索実験 newage における感度向上のためのバックグラウンドの理解及び低減の研究, Master's thesis, Kobe University (2016).
- [37] D. S. Akerib et al., Results from a search for dark matter in the complete lux exposure, *Phys. Rev. Lett.* 118 (2017) 021303 (Jan 2017). doi:10.1103/PhysRevLett.118.021303.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.118.021303>
- [38] M. Tanabashi et al., Review of particle physics, *Phys. Rev. D* 98 (2018) 030001 (Aug 2018). doi:10.1103/PhysRevD.98.030001.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.98.030001>
- [39] 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* 91 (2015) 122002 (Jun 2015). doi:10.1103/PhysRevD.91.122002.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.91.122002>
- [40] The first five years of ams on the international space station, <http://www.ams02.org/wp-content/uploads/2016/12/Final.pdf>.
- [41] S. Desai et al., Search for dark matter wimps using upward through-going muons in super-kamiokande, *Phys. Rev. D* 70 (2004) 083523 (Oct 2004). doi:10.1103/PhysRevD.70.083523.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.70.083523>
- [42] M. G. Aartsen et al., Search for dark matter annihilations in the sun with the 79-string icecube detector, *Phys. Rev. Lett.* 110 (2013) 131302 (Mar 2013). doi:10.1103/PhysRevLett.110.131302.
URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.110.131302>
- [43] G. Aad et al., Search for new phenomena in final states with an energetic jet and large missing transverse momentum in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector, *Eur. Phys. J. C* 75 (7) (2015) 299, [Erratum: *Eur. Phys. J. C* 75, no. 9, 408 (2015)] (2015). arXiv:1502.01518, doi:10.1140/epjc/s10052-015-3517-3, 10.1140/epjc/s10052-015-3639-7.
- [44] V. Khachatryan et al., Search for new phenomena in monophoton final states in proton–proton collisions at $s=8$ tev, *Physics Letters B* 755 (2016) 102 – 124 (2016). doi:<https://doi.org/10.1016/j.physletb.2016.01.057>.
URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269316000769>

- [45] J. Battat *et al.*, Measurement of directional range components of nuclear recoil tracks in a fiducialised dark matter detector, *Journal of Instrumentation* 12 (10) (2017) P10009–P10009 (oct 2017). doi:10.1088/1748-0221/12/10/p10009.
URL <https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/10/p10009>
- [46] R. Yakabe, Direction-sensitive direct dark matter search with a three dimensional tracking gaseous detector, Ph.D. thesis, Kobe University (2018).
- [47] M. Nakazawa, 到来方向に感度を持つ暗黒物質直接探索実験における陰イオン 3 次元飛跡検出器用読み出し回路の開発, Master's thesis, Kobe University (2018).
- [48] K. Nakamura, 修士論文, Master's thesis, Kyoto University (2011).
- [49] T. Ikeda, 方向に感度を持った暗黒物質探索実験のための陰イオン 3 次元飛跡検出器の研究, Master's thesis, Kobe University (2017).
- [50] T. Hashimoto *et al.*, Development of a low-alpha-emitting μ -PIC for NEWAGE direction-sensitive dark-matter search, *AIP Conf. Proc.* 1921 (1) (2018) 070001 (2018). arXiv:1707.09744, doi:10.1063/1.5019004.
- [51] C. Martoff *et al.*, Suppressing drift chamber diffusion without magnetic field, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 440 (2) (2000) 355 – 359 (2000). doi:[https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(99\)00955-9](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(99)00955-9).
URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900299009559>
- [52] D. P. Snowden-Ifft, Discovery of Multiple, Ionization-Created Anions in Gas Mixtures Containing CS₂ and O₂ (2013). arXiv:1308.0354.
- [53] N. Phan *et al.*, The novel properties of sf 6 for directional dark matter experiments, *Journal of Instrumentation* 12 (02) (2017) P02012 (2017).
URL <http://stacks.iop.org/1748-0221/12/i=02/a=P02012>
- [54] T. Ikeda *et al.*, Study of Negative-Ion TPC Using u-PIC for Directional Dark Matter Search, *EPJ Web Conf.* 174 (2018) 02006 (2018). arXiv:1709.06219, doi:10.1051/epjconf/201817402006.
- [55] M. Nakazawa *et al.*, Prototype Analog Front-end for Negative-ion Gas and Dual-phase Liquid-Ar TPCs (2019). arXiv:1901.02587.
- [56] A. Ochi *et al.*, A new design of the gaseous imaging detector: Micro pixel chamber, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 471 (1) (2001) 264 – 267, *imaging 2000* (2001). doi:[https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)00996-2](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)00996-2).
URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900201009962>
- [57] Y. Giomataris *et al.*, Micromegas: a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 376 (1) (1996) 29 – 35 (1996). doi:[https://doi.org/10.1016/0168-9002\(96\)00175-1](https://doi.org/10.1016/0168-9002(96)00175-1).
URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900296001751>
- [58] F. Sauli, Gem: A new concept for electron amplification in gas detectors, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 386 (2) (1997) 531 – 534 (1997). doi:[https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(96\)01172-2](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(96)01172-2).
URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900296011722>
- [59] F. Sauli, The gas electron multiplier (gem): Operating principles and applications, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*

- 805 (2016) 2 – 24, special Issue in memory of Glenn F. Knoll (2016). doi:<https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.07.060>.
URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900215008980>
- [60] M. Dion, C. Martoff, M. Hosack, On the mechanism of townsend avalanche for negative molecular ions, *Astroparticle Physics* 33 (4) (2010) 216–220 (2010). doi:<https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2010.02.002>.
URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0927650510000435>
- [61] W. Diethorn, A methane proportional counter system for natural radiocarbon measurements.
- [62] E. W. McDaniel, E. A. E. A. Mason, *The mobility and diffusion of ions in gases*, Wiley, 1973 (1973).
URL https://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig_{_}q=RN:7253746
- [63] Y. Wang *et al.*, Collisional electron detachment and decomposition cross sections for SF₆, SF₅, and F on SF₆ and rare gas targets, *The Journal of Chemical Physics* 91 (4) (1989) 2254–2260 (1989). arXiv:<https://doi.org/10.1063/1.457033>, doi:10.1063/1.457033.
URL <https://doi.org/10.1063/1.457033>
- [64] M. Benhenni, M. Yousfi, Transport properties of F-in SF₆Xe, SF₆-Ar and SF₆-He mixtures, *Plasma Sources Science and Technology* 21 (1) (2012). doi:10.1088/0963-0252/21/1/015014.
- [65] Magboltz - transport of electrons in gas mixtures, <http://magboltz.web.cern.ch/magboltz>, (Accessed on 01/17/2019).
- [66] Gmsh: a three-dimensional finite element mesh generator with built-in pre- and post-processing facilities, <http://gmsh.info/>, (Accessed on 01/22/2019).
- [67] Elmer, <https://www.csc.fi/web/elmer>, (Accessed on 01/22/2019).