

令和7年度

学士論文

新型中性子検出器 NEOLITH の ドリフトチェンバーの開発

東京科学大学 理学院 物理学系

学籍番号 22B01270

氏名 藤村俊輔

指導教員 中村隆司, 佐藤義輝, 花井周太郎

提出日 2026年2月10日

概要

原子核物理学では多中性子系の探索を目指している。多中性子系を実際に観測する試みは今まで数多くなされてきた。そのような試みの一例として近年観測が報告されたテトラニュートロンの実験が挙げられる。しかし、ヘキサニュートロン以上の多中性子系は観測が困難であり、その性質については未だに不明な点が多く残されている。そこでヘキサニュートロン以上の多中性子系をより高精度に観測するためには従来の欠損質量法に代わり、不変質量法が必要となる。これは放出される各々の中性子を同時観測する方法である。しかしこの際 1 中性子が複数の信号を発する可能性があり、複数中性子による信号と区別が困難になるクロストーク問題が生じてしまう。そこでクロストークを解決するために開発が進められている新型の中性子検出器が NEOLITH である。これはプラスチックシンチレータの間にドリフトチェンバーが挿入された検出器であり、陽子の軌跡から中性子の軌跡を再構築することによってクロストーク問題を解消することが可能になっている。本研究では NEOLITH に用いられているドリフトチェンバーの開発を試みている。第一に高電子増倍管の高電圧源によるノイズの影響を調査した。加えて、ドリフトチェンバーの信号読み出し回路のテストを行った。

目次

第 1 章	序論	7
1.1	ハロー (Halo) 核	8
1.2	多中性子系の探索	11
1.2.1	2 中性子系 (ダイニュートロン)	11
1.2.2	4 中性子系 (テトラニュートロン)	12
1.2.3	6 中性子系 (ヘキサニュートロン)	14
1.2.4	中性子星	14
第 2 章	多中性子系の測定法	16
2.1	2 種類の核分光法	16
2.1.1	欠損質量法	16
2.1.2	不変質量法	17
第 3 章	実験装置の原理	19
3.1	新型中性子検出器 NEOLITH の目的	19
3.2	NEOLITH の原理	21
3.2.1	中性子検出部の構造	21
3.2.2	中性子検出部の原理	21
	プラスチックシンチレータの原理	21
	光電子増倍管 (PMT) の原理	23
3.2.3	ドリフトチェンバーの構造	25
3.2.4	ドリフトチェンバーによる荷電粒子の観測	26
第 4 章	ドリフトチェンバーの開発	28
4.1	新型中性子検出器 NEOLITH における高電圧源ノイズの影響	28
4.1.1	PMT に用いられる 2 種類の電圧源	28
4.1.2	セットアップ	29

ディスクリミネーター	31
オペアンプ	31
ビジュアルスケーラー	31
4.1.3 結果	32
2 種類の高電圧源 (CAEN SY4527LC,Fluke) によるノイズの比較	32
CAEN クレートを Neolith-s に対して近づけた場合におけるノイ ズの変化	33
スレッシュホールド電圧を変化させた際のノイズの様子	34
4.2 ドリフトチェンバー用読み出し回路 ASAGI ASD カードのテスト	37
4.2.1 ASAGI ASD カードのデザインと性能	37
4.2.2 結果	39
第 5 章 まとめと今後の展望	40
参考文献	41

目次

1.1	核図表	7
1.2	ハロー核の模式図	8
1.3	軌道角運動量ごとの 1 中性子の動径波動関数	9
1.4	平均二乗根半径 $\sqrt{\langle r^2 \rangle}$ と Woods-Saxon ポテンシャルの半径 R_0 を S_n の比較	10
1.5	2 中性子系 (ダイニュートロン)	11
1.6	木佐森らの実験で得られたテトラニュートロンのエネルギースペクトル	12
1.7	Duer らの実験で得られたテトラニュートロンのエネルギースペクトル	13
1.8	ヘキサニュートロンの殻構造	14
1.9	中性子星の内部構造	15
1.10	安定核、中性子スキン、中性子ハローにおける陽子、中性子の密度分布	15
2.1	欠損質量法を表した図	17
2.2	不変質量法を表した図	18
3.1	従来の中性子検出器とクロストーク	19
3.2	新型中性子検出器 Neolith とクロストーク	20
3.3	新型中性子検出器 NEOLITH の上面図	20
3.4	中性子検出部の構成図	21
3.5	中子と炭素 ^{12}C 及び水素 H の反応における中性子のエネルギーと反応断面積の関係を表した図	22
3.6	光電子増倍管の構造図	23
3.7	ダイノード表面に電子が衝突した際の様子	23
3.8	二次電子放出材料と二次電子放出比の関係	24
3.9	ドリフトチェンバーの構成図	25
3.10	アノードワイヤー近傍の等電位面を表した図	25
3.11	ドリフトチェンバー内を陽子が通過した際の様子	26

3.12	生じた自由電子がアノードワイヤーへ向かってドリフトする様子	26
3.13	混合ガス中での電子のドリフトの様子	27
3.14	アノードワイヤー近傍における電子雪崩の様子を表した図	27
4.1	PMT に接続された高電圧源を示した図	28
4.2	CAEN SYY4527LC 及び Fluke の写真	29
4.3	Neolith-s の側面図と材料リスト	30
4.4	ノイズ測定に用いたブロックダイアグラム	31
4.5	上流側のドリフトチェンバーに取り付けられた ASD の様子	32
4.6	Neolith-s と CAEN クレートの位置関係 (移動前)	33
4.7	Neolith-s と CAEN クレートの位置関係 (移動後)	33
4.8	Card No.3 の ch0~7 におけるスレッシュホールドとノイズの関係	35
4.9	Card No.3 の ch8~15 におけるスレッシュホールドとノイズの関係	35
4.10	Card No.4 の ch0~7 におけるスレッシュホールドとノイズの関係	36
4.11	Card No.4 の ch8~15 におけるスレッシュホールドとノイズの関係	36
4.12	ASAGI ASD 回路 1ch 分の回路図	37
4.13	ASAGI ASD 回路の写真 [7]	38
4.14	オシロスコープの様子 1.	39
4.15	オシロスコープの様子 2.	39

表目次

4.1	2つの高電圧源の違い	29
4.2	各PMTに印加するHVの値	30
4.3	Flukeを用いた際のノイズの様子	32
4.4	CAEN SY4527LCを用いた際のノイズの様子	33
4.5	CAEN SY4527LCを用いた際のノイズの様子(クレート移動後)	33
4.6	$V_{th} = 0.800V$	34
4.7	$V_{th} = 0.825V$	34
4.8	$V_{th} = 0.850V$	34
4.9	$V_{th} = 0.875V$	34
4.10	$V_{th} = 0.900V$	34
4.11	$V_{th} = 1.025V$	34
4.12	$V_{th} = 1.050V$	34
4.13	$V_{th} = 1.100V$	34

第 1 章

序論

原子核物理学は 1911 年の Rutherford による原子核の発見を起源に、1 世紀以上の年月を経て発展を遂げてきた。特に 1930 年代に入ると Lawrence によってサイクロトロン、Walton や Cockcroft によって静電圧加速器が発明された。これらの加速器に関する発明は原子核物理学に新たな方法を提示した。すなわち、原子核を高エネルギーに加速し、標的の原子核と衝突、破壊させることで、人工的に原子核を生成することが可能になった。この新たな方法により、原子核の構造や核反応の研究は飛躍的に進歩した。加えて不安定核を生成することにより、魔法数異常やハロー核などの興味深い現象も多数発見された。しかし一方で、原子核物理学には未だ解決に至っていない疑問も数多く存在している。

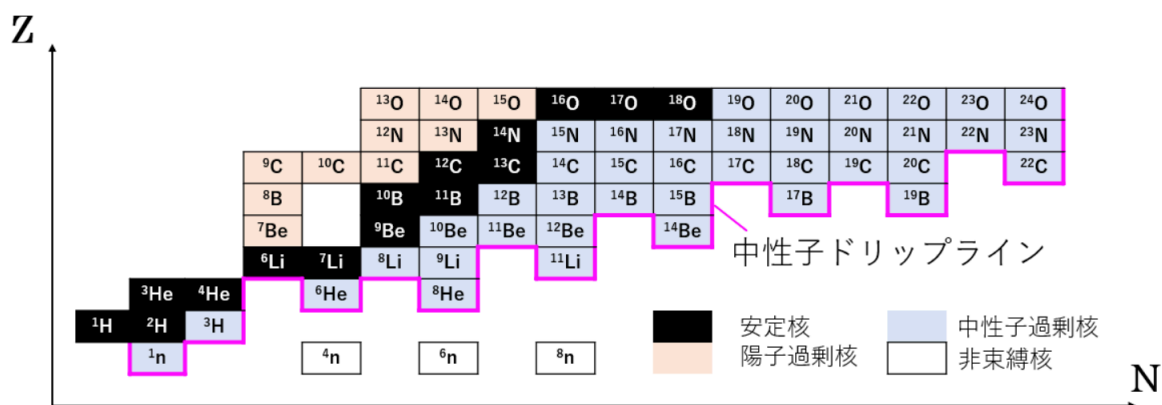


図 1.1 核図表。横軸 N が中性子数、縦軸 Z が陽子数を表している。黒色の原子核は安定核、水色は中性子過剰核、橙色は陽子過剰核である。また、ピンク色の線は中性子ドリップラインと呼ばれる境界線であり、この線よりも外側に位置する原子核は非束縛核、内側に位置する原子核は束縛核であることを意味する。

図 1.1 は核図表である。横軸は中性子数 N 、縦軸は陽子数 Z を表しており、黒色の原子核は安定核である。また不安定核は安定核と比較して中性子数が過剰な核種である中性子過剰核と陽子数が過剰な核種である陽子過剰核に大別される。

一定陽子数下で中性子数を徐々に増加させると、やがて原子核が強い相互作用によって崩壊し、非束縛な核種へと変化する。このように束縛核が非束縛核へと変化するような中性子数の境界は中性子ドリップラインと呼ばれる。一方で、一定中性子数下で陽子数を増大させた場合にも同様の変化が生じ、このような陽子数の境界は陽子ドリップラインと呼ばれている。これらのドリップラインを決定付けることは原子核物理学における主要な課題の1つに挙げられる。加えて、ドリップライン近傍ではハロー核のような特殊な構造を持つ核種も確認されており、これらに関する研究も原子核物理学では行われてきた。

1.1 ハロー (Halo) 核

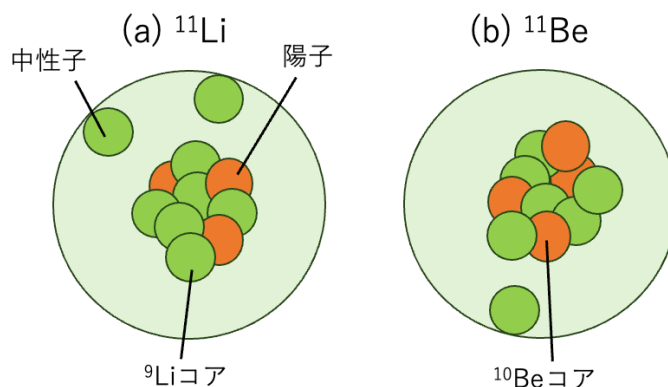


図 1.2 ハロー核の模式図。図 a) は 2 中性子ハロー核として知られる ^{11}Li であり、 ^9Li コアの周囲に 2 個の中性子から成る中性子ハローが取り巻いている。図 b) は 1 中性子ハロー核として知られる ^{11}Be であり、 ^{10}Be コアの周囲に 1 個の中性子から成る中性子ハローが取り巻いている。

中性子ドリップライン近傍において、中性子ハロー核と呼ばれる原子核の存在が明らかになっている。ハロー (Halo) とは日本語で「暈」(湿度が高いときに月や太陽の周囲に浮かび上がって見える輪) を表す言葉であり、すなわち中性子ハロー核とはコアの周囲をまるで暈のように中性子が薄く広がっている状態を指している。

図 1.2 はそれぞれ代表的な 2,1 中性子ハロー核として知られる ^{11}Li , ^{11}Be の模式図である。2 中性子ハロー核である ^{11}Li は、コアである ^9Li の周囲を 2 個の中性子が低密度で取り巻いていることが分かる。同様に 1 中性子ハロー核である ^{11}Be は、コアである ^{10}Be の周囲を 1 個の中性子が低密度で取り巻いていることが分かる。

ハロー核となるような核種は1中性子分離エネルギー S_n または2中性子分離エネルギー S_{2n} の値が極めて小さくなることが分かっている。例えば安定核における2中性子分離エネルギーは $S_{2n} \sim 16\text{MeV}$ であることが知られている。しかし一方で ^{11}Li の2中性子分離エネルギーは $S_{2n} \sim 369.28 \pm 0.64\text{keV}$ であり、安定核の値のおおよそ1/100程度である。

また、ハロー核の形成には軌道角運動量も重要な因子となることが分かっている。例として図1.3に軌道角運動量ごとの1中性子の動径波動関数を示す。この図に表された原子核は $A=21$ ($A=20$ のコアと1中性子から成る) を想定しており、上図及び下図の1中性子分離エネルギーはそれぞれ $S_n = 0.5, 8\text{MeV}$ である。このような条件下で軌道角運動量 $l = 0, 1, 2$ (それぞれ $2s, 1p, 1d$ 軌道に対応する) のシュレディンガー方程式を解いた結果が図1.3の曲線である。図1.3の様子から、 $S_n = 0.5\text{MeV}$ における $2s$ 軌道の波動関数が他の波動関数と比較して、 r が大きい領域でも広がっていることが見て取れる。すなわち原子核がハローを形成するためには中性子分離エネルギー、軌道角運動量が小さいことが条件とされることが分かる。

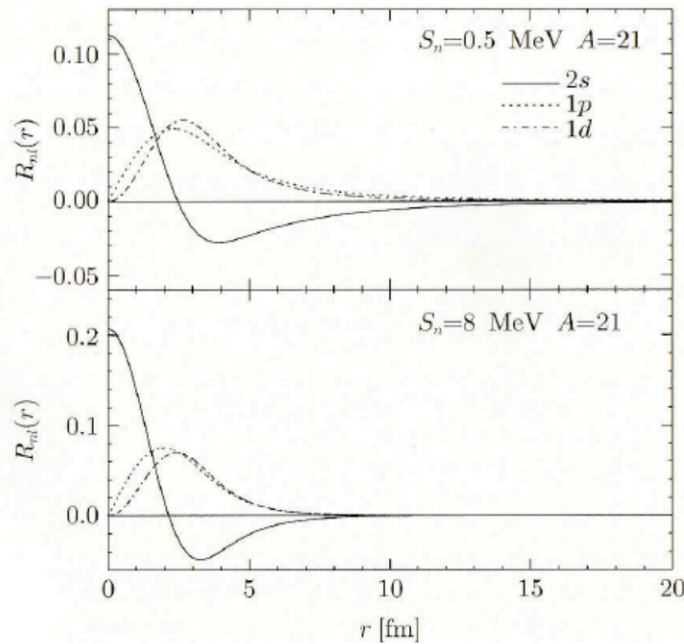


図 1.3 軌道角運動量ごとの1中性子の動径波動関数。 r はコアの重心からの距離、 $R_{nl}(r)$ は1中性子の動径波動関数である。また上図は1中性子分離エネルギー $S_n = 0.5\text{MeV}$, 下図は $S_n = 8\text{MeV}$ である。[1]

ここで、先ほどの条件が正しいことを裏付けるために、ハロー中性子の平均二乗半径とポテンシャルの半径を比較する。なおハロー中性子の平均二乗半径 $\langle r^2 \rangle$ は、密度分布 $\rho(r) = |R_{nl}(r)|^2$ を用いて

$$\langle r^2 \rangle = \int r^2 \rho(r) dr \quad (1.1)$$

のように求められることが知られている。

平均二乗根半径 $\sqrt{\langle r^2 \rangle}$ と Woods-Saxon ポテンシャルの半径 R_0 を S_n をパラメータとして比較すると図 1.4 のような結果が得られた。この図から軌道角運動量が小さい s, p 軌道では、 S_n が減少するにつれて r_{rms} が徐々に増大し、やがて発散することが確認できる。一方で軌道角運動量大きい d 軌道では S_n を減少させても r_{rms} は他軌道ほどは増加せず、発散も確認できない。すなわちハロー中性子は s 軌道もしくは p 軌道であり、 S_n が小さい領域で生じることが予想される。また、これまでの実験で観測されたハロー中性子も s, p 軌道のものであることが確認されている。

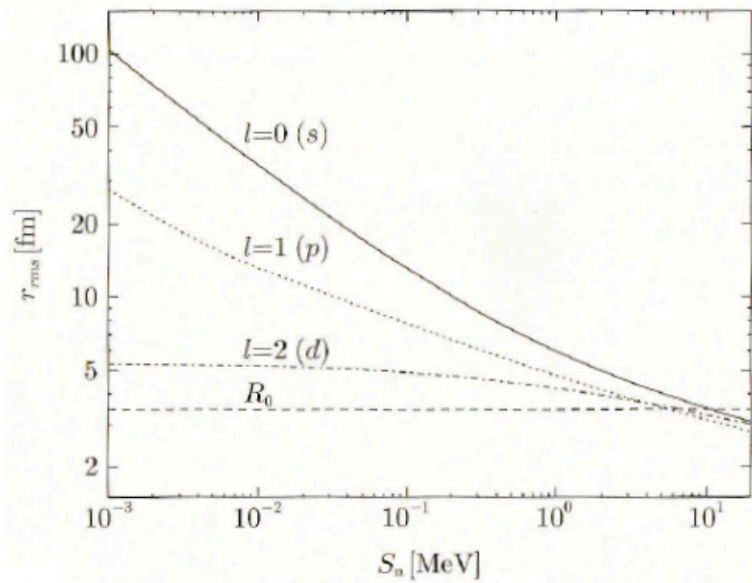


図 1.4 平均二乗根半径 $\sqrt{\langle r^2 \rangle}$ と Woods-Saxon ポテンシャルの半径 R_0 の比較。横軸が 1 中性子分離エネルギー S_n 、縦軸がコアの重心からの距離を表している。[1]

1.2 多中性子系の探索

中性子のみから構成される原子核は一般に多中性子系、もしくは中性子原子核と呼ばれている。多中性子系に関する研究は宇宙での元素合成や中性子星の内部構造の理解に不可欠であるとされ、長年にわたり行われてきた。

本項では多中性子系の一例として2~4中性子系及び中性子星について紹介する。

1.2.1 2中性子系 (ダイニュートロン)

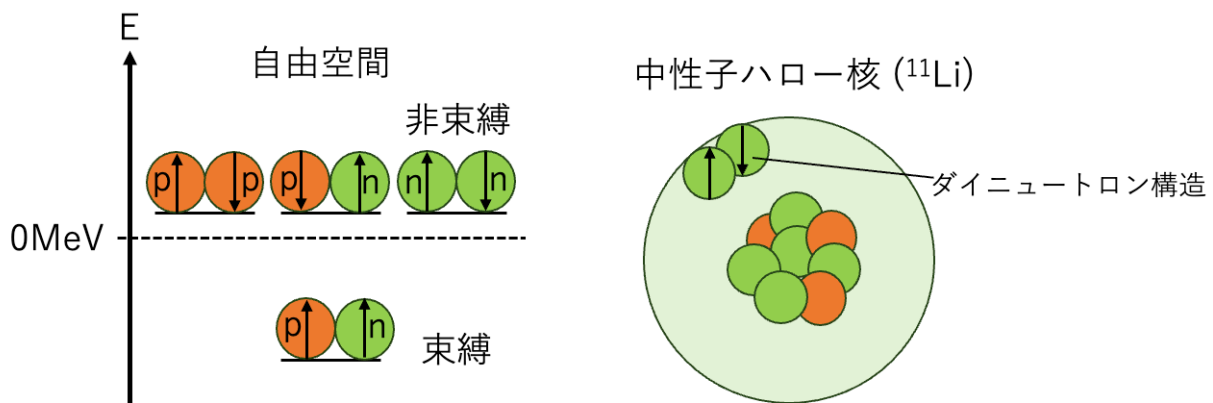


図 1.5 左図は2核子系の束縛エネルギーを表した図。オレンジ色の丸は陽子、青色の丸は中性子を表しており、2核子系にはスピン1の pn 、スピン0の pp, pn, nn の計4種類が存在する。自由空間においては重陽子 pn のみが束縛であり、ダイニュートロン nn は非束縛である。しかし右図の ^{11}Li のように2中性子ハロー核となる原子核表面ではダイニュートロン構造が見られる。

2つの中性子から構成される中性子クラスターは一般に2中性子系 (ダイニュートロン) と呼ばれている。図 1.5 は2核子系の束縛エネルギー及びハロー核表面における2中性子系の様子を表している。2核子系にはスピン $S = 1$ の重陽子 pn と $S = 0$ の pp, pn, nn が存在するが、このうち自由空間で束縛状態にあるのは重陽子 pn のみであり、2中性子系 nn は非束縛であることが知られている。

しかし1973年、原子核表面や中性子ハローのような低密度環境において空間的に近い距離にある2中性子系が存在しうることが Migdal によって予言された。加えて中性子ハロー核である ^{11}Li において、 ^9Li コアの外側近傍にダイニュートロン構造が存在することが実験的にも明らかになった。

1.2.2 4中性子系 (テトラニュートロン)

4つの中性子から構成される中性子クラスターは一般に4中性子系 (テトラニュートロン) と呼ばれている。テトラニュートロンが束縛状態もしくは共鳴状態のどちらをとのかという議論は1960年代からなされてきた。テトラニュートロンに関する実験は近年急速な進展を見せ、これらの議論も徐々に解決の糸口が見え始めている。

テトラニュートロンは2002年、Marquesらによる ^{14}Be の実験で初めて観測された。しかしこの実験ではエネルギーが測定されておらず、テトラニュートロンの存在について確証を得るには至らなかった。

2016年には木佐森らによる理研RIBFのSHARAQスペクトロメーターを用いた実験で、テトラニュートロンの観測が試みられた。この実験では二重荷電交換反応 $^4\text{He}(^8\text{He}, ^8\text{Be})4n$ が用いられており、その結果得られたテトラニュートロンのエネルギースペクトルが図1.6である。この図の赤色の曲線は生成されたテトラニュートロンが即座に2つのダイニュートロンに崩壊した場合を想定している。しかし実際の実験結果からは $E_{4n} = 0.83 \pm 0.65(\text{stat.}) \pm 1.25(\text{syst.})\text{MeV}$ に赤色の曲線とは適合しないテトラニュートロンが4カウント観測されていることが確認できる。この結果から木佐森らはテトラニュートロンが共鳴状態であると結論付けた。

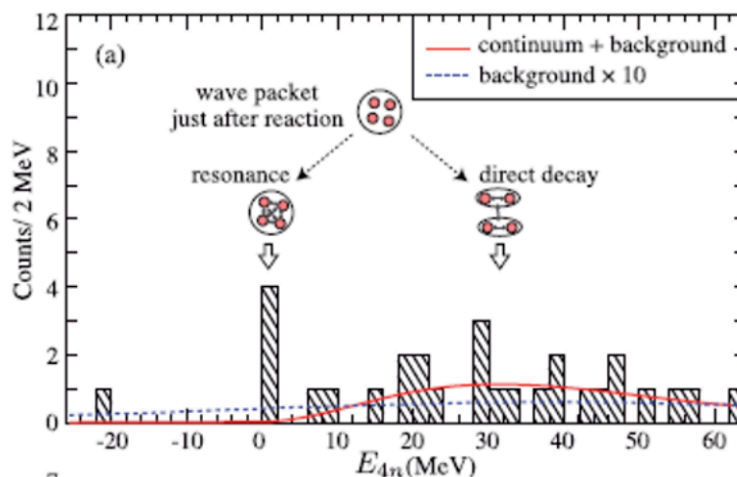


図 1.6 木佐森らの実験で得られたテトラニュートロンのエネルギースペクトル。横軸 E_{4n} はテトラニュートロンのエネルギー (MeV) であり、縦軸はカウント数である。また、赤色の曲線はテトラニュートロンが反応後、即座に2つのダイニュートロンに崩壊したと仮定した場合の曲線である。青色の曲線はバックグラウンドを10倍した曲線である。[2]

加えて 2023 年には Duer らによる理研 RIBF の SAMURAI スペクトロメーターを用いた実験でもテトラニュートロンの観測が行われた。この実験では α 粒子ノックアウト反応 ${}^8\text{He}(p,p^4\text{He})4n$ が用いられており、その結果得られたテトラニュートロンのエネルギースペクトルが図 1.7 である。この図にはテトラニュートロンが共鳴状態であることを示すような幅の狭いピークが見られる。ピンク色の曲線は Breit-Wigner 式によるフィッティングの結果を示しており、ピークの共鳴エネルギーは $E_{4n} = 2.37 \pm 0.38(\text{stat.}) \pm 0.44(\text{syst})\text{MeV}$ 、共鳴幅は $\Gamma = 1.75 \pm 0.22(\text{stat.}) \pm 0.30(\text{syst})\text{MeV}$ であった。

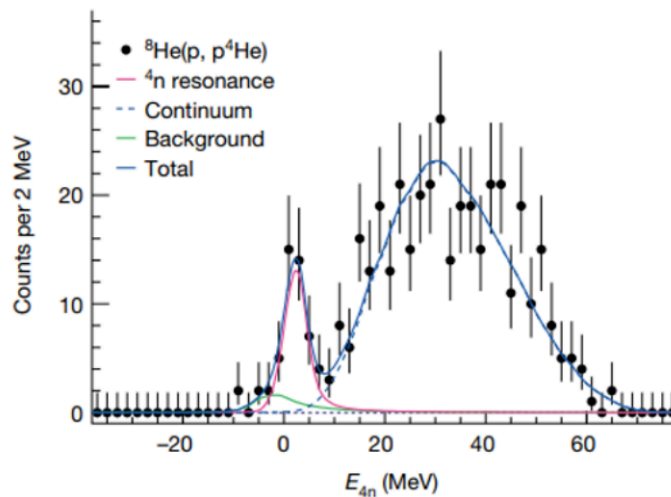


図 1.7 Duer らの実験で得られたテトラニュートロンのエネルギースペクトル。横軸 E_{4n} はテトラニュートロンのエネルギー (MeV) であり、縦軸はカウント数である。また、ピンク色の曲線は実験結果を Breit-Wigner 式によりフィッティングして得られた曲線であり、緑色の曲線はバックグラウンド、青色の曲線は非共鳴の場合のスペクトルを表している。[3]

以上の 2 つの実験は、互いにテトラニュートロンが共鳴状態にあることを示唆するものであった。しかし一方でテトラニュートロンが共鳴状態にないことを主張する実験結果や理論も未だに根強く存在している。その一例として Faestermann らによる実験が挙げられる。この実験では上記 2 つの実験結果とは対照的にテトラニュートロンが束縛状態にあることを示唆する結果が得られたことが分かっている。

テトラニュートロンが束縛状態にあるのか、はたまた非束縛な共鳴状態にあるのかは未だに議論が続いており、その結論について注目が集まっている。

1.2.3 6 中性子系 (ヘキサニュートロン)

図 1.8 はヘキサニュートロンの殻構造を表した図である。図から分かるように、ヘキサニュートロンは $1p_{3/2}$ 軌道が占有された準閉殻構造をとっており、テトラニュートロンよりも安定であることが期待される。

しかしヘキサニュートロンの観測は極めて困難であり、今日までヘキサニュートロンの探索は行われてこなかった。それ故ヘキサニュートロンの諸性質については未解明な点が数多く残されている。

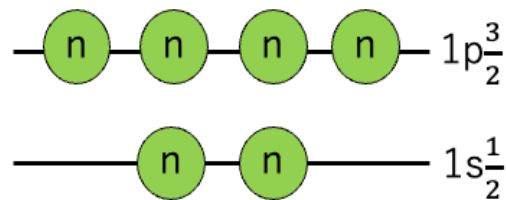


図 1.8 ヘキサニュートロンの殻構造を表した図。ヘキサニュートロンは準閉殻構造をとることが予想されるため、テトラニュートロンと比較してより安定であることが期待される。

1.2.4 中性子星

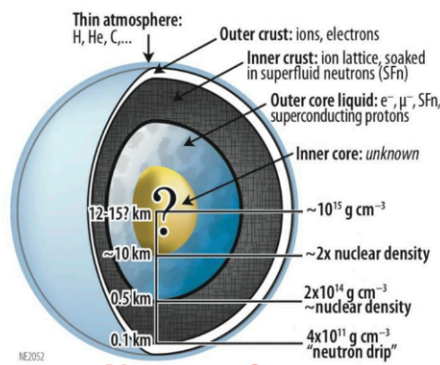
中性子過剰核に関する研究は中性子星の構造を理解する上で重要な役割を果たすことが期待される。

中性子星は大質量の恒星が進化の過程を経て、最終的に超新星爆発を引き起こすことにより生じる天体である。その半径は 10~15km 程度でありながら、質量は太陽の 1.4~2 倍にも及ぶため非常に高密度な天体であることが分かる。また中性子星の内部は主に中性子過剰核から成るアウトークラスト、インナークラストと中性子の流体から成るアウトークア、インナークアの計 4 層から構成されている。(図 1.9)

次に中性子過剰核に目を向けると、それらの一種に中性子スキン核がある。中性子スキン核とは中性子過剰核に現れる中性子のみでできた表層を指す。図 1.10 は安定核、中性子スキン核、中性子ハロー核における中心からの距離と中性子、陽子の密度の関係を示したものである。なお赤色の曲線は中性子の密度分布、黒色の曲線は陽子の密度分布を表している。この図を見ると、安定核は中性子分布の半径と陽子分布の半径がほぼ一致していることが分かる。一方で中性子スキン核の場合は安定核とは異なり、中性子分布の半径が陽子分布の半径よりも大きくなっている。また、中性子ハロー核の場合は中性子分布の半径が尾を引くように広範囲に広がっており、その点において中性子分布が比較的急峻に下落

する中性子スキン核とは異なっている。

中性子スキン核の中性子分布の形状が図 1.10 の様になる原因は表層の中性子流体がもつ外向きの圧力と核力による内向きの圧力が釣り合っているからである。このような中性子スキン核の構造は内向きの自己重力と中性子流体による外向きの圧力が釣り合うことによって構成されている中性子星と類似している。この様な理由から、多中性子系の一例である中性子スキン核に関する研究は、中性子星の理解を促す手がかりとなることが期待される。



中性子星

図 1.9 中性子星の内部構造を表した図。半径はおおよそ 10~15km であり、主に中性子の流体から成るアウタークラスト、インナークラスト、中性子過剰核から成るアウターコア、インナーコアの 4 層から構成されている。

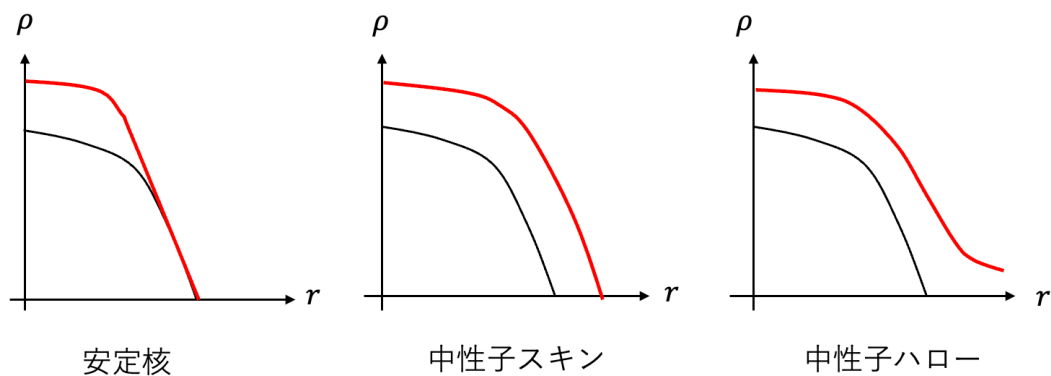


図 1.10 安定核、中性子スキン、中性子ハローにおける陽子、中性子の密度分布。横軸 r は中心からの距離、縦軸 ρ は密度を表している。また、赤色の曲線は中性子の密度分布であり、黒色の曲線は陽子の密度分布である。

第 2 章

多中性子系の測定法

2.1 2 種類の核分光法

多中性子系は生成後比較的短時間で崩壊してしまうため、それらの質量を直接測定することは困難である。そこで多中性子系生成前後の入射粒子や反跳陽子等のエネルギー及び運動量を測定することにより、多中性子系の質量を算出する方法が用いられている。本節では多中性子系の質量を求める方法として代表的な 2 種類の核分光法 (欠損質量法、不変質量法) を取り上げる。

2.1.1 欠損質量法

先行研究では質量欠損法を用いることにより、テトラニュートロンの探索が試みられた。図 2.1 は Duer らによってテトラニュートロンの探索が行われた際の様子を表している。この実験では ${}^8\text{He}(p, p^4\text{He})^4\text{n}$ 反応 (ただし実際は逆運動学で実験が行われる) を用いることにより、テトラニュートロンの生成が行われている。すなわち標的となる陽子に対して入射粒子 ${}^8\text{He}$ を衝突させ、その結果残留核としてテトラニュートロン、放出粒子として反跳陽子と α 粒子が生成される。

質量欠損法とは入射粒子と放出粒子のエネルギー及び運動量を測定することにより、残留核の質量を導出する方法である。それぞれのエネルギーを $E_{s_{\text{He}}}, E_p, E_{\alpha}, E_{4n}$, 運動量を $\vec{P}_{s_{\text{He}}}, \vec{P}_p, \vec{P}_{\alpha}, \vec{P}_{4n}$ と表す。このときエネルギー保存則及び運動量保存則から以下の式が成立する。

$$\vec{P}_{s_{\text{He}}} = \vec{P}_{4n} + \vec{P}_p + \vec{P}_{\alpha} \quad (2.1)$$

$$E_{s_{\text{He}}} + E_{p(\text{標的})} = E_{4n} + E_p + E_{\alpha} \quad (2.2)$$

ここで相対論におけるエネルギーと質量の関係式

$$M = \sqrt{E^2 - |\vec{P}|^2} \quad (2.3)$$

を用いることにより、テトラニュートロンの質量は以下の式で求められることがわかる。

$$M_{4n} = \sqrt{E_{4n}^2 - |\vec{P}_{4n}|^2} \quad (2.4)$$

$$= \sqrt{(E_{s_{\text{He}}} + M_p - E_\alpha - E_p)^2 - |\vec{P}_{s_{\text{He}}} - \vec{P}_\alpha - \vec{P}_p|^2} \quad (2.5)$$

欠損質量法の利点としては中性子の運動量及びエネルギーを直接測定せずとも、多中性子系の質量を算出することができる点が挙げられる。しかし一方で欠損質量法の質量分解度 ΔM はおおよそ $\Delta M \sim 1\text{MeV}$ 程度であり、後述する不変質量法と比較して低い値である点が短所として挙げられる。すなわち、より高い質量分解度を実現するためには不変質量法を用いた実験を行うことがより好ましい。

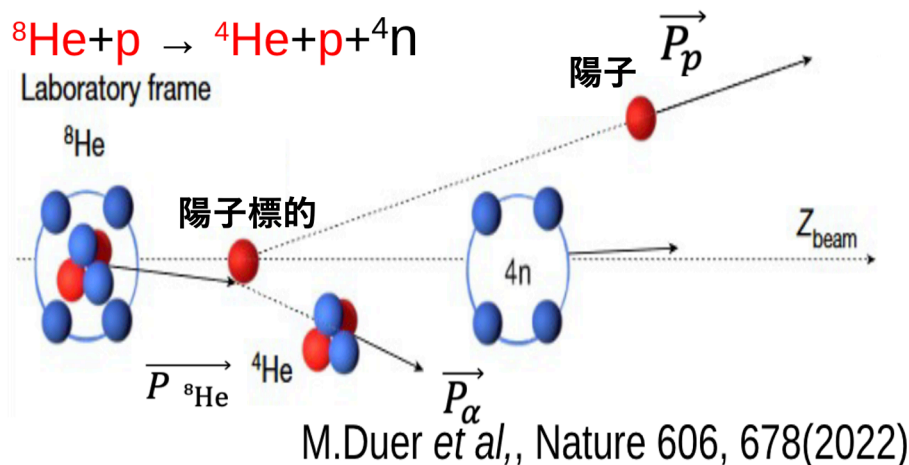


図 2.1 欠損質量法を表した図。入射粒子 (^8He), 反跳陽子, α 粒子のエネルギー及び運動量を測定することにより多中性子系 (4n) の質量を算出する。

2.1.2 不変質量法

不変質量法では欠損質量法とは異なり多中性子系崩壊後の各中性子のエネルギー及び運動量を測定することにより、多中性子系の質量を算出している。ここでは欠損質量法の場合と同様に $^8\text{He}(p,p^4\text{He})^4n$ 反応を例に挙げる。

この反応ではテトラニュートロンが生成されたのち、即座に崩壊することによって4つの中性子が生成される。この際4つの中性子のエネルギーを $E_i (i = 1, 2, 3, 4)$ とし、運動量を $\vec{P}_{ni} (i = 1, 2, 3, 4)$ とすると、テトラニュートロン崩壊前後に対するエネルギー及び運

動量保存則から以下の式が成立する。

$$E_{4n} = \sum_{i=1}^4 E_i \tag{2.6}$$

$$\vec{P}_{4n} = \sum_{i=1}^4 \vec{P}_{ni} \tag{2.7}$$

ここで相対論におけるエネルギーと質量の関係式を用いると、テトラニュートロンの質量は

$$M_{4n} = \sqrt{E_{4n}^2 - |\vec{P}_{4n}|^2} \tag{2.8}$$

$$= \sqrt{\left(\sum_{i=1}^4 E_i\right)^2 - \left|\sum_{i=1}^4 \vec{P}_{ni}\right|^2} \tag{2.9}$$

によって算出される。

不変質量法の質量分解能 ΔM は $\Delta M \sim 100\text{keV}$ 程度であり、高い分解能を実現可能な点
 が不変質量法の長所として挙げられる。一方で短所は、後述するクロストークの発生により
 従来の中性子検出を用いた実験ではバックグラウンド事象が増大してしまう点である。
 すなわち、不変質量法による多中性子系の探索には、新たな中性子検出器の開発が不可欠
 である。

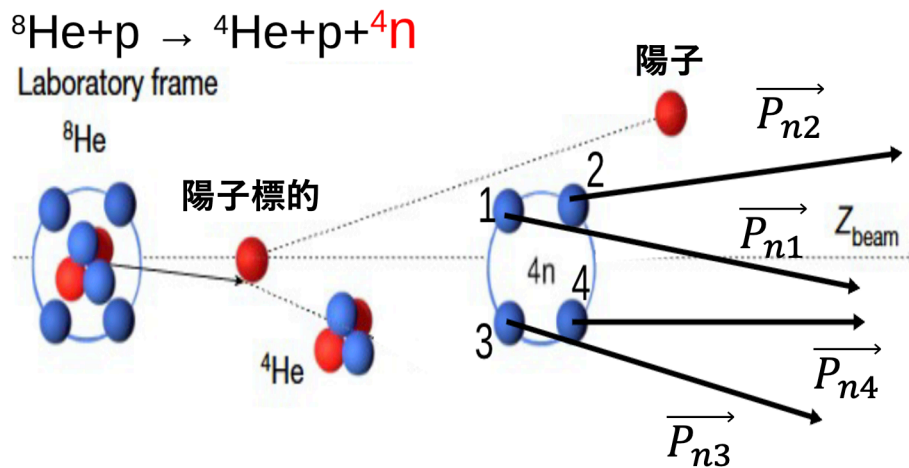


図 2.2 不変質量法を表した図。各中性子の運動量及びエネルギーを測定することにより、多中性子系の質量を算出している。

第3章

実験装置の原理

3.1 新型中性子検出器 NEOLITH の目的

図 3.1 は従来の中性子検出器に対して中性子が入射したときの様子を表している。中性子がプラスチックシンチレータに対して入射されると、中性子とプラスチック内の炭素及び水素が散乱を引き起こし、反跳陽子が外部へ叩き出される。この際 1 個の中性子のみを入射した場合でも、中性子や反跳陽子によって散乱が引き起こされ、複数の検出器において信号が確認される場合がある。このような 1 中性子による複数信号の発生はクロストークと呼ばれている。従来の中性子検出器ではクロストークによる信号と複数の中性子による信号を識別することが困難であり、その結果バックグラウンド事象が増大してしまう問題があった。この様な原因から複数の中性子の同時観測が要求される不変質量法には従来の検出器は適しておらず、新型中性子検出器を開発する要請が生じた。

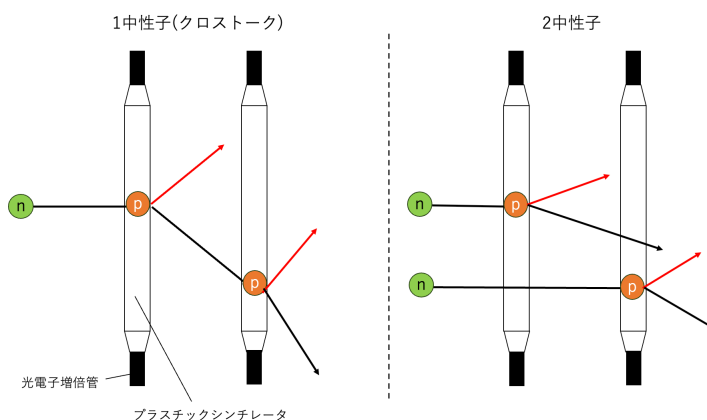


図 3.1 従来の中性子検出器。左図は 1 個の中性子が複数検出器において信号を発生させている様子 (クロストーク) を表している。一方で右図は複数の中性子が検出器に入射した際の様子を表している。従来の検出器ではこれらを識別することは困難である。

そこで開発が進められているのが図 3.2, 図 3.3 に示された新型中性子検出器 NEOLITH である。NEOLITH は従来の中性子検出器とは異なりプラスチックシンチレータの間にドリフトチェンバーが挿入されている。ドリフトチェンバーはプラスチックシンチレータから叩き出された反跳陽子の軌跡を追跡する役割を果たしており、得られた反跳陽子の軌跡は中性子の飛跡を再構築することを可能にしている。すなわち中性子の軌跡を知ることによって図 3.2 のようにクロストークと複数の中性子による信号を識別することが容易になると期待されている。

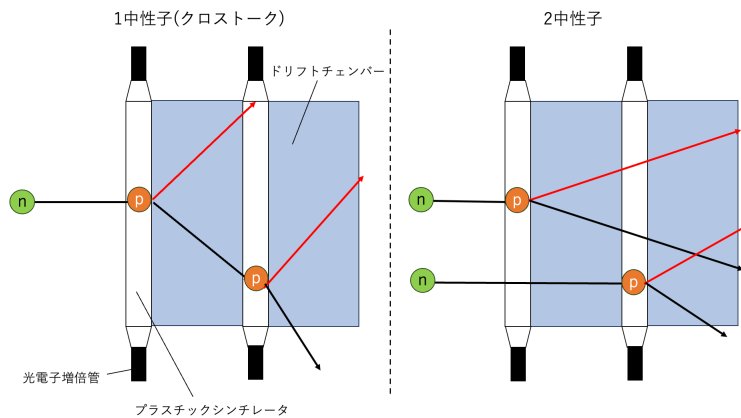


図 3.2 新型中性子検出器 Neolith。ドリフトチェンバー内を通過する陽子の軌跡を検出することにより、中性子の軌跡を再構築することが可能となっている。また、中性子の軌跡を再構築することで、クロストークと複数中性子による信号を区別することが容易になっている。

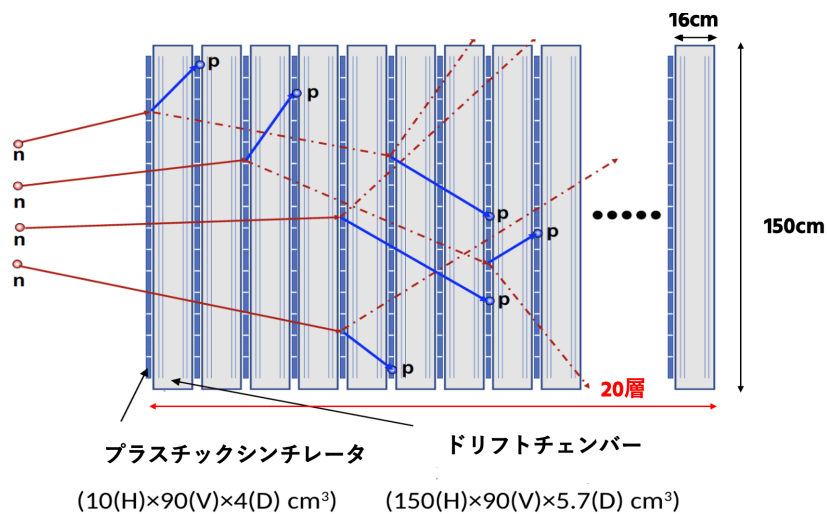


図 3.3 NEOLITH の上面図。プラスチックシンチレータとドリフトチェンバーを交互に 20 層重ね合わせた構造になっている。

3.2 NEOLITH の原理

3.2.1 中性子検出部の構造

中性子検出部は図 3.4 に示されているように光電子増倍管 (PMT)、ライトガイド、プラスチックシンチレータの 3 部品から構成されている。また、プラスチックシンチレータ側面は遮光シートで覆われている。

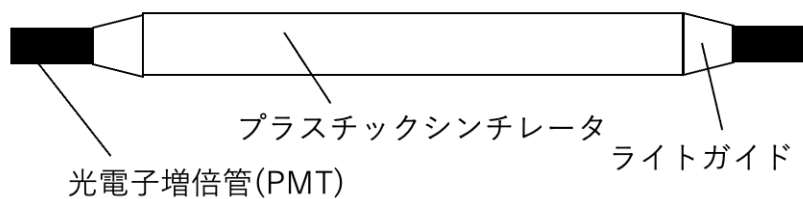


図 3.4 中性子検出部の構成図。

中性子検出部は主にプラスチックシンチレータ、光電子増倍管 (PMT)、ライトガイドから構成されている。

3.2.2 中性子検出部の原理

プラスチックシンチレータの原理

中性子は電荷を持たない粒子であるため、検出器で直接観測することは困難である。そこで中性子の観測にはプラスチックシンチレータが用いられることが一般的である。プラスチックシンチレータに対して中性子が入射されると、強い相互作用により中性子とプラスチックシンチレータ中の炭素原子や水素原子は以下のような核反応を起こす。



反応 (3.1),(3.3) は弾性散乱であり、反応 (3.2) は準弾性散乱である。

また、反応 (3.1),(3.2) は荷電粒子である陽子を放出する反応である。この反応によって生じた陽子が電磁相互作用によって放出するシンチレーション光を検出することで間接的に中性子を観測することが可能である。一方で反応 (3.3),(3.4),(3.5) は検出することが不可能であるため、位置分解能を悪化させる原因となっている。

また図 3.5 は中性子と炭素 ^{12}C 及び水素 H の反応における中性子のエネルギーと反応断面積の関係を表した図である。横軸が入射する中性子のエネルギー (MeV) を表しており、縦軸が反応断面積を表している。この図を見ると理研 RIBF での実験における中性子のエネルギー 50MeV~300MeV の領域においては、(3.1),(3.2) の陽子を放出する反応が支配的な反応であることがわかる。

すなわち理研 RIBF における多中性子系の観測では、プラスチックシンチレータを用いることにより、位置分解能の悪化を抑えて中性子の検出を行うことが可能であると結論づけられる。

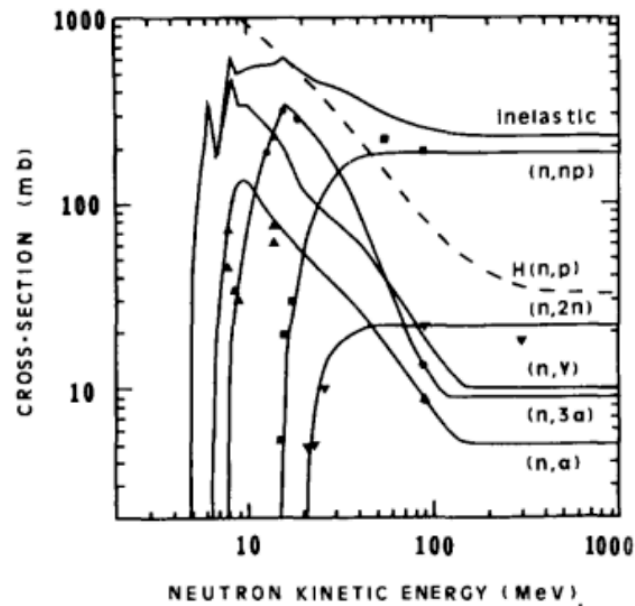


図 3.5 中性子と炭素 ^{12}C 及び水素 H の反応における中性子のエネルギーと反応断面積の関係を示した図。

横軸は中性子のエネルギー、縦軸は反応断面積を表している。また実線は Cecil らによるモンテカルロシミュレーションに用いられている反応断面積であり、点線は中性子と ^{12}C の非弾性散乱における実際の反応断面積である。

光電子増倍管 (PMT) の原理

図 3.6 は光電子増倍管 (PMT) の構造図である。光電子増倍管はガラス管に封じられた真空管であり、主に光電面、集束電極、電子増倍管部、陽極から構成されている。

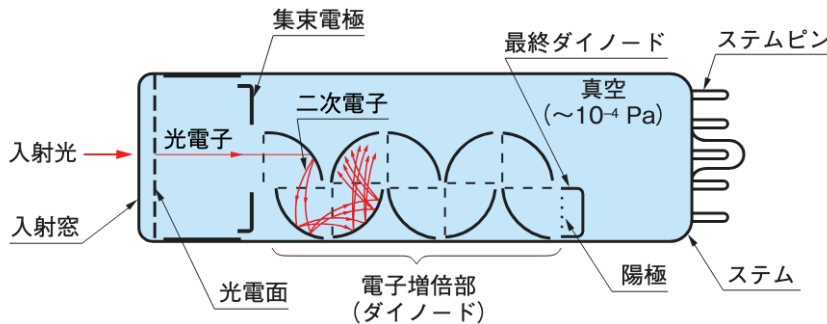


図 3.6 光電子増倍管の構造図。

主に光電面、集束電極、電子増倍管部、陽極から構成されている。[4]

まず陽子の電磁相互作用によって生じたシンチレーション光がガラス窓を通じて光電子増倍管内の光電面に到達する。すると入射した光子の光子エネルギーを吸収することにより光電面内の電子が励起され、真空中に光電子が放出される。(外部光電効果)

放出された光電子は集束電極によって加速され、電子増倍部のダイノードに衝突する。すると図 3.7 の様に二次電子がダイノード表面から放出される。1 個の一次電子から δ 個の二次電子が放出される場合、 n 回の衝突を繰り返した結果生じる電子の個数 μ は

$$\mu = \delta^n \quad (3.6)$$

となる。この際 δ は二次電子放出比、 μ はゲインと呼ばれる値である。

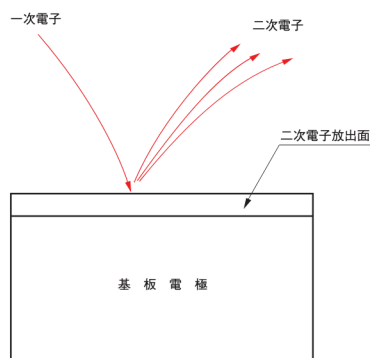


図 3.7 ダイノード表面に電子が衝突した際の様子。

ダイノードに電子が衝突することにより、多数の二次電子が放出される。[4]

二次電子放出比 δ は図 3.8 に示されたように、一次電子の加速電圧と二次電子放出材料の種類によって決定付けられる。

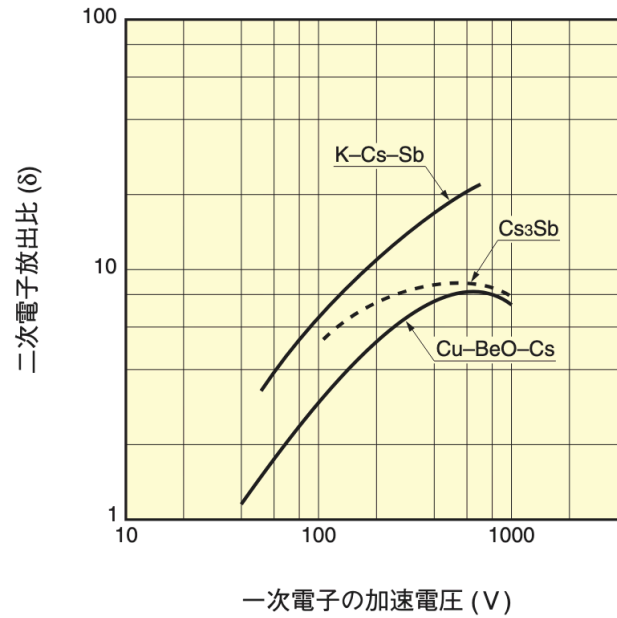


図 3.8 二次電子放出材料と二次電子放出比の関係を表した図。
横軸は一次電子の加速電圧、縦軸は二次電子放出比を表している。[4]

実際の光電子増倍管では最終的に電子の個数が $10^6 \sim 10^7$ 倍にまで増幅され、陽極によって取り出されることで中性子を間接的に検出している。

3.2.3 ドリフトチェンバーの構造

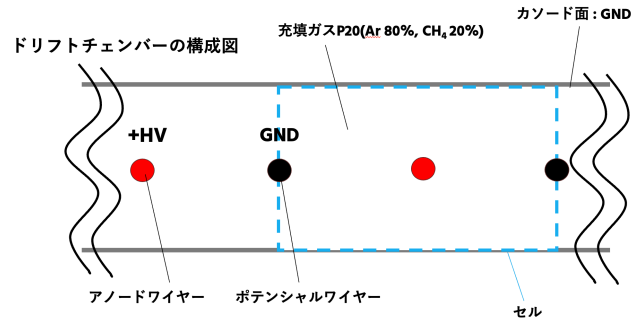


図 3.9 ドリフトチェンバーの構成図。
赤、黒の点がそれぞれアノードワイヤー、ポテンシャルワイヤーを表しており、内部には混合ガスが充填している。

図 3.9 はドリフトチェンバーの内部を表した図である。ドリフトチェンバー内部には多数のワイヤーが張り巡らされており、それらのワイヤーは主にアノードワイヤー、ポテンシャルワイヤーの2種類に大別される。アノードワイヤーには +HV が印加されており、ポテンシャルワイヤー、カソード面は接地されている。すなわち、アノードワイヤーとポテンシャルワイヤー、カソード面間に電圧勾配が加わることでドリフトチェンバー内に電場が生じている。また、ドリフトチェンバー内にはアルゴン (Ar)80%, メタン (CH4)20% から構成される混合ガス P20 が充填されている。

図 3.10 はアノードワイヤー近傍の等電位面を表した図である。アノードワイヤーは図 3.10 の中央に位置しているが、その周囲に等電位面が密集して描かれている。この様子からアノードワイヤー近傍には非常に強い電場が生じていることが分かる。

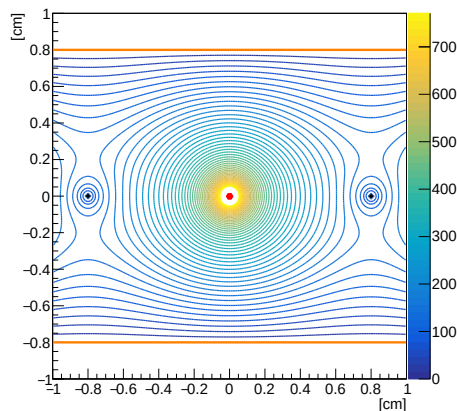


図 3.10 アノードワイヤー近傍の等電位面を表した図。
図中央の赤い部分がアノードワイヤーの位置に対応している。

3.2.4 ドリフトチェンバーによる荷電粒子の観測

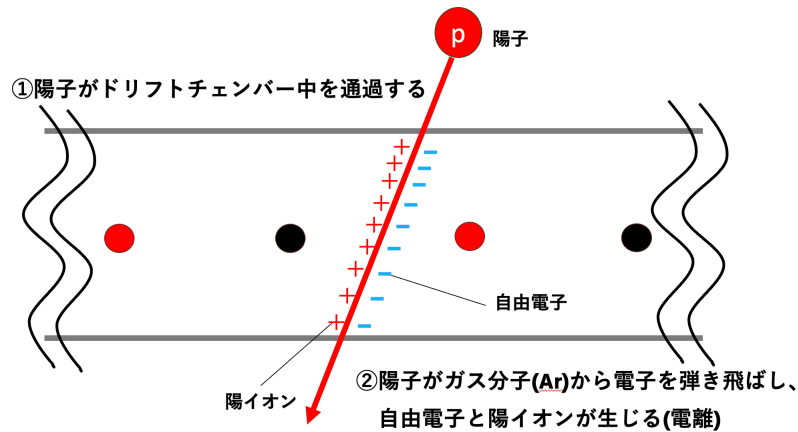


図 3.11 ドリフトチェンバー内を陽子が通過した際の様子。
陽子は充填ガス中の Ar 原子から電子を弾き飛ばす。

図 3.11 はドリフトチェンバー内を陽子が通過した際の様子を表している。ドリフトチェンバー中を通過した陽子は、ガス原子 (Ar) と衝突しそれらを電離させることで陽イオンと自由電子のペアが生成される。

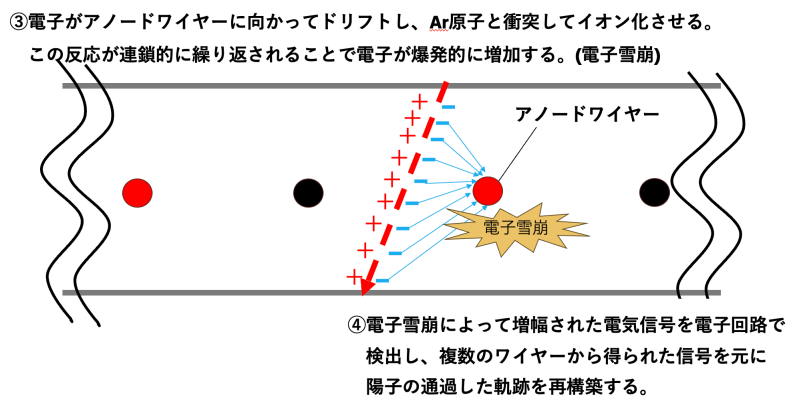


図 3.12 生じた自由電子がアノードワイヤーへ向かってドリフトする様子。
自由電子はアノードワイヤー近傍の強い電場によって加速され、周囲のガス原子を連鎖的に電離する。その結果電子雪崩が発生し、信号が増幅される。

図 3.12 はドリフトチェンバー内の電場によって、自由電子がアノードワイヤーへドリフトする様子を描いている。アノードワイヤー近傍は電場が非常に強いため、ドリフトしてきた電子が加速され、周囲のガス原子と衝突を繰り返す。その結果、自由電子の数が爆発的に増加し (電子雪崩)、信号が増幅される。

図 3.13 はアノードワイヤーの太さを $25\mu\text{m}$, 印加電圧を 1600V とし、混合ガスを $\text{Ar}:\text{CH}_4=90:10$ から成るガスであるとした際の電子のドリフト及び電子雪崩の様子を表している。

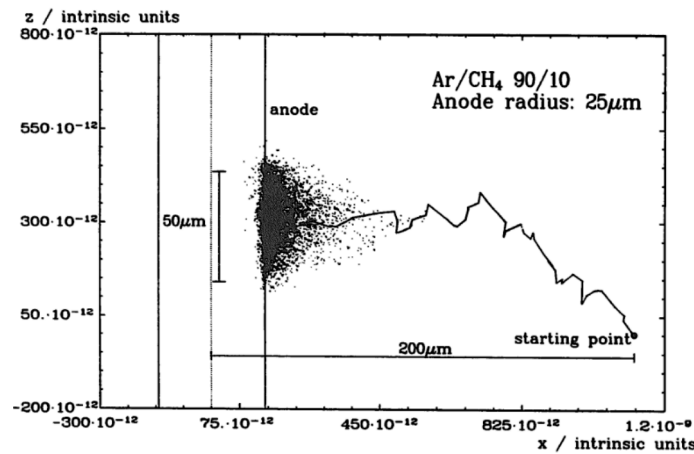


図 3.13 $\text{Ar}:\text{CH}_4=90:10$ から成る混合ガス中において電子がドリフトする様子を表した図。実線は混合ガス中をドリフトする電子の軌跡を表しており、点は電子雪崩が生じた位置を示している。[6]

また図 3.14 はアノードワイヤー近傍における電子雪崩の様子を表している。一次電子がアノードワイヤーに対してドリフトすると、やがてアノードワイヤー近傍で電子雪崩が発生する。このとき電子はアノードワイヤーへ向けてドリフトする一方で、生じた陽イオンはポテンシャルワイヤーやカソードに対してドリフトする。その結果、電子雪崩は e に示された様に液滴状に成長する。

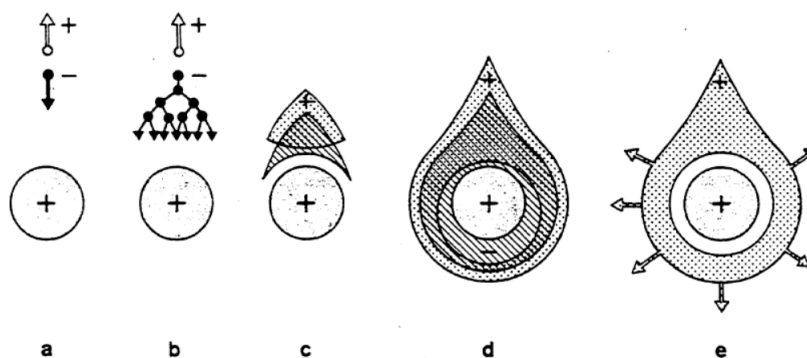


図 3.14 アノードワイヤー近傍における電子雪崩の様子を表した図。[5]

電子雪崩によって増幅された信号を電子回路で読み取り、陽子の軌跡を追跡することによって、中性子の軌跡を再構築することが可能になっている。

第 4 章

ドリフトチェンバーの開発

4.1 新型中性子検出器 NEOLITH における高電圧源ノイズの影響

4.1.1 PMT に用いられる 2 種類の電圧源

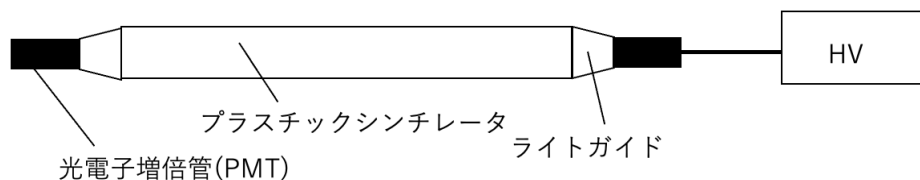


図 4.1 PMT に接続された高電圧源を示した図

光電子増倍管を正常に動作させるためには、光電子増倍管に対して高電圧源 (おおよそ 500V~2000V) を接続する必要がある。そこで今回の実験では PMT の高電圧源候補である 2 種類の高電圧源 (CAEN SY4527LC, Fluke) について、それぞれのノイズレベルを測定するとともに、それらの性能評価を行った。

図 4.2 は CAEN SY4527LC 及び Fluke の写真である。左図の CAEN4527LC は各 ch ごとに電流を作成する高電圧源であり、それぞれの ch に対して最大 1mA の電流を流すことが可能である。一方で Fluke は最大 30mA の大電流を作成し、それをディストリビューターによって各 ch に分配する方式の高電圧源である。また、1ch あたりに流すことが可能な電流は 2.5mA である。

表 4.1 2つの高電圧源の違い

CAEN SY4527LC	Fluke
各 ch に対して電流を作成する	大電流を作成し分配器で分配する
1ch あたりの最大電流は 1mA	1ch あたりの最大電流は 2.5mA

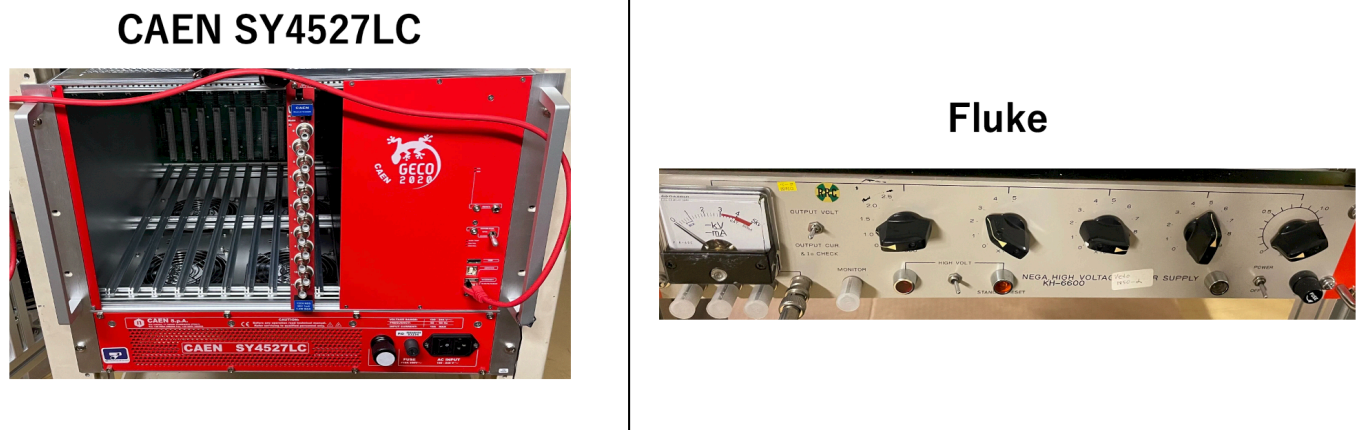


図 4.2 CAEN SY4527LC 及び Fluke の写真

4.1.2 セットアップ

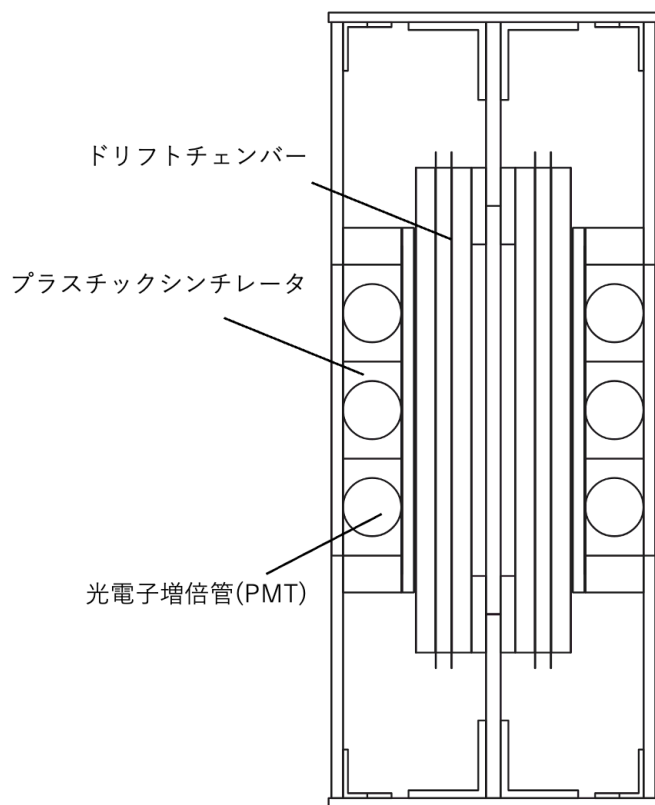
図 4.3 は今回のノイズ測定に用いられる小型の中性子検出器 Neolith-s である。左図は Neolith-s の側面図を表しており、右図は Neolith-s の材料リストである。

図 4.3 に示されているように Neolith-s は上流側、下流側それぞれ 3 つずつ計 6 つのプラスチックシンチレータの間にドリフトチェンバーが挿入されている。

またプラスチックシンチレーターの両端に取り付けられた計 12 個の光電子増倍管にはそれぞれ E101~E106, E201~E206 の番号が割り振られており、高電圧源を用いて図 4.2 の HV を印加する。

PMT	HV(V)		
E101	-1174	E104	-1165
E102	-1065	E105	-1500
E103	-1358	E106	-1410
E201	-1360	E204	-1045
E202	-1385	E205	-1465
E203	-1350	E206	-1275

表 4.2 各 PMT に印加する HV の値



#	material	data_material file name	thickness (cm)	distance (cm)	misc.
End of the converter scintillator section					0.0000
5.2010 1	vinylchloride	vinylchloride.dat	0.005	0.0050	
2	air	air.dat	1.492	1.4970	
3	Al	aluminum.dat	0.004	1.5010	
4	GFRP	G10_FR4.dat	0.02	1.5210	
5	air	air.dat	2.00	3.5210	
6	GFRP	G10_FR4.dat	0.02	3.5410	
7	FR4	G10_FR4.dat	0.03	3.5710	
8	Cu	Cu.dat	0.0018	3.5728	Cathode
9	Ar	Ar.dat	1.27712	4.8499	Ar in P20
10	CH4	CH4.dat	0.31928	5.1692	CH4 in P20
11	Cu	Cu.dat	0.0018	5.1710	Cathode
12	FR4	G10_FR4.dat	0.03	5.2010	
13	GFRP	G10_FR4.dat	0.02	5.2210	
14	air	air.dat	2.00	7.2210	
15	GFRP	G10_FR4.dat	0.02	7.2410	
16	Al	aluminum.dat	0.004	7.2450	
17	air	air.dat	4.5	11.7450	
18	Al	aluminum.dat	0.004	11.7490	
19	GFRP	G10_FR4.dat	0.02	11.7690	
20	air	air.dat	2.00	13.7690	
21	GFRP	G10_FR4.dat	0.02	13.7890	
22	FR4	G10_FR4.dat	0.03	13.8190	
23	Cu	Cu.dat	0.0018	13.8208	Cathode
24	Ar	Ar.dat	1.27712	15.0979	Ar in P20
25	CH4	CH4.dat	0.31928	15.4172	CH4 in P20
26	Cu	Cu.dat	0.0018	15.4190	Cathode
27	FR4	G10_FR4.dat	0.03	15.4490	
28	GFRP	G10_FR4.dat	0.02	15.4690	
29	air	air.dat	2.00	17.4690	
30	GFRP	G10_FR4.dat	0.02	17.4890	
31	Al	aluminum.dat	0.004	17.4930	
32	air	air.dat	1.492	18.9850	
33	vinylchloride	vinylchloride.dat	0.005	18.9900	
34	plastic	plastic.dat	6.0	24.9900	

図 4.3 Neolith-s の側面図と材料リスト

図 4.4 はノイズ測定に用いたブロックダイアグラムを表している。ここで本研究で用いられている主要なモジュールについて説明する。

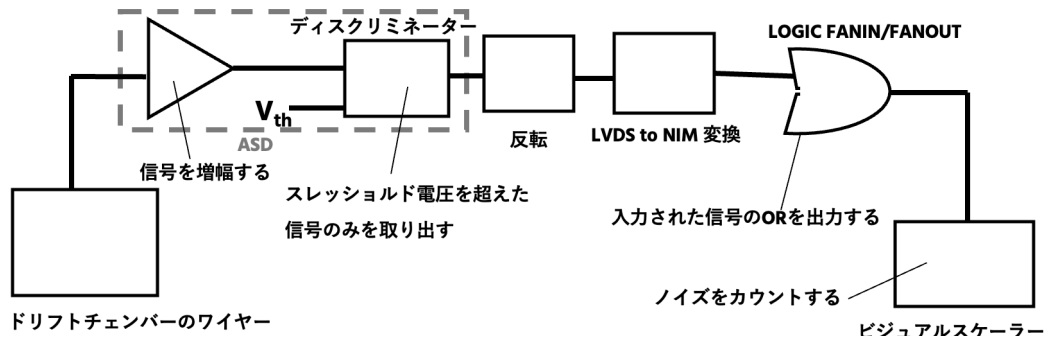


図 4.4 ノイズ測定に用いたブロックダイアグラム

ディスクリミネーター

ノイズを除去するとともに、波高分別を行うモジュール。スレッシュホールド電圧 V_{th} を設定することができ、入力された信号がスレッシュホールド電圧を超えた場合に一定時間のパルスが出力される。

オペアンプ

オペアンプは入力信号からノイズを取り除く役割を果たすとともに、入力された信号をより大きな信号に増幅することができるモジュールである。また、ASD はオペアンプに加え上記のディスクリミネータから構成されている。

ビジュアルスケーラー

入力された信号の回数をカウントして表示するモジュール。今回の実験ではビジュアルスケーラーを用いてノイズレベルを測定した。

今回のノイズ測定ではドリフトチェンバーのワイヤーから出力された信号がオペアンプによって増幅され、ディスクリミネータによって一定の閾値（スレッシュホールド電圧）を超えた場合にパルスが出力される。その後出力された信号は LOGIC FANIN/FANOUT によって論理積がとられ、その信号をビジュアルスケーラーでカウントすることでノイズを測定することが可能となっている。

4.1.3 結果

2種類の高電圧源 (CAEN SY4527LC,Fluke) によるノイズの比較

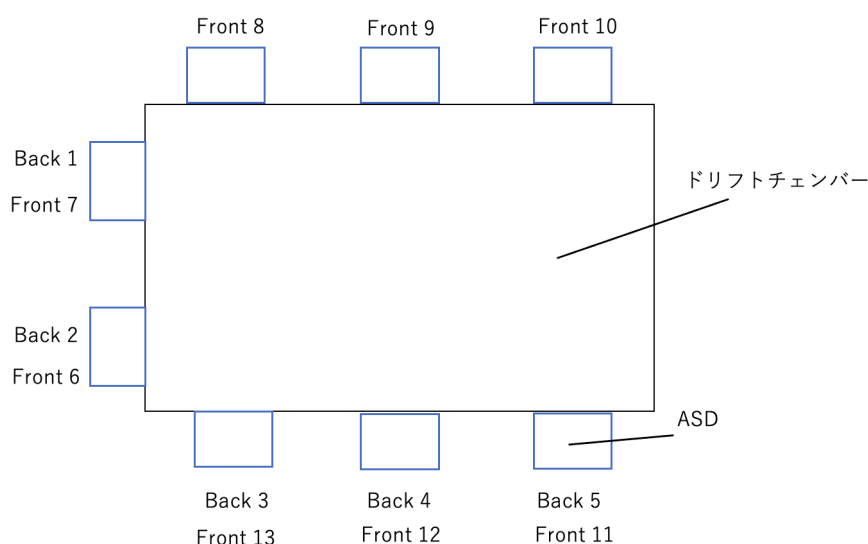


図 4.5 上流側のドリフトチェンバーに取り付けられた ASD の様子

図 4.5 はドリフトチェンバーを上流側から見た際に、ドリフトチェンバーに取り付けられている ASD カードの番号を表している。それぞれの ASD カードに対して上 8ch, 下 8ch 各々の OR をとったものをビジュアルスケーラーに入力し、ノイズレベルをモニターした。

ディスクリミネーターのスレッシュホールド電圧を $V_{th} = 1V$ とし、ワイヤーチェンバーの上流側に HV1kV を印加して、高電圧源として Fluke を使用するとノイズは以下の様な結果が得られた。なお、特に顕著にノイズが見られた ASD カードは ASD No.3 と No.4 であったので、それらについてノイズの様子をビジュアルスケーラでモニタした。

ASD Card	ch8~ch15	ch0~ch7
No.3	13.61(Hz)	0.13
No.4	5.54	47.47

表 4.3 Fluke を用いた際のノイズの様子

次に高電圧源を Fluke から CAEN SY4527LC へ変更し、再度 ASD カード No.3, No.4 のノイズをモニターすると以下のような結果が得られた。

ASD Card	ch8~ch15	ch0~ch7
No.3	7.46(Hz)	0.06
No.4	2.34	21.98

表 4.4 CAEN SY4527LC を用いた際のノイズの様子

表 4.3 と表 4.4 を比較すると、高電圧源として CAEN SY4527LC を用いた場合のノイズは Fluke を用いた場合のノイズと比較して減少していることが結論づけられる。

CAEN クレートを Neolith-s に対して近づけた場合におけるノイズの変化

CAEN のクレートの位置を変化させた際、CAEN のクレートを Neolith-s に対して上流側から近づけると、ノイズが減少する兆候が見られたので実際にノイズをモニターした。その結果、表 4.4 と 4.5 を比較すると、クレートを Neolith-s の上流側に近づけた際の方がそうでない場合と比較してノイズが減少している結果が得られた。

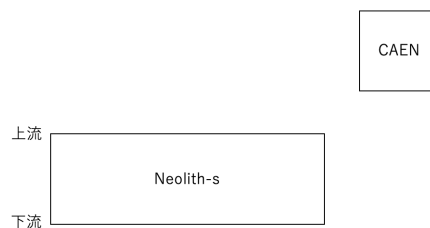


図 4.6 Neolith-s と CAEN クレートの位置関係 (移動前)

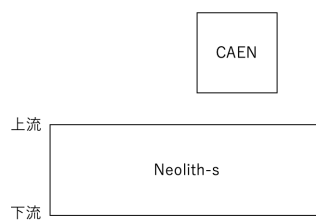


図 4.7 Neolith-s と CAEN クレートの位置関係 (移動後)

ASD Card	ch8~ch15	ch0~ch7
No.3	3.84(Hz)	0.01
No.4	1.01	17.63

表 4.5 CAEN SY4527LC を用いた際のノイズの様子 (クレート移動後)

スレッシュホールド電圧を変化させた際のノイズの様子

先ほどの条件下でディスクリミネーターのスレッシュホールド電圧を 0.8V から 1.1V まで変化させた際のノイズの様子をモニターすると以下の様な結果が得られた。

ASD Card	ch8~ch15	ch0~ch7
No.3	127.28(Hz)	13.24
No.4	86.81	237.39

表 4.6 $V_{th} = 0.800V$

ASD Card	ch8~ch15	ch0~ch7
No.3	83.59(Hz)	5.02
No.4	65.99	194

表 4.7 $V_{th} = 0.825V$

ASD Card	ch8~ch15	ch0~ch7
No.3	48.15(Hz)	2.11
No.4	27.5	109.3

表 4.8 $V_{th} = 0.850V$

ASD Card	ch8~ch15	ch0~ch7
No.3	38.07(Hz)	1.16
No.4	8.32	60.25

表 4.9 $V_{th} = 0.875V$

ASD Card	ch8~ch15	ch0~ch7
No.3	25.62(Hz)	0.44
No.4	3.11	36.47

表 4.10 $V_{th} = 0.900V$

ASD Card	ch8~ch15	ch0~ch7
No.3	1.05(Hz)	0
No.4	0.03	2.34

表 4.11 $V_{th} = 1.025V$

ASD Card	ch8~ch15	ch0~ch7
No.3	0.26(Hz)	0.02
No.4	0	1.01

表 4.12 $V_{th} = 1.050V$

ASD Card	ch8~ch15	ch0~ch7
No.3	0.07(Hz)	0.01
No.4	0	0.11

表 4.13 $V_{th} = 1.100V$

Card No.3,4 の ch0~7,8~15 についてスレッシュホールド電圧の値とノイズの関係を図にすると以下の様な結果が得られた。なお横軸はスレッシュホールド電圧 (V), 縦軸はノイズ (Hz) を表している。

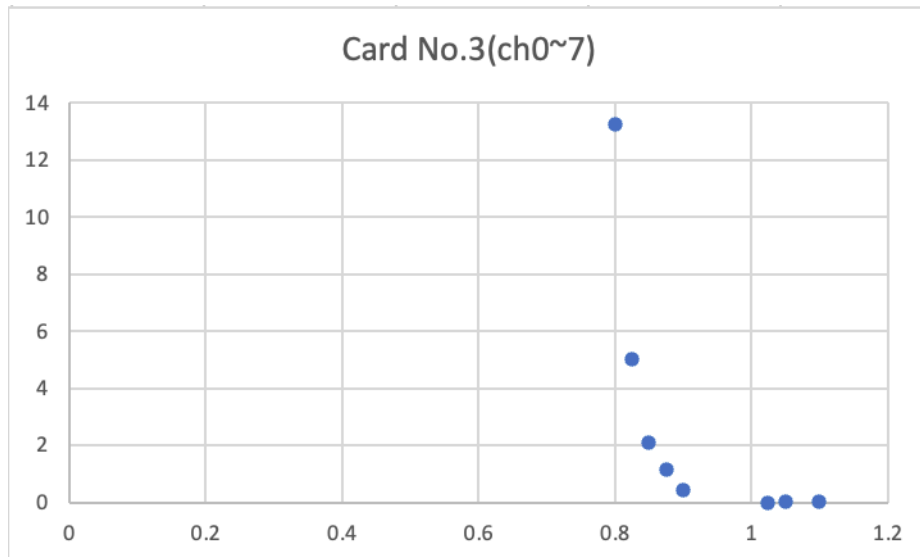


図 4.8 Card No.3 の ch0~7 におけるスレッシュホールドとノイズの関係

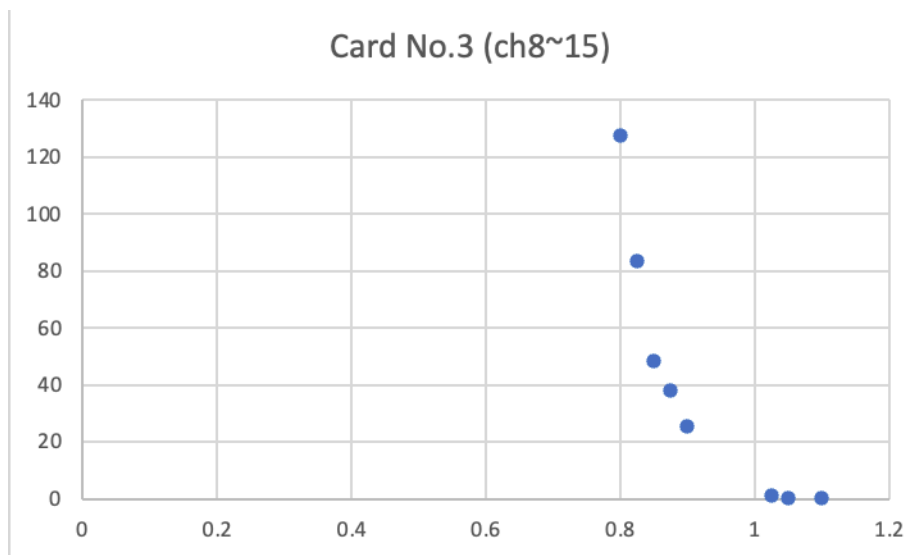


図 4.9 Card No.3 の ch8~15 におけるスレッシュホールドとノイズの関係

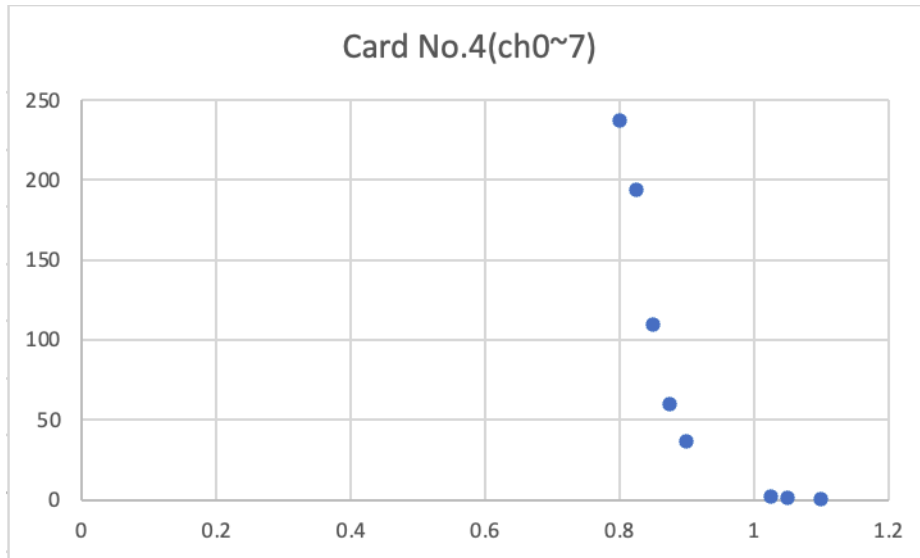


図 4.10 Card No.4 の ch0~7 におけるスレッシュヨルドとノイズの関係

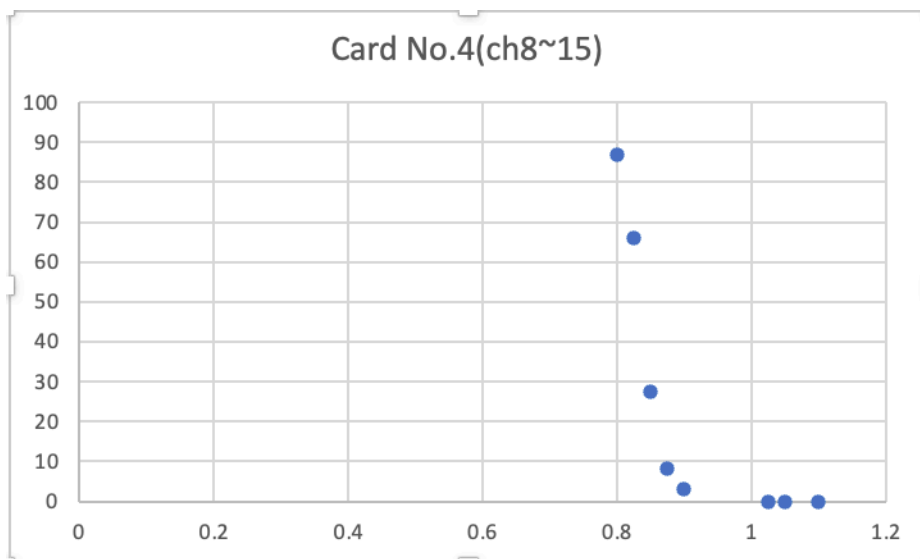


図 4.11 Card No.4 の ch8~15 におけるスレッシュヨルドとノイズの関係

4.2 ドリフトチェンバー用読み出し回路 ASAGI ASD カードのテスト

4.2.1 ASAGI ASD カードのデザインと性能

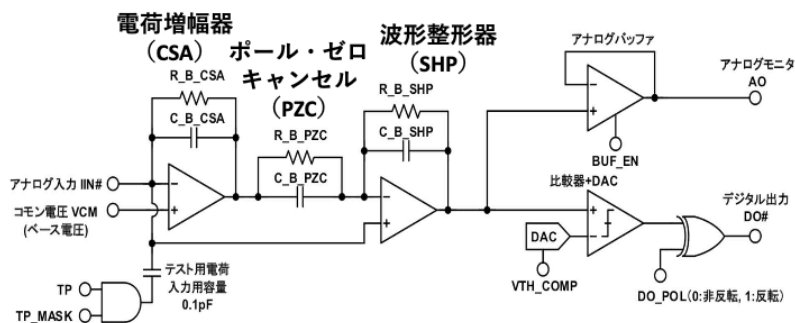


図 4.12 ASAGI ASD 回路 1ch 分の回路図 [7]

図 4.12 は ASAGI ASD 回路 1ch 分の回路図である。電荷増幅器 (CSA)、ポールゼロキャンセル (PZC) 部には $250\text{k}\Omega$ の抵抗が 4 個、 250fF のコンデンサーが 8 個搭載されている。また波形整形器 (SHP) には $15\text{k}\Omega$ の抵抗が 4 個、 250fF のコンデンサーが 8 個搭載されている。

接続する抵抗数及びコンデンサー数はそれぞれ 4,8 通りに変更することができる。抵抗、コンデンサーの接続数を調整して時定数を変更することにより電気信号の増幅量や波形の整形時間を変化させることが可能である。

電荷増幅器やポールゼロキャンセル、波形調整器の抵抗、コンデンサーを調整したことによる具体的な出力信号の変化は以下に列挙する通りである。

- 電荷増幅器の R に対してポールゼロキャンセルの R が大きい場合、出力信号が増幅される。
- 電荷増幅器とポールゼロキャンセルの R が等しい場合には同じ増幅率の波形が出力される。
- 波形増幅器の R が大きく成ると信号が増幅される。
- 波形増幅器の C が大きく成ると、信号の波高が小さくなり、信号幅が広がる。

図 4.13 は ASAGI ASD 回路の写真である。
写真の Input の部分をドリフトチェンバーに接続し、Test pulse input の部分にはファンクションジェネレーターを接続することでテスト信号を入力する。また Analog output には LEMO ケーブルを接続し、1 つの ch を選んで出力できる。ASD power は電源に接続し、電圧は 5.0V に設定する。

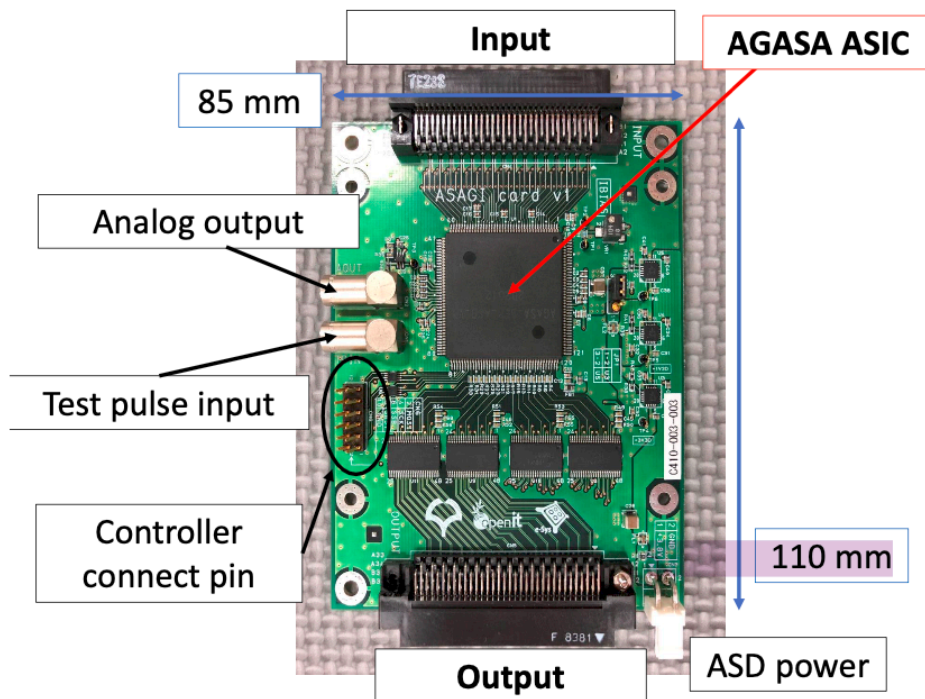


図 4.13 ASAGI ASD 回路の写真 [7]

4.2.2 結果

プラスチックシンチレータ部に放射線源を設置し、その応答をオシロスコープによって観察した。

その結果図 4.14 にあるような波形が最も多く観察された。最初に観察される 900mV 前後の急峻なピークはドリフトチェンバー内を荷電粒子が通過した際に混合ガスとの電磁相互作用によって生じた自由電子がアノードワイヤーへドリフトすることで生じる誘導電流だと考えた。また尾を引くような波形は荷電粒子と混合ガスとの電磁相互作用により自由電子とともに生じた実イオンが観察されていると考えられる。

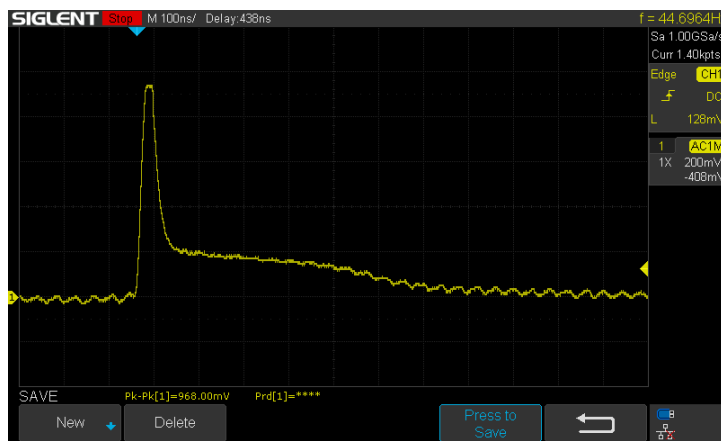


図 4.14 オシロスコープの様子 1.

また図 4.15 の様に、鋭いピークが現れる直前、特徴的な角ばった波形が観察されることもあった。

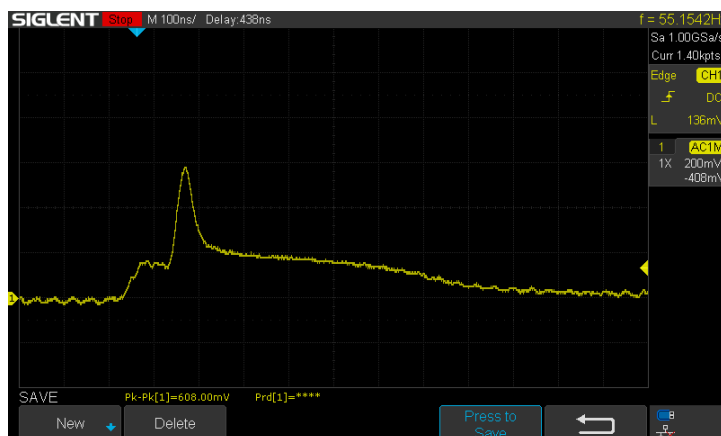


図 4.15 オシロスコープの様子 2.

第5章

まとめと今後の展望

本研究では新型中性子検出器 Neolith の小型機である Neolith-s に用いられる光電子増倍管に接続する2種類の高電圧源 (Fluke, CAEN SY4527LC) によるノイズ状況の違いについて調査した。その結果 CAEN SY4527LC を光電子増倍管の高電圧源として使用した方が Fluke を使用した場合と比較してノイズが減少することが結論づけられた。CAEN クレートと Neolith-s との位置関係によるノイズ状況の変化については、CAEN クレートを Neolith-s の上流側に接近させた場合にノイズが減少傾向にあった。またディスクリミネーターのスレッシュホールド電圧とノイズの関係について把握することができた。

今後は現在理研 RIBF 内に設置されている Neolith-s に加えて、新たに2号機以降の作成が計画されている。Neolith の作成に伴い不変質量法による多中性子系の探索が進展し、未だに解明されていないテトラニュートロン以上の多中性子系の性質が明らかになることが期待されている。

参考文献

- [1] 中村隆司 著, 「不安定核の物理 中性子ハロー・魔法数異常から中性子星まで」, 共立出版 (2016).
- [2] K. Kisamori et al., Phys. Rev. Lett. 116, 052501 (2016).
- [3] M. Duer et al., Nature (London) 606, 678 (2022).
- [4] 浜松ホトニクス株式会社 編集委員会, 光電子増倍管ーその基礎と応用ー
- [5] F.Sauli 著, 「Principle Of Operation Of Multiwire Proportional And Drift Chamber」, CERN (1997).
- [6] J Groh et al., Nucl. Instr. and Meth. A 293, 537 (1990).
- [7] 山本勇次, 修士論文, 大阪大学 (2023).