

平成 22 年度修士論文

中性子過剰核 $^{20-22}\text{N}$ の
インビーム 線核分光



田中 直樹

学籍番号 : 09M01208

東京工業大学 理工学研究科
基礎物理学専攻 中村研究室

2011年2月7日

概要

中性子過剰核 ^{21}N およびその近傍の窒素同位体の束縛励起状態を探ることにより、 $N=14$ のシェルギャップについての研究を行った。酸素同位体 ^{22}O においては、 $N=14$ のシェルギャップが大きくなっていることが実験的に確認され、中性子過剰領域に現れる新魔法数として注目されている。一方、同中性子数核 ^{20}C においては $N=14$ のシェルギャップが ^{22}O に比べ小さくなっていることが報告されている。そこで我々は ^{22}O 、 ^{20}C の間に位置する ^{21}N 、およびその近傍核 $^{20,22}\text{N}$ における励起準位探ることにより、 $N=14$ シェルギャップの変化を調べる研究を行った。本実験では、理化学研究所の不安定核ビームライン RIPS において中性子過剰核 $^{21,22}\text{N}$ ビームを生成し、液体水素標的を用いた反応実験を行った。 $^{21,22}\text{N}$ ビームを用いて陽子非弾性散乱および、1または2個の中性子ノックアウト反応を引き起こし、 $^{20-22}\text{N}$ の励起状態を生成した。標的周りに設置された4層48本のNaIシンチレータ群を用い、励起状態における $^{20-22}\text{N}$ の脱励起時の γ 線を検出し、束縛励起準位を探索した。またドリフトチェンバーを用い、崩壊前後の荷電粒子における運動量ベクトルを高い分解能で測定し、その散乱角度を導出した。 ^{20}N においては、 $^{22}\text{N}, ^{21}\text{N}$ からのノックアウト反応における断面積の比などを用いて、低励起準位のスピン・パリティを特定し、以前の実験で知られていたレベルスキームと異なる結果を得た。 ^{21}N においては、陽子非弾性散乱により得た γ 線スペクトルから新ピーク 815keV を発見し、測定された断面積と DWBA 計算の比較から新たなレベルスキームを得た。これにより、第一、第二励起準位のエネルギーとそのスピン・パリティを初めて同定した。 ^{22}N においては2つの束縛励起準位を確認したが、統計が少ないため準位の特定には至らなかった。本実験で求めた $^{20-22}\text{N}$ のレベルスキームから同中性子数を持つ原子核間で比較することで炭素同位体 $^{19-21}\text{C}$ における $N=14$ シェルギャップについて議論を行い、その軌道間の相互作用を定性的に理解した。

Abstract

We have studied the change of N=14 shell gap in the neutron rich nitrogen isotopes $^{20-22}\text{N}$ by in-beam gamma-ray spectroscopy of the radioactive beams at intermediate energies. For neutron-rich nuclei, many unique features, such as disappearance of magic numbers and appearance of new magic numbers, are reported by theoretical and experimental studies. For instance, for ^{22}O , the evolution of N=14 shell gap was confirmed from the high excitation energy of the first 2^+ state. On the other hand, the weakened N=14 shell gap was reported for the isotone ^{20}C as the first 2^+ energy is not as high as that of ^{22}O . In order to understand the change of N=14 shell gap, we investigated the low-lying excited states of ^{21}N , which is located between ^{22}O and ^{20}C , and its neighboring nuclei $^{20,22}\text{N}$.

In the experiment, secondary beams of $^{21,22}\text{N}$ were produced at the radioactive beam line RIPS at RIKEN, and bombarded the Liquid hydrogen target. The excited states of $^{20-22}\text{N}$ were produced by proton inelastic scattering, and one or two-neutron removal reaction. The gamma-rays from the excited $^{20-22}\text{N}$ were observed by the 48 NaI scintillator array(DALI) surrounding the reaction target.

In this experiment, several γ -ray transitions from excited ^{20}N and ^{21}N were observed, which were used to extract the level scheme of these nuclei. For ^{20}N , the spin and parity of the three excited states were identified by the difference of the cross section between one-neutron removal from ^{21}N and two-neutron removal from ^{22}N for the first time. For ^{21}N , the new gamma-ray transition with $E_\gamma=815\text{eV}$ was observed from proton inelastic scattering of ^{21}N and the first and second excited states were identified by comparing the data with the DWBA calculation. The three new weak peaks from ^{22}N were observed, but due to the lack of the number of events, clear conclusions on the transitions were not drawn. Comparing N=14 shell gap of $^{20-22}\text{N}$ with isotones, the change of N=14 shell gap from O-C isotones are discussed in order to understand the interactions among orbits.

目次

第1章	序	1
1.1	N=14のシェルギャップ	3
1.2	$^{20-22}\text{N}$ の励起準位	8
第2章	実験概要	13
2.1	不安定核ビームの生成	13
2.1.1	一次ビーム、一次標的	13
2.1.2	二次ビーム	15
2.2	反応後の荷電粒子	16
2.3	二次ビーム測定系	17
2.3.1	サイクロトロンの加速タイミング (RF)	17
2.3.2	プラスチックシンチレータ (F2Pla)	17
2.3.3	シリコン半導体 (F2SSD)	17
2.3.4	Parallel Plate Avalanche Counter (F1PPAC, F2PPAC)	18
2.3.5	二次ビーム用ドリフトチェンバー NDC1, NDC2	19
2.4	二次標的 (Liq H ₂ target)	20
2.5	線検出器群 (DALI)	23
2.6	荷電粒子測定系	25
2.6.1	ドリフトチェンバー MDC	25
2.6.2	ドリフトチェンバー FDC	25
2.6.3	プラスチックシンチレータ (ホドスコープ)	26
2.7	トリガー	27
第3章	解析	28
3.1	二次ビーム測定系	29
3.1.1	二次ビームの粒子識別	29
3.1.2	NDCの解析	31
3.1.3	二次標的の像	33
3.2	二次標的の厚さ	35
3.3	荷電粒子の識別	36
3.3.1	MDC, FDCの解析	36
3.3.2	二次標的からホドスコープの飛行時間 (TOF _{Tgt-Hod})	38
3.3.3	Zの識別	39
3.3.4	Aの識別	40
3.4	荷電粒子 $^{20-22}\text{N}$ のアクセプタンス	43
3.5	線検出器群 DALI	45
3.5.1	エネルギー較正	45

3.5.2	DALI の時間情報	46
3.5.3	ドップラー補正	47
3.5.4	DALI のエネルギー分解能	49
3.6	GEANT4 によるシミュレーション	52
3.6.1	実験セットアップの再現	52
3.6.2	GEANT4 による線源の測定の実装	53
3.7	検出効率 (Efficiency)	55
3.8	断面積の導出	56
3.9	GEANT4 を用いた断面積の評価	57
3.10	線スペクトル	59
3.10.1	^{21}N の線スペクトル	65
3.10.2	^{22}N の線スペクトル	71
第 4 章	結果と議論	73
4.1	^{20}N の励起準位	73
4.2	^{21}N の考察	76
4.3	^{22}N の考察	79
4.4	$N=14$ のシェルギャップ	81
4.4.1	中性子数 $N=13$ を持つ同中性子核	81
4.4.2	中性子数 $N=14$ を持つ同中性子核	81
4.4.3	中性子数 $N=15$ を持つ同中性子核	81
第 5 章	まとめと今後の展望	84
第 6 章	付録	85
6.1	液体水素標的	85
6.2	OPTRACE	87
6.2.1	軸の取り方	87
6.2.2	トランスファー行列の詳細	87
6.3	NaI シンチレータのエネルギー構成	89
6.4	線源の情報	90
6.5	GEANT4 の詳細	91
6.5.1	GEANT4	91
6.5.2	実験セットアップの詳細	92
6.6	正規分布	94
6.7	ローレンツ変換	94

目次

1.1	中性子 N=20 の原子核における中性子の一粒子軌道のエネルギー	1
1.2	Z≤10 における核図表	2
1.3	²² O の 線スペクトルと Level Scheme	3
1.4	²⁰ C の 線スペクトルと Level Scheme	4
1.5	C と O の 2 ⁺ エネルギーと一粒子軌道エネルギーの計算結果	5
1.6	¹¹ Be, ¹⁵ C の基底状態の近傍核からの予想	6
1.7	¹⁷ C, ¹⁹ C における測定と殻模型計算の比較	7
1.8	²⁰ N の 線スペクトルと Level Scheme	8
1.9	²¹ N の 線スペクトルとレベルスキーム	9
1.10	²² N の 線スペクトルとレベルスキーム	9
1.11	²² N の中性子崩壊エネルギー分布	11
2.1	加速器研究施設 RARF のレイアウト	14
2.2	入射核破砕片分離装置 RIPS のレイアウト	15
2.3	実験のセットアップのレイアウト	16
2.4	PPAC の概念図	18
2.5	NDC の概図	19
2.6	標的セルの本体とセルウィンドウの組立て方	20
2.7	標的セルの本体とセルウィンドウ図面	21
2.8	水素の蒸気圧曲線	22
2.9	DALI の概図	23
2.10	NDC の概図	25
2.11	ホドスコープの概図	26
2.12	トリガー回路	27
3.1	二次ビーム ²¹ N の粒子識別	29
3.2	二次ビーム ²² N の粒子識別	29
3.3	図 3.1 を y 軸に投影したものである。	30
3.4	図 3.2 を y 軸に投影したものである。	30
3.5	図 3.1 を Z=7 のみ x 軸に投影したものである。	30
3.6	図 3.2 を Z=7 のみ x 軸に投影したものである。	30
3.7	NDC1 の X 面第 4 面のドリフト時間の分布	31
3.8	NDC1X4 面の残差補正前後の図	32
3.9	上流から見た二次ビーム ²¹ N の標的像	33
3.10	上流から見た二次ビーム ²² N の標的像	33
3.11	²¹ N ビームにおける二次標的 X の像	34
3.12	²¹ N ビームにおける二次標的 X の像	34

3.13	^{21}N ビームにおける二次標的 Y の像	34
3.14	^{21}N ビームにおける二次標的 Y の像	34
3.15	二次標的の薄膜（上流側）の変形	35
3.16	二次標的の薄膜（下流側）の変形	35
3.17	標的セルの簡略図	35
3.18	MDC の X4 面のドリフト時間分布	36
3.19	FDC の X4 面のドリフト時間分布	36
3.20	MDCX4 面の残差補正前後の図	37
3.21	FDCX4 面の残差補正前後の図	37
3.22	Z の識別図	39
3.23	Z の一次元ヒストグラム	39
3.24	A の識別	41
3.25	^{21}N ビームにおける A の識別	42
3.26	^{22}N ビームにおける A の識別	42
3.27	$^{22}\text{N} \rightarrow ^{22}\text{N}$	43
3.28	$^{21}\text{N} \rightarrow ^{21}\text{N}$	43
3.29	$^{22}\text{N} \rightarrow ^{21}\text{N}$	44
3.30	$^{21}\text{N} \rightarrow ^{20}\text{N}$	44
3.31	$^{22}\text{N} \rightarrow ^{20}\text{N}$	44
3.32	DALI(ID=11) のチャンネルとエネルギーの関係	45
3.33	DALI の時間スペクトル	46
3.34	インビーム 線分光の簡略図	47
3.35	ドップラー補正前	48
3.36	ドップラー補正後	48
3.37	^{137}Cs 線源のスペクトル	49
3.38	^{60}Co 線源のスペクトル	49
3.39	^{22}Na 線源のスペクトル	49
3.40	^{137}Cs 線源のスペクトル (300-1000keV)	50
3.41	^{60}Co 線源のスペクトル (900-1900keV)	50
3.42	^{22}Na 線源のスペクトル (300-1000keV)	50
3.43	^{22}Na 線源のスペクトル (1000-2000keV)	50
3.44	測定と GEANT4 による分解能	51
3.45	GEANT4 により再現した実験セットアップ	52
3.46	^{137}Cs 線源の測定とシミュレーション	53
3.47	^{60}Co 線源の測定とシミュレーション	53
3.48	^{22}Na 線源の測定とシミュレーション	53
3.49	実験とシミュレーションの検出効率の比較	55
3.50	1.0MeV における応答関数	58
3.51	2.0MeV における応答関数	58
3.52	GEATN4 によるシミュレーションの様子	58
3.53	GEATN4 によるシミュレーションの様子 2	58
3.54	^{20}N の 線スペクトル	60
3.55	^{20}N Multiplicity=1 の 線スペクトル	60

3.56	^{20}N の 線のホドスコープ ID=4 のみ	60
3.57	実験結果とシミュレーションの比較	61
3.58	^{20}N の 線スペクトル	62
3.59	^{20}N の Multiplicity=1 のスペクトル	62
3.60	^{20}N の Sum のスペクトル	62
3.61	実験結果とシミュレーションの比較	63
3.62	^{21}N の 線スペクトル	66
3.63	^{21}N の Multiplicity=1 の 線スペクトル	66
3.64	^{21}N の Multiplicity=2 の 線スペクトル	66
3.65	^{21}N のホドスコープ ID=3 線スペクトル	66
3.66	実験結果とシミュレーションの比較	67
3.67	^{21}N の散乱角度分布	68
3.68	^{21}N の 線スペクトル	69
3.69	^{21}N の Sum の 線スペクトル	69
3.70	実験結果とシミュレーションの比較	70
3.71	^{22}N の 線スペクトル	72
3.72	^{22}N の Multiplicity=1 の 線スペクトル	72
3.73	^{22}N の 線スペクトル (200-400keV gate)	72
3.74	^{22}N の 線スペクトル (500-650keV gate)	72
4.1	^{21}N 、 ^{22}N から ^{20}N の励起状態への遷移	74
4.2	^{20}N のレベルスキーム	75
4.3	^{21}N の散乱角度分布	77
4.4	^{21}N のレベルスキーム	78
4.5	^{22}N のレベルスキーム	80
4.6	$0d_{5/2}$ 軌道に対しての $1s_{1/2}$ 軌道の対してのエネルギー	82
6.1	液体水素システム概念図	85
6.2	OPTRACE の軸のとり方	88
6.3	^{137}Cs 、 ^{60}Co 、 ^{22}Na の 線崩壊図	90
6.4	実験のセットアップを上方から見た図	92
6.5	z 軸方向から見た図	92
6.6	x 軸方向から見た図	92
6.7	z 軸方向から見た図	92

目次

1.1	^{20}N Levels	10
1.2	^{21}N Levels	10
1.3	^{22}N Levels	10
2.1	ホドスコープへの印加電圧	26
3.1	$^{22}\text{N}, ^{21}\text{N}$ ビームに対する RIPS の実験条件	28
3.2	二次ビームの purity と分解能	30
3.3	NDC1,2 の各 X 面における最終的に得た分解能	32
3.4	21,22 ビームにおける二次標的の通過位置の中心値と σ 値	33
3.5	MDC の分解能 (1σ)	37
3.6	FDC の分解能 (1σ)	37
3.7	Z の分解能	39
3.8	A の分解能	42
3.9	それぞれの反応におけるアクセプタンス	44
3.10	線源のエネルギー	45
3.11	フィッティングによって得たパラメータ	51
3.12	測定とシミュレーションの光電ピークにおける個数の比較	54
3.13	測定により求めた検出効率	55
3.14	シミュレーションにより求めた検出効率	55
3.15	二次ビーム $^{21,22}\text{N}$ に対するそれぞれの値	56
3.16	測定された ^{20}N の 線エネルギーと断面積	64
3.17	測定された ^{21}N の 線エネルギーと断面積	69
3.18	測定された ^{22}N の 線	71
4.1	測定された ^{20}N の 線エネルギー E_γ と反応断面積	73
4.2	^{20}N の殻模型計算による結果	73
4.3	測定された ^{21}N の 線エネルギーと断面積	76
4.4	^{21}N の殻模型計算による結果	76
4.5	測定された ^{22}N の 線	79
4.6	^{22}N の殻模型計算による結果	79
6.1	線源を用いた測定の詳細	90

第1章 序

近年、重イオン加速器の発達により安定核から離れた中性子過剰な原子核の不安定ビームを大強度で生成することが可能となり、様々な不安定核の実験が行われるようになった。陽子と中性子から構成される原子核の性質を探る際、アイソスピンの変化に対して、核の構造や安定性がどのように変化していくかを明らかにすることは非常に重要である。原子核の構造を微視的に記述する上で重要な理論の一つとして殻模型があり、これは「魔法数」で特徴づけられる。陽子数 Z ・中性子数 N が魔法数である原子核は閉殻構造を持ち、特に安定となる。 $Z, N \leq 20$ の領域における原子核においては、調和振動子型ポテンシャルによって現れる 2,8,20 が魔法数となる。安定核およびその近傍の原子核においてはこの魔法数をもとに良く解釈することができた。しかし近年、中性子過剰な不安定核の研究が進み、この殻模型では解釈できない現象が多く現れ始めた。陽子数 Z に対し中性子数 N が過剰になるにつれ、軌道間のエネルギー差が変化し、従来の魔法数 $N=20$ の消失や新魔法数 $N=14,16$ の出現など安定核には見られない特異な現象が現れることが多くの実験で確認された [1][2]。

例として陽子数 Z が魔法数の酸素同位体 ($Z=8$) について触れる。酸素同位体の中性子束縛限界は $^{24}\text{O}(N=16)$ であり、一方、従来の魔法数によると二重閉核で ^{24}O より安定であると予想されていた $^{28}\text{O}(N=20)$ は非束縛であることがわかった [3]。これは中性子の $d_{3/2}$ 軌道がテンソル力 [4][5] により広がり $d_{3/2}$ - $s_{1/2}$ 間のエネルギーの差が広がったことに起因すると解釈され、現在は三体力による解釈も出てきている [6]。図1.1は中性子数 $N=20$ の原子核において、横軸に陽子数 Z 、縦軸に中性子の一粒子軌道エネルギー ESPE(Effective Single Particle Energy) の変化を表したものである [7]。

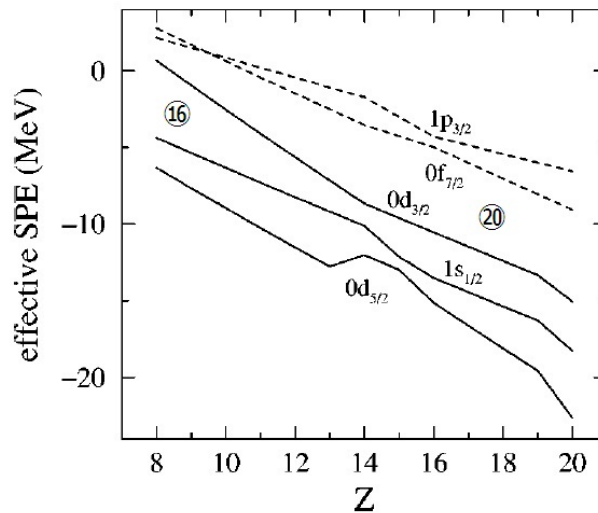


図 1.1: $N=20$ の原子核における中性子の一粒子軌道エネルギーを示している。 $Z=8$ において $1s_{1/2}$ 軌道- $0d_{3/2}$ 軌道間のエネルギー差 ($N=16$ シェルギャップ) が大きくなり、 $d_{3/2}$ - $f_{7/2}$ 軌道間のエネルギー差 ($N=20$ シェルギャップ) が小さくなっていることが確認できる。一方、陽子数 Z が増えていく (安定核に近づく) と $N=16$ シェルギャップが小さくなり、 $N=20$ シェルギャップが大きくなっている。

図1.2に $Z \leq 10$ における核図表を示す。横軸が陽子数 Z 、縦軸が中性子数 N で黒が安定核、灰色・青がそれぞれ陽子過剰核、中性子過剰核を表す。また、黄線は従来の魔法数、赤線が中性子過剰核に現れることが示唆されている新魔法数 $N=14, 16$ である [2]。本研究の対象核 $^{20-22}\text{N}$ は図1.2中では橙色で示してある。

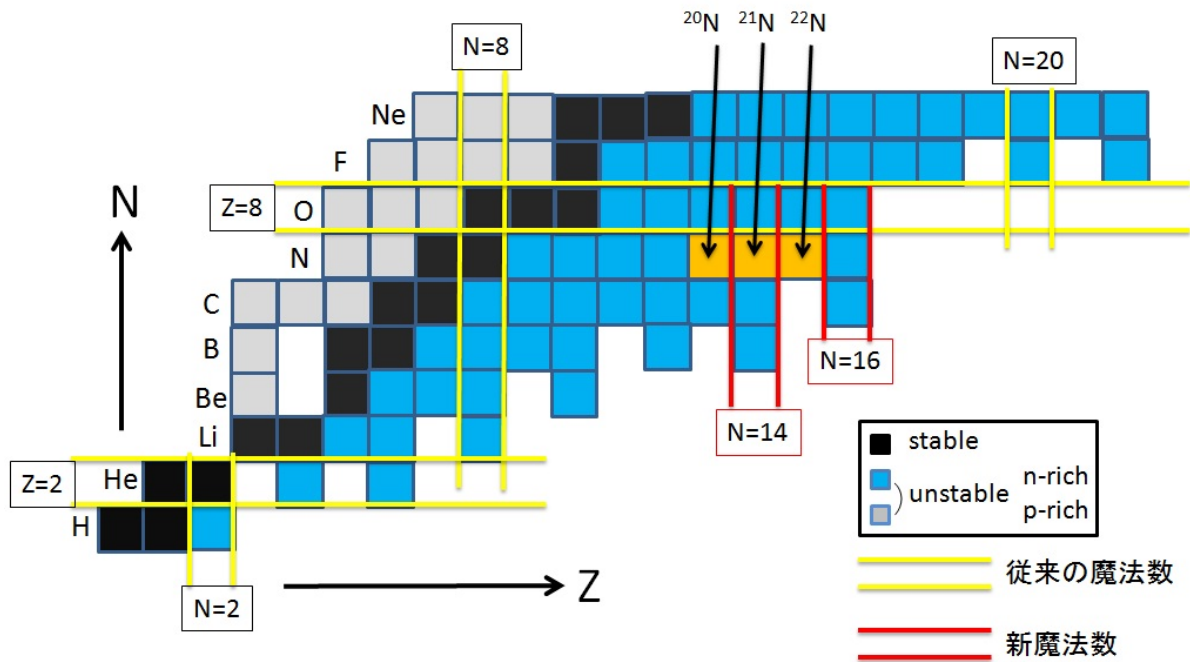


図 1.2: $Z \leq 10$ における核図表である。横軸は中性子数、縦軸は陽子数を表している。黒は安定核、灰色は陽子過剰核、青は中性子過剰核を意味する。黄線で示した線は従来の魔法数で赤線は中性子過剰領域に表れる新魔法数である。

1.1 N=14のシェルギャップ

中性子過剰核 ^{22}O ($Z=8, N=14$) において、第一 2^+ 励起エネルギーが大きくなっていることが実験的に確認された [1][8]。すなわち M.Stanoiu らは GANIL にて ^{36}S ビームを用い ^{22}O の励起状態を生成し、インビーム線核分光を行った。第一 2^+ 励起エネルギーを 3199(15)keV とし、周辺の偶-偶核に比べ有意に高いエネルギーを持っていることが確かめられた。図1.3左図はゲルマニウム検出器によって測定された ^{22}O の線スペクトルであり、同右図は得られたレベル図である。これは ^{22}O において $N=14$ が魔法数となっており、 ^{22}O が二重閉殻核であることを示している。

図1.5左下図は WBT 相互作用を用いた理論計算により得た酸素同位体の sd シェルにおける中性子軌道の一粒子エネルギー ESPE (Effective Single Particle Energy) の中性子依存性を示す [9]。図より $N=14$ において $0d_{5/2}-1s_{1/2}$ 軌道間のギャップ、つまり $N=14$ のシェルギャップが大きくなっていることが確認できる。このように ^{22}O における $N=14$ のシェルギャップが大きくなっていることが理論・実験から確認され、 $N=14$ は中性子過剰領域に現れる新魔法数として注目されている。

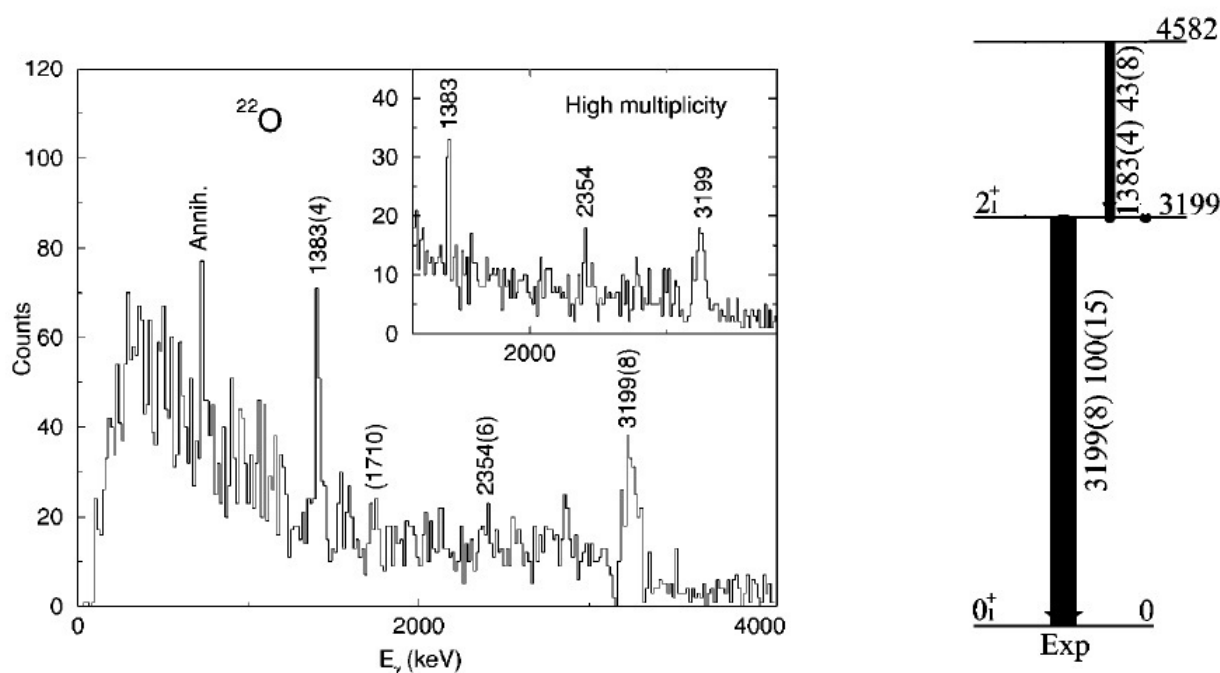


図 1.3: 左図は Ge 検出器によって測定された ^{22}O の線スペクトルを示している。左図中の挿入図は Multiplicity の多いイベント (High Multiplicity) の線スペクトルである。右図は測定された線を殻模型計算との比較によって作成された低励起準位のレベル図である。

一方、M.Stanoiu らは同じ実験で同中性子数 $N=14$ を持つ炭素同位体 ^{20}C においても束縛励起準位を測定した [9][10]。図1.4左図は ^{20}C の線スペクトルである。彼らは殻模型計算との比較から、測定されたピークを第一 2^+ 励起状態と結論づけた。また、図1.5右上図は炭素同位体 ($N=8,10,12,14$) における第一 2^+ エネルギーを表し、図1.5右下図は炭素同位体の sd シェルにおける中性子の一粒子軌道エネルギーを計算した結果である。図1.5左図に示される酸素同位体の場合と異なり $N=14$ において第一 2^+ エネルギーが大きくなり、 $0d_{5/2}-1s_{1/2}$ 軌道間のギャップ ($N=14$ シェルギャップ) が比較的小さくなっていることが確認できる。ただし実験データはまだ少なく、 $N=14$ シェルギャップの変化は定量的に理解されているとは言えない。

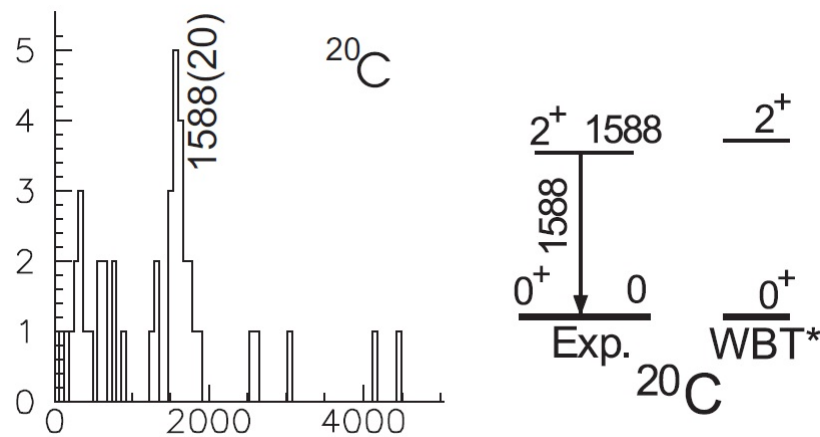


図 1.4: 左図は Ge 検出器によって測定された ^{20}C の線スペクトルを示している。右図は測定された線を殻模型計算との比較によって作成したレベルスキームである。WBT* は WBT 相互作用の中性子間の相互作用 (neutron-neutron TBME) を 0.75 倍にしたものである。

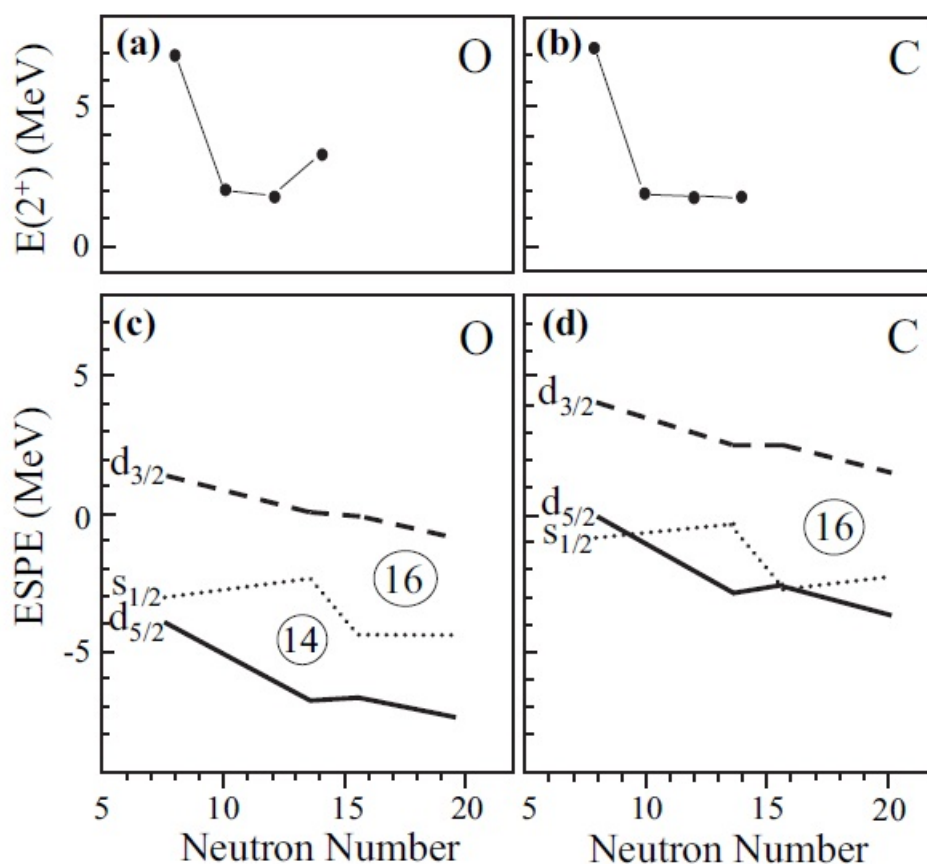


図 1.5: 上図は偶-偶核の第一 2^+ エネルギーを示している。下図は WBT 相互作用を用いた一粒子軌道エネルギーの計算結果である。それぞれ左図が酸素、右図が炭素を表している。炭素と酸素において、 $N=8,10,12$ においては第一 2^+ 励起エネルギーの変化の様子が似ているが、 $N=14$ で違いが生じる。また、酸素 ^{22}O においては $0d_{5/2}-1s_{1/2}$ 軌道間のギャップ、つまり $N=14$ のシェルギャップに大きくなっていることがわかる。一方、炭素同位体においては $0d_{5/2}$ 軌道と $1s_{1/2}$ 軌道が酸素同位体に比べ近い位置にあることがわかる。 $N=16$ シェルギャップはどちらも比較的大きくなっている。

以上のように同じ中性子数 $N=14$ を持つ ^{20}C と ^{22}O では第一 2^+ 励起エネルギーに大きな差があり、 $d_{5/2}-s_{1/2}$ 軌道間のエネルギー差にも違いがある。この殻構造の変化を理解することで中性子過剰な原子核の束縛機構について新たな知見が得られると期待される。そこで我々は ^{20}C と ^{22}O の間に位置する $^{21}\text{N}(Z=7, N=14)$ およびその近傍核 $^{20}\text{N}, ^{22}\text{N}$ の励起準位を実験によって特定し、 $^{20-22}\text{N}$ の $N=14$ シェルギャップについて調べる。

$^{20-22}\text{N}$ の $N=14$ シェルギャップを調べることは、近傍核の中性子束縛の機構を知る上でも極めて重要である。励起準位が比較的特定されている酸素同位体と本実験で測定する窒素同位体の励起準位から $Z=8$ から $Z=7$ における $N=14$ シェルギャップの変化を決定できる。また、その系統性から中性子過剰領域における炭素同位体 ($Z=6$) の $N=14$ シェルギャップについても議論することができると考えられる。

I.Talmi と I.Unna は図1.6のように、軌道間のエネルギー差は線形で外挿することで、中性子過剰核 ^{11}Be においては ^{12}B , ^{13}C の準位から、 ^{15}C においては ^{16}N , ^{17}O の準位から基底状態のスピンのパリティを予想した [11]。その後 ^{11}Be , ^{15}C の基底状態におけるスピン・パリティの予想は実験的に確かめられ、その有用性が示された。

軌道のエネルギー ΔE_{J_i} は陽子が閉核の場合、二体間の相互作用 V を用いて

$$\Delta E_{J_i} = \langle (j)^{2j+1} J_i | V | (j)^{2j+1} J_i \rangle - \langle (j)^{2j+1} J_0 | V | (j)^{2j+1} J_0 \rangle \quad (1.1)$$

と与えられる。右辺の第一項の行列要素は励起状態 (スピン J_i) のエネルギー、第二項は基底状態 (スピン J_0) のエネルギーを指す。ここから陽子を取除いた場合、軌道のエネルギー ΔE_{J_i} は式1.2のように全角運動量 $J_3 (J'_3)$ の重心で与えられる。

$$(2j+1)\Delta E_{J_i} = \frac{\sum_{J_3} (2J_3+1) \langle j J_i, J_3 | V | j J_i, J_3 \rangle}{2J_i+1} - \frac{\sum_{J'_3} (2J'_3+1) \langle j J_0, J'_3 | V | j J_0, J'_3 \rangle}{2J_0+1} \quad (1.2)$$

式中の J_3, J'_3 はそれぞれ陽子軌道におけるスピン j と中性子のスピン J_i, J_0 が組むことで得られる。右辺第一項の行列要素は陽子スピン j と中性子スピン J_i が組むことでできた全スピン J_3 準位におけるエネルギーを意味する。

例として ^{17}O , ^{16}N について触れる。 ^{17}O は基底状態 $J_0=5/2^+$ ($0d_{5/2}$ 一粒子状態)、第一励起状態 $J_i=1/2^+$ ($1s_{1/2}$ 一粒子状態) である。 ^{17}O から陽子を取除くと、 ^{16}N の $0p_{1/2}$ 軌道の陽子 ($j=1/2$) と $J_0=5/2$ が組んで $J'_3=2, 3$, $J_i=1/2$ が組んで $J_3=0, 1$ となる。これらを式1.2に代入することで ^{16}N についての $0d_{5/2}$ 軌道、 $1s_{1/2}$ 軌道間のエネルギー差 (ΔE_{J_i}) が求まる。

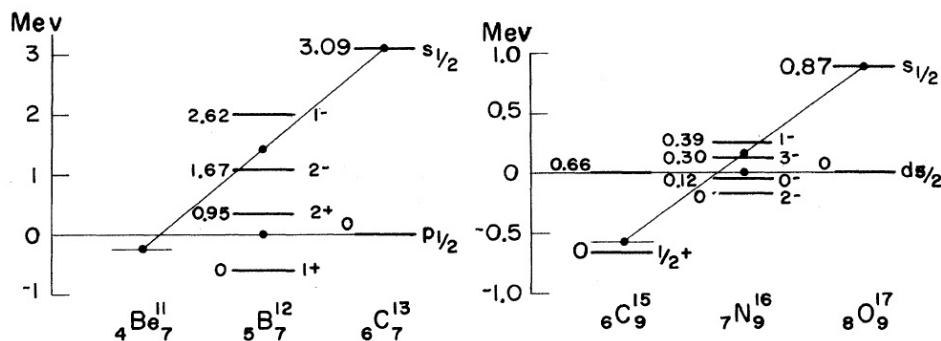


図 1.6: 左図は ^{11}Be 、右図は ^{15}C の基底状態におけるスピン・パリティを近傍核から外挿し求めたことを表している。 ^{11}Be においては $0p_{1/2}$ 軌道と $1s_{1/2}$ 軌道の準位が反転し基底状態は $1/2^+$ とし、 ^{15}C においては $0d_{5/2}$ 軌道と $1s_{1/2}$ 軌道の準位が反転し基底状態は $1/2^+$ と予想していることを示して

これと同様の方法を用いて酸素 O、窒素 N の準位から中性子過剰な炭素同位体 C の軌道について調べることができる。炭素同位体において $N=8$ と $N=14$ 付近で $0d_{5/2}$ 軌道と $1s_{1/2}$ 軌道の反転が起こっていて、その間の領域では $0d_{5/2}$ 軌道と $1s_{1/2}$ 軌道が接近している (図1.5右下図参照) ため $^{17}\text{C}, ^{19}\text{C}$ では $1/2^+, 3/2^+, 5/2^+$ 状態の縮退が起きていると考えられている。このことは殻模型計算の結果や実際に測定された 線のエネルギーが低いことによって支持されている [9](図1.7より)。

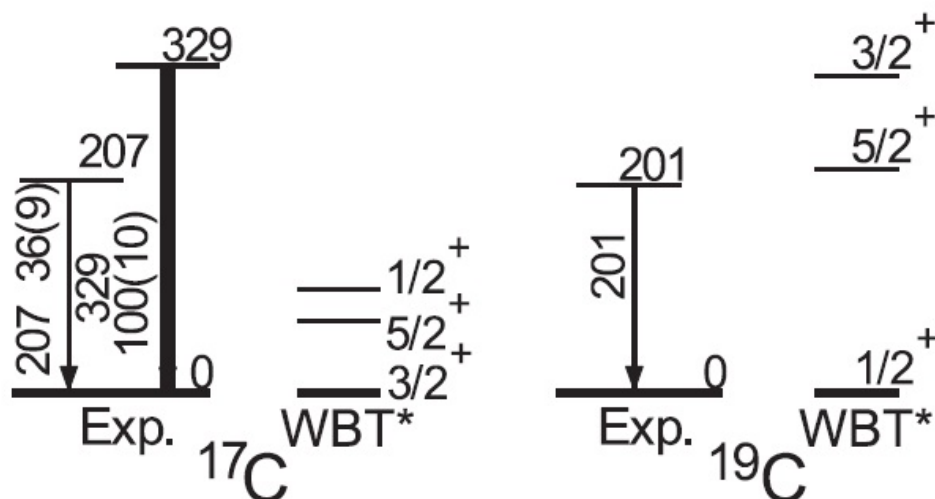


図 1.7: $^{17}\text{C}, ^{19}\text{C}$ における測定によって得た 線のエネルギーと殻模型計算の結果を表す。測定、計算どちらも低いエネルギーの励起状態を予想していて、 $1/2^+, 3/2^+, 5/2^+$ 状態の縮退を示唆している。

中性子過剰な炭素同位体 $^{19-21}\text{C}$ においては、 $0d_{5/2}$ 軌道と $1s_{1/2}$ 軌道の縮退により未だその励起準位や準位のスピン・パリティが正確に測定されていないのが現状である。そこで以前の酸素同位体における励起準位の測定と本実験における窒素同位体の研究により陽子の $0p_{1/2}$ 軌道と中性子の $0d_{5/2}$ 軌道と $1s_{1/2}$ 軌道間の相互作用を定性的に議論することで炭素同位体の $0d_{5/2}$ 軌道と $1s_{1/2}$ 軌道について調べ、その殻構造を理解することを目指す。

1.2 $^{20-22}\text{N}$ の励起準位

本節では現在までに測定された $^{20-22}\text{N}$ の励起準位についての詳細を述べる。 $^{20-22}\text{N}$ の束縛励起状態は D.Sohler らによって GANIL にて測定された [13]。D.Sohler らは核子あたり 77.5MeV の ^{36}S ビームを用い、核破碎反応にて $^{20-22}\text{N}$ の励起状態を生成しインビーム線分光を行い、束縛励起準位の測定を行った。図1.8-1.10に $^{20-22}\text{N}$ における線スペクトルと殻模型計算との比較により得たレベルスキームを示す。さらに表1.1-1.3に結果をまとめる。

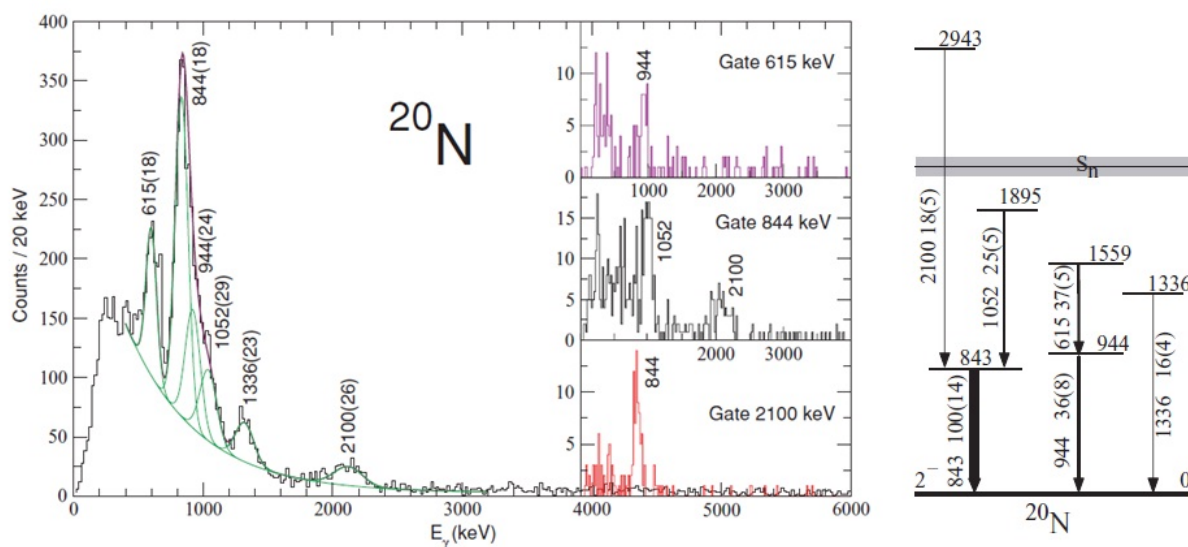


図 1.8: 左図は BaF_2 検出器によって測定された ^{20}N の線スペクトルを示す。図中の3つの図はそれぞれ 615keV, 844keV, 2100keV にゲートをかけた線スペクトルである。右図は殻模型計算との比較によって作成されたレベルスキームである。スピン・パリティは特定されていない。

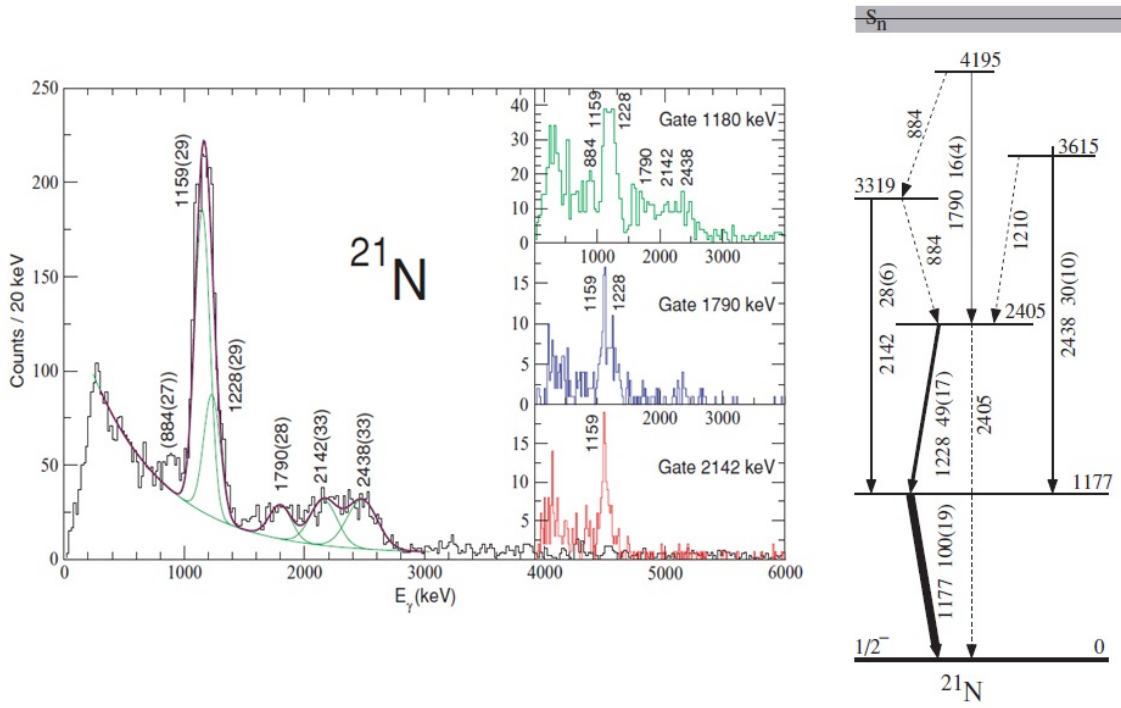


図 1.9: 左図を ^{21}N の 線スペクトル、右図は殻模型との比較により得たレベルスキームを表す。図中の 3 つの図は上から 1180keV,1790keV,2142keV にゲートをかかけたものである。

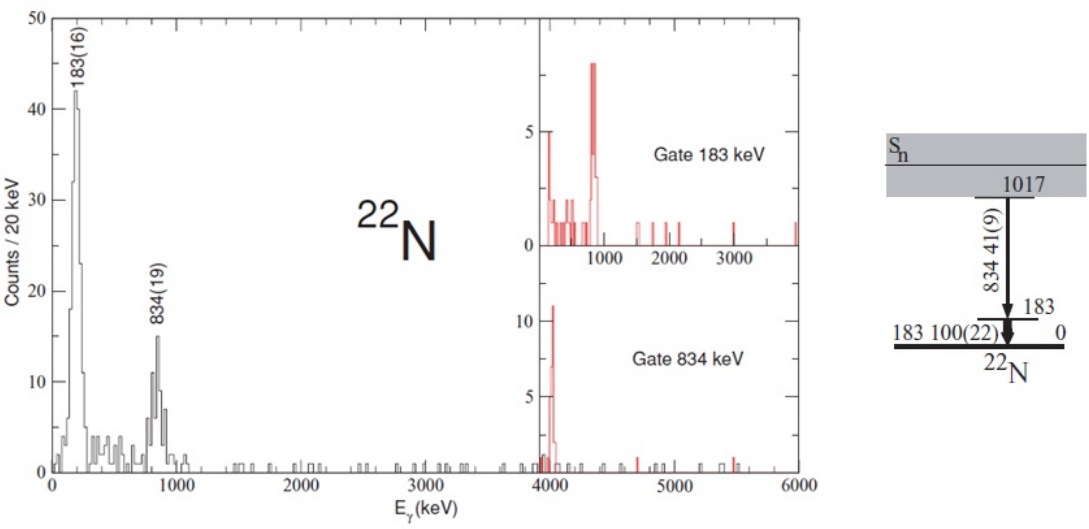


図 1.10: 左図を ^{22}N の 線スペクトル、右図は殻模型との比較により得たレベルスキームを表す。図中の 2 つの図は上から 183keV,834keV にゲートをかかけたものである。

E_γ [keV]	E_{level} [keV]	I_γ	E_γ [keV]	E_{level} [keV]	I_γ	E_γ [keV]	E_{level} [keV]	I_γ
615(18)	1559	37(5)	944(24)	944	36(8)	1336(23)	1336	16(4)
843(18)	843	100(14)	1052(29)	1895	25(5)	2100(26)	2943	18(5)

表 1.1: D.Sohler らによって測定された ^{20}N の 線エネルギー

E_γ [keV]	E_{level} [keV]	I_γ	E_γ [keV]	E_{level} [keV]	I_γ
1117(29)	1177	100(19)	2142(33)	3319	28(6)
1228(18)	2405	49(17)	2438(33)	3615	30(10)
1790(28)	4195	16(4)			

表 1.2: D.Sohler らによって測定された ^{21}N の 線エネルギー

E_γ [keV]	E_{level} [keV]	I_γ
183(16)	183	100(22)
834(19)	1017	41(9)

表 1.3: D.Sohler らによって測定された ^{22}N の 線エネルギー

M.J.Strongman らは NSCL(National Superconducting Cyclotron Laboratory) において、 ^{26}F ビームより Be 標的を用いて ^{22}N の励起状態を生成し、 ^{22}N の中性子崩壊のチャンネルから不変質量法により第三励起状態 3^- (殻模型計算による予想より) の励起準位を 1.93MeV と特定した [14]。ここで ^{22}N の中性子分離エネルギー $S_n=1.28\text{MeV}$ とした [15]。

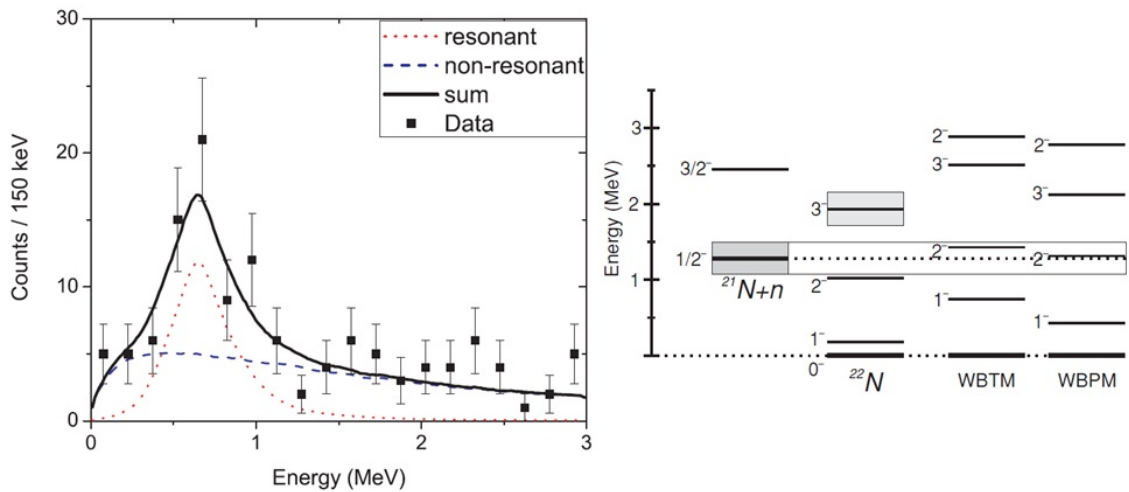


図 1.11: 左図は ^{22}N の中性子崩壊エネルギーを示す。黒の点がデータ点を示し、赤、青、黒線はそれぞれ Breit-Wigner 共鳴状態、バックグラウンド、およびその和を示している。崩壊エネルギーは 0.65MeV と求まり、 $S_n=1.28\text{MeV}$ を用いて励起エネルギーを 1.93MeV とした。右図は ^{22}N のレベルスキームを示している。WBTM, WBPM は WBT、WBP の相互作用において中性子間相互作用を 12.5%減らしたものである。

図1.8-1.10に示したように、未だ $^{20-22}\text{N}$ の線が正確に測定されていない(確認が困難なピークが多い)のが現状である。そこで我々はバックグラウンドが少ないことが期待でき、低励起準位を生成しやすい陽子標的を用い $^{20-22}\text{N}$ のインビーム線核分光を行った。また $^{21,22}\text{N}$ ビームを用い、比較的簡単な反応(陽子非弾性散乱や中性子ノックアウト)を引き起こさせることで、スピン・パリティの議論を行うことができると期待される。

本実験で用いた反応を以下にまとめる。

- $^{22}\text{N} + \text{p} \rightarrow ^{22}\text{N}^* \rightarrow ^{22}\text{N} +$ (陽子非弾性散乱)
- $^{22}\text{N} + \text{p} \rightarrow ^{21}\text{N}^* \rightarrow ^{21}\text{N} +$ (1 中性子ノックアウト反応)
- $^{22}\text{N} + \text{p} \rightarrow ^{20}\text{N}^* \rightarrow ^{20}\text{N} +$ (2 中性子ノックアウト反応)
- $^{21}\text{N} + \text{p} \rightarrow ^{21}\text{N}^* \rightarrow ^{21}\text{N} +$ (陽子非弾性散乱)
- $^{21}\text{N} + \text{p} \rightarrow ^{20}\text{N}^* \rightarrow ^{20}\text{N} +$ (1 中性子ノックアウト反応)

本論文では第2章では実験の概要を紹介し、第3章では実験データの解析方法・結果、第4章で得られた結果を議論し、第5章にまとめを記す。

第2章 実験概要

本実験は2009年7月に埼玉県和光市にある理化学研究所の加速器研究施設 RARF (RIKEN Accelerator Reserch Facility) にある入射核破砕片分離装置 RIPS(RIKEN Projectile fragment Separator)[16] で行われた。図2.1に RARF のレイアウト、図2.2に RIPS のレイアウトを示す。本施設では $A/Z=2$ の重イオンビームを最大エネルギー 135MeV/A、最大強度約 $1\mu\text{A}$ で加速することが可能である。

第2章では不安定核ビームの生成、本実験のセットアップ、各検出器、標的、トリガー回路などについて述べる。

2.1 不安定核ビームの生成

2.1.1 一次ビーム、一次標的

本実験では一次ビームとして 95MeV/u の ^{40}Ar を用いた。イオン源で発生させた ^{40}Ar ビームは RARF の AVF サイクロトロン、リングサイクロトロンで加速され RIPS の一次標的 $^9\text{Be}(1.5\text{mm})$ まで輸送され、入射核破砕反応を引き起こす。

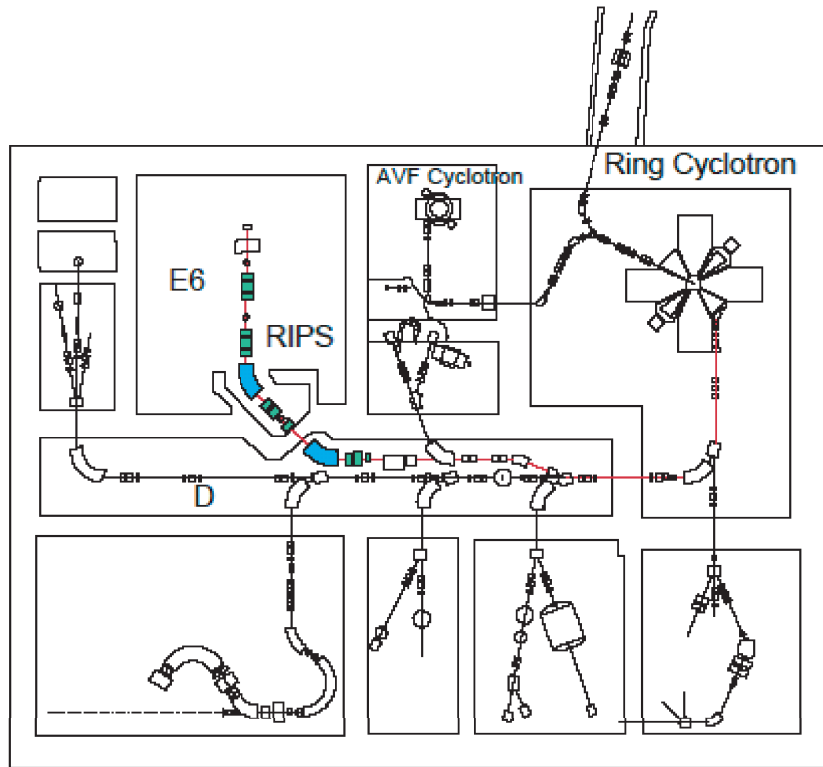


図 2.1: 理化学研究所の加速器研究施設 RARF のレイアウト。AVF サイクロトロン、リングサイクロトロンによって加速された一次ビーム ^{40}Ar は赤い線の経路を通り一次標的 ^9Be に入射する。核破碎反応により生成された二次ビームは RIPS に入射し二次標的と反応し、反応後の荷電粒子は E6 実験室に輸送される。

2.1.2 二次ビーム

図2.2は RIPS のレイアウトである。サイクロトロンにより加速された一次ビーム ^{40}Ar は F0 焦点面に置かれた一次標的 ^9Be によって核破碎反応を引き起こし、様々な核種が生成される。生成された様々な不安定核から入射核破砕片分離装置 RIPS を用いて本解析に用いた二次ビーム $^{21,22}\text{N}$ を分離する。まず、2つの双極子磁石 D1,D2 による粒子の磁気硬度 $B\rho$ の分析と F1 焦点面に設置したエネルギー減衰板 Wedge (厚さ $444\text{mg}/\text{cm}^2$ 、角度 2.21mrad) によるエネルギー損失の違いを利用して分離を行う。目的の核種が中心軌道を通るよう D1,D2 の磁場の強さを調整し、F1,F2 焦点面でスリットを絞ることで目的の核種を含む数種の核種を分離する。スリットにて分離された核種に対し磁気硬度 $B\rho$ 、エネルギー損失 ΔE 、および飛行時間 TOF(Time of Flight) の違いを用いて粒子識別することで、実験対象の二次ビーム $^{22,21}\text{N}$ を選び出す。これらの二次ビーム $^{22,21}\text{N}$ は四重極磁石にて収束され二次標的の陽子標的として用いられた液体水素標的に入射する。

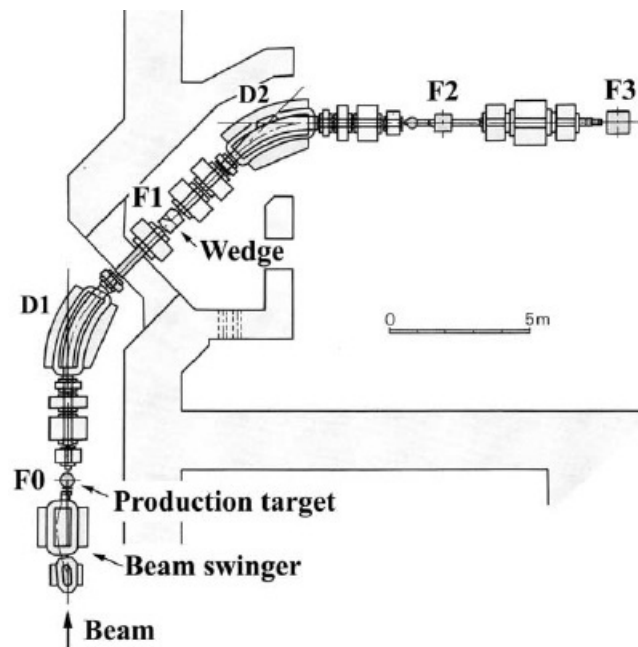


図 2.2: 入射核破砕片分離装置 RIPS のレイアウト。F0-F3 はビームの焦点面 (Focal Plane) を示してる。F0 焦点面には一次標的、F3 には二次標的、F1,F2 焦点面にはスリット、二次ビーム検出器が設置されている。D1,D2 は双極子磁石 (Dipole Magnet) を示し、各々の粒子の持つ磁気硬度 $B\rho$ によってその軌道を変える。また二次ビームを収束させる働きをもつ STQ(SuperConducting Triplet Quadropole) がビームラインの各箇所に設置されている。

2.2 反応後の荷電粒子

図2.3に E6 実験室の実験セットアップのレイアウトを示す。粒子識別された二次ビーム $^{21,22}\text{N}$ は二次標的 (液体水素標的) に入射し、陽子と反応した粒子は E6 実験室に入射する。E6 実験室には、反応直後の位置・角度を測定するドリフトチェンバー MDC、磁気硬度によって荷電粒子の軌道を曲げるための双極子磁石 Bo-Mag、Bo-Mag により軌道を曲げられた後の荷電粒子の位置・角度を測定するドリフトチェンバー FDC、そして時間情報とエネルギー損失を測定するプラスチックシンチレータ群ホドスコープが設置されている。また荷電粒子のエネルギー損失とクーロン多重散乱を抑えるために MDC-FDC 間は He バックで満たしている。

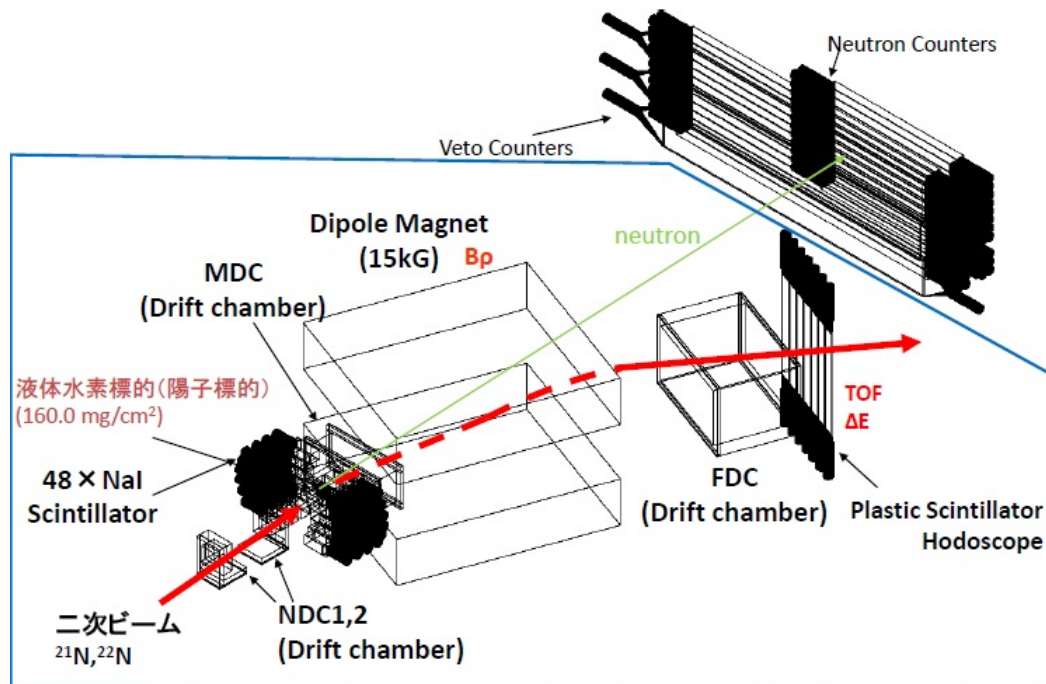


図 2.3: 実験セットアップのレイアウト。赤いラインは二次ビーム、反応後の荷電粒子の軌道を示している。二次ビームは NDC1,2 にて入射ベクトルを測定され、二次標的の液体水素標的で反応を引き起こす。反応後の荷電粒子は MDC によってその出射ベクトルを測定される。その後双極子磁石により軌道を曲げられ、FDC によって運動量ベクトルを測定され、ホドスコープに入射する。緑のラインは励起した粒子が中性子崩壊した際の中性子の軌道である。本解析では中性子の解析を行わなかったため、青で囲んだ領域のみを用いた。

2.3 二次ビーム測定系

2.3.1 サイクロトロンの加速タイミング (RF)

本実験ではサイクロトロンの加速タイミング RF signal を時間情報として利用した。サイクロトロンにより加速された一次ビームは一定の時間で F0 焦点面に移送される。したがって、F0 焦点面での一次ビームの通過時間が RF signal と同期するので、これを飛行時間の始点とすることができる。

2.3.2 プラスチックシンチレータ (F2Pla)

プラスチックシンチレータは F2 焦点面の真空チェンバー内に設置され、F0 焦点面から F2 焦点面までの飛行時間 TOF_{F0-F2} を測定するために用いられた。厚さ 1mm、面積 $80 \times 80 \text{mm}^2$ の大きさを持ち、左右に取り付けられた光電子増倍管により時間、エネルギー情報を得る。PMT に印加した電圧値は、左右それぞれ -1400V, -1300V であった。F0-F2 焦点面間の距離は 21.25m である。

2.3.3 シリコン半導体 (F2SSD)

シリコン半導体は F2 焦点面チェンバー内、F2Pla の上流に設置されている。厚さ $350 \mu\text{m}$ で粒子のエネルギー損失を測定する。荷電粒子のエネルギー損失は Bethe-Bloch の式

$$-\frac{dE}{dx} \simeq \frac{4\pi N_0 e^2 Z^2 Z'}{m_e v^2 A'} \left[\ln \frac{2m_e v^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right] (\text{MeV}/(\text{g}/\text{cm}^2)), \quad (2.1)$$

に従うためエネルギー損失から粒子の原子番号 Z を識別できる。ここで m_e, e はそれぞれ電子の質量、素電荷、 I はイオン化エネルギー、 Z, v は入射粒子の電荷と速度、 N_0 はアボガドロ数、 A', Z' はそれぞれ物質の質量数、原子番号を表す。エネルギーキャリブレーションは $A/Z=2$ の粒子を用いて行われた。

2.3.4 Parallel Plate Avalanche Counter(F1PPAC,F2PPAC)

図2.4に PPAC の概念図を示す。PPAC (Parallel Plate Avalanche Counter) [17] は F1,F2 チェンバー内に設置されている。三枚の電極から構成され、4mm の間隔で上流から陰極、陽極、陰極と並んでおり、それぞれ鉛直方向位置 (Y)、波高、水平方向 (X) を測定する。PPAC 内には数十 Torr のガスが充填されており、荷電粒子が通過すると電子の雪崩が起こり左右、上下の信号の時間差から粒子の通過位置を決定できる。有感領域は $100 \times 100 \text{mm}^2$ である。F1 は Dispersive Focus で粒子の運動量により通過位置が異なるため、水平方向 (X) の位置により二次ビームの運動量 (エネルギー) を決定できる。本実験時の印加電圧は-810V であった。

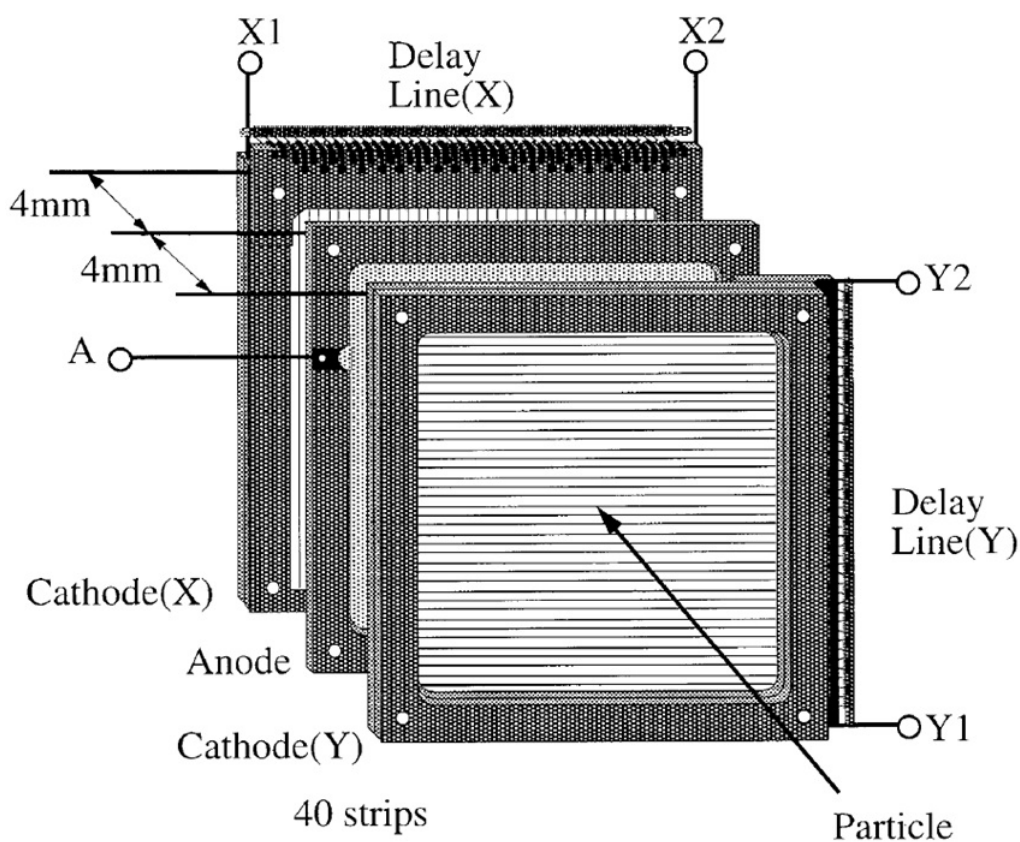


図 2.4: PPAC の概念図。三枚の電極から構成され、陰極、陽極、陰極と並んでいる。陰極はストリップ構造をしており、40本のワイヤが0.15mmの間隔で張られている。一本あたりのワイヤの幅は2.4mmである。

2.3.5 二次ビーム用ドリフトチェンバー NDC1,NDC2

図2.5に NDC の概念図を示す。2 台のドリフトチェンバー NDC1,2[21] は二次標的直前に設置された。NDC1,2 の前面から標的中心までの距離はそれぞれ 498mm,376mm である。二次ビームの位置・角度を測定し、標的への入射ベクトルを決定する。NDC1,2 の有感領域はそれぞれ 96mm(水平)×96mm(鉛直)で、一面 16 本のアノードワイヤーを持ったセンス面が 8 面 (X 面が 4 面、Y 面が 4 面) カソード面が 9 面で構成される。X 面はワイヤが鉛直に張られ水平方向を、Y 面はワイヤが水平方向に張られ鉛直方向の位置と角度を測定する。NDC1,2 への印加電圧はそれぞれ-1050V,-1100V とした。

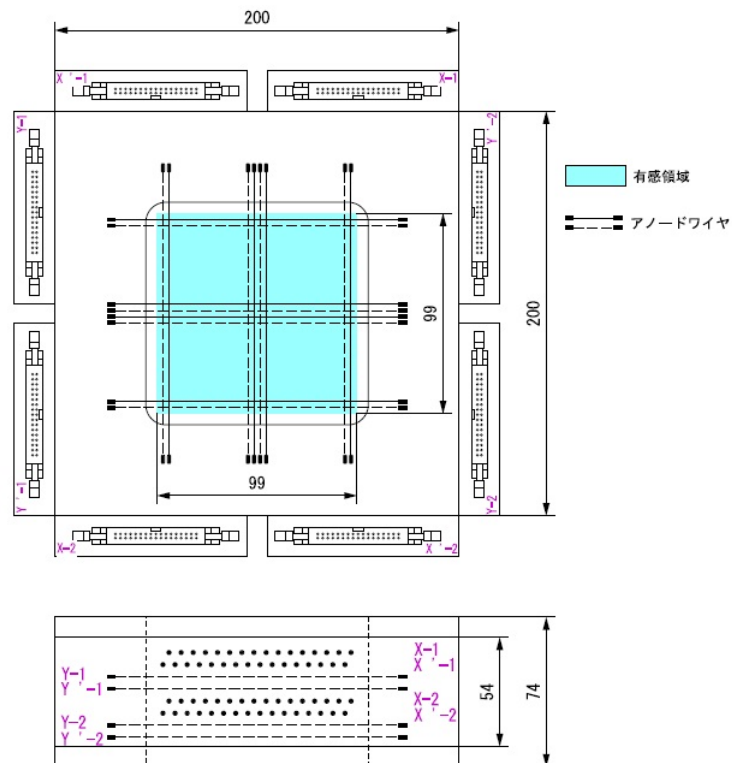


図 2.5: 上図は NDC をビームの入射方向から見た図、下図は上方から見た図である。センス面のワイヤ構成とアノードワイヤーが記載され、水色の部分は有感領域を表す。' を付した面はワイヤの位置を半セル (1.5mm) ずらしてある。

2.4 二次標的 (Liq H₂ target)

二次標的は陽子標的として図2.6,2.7のような液体水素標的 [18][19] を用いた。標的セルは図2.6のようにセル本体とセルウィンドウ 2 枚からなり、セル本体にウィンドウを両端にはめ込む形になっている。図 2.7は本実験用に設計した標的セル本体、ウィンドウの図面である。ビームの通過領域にはハーバー薄膜 (6.47 μm) [20] が張られており、標的セルは真空チェンバー内に設置される。ハーバーは密度 8.3g/cm³ で組成は Co:42.5 %,Cr:20 %,Ni:13 %,Mo,C,Be,Mg,W などから構成される合金である。液体水素は水素ガスを二段式の冷凍器により冷却することで得られ、本実験中は図2.8に示した水素の蒸気圧曲線に「X」で示したように温度 16K、圧力 376 hPa で制御された。ここで陽子標的として液体水素標的を用いる利点を以下に示す。

- 質量数 $A=1$ と小さいため、標的の単位厚さあたりの標的数を多くすることができ統計を稼ぐことができる。これは、生成量 Yield は I :ビーム量、 N_A :アボガドロ数、 A :質量数、 σ :散乱断面積、 ϵ :検出効率の積で

$$\text{Yield} = I \cdot \frac{N_A}{A} \cdot \sigma \cdot \epsilon \quad (2.2)$$

のように表され、 A に反比例するためである。

- 原子番号 $Z=1$ と小さいため、クーロン多重散乱を抑え角度分解能をあげることが期待される。クーロン多重散乱の平均散乱角 θ は、

$$\theta_0 = \frac{13.6[\text{MeV}]}{\beta c p} Z \sqrt{\frac{x}{X}} \left(1 + 0.038 \ln \frac{x}{X} \right) \quad (2.3)$$

で与えられる。ここで、 βc は粒子の速度、 p は運動量、 Z は粒子の原子番号である。また、 x は通過する物質の厚さ、 X は物質の放射長 (radiation length) を表す。

- 液体水素は複合粒子でないため、標的起源のバックグラウンドを減らすことができる。例えば陽子標的として容易に扱えるポリエチレン標的 $(\text{CH}_2)_n$ においては、標的内の炭素からの γ 線が放出されるためバックグラウンド源となってしまう。

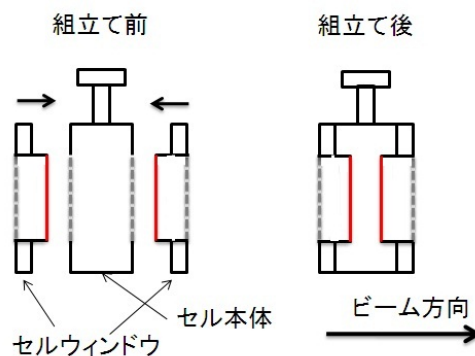


図 2.6: 標的セルの本体とセルウィンドウの組立て方の簡略図。左図は組立て前で、右図は組立て後である。赤で示した部分はハーバー薄膜が張られている。

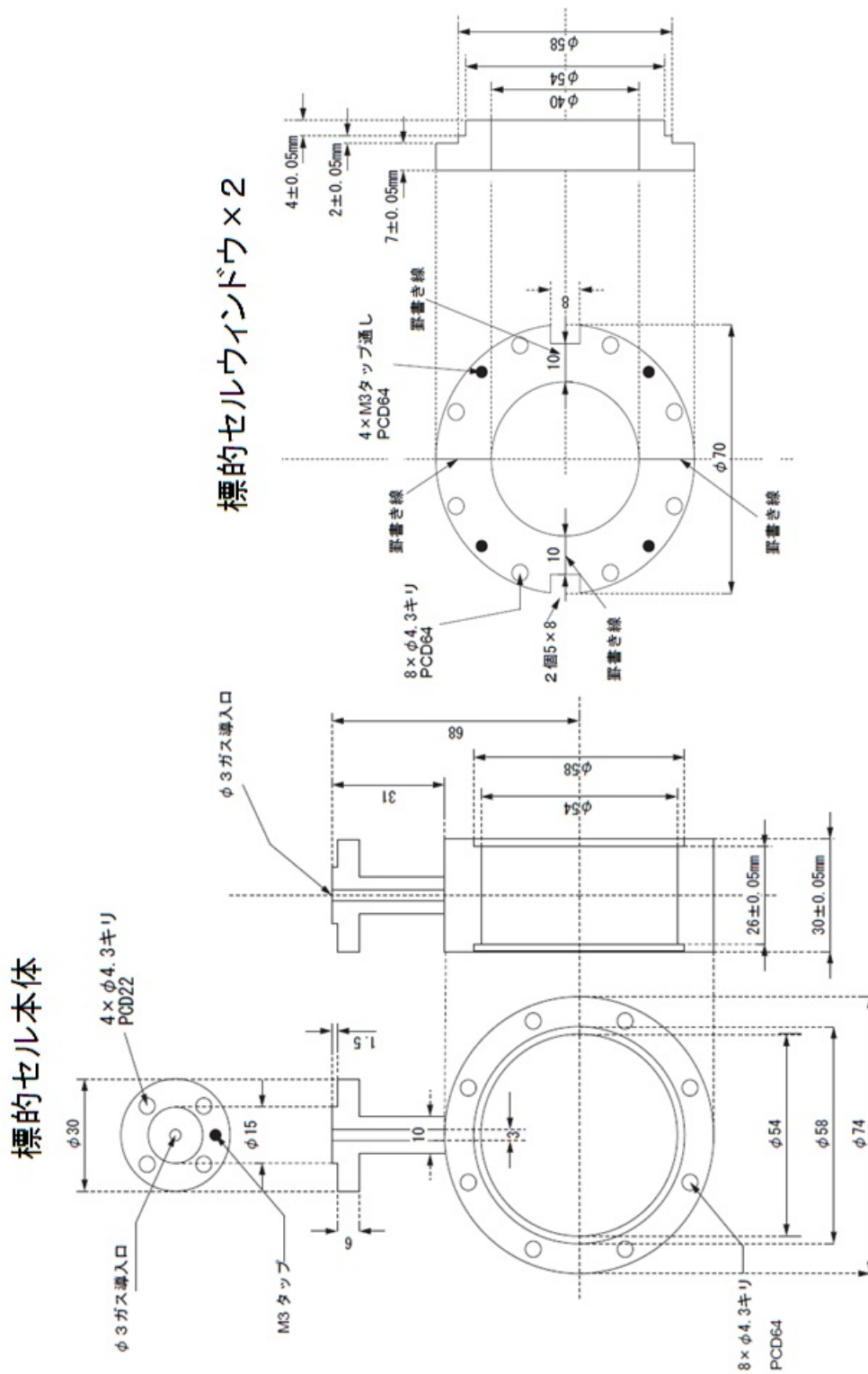


図 2.7: 標的セルの本体とセルウィンドウの図面。

液体水素の標的セルは真空チェンバー内に設置されているため、液体水素の圧力により薄膜が変形する。膜の変形 ω_0 [cm] は、ウィンドウ半径 a [cm]、膜厚 h [cm]、膜のヤング率 E [Pa]、セル内圧 p [Pa] を用いて

$$\omega_0 = 0.662 \times a \times \left(\frac{pa}{Eh} \right)^{1/3} \quad (2.4)$$

と表される。この変形により、二次ビームにおける標的内でのエネルギー損失に位置依存性が生じてしまうため変形を抑えることが重要である。変形を抑えるために、セルウィンドウに用いる薄膜にはヤング率の大きい (~200GPa) ハーバーが用いられた。また、ウィンドウ半径はビームの収量をあげるため 20mm として設計した。さらに水素を安定に液体の状態を保ちつつセル内圧を抑えることのできるよう水素の液化実験を繰り返し、本実験で用いた。

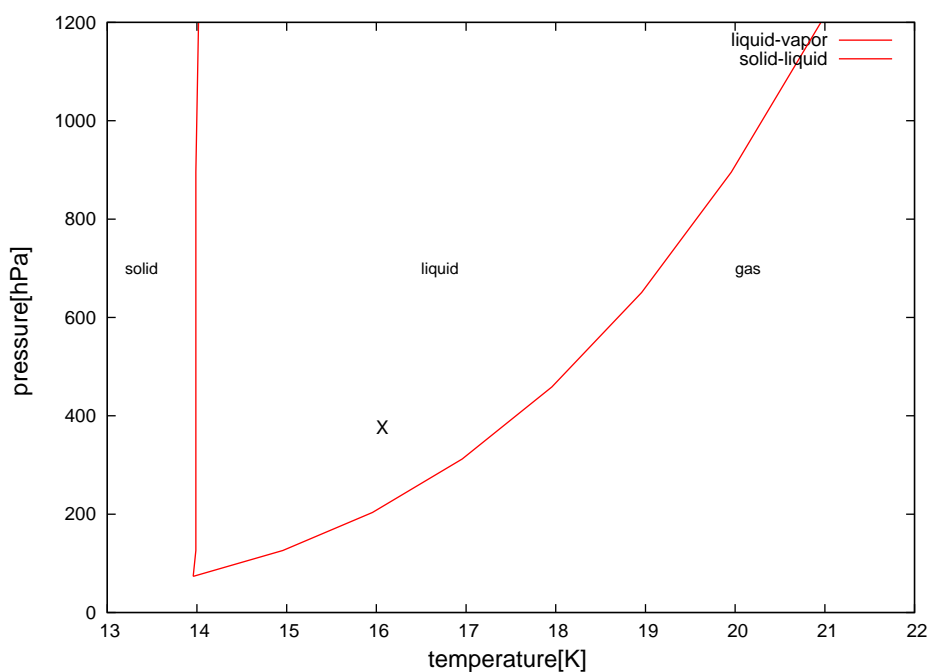


図 2.8: 水素の蒸気圧曲線を表す。横軸が温度、縦軸が圧力であり、赤線は固体-液体、液体-気体の境界を表す。X は本実験で制御した点を表す。

2.5 線検出器群 (DALI)

線検出器群 DALI は反応標的を囲むように設置された 48 個の NaI(Tl) シンチレータ群である。本実験では図2.9のように標的の左右に 6 本ずつ計 12 本が、ビーム方向に 4 層設置された。各々のシンチレータの結晶は $66 \times 66 \times 150 \text{mm}^3$ の大きさを持つ。この 48 本の NaI シンチレータ群を用いて標的中で励起した粒子が脱励起時に発する γ 線を検出した。

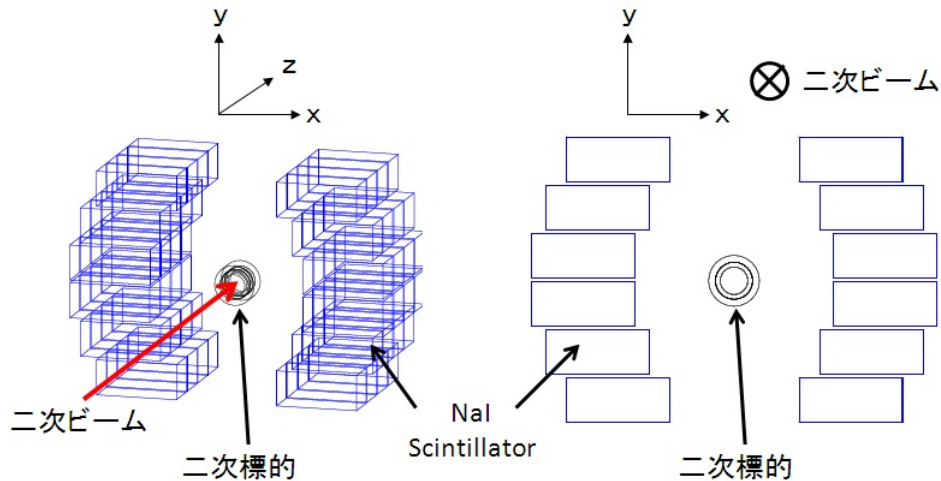


図 2.9: DALI の概図。左右の図はそれぞれ違う角度から見た図。

それぞれの NaI シンチレータの位置は二次標的を原点として以下の座標で設置されたここで座標系は図2.9に示されるように、原点を二次標的の中心に、ビームの進行方向を z 軸、鉛直上向きを y 軸、水平右向きを x 軸と設定した(左手系)。ビーム上流より 12 本ずつを層とし、前面から 1-4 層とする。シンチレータの設置された座標を以下に示す。

層	ID	x[mm]	y[mm]	z[mm]
1	01	169.0	175.0	-173.0
	02	199.0	105.0	-173.0
	03	219.0	35.0	-173.0
	04	219.0	-35.0	-173.0
	05	199.0	-105.0	-173.0
	06	169.0	-175.0	-173.0
	07	-169.0	-175.0	-173.0
	08	-199.0	-105.0	-173.0
	09	-219.0	-35.0	-173.0
	10	-219.0	35.0	-173.0
	11	-199.0	105.0	-173.0
	12	-169.0	175.0	-173.0

層	ID	x[mm]	y[mm]	z[mm]
2	13	169.0	175.0	-101.0
	14	199.0	105.0	-101.0
	15	219.0	35.0	-101.0
	16	219.0	-35.0	-101.0
	17	199.0	-105.0	-101.0
	18	169.0	-175.0	-101.0
	19	-169.0	-175.0	-101.0
	20	-199.0	-105.0	-101.0
	21	-219.0	-35.0	-101.0
	22	-219.0	35.0	-101.0
	23	-199.0	105.0	-101.0
	24	-169.0	175.0	-101.0
3	25	169.0	175.0	-29.0
	26	199.0	105.0	-29.0
	27	219.0	35.0	-29.0
	28	219.0	-35.0	-29.0
	29	199.0	-105.0	-29.0
	30	169.0	-175.0	-29.0
	31	-169.0	-175.0	-29.0
	32	-199.0	-105.0	-29.0
	33	-219.0	-35.0	-29.0
	34	-219.0	35.0	-29.0
	35	-199.0	105.0	-29.0
	36	-169.0	175.0	-29.0
4	37	169.0	175.0	43.0
	38	199.0	105.0	43.0
	39	219.0	35.0	43.0
	40	219.0	-35.0	43.0
	41	199.0	-105.0	43.0
	42	169.0	-175.0	43.0
	43	-169.0	-175.0	43.0
	44	-199.0	-105.0	43.0
	45	-219.0	-35.0	43.0
	46	-219.0	35.0	43.0
	47	-199.0	105.0	43.0
	48	-169.0	175.0	43.0

2.6 荷電粒子測定系

2.6.1 ドリフトチェンバー MDC

MDC は二次標的の直後に設置されたドリフトチェンバーで、その概略図を図2.10に示す。標的中心から MDC 第一面までの距離は 190.8mm であった。MDC により反応後の粒子の位置・角度を測定し粒子の出射ベクトルを導出する。有感領域は 190mm(水平)×140mm(鉛直)で、一面 12 本のアノードワイヤーを持ったセンス面が 8 面 (X 面が 4 面、U,V 面が 2 面)、カソード面が 9 面で構成される。X 面は水平方向、U,V 面は鉛直方向の位置・角度を測定する。実験時の印加電圧はカソードワイヤ、ポテンシャルワイヤ共に-1700V とした。

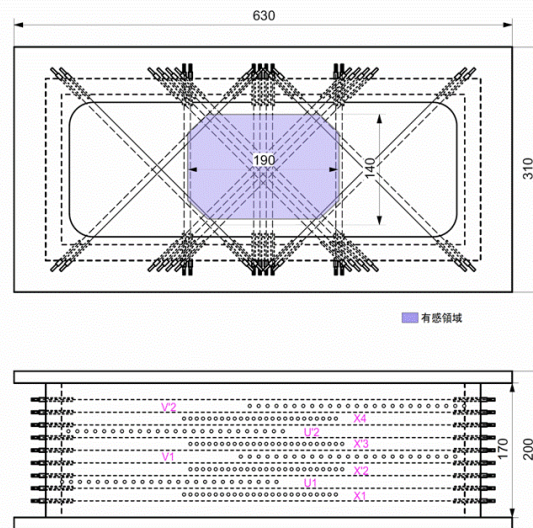


図 2.10: 上図は NDC をビームの入射方向から見た図、下図は上方から見た図である。紫色の部分は有感領域を表す。U,V 面は X 面に対して、それぞれ ± 45 度傾けた面である。

2.6.2 ドリフトチェンバー FDC

FDC は双極子磁石の下流に設置され、双極子磁石における磁場で曲げられた粒子の位置・角度を測定する目的で使用された。その軌跡から出射粒子の磁気硬度 (運動量) が決定される。有感領域は 600mm(水平)×400mm(鉛直)であり、一面 16 本のアノードワイヤーを持ったセンス面が 9 面 (X 面が 5 面、Y 面が 4 面)、カソード面が 18 面で構成される。X 面は水平方向、Y 面は鉛直方向の位置・角度を測定する。実験時の印加電圧はアノードワイヤ、フィールドワイヤそれぞれ-700V,-2500V であった。

MDC、FDC の情報から光学計算コード”OPTRACE”を用いて飛跡を決定し、中心軌道とのずれから粒子の運動量を決定し、反応後の荷電粒子の質量数 A の識別を行う。

2.6.3 プラスチックシンチレータ（ホドスコープ）

ホドスコープは大きさ $100 \times 450 \text{ mm}^2$ 、厚さ 5 mm のプラスチックシンチレータ群である。図2.11のようにFDCの下流 250.5 mm の位置に7枚のプラスチックシンチレータが縦に並べて設置される。7枚で有感領域が $700 \times 450 \text{ mm}^2$ となる。ビーム入射方向から見て左側を $\text{ID}=1$ とし、以降右に順に $\text{ID}=2-7$ である。ID が小さい方には運動量の大きい粒子、ID が大きい方には運動量が小さい粒子が入射する。各シンチレータの上下に取り付けられた光電子増倍管により、荷電粒子の二次標的からの飛行時間 $\text{TOF}_{Tgt-Hod}$ とエネルギー損失 ΔE が得られる。さらに飛行時間と飛行距離から粒子の速度を算出し、運動量が決定できる。表2.1にホドスコープへの印加電圧を示す。

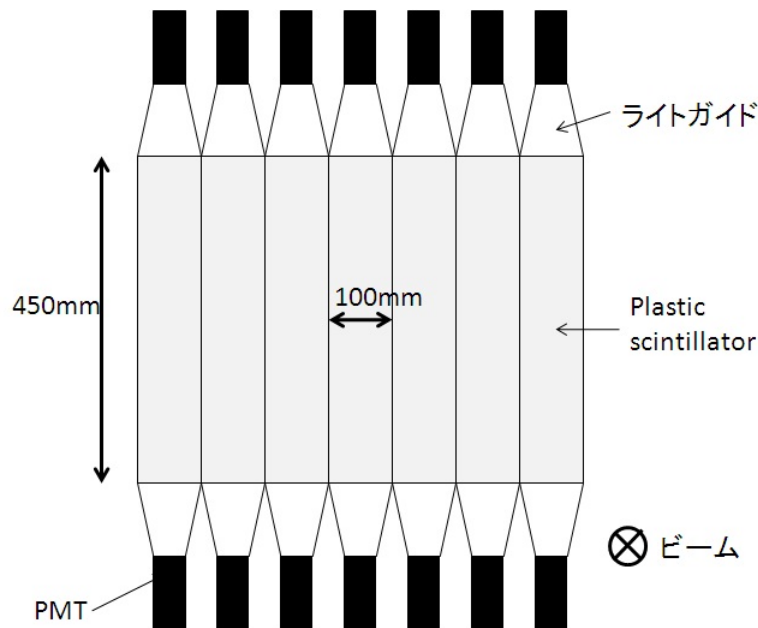


図 2.11: ホドスコープをビーム方向から見た概図。

ID	Up HV	Down HV
1	U:-1400V	D:-1350V
2	U:-1460V	D:-1360V
3	U:-1370V	D:-1430V
4	U:-1510V	D:-1400V
5	U:-1420V	D:-1430V
6	U:-1430V	D:-1380V
7	U:-1320V	D:-1340V

表 2.1: ホドスコープへの印加電圧

2.7 トリガー

本実験におけるトリガー回路を図2.12に示す。ここでは BEAM, DEBEAM, NaI, NEUT, およびそれらの組み合わせでトリガー信号を得た。

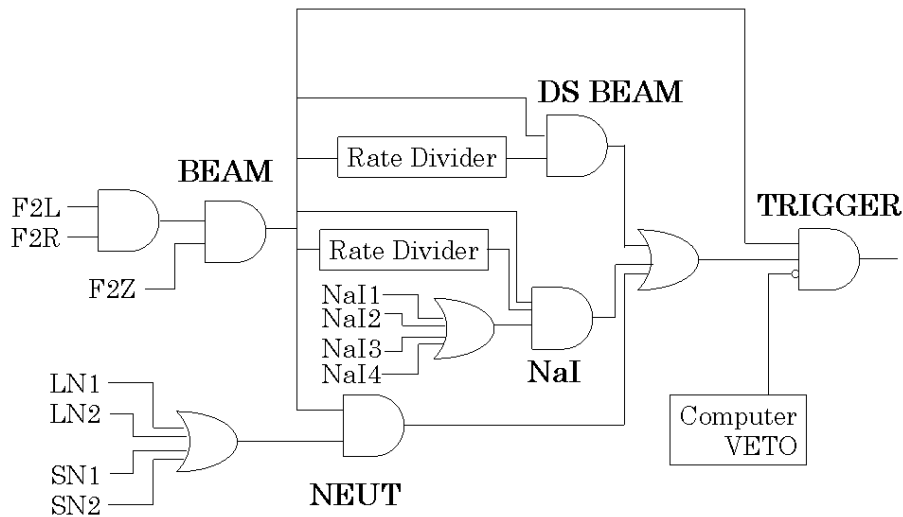


図 2.12: トリガー回路の簡略図。

以下、簡単にそれぞれのトリガー条件について説明する。

- BEAM ($F2Pl(L) \cap F2Pl(R) \cap F2Z$)
 $F2Pl(L \text{ or } R)$: F2 で二次ビームの時間情報が検出される。
 $F2Z$: F2 でしきい値以上の波高が検出される。
- DSBEAM ($BEAM \cap \text{Rate Divider}$)
 Rate Divider : BEAM トリガーの数を間引いたもの
- NaI ($NaI1 \cup NaI2 \cup NaI3 \cup NaI4$)
 $NaI1-4$: NaI シンチレータ (DALI 検出器) の 1-4 層のいずれかで検出される。

上記の 3 項目は独立してもトリガーとして使用可能である。本論文の解析では主に DSBEAM にて二次ビームの解析を行い、線の解析には BEAM \times NaI を用いた。

第3章 解析

第3章では二次ビーム、荷電粒子系の識別、インビーム 線核分光における解析方法・結果を述べる。また、GEANT4によるシミュレーションについて詳しく述べる。本実験は2種の設定で実験を行い、それぞれの設定から二次ビーム ^{21}N , ^{22}N ビームを得た。表3.1に本実験の設定を示す。

二次ビーム	一次標的	D1[mT]	$\Delta P/P$	Wedge	D2[mT]	二次標的
^{21}N	Be(1.5mm)	1061.73	$\pm 3\%$	Al(444 mg/cm ³)	1002.17	液体水素 (161.0mg/cm ³)
^{22}N	Be(1.5mm)	1108.76	$\pm 3\%$	Al(444 mg/cm ³)	1049.24	液体水素 (161.0mg/cm ³)

表 3.1: ^{22}N , ^{21}N ビームに対する RIPS の実験条件を示している。D1, D2 は双極子磁石に印加する磁場の強さを示し、二次ビームの磁気硬度 $B\rho_{1(2)}[\text{T}\cdot\text{m}] = 3.6[\text{m}] \times D1(2)[\text{T}]$ である。また、二次ビームの運動量の広がりには $\pm 3\%$ と設定した。

本解析は以下のチャンネルに着目し、中性子過剰核 $^{20-22}\text{N}$ の 線インビーム核分光を行った。

- 二次ビーム ^{22}N (エネルギー 59.0MeV/A @ 二次標的中心)
 - $^{22}\text{N} + \text{p} \rightarrow ^{22}\text{N}^* \rightarrow ^{22}\text{N} +$ (陽子非弾性散乱)
 - $^{22}\text{N} + \text{p} \rightarrow ^{21}\text{N}^* \rightarrow ^{21}\text{N} +$ (1 中性子ロックアウト)
 - $^{22}\text{N} + \text{p} \rightarrow ^{20}\text{N}^* \rightarrow ^{20}\text{N} +$ (2 中性子ロックアウト)
- 二次ビーム ^{21}N (エネルギー 58.1MeV/A @ 二次標的中心)
 - $^{21}\text{N} + \text{p} \rightarrow ^{21}\text{N}^* \rightarrow ^{21}\text{N} +$ (陽子非弾性散乱)
 - $^{21}\text{N} + \text{p} \rightarrow ^{20}\text{N}^* \rightarrow ^{20}\text{N} +$ (1 中性子ロックアウト)

3.1 二次ビーム測定系

3.1.1 二次ビームの粒子識別

F0焦点面に設置された一次標的によって生成された二次ビームは様々な核種を含む。そのため実験に用いる二次ビーム^{21,22}Nを得るため、イベントごとに粒子を識別する必要がある。ここではF0(RF)-F2間の飛行時間 TOF_{F0-F2} 、F2SSDにおけるエネルギー損失 ΔE 、およびF1での水平位置情報から得られる磁気硬度 $B\rho$ を用いて粒子識別を行った。

まずF0(RF)とF2Plaの飛行時間(TOF_{F0-F2})とF2SSDによるエネルギー損失 ΔE はBethe-Blochの式より

$$\Delta E \propto \frac{Z^2}{v^2} \propto Z^2 TOF_{F0-F2}^2 \quad (3.1)$$

という関係を持つ。 Z は粒子の原子番号、 v は速度である。一方、RIPSの2つの双極子磁石の磁場 B は固定され、中心軌道の曲率半径は定数($\rho_0=3.6m$)である。なおRIPSの粒子の磁気硬度 $B\rho$ は粒子の質量数を A 、原子番号を Z として、

$$B\rho \propto \frac{A}{Z} v \propto \frac{A}{Z} \frac{1}{TOF_{F0-F2}} \quad (3.2)$$

と表される。粒子の運動量はゆらぎをもつため、各々の粒子が持つ磁気硬度 $B\rho$ は中心軌道の磁気硬度 $B\rho_0$ とは異なる。 $B\rho$ はF1PPACにより測定された水平方向の座標 X_{F1} を用いて、

$$B\rho = B\rho_0 \left(1 + \frac{X_{F1}}{D}\right) \quad (3.3)$$

と表される。ここで D はF1における運動量の分散を示し、定数($D=2400mm$)である。測定された $TOF_{F0-F2}, \Delta E, X_{F1}$ の情報から、式3.1により原子番号 Z を、式3.2、3.3により粒子の質量数と原子番号の比 A/Z を求めた結果を図3.1,3.2に示す。図3.1,3.2はそれぞれ²¹N,²²Nのランに対する粒子識別図である。

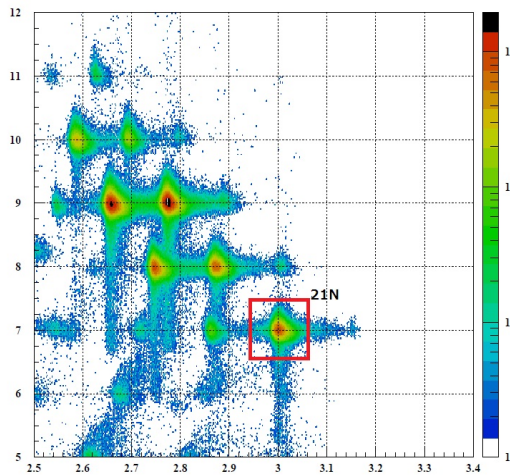


図 3.1: 二次ビーム²¹Nの粒子識別を表す図。横軸は Z 、縦軸は A/Z である。二次ビームとして用いた²¹Nを赤の四角で囲んだ。

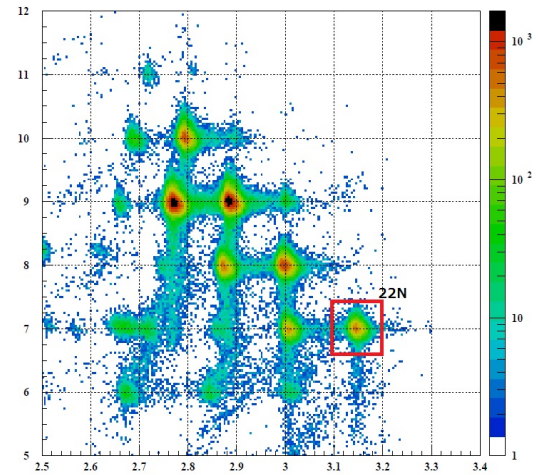


図 3.2: 二次ビームの粒子識別を表す図。横軸は Z 、縦軸は A/Z である。二次ビームとして用いた²²Nを赤の四角で囲んだ。

図3.3,3.4は図3.1,3.2を y 軸に投影したものであり、Z の分布を表す。図3.5,3.6は図3.1,3.2から Z=7 を選び出し、x 軸に投影したものであり、A/Z の分布を表す。

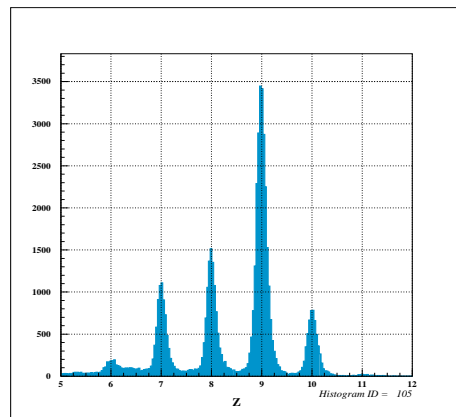
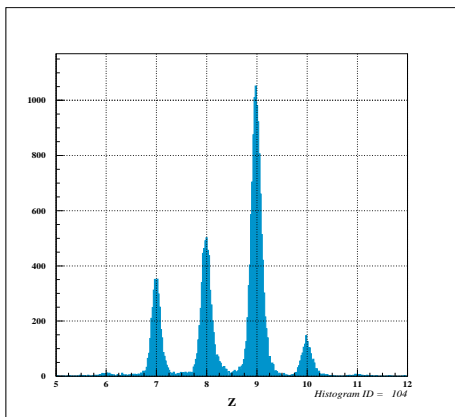


図 3.3: 図 3.1 を y 軸に投影したものである。

図 3.4: 図 3.2 を y 軸に投影したものである。

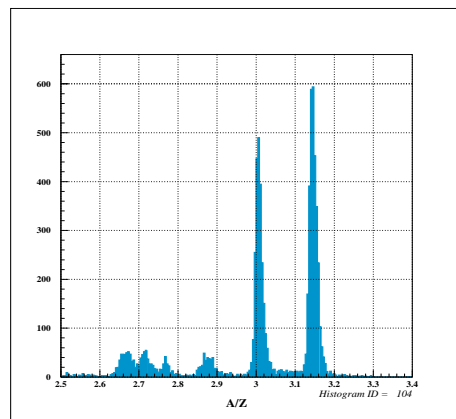
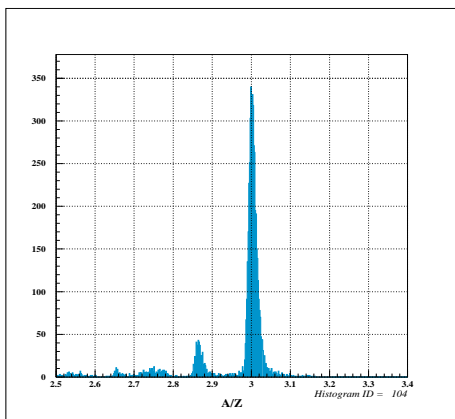


図 3.5: 図 3.1 を Z=7 のみ x 軸に投影したものである。図 3.6: 図 3.2 を Z=7 のみ x 軸に投影したものである。

二次ビーム $^{21,22}\text{N}$ の purity¹ と Z の分解能、および Z=7 における A/Z の分解能を表3.2に示す。

二次ビーム	^{21}N (図 3.1)	^{22}N (図 3.2)
putity	5.40%	8.62%
$\frac{Z}{\Delta Z(FWHM)}$	35.8	35.7
$\frac{A/Z}{\Delta A/Z(FWHM)}$	136.0	149.0

表 3.2: 二次ビームの purity と分解能

¹この場合の purity は全ての二次ビームに対する割合である。

3.1.2 NDC の解析

2 台の NDC1,2 を用いて、標的への入射ベクトルを決定する。二次ビームの粒子識別から窒素同位体 ($Z=7$) を選びだし、Golden Event²を用いて解析を行った。粒子が NDC を通過する際、NDC 内にある気体分子を電離する。生成された電子は NDC 内に印加された電場によりアノードワイヤーに引き寄せられ、電子のドリフト時間が得られる。例として、図3.7に NDC1 の X 面の第 4 面のドリフト時間分布を示す。

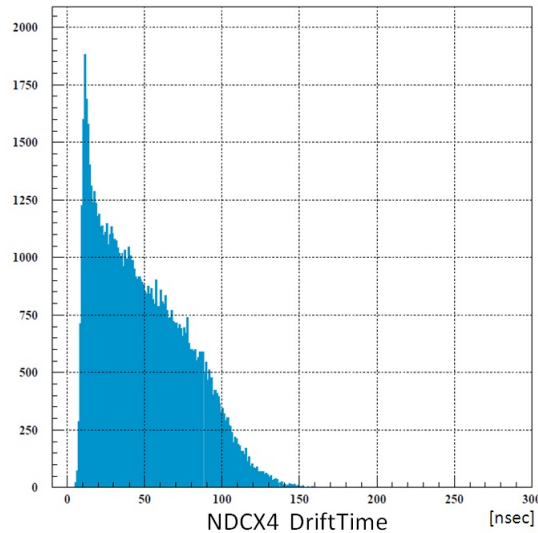


図 3.7: NDC1 の X 面第 4 面のドリフト時間の分布。

このようにして得られたドリフト時間をドリフト距離に変換し、二次ビームの通過位置を決定する。変換方法としてまず、二次ビームが NDC の有感領域に一樣に入射する仮定のもと、各面におけるドリフト時間とドリフト距離を対応づける表 (Space-Time Conversion table、以下 STC) を作る。STC から得られる粒子の位置から最小二乗法を用いて、暫定的に二次ビームの飛跡を求める。しかし、NDC に一樣に入射すると仮定しているためこのままでは最適な STC ではない。最適な STC を得るために残差 Δx の補正を行う。残差 Δx は STC から求めた位置 x_{STC} と最小二乗法による飛跡トラッキングにより求めた x_{fit} の差として定義される。

$$\Delta x = x_{STC} - x_{fit} \quad (3.4)$$

最適な STC を得るためには残差 Δx を小さくする必要がある。そのために残差 Δx をドリフト距離の関数として求め、その関数を用いて最初に用いた STC を補正する。残差が収束するまでこの作業を繰り返し、最適な STC を得る。図3.8は補正前後の残差を示し、表3.3に最終的に得た分解能を示す。NDC については最初の STC が充分よい STC であったため、残差補正は 1 回で終わった。NDC1X4 面に関しては残差補正前後で、55.4[μm] から 47.8[μm] になった。

²Golden Event とは各面で一つのセルから一個の時間情報が得られたイベント

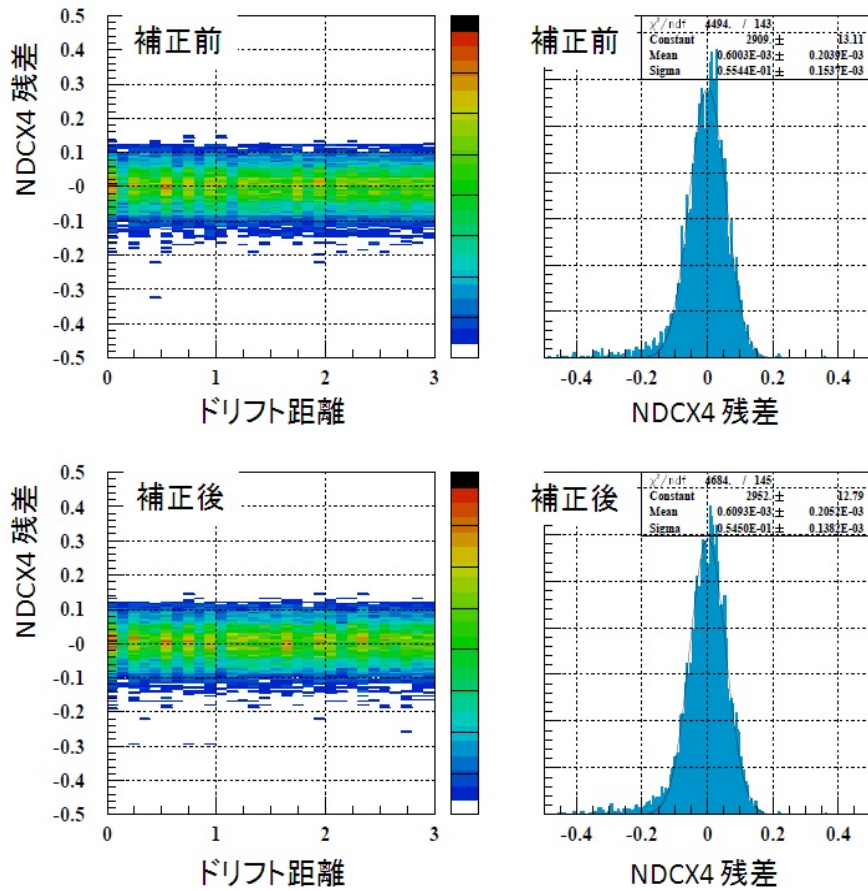


図 3.8: NDC1X4 面の残差補正前後の図。上図が残差補正前、下図が残差補正後を示し、右図は左図を Y 軸方向に投影したものであり、その面の位置分解能に相当する。

センス面	NDC1				NDC2			
	X1	X2	X3	X4	X1	X2	X3	X4
分解能 (1σ) [μm]	57.7	75.3	62.3	47.8	52.4	68.0	72.5	55.7

表 3.3: NDC1,2 の各 X 面における最終的に得た分解能

3.1.3 二次標的の像

NDC から二次ビームの飛跡トラッキングを行うことで、二次標的の入射位置を決定できる。 ^{21}N ビームと ^{22}N ビームにおける上流から見た標的の像をそれぞれ図3.9,3.10に示す。また、表3.4 にそれぞれの通過位置の中心値と σ 値を示す。また、図3.11,3.12はそれぞれ $^{21}\text{N},^{22}\text{N}$ ビームにおける二次標的 X の像を示し、図3.13,3.14はそれぞれ $^{21}\text{N},^{22}\text{N}$ ビームにおける二次標的 Y の像を示す。

二次標的の的の大きさは半径 $R=20\text{mm}$ であるため、 $R \leq 20\text{mm}$ に入った粒子のみ解析を行うことでバックグラウンドを除去した。

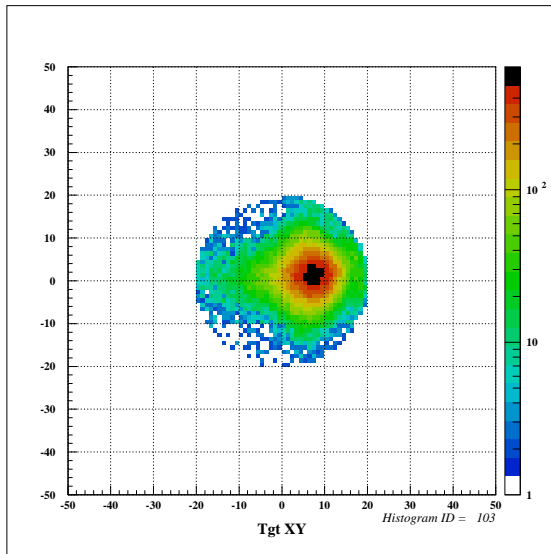


図 3.9: 上流から見た二次ビーム ^{21}N の標的像

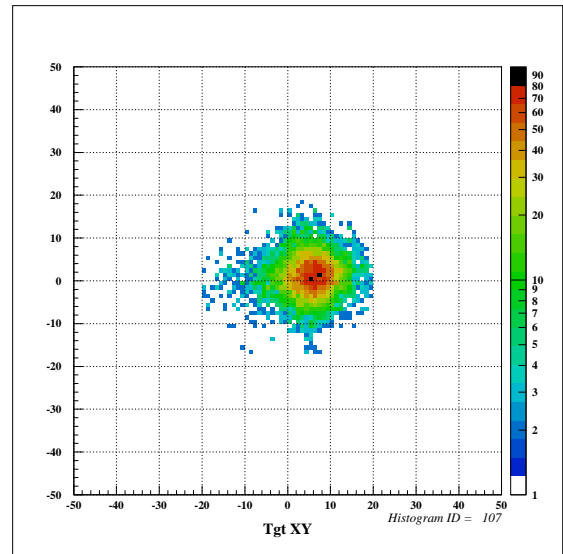


図 3.10: 上流から見た二次ビーム ^{22}N の標的像

二次ビーム	^{21}N (図 3.9)	^{22}N (図 3.10)
X(中心値)	6.64	6.07
σ_x	4.56	4.14
Y(中心値)	1.40	0.97
σ_y	4.52	4.73

表 3.4: $^{21,22}\text{N}$ ビームにおける二次標的の通過位置の中心値と σ 値

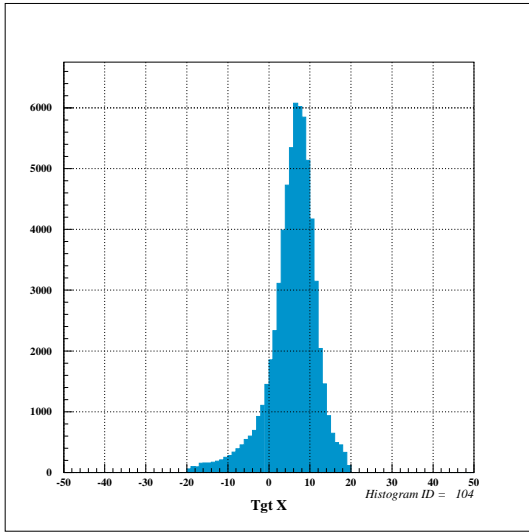


図 3.11: ^{21}N ビームにおける二次標的 X の像

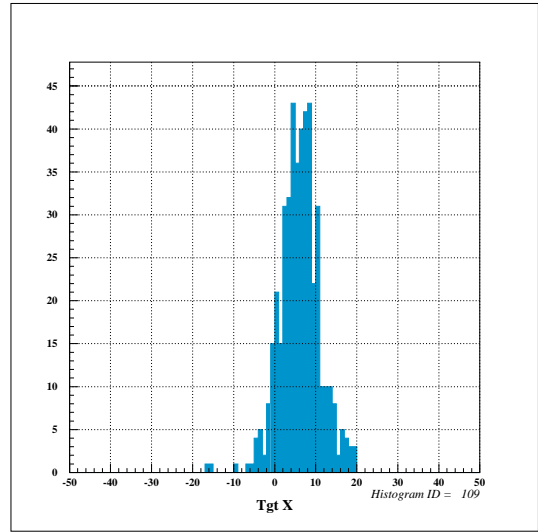


図 3.12: ^{21}N ビームにおける二次標的 X の像

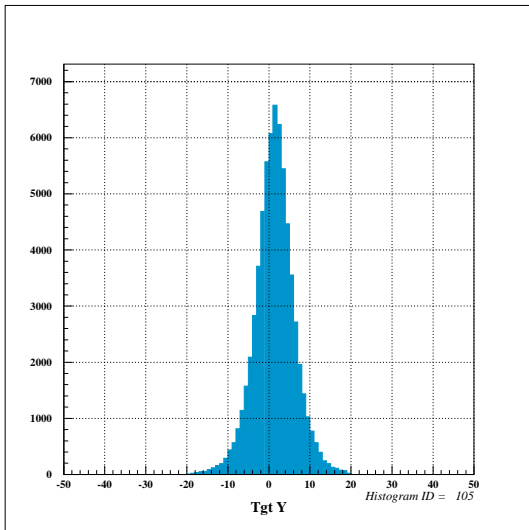


図 3.13: ^{21}N ビームにおける二次標的 Y の像

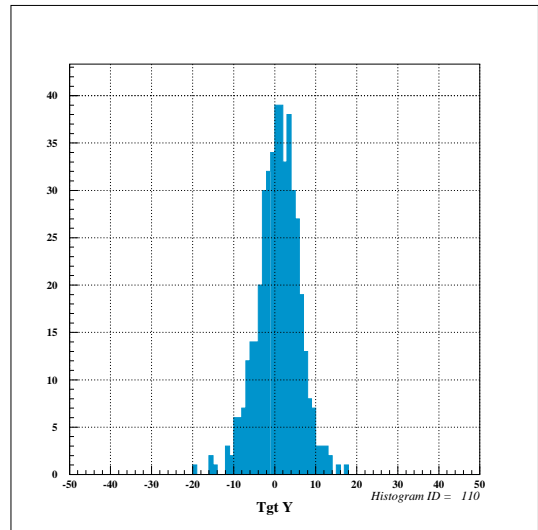


図 3.14: ^{21}N ビームにおける二次標的 Y の像

3.2 二次標的の厚さ

二次標的として用いた液体水素標的は真空チェンバー内にある標的セル内に閉じ込められるため、液体水素の圧力によりハーバー薄膜が変形する。図3.15, 図3.16はそれぞれビーム上流、下流の膜の変形を示しており、x軸はセル本体の面を示し、曲線は薄膜の形を示している。膜の変形の測定にはレーザー変位センサーを用いた。

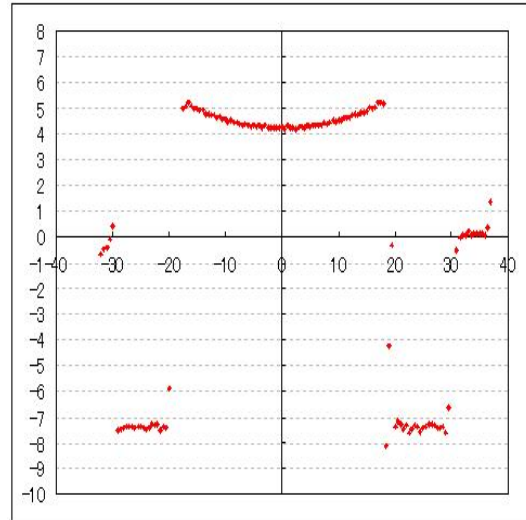
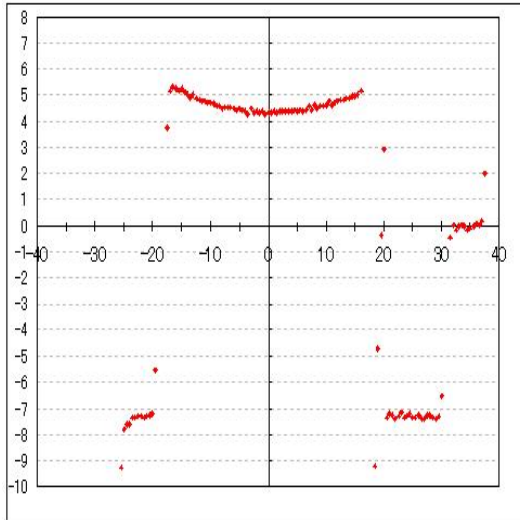


図 3.15: 二次標的の薄膜（上流側）の変形を示す。単位は X,Y 軸ともに [mm] である。ビーム軸中心 (x=0 の点) の y_1 座標は 4.34mm である。

図 3.16: 二次標的の薄膜（下流側）の変形を示す。単位は X,Y 軸ともに [mm] である。ビーム軸中心 (x=0 の点) の y_2 座標は 4.27mm である。

図3.17のように標的中心の厚さは標的の厚さはセル本体の厚さ 30mm からそれぞれの曲線の頂点の y 座標の値 $y_1=4.34\text{mm}$, $y_2=4.27\text{mm}$ を引いた値である。液体水素の密度が 16.0K, 378hPa で $75.28\text{mg}/\text{cm}^3$ [25] であることを用いて、標的の中心の厚さは $161.0\text{ mg}/\text{cm}^2$ と求まった。

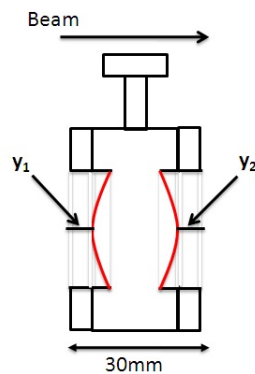


図 3.17: 標的セルの簡略図

3.3 荷電粒子の識別

二次ビーム $^{21,22}\text{N}$ は二次標的で反応し、様々な荷電粒子が生成される。そのため、それぞれのイベントごとに粒子を識別する必要がある。荷電粒子の二次標的とホドスコープ間の飛行時間 $\text{TOF}_{Tgt-Hod}$ 、ホドスコープ内でのエネルギー損失 ΔE 、および磁気スペクトロメータによる $B\rho$ 測定により粒子識別される。

二次標的から出射した荷電粒子は、MDCにより、反応直後の位置・角度が測定される。その後、磁気硬度 $B\rho$ に応じて双極子磁石により軌道を曲げられ、FDCにより位置・角度が測定される。FDCを通過した荷電粒子はホドスコープによって、飛行時間とエネルギー損失を測定される。ホドスコープから得られる飛行時間、かつエネルギー損失の情報から荷電粒子の原子番号 Z の識別を行った。また、MDC、FDCによって得られた位置と角度、および双極子磁石の中心軌道からのズレ $\Delta B\rho/B\rho$ を光学計算コード OPTRACE を用いて得たトランスファー行列によって関係づけることで質量数 A を導出する。以下にその解析方法の詳細を記す。

3.3.1 MDC,FDC の解析

MDC,FDCの解析もNDCの解析と同様の手法で行われた。MDCは残差補正を2回、FDCは5回行った。例として図3.18,3.19にそれぞれMDC,FDCのX4面のドリフト時間、図3.20,3.21にそれぞれMDC,FDCのX4面の補正前後の残差を示す。また、最終的に得たMDC,FDCの分解能 (1σ) を表3.5,3.6に示す。MDCX4面に関しては補正前後で、 $157.4[\mu\text{m}]$ から $111.9[\mu\text{m}]$ となった。FDCX4面に関しては補正前後で、 $143.2[\mu\text{m}]$ から $128.4[\mu\text{m}]$ となった。

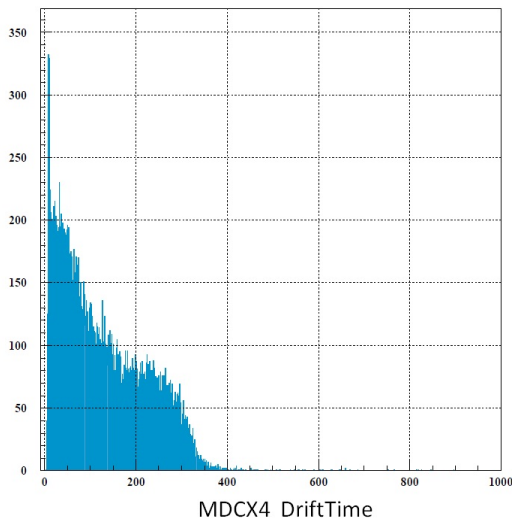


図 3.18: MDC の X4 面のドリフト時間分布

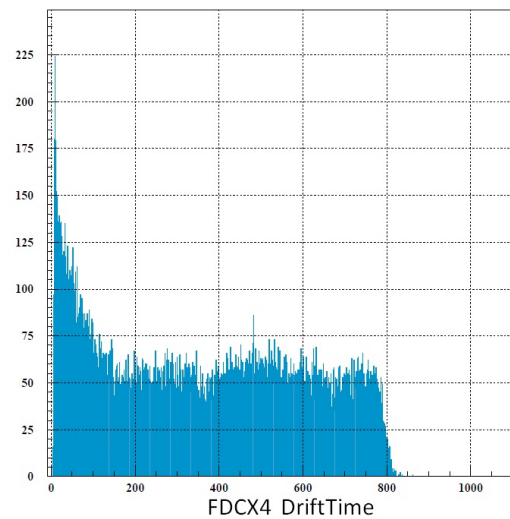


図 3.19: FDC の X4 面のドリフト時間分布

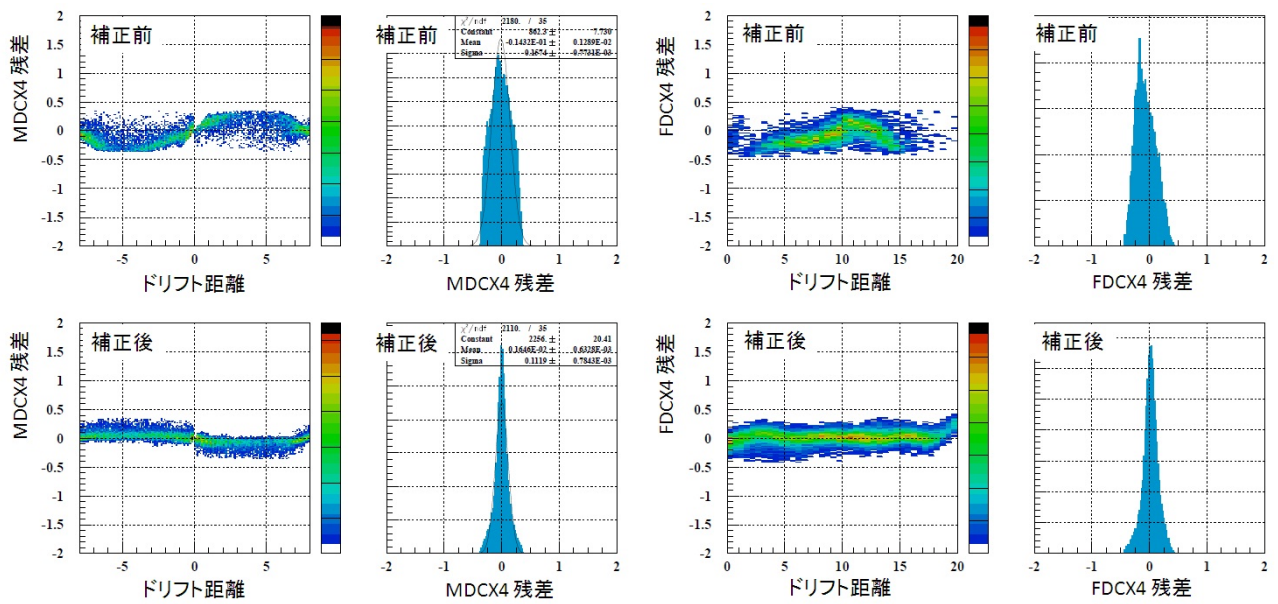


図 3.20: MDCX4 面の残差補正前後の図。
 上図が残差補正前、下図が残差補正後を示し、
 右図は左図を Y 軸方向に投影したものである。

図 3.21: FDCX4 面の残差補正前後の図。
 上図が残差補正前、下図が残差補正後を示し、
 右図は左図を Y 軸方向に投影したものである。

MDC				
センス面	X1	X2	X3	X4
分解能 (1σ) [μm]	114.6	120.0	110.8	111.9

表 3.5: MDC の分解能 (1σ)

FDC					
センス面	X1	X2	X3	X4	X5
分解能 (1σ) [μm]	130.9	138.4	145.1	128.4	122.7

表 3.6: FDC の分解能 (1σ)

3.3.2 二次標的からホドスコープの飛行時間 ($TOF_{Tgt-Hod}$)

F2Pla をスタート、ホドスコープをストップとして二次粒子+反応粒子の合算した飛行時間 TOF_{F2-Hod} が測定される。反応後の粒子の二次標的とホドスコープ間の飛行時間 $TOF_{Tgt-Hod}$ は、

$$TOF_{Tgt-Hod} = TOF_{F2-Hod} - TOF_{F2-Tgt} \quad (3.5)$$

と、 TOF_{F2-Hod} から F2Pla と二次標的における飛行時間 TOF_{F2-Tgt} を引くことで求まる。ここで TOF_{F2-Tgt} を求める必要がある。 TOF_{F2-Tgt} は F1PPAC によって測定された通過位置 X_{F1} から求めた二次ビームの磁気硬度 $B\rho$ (式3.3参照) を用い、この $B\rho$ が F2Pla と二次標的間の飛行時間 TOF_{F2-Tgt} と相関を持つことを利用して求められる。さらに F2Pla と二次標的でのエネルギー損失を考慮して、エネルギー損失の計算コード'newnew3'(後述) を用いて F2Pla と二次標的間の飛行時間 TOF_{F2-Tgt} を粒子ごとに求めた。得られた TOF_{F2-Tgt} と $B\rho$ の関係は、

- ^{21}N ビーム の場合

$$TOF_{F2-Tgt} = 5.303 \times B\rho^2 + 52.145 \times B\rho + 170.85$$

- ^{22}N ビーム の場合

$$TOF_{F2-Tgt} = 4.473 \times B\rho^2 + 46.838 \times B\rho + 164.85$$

と求まった。これと式3.5を組み合わせると TOF_{F2-Tgt} を測定された TOF_{F2-Hod} から差し引くことで $TOF_{Tgt-Hod}$ を得た。 $TOF_{Tgt-Hod}$ は反応後の荷電粒子の識別に用いられる。

newnew3

newnew3 は、磁気硬度 $B\rho$ をもつ粒子の物質でのエネルギー損失と飛行時間をステップごとに計算するプログラムである。本実験に即し、粒子の通過位置にある物質と移動距離を順に配置していく。物質の情報は表として別のファイルに作られており、それを呼び込んで用いる。

3.3.3 Zの識別

ホドスコープで測定されるエネルギー損失 ΔE は前節で求めた $TOF_{Tgt-Hod}$ を用い、

$$\Delta E \propto \frac{Z^2}{v^2} \propto Z^2 \cdot TOF_{Tgt-Hod}^2 \quad (3.6)$$

と表される。 v は粒子の速度を表す。式3.6より $TOF_{Tgt-Hod}$ を横軸、 ΔE を縦軸に取ることで Z によって分離できる。図3.22に例としてホドスコープ ID4 のものを示す³。また、図3.23は図3.22の傾きを補正し、Y軸を Z に規格化し投影したものである。 Z の分解能は表3.7に示す。本解析では、 $6.5 \leq Z \leq 7.5$ を用いている。

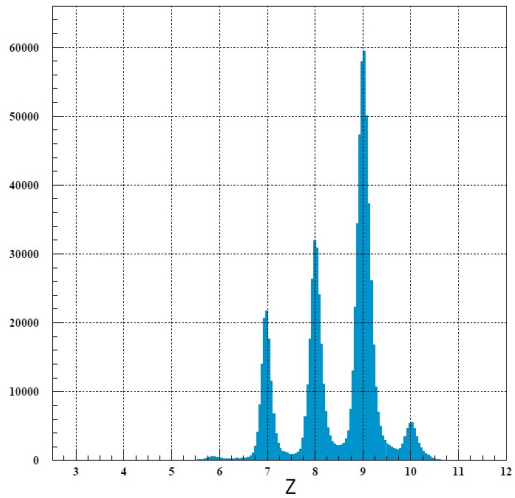
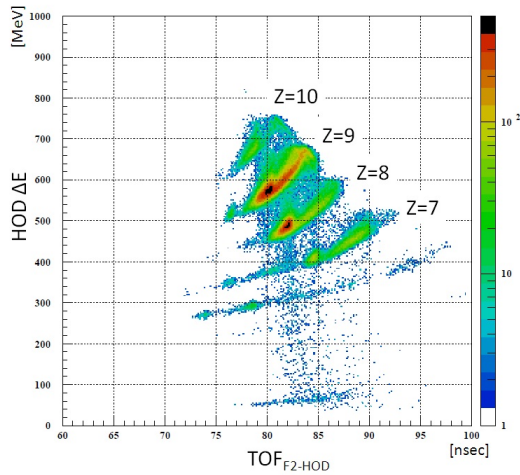


図 3.22: Z の識別図。X 軸は F2Pla からホドスコープ (ID=4) の飛行時間 TOF_{F2-Hod} 、Y 軸はホドスコープのエネルギー損失

図 3.23: 左図を Z で規格化し Y 軸に投影した図。

Z	7.0	8.0	9.0	10.0
$\frac{Z}{\Delta Z(FWHM)}$	28.04	29.27	28.95	26.76

表 3.7: Z の分解能

³ID1,6,7 は識別が困難だったため、ホドスコープの解析は ID2-5 のみ行った。ID=1 は統計が不十分、ID6,7 は粒子がホドスコープ内で止まってしまう Z による筋が確認できなかった

3.3.4 A の識別

荷電粒子の質量数 A の識別は MDC, FDC によって測定した位置・角度を用い、光学計算コード OPTRACE を用いて識別する。荷電粒子は反応後の位置・角度が MDC により測定され、MDC 通過後に双極子磁石によって粒子の磁気硬度 $B\rho$ に応じてその飛跡を曲げられる。その後 FDC によって位置・角度を測定される。荷電粒子の磁気硬度 $B\rho$ は荷電粒子の Z、A、 $TOF_{Tgt-Hod}$ を用いて、

$$B\rho \propto \frac{A}{Z} \cdot \frac{1}{TOF_{Tgt-Hod}} \propto \frac{P}{Z} \quad (3.7)$$

と表される。P は粒子の運動量である。Z については前節で述べたようにホドスコープの解析によって Z=7 を選び出すことができる。Z を固定すると、式3.7より中心軌道からの磁気硬度のズレ $\frac{\Delta B\rho}{B\rho}$ は運動量のズレ $\delta = \frac{\Delta P}{P}$ に相当する。すなわち、

$$\frac{\Delta B\rho}{B\rho} \propto \frac{\Delta P}{P} = \delta \quad (3.8)$$

また、MDC、FDC で測定された位置 x と角度 θ は、双極子磁石におけるトランスファー行列 T を用いて

$$\begin{pmatrix} x_F \\ \theta_F \\ \delta \end{pmatrix} = T \begin{pmatrix} x_M \\ \theta_M \\ \delta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_M \\ \theta_M \\ \delta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1.04286 & 0.327018 & 0.948116 \\ 0.0786841 & 0.9837293 & 4.51975 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_M \\ \theta_M \\ \delta \end{pmatrix} \quad (3.9)$$

と表される。行列要素 a_{mn} (m,n=1-3) の値は OPTRACE によって計算された。添字 M,F はそれぞれ MDC,FDC を意味する。式3.9により、

$$x_F = a_{11}x_m + a_{12}\theta_m + a_{13}\delta \quad (3.10)$$

$$\theta_F = a_{21}x_m + a_{22}\theta_m + a_{23}\delta \quad (3.11)$$

の2式を得ることができる。式3.10,3.11から x_m を消去し、 δ を θ_M 、 x_F 、 θ_F の関数として表すことができる。 θ_M 、 x_F 、 θ_F は測定量なので、粒子ごとに δ が求まる。さらに式3.7より、Z=7 のイベントを選択して横軸に $TOF_{Tgt-Hod}$ 、縦軸に $\delta(\propto \frac{\Delta B\rho}{B\rho})$ をプロットすることで質量数 A を識別できる。図3.24はホドスコープ ID=4 において、 ^{21}N ビームを用い トリガーの条件でホドスコープで Z=7 を選び出した後、横軸に $TOF_{Tgt-Hod}$ 、縦軸に δ としてプロットしたもので、A によって粒子が識別されていることが確認できる。また、図3.25、3.26は図3.24の傾きを補正し、Y 軸を A に規格化し投影したものである。図3.25、3.26はそれぞれ ^{21}N 、 ^{22}N ビームにより得た質量数 A の分布である。A の分解能は表3.8に示す。

本解析では ^{21}N ビームの場合は図3.25の質量分布から ^{20}N についての解析は $19.5 \leq A \leq 20.5$ 、 ^{21}N についての解析は $20.5 \leq A$ を選んで行った。 ^{22}N ビームの場合は図3.26の質量分布から ^{20}N についての解析は $19.5 \leq A \leq 20.5$ 、 ^{21}N についての解析は $20.5 \leq A \leq 21.5$ 、 ^{22}N についての解析は $21.5 \leq A$ を選んで行った。

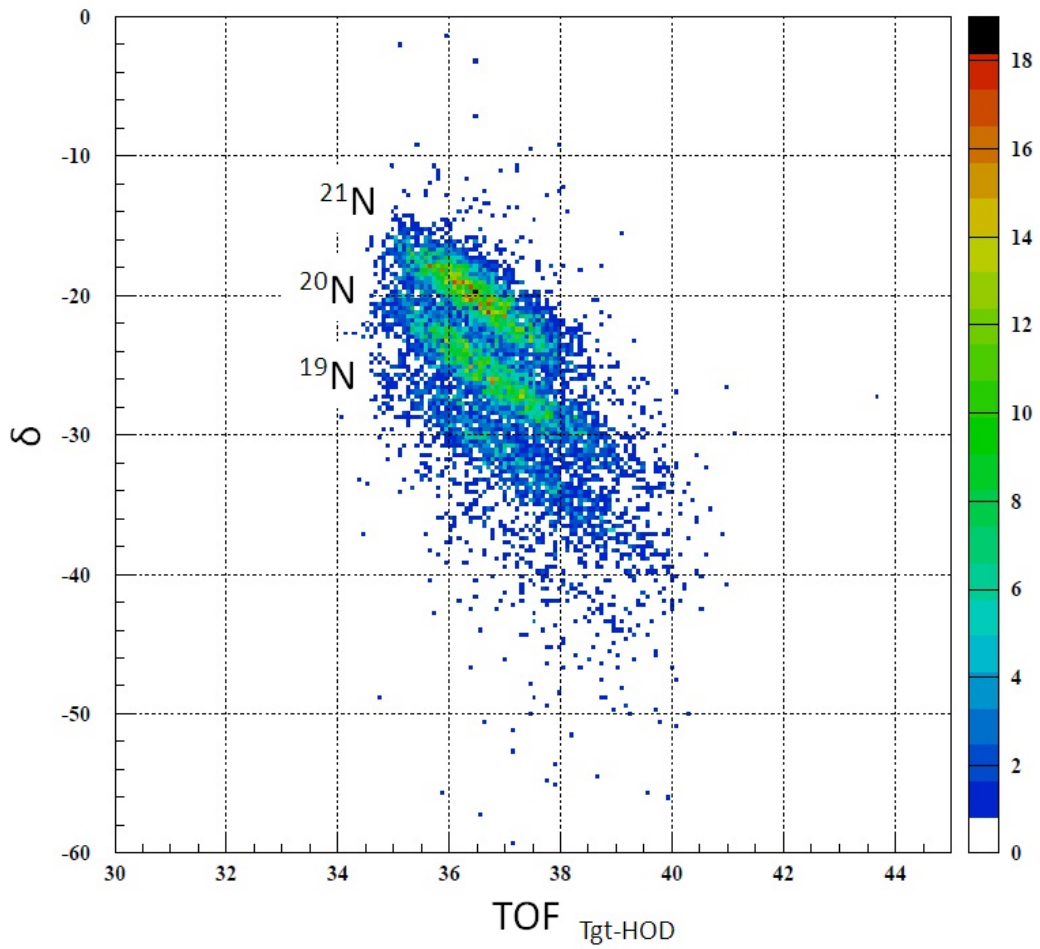


図 3.24: ホドスコープ ID=4 において、 ^{21}N ビームに対し トリガーのもとホドスコープで $Z=7$ を選び出した後、横軸に $TOF_{Tgt-Hod}$ 、縦軸に δ としてプロットしたものである。粒子の質量数 A によって筋になって分離できている。この筋の傾きを補正することで A の分布を得る。

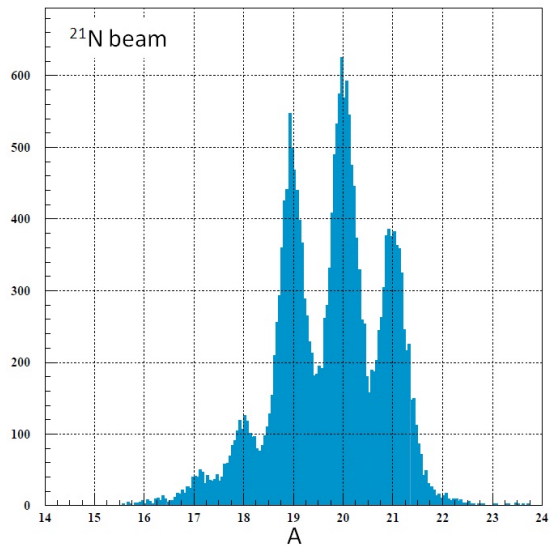


図 3.25: ^{21}N ビームにおける A の識別

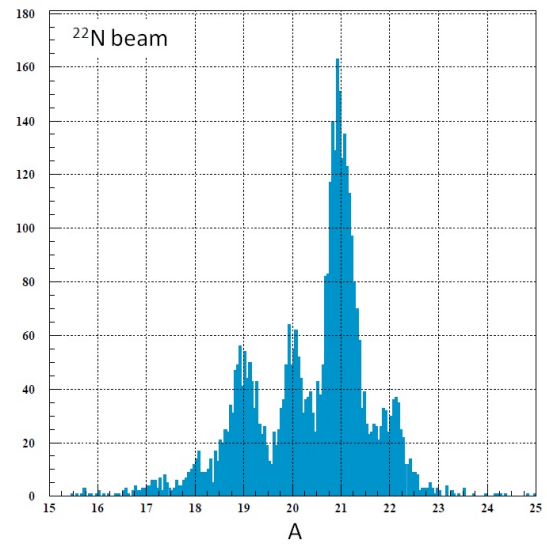


図 3.26: ^{22}N ビームにおける A の識別

A	^{21}N beam				^{22}N beam			
	18	19	20	21	19	20	21	22
$A/\Delta A(\text{FWHM})$	25.67	32.18	31.30	33.73	26.99	35.88	34.70	35.81

表 3.8: 二次ビーム $^{21,22}\text{N}$ における反応後の荷電粒子における質量数 A の分解能

3.4 荷電粒子 $^{20-22}\text{N}$ のアクセプタンス

本解析において、ホドスコープ ID2-5 のみを解析したため、粒子のアクセプタンスを制限している可能性がある。ホドスコープ ID=2-5 のみに入射した粒子のみを選び出し、各反応チャンネルごとにホドスコープの直前に設置された FDCX の像を確認することでアクセプタンスを求めた。図3.27は $^{22}\text{N} \rightarrow ^{22}\text{N}$ の FDCX の像を示し、図3.28は $^{21}\text{N} \rightarrow ^{21}\text{N}$ を示す。FDCX の像からこの二つの反応に関してはアクセプタンスは 100% と考えることができる。

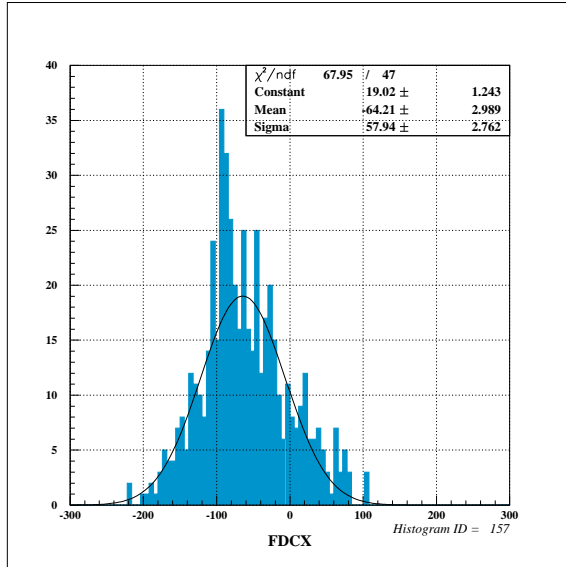


図 3.27: $^{22}\text{N} \rightarrow ^{22}\text{N}$ での FDCX 像

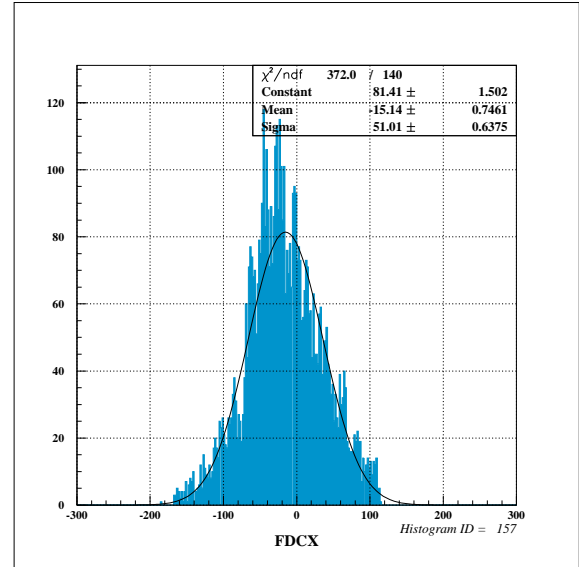


図 3.28: $^{21}\text{N} \rightarrow ^{21}\text{N}$ での FDCX 像

次に図3.29に $^{22}\text{N} \rightarrow ^{21}\text{N}$ 、図3.30に $^{21}\text{N} \rightarrow ^{20}\text{N}$ 、図3.31に $^{22}\text{N} \rightarrow ^{20}\text{N}$ の FDCX 像を示す。図3.29-図3.31においてはXの正方向が制限されていることが確認できる。その割合を見積もるためにFDCXの像を正規分布と仮定し、制限された領域の割合を求めアクセプタンスを導出した。その結果を表3.9にまとめた。以下の解析で反応断面積を求める際には、これらのアクセプタンス補正を考慮する必要がある。

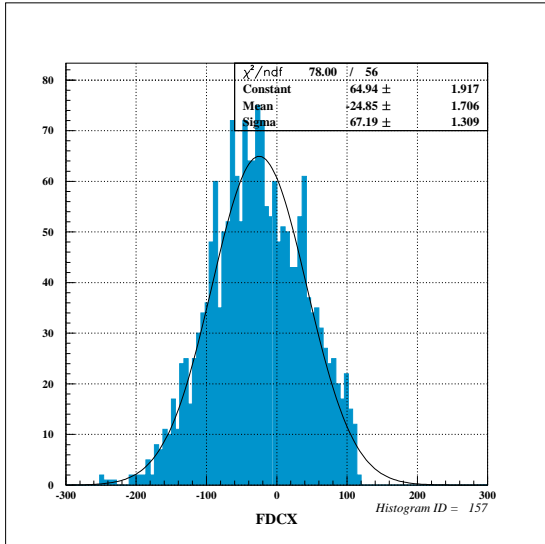


図 3.29: $^{22}\text{N} \rightarrow ^{21}\text{N}$ での FDCX 像

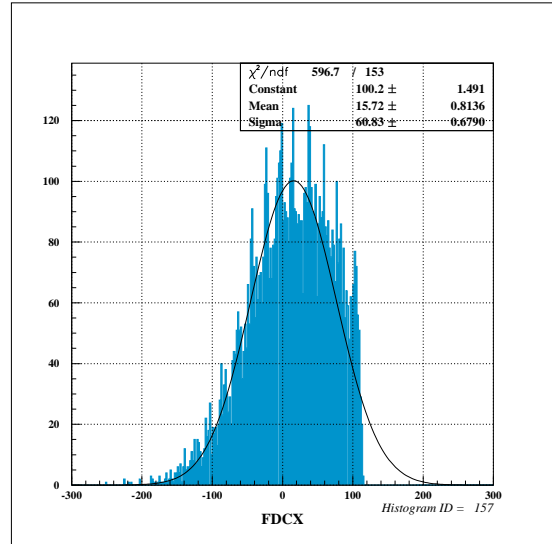


図 3.30: $^{21}\text{N} \rightarrow ^{20}\text{N}$ での FDCX 像

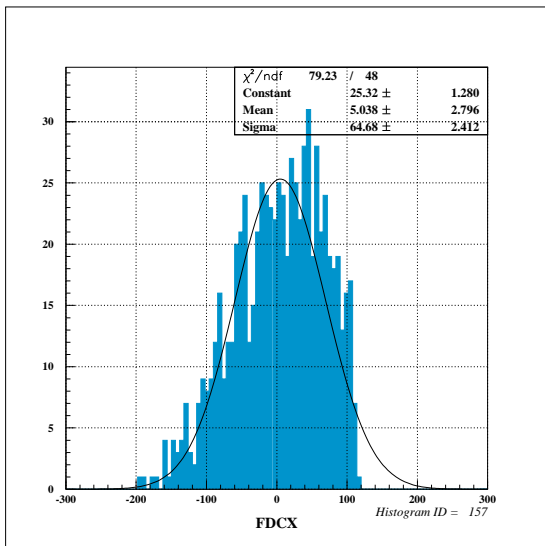


図 3.31: $^{22}\text{N} \rightarrow ^{20}\text{N}$ での FDCX 像

反応	アクセプタンス
$^{22}\text{N} \rightarrow ^{21}\text{N}$	98.7%
$^{21}\text{N} \rightarrow ^{20}\text{N}$	95.5%
$^{22}\text{N} \rightarrow ^{20}\text{N}$	94.9%

表 3.9: それぞれの反応におけるアクセプタンス

3.5 線検出器群 DALI

線検出器群 DALI における線の解析については、エネルギー較正、時間情報を用いたゲートの生成、ドップラー補正について述べる。また、線源を用いた測定より DALI のエネルギー分解能を導出した。

3.5.1 エネルギー較正

それぞれの NaI シンチレータに対し、ADC モジュールによって取り込まれたデータ [ch] をエネルギー [keV] に較正した。エネルギー較正には三種の線源 (^{137}Cs , ^{60}Co , ^{22}Na) を用いた。表3.10に各線源の線エネルギーを示す。それぞれの線源の壊変図、測定の詳細は付録に記す。

線源	光電ピークのエネルギー	
^{137}Cs	662 keV	
^{60}Co	1173 keV	1333 keV
^{22}Na	511keV	1274 keV

表 3.10: 線源のエネルギー

図3.32には ID=11 の NaI シンチレータにおけるチャンネル [ch] とエネルギー [keV] の関係を例として示す。同様の操作を 48 本全てについて行った。

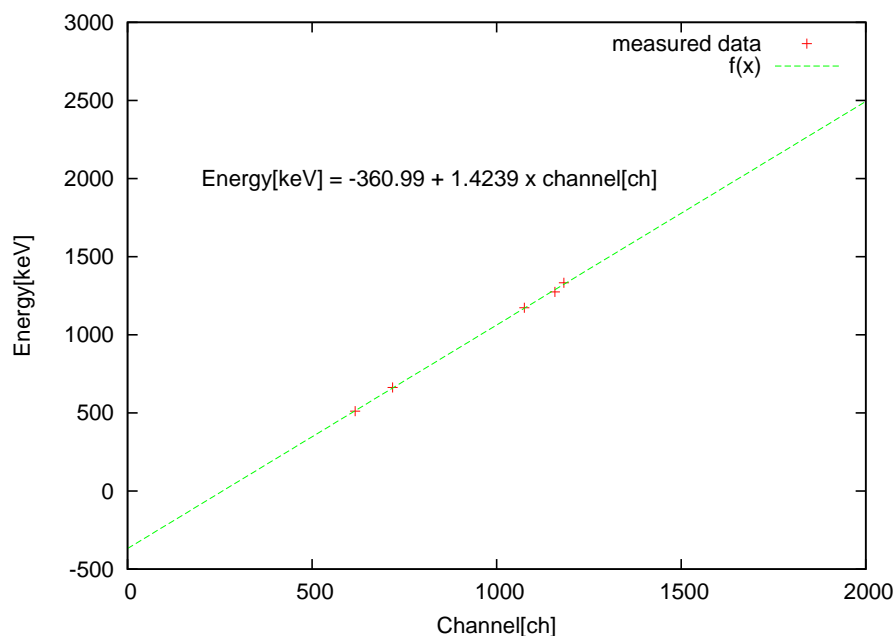


図 3.32: DALI(ID=11) のチャンネルとエネルギーの関係

3.5.2 DALIの時間情報

バックグラウンド(中性子、荷電粒子、自然の放射性物質など)を取り除くため、NaIシンチレータで得る時間情報を利用する。図3.33はNaIシンチレータの時間情報を示す。DALIの時間情報から二次ビームと同期している線イベントのみを選び出すことでバックグラウンドを取り除いた。本解析では、赤で示した領域 ($45 \leq T \leq 58$) を選び出して線の解析を行った。

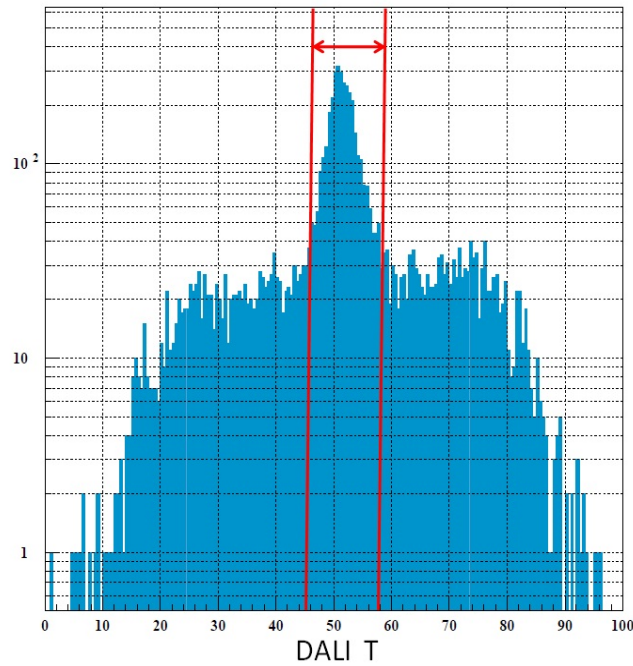


図 3.33: DALIの時間スペクトル。横軸はDALIで得られた時間情報を表し、縦軸はイベント数を対数表示している。各シンチレータの時間情報を相対的に合わせるため便宜上50付近にそろえただけで、値自体は意味を持たない。本解析では、バックグラウンドの除去を行うために赤線で示した領域のみを選び出し、解析を行った。

3.5.3 ドップラー補正

図3.34にインビーム 線分光の簡略図を示す。線を放出する荷電粒子は光速の約35%で運動しているため、実験室系で測定される線のエネルギー $E_{measure}$ はドップラーシフトにより、荷電粒子の静止系で見た実際のエネルギー E_γ とは異なる。そのためドップラー補正を施し $E_{measure}$ を E_γ に戻す必要がある。本実験では、実験室系での線の放出角度 θ_{lab} は線がヒットとしたNaIシンチレータの中心座標と二次標的の中心を通る線とで与えられる。本来 θ_{lab} は二次ビームの角度も考慮すべきであるが、 θ_{lab} の分解能はシンチレータのクリスタルの大きさによる不定性の方が支配的であるために荷電粒子の角度の広がりは無視できるとした。また、線を放出した際の荷電粒子の速度は、標的直後で線を放出したという仮定を用い、標的とホドスコープ間の飛行時間 $TOF_{Tgt-Hod}$ により求めた。

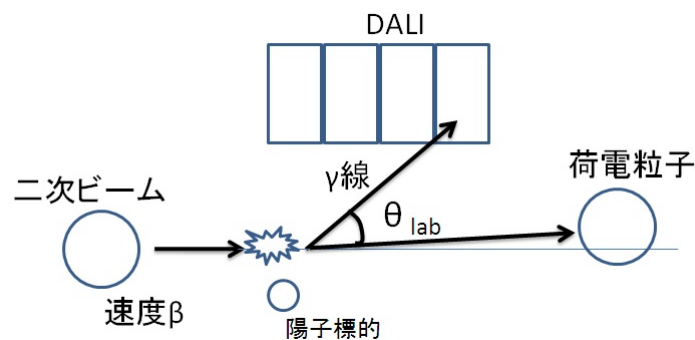


図 3.34: インビーム 線分光の簡略図を示す。 θ_{lab} は粒子と 線の角度を表す。

E_γ と $E_{measure}$ の関係は図3.34のように実験室系における粒子の方向と線の放出方向のなす角を θ_{lab} 、二次ビームの速度を β とするとはローレンツ変換 (付録) から、

$$E_\gamma = E_{measure} \frac{1 - \beta \cos \theta_{lab}}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (3.12)$$

のように表される。イベント毎にこのドップラー補正を施すことにより、3.35、3.36に示すように線のピークがはっきり確認できるようになる。例は $^{21}\text{N}(p,p')^{20}\text{N}$ 反応の線スペクトルである。

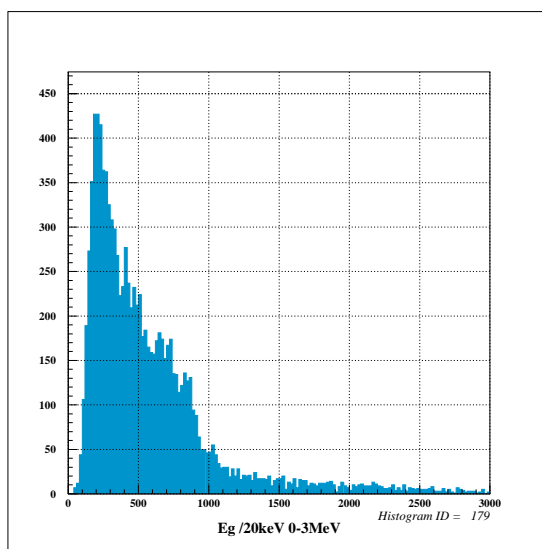


図 3.35: $^{21}\text{N}(p,p')^{20}\text{N}$ 反応における測定された線スペクトルを表している。

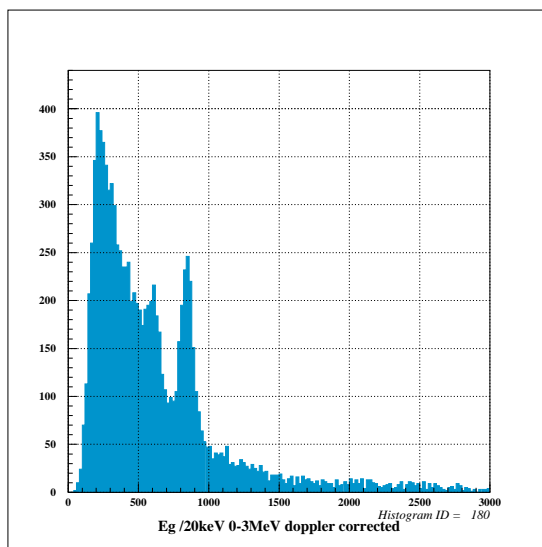


図 3.36: 上記の図にドップラー補正を施したもの。上図では見られなかったピークが出現した。

3.5.4 DALIのエネルギー分解能

DALIにおける線のエネルギー分解能は線源を用いた測定で見積もることができる。図3.37,3.38,3.39はそれぞれ ^{137}Cs , ^{60}Co , ^{22}Na のスペクトルを表す。赤線は測定された結果、青はバックグラウンド、黒は測定された結果からバックグラウンドを引いたものである。バックグラウンドはそれぞれの線源の測定に規格化されている。各線源、バックグラウンドの測定の詳細は付録に記す。

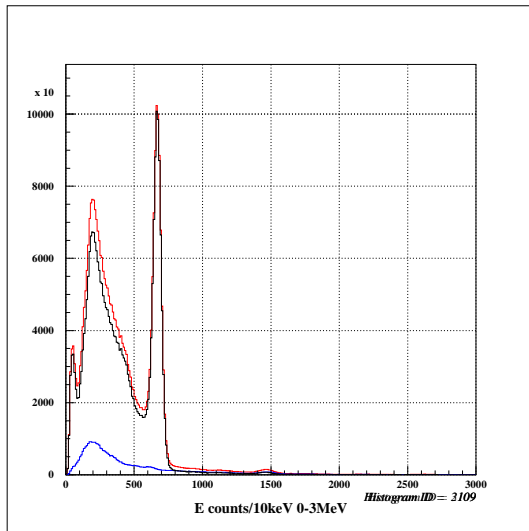


図 3.37: ^{137}Cs 線源のスペクトル

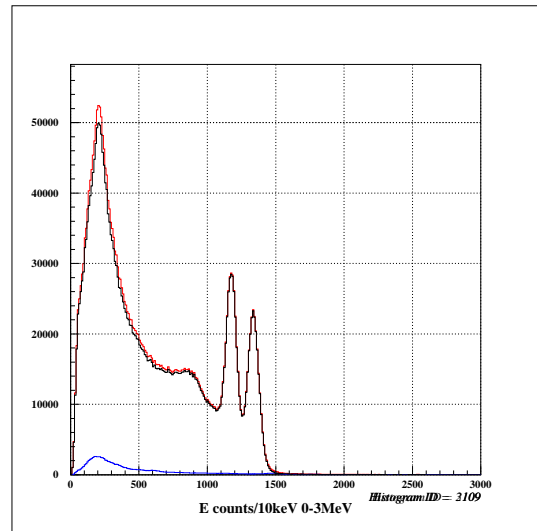


図 3.38: ^{60}Co 線源のスペクトル

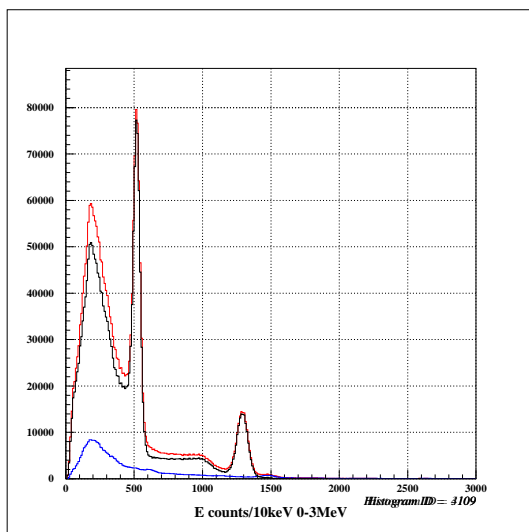


図 3.39: ^{22}Na 線源のスペクトル

図3.40-3.43はそれぞれの線源の光電ピークをガウシアン、バックグラウンドを指数関数としフィッティングしたものである。 ^{137}Cs , ^{22}Na (^{22}Na はピークごと) は式3.13を用い一つのガウシアンと指数関数で、 ^{60}Co は式3.14を用いて二つのピークと指数関数でフィッティングを行った。式3.13の P_1 はそれぞれのピークのカウント数、 P_2 はピークを中心値、 P_3 はピークの幅 (1σ) を表す。得られたパラメータ $P_1 \sim P_6$ (P_9) は表3.11に示す。

$$f(x) = P_1 \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x - P_2}{P_3}\right)^2\right] + \exp(P_4 + P_5x) + P_6 \quad (3.13)$$

$$f(x) = P_1 \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x - P_2}{P_3}\right)^2\right] + P_4 \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x - P_5}{P_6}\right)^2\right] + \exp(P_7 + P_8x) + P_9 \quad (3.14)$$

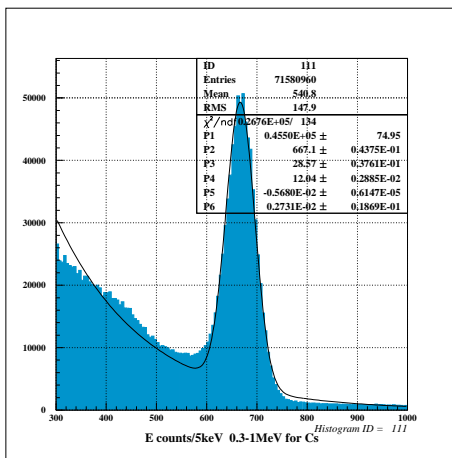


図 3.40: ^{137}Cs 線源のスペクトル (300-1000keV)

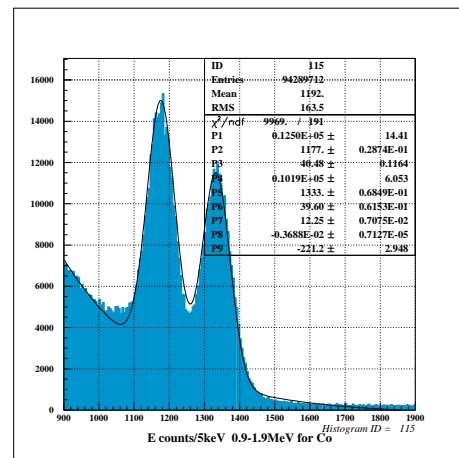


図 3.41: ^{60}Co 線源のスペクトル (900-1900keV)

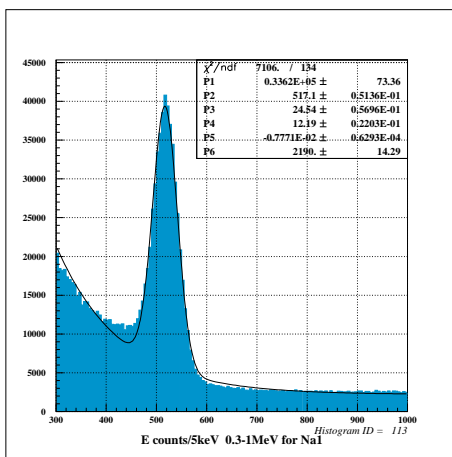


図 3.42: ^{22}Na 線源のスペクトル (300-1000keV)

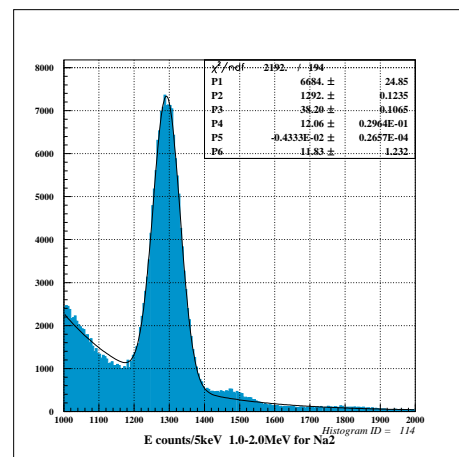


図 3.43: ^{22}Na 線源のスペクトル (1000-2000keV)

	P ₁	P ₂	P ₃	P ₄	P ₅	P ₆	P ₇	P ₈	P ₉
¹³⁷ Cs	45500	667	28.57	12.04	-0.00568	0.002731	---	---	---
²² Na1	33630	517	24.54	12.19	-0.007771	2190	---	---	---
²² Na2	6684	1292	38.2	12.06	-0.004333	11.83	---	---	---
⁶⁰ Co	12500	1177	40.48	10190	1333	39.60	12.25	-0.003688	-221.2

表 3.11: フィッティングによって得たパラメータ

図3.44はDALIのエネルギー分解能のプロットとそのフィッティングを示す。3種の線源(¹³⁷Cs,⁶⁰Co,²²Na)を用いた測定から得られたパラメータにより線の分解能(1 σ)をエネルギーの関数として求めることができる。NaIシンチレータの分解能はシンチレータの光子数の統計的ゆらぎによるものである。光子の個数は $\sqrt{E_\gamma}$ の幅を持つ E_γ に比例するため、DALIの分解能は $\sqrt{E_\gamma}$ の関数としてフィッティングを行った。

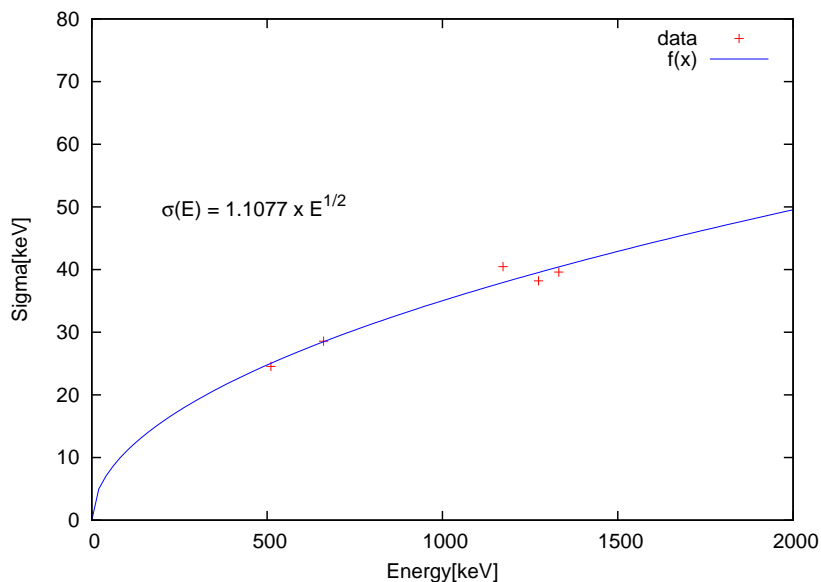


図 3.44: 赤い点は測定によって得られた σ を示し、データ点のフィッティングは青線で描かれている。

フィッティングにより得た DALI の分解能 σ は

$$\sigma(E) = 1.1077 \times \sqrt{E(\text{keV})} \quad (3.15)$$

となった。以上のようにして得られた分解能の関数は GEANT4 を用いたシミュレーションに用いられた。

3.6 GEANT4によるシミュレーション

GEANT4を用いたシミュレーションについて述べる。実験セットアップの再現から線源の測定、インビーム線分光のシミュレーションについて詳細を記す。

3.6.1 実験セットアップの再現

図3.45はGEANT4により再現した実験セットアップである。DALIを含む二次標的まわりの物質を実験を再現するよう配置していった。配置した物質の詳細は付録に記す。

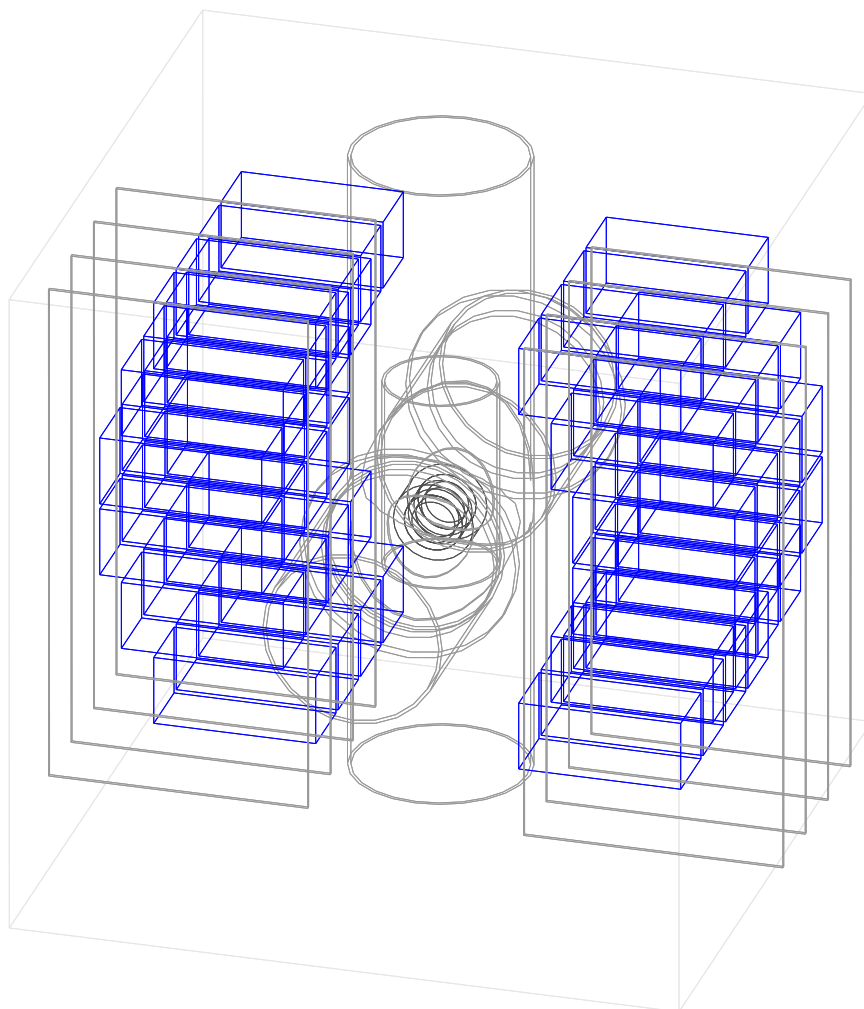


図 3.45: GEANT4 により再現した実験セットアップ。標的の中心を原点に48本のNaIシンチレータと標的セル、チェンバーなどを実験に即して設置した。

3.6.2 GEANT4 による線源の測定の実装

線源の情報から放出される光子の個数を算出し、シミュレーションによる再現を行った。線源の情報は付録に記載されている。分解能は式3.15を導入した。図3.46-3.48が得られたスペクトルで、赤線が実験、青線がGEANT4によるシミュレーションの結果である。結果を表3.12にまとめる。

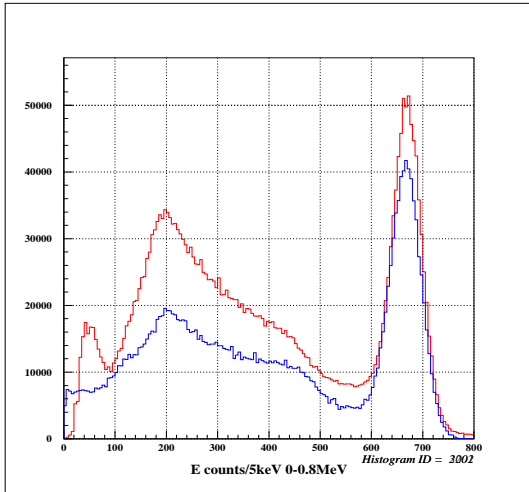


図 3.46: ^{137}Cs 線源の測定とシミュレーション。
赤が実験、青がシミュレーションを表す。

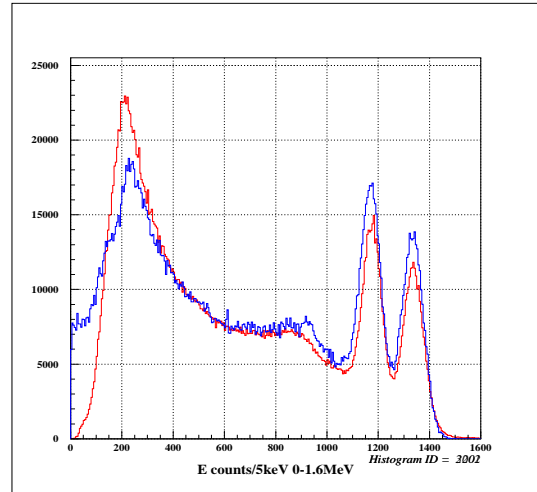


図 3.47: ^{60}Co 線源の測定とシミュレーション。
赤が実験、青がシミュレーションを表す。

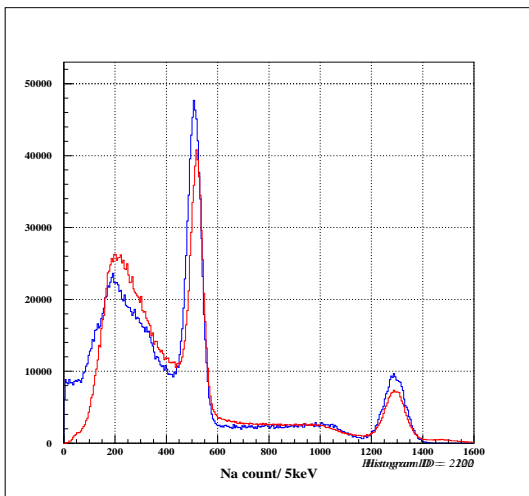


図 3.48: ^{22}Na 線源の測定とシミュレーション。
赤が実験、青がシミュレーションを表す。

	^{137}Cs	^{60}Co		^{22}Na	
エネルギー [keV]	662	1173	1333	511	1275
Exp. 赤	49658	14404	11543	38795	7106
GEANT4 青	41158	16909	13657	46633	9268
Exp/GEANT4	1.206	0.852	0.845	0.832	0.767

表 3.12: 測定とシミュレーションの光電ピークにおける個数の比較とシミュレーションに対しての測定の割合を示す。 ^{137}Cs に関してはシミュレーション結果が実験結果に比べ少なく見積もられており、一方、 ^{60}Co , ^{22}Na に関してはシミュレーション結果の方が多く見積もられている。

GEANT4 におけるシミュレーションでは線源の測定を完全に再現できていない。しかしスペクトルの形はほぼ再現できている。最大で 23% の誤差範囲内で検出効率を見積もることができる。

3.7 検出効率 (Efficiency)

次に検出効率を測定、シミュレーションにより求め比較を行う。図3.49はエネルギーに対して検出効率をプロットしたものである。測定により得られる検出効率 ϵ_{exp} は

$$\epsilon_{exp} = \frac{N_{peak}}{N_{source} \cdot Lifetime} \quad (3.16)$$

と表される。 N_{peak} はピークに含まれる個数である。また、 N_{source} は線源から放出される線の個数、Lifetime は DALI の Lifetime を示す。(値は付録参照) 一方、シミュレーションにおいては分解能を無限大にし、各エネルギーに対しての光子を 10^5 個発生させ、光電ピークの個数を数え、エネルギーに対しての検出効率を求めた。測定により得られた結果は表3.13に、シミュレーションにより得られた結果は表3.14にまとめる。

線源	^{137}Cs	^{60}Co		^{22}Na	
エネルギー	662	1173	1333	511	1257
検出効率 (Exp.)	13.15	9.98	9.23	16.3	9.68

表 3.13: 測定より求めた検出効率

エネルギー	200	500	700	900	1100	1300	1400	1800	2000	2500
検出効率 (GEANT4)	18.69	14.82	12.29	10.86	10.24	9.16	8.46	7.17	6.70	5.67

表 3.14: シミュレーションより求めた検出効率

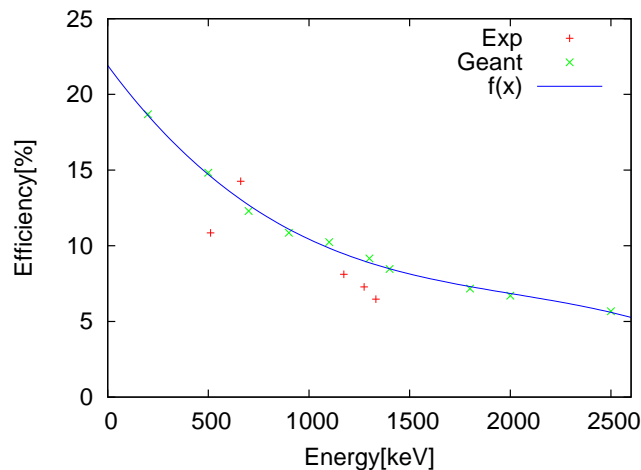


図 3.49: 測定とシミュレーションにより得た線のエネルギーに対しての検出効率を示した図である。緑点は GEANT4 により得た結果で青線はその結果を適当な関数を用いてフィッティングしたものである。赤点は実験によって得た検出効率である。

3.8 断面積の導出

測定により得た $^{20-22}\text{N}$ の線スペクトルから式3.17を用いて断面積を求める。それぞれの反応でアクセプトランスを考慮して導出する必要がある。

$$\sigma_{\gamma} = \frac{(\text{LiveTime})_{beam}}{N_{beam}} \frac{A_{tgt}}{N_A x} \frac{N_{\gamma}}{(\text{LiveTime})_{\gamma}} \frac{1}{\epsilon_{MDC} \epsilon_{FDC}} \quad (3.17)$$

N_{beam} は標的内に入った二次ビームの個数、 N_{γ} は線の個数を表し、 x は標的の厚さ=0.161g/cm²、アボガドロ数 $N_A=6.02 \times 10^{23}$ 、 A_{tgt} は1molあたりの標的の質量=1.008g/molである。 $\epsilon_{MDC, FDC}$ はMDC, FDCの検出効率である。 N_{γ} はGEANT4を用いたシミュレーションから求めることができる。詳細は次ページで述べる。

表3.15に本実験で得たそれぞれの値を示す。

二次ビーム	N_{beam}	LiveTime_{beam}	LiveTime_{γ}	ϵ_{MDC}	ϵ_{FDC}
^{21}N	5601396	0.972	0.9386	0.993	0.945
^{22}N	762720	0.985	0.9880	0.994	0.952

表 3.15: 二次ビーム $^{21,22}\text{N}$ に対するそれぞれの値

それぞれの値を計算すると、 ^{21}N ビームの場合は式3.18、 ^{22}N ビームの場合は式3.19のようになる。

- ^{21}N ビームの場合

$$\sigma_{\gamma} = 2.04 \times 10^{-3} \times N_r [\text{mbarn}] \quad (3.18)$$

- ^{22}N ビームの場合

$$\sigma_{\gamma} = 1.43 \times 10^{-2} \times N_r [\text{mbarn}] \quad (3.19)$$

3.9 GEANT4を用いた断面積の評価

各々の反応により得たスペクトルをシミュレーションにより再現し、その断面積を導出する。結果により得た光電ピークのエネルギー・分解能を GEANT4 にインプットし、スペクトルの再現を行う。GEANT4 で行ったシミュレーションの手順を以下に示す。式中の 'cm' は重心系 (Center of Mass System)、'lab' は実験室系 (Laboratory System) を表す。ビームは z 軸上を運動していると仮定する。

1. 線スペクトルの光電ピークの値を用いて 線のエネルギー E_γ を用意する。
2. 重心系で等方的に散乱するような乱数 ($P_x^{cm}, P_y^{cm}, P_z^{cm}$) を作成する。これは 線の運動量ベクトルである。
3. 二次ビームの粒子の速度 $\beta(Z)$: 二次標的への二次ビームの入射、出射速度をそれぞれ β_{in} 、 β_{out} を newnew3(参照 2 章) により算出し、標的内位置 $Z(Z_{in} \leq Z \leq Z_{out})$ での β を求める。以下のように線形性を仮定した。

$$\beta(Z) = \frac{\beta_{out} - \beta_{in}}{Z_{out} - Z_{in}} Z + \frac{\beta_{out} + \beta_{in}}{2} \quad (3.20)$$

また、入射ビーム β_{in} の拡がりは $\pm 3\%$ とし、二次ビームの 線放出の位置は標的内で一定の割合で与えた。

4. 式3.21,3.22のように二次ビームの速度 β を用いてローレンツ変換により lab 系の運動量 ($P_x^{lab}, P_y^{lab}, P_z^{lab}$) を得る。式3.22中の γ は γ -factor を表す。

$$P_{x(y)}^{lab} = P_{x(y)}^{cm} \quad (3.21)$$

$$P_z^{lab} = \gamma P_z^{cm} + \beta \gamma E^{cm} \quad (3.22)$$

5. 以上の式で求めた ($P_x^{lab}, P_y^{lab}, P_z^{lab}$) から z 軸との角度 θ_{lab} を求め E_γ を β と θ_{lab} を用いドップラーシフトさせた後、($P_x^{lab}, P_y^{lab}, P_z^{lab}$) 方向に飛ばす。これで 1 粒子発生となる。
6. 測定された 線のエネルギー $E_{measure}$ を実験と同様に出射粒子の速度 β_{out} と DALI の ID から決まる角度 θ_{lab} を用いてドップラー補正する。DALI のエネルギー分解能は線源の測定により得られた式3.15より $\sigma = 1.1077 \times \sqrt{E}$ を用いている。補正の際の β_{out} としては $HOD_{Tgt-Hod}$ の分解能を与えた。

シミュレーションでは上記で設定した光子を 2.0×10^6 個発生させ、その応答関数を用いて 線スペクトルの再現を行う。例として、図3.50,3.51 に $E_\gamma = 1.0 \text{ MeV}, 2.0 \text{ MeV}$ の応答関数を示す。また、図3.52,3.53にシミュレーションの様子を示す。

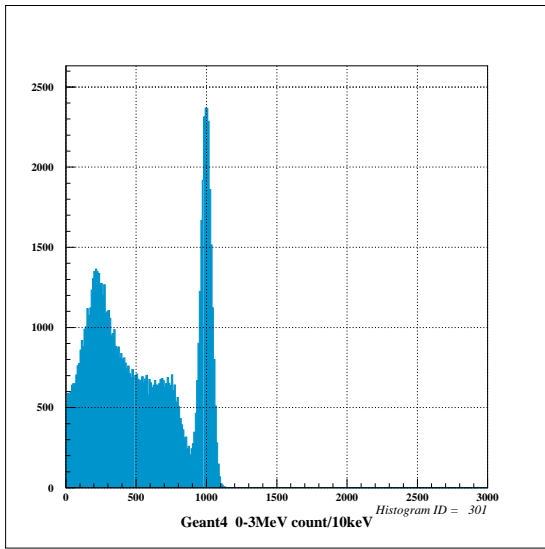


図 3.50: GEANT4 による 1.0MeV における 線スペクトルの応答関数

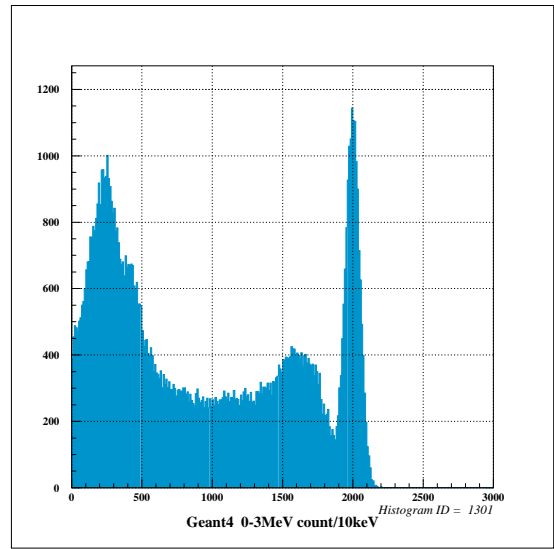


図 3.51: GEANT4 による 2.0MeV における 線スペクトルの応答関数

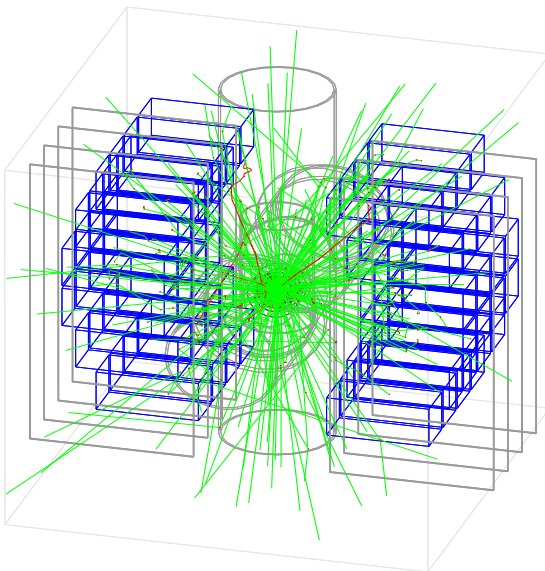


図 3.52: GEANT4 によるシミュレーションの様子。緑が 線を表す。

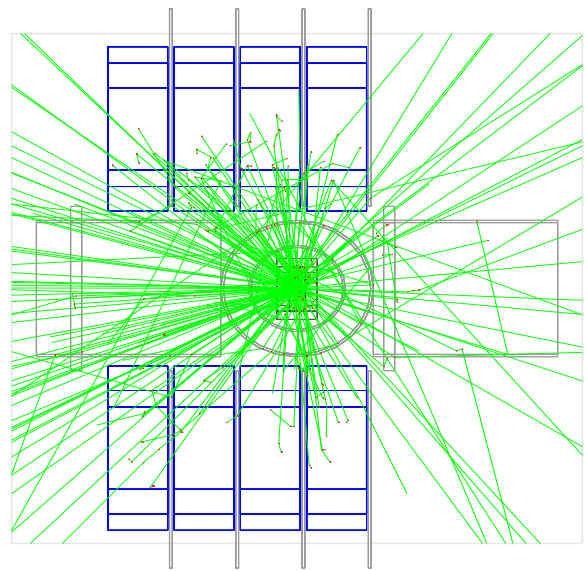


図 3.53: Genat4 によるシミュレーションの様子 (上方から)。

3.10 線スペクトル

本節では $^{20-22}\text{N}$ について 線スペクトルの結果を示す。線のピークのエネルギーは得られたスペクトルをガウシアンでフィットすることで求めた。このフィットで得たエネルギーに対し、GEANT4のシミュレーションを行い応答関数を得る。得られた応答関数を用いて、スペクトルの再現を行い、断面積を導出した。さらに ^{21}N においては散乱角度分布を求め、DWBA計算との比較した結果について述べる。

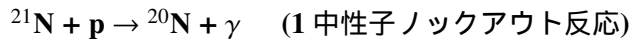


図3.54-図3.56に $^{21}\text{N} \rightarrow ^{20}\text{N} + \gamma$ の反応により測定された 線スペクトルを示す。図3.54は トリガーの全イベントで、図3.55は Multiplicity=1 のみのスペクトルであり、両スペクトル共に $E_\gamma=601\text{keV}, 842\text{keV}$ の 線が確認された。また、図3.56はホドスコープID4のみのスペクトルで $E_\gamma=1082\text{keV}$ にピークが確認できる。ホドスコープID4においては他のIDのホドスコープに比べて ^{20}N の割合がもっとも高いため確認できたと考えられる。図3.57は $E_1=601\text{keV}, E_2=842\text{keV}$ を用いてシミュレーションを行い、得られた応答関数を用いて図3.54のスペクトルを再現した結果であり、よく再現できていると言える。

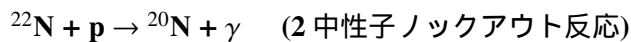


図3.58-図3.60に $^{22}\text{N} \rightarrow ^{20}\text{N} + \gamma$ 反応により測定された 線スペクトルを示す。図3.58は トリガーの全イベントで、図3.59は Multiplicity=1 のイベントのみのスペクトルであり、両スペクトル共に $E_\gamma=601\text{keV}, 842\text{keV}, 1330\text{keV}$ の 線が確認された。また、図3.60はSumのスペクトルを表しており、 $E_\gamma=2177\text{keV}$ の 線が確認された。Sumを行うことで2本以上のシンチレータにヒットした場合の 線が確認されやすくなる。これは高エネルギーにおける 線に有効であると言える。図3.61は $E_1=601\text{keV}, E_2=842\text{keV}, E_3=1330\text{keV}$ を用いてシミュレーションを行い、得られた応答関数を用いて図3.58のスペクトルを再現した結果であり、よく再現できていると言える。

測定された ^{20}N の 線のエネルギー、断面積を表3.16にまとめた。以前のデータの結果は序の表1.1に示されている。

$^{21}\text{N} \rightarrow ^{20}\text{N}$

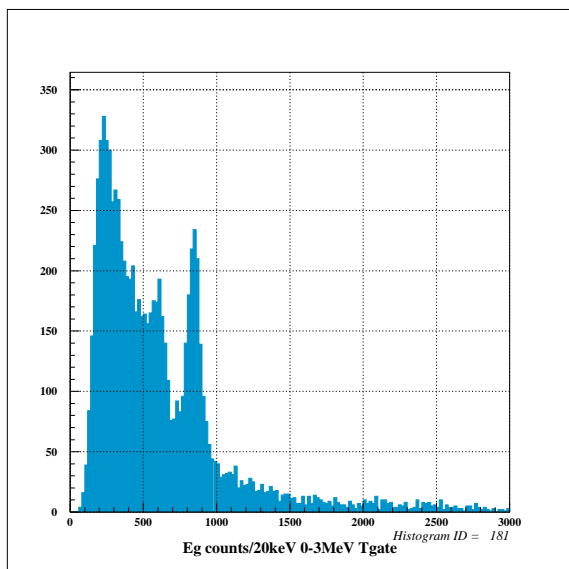


図 3.54: ^{20}N の 線スペクトル

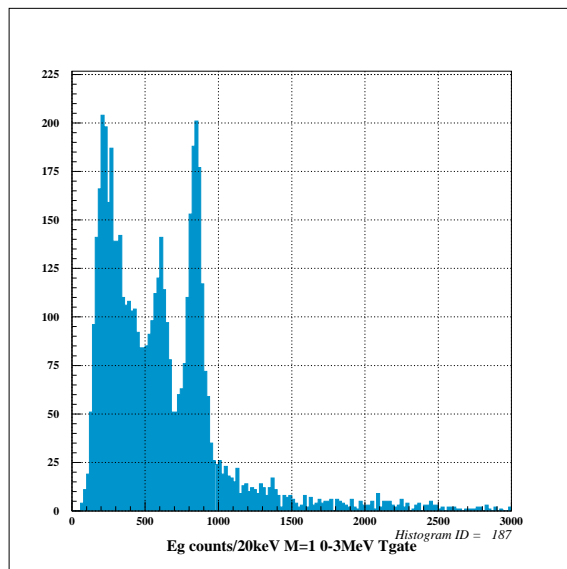


図 3.55: ^{20}N Multiplicity=1 の 線スペクトル

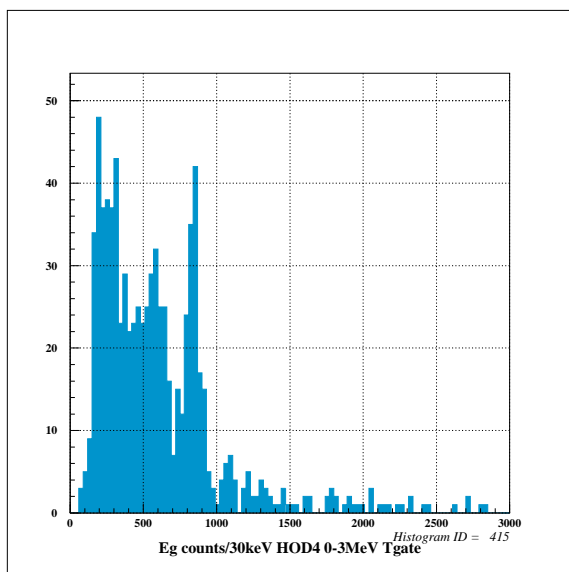


図 3.56: ^{20}N の 線のホドスコープ ID=4 のみ

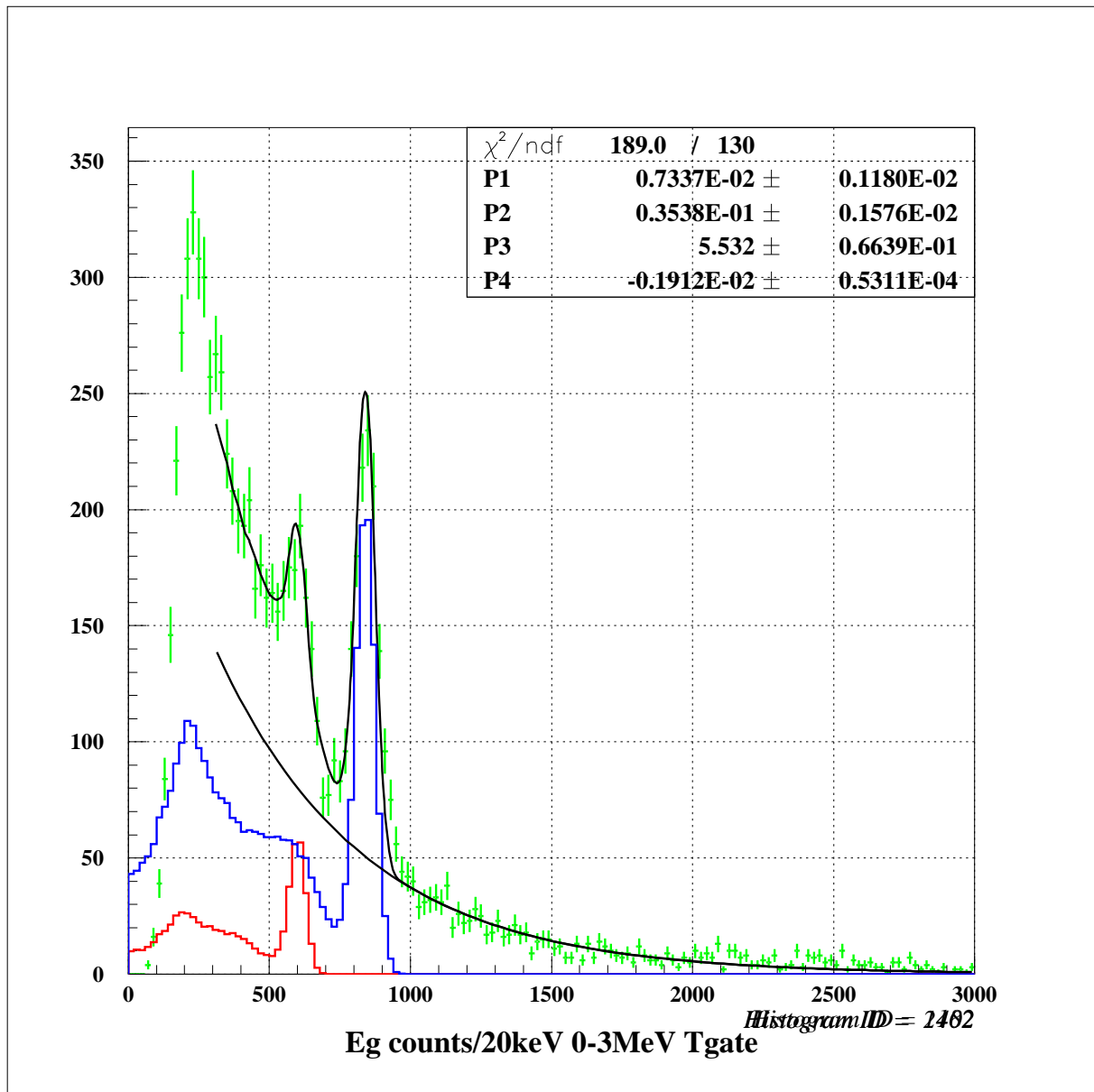


図 3.57: シミュレーションの結果を重ねて表示したもので、赤と青は GEANT4 による結果、黒の指数関数曲線はバックグラウンドを示している。緑は測定された線。黒の線は最終的なフィッティング (300-3000keV) は緑の線上の黒線である。

$^{22}\text{N} \rightarrow ^{20}\text{N}$

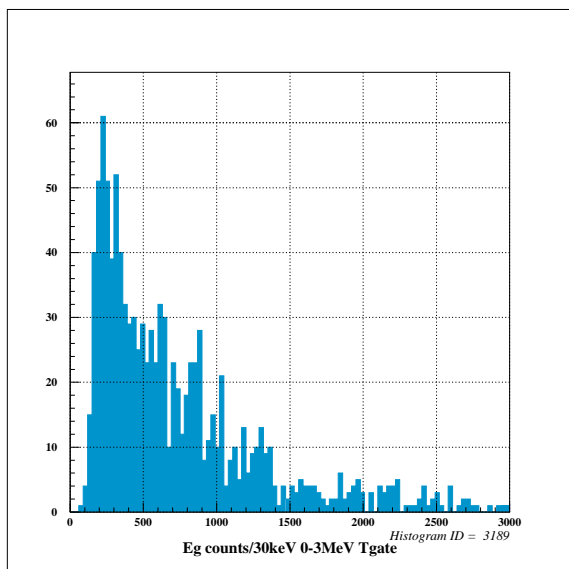


図 3.58: ^{20}N の 線スペクトル

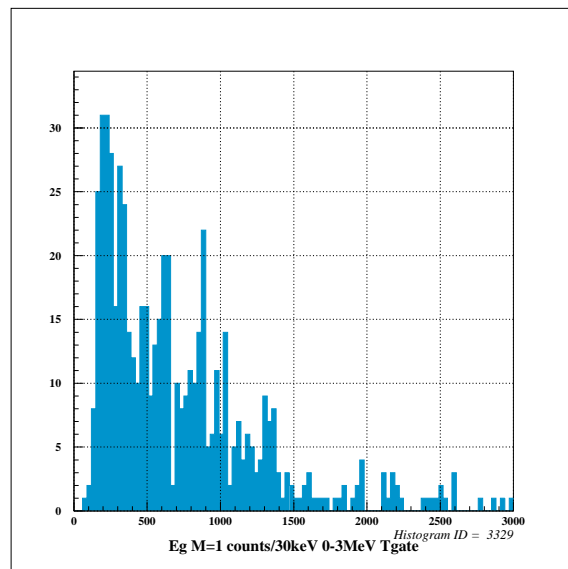


図 3.59: ^{20}N の Multiplicity=1 のスペクトル

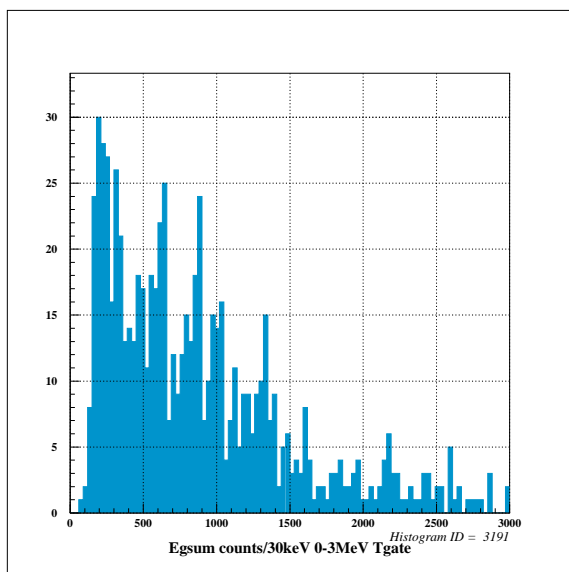


図 3.60: ^{20}N の Sum のスペクトル

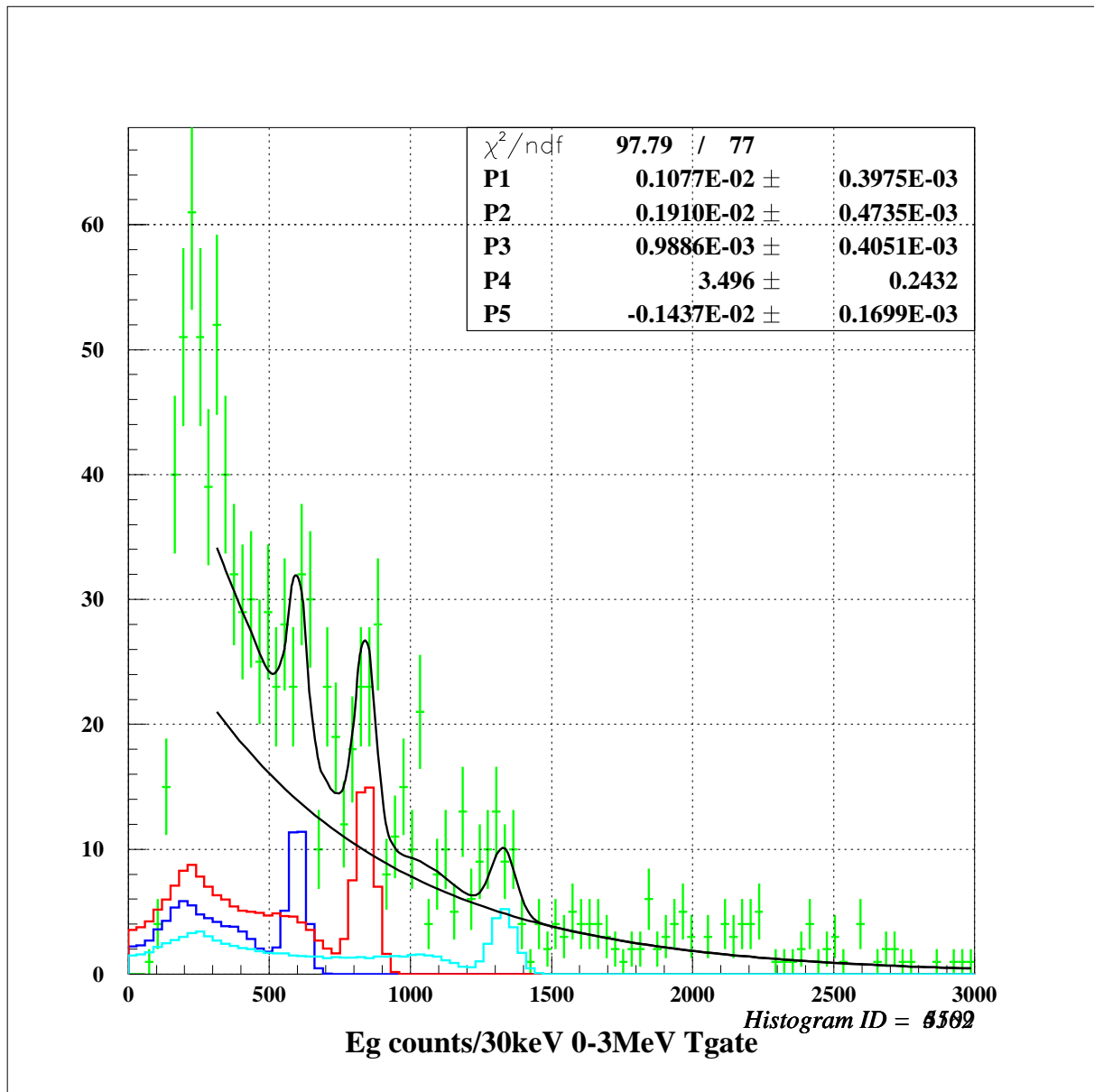


図 3.61: シミュレーションの結果を重ねて表示したもので、赤、青、水色は GEANT4 による結果、黒の指数関数曲線はバックグラウンドを示している。緑は測定された 線で最終的なフィッティング (300-3000keV) は緑の線上の黒線である。

反応	エネルギー [keV]	以前の実験 [13]	断面積 [mbarn]	備考
$^{21}\text{N} \rightarrow ^{20}\text{N}$	601(5)	615(18)	3.1 ± 0.72	Multiplicity=1 で強く確認
	842(3)	844(18)	15.1 ± 3.5	Multiplicity=1 で強く確認
	(1082(11))	1052(29)	—	—
$^{22}\text{N} \rightarrow ^{20}\text{N}$	601(10)	615(18)	3.3 ± 0.75	Multiplicity=1 で強く確認
	842(7)	844(18)	5.8 ± 1.3	Multiplicity=1 で強く確認
	1330(10)	1336(23)	3.0 ± 0.69	Multiplicity=1 で強く確認
	2177(14)	2100(26)	—	Sum で強く確認

表 3.16: 測定された ^{20}N の 線エネルギーと断面積

3.10.1 ^{21}N の 線スペクトル

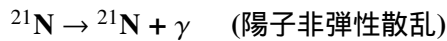
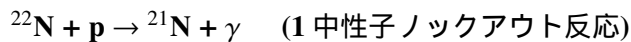


図3.62-図3.65に $^{21}\text{N} \rightarrow ^{21}\text{N} + \gamma$ 反応により測定された 線スペクトルをに 線スペクトルを示す。図3.54は トリガーの全イベントで、図3.55は Multiplicity=1 のみのスペクトルであり、両スペクトル共に $E_\gamma=815\text{keV}, 1167\text{keV}$ の 線が確認された。また、図3.55から $E_\gamma=1981\text{keV}, 2468\text{keV}$ の 線が確認できる。さらに図3.65はホドスコープ ID=3 のみのスペクトルで、新たに $E_\gamma=365\text{keV}, 558\text{keV}$ の 線が確認できた。ホドスコープ ID=3 は 線を放出し、散乱された荷電粒子のみがヒットするためバックグラウンドが少なくなることが特徴である。しかし $^{22}\text{N}, ^{20}\text{N}$ からの染み込みによる 線である可能性があるため、今後さらに研究を進めその起源を調べる。図3.66は $E_1=815\text{keV}, E_2=1167\text{keV}, E_3=2468\text{keV}$ を用いてシミュレーションを行い、得られた応答関数を用いて図3.62のスペクトルを再現した結果であり、よく再現できていると言える。さらに図3.67に 1167keV のピークに関しては散乱角度分布を求め、DWBA計算と比較した結果を示す。



$^{21}\text{N} \rightarrow ^{21}\text{N} + \gamma$ 反応により測定された 線スペクトルを図3.68, 図3.69に 線スペクトルを示す。図3.68はトリガーの全イベントで、図3.69は Sum のスペクトルであり、それぞれから $E_\gamma=1167\text{keV}, 2186\text{keV}$ の 線が測定された。図3.70は $E_1=1167\text{keV}, E_2=2186\text{keV}$ を用いてシミュレーションを行い、得られた応答関数を用いて図3.54のスペクトルを再現した結果であり、よく再現できていると言える。

測定された ^{21}N の 線のエネルギー、断面積を表3.17にまとめた。以前のデータの結果は序の表1.2に示されている。

$^{21}\text{N} \rightarrow ^{21}\text{N}$

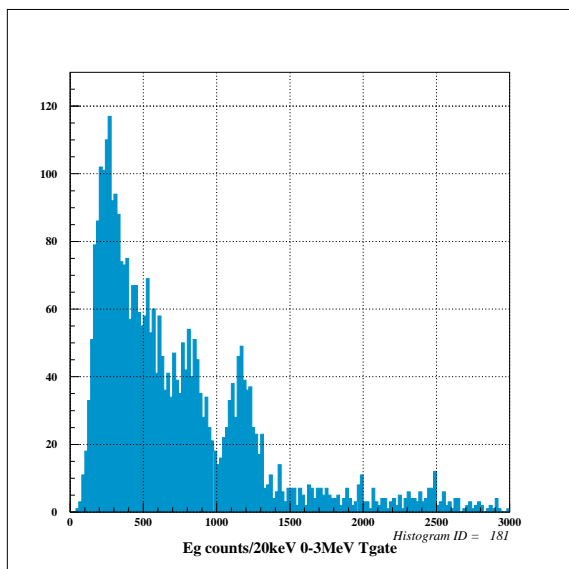


図 3.62: ^{21}N の 線スペクトル

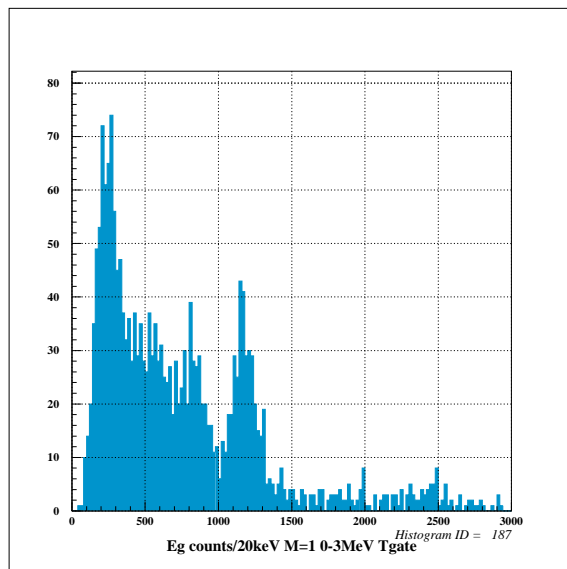


図 3.63: ^{21}N の Multiplicity=1 の 線スペクトル

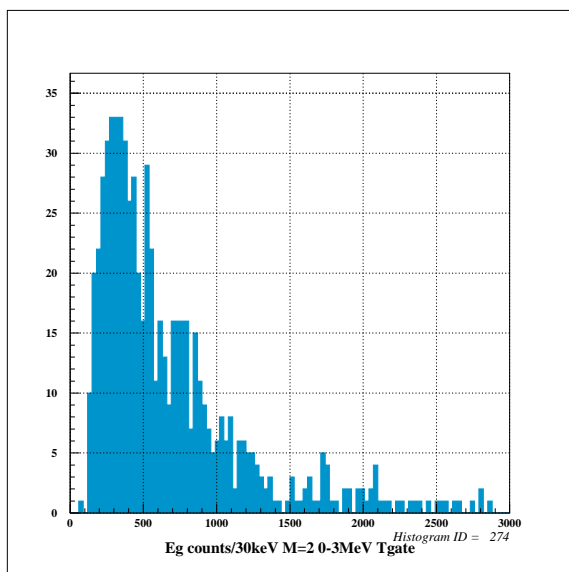


図 3.64: ^{21}N の Multiplicity=2 の 線スペクトル

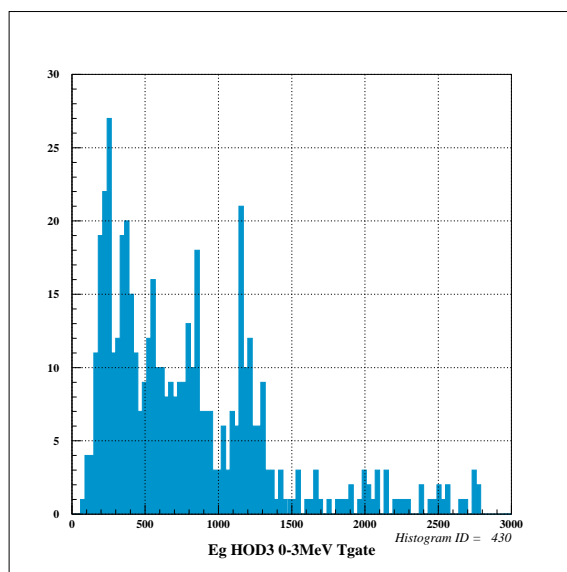


図 3.65: ^{21}N のホドスコープ ID=3 線スペクトル

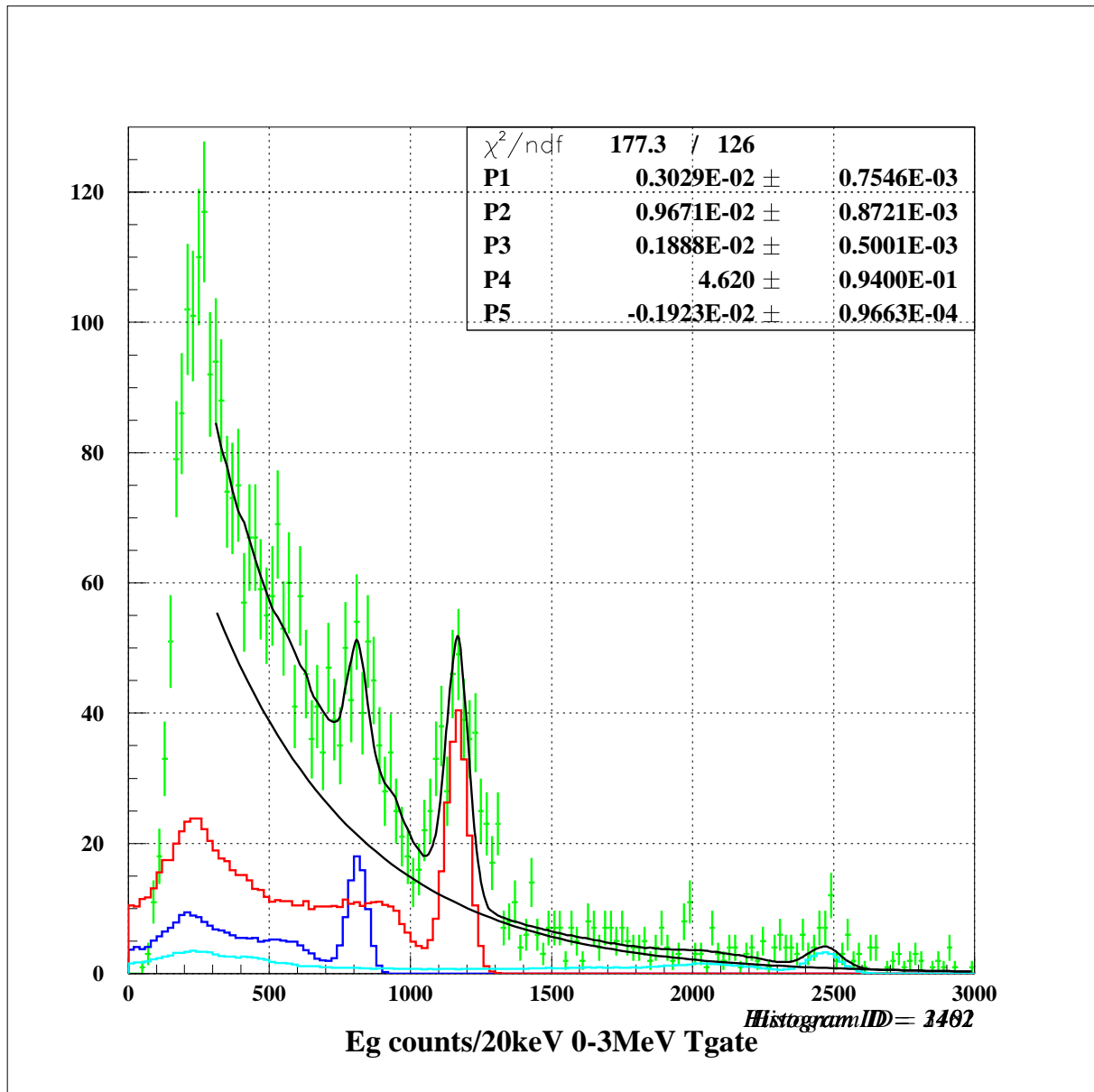


図 3.66: シミュレーションの結果を重ねて表示したもので、赤、青、水色は GEANT4 による結果、黒の指数関数曲線はバックグラウンドを示している。緑は測定された 線で最終的なフィッティング (300-3000keV) は緑の線上の黒線である。

^{21}N の陽子非弾性散乱の散乱角度分布

^{21}N の 1167[keV] における 線を散乱角度ごとに求め、散乱角度分布を導出し、DWBA(Distorted Wave Born Approximation) 計算との比較を行った。詳細は次章、結果と議論で述べる。

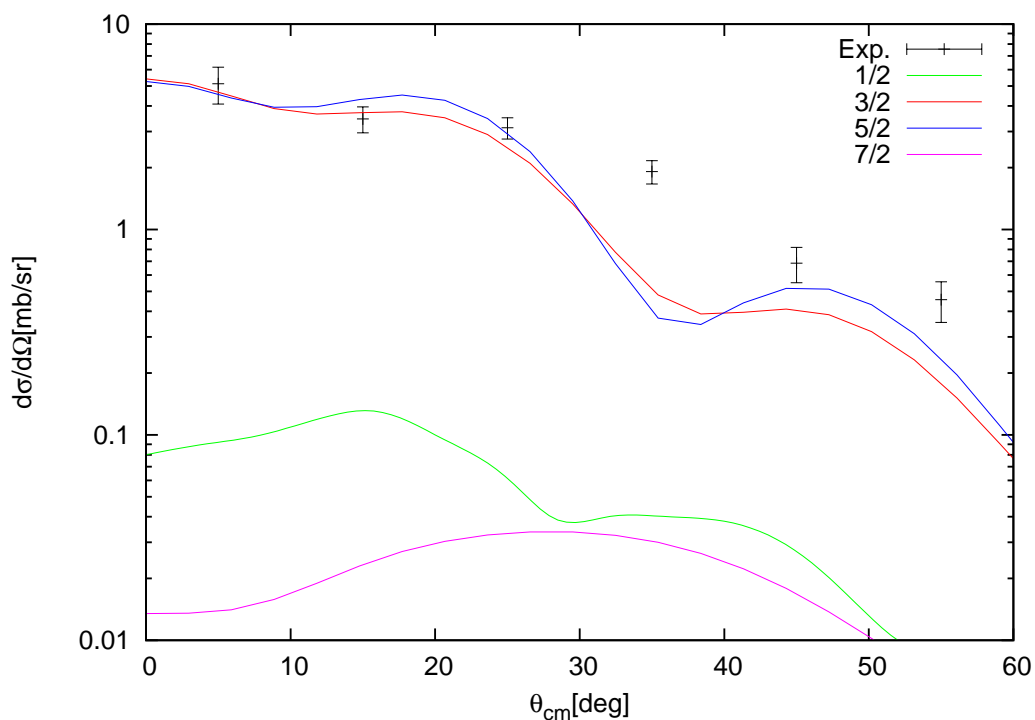


図 3.67: 黒点が実験結果で誤差は統計誤差のみを示している。緑, 赤, 青, ピンクは DWBA 計算による曲線でそれぞれ 1/2, 3/2, 5/2, 7/2 を表す。

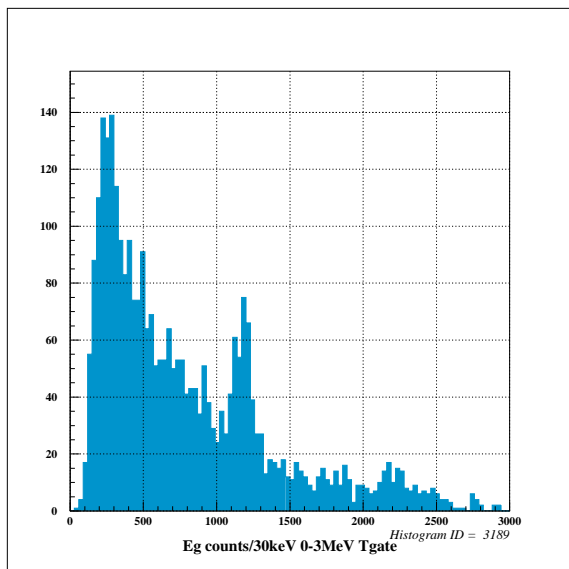
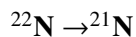


図 3.68: ^{21}N の 線スペクトル

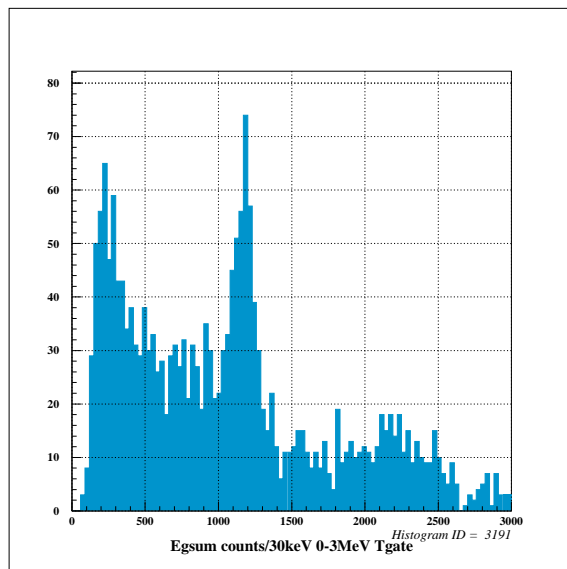


図 3.69: ^{21}N の Sum の 線スペクトル

反応	線エネルギー [keV]	参照図	以前の実験 [13]	断面積 [mbarn]	備考
$^{21}\text{N} \rightarrow ^{21}\text{N}$	(365(10))	図3.65	—	—	HOD3 で強く確認
	(558(16))	図3.65	—	—	HOD3 で強く確認
	815(19)	図3.62	—	1.24 ± 0.28	Multiplicity=1 で強く確認
	1167(8)	図3.63	1159(29)	3.95 ± 0.91	Multiplicity=1 で強く確認
	(1739(8))	図3.63	1790(28)	—	Multiplicity=2 で強く確認
	1981(6)	図3.63	—	—	Multiplicity=1 で強く確認
	2468(2)	図3.62	2438(33)	0.77 ± 0.18	Multiplicity=1 で強く確認
$^{22}\text{N} \rightarrow ^{21}\text{N}$	1167(8)	図3.68	1159(29)	24.5 ± 5.6	Sum で強く確認
	2186(18)	図3.69	2143(33)	8.7 ± 2.0	Sum で強く確認

表 3.17: 測定された ^{21}N の 線エネルギーと断面積

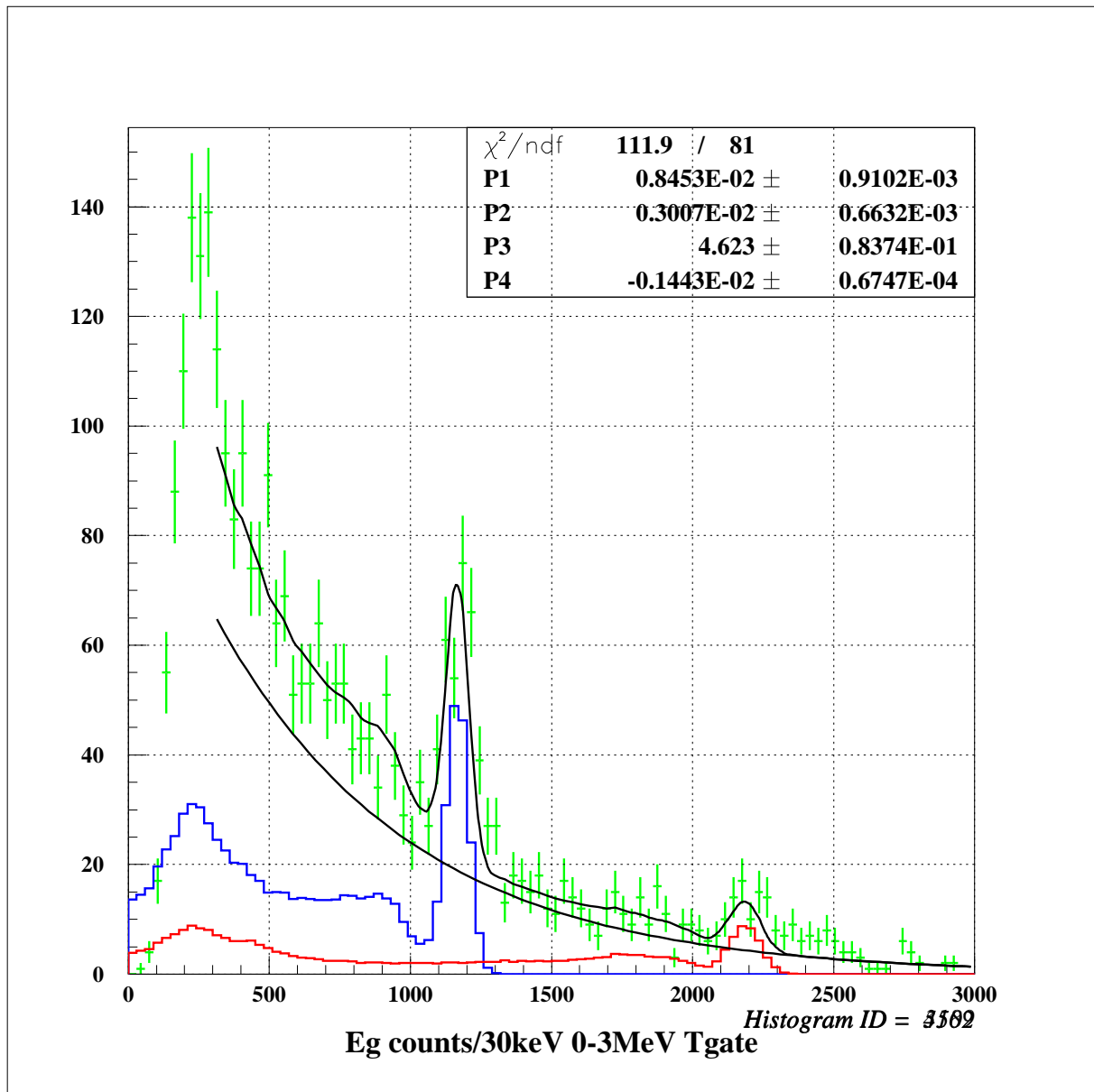


図 3.70: シミュレーションの結果を重ねて表示したもので、赤、青は GEANT4 による結果、黒の指数関数曲線はバックグラウンドを示している。緑は測定されたデータ、黒の線で最終的なフィッティング (300-3000keV) である。

3.10.2 ^{22}N の 線スペクトル

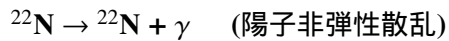


図3.71-図3.74に $^{22}\text{N} \rightarrow ^{22}\text{N} + \gamma$ の反応により測定された 線スペクトルを示す。図3.71は トリガーの全イベントで、図3.72は Multiplicity=1 のみのスペクトルであり、 $E_\gamma=310\text{keV}, 826\text{keV}$ が確認できる。 $E_\gamma=1200\text{keV}$ あたりに見えるピークは ^{21}N の染み出しによるものだと考えられる。図3.73,3.73はそれぞれ左図は 200-400keV に、右図は 500-650keV にゲートをかけたものであり、それぞれ 310keV, 568keV の
 - コインシデンスが確認できる。測定された ^{22}N の 線エネルギーを図3.18に示す。以前のデータの結果は序の表1.3に示されている。

反応	本実験	参照図	以前の実験 [13]	備考
$^{22}\text{N} \rightarrow ^{22}\text{N}$	310(14)	図3.71,3.74	—	図3.73より 568keV と coincidence
	568(12)	図3.71,3.73	—	図3.74より 325keV と coincidence
	826(20)	図3.72	834(19)	—

表 3.18: 測定された ^{22}N の 線

$^{22}\text{N} \rightarrow ^{22}\text{N}$

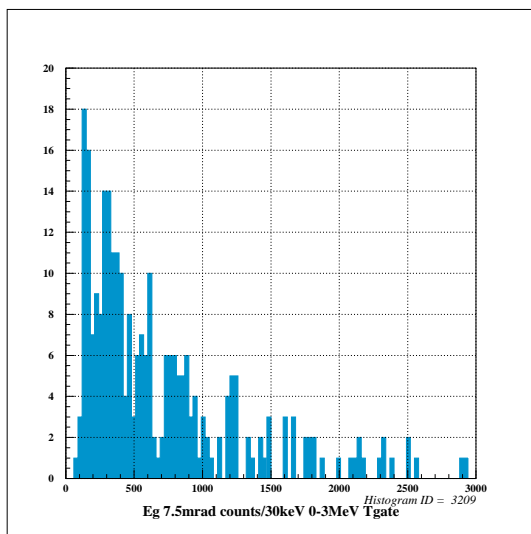


図 3.71: ^{22}N の 線スペクトル

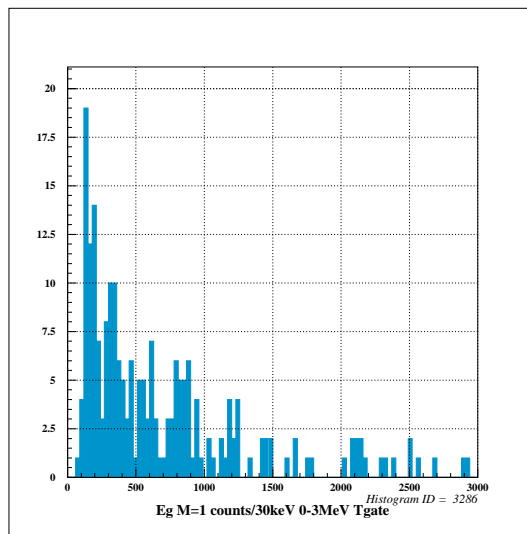


図 3.72: ^{22}N の Multiplicity=1 の 線スペクトル

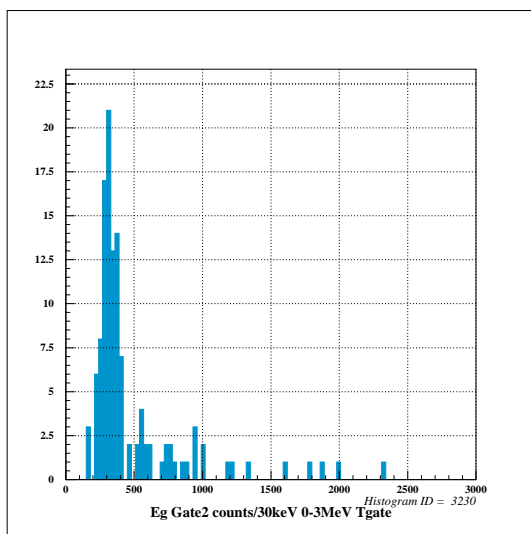


図 3.73: ^{22}N の 線スペクトル (200-400keV gate)

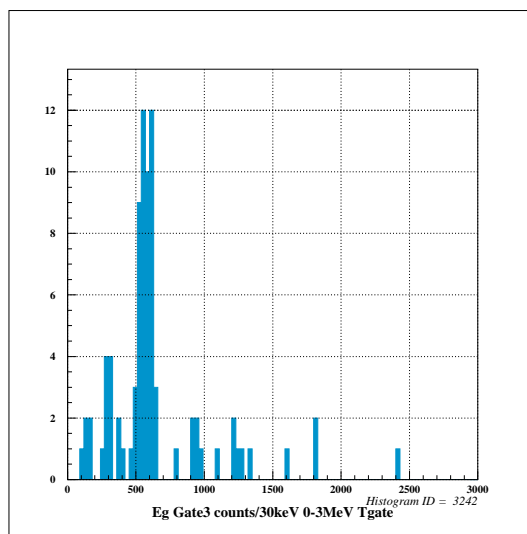


図 3.74: ^{22}N の 線スペクトル (500-650keV gate)

第4章 結果と議論

本章では、本実験での線スペクトルの測定と断面積、DWBA 計算の結果、およびシミュレーションから得られた結果に基づいて $^{20-22}\text{N}$ の励起準位を考察する。さらに近傍核との比較から $N=14$ のシェルギャップについて考察し、核構造の変化について議論する。

4.1 ^{20}N の励起準位

^{20}N に対して観測された線エネルギー E_γ と反応断面積を表4.1にまとめる。さらに ^{20}N に対して、PSDWBT 相互作用を用いた殻模型計算コード OXBASH[26] での計算結果を表4.2に示す。計算は psd 空間で行った。

^{20}N の線は ^{21}N からの一中性子ロックアウト反応、および ^{22}N から二中性子ロックアウト反応により測定された。 ^{21}N 、 ^{22}N それぞれの基底状態から中性子がロックアウトされることから ^{20}N が生成されると考えて、レベルスキームを考察する。

反応	E_γ [keV]	以前の実験 [13]	断面積 [mbarn]
$^{21}\text{N} \rightarrow ^{20}\text{N}$	601(5)	615(18)	3.1 ± 0.72
	842(3)	844(18)	15.1 ± 3.5
	(1082(11))	1052(29)	—
$^{22}\text{N} \rightarrow ^{20}\text{N}$	601(10)	615(18)	3.3 ± 0.75
	842(7)	844(18)	5.8 ± 1.3
	1330(10)	1336(23)	3.0 ± 0.69
	2177(14)	2100(26)	—

表 4.1: 測定された ^{20}N の線エネルギー E_γ と反応断面積

Energy[keV]	J^π	主な Configuration
0	2^-	$\pi p_{1/2} \times \nu(d_{5/2})^5(s_{1/2})^0(61.39\%)$, $\pi p_{1/2} \times \nu(d_{5/2})^3(s_{1/2})^2(11.65\%)$
584	0^-	$\pi p_{1/2} \times \nu(d_{5/2})^4(s_{1/2})^1(75.64\%)$, $\pi p_{1/2} \times \nu(d_{5/2})^3(s_{1/2})^1(d_{3/2})^1(10.56\%)$
931	3^-	$\pi p_{1/2} \times \nu(d_{5/2})^5(s_{1/2})^0(61.49\%)$, $\pi p_{1/2} \times \nu(d_{5/2})^3(s_{1/2})^2(16.35\%)$
1140	1^-	$\pi p_{1/2} \times \nu(d_{5/2})^4(s_{1/2})^1(73.98\%)$, $\pi p_{1/2} \times \nu(d_{5/2})^3(s_{1/2})^1(d_{3/2})^1(8.17\%)$
1535	1^-	$\pi p_{1/2} \times \nu(d_{5/2})^4(s_{1/2})^1(51.40\%)$, $\pi p_{1/2} \times \nu(d_{5/2})^3(s_{1/2})^2(27.10\%)$
1629	2^-	$\pi p_{1/2} \times \nu(d_{5/2})^4(s_{1/2})^1(48.92\%)$, $\pi p_{1/2} \times \nu(d_{5/2})^3(s_{1/2})^2(25.34\%)$
2017	2^-	$\pi p_{1/2} \times \nu(d_{5/2})^3(s_{1/2})^2(38.71\%)$, $\pi p_{1/2} \times \nu(d_{5/2})^4(s_{1/2})^1(32.44\%)$

表 4.2: ^{20}N の殻模型計算による結果を表す。それぞれの準位におけるエネルギーと主な配位を示す。

図4.1のように、 ^{22}N の基底状態の中性子の主な配位は $[(d_{5/2})^6(s_{1/2})^1(75.54\%)]$ (表4.6参照)であり、一方、 ^{21}N の基底状態の中性子の配位は主に $[(d_{5/2})^6(s_{1/2})^0(53.09\%)、(d_{5/2})^4(s_{1/2})^2(23.51\%)]$ (表4.4参照)である。 ^{22}N の基底状態の配位に対し、 ^{21}N の基底状態の配位には $s_{1/2}$ 軌道に中性子が配位する割合が小さいため、 ^{20}N の励起準位 $0^-、1^-[(d_{5/2})^4(s_{1/2})^1]$ には遷移しにくいと考えられる。2つの反応(^{22}N から2中性子ノックアウト、 ^{21}N から1中性子ノックアウト)から測定された $E_\gamma=601\text{keV}, 842\text{keV}$ における断面積の比 $\frac{\sigma(842\text{keV})}{\sigma(601\text{keV})}$ は表4.1より $^{21}\text{N}、^{22}\text{N}$ それぞれ4.9、1.8と求まる。すなわち、 ^{21}N では $E_\gamma=601\text{keV}$ に対して、 $E_\gamma=842\text{keV}$ が作られやすいことから、 $E_\gamma=842\text{keV}$ は $d_{5/2}$ がノックアウトされた状態、 $E_\gamma=601\text{keV}$ は $s_{1/2}$ がノックアウトされた状態と考えるのが自然である。以上の結果から、殻模型計算との比較より励起エネルギー601keVのスピンのパリティは $0^-、842\text{keV}$ は 3^- と考えることができる。また、 ^{22}N ビームでの反応のみで観測(確認)された1330keVの線は同様の議論によりスピン・パリティは 1^- と考えられる。その他の測定された線のエネルギーは以前の実験??(序の図1.8参照)と殻模型計算から求めた励起準位から考察した。得られた ^{20}N のスキームは図4.2に示す。本解析にて初めて $E_\gamma=601\text{keV}, 842\text{keV}, 1330\text{keV}$ のスピンのパリティを同定し、 $E_\gamma=601\text{keV}$ に関しては以前得られたレベルスキームとは異なる結果が得られ、新たなレベルスキームを決定した。また、殻模型計算による結果と測定から得られたレベルスキームは比較的良好に合っている。

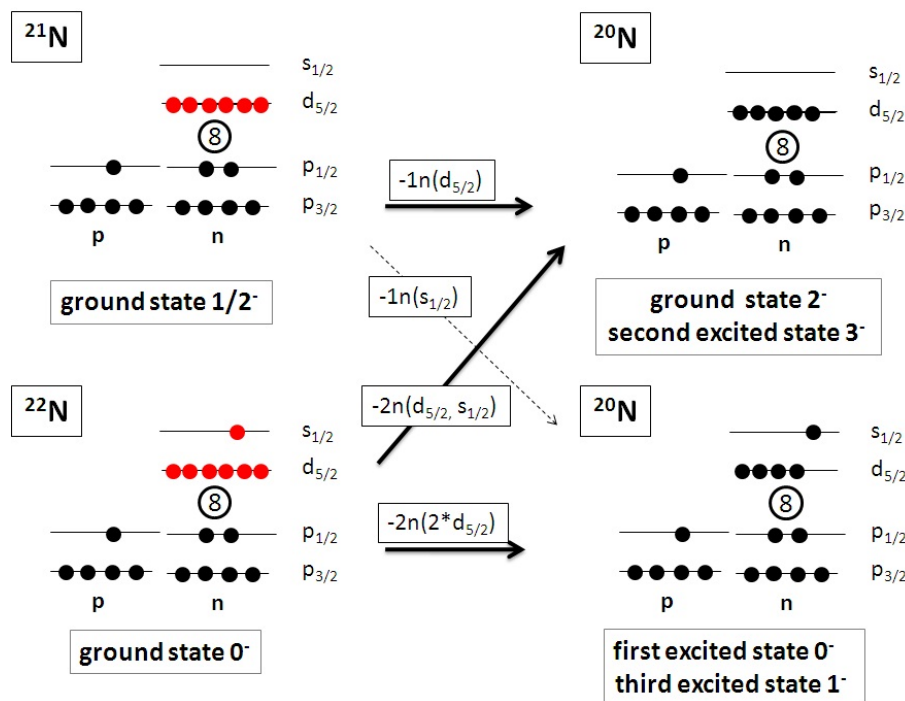


図 4.1: 主な中性子配位から考える ^{20}N における励起準位のスピンのパリティ。左上図は ^{21}N 、左下図は ^{22}N の基底状態の主な配位。右上図は ^{20}N の基底状態 2^- 、第二励起状態 3^- 主な配位を、右下図は ^{20}N の第一励起状態 0^- 、第三励起状態 1^- の配位を表す。それぞれの配位の割合は表4.2, 4.4, 4.6を参照。

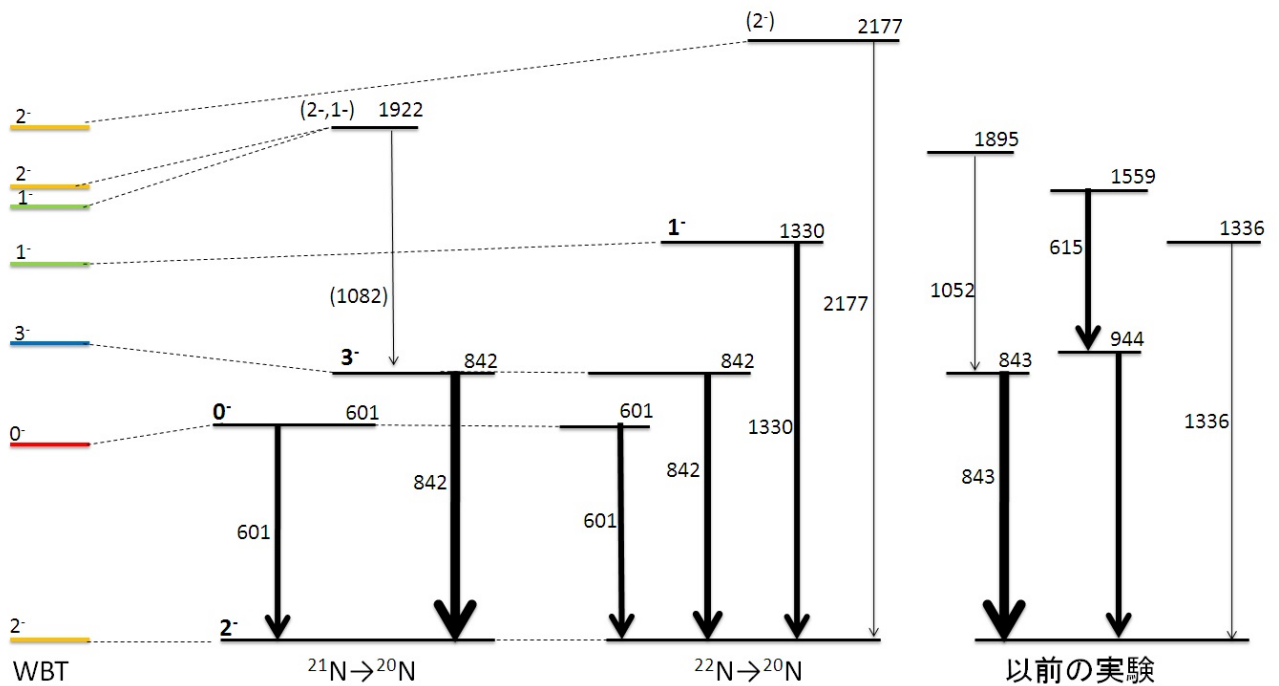


図 4.2: 実験で得られた ^{20}N のレベルスキームと殻模型計算との比較。左図の色のついたラインは WBT 相互作用を用いた殻模型計算の結果、真中図は本実験による 2 種の反応から得られた ^{20}N のレベルスキームを示す。右は以前の実験で得られたものを示す。 $E_\gamma = 601\text{keV}, 842\text{keV}, 1330\text{keV}$ のスピン・パリティを決定し、以前の実験と異なるレベルスキームを得た。

4.2 ^{21}N の考察

^{21}N の観測された 線エネルギー E_γ と反応断面積を表4.3にまとめ、 ^{21}N に対する PSDWBT 相互作用を用いた殻模型計算コード OXBASH での計算結果を表4.4に示す。さらに陽子非弾性散乱によるピークの散乱角度分布と DWBA (Distorted Wave Born Approximation) 計算の結果を図4.3に示す。DWBA 計算は殻模型の一体遷移密度は PSDWBT 相互作用を用いて計算された。光学ポテンシャルは KD02 というものを用いており、さらにビーム陽子と核内核子の核子間の相互作用は M3Y 相互作用を用いている [27]。

^{21}N の 線は ^{21}N の陽子非弾性散乱、および ^{22}N からの一中性子ロックアウト反応より得られた。陽子非弾性散乱により得られた 線のエネルギーの散乱角度分布を導出し、DWBA 計算と比較することでスピン・パリティを考察する。さらに反応断面積、殻模型計算からレベルスキームを考察する。

反応	線エネルギー [keV]	以前の実験 [13]	断面積 [mbarn]
$^{21}\text{N} \rightarrow ^{21}\text{N}$	(365(10))	—	—
	(558(16))	—	—
	815(19)	—	1.24±0.28
	1167(8)	1159(29)	3.95±0.91
	(1739(8))	1790(28)	—
	(1981(6))	—	—
$^{22}\text{N} \rightarrow ^{21}\text{N}$	2468(2)	2438(33)	0.77±0.18
	1172(5)	1159(29)	24.5±5.6
	2186(18)	2143(33)	8.7±2.0

表 4.3: 測定された ^{21}N の 線エネルギーと断面積

Energy[keV]	J^π	主な Configuration
0	$1/2^-$	$\pi p_{1/2} \times \nu(d_{5/2})^6(s_{1/2})^0(53.09\%)$ $\pi p_{1/2} \times \nu(d_{5/2})^4(s_{1/2})^2(23.51\%)$
1860	$3/2^-$	$\pi p_{1/2} \times \nu(d_{5/2})^5(s_{1/2})^1(42.36\%)$ $\pi p_{1/2} \times \nu(d_{5/2})^4(s_{1/2})^2(12.07\%)$
2776	$5/2^-$	$\pi p_{1/2} \times \nu(d_{5/2})^5(s_{1/2})^1(57.90\%)$ $\pi p_{1/2} \times \nu(d_{5/2})^4(s_{1/2})^2(11.73\%)$
3546	$1/2^-$	$\pi p_{1/2} \times \nu(d_{5/2})^4(s_{1/2})^2(47.90\%)$ $\pi p_{1/2} \times \nu(d_{5/2})^6(s_{1/2})^0(31.86\%)$
3785	$5/2^-$	$\pi p_{1/2} \times \nu(d_{5/2})^5(s_{1/2})^1(70.85\%)$ $\pi p_{1/2} \times \nu(d_{5/2})^4(s_{1/2})^1(d_{3/2})^1(13.58\%)$
4698	$7/2^-$	$\pi p_{1/2} \times \nu(d_{5/2})^4(s_{1/2})^2(52.91\%)$ $\pi p_{3/2} \times \nu(d_{5/2})^5(s_{1/2})^1(10.80\%)$

表 4.4: ^{21}N の殻模型計算による結果を表す。それぞれの準位におけるエネルギーとその準位の主な配位を示す。

まず、陽子非弾性散乱による結果を考察する。表4.4より、OXBASH による計算においては第一、第二励起状態はそれぞれ $3/2^-$, $5/2^-$ という結果を得た。図4.3は陽子非弾性散乱により得られた線エネルギー $E_\gamma=1167\text{keV}$ における散乱角度分布とDWBA 計算による比較である。この図より、 $E_\gamma=1167\text{keV}$ のスピンは第一励起状態 $3/2^-$ 、もしくは第二励起状態の $5/2^-$ のどちらかであると言える。35度付近が合っていないのは、DWBA 計算に角度分解能による効果を考慮していないなく、誤差が統計誤差のみしか考慮されていないからと考えられる。また、図4.3より殻模型計算を用いた断面積の角度分布によれば $3/2^-$, $5/2^-$ による断面積はほぼ同じである。さらに、陽子非弾性散乱における反応で測定された 1167keV と 815keV における断面積の比は $\sigma(1167\text{keV})/\sigma(815\text{keV})=3.2$ と $\sigma(1167\text{keV})$ の断面積が $\sigma(815\text{keV})$ に比べて大きくなっている。このことは 1167keV が第一励起準位 $3/2^-$ から基底状態への遷移、 815keV は第二励起準位 $5/2^-$ から第一励起準位 $3/2^-$ への遷移、 2468keV は高励起準位から第一励起準位 $3/2^-$ への遷移、と考えることで解釈できる。このような遷移であれば、 $\sigma(1\text{st excited}\rightarrow\text{ground})=1.94\text{ mb}$, $\sigma(2\text{nd excited}\rightarrow 1\text{st excited})=1.24\text{ mb}$ と、第一励起状態と第二励起状態の断面積がほぼ等しくなり、DWBA 計算の結果と整合性が取れる。 ^{22}N からの一中性子ノックアウト反応においては 1167keV のピークは強く確認されたが 815keV のピークは確認されなかった。この原因についてはまだ解明できていないが、今後研究を行うことで明らかにすることを目指す。その他の測定された線のエネルギー $E_\gamma=1739\text{keV}, 1981\text{keV}, 2468\text{keV}, 2186\text{keV}$ については以前の実験と殻模型計算から求めた励起準位から考察した。こうして得られた ^{21}N のスキームは図4.4に示す。本解析にて $E_\gamma=815\text{keV}$ を新たに観測し、初めて $E_\gamma=1178\text{keV}, 815\text{keV}$ のスピン・パリティを同定した。また、殻模型計算による結果は実験で得られたレベルスキームよりエネルギー準位が高く予想される傾向が見られた。

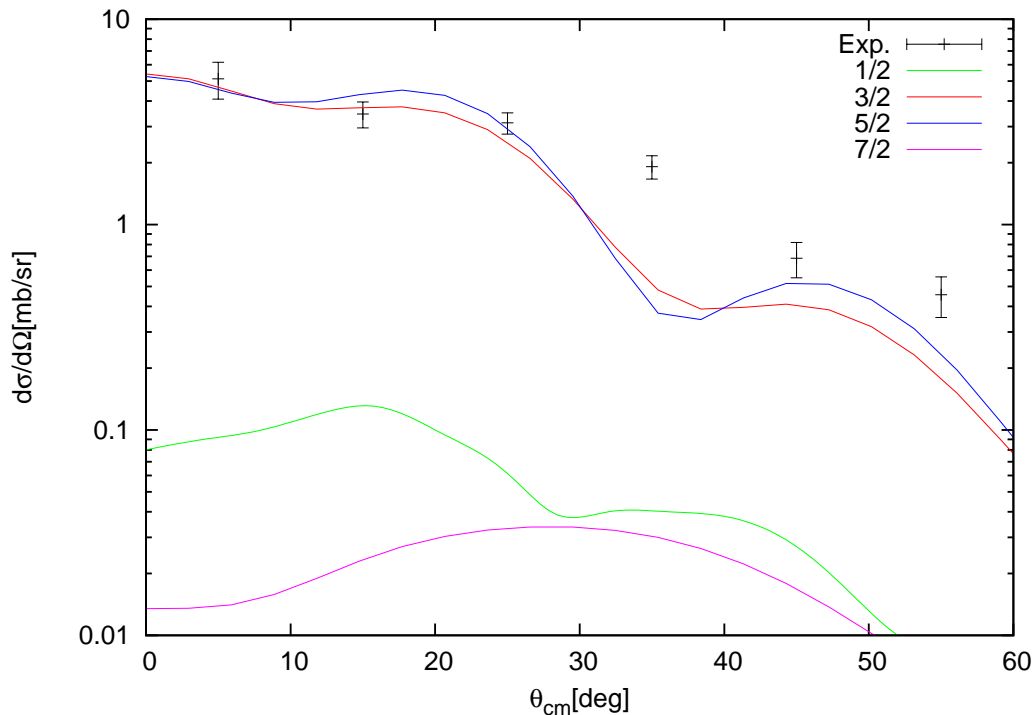


図 4.3: 黒点が E_γ に対する角度分布を示し、誤差は統計誤差のみを示している。緑、赤、青、ピンクはDWBA 計算による曲線でDWBA 計算によって得られたそれぞれスピン $1/2, 3/2, 5/2, 7/2$ を表す。角度分解能を考慮していないため、補正が必要となる。

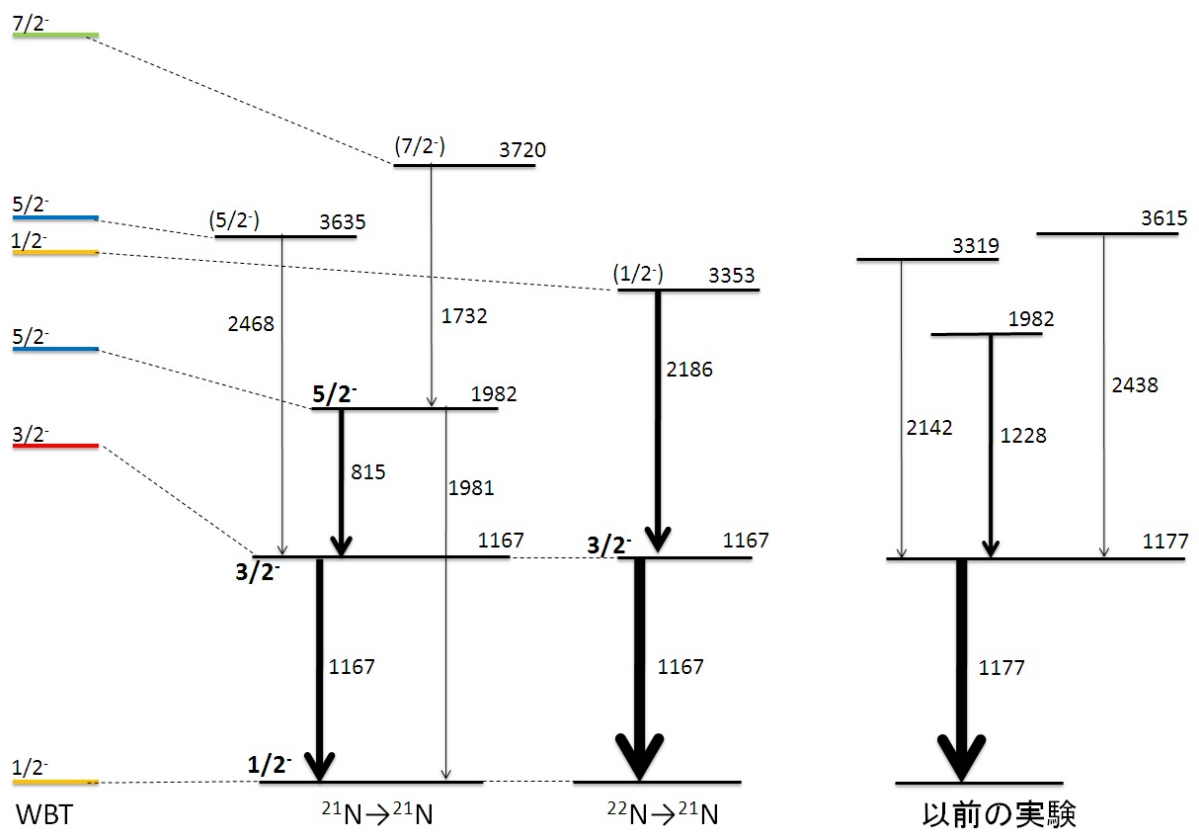


図 4.4: 測定による ^{21}N のレベルスキームと殻模型計算との比較により準位の特定を行った。左図の色のついたラインは WBT 相互作用を用いた殻模型計算の結果、右図は本実験による 2 種の反応における測定から得た ^{21}N のレベルスキームを示す。

4.3 ^{22}N の考察

^{22}N の観測された γ 線エネルギー E_γ を表4.3にまとめ、 ^{22}N に対する PSDWBT 相互作用を用いた殻模型計算コード OXBASH での計算結果を表4.6に示す。

^{22}N の γ 線は ^{22}N の陽子非弾性散乱により得られた。殻模型計算との比較より準位を考察する。

反応	本実験	以前の実験 [13]
$^{22}\text{N} \rightarrow ^{22}\text{N}$	310(14)	—
	568(12)	—
	826(20)	834(19) —

表 4.5: 測定された ^{22}N の γ 線

Energy[keV]	J^π	主な Configuration
0	0^-	$\pi p_{1/2} \times \nu(d_{5/2})^6(s_{1/2})^1(75.54\%)$, $\pi p_{1/2} \times \nu(d_{5/2})^5(s_{1/2})^1(d_{3/2})^1(10.72\%)$
759	1^-	$\pi p_{1/2} \times \nu(d_{5/2})^6(s_{1/2})^1(76.64\%)$, $\pi p_{1/2} \times \nu(d_{5/2})^4(s_{1/2})^1(d_{3/2})^2(7.89\%)$
1683	2^-	$\pi p_{1/2} \times \nu(d_{5/2})^5(s_{1/2})^2(67.03\%)$, $\pi p_{3/2} \times \nu(d_{5/2})^6(s_{1/2})^1(8.17\%)$

表 4.6: ^{22}N の基底状態、低励起準位における陽子・中性子の主な配位を示す。

測定された γ 線のエネルギーを殻模型計算と比較し、準位を考察した。 $E_\gamma=310\text{keV}, 568\text{keV}$ に関してはカスケードしていると考えられるため、殻模型計算との比較から図4.5のように考えた。しかしこの反応チャンネルは統計が少なく、 ^{21}N の染み込みも割合が多いと考えられるため、詳細な議論が困難である。今後の課題として、荷電粒子の識別の精度をあげ、染み込みを減らし再度スペクトルを確認する。殻模型計算による結果は ^{21}N と同様、測定から得られたレベルスキームより高く予想する傾向が見られた。

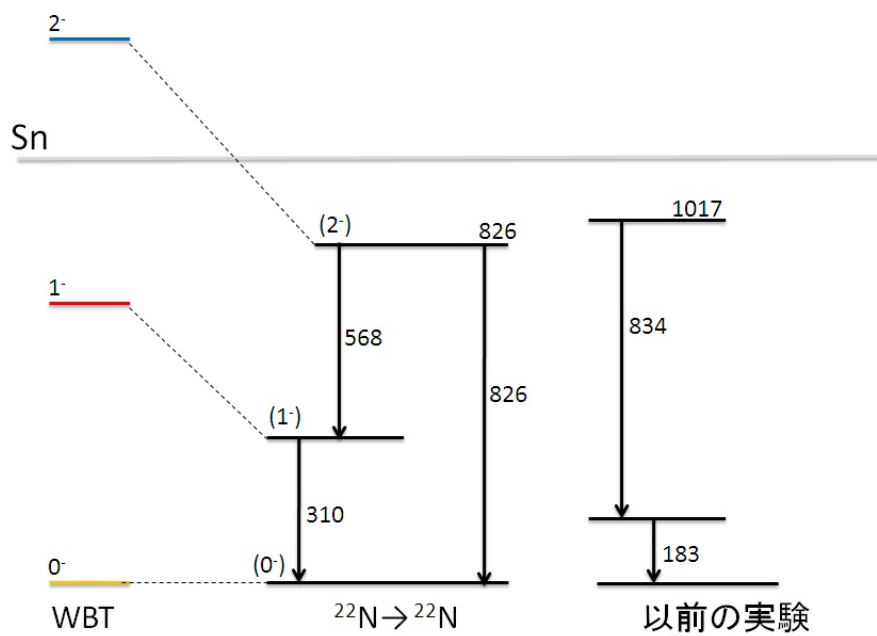


図 4.5: 左図は殻模型計算による計算結果、右図は本実験による測定から得た ^{22}N のレベルスキームを示す。

4.4 N=14のシェルギャップ

N=14のシェルギャップは $d_{5/2}$ - $s_{1/2}$ 間のエネルギー差で与えられる。 $^{20-22}\text{N}$ に対しそれぞれ N=14 のシェルギャップについて同中性子の核と比較を行い考察する。ここではある準位に対して、中性子の配位が一種で記述できるという仮定のもと議論する。

4.4.1 中性子数 N=13 を持つ同中性子核

^{21}O (Z=8, N=13) の基底状態は $5/2^+$ [主に $\nu(d_{5/2})^5$] であり、第一励起準位が $1/2^+$ [主に $\nu(d_{5/2})^4(s_{1/2})^1$] であることから第一励起エネルギー 1.218MeV [1] が N=14 のシェルギャップに相当すると考えられる。次に ^{20}N のシェルギャップを求める。第 1 章で用いた式 1.2 により ^{20}N の $d_{5/2}$ 軌道と $s_{1/2}$ 軌道のエネルギーを導出する。 ^{21}O から陽子を取り除くと、 $p_{1/2}$ の陽子 ($j=1/2$) と ^{21}O の基底状態のスピン $J_0=5/2$ が組んで $J_3=2,3$ 、第一励起状態 $J_i=1/2$ が組んで $J_3=0,1$ となる。このことから、図 4.2 を参考に測定されたそれぞれのエネルギーを行列要素に代入することで、 $d_{5/2}$ 軌道と $s_{1/2}$ 軌道のエネルギーはそれぞれ 491keV, 1148keV と求まり、N=14 シェルギャップは 657keV と求まった。

また、 ^{19}C (Z=6, N=13) の基底状態は $1/2^+$ [主に $\nu(d_{5/2})^4(s_{1/2})^1$] であり、第一励起準位が $5/2^+$ [主に $\nu(d_{5/2})^3(s_{1/2})^2$ 、 $\nu(d_{5/2})^5(s_{1/2})^0$] である (殻模型計算の結果から) ことから第一励起エネルギー 0.201MeV [9] が N=14 のシェルギャップに相当すると考えられる (図 1.7 参照)。 ^{19}C は基底状態が $1/2^+$ であることから $d_{5/2}$ 軌道と $s_{1/2}$ 軌道が反転している。これら結果を図 4.6 にまとめた。

4.4.2 中性子数 N=14 を持つ同中性子核

^{20}N の場合と同様に ^{21}N について N=14 のシェルギャップについて考察する。 ^{22}O (Z=8, N=14) の基底状態は 0^+ [$\nu(d_{5/2})^6(s_{1/2})^0$] である。第二励起準位は 3^+ [主に $\nu(d_{5/2})^5(s_{1/2})^1$] で励起エネルギーは 4582keV である [1]。同様にスピン J の重心を取ると $s_{1/2}$ 軌道は 4.01MeV と求まり、この値が N=14 のシェルギャップに相当すると考えられる。

^{21}N の N=14 のシェルギャップも ^{20}N と同様に求めることができる。図 4.4 のレベルスキームより線のエネルギーから同様にスピン J の重心を取ることによって 2.84MeV と求まった。

図 4.6 において測定により求まっている ^{22}O と本実験で求めた ^{21}N の N=14 シェルギャップから線分 (ピンクの線) が引ける。その線をそのまま 20C まで伸ばすことで ^{20}C の N=14 シェルギャップを予想できる。予想された ^{20}C の N=14 シェルギャップは 1.57MeV であった。

4.4.3 中性子数 N=15 を持つ同中性子核

^{23}O (Z=8, N=15) の基底状態は $1/2^+$ [主に $\nu(d_{5/2})^6(s_{1/2})^1$] であり、第一励起準位が $5/2^+$ [主に $\nu(d_{5/2})^5(s_{1/2})^2$] であることから第一励起エネルギー 2.79MeV [1] が N=14 のシェルギャップに相当する。 ^{23}O から陽子を取り除くと、 $p_{1/2}$ の陽子 ($j=1/2$) と ^{23}O の基底状態のスピン $J_0=1/2$ が組んで $J_3=0,1$ 、第一励起状態 $J_i=5/2$ が組んで $J_3=2,3$ となる。このことから、図 4.2 および 3^- 状態=1.93MeV [14] を参考に測定されたそれぞれのエネルギーを行列要素に代入することで、 $d_{5/2}$ 軌道と $s_{1/2}$ 軌道のエネルギーはそれぞれ 233keV, 1464keV と求まり、N=14 シェルギャップは 1231keV と求まった。

^{23}O と ^{22}N の N=14 シェルギャップから ^{21}C の N=14 シェルギャップを線形で外挿した [11] 結果、-0.31MeV と求まった。 $(d_{5/2}$ 軌道と $s_{1/2}$ 軌道が反転している。)

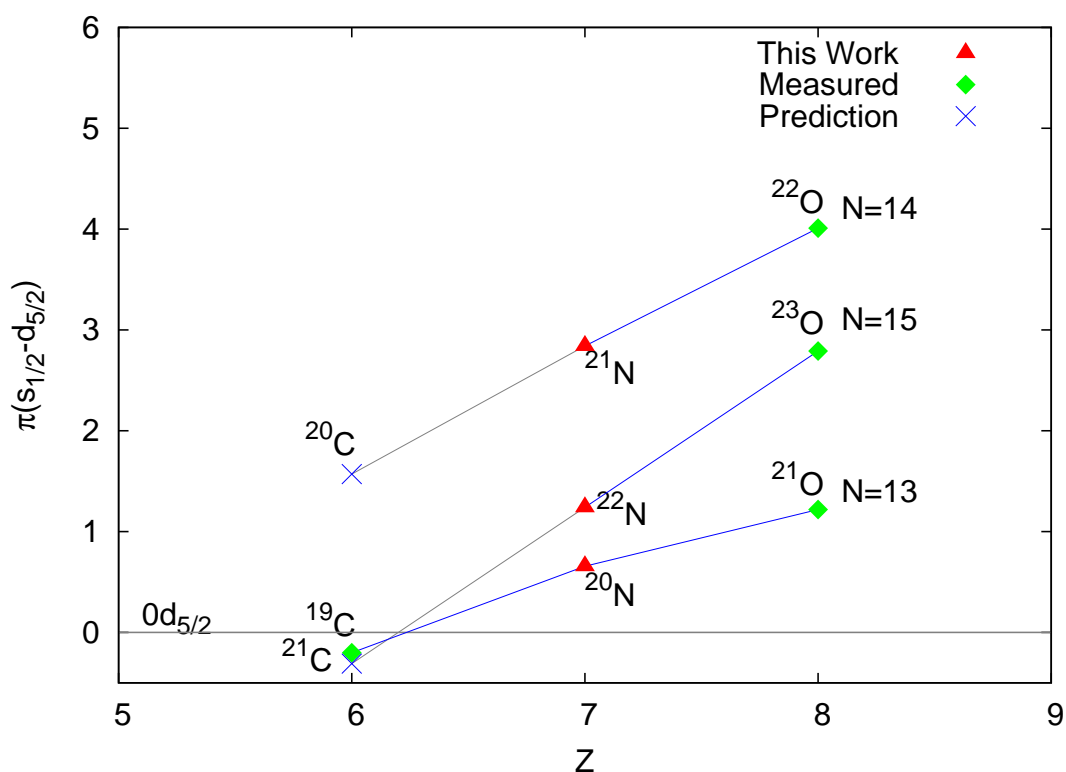


図 4.6: N=13-15 の炭素、窒素、酸素同位体の $0d_{5/2}$ 軌道に対しての $1s_{1/2}$ 軌道のエネルギー (N=14 シェルギャップ) を表す。緑の点は測定されている点で、赤点が今回測定した点である。×点は酸素、窒素のデータから線形的に炭素を外挿した点である。青線は測定により得られた点を結んだものであり、灰線は青線を線形で外挿したことを表す。

N=13 を持つ同中性子核のラインからわかるように、 $^{21}\text{O}, ^{20}\text{N}, ^{19}\text{C}$ における $0d_{5/2}$ 軌道と $1s_{1/2}$ 軌道間のエネルギー差はほぼ直線になった。これは $0d_{5/2}$ 軌道と $1s_{1/2}$ 軌道間のエネルギー差を線形で外挿することが妥当であることを支持している。よって、 $^{20}\text{C}, ^{21}\text{C}$ の $0d_{5/2}$ 軌道と $1s_{1/2}$ 軌道間のエネルギー差、つまり N=14 シェルギャップは信頼できる値だと言える。 ^{20}C においては N=14 シェルギャップは 1.57MeV となっており、 ^{22}O で 4.01MeV と大きくなっていった N=14 シェルギャップが ^{20}C になると弱まっていることが確認された。また、基底状態・励起状態のスピン・パリティが未だ特定されていない ^{21}C については ^{19}C と同様、 $0d_{5/2}$ 軌道と $1s_{1/2}$ 軌道の反転 (縮退) が起きていると予想された。 $^{19}\text{C}, ^{21}\text{C}$ 共に 200-300keV 程度に縮退しているため、 ^{21}C も ^{19}C と似たような構造を持つことが予想される。

さらに、同中性子間で酸素、窒素、炭素への変化は $p_{1/2}$ の陽子を取り除いていくこと過程であり、陽子の $p_{1/2}$ 軌道の陽子数に対し、中性子の $d_{5/2}$ 軌道・ $s_{1/2}$ 軌道間の相互作用の変化を示している。つまり、2 粒子間の行列要素 TBME (Two Body Matrix Element) の差 $V_{p_{1/2}d_{5/2}}^{pn} - V_{p_{1/2}s_{1/2}}^{pn}$ に相当する。また、それぞれの中性子数で傾きが異なるのは N=13 に関しては $d_{5/2}$ 軌道に中性子が 5 個、N=14 に関しては $d_{5/2}$ 軌道に中性子が 6 個、N=15 に関しては $d_{5/2}$ 軌道に中性子が 6 個と $s_{1/2}$ に中性子が 1 個と簡単なモデルで考えると、N=13 と N=14 の差は上記の TBME の第一項、N=14 と N=15 の差は上記の TBME の第二項に差が生じるためであると考えられる。図 4.6 より傾きは中性子数が増えるにつれ大きくなる。N=13 から N=14 の傾きの変化は $d_{5/2}$ 軌道に中性子が入ることで $p_{p_{1/2}}$ 軌道と $d_{5/2}$ 軌道間の引力が強くなり、N=14 から N=15 の傾きの変化は $s_{1/2}$ 軌道に中性子が入ることで $p_{1/2}$ 軌道と $s_{1/2}$ 軌道の斥力が強くな

ることを示唆している。実際はこのように純粋な一粒子軌道で記述することはできないので定量的な議論はできないため、現段階では定性的な議論にとどまる。

第5章 まとめと今後の展望

本研究では中性子過剰な領域に現れる新魔法数 $N=14$ に注目し、 $N=14$ の ^{21}N 、およびその近傍核 $^{20,22}\text{N}$ のインビーム 線核分光を行った。 $^{20-22}\text{N}$ の励起準位を特定し、それぞれ $N=14$ のシェルギャップを求めることで近傍核の中性子束縛機構についての研究を行った。

実験は理化学研究所の不安定核分離装置 RIPS にて行われた。不安定核ビーム $^{21,22}\text{N}$ を用いて、陽子非弾性散乱と中性子ノックアウト反応を用いて $^{20-22}\text{N}$ の励起状態を生成し、その脱励起 線を 48 本の NaI シンチレータにて測定した。殻模型計算や DWBA 計算などの理論計算や異なるチャンネルからの測定による準位の特定、GEANT4 を用いたインビーム 線分光のシミュレーションによる特徴的なピークの断面積の決定および以前の実験の結果を用いることで測定された 線スペクトルから $^{20-22}\text{N}$ の励起準位を特定した。 ^{20}N においては反応断面積の違い等から新たなレベル図を考え、3 つの準位のスピン・パリティを初めて決定した。 ^{21}N においては新たな 線エネルギー $E_\gamma=815\text{keV}$ を観測し、散乱角度分布と DWBA 計算との比較や断面積から準位を考察し、新たなレベル図が得られた。 ^{22}N に関しては統計が少なかったため、十分な議論ができなかったが殻模型計算と比較することでレベル図を考察した。このように特定された $^{20-22}\text{N}$ の励起準位から軌道のエネルギーはスピン J の重心により求めるという方法で、それぞれの $d_{5/2}$ 軌道と $s_{1/2}$ 軌道間のエネルギー差、すなわち $N=14$ のシェルギャップを求めた。その系統性から炭素同位体 ^{21}C は ^{19}C と同様、 $d_{5/2}$ 軌道と $s_{1/2}$ 軌道が反転もしくは縮退しているという結果が得られた。さらに ^{22}O において 4.01MeV と大きくなっていった $N=14$ シェルギャップは ^{21}C において 1.57MeV と予想され、炭素同位体における $N=14$ シェルギャップの減少が確認された。さらに、これらの原子核が純粋な一粒子軌道で記述できるという仮定のもと陽子の $p_{p1/2}$ 軌道と中性子の $d_{5/2}$ 軌道間の引力が強くなり、陽子の $p_{p1/2}$ 軌道と中性子の $s_{1/2}$ 軌道間の斥力が強くなることが定性的に理解された。

今後は、粒子識別の分解能をあげ、より混じりのない 線スペクトルから考察することを目標とする。また、より詳しい理論計算のもとで本実験の結果と比較することで軌道間に働く相互作用を定量的に議論することが今後の課題である。さらに本実験は ^{24}O に特化した実験であったため、今後は $^{20-22}\text{N}$ に特化した実験を行うことで中性子過剰な原子核の殻構造の進化について理解することを目指す。

第6章 付録

6.1 液体水素標的

本実験では陽子標的として液体水素標的を用いた。液体水素標的システムは九州大学の相良、龍頭らにより開発された。真空チャンバー内に配置する。図6.1のようにアルミニウムで出来た液体水素を入れる標的のセルと、2段式のCryostatと呼ばれる冷凍機により構成される。セルと冷凍器は熱伝導性のよい銅管でつながれており、標的セルはアルミニウムの熱シールドにより外部からの熱放射を防いでいる。

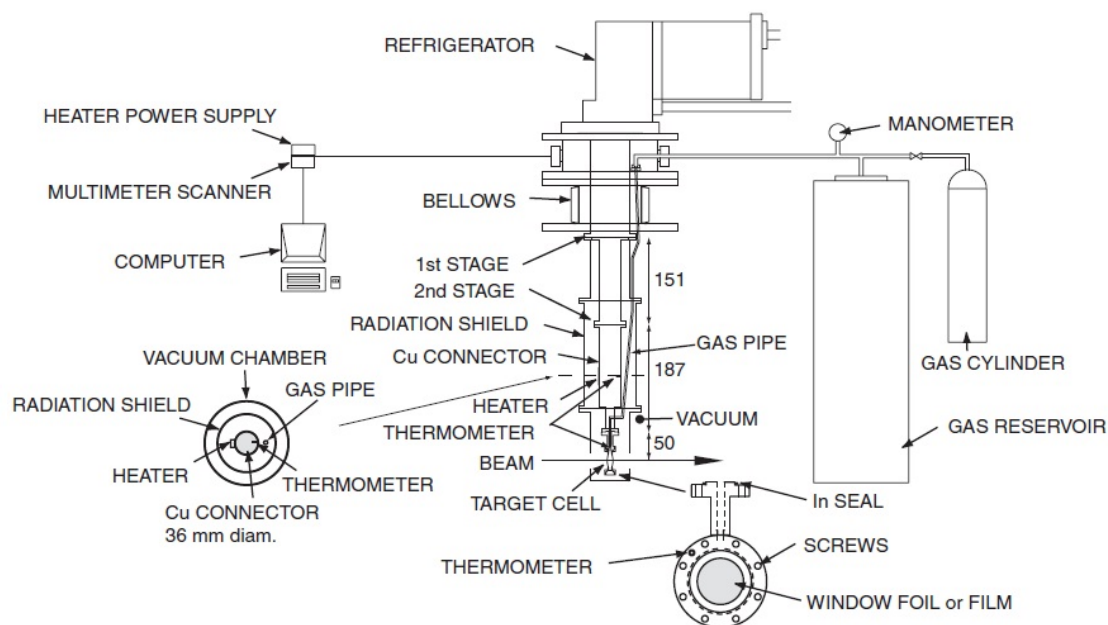


図 6.1: 液体水素システムの概念図

各箇所について簡単に説明する。

- 冷凍機-コンプレッサー

冷凍機は2段で構成され、ディスプレイッサーとGMサイクルという不可逆サイクルにより冷却を行う。

- 伝熱棒

冷凍機2段目と標的セルは熱伝導性に優れた銅の伝熱棒でつながれた。

- 熱シールド

熱シールドは冷凍機1段目につながれており、約100Kまで冷やされる。外部からの熱放射を抑えるために用いられた。

- 標的セル

標的セルは冷凍機2段目と伝熱棒によりつながっている。16K程度まで冷やされた標的セルに水素ガスを流すことでセル内に液体水素が生成される。

- 温度・圧力の測定系と制御系

セルとシールドの温度、チェンバー内とセル内の液体水素の圧力が測定され、グラフィック型言語を用いたプログラムLabVIEWを用いて常にオンラインで更新され、制御を行う。

- ヒーター

ヒーターは標的セル付近に設置され、フィードバックをかけることでLabVIEWによって標的セルの温度調整を行った。

6.2 OPTRACE

6.2.1 軸の取り方

OPTRACEの軸の定義を図6.2に示す。

6.2.2 トランスファー行列の詳細

解析ではX方向のみを用いたが、トランスファー行列にはY成分も含まれる。

$$\begin{pmatrix} x_F \\ \theta_F \\ y_F \\ \phi_F \\ z_F \\ \delta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1.04286 & 0.327018 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.9848116 \\ 0.0786841 & 0.9837293 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 4.51975 \\ 0.00000 & 0.00000 & 0.5624395 & 0.2906344 & 0.00000 & 0.00000 \\ 0.00000 & 0.00000 & -1.872427 & 0.8104972 & 0.00000 & 0.00000 \\ 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 1.00000 & 0.00000 \\ 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 0.00000 & 1.00000 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_M \\ \theta_M \\ y_M \\ \phi_M \\ z_M \\ \delta \end{pmatrix} \quad (6.1)$$

6.3 NaIシンチレータのエネルギー構成

DALIのエネルギー較生のパラメータを示す。チャンネルとエネルギーは以下の関係である。

$$Energy[keV] = a_1 + a_2[ch]$$

層	ID	a ₁	a ₂	層	ID	a ₁	a ₂
1	01	-281.33952	1.38702	3	25	-289.80249	1.71976
	02	-255.2074	1.48692		26	-379.81139	1.74898
	03	-267.91654	1.49852		27	-227.139	1.73258
	04	-276.69897	1.64823		28	-561.32203	2.04667
	05	-260.84659	1.43542		29	-190.29601	1.65612
	06	-244.98475	1.55535		30	-335.40123	1.83348
	07	-134.51692	1.48896		31	-451.45987	1.85244
	08	-335.04947	1.69688		32	-476.61817	2.06607
	09	-288.6725	1.33565		33	-504.46501	1.54873
	10	-311.98692	1.49054		34	-257.58381	1.6955
	11	-360.98995	1.42391		35	-404.73256	1.92187
	12	-295.57573	1.3694		36	-187.86061	1.5841
2	13	-242.86389	1.5501	4	37	-285.24325	1.89627
	14	-221.59589	1.61038		38	-412.29706	1.84348
	15	-154.18347	1.64631		39	-294.0820	1.92217
	16	-263.53882	1.63073		40	-287.18476	1.94646
	17	-267.17725	1.38831		41	-391.77952	1.7452
	18	-331.08295	1.80627		42	-126.4925	1.82471
	19	-281.61673	1.51429		43	-248.94302	1.9472
	20	-264.7059	1.52864		44	-393.99921	1.77246
	21	-264.40814	1.72541		45	-291.77563	1.9167
	22	-306.74213	1.62719		46	-110.93528	1.3446
	23	-272.16788	1.66592		47	-313.9987	1.92161
	24	-337.8758	1.47841		48	-326.36495	1.85637

6.4 線源の情報

線源	測定時間 [s]	DSF ¹	LiveTime	強度 (@1998/01/01)[Bq]	半減期 [year]	崩壊確率
¹³⁷ Cs	902	1/5	0.754	46600	30.07	0.944
⁶⁰ Co	953	1/20	0.809	370000	5.2714	0.9986
²² Na	973	1/6	0.769	359000	2.602	0.9994
background	1073	1/5	0.979	—	—	—

表 6.1: 線源を用いた測定の詳細

線崩壊図

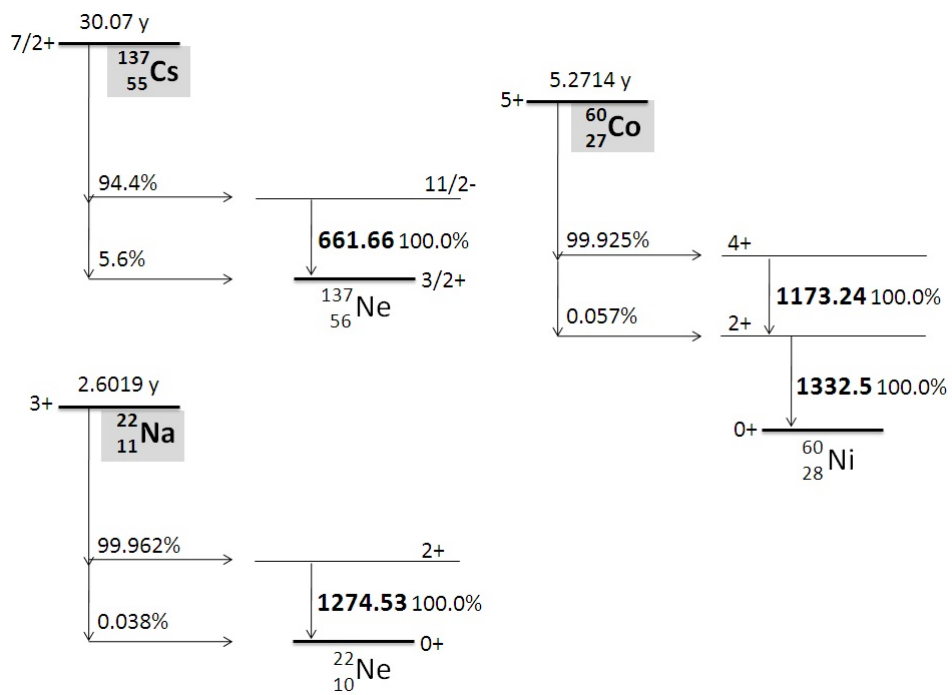


図 6.3: ¹³⁷Cs、⁶⁰Co、²²Na の 線崩壊図

6.5 GEANT4の詳細

6.5.1 GEANT4

GEANT4はGEometry ANd Tracking 4の略である。粒子と物質の相互作用をシミュレーションするC++言語の汎用ソフトウェア・ツールキットである。測定器の構造状況(Geometry)を決め、シミュレーションに用いる粒子の種類とエネルギー、運動量ベクトルなどを決め、考慮すべき粒子を決める。さらに相互作用(物理プロセス)の種類を選ぶことでシミュレーションを行う。本シミュレーションでは以下の物理プロセスを用いた。

- Gamma
 - 光電効果
 - コンプトン散乱
 - 電子対生成

- electron,positron
 - 多重散乱
 - 電離
 - 制動放射
 - シンチレーション
 - 対消滅(positronのみ)

6.5.2 実験セットアップの詳細

以下に GEANT4 にて作成したセットアップを様々な角度から見た図を示す。

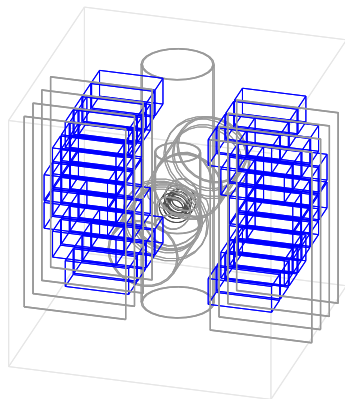


図 6.4: 実験のセットアップを上方から見た図

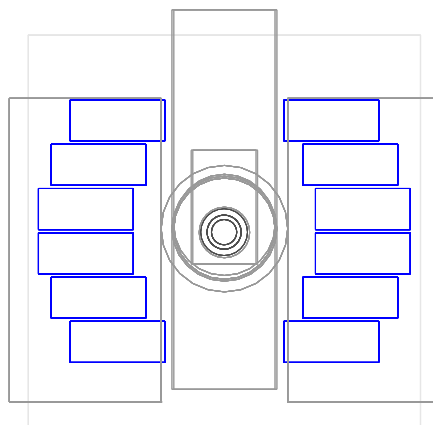


図 6.5: z 軸方向から見た図

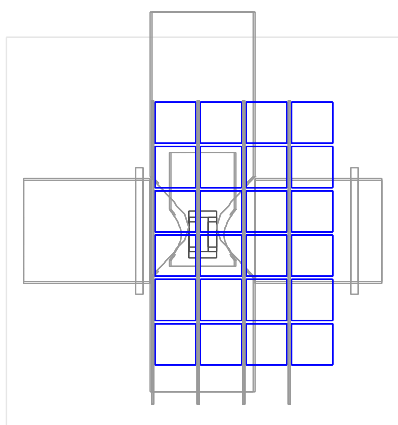


図 6.6: x 軸方向から見た図

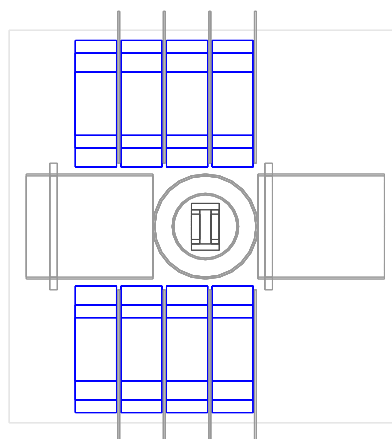


図 6.7: z 軸方向から見た図

以下にシミュレーションするために配置していった物質を示す。

- 標的セル本体...アルミニウムの円柱を中心に配置とした。
- 標的セルウィンドウ...2枚標的セル本体に付けた。こちらも円柱とした。
- 液体水素...線源のシミュレーションの時は用いなかった。上2物質の間を埋めた。
- チェンバー...十字のステンレスの円柱を配置した。2つの円柱を組み合わせることで十字のチェンバーを構築。
- フランジ...標的付近にあるステンレスのフランジは中抜け円盤として配置した。
- 熱シールド...標的の熱シールドを配置した。ビーム軸には穴が開いている。
- DALI(NaIシンチレータ)...実験での座標と同様に48本のシンチレータを配置した。
- アルミの板...シンチレータの支えとして用いたアルミの板を計8枚配置した。

6.6 正規分布

確率密度関数 $F(X)$ は平均 X_0 、分散 σ を用いて以下のように表される。

$$F(X) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}} \quad (6.2)$$

式6.2に対し、 $Z = \frac{X-X_0}{\sigma}$ とすることで、正規分布を得ることができる。

$$F(Z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{Z^2}{2}} \quad (6.3)$$

上記の変換を施しスペクトル内に含まれる範囲で積分することでアクセプタンスを求めた。

6.7 ローレンツ変換

線インピード分光の解析を行う上で、粒子は光速の数十%で運動していることから測定される運動量・エネルギーはローレンツ変換にて静止系の運動量・エネルギーに戻す必要がある。ローレンツ変換は式6.4で記述される。ここでは E, P は静止系を、 E', P' は x 軸方向に速度 β で運動している系とする。

$$\begin{pmatrix} E' \\ P'_x \\ P'_y \\ P'_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & -\beta\gamma & 0 & 0 \\ -\beta\gamma & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E \\ P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix} \quad (6.4)$$

それぞれの成分を書き出すと、

$$P'_x = -\beta\gamma E + \gamma P_x \quad (6.5)$$

$$P'_y = P_y \quad (6.6)$$

$$P'_z = P_z \quad (6.7)$$

$$E' = \gamma E - \beta\gamma P_x \quad (6.8)$$

式6.8は β, P のなす角 θ を用いて式6.9のように書ける。

$$E' = \gamma E - \beta\gamma P \cos\theta \quad (6.9)$$

線の場合は $E=P$ なので式6.10となる。

$$\gamma E - \beta\gamma P \cos\theta = \gamma E(1 - \beta \cos\theta) \quad (6.10)$$

関連図書

- [1] M.Stanoiu *et al.*, Phys.Rev.C **69**.034312 (2004).
- [2] T.Motobayashi *et al.*, Phys. Lett.B **346**.9(1995)
- [3] H.Sakurai *et al.*, Phys. Lett.B **448**.180(1999)
- [4] T.Otsuka *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**.082502(2001)
- [5] T.Otsuka *et al.*, Phys. Rev. Lett. **95**.232502(2005)
- [6] T.Otsuka *et al.*, Phys. Rev. Lett. **105**.032501(2010)
- [7] Y.Utsuno *et al.*, Phys. Rev. C **60**.054315(1999)
- [8] P.G.Thirolf *et al.*, Phys. Lett. B **485**.16(2000)
- [9] M.Stanoiu *et al.*, Phys.Rev.C **78**.034315 (2008).
- [10] M.Stanoiu *et al.*, Eur.Phys.J.A **20**.95-96 (2004).
- [11] I.Talmi and I.Unna , Phys.Rev.Lett. **4**.469 (1960).
- [12] R.D.Lawson and J.L.Uretsky , Phys.Rev. **108**.1300 (1957).
- [13] D.Sohler *et al.*, Phys.Rev.C **77**.044303 (2008).
- [14] M.J.Strongman *et al.*, Phys.Rev.C **80**.021302 (2009).
- [15] R.B.Firestone , Nucl.Data Sheets **106**.1 (2005).
- [16] T.Kubo., Nucl.Inst.and Meth. **B204**.97-113 (2003).
- [17] H.Kumagai *et al.*, Nucl.Inst.Meth. **A470**.562-570 (2001).
- [18] H.Ryuto *et al.*, Nucl.Inst.Meth. **A555**.1-5 (2005).
- [19] 田中直樹, 卒業論文, 東京工業大学 (2009).
- [20] <http://nilaco.jp/jp/index.php> 「株式会社ニラコ」
- [21] 中山佳晃, 修士論文, 東京工業大学 (2009).
- [22] 中林彩, 卒業論文, 東京工業大学 (2004).
- [23] 松井信行, 修士論文, 東京工業大学 (2005).o

- [24] 小林信之, 卒業論文, 東京工業大学 (2008).
- [25] <http://www.nist.gov/index.html> 「National Institute of Standards and Technology」
- [26] A.E.Etchegoyen *et al.*, The shell model code OXBASH,
National Superconducting Cycrotron Laboratory Report 524 (1984)
- [27] 佐藤義輝, ミーティング資料, ソウル大学 (2009).

謝辞

本研究を進めるにあたりたくさんの方々にご指導、助言をいただきました。指導教官である中村隆司氏には本解析の方向性、方法から論文の書き方までご指導いただきました。行き詰まったときも色々な提案をしていただき効率よく解析を進められました。助教の近藤洋介氏には実験、解析の詳細まで親身になって相談にのっていただき助言をいただきました。博士過程1年の小林信之氏、同学年の河田鷹介氏には解析環境の整備やプログラムの書き方等を丁寧に教えてもらい大変お世話になりました。共に同実験の解析を行っていた同学年の出口茂樹氏とは日々解析全般について話し合い有用な情報を交換できました。さらに、本実験 r405n の主催者であるソウル大学准教授の佐藤義輝氏には本実験の背景から解析に使う計算コードにわたりご多くのことを指導いただきました。本実験の共同実験者の方々には実験時に大変お世話になりました。

本論文は多くの方々のご指導、助言があったおかげで仕上げることができました。心より感謝申し上げます。

RIKEN-R405n Collaborators (敬称略)² ;

中村隆司、近藤洋介、中山佳晃、小林信之、河田鷹介、田中直樹、出口茂樹、
佐藤義輝^A、K. Tshoo^A、H.C. Bhang^A、S.H. Choi^A、
本林透^B、櫻井博儀^B、大津秀暁^B、青井考^B、柳澤善行^B、武内聡^B、米田健一郎^B、梅野泰宏^B、
市原正泰^B、H.J. Ong^C、下浦亨^D、小林俊雄^E、松田洋平^E、松下昌史^F、本多崇成^F、
炭竈聡之^G、宮下雄樹^G、吉永健太^G、N.A. Orr^H、F.M. Marques^H、J. Gibelin^H、F. Delaunay^H、
D. Sohler^I、T. Zheng^J、Z.H. Li^J、Z.X. Cao^J

²東京工業大学、A: Seoul National Univ.、B: 理化学研究所、C: 東京大学、D: 東京大学原子核科学研究センター (CNS)、E: 東北大学、F: 立教大学、G: 東京理科大学、H: Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen、I: Institute of Nuclear Physics (ATOMKI)、J: Peking Univ.