

修士論文

ガスキセノン検出器を用いた
原子核反跳に伴うミグダル効果の探索

東北大学大学院理学研究科
物理学専攻

内山 偉貴

令和5年

概要

宇宙には、われわれが目にしてきた物質よりもはるかに多くの暗黒物質であふれており、われわれが観測できた物質は宇宙の組成のわずか5%といわれている。もし暗黒物質を観測できれば、それは新物理の開拓につながる。したがって、暗黒物質の観測はわれわれの重要な課題となっている。

暗黒物質の探索において、原子核反跳に伴うミグダル効果の測定は重要な意味を持つ。ミグダル効果はわずかな確率でしか起こらないが、ミグダル効果が暗黒物質探索に運用できれば、従来のエネルギー閾値よりも小さいエネルギー領域の信号を観測できる。しかし、ミグダル効果を未だ実験で観測できていないのが現状である。まずは、ミグダル効果を観測することが求められている。

ミグダル効果を観測するため、K殻電離によって生じる2cluster信号をArガスやXeガスを封入した位置感度のある希ガス検出器によって検出することが考案された。MIRACLUE実験は東北大学と神戸大学が共同で行っている実験であり、東北大学ではガスXe検出器、神戸大学ではガスAr検出器を使用している。これらの検出器に中性子ビームを照射させ、XeもしくはAr原子核の反跳に伴う電離電子の信号を観測することを目指す。

東北大学が使用しているガスXe検出器はTime Projection Chamberの一種であり、位置感度を持つ。加えて、信号の読み出し機構としてELCC(Electroluminescence Light Collection Cell)というセル状の検出器を使用しており、ELCC内で強い電場をかけてEL光を生成してMPPCで読み出し、これにより高いエネルギー分解能を得られている。こうした特徴を持つガスXe検出器は、原子核反跳に伴ったミグダル効果の特徴的な、「2つの荷電粒子のクラスター」が生じかつ「片方のクラスターが特性X線のエネルギー」というイベントを探索する上で適している。

実際にミグダル効果を観測するため、2022年4月にAISTで565 keVの中性子ビームを5気圧のガスXe検出器に照射した。その測定データを解析し、2つのクラスターが生じかつ片方のクラスターが特性X線のエネルギーというイベントセレクションを施したイベントレートスペクトルが得られた。

測定で得られたイベントレートと比較するため、ミグダル効果のモデル生成を行い、ミグダルイベントが作るイベントレートをシミュレーションした。これにより、原子核反跳に伴うミグダル効果の分岐比について90% C.L.で上限値を得ることができた。本稿では、中性子ビームを用いたXeガス検出器によるミグダル効果探索結果を報告を行う。

目次

第 1 章	序論	8
1.1	暗黒物質の観測的証拠	8
1.1.1	円盤銀河の回転曲線	8
1.1.2	重力レンズ効果	8
1.1.3	宇宙論的観測	9
1.2	暗黒物質の候補	11
1.2.1	WIMP	11
1.2.2	アクシオン	11
1.3	暗黒物質探索	11
1.3.1	直接探索	11
1.3.2	ミグダル効果を使った直接探索	12
1.3.3	間接探索	12
1.3.4	加速器実験	12
第 2 章	ミグダル効果	15
2.1	ミグダル効果	15
2.2	ミグダル効果の観測実験	16
2.3	原子核反跳に伴うミグダル効果	17
第 3 章	ミグダル効果探索方法	22
3.1	MIRACLUE 実験	22
3.2	中性子源	23
3.3	その他のミグダル効果観測実験	24
第 4 章	Xe ガス検出器	27
4.1	TPC (Time Projection Chamber)	27
4.2	Xe ガス検出器	27
4.2.1	Electroluminescence(EL) 過程	29
4.2.2	ELCC	30
4.2.3	ビーム試験用のガス Xe 検出器	31
4.3	読み出し回路	31
第 5 章	中性子ビーム試験	34

5.1	中性子ビーム	34
5.2	セットアップ	36
5.3	データ取得	39
第 6 章	ビーム試験結果	44
6.1	測定結果の解析	44
6.1.1	1p.e. ゲイン	44
6.1.2	MPPC の非線形性補正	46
6.1.3	EL ゲイン補正	46
6.1.4	クラスター解析	48
6.1.5	データの健全性	49
6.1.6	測定結果	50
6.2	ミグダル信号モデル生成	58
6.3	ミグダル効果探索	63
第 7 章	今後の課題・展望	71
7.1	γ 線 BG	71
7.2	10MeV 単色中性子の照射	73
7.3	クエンチング測定	74
第 8 章	結論	76
付録 A	BGO シンチレータによる γ 線測定	84
A.1	BGO シンチレータ	84
A.2	測定手法	84
A.3	MCA によるデータ取得の補正	85
付録 B	フィールドケージ接続部の設計	86
付録 C	コリメータ箱の設計	88

目次

1.1	7つの渦巻き銀河の回転曲線 [1]	9
1.2	X線による星間ガスの質量密度分布 (赤) と重力レンズによる質量密度分布 (青)[2]	10
1.3	宇宙の組成。[4] の表 6 を参照した。	10
1.4	暗黒物質と核子の散乱断面積への制限 [8]	13
1.5	暗黒物質の探索手法 [31]	14
2.1	^{147}Pm の β 崩壊に伴う K 殻電子の電離 [38]	17
2.2	^{147}Pm の β 崩壊に伴う L 殻電子の電離 [38]	18
2.3	$(E_R, \Delta E)$ の運動学的制限 [42] 暗黒物質の質量 v_{DM} が 1 GeV, 10 GeV, $m_{\text{DM}} \gg m_N$ の場合と、速度 $v_{\text{DM}} = 10^{-3}, 2 \times 10^{-3}$ の場合を図示している。曲線の下領域においてミグダル効果が運動学的に起こりうる。	19
2.4	各原子のミグダル効果による電離確率 [42]	20
2.5	ミグダル効果による電離電子のエネルギースペクトル [42]	21
3.1	2cluster 信号によるミグダル効果観測の模式図 [43]	23
3.2	MIGDAL 実験の測定方法 [47]	25
3.3	液体キセノンを用いたミグダル効果探索 [48]。S2 信号の観測で予測されるスペクトルとシミュレーションによるスペクトルが比較されている。	26
4.1	Xe 検出器の概略図	28
4.2	ELCC の概念図 (左) と ELCC 内部での反応 (右) [52]	30
4.3	ガス Xe 検出器のフィールドケージ。この写真において上方に PMT を装着し、下方に ELCC を接続する。	31
4.4	ガス Xe 検出器に使用した ELCC。放電対策のため、ELCC 内のごみを取り除いている。	32
4.5	ガス検出器の内部	32
4.6	データ取得の概念図	33
5.1	中性子のエネルギーの角度依存性 [43]	34
5.2	シャドウコーン法による中性子強度測定	35
5.3	CI で測定した中性子強度の時間変化 (1 日目)。青線が中性子フラックスの時間変動を示している。	35

5.4	CIで測定した中性子強度の時間変化(2日目)。青線が中性子フラックスの時間変動、黄色枠はデータ解析に使用した測定の時間帯を示しており、一番左はビーム OFF 時の測定データ、それ以外は run020, run022, run024, run025, run028(表 5.3 参照) の測定に対応する。	36
5.5	KEK での真空引きの様子	37
5.6	ビーム試験時のセットアップの概略図	38
5.7	ビーム試験時の実際の様子	38
5.8	コリメータの概念図 [55]	38
5.9	コリメータ箱の内部 (左) コリメータ箱の外観 (右)。コリメータ内部では、太いチューブと細いチューブをチューブ継手につなぐ配管をしている。太いチューブから冷却空気を送り込むことで、細いチューブからより圧縮された冷却空気を Li ターゲットに送り込むことができる。右の写真ではコリメータの質量を測るためにチューブをコーン型の穴に通しているが、チューブは冷却器の入り口につなぐ [56]。	39
5.10	使用した BGO シンチレータ	39
5.11	BGO シンチレータの配置の様子	40
5.12	ELCC のチャンネルマップ。横軸、縦軸はそれぞれ各チャンネルの絶対位置 (x,y) について mm 表記している。黒、青、赤で書かれたチャンネルの数字はそれぞれ FEB ボード 1,2,3 のチャンネルであることを表し、緑で塗られたチャンネルは veto にしている。灰色のチャンネルはデータ取得ができない dead チャンネルを表す。なお、チャンネルの位置が等間隔になっていないのは表示の問題である。	43
6.1	チャンネルごとのダークカウント測定 (FEB ボード 1)	45
6.2	チャンネルごとのダークカウント測定 (FEB ボード 2)	45
6.3	チャンネルごとのダークカウント測定 (FEB ボード 3)	46
6.4	MPPC の大光量下における応答の非線形性	47
6.5	EL ゲイン補正前 (左) と EL ゲイン補正後 (右)	48
6.6	(x,y) 平面におけるクラスター識別	49
6.7	hit 間の時間差によるクラスター解析。	49
6.8	2つのクラスターを生じたイベントディスプレイ。x,y は mm 単位表示で表している。そして clock は z 位置に対応し、100clock が 2 cm の長さに相当する。	50
6.9	HV を 6 kV にしたときの光子数分布 (ビーム試験 1 日目)	51
6.10	HV を 6 kV にしたときの光子数分布 (ビーム試験 2 日目)	51
6.11	HV を 8 kV にしたときの光子数分布 (ビーム試験 2 日目)	52
6.12	中性子ビーム照射時のイベントレート。黒線は fiducial のイベント、赤線はその中で 2つのクラスターが生じたイベント、青線はさらに片方のクラスターのエネルギーが 30 ± 3.5 keV のイベントを selection したものである。	53
6.13	中性子ビーム照射していない時のイベントレート。黒、赤、青線は図 6.12 の通りである。	53
6.14	クラスター間の時間差分布 (ビーム試験 2 日目 run020)。ビーム試験 2 日目の測定データ run020 の 2cluster-30keV のイベントセレクションをした際のクラスター間の時間差分布を表している。1clock が $0.2 \mu\text{s}$ に対応するため、500clock が $100 \mu\text{s}$ に対応する。	55

6.15	アクシデンタルイベントの時間差分布の概略図 (N_{acci}^1)。2cluster-30keV イベントのクラスター間の時間差分布を表している。	55
6.16	アクシデンタルイベントの時間差分布の概略図。3cluster かつ 30 keV のクラスターが含まれるイベントの、1つ目から3つ目までのクラスター間の時間差分布を表している。	56
6.17	補正した 2cluster-30keV のイベントレート (ビーム ON)	57
6.18	補正した 2cluster-30keV のイベントレート (ビーム OFF)	58
6.19	ビーム OFF のイベントレートを差し引いた 2cluster-30keV イベントのイベントレート	59
6.20	運動量移行が 511eV のときの K 殻電子のエネルギースペクトル [62]。青線が K 殻電子のエネルギースペクトルを表している。	59
6.21	初期粒子のエネルギー損失分布。縦軸はカウント数、横軸はエネルギー [keV] を表している。	60
6.22	電離電子数の分布 (クエンチングなし)。横軸は Xe ガスの W 値 22.1 eV を用いてエネルギー [keV] の表示にしている。	61
6.23	電離電子数の分布 (クエンチングファクター 10 %)。横軸は Xe ガスの W 値 22.1 eV を用いてエネルギー [keV] の表示にしている。	61
6.24	検出器応答のシミュレーションの概要	62
6.25	Xe 原子核のクエンチングがない場合のエネルギースペクトル	62
6.26	Xe 原子核のクエンチングファクター 10 % のエネルギースペクトル	63
6.27	クエンチングなしの場合のイベントレート	64
6.28	Xe 原子核のクエンチングファクター 10% の場合のイベントレート	64
6.29	θ_{CM} 別の ΔE に対する E_{R}	65
6.30	クエンチングなしの場合のイベントレート。青が測定で得られたイベントレート、黄がその 90 %C.L. での上限、そして赤が分岐比 B_{mea} の上限値のときのシミュレーションのイベントレートを表している。	68
6.31	クエンチングファクターが 10% の場合のイベントレート。青が測定で得られたイベントレート、黄がその 90% C.L. での上限、そして赤が分岐比 B_{mea} の上限値のときのシミュレーションのイベントレートを表している。	68
6.32	クエンチングファクターが 60%, 90% の場合のイベントレート。それぞれ分岐比の上限値を取った際のイベントレートを表示している。	69
7.1	BGO シンチレータでのイベントレート	73
7.2	Xe 検出器での fiducial カットをしたイベントレート	74
7.3	30 keV までの fiducial カットをしたイベントレートスペクトル (run020)	75
A.1	γ 線測定の概略図	84
A.2	Kromek K102 における波高と ADC カウントの関係	85
B.1	フィールドケージの図面	86
B.2	フィールドケージ接続部の図面	87
B.3	フィールドケージ接続部。GND 電極が取り付けられている。	87
C.1	ビーム管の出口の様子	88

C.2	コリメータ箱のコーン部分の概略図	89
-----	----------------------------	----

表目次

5.1	封入した Xe ガスの混合比	37
5.2	各測定 of データ取得状況 (1 日目)。○、△、×はそれぞれ正常にデータ取得を終了したもの、途中でデータ取得を中断したもの、データ取得中にエラーが生じたものを表している。	41
5.3	各測定 of データ取得状況 (2 日目)。○、△、×はそれぞれ正常にデータ取得を終了したもの、途中でデータ取得を中断したもの、データ取得中にエラーが生じたものを表している。run030 に関しては中性子ビームを OFF にした後データ取得を開始して放置し、翌朝にデータ取得状態を確認するとエラーが生じてデータ取得が終了していた。	42
5.4	解析に使用した測定データの realtime と livetime	43
6.1	K_{α} 線の光子数分布の fitting 結果	52
6.2	各測定 of K_{α} 線イベントに対するエネルギー分解能	53
6.3	各測定データのアクシデンタルイベントを考慮した補正ファクターの結果	56
6.4	各測定データの fiducial イベントが veto と判定される割合 P と補正ファクターの値	57
6.5	各クエンチング値における分岐比の上限値	67
6.6	分岐比の上限値 B_{mea} に対する系統誤差	69
A.1	Kromek K102 の仕様 [68]	84

第 1 章

序論

暗黒物質の存在は、様々な宇宙観測によって示唆されているが、未だ暗黒物質は直接的に観測されていない。現在、暗黒物質を直接探索するため世界的に様々な手法が取られている。その手法の 1 つとして、現在原子核反跳に伴って生じるミグダル効果という現象が注目されている。この現象を暗黒物質探索に運用できれば低質量領域の暗黒物質に対する感度を飛躍的に向上させることができると期待されている。本章では、暗黒物質の存在する証拠および現在行われている暗黒物質探索について紹介する。

1.1 暗黒物質の観測的証拠

1.1.1 円盤銀河の回転曲線

暗黒物質の観測的証拠として、まず円盤銀河の回転曲線について述べる。銀河中心からの距離を r 、円盤銀河の回転速度を V_{rot} とする。銀河の形状が軸対称であるとして、ケプラーの法則より以下の式が成り立つ。

$$\frac{V_{\text{rot}}^2}{r} = \frac{GM(r)}{r^2} \quad (1.1)$$

ここで、 G は万有引力定数であり、 $M(r)$ は距離 r より内側の総質量である。観測結果によると、図 1.1 のように半径が大きい場所でも回転速度が落ちずに一定であることが知られている [1]。すると、式 1.1 から、質量 $M(r)$ は r に比例して増大することになり、 r が大きい場所にも質量が存在することを意味する。これは、ほとんどの質量が中心に集まっているはずであることと矛盾する。この観測事実から、目に見えるバリオンとは異なる、光学的に観測することのできない質量が銀河に存在することが示唆される。

1.1.2 重力レンズ効果

アインシュタインの一般相対性理論によれば、大きい質量の物体の周りは時空が歪められる。それ故に、宇宙空間においてある光源から光が発せられて強い重力場を経由する場合、その重力場に従って光路は曲げられる。この効果は重力レンズ効果と呼ばれている。この重力レンズ効果の強さに応じて、強い重力レンズ効果と弱い重力レンズ効果に大別される。強い重力レンズ効果では非常に強い重力場が存在しているときに生じ、天体が引きのばされたり分裂して観測される現象が生じる。一方、弱い重力レンズ効果では像の変形のみが起こる。そして、この弱い重力レンズ効果を使って、背景銀河の歪みを統計的に処理することで質量分布を得ることができる。

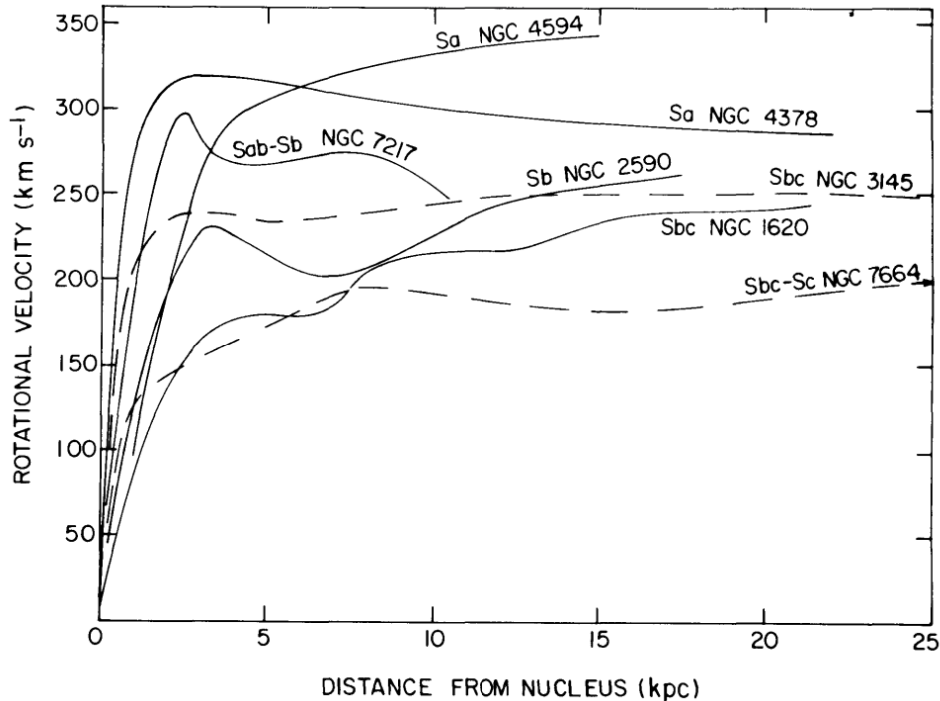


図 1.1 7つの渦巻き銀河の回転曲線 [1]

2002年、X線衛星チャンドラによって観測された弾丸銀河団 1E-0657-56 から、弱い重力レンズ効果が使われ、暗黒物質の存在が示唆された [2, 3]。銀河団が衝突した領域の観測例として 1E-0657-56 を図 1.2 に示す。図中の赤色の部分はチャンドラによって測定された X 線による星間ガスのプラズマ密度分布を表し、青色の部分は重力レンズを用いた 1E-0657-56 の質量密度分布を表す。暗黒物質を存在を仮定しない場合、星間ガスは銀河団の質量の大半を占めるため X 線による質量密度分布の測定結果と重力レンズ効果を用いた質量密度分布は一致するはずである。しかし、実際にはプラズマの分布は中央に寄っており、質量の分布が離れている様子が観測された。ここから、電磁相互作用をするプラズマが衝突で中央に引きずられているのに対し、質量分布は相互作用をせずにすり抜けていったことが分かる。これらの観測から、銀河団には相互作用をほとんどしない質量が附随していることが分かった。

1.1.3 宇宙論的観測

現在標準的な宇宙モデルとされている Λ CDM モデルは一般相対性理論をもとに作られている。このモデルは、アインシュタイン方程式を一様等方な条件で解いたフリードマン方程式で記述され、宇宙を占めるエネルギーはダークエネルギー、マター、放射から構成される。これらの密度を臨界密度で割り無次元化されたものは宇宙論パラメータと呼ばれ、CMB の揺らぎの観測 [4] や銀河団の距離分布の観測 [5]、超新星爆発の距離分布の観測 [6]、ビッグバン原子核合成の計算 [7] などから測定されている。

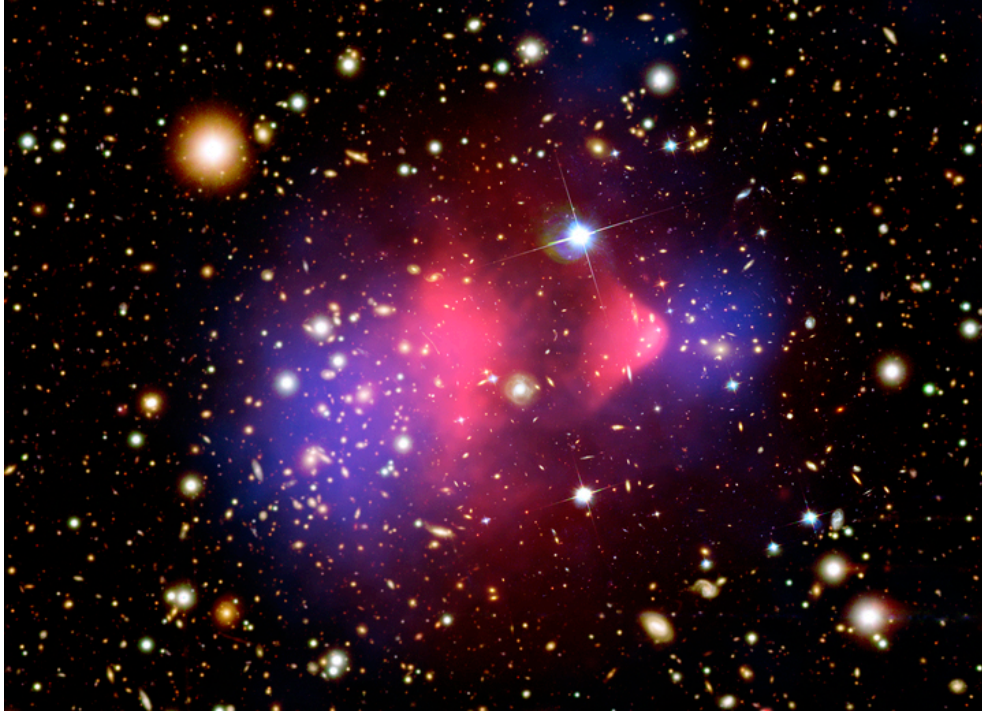


図 1.2 X線による星間ガスの質量密度分布 (赤) と重力レンズによる質量密度分布 (青)[2]
 Credit: X-ray: NASA/CXC/CfA/M.Markevitch et al.; Optical: NASA/STScI; Magellan/U.Arizona/D.Clowe et al.; Lensing Map: NASA/STScI; ESO WFI; Magellan/U.Arizona/D.Clowe et al.

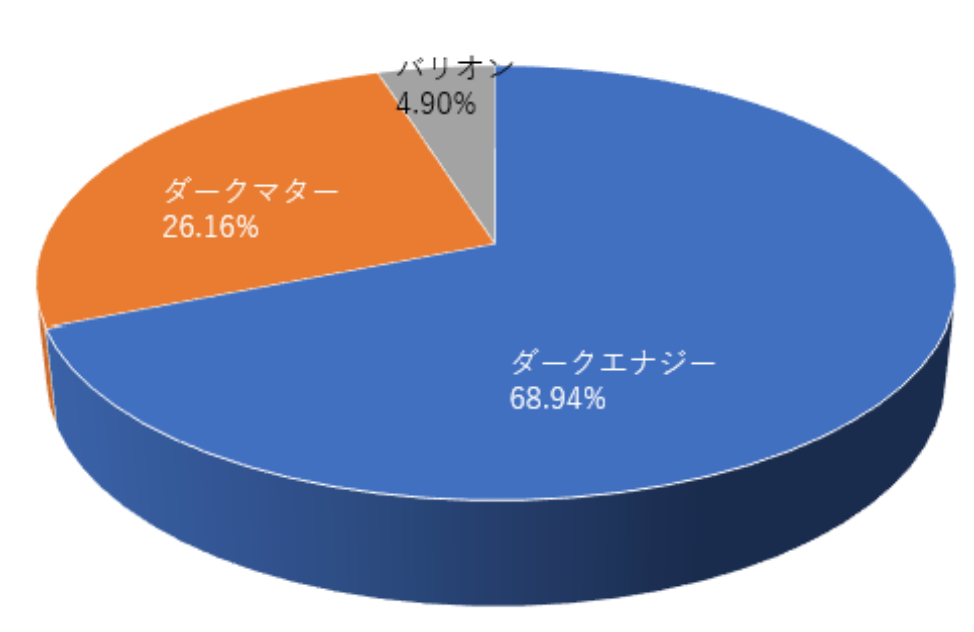


図 1.3 宇宙の組成。[4] の表 6 を参照した。

1.2 暗黒物質の候補

暗黒物質は未知の質量であること以外は不明であり、いくつかの有力な候補が存在する。本章では、それらの中の WIMP とアクシオンについて説明する。

1.2.1 WIMP

1 つ目は WIMP (Weakly Interacting Massive Particle) である。WIMP は宇宙初期において他の標準模型粒子と熱平衡状態にあり、宇宙の膨張により宇宙が冷えることでその熱平衡状態が崩れ、熱的残存として現在も宇宙に残っていると考えられているものである。

WIMP は現在、暗黒物質の最も有力な候補と考えられている。WIMP は電弱スケール程度の質量を持ち、標準模型粒子と弱く相互作用する粒子と考えられているが、宇宙膨張の際に熱平衡状態から外れて自身と対消滅していった結果の残存量から対消滅断面積を推定すると、現在の暗黒物質密度の観測値と自然に一致する。WIMP の性質を満たす粒子を预言する理論として最も有力なものは超対称性理論である。この理論からはニュートラリーノが中性で重い粒子として暗黒物質の候補になっている。

1.2.2 アクシオン

2 つ目はアクシオンである。アクシオンは「強い CP 問題」を解決する理論の中で導入される粒子である。強い CP 問題とは、量子色力学において強い相互作用は CP 対称性を破るはずであるが、実際には CP 対称性が成り立っているように見える矛盾のことである。この強い CP 問題を解決する有力な理論が Peccei-Quinn 機構と呼ばれるものであり、この機構の中でアクシオンが導入されている。

1.3 暗黒物質探索

暗黒物質として WIMP を探索する場合、大きく直接探索、間接探索、加速器探索の 3 つの手法に分類される。直接探索では暗黒物質による原子核の反跳のイベント事象を探索する。暗黒物質が標的原子核と弾性散乱を起こし、散乱された反跳原子核の信号を、熱、電荷、光などに変換して観測する。間接探索では、暗黒物質同士が対消滅したことによって生じる γ 線、陽電子、ニュートリノといった信号を観測する。そして、加速器探索は標準模型の粒子同士を加速して衝突されることで暗黒物質粒子を生成する手法である。

1.3.1 直接探索

本章では、代表的な直接探索実験について述べる。

現在、ほとんどの質量領域で世界最高感度を達成しているのは液体キセノンによる TPC (Time Projection Chamber) 検出器を用いた実験である。イベント発生時に生じるシンチレーション光 (S1) を PMT で検出し、ドリフト電場に沿って電離電子がドリフトし気相にかけて比較的強い電場をかけて比例蛍光 (S2) を生じさせ、その光を検出する。PMT への S2 のヒットパターンと S1-S2 間の時間差から 3 次元位置の再構成が可能である。また、電子反跳に対し原子核反跳はクエンチングが生じることから電子反跳と原子核反跳それぞれで S1/S2 の比が互いに異なるため、電子反跳と原子核反跳の事象の区別も可能である。さらに、発光量の多

い S2 の信号に絞って解析をすることでより低質量領域 (sub-GeV) の暗黒物質をターゲットにして探すこともできる。実験例として XENON 実験 [8] や LZ 実験 [9]、PandaX 実験 [10] がある。また、キセノンではなくアルゴンを用いた実験として DarkSide 実験 [11] がある。

無機シンチレータ NaI を用いた実験に DAMA/LIBRA 実験 [12] がある。この実験は季節変動から暗黒物質の観測を主張しているが、より高感度の他の実験で見つかっていない、という状況にある。そのため、同じ条件で季節変動信号を検証すべく、NaI を用いた実験として COSINE[13]、SABRE[14]、PICOLON[15] などが開発や測定を行っている。

低閾値な検出器は軽い暗黒物質に高い感度を持つ。半導体検出器を用いた SuperCDMS 実験 [16] や、シンチレーティングボロメータを用いた CRESST 実験 [17] が高い感度で実験を行っている。

WIMP 探索において、SI (Spin Independent) な反応ではなく SD (Spin Dependent) な反応に高い感度を有する実験も存在する。不對原子核が存在する ^{19}F を標的に用いた実験であり、現時点で最高感度を達成しているものに泡箱を用いた PICO 実験 [18] がある。

暗黒物質の到来方向を測定する実験も存在する。ガス検出器で微細な原子核反跳の飛跡を検出するものであり、DRIFT 実験 [19] や NEWAGE[20] が開発を進めている。また、原子核乾板を使う手法もあり、NEWS-DM 実験 [21] が開発を進めている。

1.3.2 ミグダル効果を使った直接探索

ミグダル効果がある場合、原子核反跳に加えて電離や励起による電子のエネルギー損失が加わるため実質的にエネルギー閾値が下がり、軽い暗黒物質への感度が向上する。原子核反跳に伴うミグダル効果は実験的には未発見ではあるものの、この効果を仮定した解析を用いた暗黒物質探索の結果がいくつかのグループから出されている。

2 相式の液体キセノン検出器を用いた XENON1T[9] や LUX[22]、PandaX-4T[23]、液体アルゴン検出器を用いた DarkSide50[24]、半導体検出器を用いた SuperCDMS[25]、NaI シンチレータを用いた COSINE[26] など、様々なタイプの実験がミグダル効果を仮定した解析結果を出している。一例として、XENON-1T 実験の結果を図 1.4 に示す。ミグダル効果を仮定することにより、これまで感度のなかった 1GeV 以下の質量領域に感度が伸びていることが分かる。

1.3.3 間接探索

間接探索実験として CALET(CALorimetric Electron Telescope) が挙げられる。CALET は国際宇宙ステーションに設置された宇宙線電子望遠鏡である。CALET は電子観測用のカロリメータと γ 線測定用の検出器で構成されている。カロリメータでは 1 GeV から 20 TeV のエネルギー領域で電子と陽電子の全電子スペクトルを測定し、近傍の暗黒物質の探索に挑戦している [27]。

1.3.4 加速器実験

次に、CERN(欧州原子核研究機構) の LHC(Large Hadron Collider) について紹介する。LHC は加速器探索の代表例の 1 つであり、陽子同士を最大 7TeV まで加速させて衝突させる実験である。LHC では陽子-陽子の衝突点が 4 か所あり、そのうち 2 つ (CMS, ATLAS) は標準模型の検証および標準模型を超えるイベント探索をする検出器 (CMS, ATLAS) が置かれている [28]。これら CMS 実験、LHC-ATLAS 実験により暗黒物

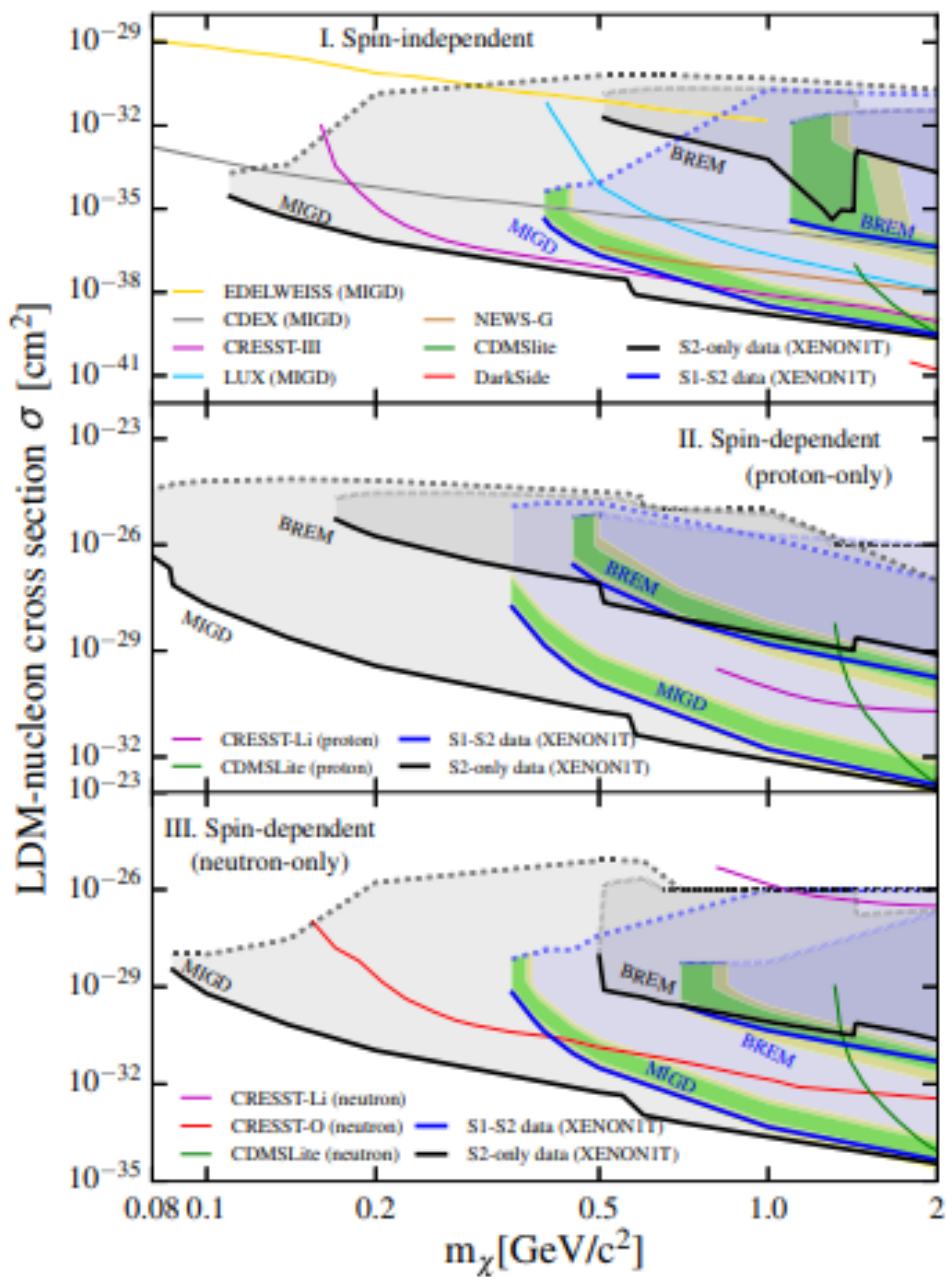


図 1.4 暗黒物質と核子の散乱断面積への制限 [8]

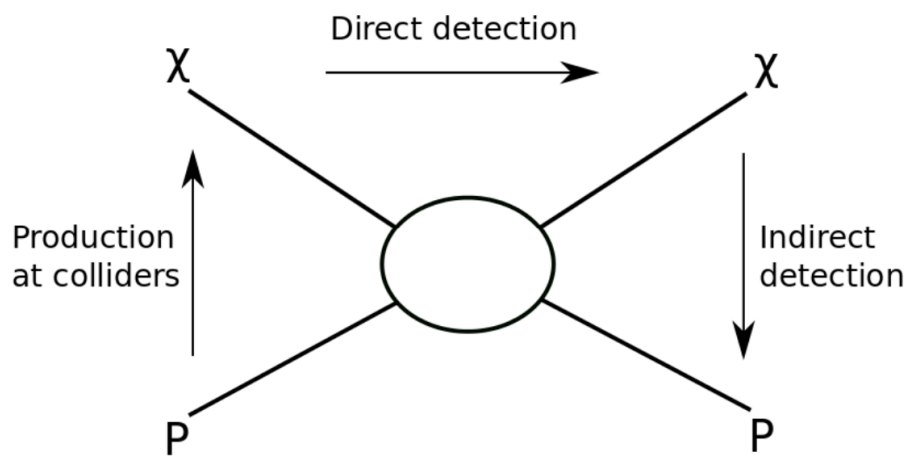


図 1.5 暗黒物質の探索手法 [31]

質と核子の散乱断面積の制限がかけられている [29, 30]。

第2章

ミグダル効果

2.1 ミグダル効果

本節では、ミグダル効果の概要について”量子力学の近似的方法-物理現象へのアプローチ-”(共著：ア・ベ・ミグダル、ヴェ・ペ・クライノフ、訳：岩崎 与世夫)[32] を引用しながら述べる。ミグダル効果の論文としては [33], [34] があるが、現物は確認できなかった。「ミグダル効果」という名称は 2007 年に暗黒物質探索への応用について記述された [35] の中で命名されている。

ミグダル効果とは、 α 崩壊や β 崩壊による急激な原子核の電荷の変化、もしくは速い速度の粒子が原子核に衝突することに伴う原子核反跳といった反応に対して、量子力学の摂動を用いて考えられた現象である。上記の反応のような、摂動そのものは小さくないが作用する時間が微小なものを急摂動 (sudden perturbation) と呼ぶ。

いま、こうした急摂動を考えるために以下のハミルトニアンを考える。ただし、系のハミルトニアンが短い時間 τ の間に $H_1 \rightarrow H_2$ へと大きく変化するものとする。

$$H = \begin{cases} H_1(\mathbf{r}), & t < 0 \\ H_2(\mathbf{r}), & t > \tau \end{cases} \quad (2.1)$$

このハミルトニアンに対するシュレディンガー方程式

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial t} = H \Psi \quad (2.2)$$

を満たす波動関数 Ψ を考える。ハミルトニアン H_2 に対する固有関数 $\varphi_n^{(2)}$ を導入し、

$$H_2 \varphi_n^{(2)} = \epsilon_n^{(2)} \varphi_n^{(2)} \quad (2.3)$$

を満たすものとし、式 (2.2) の解である Ψ を、

$$\Psi(t) = \sum_n a_n(t) \varphi_n^{(2)} e^{-i\epsilon_n^{(2)} t} \quad (2.4)$$

と展開する。ここで、 $H = H_2 + (H - H_2) = H_2 + V$ とする。すると、シュレディンガー方程式から、

$$i \frac{da_n}{dt} = \sum_m V_{nm} e^{-i[\epsilon_m^{(2)} - \epsilon_n^{(2)}]t} a_m(t) \quad (2.5)$$

が得られ、両辺を時間 t で積分すると、

$$a_n(t) - a_n(0) = -i \sum_m \int_0^t V_{nm} a_m(t) e^{-i[\epsilon_m^{(2)} - \epsilon_n^{(2)}]t} dt \quad (2.6)$$

と得られる。この式より、逐次近似が適用できるためには $V\tau \ll 1$ が満たされなければならない。すなわち、摂動自体は小さくないが作用する時間が短い場合に急摂動を考えることができる。いま、0次近似について考える。始状態 $\Psi(0)$ が H_1 の固有関数であったとすれば、式 (2.4) より、

$$\Psi(0) = \varphi_{n_0}^{(1)} = \sum_n a_n(0) \varphi_n^{(2)} \quad (2.7)$$

であるから、 $a_n(0) = \langle \varphi_n^{(2)} | \varphi_{n_0}^{(1)} \rangle$ と得られる。以上より、0次近似における $\varphi_n^{(2)}$ への転移確率 W_{nn_0} は、

$$W_{nn_0} = |a_n(0)|^2 = |\langle \varphi_n^{(2)} | \varphi_{n_0}^{(1)} \rangle|^2 \quad (2.8)$$

と得られる。このようにして急摂動における転移確率を考えることができる。この式を用いて、例えば β 崩壊によって1個の電子がエネルギー E を持って電離する確率 $W_{0,E}$ は、始状態、終状態における電離する電子の波動関数をそれぞれ Ψ_0^Z 、 Ψ_E^{Z+1} とすれば、

$$W_{0,E} = |\langle \Psi_0^Z | \Psi_E^{Z+1} \rangle|^2 \quad (2.9)$$

となる。また、中性子による原子核へ各衝突が起こり速度 v_N で原子核が反跳する場合、ある電子が状態 ϕ_0 から ϕ_n へ転移する確率 W は、

$$W = \left| \int \phi_n^* e^{-i v_N \cdot r} \phi_0 d\mathbf{r} \right|^2 \quad (2.10)$$

と表わされるが、原子核の速度 v_N が電子の速度 v_e よりもはるかに小さい場合に上式は v_N で展開でき、高次を無視できる。このとき、 v_N の方向を z 軸に取れば、

$$W = v_N^2 |\langle \phi_N | z | \phi_0 \rangle|^2 \quad (2.11)$$

と書ける。これは、原子核反跳に伴ったミグダル効果の生じる確率が原子核への運動量移行の2乗に比例する(2.3節参照)ことに直結する式である。

2.2 ミグダル効果の観測実験

理論計算によるミグダル効果の予測に伴い、 α 崩壊や β 崩壊に伴うミグダル効果の観測実験が行われ、ミグダル効果の存在が確かめられた。 α 崩壊については ^{210}Po [36, 37]、 ^{238}Pu [36]、 β 崩壊については ^{35}S [38]、 ^{147}Pm [38]、 ^{32}P [39]、 $^6\text{He}^+$ [40]、 β^+ 崩壊については $^{19}\text{Ne}^+$ [41]、 $^{35}\text{Ar}^+$ [41] といった様々な核種でミグダル効果の測定が行われた。そして、これらの実験でミグダル効果の生じる確率が計算され、その値が理論計算とオーダー単位で一致している。

一例として、 ^{147}Pm の β 崩壊に伴うミグダル効果の観測実験について取り上げる。 ^{147}Pm は β 崩壊を起こすと ^{147}Sm に変化する。この β 崩壊において、追加で生じる K 殻および L 殻電子の電離が伴ったミグダル効果が観測された。K 殻および L 殻電子が電離すると空孔が生じ、それに伴い特性 X 線が生じる。その特性 X 線が NaI シンチレーションカウンターと比例計数管といったスペクトロメーターで測定された。そのスペクトルの様子が図 2.1、2.2 に示されている。”Internal bremsstrahlung”とは、 β 崩壊した際に β 粒子が原子核

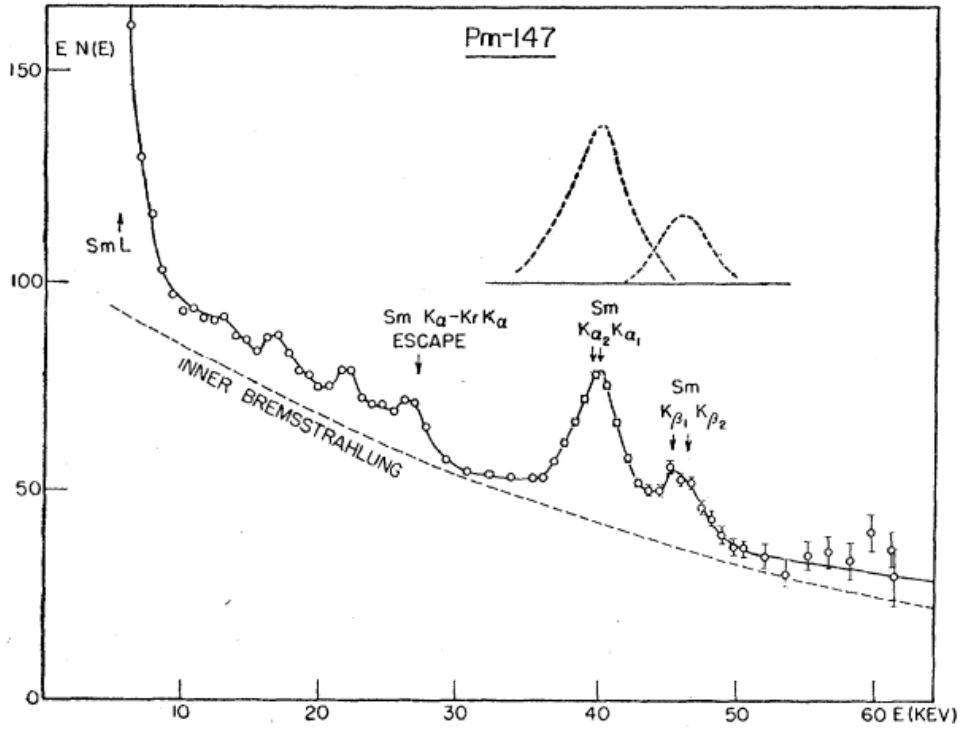


図 2.1 ^{147}Pm の β 崩壊に伴う K 殻電子の電離 [38]

による電場の影響を受けて生じる制動放射のことを指す。また、この測定結果から ^{147}Pm の β 崩壊による K 殻、L 殻電子の電離が伴うミグダル効果の起こる確率が計算され、K 殻では $(3.85 \pm 0.5) \times 10^{-4}$ 、L 殻では $(2.05 \pm 0.3) \times 10^{-3}$ と得られている。理論計算によれば K 殻では 1.64×10^{-4} 、L 殻では 1.77×10^{-3} と得られており、K 殻に関してはオーダー単位で一致し、L 殻に関しては理論計算の値が測定結果の誤差の範囲内におさまる結果となっている。

2.3 原子核反跳に伴うミグダル効果

α 崩壊や β 崩壊に伴うミグダル効果のほかに、原子核反跳に伴うミグダル効果も上記のように理論的に起こりうると提唱されている。しかし、現時点で原子核反跳に合うミグダル効果は実験的に観測されていない。以下、伊部らによる先行研究 [42] を引用しながら、原子核反跳に伴うミグダル効果および暗黒物質探索における有用性を述べる。

まず原子核反跳に伴うミグダル効果の概略を述べる。暗黒物質が原子核と弾性散乱を起こすと原子核が反跳する。その際、原子核に束縛された電子が運動量移行を受け取り、低確率で励起や電離を起こす。散乱前後で変化した反跳原子核、電子の運動量の大きさをそれぞれ q_A 、 q_e とし、反跳原子核のエネルギーを E_R とすると、

$$E_R \simeq \frac{q_A^2}{2m_A}, \quad q_e \simeq \frac{m_e}{m_A} q_A \quad (2.12)$$

と表わされる。ただし、 m_A 、 m_e はそれぞれ反跳原子、電子の質量である。いま、ミグダル効果によって電離が起きる場合を考える。電子へのエネルギー移行を ΔE 、量子数 (n, l) に属する電子の束縛エネルギーを

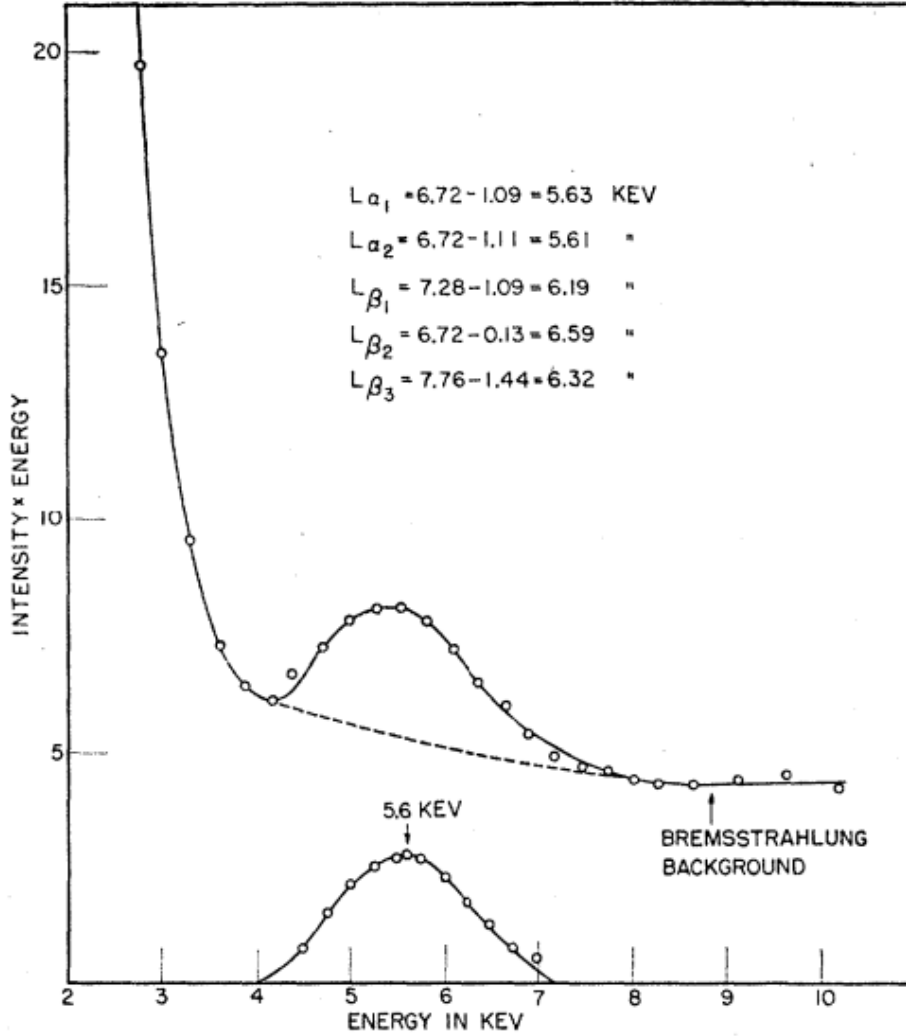


図 2.2 ^{147}Pm の β 崩壊に伴う L 殻電子の電離 [38]

$E_{n,l}$ 、電離後の電子の運動エネルギーを E_e とすれば、

$$\Delta E = E_e + E_{n,l} \quad (2.13)$$

と書ける。この電子へのエネルギー移行 ΔE と反跳原子核の運動エネルギー E_R は、重心系における反跳原子核の散乱角 θ_{CM} を用いて以下の式で関係づけられる。

$$E_R = \frac{\mu_N^2}{2m_N} v_{DM}^2 \left(\left(1 - \sqrt{1 - \frac{2\Delta E}{\mu_N v_{DM}^2}} \right)^2 + 2(1 - \cos\theta_{CM}) \sqrt{1 - \frac{2\Delta E}{\mu_N v_{DM}^2}} \right) \quad (2.14)$$

ただし、 v_{DM} は暗黒物質の速度、 μ_N は換算質量を表し、

$$\mu_N = \frac{m_N m_{DM}}{m_N + m_{DM}} \quad (2.15)$$

で定義される。 m_N は原子核の質量である。(2.14) 式は、 $\Delta E \rightarrow 0$ の極限ではミグダル効果の起こらない弾性散乱時の反跳原子核の運動エネルギーと一致する。また、暗黒物質が速度 v_{DM} で原子核に衝突する場合、電

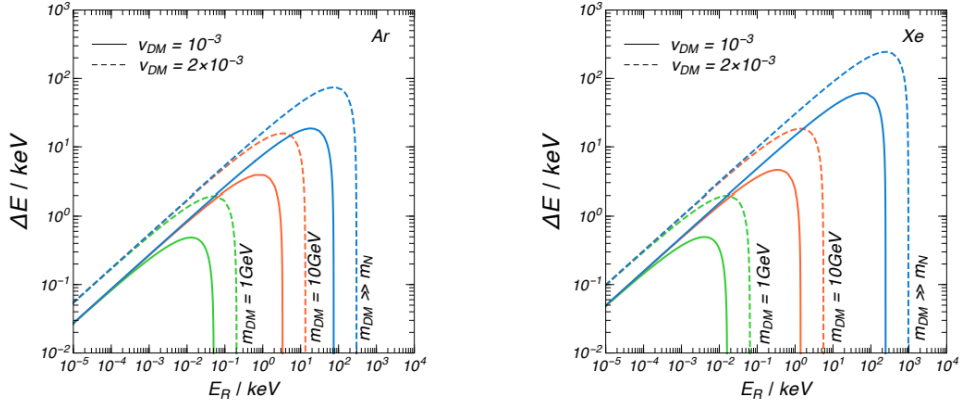


図 2.3 $(E_R, \Delta E)$ の運動学的制限 [42] 暗黒物質の質量 v_{DM} が 1 GeV, 10 GeV, $m_{DM} \gg m_N$ の場合と、速度 $v_{DM} = 10^{-3}, 2 \times 10^{-3}$ の場合を図示している。曲線の下領域においてミグダル効果が運動学的に起こりうる。

子へのエネルギー移行 ΔE には上限 ΔE_{MAX} があり、

$$\Delta E_{MAX} = \frac{1}{2} \mu_N v_{DM}^2 \quad (2.16)$$

と得られ、このときの反跳原子核 E_R は以下の式で与えられる。

$$E_R = \frac{\mu_N^2}{2m_N} v_{DM}^2 = \frac{\mu_N}{m_N} \times \Delta E_{MAX} \quad (2.17)$$

この式 (2.17) により、ターゲット原子が Ar, Xe の場合それぞれに対して図 2.3 のような $(E_R, \Delta E)$ の運動学的な制限が付く。運動学的エネルギー制限 $(E_R, \Delta E)$ の範囲内のもと、原子核反跳に伴ってミグダル効果が起こりうる。また、式 (2.13) によって定義される電子の運動エネルギー E_e は、電離に伴うミグダル効果の確率 $dp_{q_e}^c/dE_e$ にしたがって分布する。この確率 $dp_{q_e}^c/dE_e$ は電子への運動量移行 q_e の 2 乗に比例し、 $q_e = 511 \text{ eV}$ において各原子の $dp_{q_e}^c/dE_e$ が理論的に計算され、図 2.4 のように求まっている。基本的に、束縛電子の主量子数 n が大きいほど電離確率が小さくなる特徴が見られる。以上が原子核反跳に伴い電子が電離される場合のミグダル効果の概要である。励起に関するミグダル効果も計算されているが、電離に比べると分岐比は小さい。

ミグダル効果が暗黒物質探索の解析にとって有用である点について説明する。式 (2.17) に対し $m_{DM} \ll m_N$ とすると、

$$E_R = \frac{\mu_N}{m_N} \times \Delta E_{MAX} \simeq \frac{m_{DM}}{m_N} \times \Delta E_{MAX} \ll \Delta E_{MAX} \quad (2.18)$$

という関係が成り立ち、暗黒物質が低質量であるほど反跳原子核のエネルギーは電子へのエネルギー移行 ΔE に比べて小さくなる。 $\Delta E = E_e + E_{n,l}$ という関係式は、電子へのエネルギー移行のうち束縛エネルギー $E_{n,l}$ を振り切った分のエネルギー E_e がミグダル電子の電離信号となるという意味を持つ。また内殻電子がミグダル電子として電離する場合、 $E_{n,l}$ 分のエネルギーは特性 X 線など、脱励起の際に放出される E_{dex} に変換される。したがって、低質量な暗黒物質によってミグダル効果が引き起こされた場合、ミグダル電子の放出および脱励起の総和 $E_{EM}(= E_e + E_{dex})$ は原子核の反跳エネルギー E_R よりも大きくなる。したがって、ミグダル効果を暗黒物質探索に応用できれば低質量な暗黒物質に対して実効的に検出できるエネルギーが増加すると

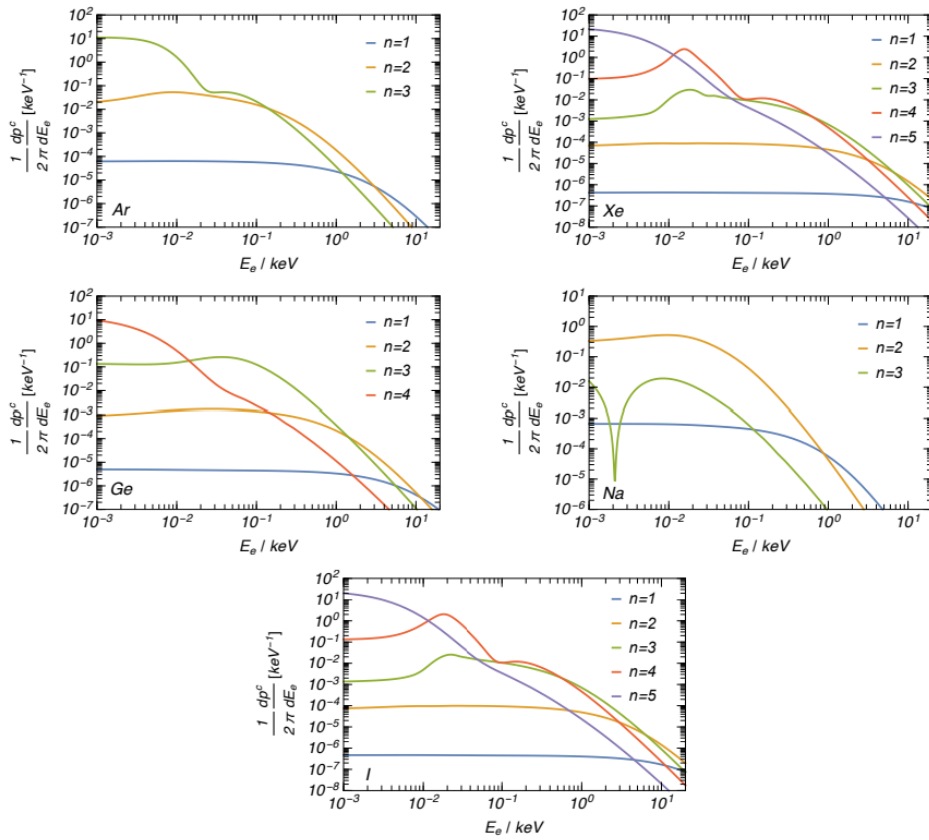


図 2.4 各原子のミグダル効果による電離確率 [42]

いう点で有用である。実際、伊部らの先行研究では液体キセノン一相式検出器におけるミグダル効果の電離エネルギースペクトルが図 2.5 のように計算されている。暗黒物質の質量が $m_{\text{DM}} > O(10)$ GeV ではミグダル効果の電離信号が作るエネルギースペクトルが反跳原子核の作るエネルギースペクトルによって埋もれてしまうが、 $m_{\text{DM}} < O(10)$ GeV では反跳原子核よりも高いエネルギー領域にエネルギースペクトルが形成される。このように、暗黒物質の質量が小さく原子核の反跳エネルギーが検知できないほどに小さくなってしまいう場合において、ミグダル効果は実効的に大きなエネルギーを得られる点で優れている。

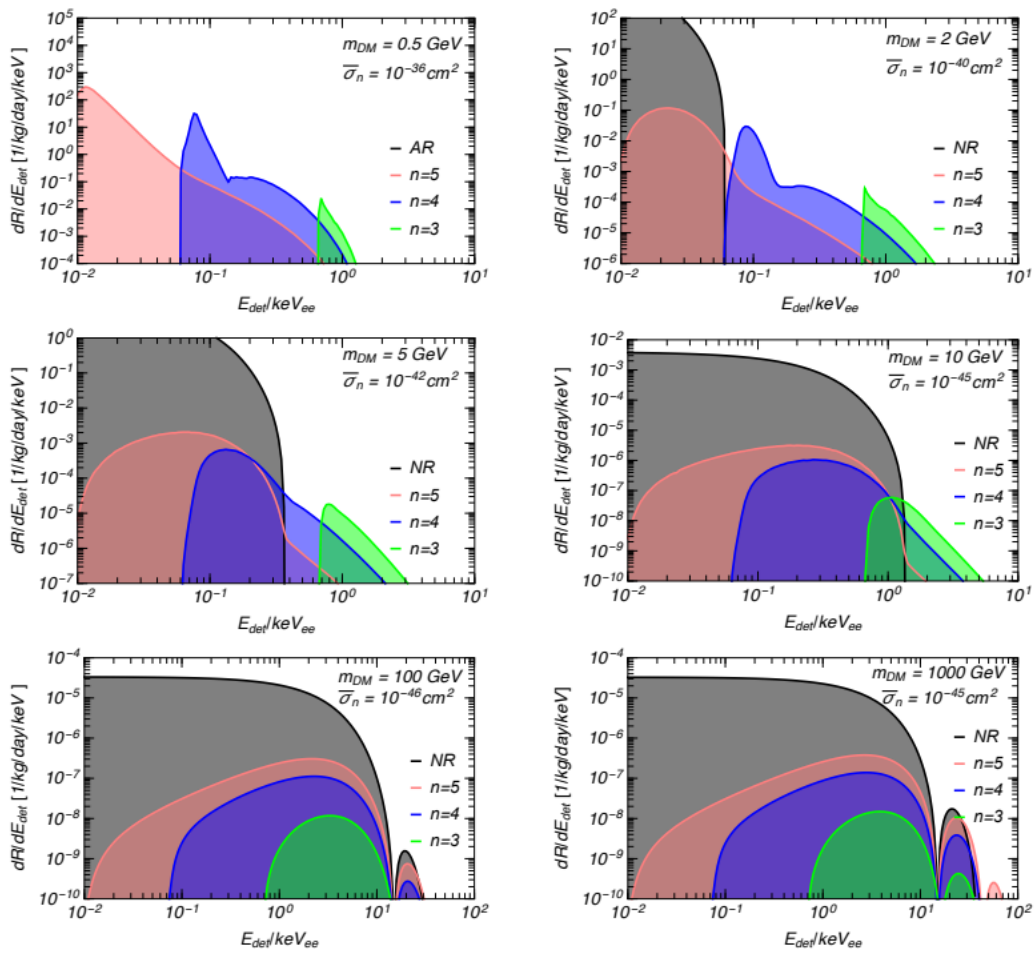


図 2.5 ミグダル効果による電離電子のエネルギースペクトル [42]

第3章

ミグダル効果探索方法

3.1 MIRACLUE 実験

原子核反跳に伴ったミグダル効果を観測するため、2020年に中村らによって図3.1のような、K殻電離によって生じる2cluster信号をArガスやXeガスを封入した位置感度のあるガス検出器によって検出することが考案された[43]。

この2cluster信号が生じる一連の流れは次の通りである。まず、中性子をターゲット原子に照射すると、エネルギー E_{NR} を持つ反跳原子核が生じる。そして反跳原子核の急激な運動量変化に伴い、K殻電子がエネルギー E_e を持って電離する。このときK殻に空孔が生成され、それに伴い外殻電子がK殻へ遷移することで、エネルギー E_{dex} の K_α 線や K_β 線が放出される。この特性X線は原子によって光電吸収され、特性X線と同じエネルギーを持つ電子が電離する。最後に、エネルギー保存により $E_{nl} - E_{dex}$ の合計のエネルギーの分だけオージェ電子や脱励起による特性X線が生じる。こうした一連の反応により、反跳原子核、ミグダル電子、オージェ電子が1つ目のクラスターとして検知され、 K_α 線や K_β 線由来の電離電子は2つ目のクラスターとして検知される。

このミグダル効果のイベント事象を観測するためには、位置感度を持ちクラスターの位置や数の情報を得られるガスTPC (Time Projection Chamber) を使用することが必要である。MIRACLUE実験において神戸大学が開発しているArガスTPCは μ -PICと呼ばれるMicro Pattern Gaseous Detectors (MPGD) を信号読み出しに用いている。一方、東北大学で使用しているXeガスTPCはニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$) 事象を探索するAXELプロジェクトの中で開発されていたものを流用しており、electroluminescence (EL) 光を読み出すシステムが用いられている。これらのTPCは位置感度を持ち、かつ高いエネルギー分解能を持つ点で適している。

Ar原子からは3keV、Xe原子からは30keVの特性X線が生じるが、この吸収長だけ離れた位置に平均的に2つ目のクラスターを生じる。Arガス1気圧の場合は2.95cm、Xeガス5気圧の場合は3.80cmの吸収長となる。各クラスターの位置関係は、後述するTPCの検出原理によって知ることができる。また、クラスターの数2つであり、片方のクラスターが特性X線のエネルギーを持つというセレクションをすることにより、次のような利点が得られる。まず、原子核反跳のみのイベントは、クラスターの数1つとなるのでクラスターの数 selection により除外できる。次に、バックグラウンド (BG) の候補としてミグダル信号のエネルギー領域の範囲内である40keVから80keV程度の γ 線のBGが考えられる。この γ 線がコンプトン散乱を起こす場合は各クラスターのエネルギーが連続スペクトルになるため、特性X線のエネルギーによるエネルギーのセレクションを施すことで除外できる。以上がクラスターの数およびエネルギーによるセレクショ

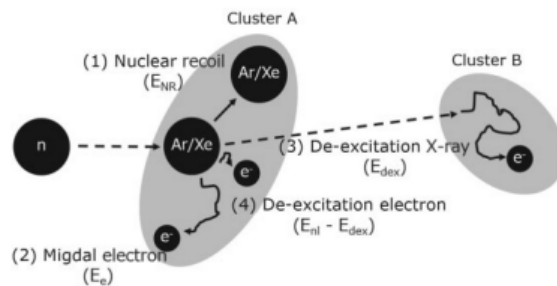


図 3.1 2cluster 信号によるミグダル効果観測の模式図 [43]

ンをすることの利点である。しかし、 γ 線が光電吸収を起こし、K殻電子の電離が生じてそれに伴い特性X線が生じる場合は原子核反跳に伴うミグダル効果のイベントと区別が付かない。そのため、第7章でも述べるが原子核反跳に伴ったミグダル効果を探る上で γ 線BGを削減することが重要な課題となる。

図 3.1 のようなミグダル事象を観測するために、クラスター数での selection の他に特性X線によって作られるクラスター信号にエネルギーのセレクションを施すが、このエネルギーカットにおいて、エネルギー分解能は重要となる。Ar ガス TPC では 5.9 keV の X 線に対して 30 % (FWHM) [44]、Xe ガス TPC では 30 keV の特性 X 線に対して 4 % (FWHM) [45] の高いエネルギー分解能を達成している。このように、位置感度を持ち高いエネルギー分解能を持つ XeTPC を用いることで、原子核反跳に伴ったミグダル効果特有の 2 クラスター信号の観測を目指している。

3.2 中性子源

第 6 章で詳細を述べるが、ミグダル効果の発生確率は反跳原子核のエネルギーに依存する。そして、反跳原子核のエネルギー分布は中性子のエネルギーに依存する。原子核反跳で原子核が得るエネルギーは連続的に広がるため、ミグダル効果の探索における条件をなるべくシンプルにするために、ガス検出器に使用する中性子ビームは単色であることが好ましい。また、ミグダル効果観測の上で、 γ 線BGをなるべく生じないことも重要である。以上の 2 点を満たすものとして、産業技術総合研究所 (AIST) や東北大学サイクロトン・ラジオアイソトープセンター (CYRIC) の中性子ビームが挙げられる。

AIST は色々なエネルギーの中性子ビームを提供しており、今回は ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ 反応によりつくられる 565 keV の中性子ビームに着目した [46]。一般に、中性子ビームのエネルギーが高いほど γ 線BGが大きくなるため、比較的能量が小さい AIST の中性子ビームは γ 線BGを抑えられる点で優れている。また、AIST は各種中性子モニタが揃っていることや、床がグレーチングになっており散乱中性子の影響が少ないことからフラックスの正確性が高く、中性子の国家標準としての運用もなされている。典型的なフラックスは 1000 neutron/cm²/sec であり、文献 [43] によると 1 日測定で 1000 event 程度の K 殻の電子の電離のミグダル効果が見込まれている。

CYRIC では ${}^{13}\text{C}$ や ${}^{15}\text{N}$ 、 ${}^{11}\text{B}$ といったイオンをサイクロトン加速器で加速し、ガス状の水素標的に当てることで中性子を生成している。例えば、 ${}^1\text{H}({}^{13}\text{C}, n){}^{13}\text{N}$ の反応によって約 10 MeV の中性子ビームを使用できる。この中性子生成過程では標的に比べて質量が重いイオンを加速し水素ターゲットに衝突させているため、中性子ビームの広がり等は等方ではなく $\pm 30^\circ$ 程度になる。これにより、ガス検出器以外の方向へ飛んだ中性子の (n, γ) 反応によって生じる γ 線BGが抑制される。また、比較的大きなエネルギーの中性子を扱える

ことから、ガス原子の反跳原子核の最大エネルギーが大きくなりミグダル効果の起こる確率も高くなると考えられる。したがって、 γ 線BGを抑えられるほかミグダル効果を観測しやすいと考えられる点で優れている。

3.3 その他のミグダル効果観測実験

我々 MIRACLUE の他に、様々なアプローチでミグダル効果の探索が行われている。

MIGDAL(Migdal In Galactic Dark mAtter expLoration) 実験では、50 Torr の低圧 CF_4 ガスを用いた光学式 TPC(OTPC) を用いたミグダル効果観測のプロジェクトが進んでいる [47]。MIGDAL 実験は CMOS カメラを用いた飛跡情報の解析をすることで、同一点から生じる反跳原子核とミグダル電子のイベント事象を探索する。また、反跳原子核 (NR) とミグダル電子 (ER) それぞれのエネルギー損失を解析することで、バックグラウンド事象との識別に活かされている。中性子源は 2.47 MeV の D-D 中性子源と 14.7 MeV の D-T 中性子源が用いられている。図 3.2 に MIGDAL 実験の測定方法の概略図を示す。中性子との相互作用によって生じた電離電子は二重ガラスでできたガス電子増倍管 (G-GEMs) の位置までドリフトし、G-GEMs 内で生じるシンチレーション光が CMOS カメラによって撮像される。そして増幅された電荷はアノード (ITO anode) によって収集され、垂直座標 (x,y) の位置情報を得ることができる。さらに、中性子との散乱の際に生じる一次シンチレーション光と、電荷増幅の過程で生じる二次シンチレーション光を PMT で読むことで z 座標の位置情報を得ることができる。このように MIGDAL 実験は、低圧であるためイベント事象を貯めるのに時間がかかるといった難点を持つが、NR と ER が同一点で発生するという BG が少ないイベントを探索できる利点を持っており、ミグダル効果の探索が期待されている。

液体キセノンを使用した原子核反跳に伴うミグダル効果の探索実験も行われている [48]。この実験では 14.1 MeV の中性子を照射することで M 殻と L 殻電子の電離が伴ったミグダル効果の探索をしている。電子反跳と原子核反跳のエネルギー損失の違いから電子反跳と原子核反跳の事象を区別でき、十分高いエネルギーの電子反跳を伴うミグダル効果の探索ができることが利点である。しかし、図 3.3 のように、実験では期待されるようなミグダル効果が観測されず、L 殻や M 殻の電子の電離が伴うミグダル効果の確率が理論計算で過大評価されている可能性があるという主張している。また、ミグダル事象では電子反跳と原子核反跳の飛跡が近接しているため、本来ミグダル事象として検出されるべきであったイベントが液体キセノン中で電子とイオンの再結合により検出されなかった可能性もあると述べている。

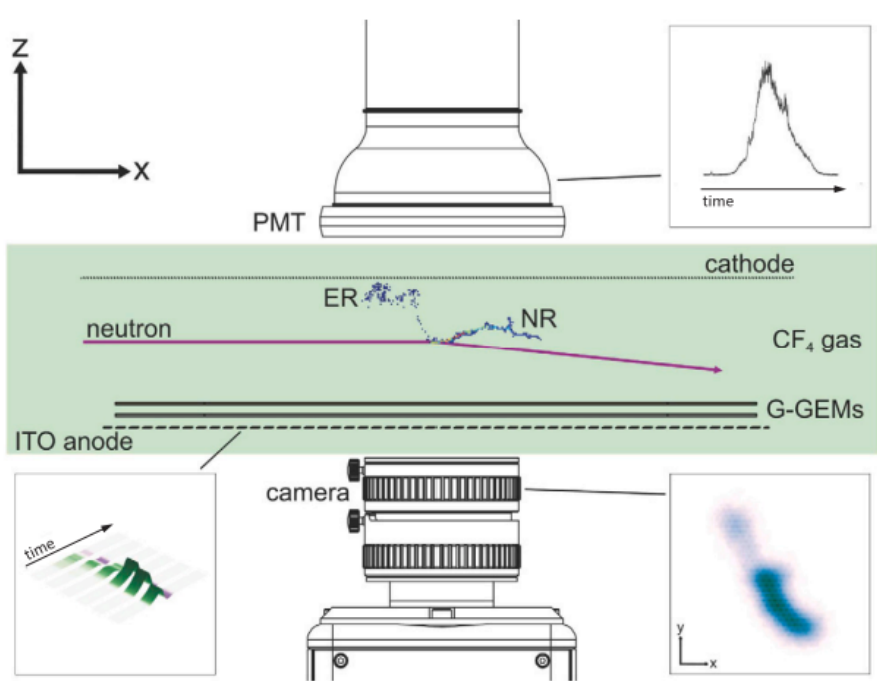


図 3.2 MIGDAL 実験の測定方法 [47]

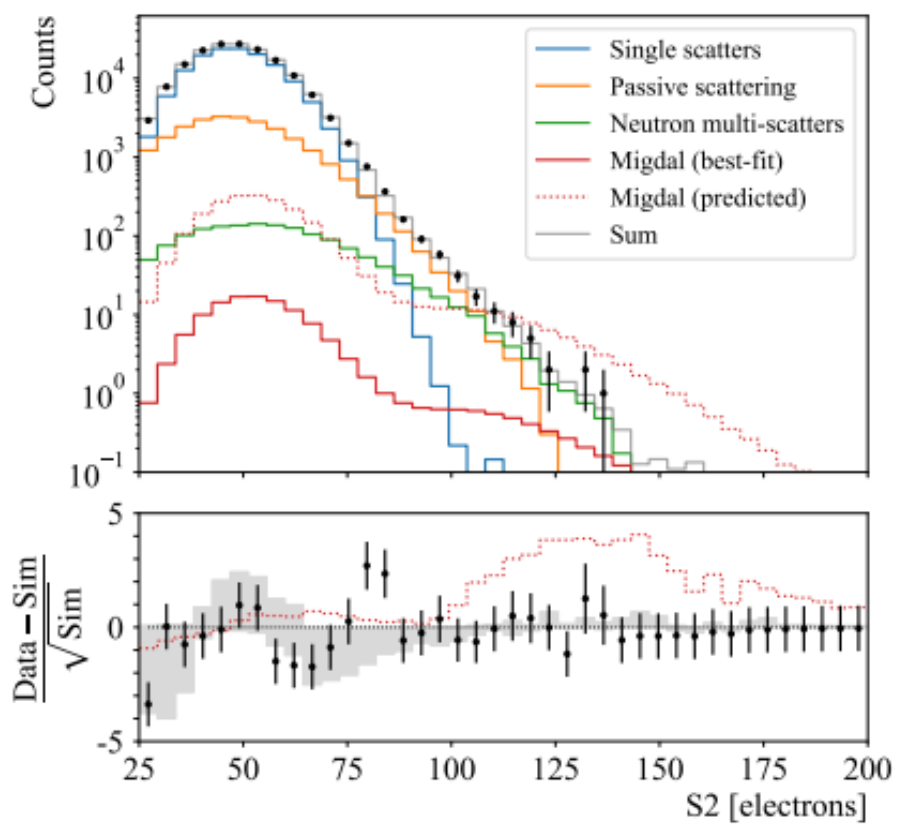


図 3.3 液体キセノンを用いたミグダル効果探索 [48]。S2 信号の観測で予測されるスペクトルとシミュレーションによるスペクトルが比較されている。

第 4 章

Xe ガス検出器

第 3 章で述べた通り、東北大学では Xe ガス検出器を用いたミグダレイベント事象の探索が行われている。そして Xe ガス検出器は位置感度を持つ TPC 検出器であり、ELCC というセル状の検出器で EL 光を読み出す。本章ではそうした特徴を持つ Xe ガス検出器の詳細について説明する。

4.1 TPC (Time Projection Chamber)

Time Projection Chamber(TPC) は三次元的な飛跡の検出が可能な検出器である。この TPC の検出原理の概要を述べる。まず荷電粒子が検出領域内を通過しガス原子が電離され、荷電粒子の落としたエネルギーに比例する数の電子-イオン対が生成される。落とされたエネルギーを E 、電子-イオン対を生成するのに必要な平均的なエネルギーを W 、生じる電離電子数を N とすると、

$$N = \frac{E}{W} \quad (4.1)$$

と表せる。次に、検出器内にはかけられた一様電場に沿って電子が一定の速度 v でドリフトする。このとき、電場方向を z 軸に取り、生成した電離電子の位置を (x_i, y_i, z_i) とする。イベントが生じた瞬間からの時刻 t において、ドリフト電子の位置はドリフト電子の拡散を考慮しなければ $(x_i, y_i, z_i - vt)$ と表せる。そして、電離電子を読み出す検出器の位置 $(x_i, y_i, 0)$ まで移動し、読み出される。この検出原理により、電離電子数と電離電子の (x, y) 平面の検出位置、そしてイベントが生じた瞬間からの時刻を測定できればエネルギーと 3 次元位置について情報を得ることができる。

4.2 Xe ガス検出器

使用したガス検出器はガスキセノン 5 気圧を封入した TPC である。ドリフト領域は 10 cm あり、64 V/cm/atm の大きさの電場が z 方向に沿ってかけられている。また、Electroluminescence Light Collection Cell (ELCC) [49] を用いて電離電子数に対応した強度の Electroluminescence Light (EL 光) を読み出すという特徴を持つ。使用した Xe ガス検出器の概略図を図 4.1 に示す。

放射線などが検出器内に入射すると Xe 原子を電離させ、電離電子が再結合して励起原子を生成する。ガスキセノンが 5 気圧のとき、数密度 n は $1.35 \times 10^{20} / \text{cm}^3$ であるが、 $n > 10^{19} / \text{cm}^3$ のとき、 $10^{-11} - 10^{-12} \text{ s}$ という短い時間内に以下の反応が起こる [50]。



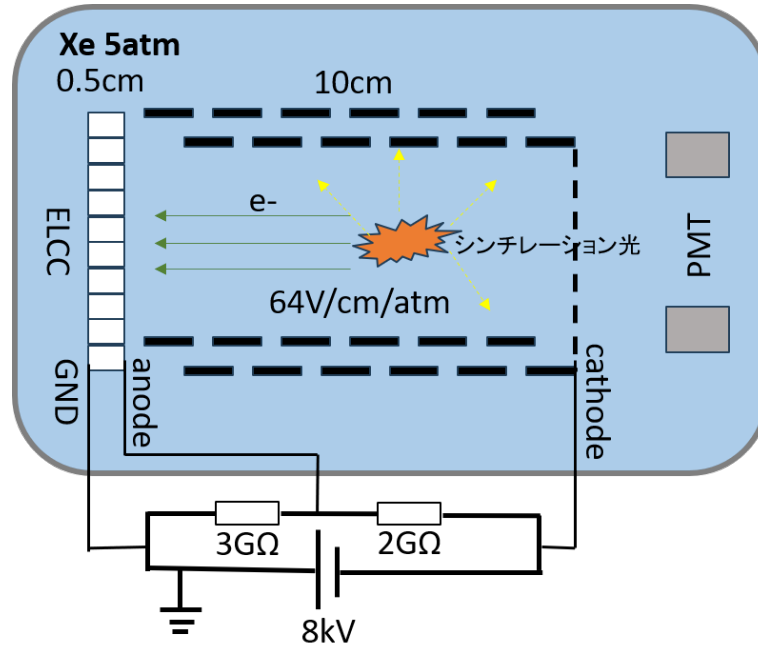


図 4.1 Xe 検出器の概略図



このような瞬間的な反応により、シンチレーション光が放出される。このシンチレーション光を、カソード側に備わっている光電子増倍管 (PMT) により検出することで、イベント発生時刻 t_i を把握することができる。そして、電離電子がドリフトし、時刻 t_f に ELCC によって信号を検出されることで、イベント発生位置が $v(t_f - t_i)$ と決定することが原理的には可能である。

この Xe ガス検出器の原理的なエネルギー分解能の限界について述べる。原理的なエネルギー分解能の限界は電離電子数の統計的ゆらぎに起因する。この統計的ゆらぎはポアソン分布に単純に従うと仮定すれば、その統計揺らぎ σ は、

$$\sigma = \sqrt{N} \quad (4.4)$$

と書ける。しかし、実際はこの統計揺らぎはポアソン分布より小さくなる。この電離過程は入射粒子のエネルギー損失によって引き起こされるため、電離過程と全エネルギー損失が互いに独立ではないことに起因している [50]。実際の統計揺らぎの、ポアソン分布で予想される統計揺らぎに対する尺度を Fano Factor (F) で定義する。F は $0 < F < 1$ の値を取り、F=1 のときは完全にポアソン分布に従う場合を表し、F=0 のときは全ての電離過程が入射粒子のエネルギー損失による場合を指す [50]。Xe ガスにおいて F=0.13 と知られているが [50]、0 でも 1 でもない値を取っているのは入射粒子のエネルギー損失の全てが電離過程に使われるわけではなく、Xe 原子の励起エネルギーや束縛電子の運動エネルギーへの付与にも使われるためである。いま、この Fano Factor を用いて実際に予想される統計揺らぎを書くと、

$$\sigma = \sqrt{FN} \quad (4.5)$$

と表される。したがって、あるエネルギー E に対する分解能の原理的な限界値は、

$$\text{FWHM} = 2.355 \times \frac{W\sigma}{E} \quad (4.6)$$

$$= 2.355 \times \sqrt{\frac{FW}{E}} \quad (4.7)$$

と書ける。ミグダル効果の信号領域は 30 – 100 keV 程度の範囲であるため、たとえば 50 keV における分解能の原理的な限界値は、キセノンガスにおける Fano Factor は 0.13、W 値は 22.1 eV と知られていることから [50]、1.8% と求まる。

4.2.1 Electroluminescence(EL) 過程

非常に強い電場下において、電子は電場によって加速されガス原子を電離するほどのエネルギーを獲得する。そしてガス原子を電離してエネルギーを一瞬失い、再び電場によってエネルギーを獲得して電離させ、これを繰り返す。もともと電離電子が N_0 個存在していたと仮定すれば、この反応によって単位長さ dx で起こることで生じる電離電子数 dN は、各々の電子が単位長さあたりに α 個の電離電子を生成するとしたとき、

$$dN = \alpha N_0 dx \quad (4.8)$$

と書ける。すると、ある位置 x の地点で生じている電離電子数 $N(x)$ は、

$$N(x) = N_0 e^{\alpha x} \quad (4.9)$$

と表される。このようにして、電離電子は指数関数的に増大する。この反応過程はなだれ増幅と呼ばれ、高い増幅率が得られるために有効である。しかし、電離電子が指数関数的に増大するゆえに電離電子数のゆらぎも大きくなるため、なだれ増幅を利用した検出器ではエネルギー分解能が悪いという欠点を持つ。

一方、使用した Xe ガス検出器は EL 増幅という線形増幅を利用しており、なだれ増幅に対して電離電子数のゆらぎが小さく、高いエネルギー分解能が得られる。電子が電場によって加速され、Xe 原子を励起させるが電離は起こさないほどのエネルギーを得る場合に、以下の反応を生じる。ただし、ガス Xe の数密度 n が $n > 10^{10}$ [cm³] のときの反応である [50]。



上のような反応を起こすごとに、電子は 1 光子ずつ EL 光を生成する。したがって、1 つの電子から単位長さあたりに平均的に得られる光子数を β とすれば、

$$dN_{\text{ph}} = \beta N_0 dx \quad (4.13)$$

$$N_{\text{ph}} = \beta N_0 x \quad (4.14)$$

と線形増幅していくことが分かる。そして、この EL 増幅率 β は、電場 E [kV/cm/atm] と気圧 p [atm] を用いて、

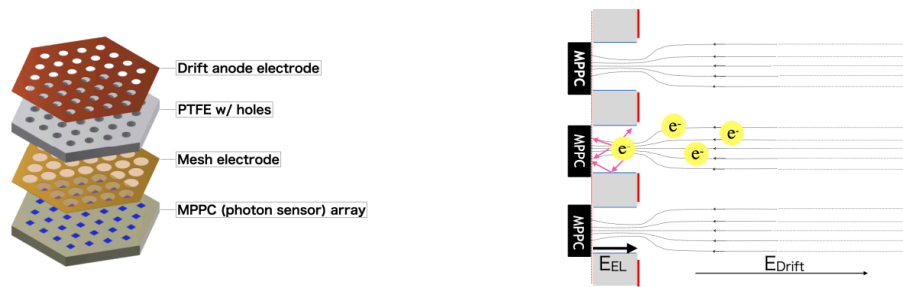


図 4.2 ELCC の概念図 (左) と ELCC 内部での反応 (右) [52]

$$\beta = \left(140 \cdot \frac{E}{p} - 116 \right) p \quad (4.15)$$

と表わされる [51]。したがって、 $E/p > 0.83$ [kV/cm/atm] を満たしていれば上の EL 過程が生じる。今回用いた Xe ガス検出器ではカソード-アノード間に $2\text{G}\Omega$ 、アノード-GND 間に $3\text{G}\Omega$ の抵抗をつないでおり、カソード-GND 間に 8kV の HV をかけることで ELCC 内に 1.92 [kV/cm/atm] の大きさの電場をかけて信号を増幅させた。

4.2.2 ELCC

ELCC は EL 光を検知するためのセル状に配列された検出器である。ELCC の概念図を図 4.2.2 に示す。各セルの位置ごとに MPPC で光を検出するため、ELCC 面上における電離電子の到達位置を知ることができる。

厚さ 5mm の PTFE (ポリテトラフルオロエチレン) 樹脂でできたボディの表面に銅板電極を張り付け、PTFE ボディの裏側に GND メッシュを取り付けている。銅板電極に負電圧を印加することで、4.2.1 章で述べた EL 電場を ELCC 内に形成する。また、メッシュ電極の直下に MPPC(Multi-Pixel Photon Counter) を各セルに対して配置し、ELCC 内で生成される EL 光を読み出している。

ELCC のボディとして PTFE が採用されているのは、EL 光の反射率が高く EL 光の検出効率を高められるためである。EL 光は VUV 領域の波長をもつが、PTFE は VUV 領域の光に対する反射率が高い。ゆえに、PTFE 素材を用いることで EL 光の吸収率を抑え、1 光子の検出効率を高めることができる。

また、ドリフト電子を ELCC 内に効率的に収集し、ELCC 内で EL 光を発生させることで高いエネルギー分解能を得られる点で優れている。ドリフト電場に対し ELCC 内でかける EL 電場が大きくなることで、ドリフト電子を ELCC のセル内に引き込むことができる。そして、EL 電場によって引き込まれた電子は 4.2.1 節で述べた EL 過程により EL 光を発生させ、MPPC によって光子数を計測される。したがって、検出光子数が検出器内のイベント発生位置に依存しない。

さらに、厚さ 5mm の ELCC ボディを使用することで強固な構造を保持している。これにより、ボディのたわみによる電場のゆがみを抑制し、エネルギー分解能のさらなる向上に寄与している。

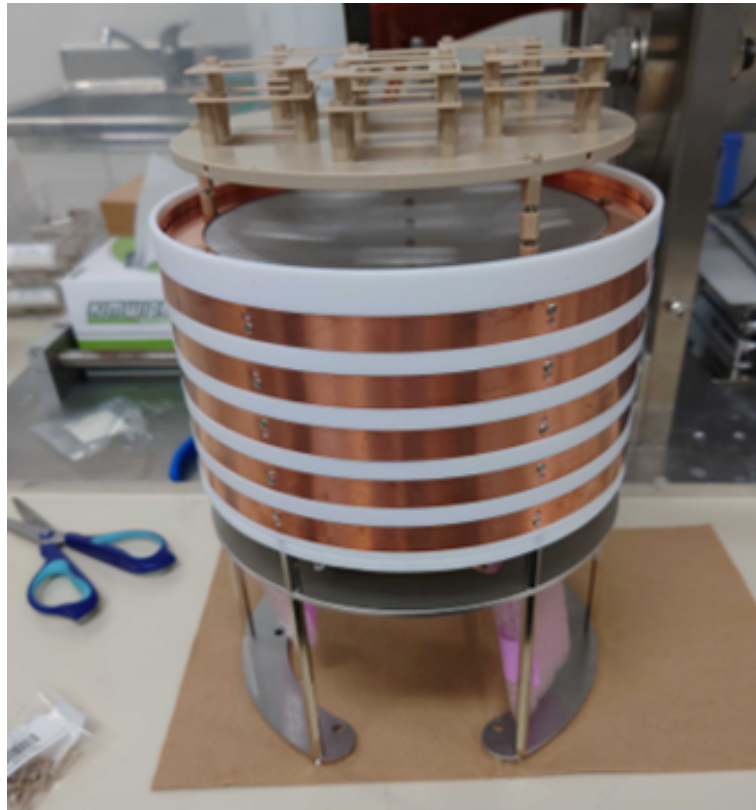


図 4.3 ガス Xe 検出器のフィールドケージ。この写真において上方に PMT を装着し、下方に ELCC を接続する。

4.2.3 ビーム試験用のガス Xe 検出器

本節では、ビーム試験用のガス Xe 検出器について述べる。使用したフィールドケージは図 4.3 のものである。有感領域は $\Phi 20 \times 10 \text{ cm}^3$ である。写真におけるフィールドケージの上端がカソードとなっており、下端がアノード、そしてその下に図 4.4 のような ELCC が接続し、ELCC の下面が GND と接続する。そして、カソード-アノード間では $2 \text{ G}\Omega$ 、アノード-GND 間では $3 \text{ G}\Omega$ の抵抗が接続し、HV を 8 kV かけることでドリフト領域で 64 V/cm/atm 、ELCC 内で 1.92 kV/cm/atm の電場がかかるようになっている。そして、放電対策としてフィールドケージ全体をカプトンシートで覆い、図 4.5 のように圧力容器内に挿入した。

4.3 読み出し回路

Xe 検出器のデータ取得は、MPPC を読み出す回路 (FEB) [53] とデータ取得の際に FEB にトリガーをかける HUL[54] を用いた AXEL システムを流用している。データ取得の概略図を図 4.6 に示す。ELCC ユニット 1 つに信号読み出し用のセルが 56 個あり、その数に対応して 1 枚の FEB ボードで 56ch 分の MPPC の出力信号を読み出すことができる。Xe 検出器には ELCC ユニットが 3 つ使われているため、計 3 枚の FEB ボードを HUL により制御している。

各 MPPC にはオーバーボルテージに個体差があり、最適な印加電圧にはばらつきが存在する。FEB はそれ

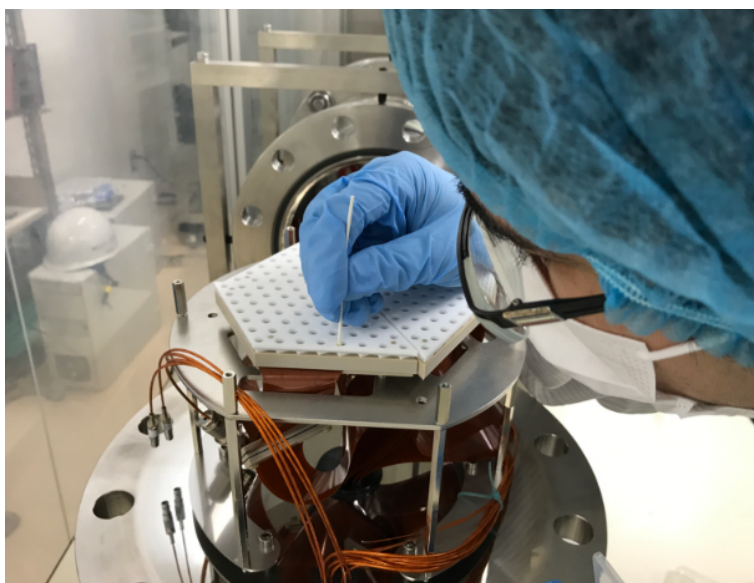


図 4.4 ガス Xe 検出器に使用した ELCC。放電対策のため、ELCC 内のごみを取り除いている。

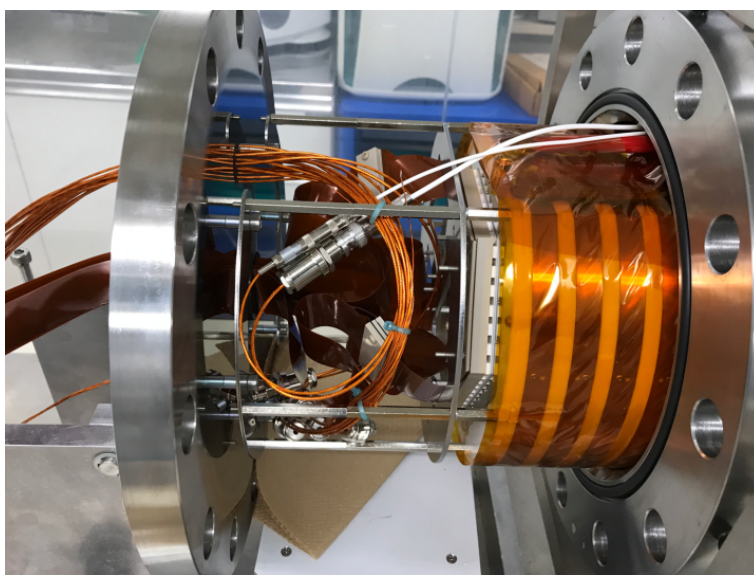


図 4.5 ガス検出器の内部

それぞれの MPPC に対して異なるバイアス電圧を DAC で微調整して印加することができる。また、1p.e. のゲインを測定するために、データ取得用の系統とは別にゲインが高くサンプリング周波数の高い ADC が付いており、データ取得の最中にモニターすることができる。

FEB のデータ取得時のサンプリング周波数は 5 MHz となっているが、これは、大光量下における MPPC の非線形性の補正をする上で必要なサンプリング速度であるとして採用されている。また、信号の記録長については、Xe 検出器のドリフト長が 10 cm であり、電子のドリフト速度が $0.1 \text{ cm}/\mu\text{s}$ であることから、最大で $100 \mu\text{s}$ の記録長が必要である。したがって、 $300 \mu\text{s}$ を記録長として測定できる FEB は Xe 検出器のデータ取得に適している。

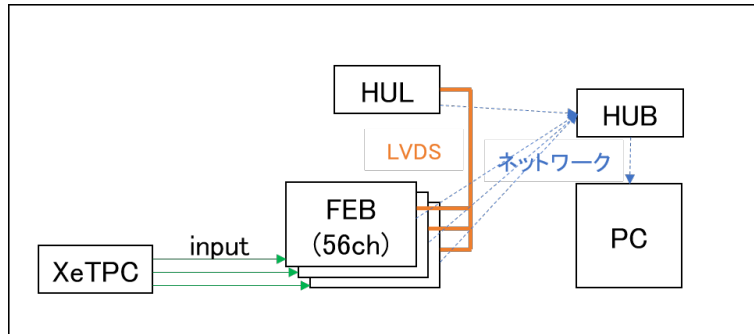


図 4.6 データ取得の概念図

EL 信号による信号波形を取得する際は、電荷量を失わないようにするため DC カップリングで読み出しを行っている。この時、バイアスの個別調整と両立するために、アンプ回路のオフセットを調節することで、ベースラインが 0V 付近に収まるようにしている。

上記の FEB を読み出し回路に用いることで、キセノン検出器の波形とエネルギーを取得でき、MPPC の 1p.e. ゲインのモニターができる。こうした特徴を持つ FEB は、イベントのエネルギーやクラスター情報を解析する上で有用である。1p.e. の増幅率と信号の波形情報から各イベントの EL 光子数を求めることができ、式 (4.14)、(4.15) から、原理的にイベントが起こった際に発生した初期電離電子数を求められる。そして式 (4.1) から、そのイベントによるエネルギー損失を求めることができる。また、波形情報を用いてクラスター間が z 方向にどのくらい離れているかを知ることができる。この距離 z 情報に加え、イベントがヒットした MPPC の位置 (x,y) 情報を解析することで、最終的にクラスター間の距離を求めることができる。

第5章

中性子ビーム試験

ミグダル効果観測実験のため、産業技術総合研究所において2022年4月12日から2022年4月13日の2日間、中性子ビームを検出器に照射した。2日間のうち、1日目をAr検出器でのミグダル効果測定用に、2日目をXe検出器でのミグダル効果測定用に実験を行った。本章では中性子ビーム試験の概要を述べる。

5.1 中性子ビーム

産業技術総合研究所では、ペレット加速装置で陽子を加速しリチウムへ衝突させ、 ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ 反応を起こすことで陽子の加速エネルギーが2.3 MeVの場合、最大565 keVの中性子ビームを生成する。陽子を衝突させるターゲットは、銅板にリチウムが蒸着された構造であり、銅はビームダンプとして機能する。リチウムターゲットは実験ごとに準備するため、調整が可能であり、今回は中性子量を増やすためにAISTの中では厚め設定にした。リチウムの厚さは事前に ${}^3\text{He}$ 比例計数管でエネルギー幅の広がりから見積もられており、 $3.3\ \mu\text{m}$ であった。中性子ビームの角度依存性は図5.1の通りである。

各時刻の中性子フラックスは陽子加速装置の電流値 Current Integrator(CI) でモニターされる。ここで、CIの値はあらかじめボナーボール型中性子検出器でシャドーコーン法により中性子フラックスとの比例係数を求めておく。シャドーコーン法とは、ポリエチレンでできたシャドーコーンを用いて散乱中性子を除いた中性子

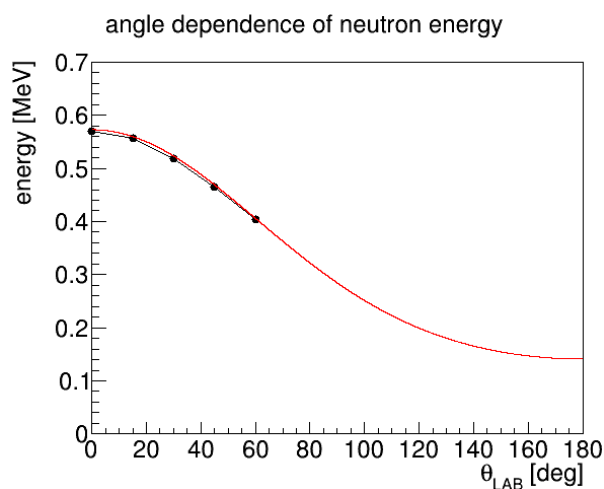


図 5.1 中性子のエネルギーの角度依存性 [43]

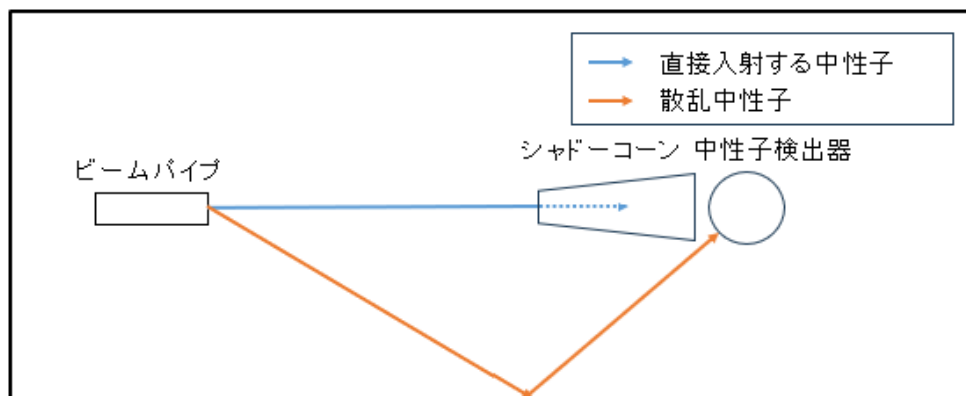


図 5.2 シャドーコーン法による中性子強度測定

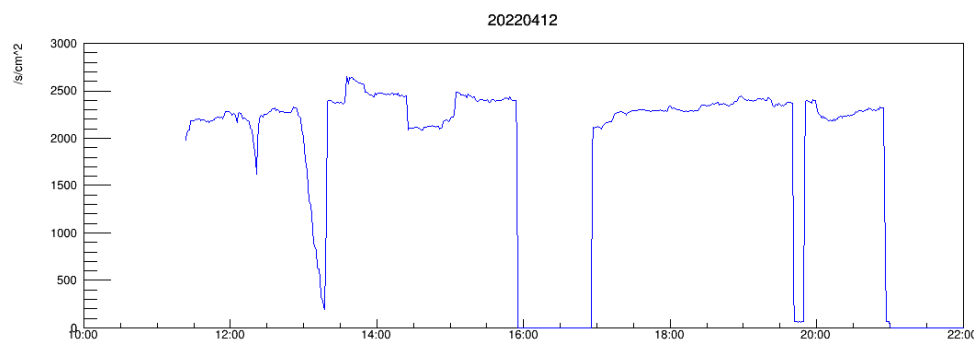


図 5.3 CI で測定した中性子強度の時間変化 (1 日目)。青線が中性子フラックスの時間変動を示している。

フラックスを測定する方法である。まずボナーボール型中性子検出器の前にポリエチレンでできたシャドーコーンを置いた場合と置かなかった場合それぞれで中性子フラックスを測定する。そして、シャドーコーンを前方に置かなかった際の中性子フラックスから、シャドーコーンを前方に置いた際の中性子フラックスを差し引く。シャドーコーンを置かずに測定した場合は、ボナーボール型中性子検出器に直接入射する中性子と、壁や床で散乱したのち中性子検出器に入射する中性子の両方が測定される。一方シャドーコーンを前方に置いた場合、Li ターゲット位置から中性子検出器へ飛ぶ中性子はシャドーコーンにより遮蔽されるため、散乱中性子のみが中性子検出器へ入射する。したがって、上の方法により直接中性子検出器へ入射する中性子のフラックスを測定できる。この測定時に記録された陽子加速器の電流値 CI と、ビーム試験中に各時刻で記録された電流値 CI から、最終的にビーム試験中の各時刻における中性子フラックスを求めることができる。

ビーム試験 2 日目では、Xe 検出器を Li ターゲット、すなわちビーム発生位置から 1 m の位置において測定を行った。ビーム試験 1, 2 日目の距離 1 m 地点における中性子フラックスはそれぞれ図 5.3, 図 5.4 の通りである。ビーム試験 2 日目に関して、中性子フラックスは $1700 \sim 2400 \text{ /cm}^2\text{/s}$ の間で時間変動していた。ビームがオフの際もビームがオンのデータに対するバックグラウンドデータとして測定をした。

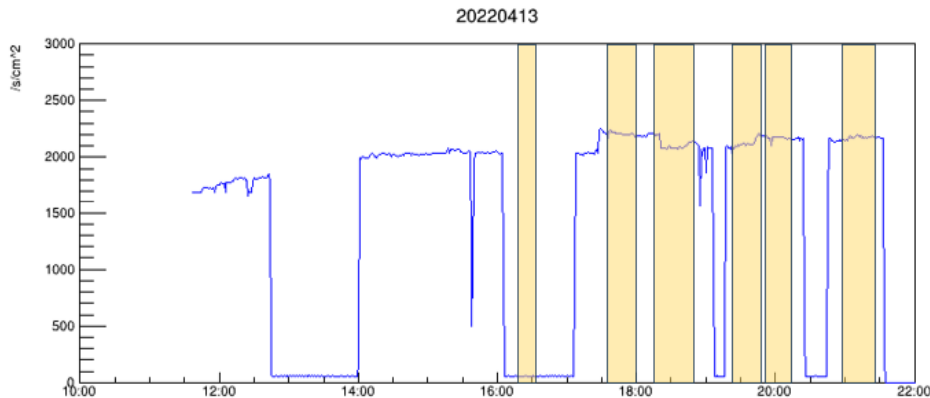


図 5.4 CI で測定した中性子強度の時間変化 (2 日目)。青線が中性子フラックスの時間変動、黄色枠はデータ解析に使用した測定の時間帯を示しており、一番左はビーム OFF 時の測定データ、それ以外は run020, run022, run024, run025, run028(表 5.3 参照) の測定に対応する。

5.2 セットアップ

AIST では真空ポンプやガスポンペを中性子照射環境に持ち込むことが難しかったため、地理的に近い高エネルギー加速器研究機構 (KEK) で真空引きおよび Xe ガスの封入を行った。真空引きについては、KEK に持ち込む前に東北大でも実施しており、ターボ分子ポンプ排気ユニット「ST350FCD5F-A1」を使用した。真空度は PC3DA のピラニゲージと CCG で測定しており、CCG の測定による到達真空度は 1.8×10^{-4} Pa、ピラニゲージの測定による圧力上昇レートは 2.12×10^{-6} Pa m³/sec であり、有意なリーク等はなかった。4/8 に東北大から KEK に検出器を搬入し、追加の真空引きをターボ分子排気ユニット「HiCube 80 Eco, 63」で 4/11 の朝まで実施した。4/11 には KEK でキセノンガスを 5 気圧を目標に封入した。時間がたつと圧力は微減して一定値に落ち着き、最終的に 4.7 気圧となった。これは、封じ切り運用に伴うガス純度の低下を軽減するために、パッシブに繋げたモレキュラーシーブがある程度ガスを吸着したためと思われる。封入したガスは純度 99.999 % のキセノンであり、封入したガスの混合比は表 5.1 の通りである。

ビーム試験時のセットアップの概略図を図 5.6 に示す。Xe 検出器のカソード面をビーム口から 1 m の位置に置いた。また、ビーム試験では前方以外に出された中性子を熱化、吸収するために、中性子を熱化しやすい水素を含むポリエチレンに中性子の吸収断面積の大きい Li を含む素材のコリメータを用いた。(p, n) 反応によって Li ターゲットから中性子が等方に放出されるが、実験室の壁や床に入射した中性子は (n, γ) 反応により γ 線が生じ、この γ 線はバックグラウンドとなる。そのため、検出器以外の方向へ飛ぶ中性子を減らすため、LiF50 % 添加ポリエチレンを詰めたコリメータを使用した [55]。このコリメータの概略図を図 5.8 に示した。このコリメータの概要は、一辺 30cm の立方体の形状をした LiF50 % のコリメータブロックの中に、 $10 \times 10 \times 15$ cm³ の LiF50 % 入りポリエチレン粒を詰めたコリメータ箱を入れた構造体である。このコリメータ箱は中性子ビームのガス検出器への立体角に合わせた穴の形状が内部でされている。Li ターゲットは陽子が衝突し発熱するため、通常は空冷用の管がターゲットの手前に存在する。今回はなるべくコリメータの被覆率を上げたかったため、もともとあった冷却風用の管は取り外し、コリメータ箱の中に冷却用のチューブを通す設計とした。コリメータの中性子の遮蔽効率だが、500 keV の中性子に対して LiF50 % を添加した

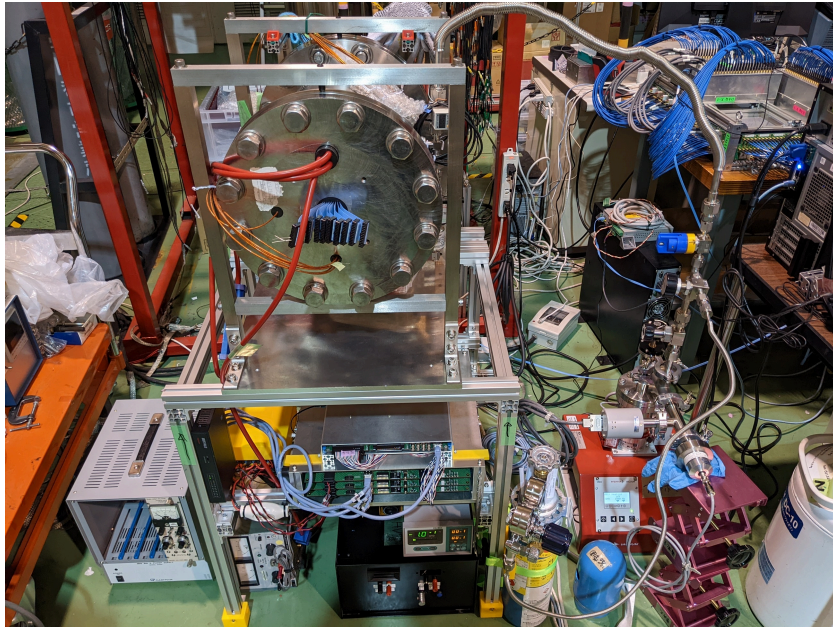


図 5.5 KEK での真空引きの様子

表 5.1 封入した Xe ガスの混合比

構成要素	混合割合
Xe	99.999%
Ar	≤ 1 ppm
CF ₄	≤ 0.5 ppm
CO	≤ 0.5 ppm
CO ₂	≤ 1 ppm
H ₂	≤ 2 ppm
H ₂ O	≤ 0.5 ppm
Kr	≤ 5 ppm
N ₂	≤ 2 ppm
O ₂	≤ 0.5 ppm
炭化水素	≤ 0.5 ppm

25 cm の厚みを持つポリエチレンでは 99.99 % 以上の遮蔽効率を持つことが見積られている [55]。

コリメータには LiF50 % 入りポリエチレンが用いられているが、 $^1\text{H}(n, \gamma)$ による 2.2 MeV の γ 線が生じる。また、 $^7\text{Li}(p, p'\gamma)$ により 478 keV の γ 線が出ることも知られている [57]。これらの γ 線を遮蔽するため、実験時は Xe 検出器の前方に厚さ 10 cm の鉛ブロックを置いた。10 cm の鉛ブロックを置くことで、これらの γ 線を 99 % 以上遮蔽することができるが見積もられる。

また、高エネルギーな γ 線 BG をモニターするため、無機シンチレータの一種である BGO シンチレータを Xe 検出器の近くに置いて測定した。第 7 章で詳細を述べるが、ミグダル効果の信号エネルギー領域の γ 線 BG を見積もるうえで、高エネルギーな γ 線をモニターするのは重要である。Xe 検出器では 500 keV 以上の

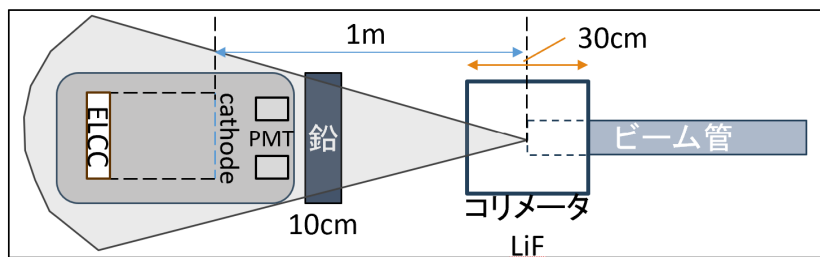


図 5.6 ビーム試験時のセットアップの概略図

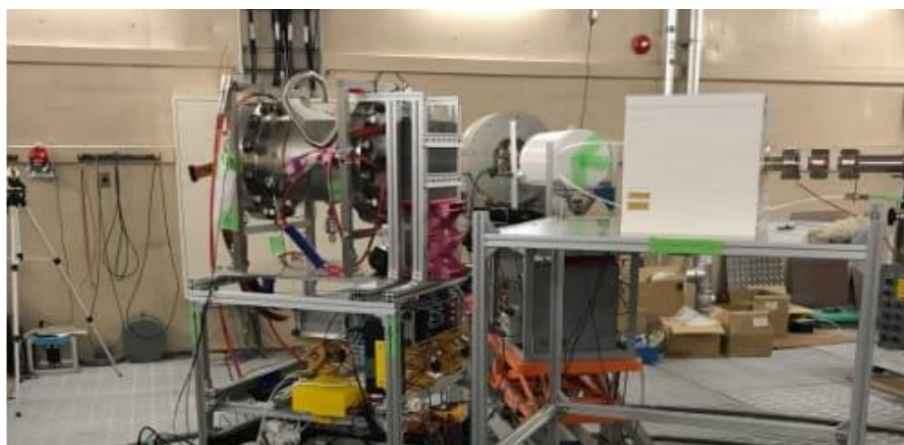


図 5.7 ビーム試験時の実際の様子

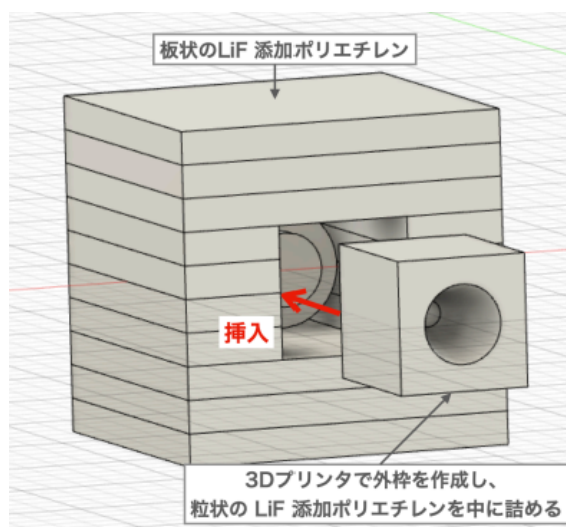


図 5.8 コリメータの概念図 [55]

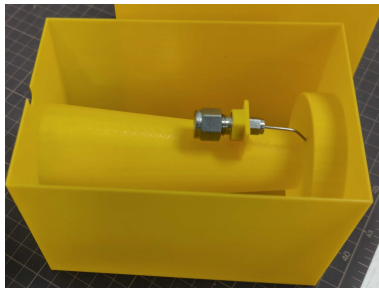


図 5.9 コリメータ箱の内部（左）コリメータ箱の外観（右）。コリメータ内部では、太いチューブと細いチューブをチューブ継手につなぐ配管をしている。太いチューブから冷却空気を送り込むことで、細いチューブからより圧縮された冷却空気を Li ターゲットに送り込むことができる。右の写真ではコリメータの質量を測るためにチューブをコーン型の穴に通しているが、チューブは冷却器の入り口につなぐ [56]。

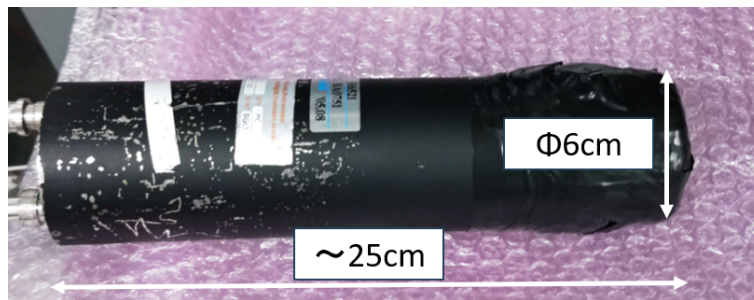


図 5.10 使用した BGO シンチレータ

高エネルギーな γ 線を測定できないため、最大 10 MeV 程度までのエネルギーの γ 線を測定できる BGO シンチレータを用いた。

5.3 データ取得

本節では測定データのデータ取得状況について述べる。中性子ビーム試験 1 日目は Ar 検出器の後ろのビーム口から 3.84m の位置に Xe 検出器を置き、カソード-GND 間の HV を 6kV かけて測定を行った。1 日目の途中から鉛ブロックを Xe 検出器の前方に置いた。中性子ビーム試験 2 日目ではビーム口からの Xe ガス検出器の距離を 1m に固定し、鉛ブロックを Xe ガス検出器の前方に置いたまま測定を行った。また、HV や中性子ビームの ON/OFF について測定ごとに異なっている。ビーム試験 2 日目では測定ごとに HV を上げていき、なるべく大きい HV をかけてデータ取得を行うことを目指した。HV を大きくすることで ELCC 内の EL 電場が大きくなり、それにより EL ゲインが大きくなるためにエネルギー分解能が向上するからである。8kV 以上の HV をかけると放電が生じたため、8kV 以上の HV はかけずに測定を行った。

ビーム試験 1 日目、2 日目の測定データの測定条件とデータ取得状態は表 5.2、5.3 の通りである。ミグダール効果探索用の解析に用いた測定データはビーム試験 2 日目に行った、HV を 8kV かけデータ取得を正常に終了したデータの run017, run020, run022, run024, run025, run028 である。これらの測定データの realtime と

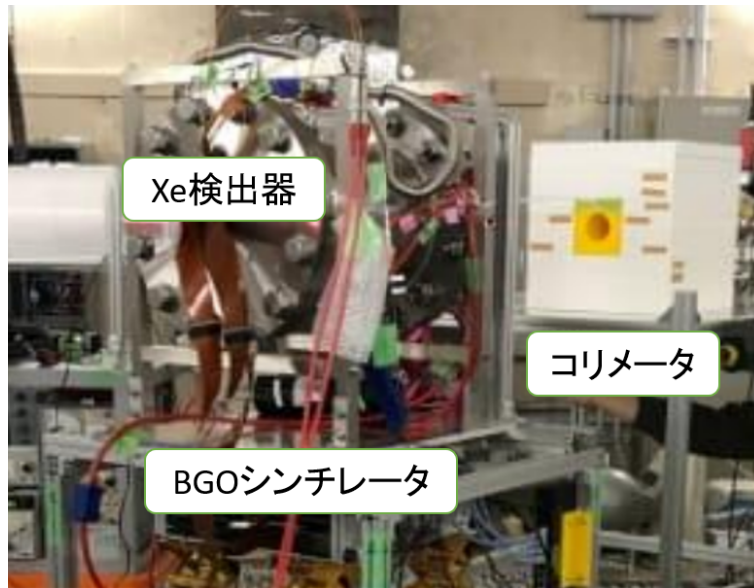


図 5.11 BGO シンチレータの配置の様子

livetime、そして livetime の realtime に対する比を表 5.4 に示す。realtime に対する livetime の比率は、中性子ビーム OFF の際は 25 % 程度、そして中性子ビーム ON の際は 3 % 程度であった。

最後に ELCC の veto 領域、fiducial 領域について述べる。図 5.12 の通り、基本的に ELCC の最も外側のチャンネルを veto としているが、FEB ボード 3 の 54 番目のチャンネルが信号を検知できなかったため、そのチャンネルは使用せずに代わりに隣接する FEB ボード 3 の 47, 48 番目のチャンネルを veto としてデータ取得した。

表 5.2 各測定 of データ取得状況 (1 日目)。○、△、×はそれぞれ正常にデータ取得を終了したもの、途中でデータ取得を中断したもの、データ取得中にエラーが生じたものを表している。

測定データ	HV	ビーム状態	鉛ブロック	データ取得状態
run001	6 kV	ON	無	○
run002	6 kV	ON	無	×
run003	6 kV	ON	無	○
run004	6 kV	ON	無	×
run005	6 kV	ON	無	○
run006	6 kV	ON	無	○
run007	6 kV	ON	無	×
run008	6 kV	ON	無	×
run009	6 kV	ON	無	○
run010	6 kV	ON	無	○
run011	6 kV	ON	無	○
run012	6 kV	ON	無	○
run013	6 kV	ON	無	△
run014	6 kV	OFF	無	○
run015	6 kV	OFF	無	△
run016	6 kV	ON	有	×
run017	6 kV	ON	有	○
run018	6 kV	ON	有	○
run019	6 kV	ON	有	○
run020	6 kV	ON	有	○
run021	6 kV	ON	有	○
run022	6 kV	ON	有	○
run023	6 kV	ON	有	△
run024	6 kV	ON	有	○
run025	6 kV	ON	有	×

表 5.3 各測定データの取得状況 (2 日目)。○、△、×はそれぞれ正常にデータ取得を終了したもの、途中でデータ取得を中断したもの、データ取得中にエラーが生じたものを表している。run030 に関しては中性子ビームを OFF にした後にデータ取得を開始して放置し、翌朝にデータ取得状態を確認するとエラーが生じてデータ取得が終了していた。

測定データ	HV	ビーム状態	鉛ブロック	データ取得状態
run001	6 kV	OFF	有	△
run002	6 kV	OFF	有	△
run003	6 kV	ON	有	○
run004	6 kV	ON	有	×
run005	6 kV	ON	有	×
run006	6 kV	ON	有	×
run007	6 kV	ON	有	×
run008	6 kV	ON	有	×
run009	7 kV	OFF	有	×
run010	7 kV	OFF	有	△
run011	7 kV	ON	有	×
run012	7 kV	ON	有	○
run013	7 kV	ON	有	○
run014	7 kV	ON	有	○
run015	7 kV	ON	有	○
run016	7 kV	OFF	有	○
run017	8 kV	OFF	有	○
run018	8 kV	ON	有	×
run019	8 kV	ON	有	×
run020	8 kV	ON	有	○
run021	8 kV	ON	有	×
run022	8 kV	ON	有	○
run023	8 kV	ON	有	×
run024	8 kV	ON	有	○
run025	8 kV	ON	有	○
run026	8 kV	ON	有	△
run027	8 kV	ON	有	×
run028	8 kV	ON	有	○
run029	8 kV	ON	有	△
run030	8 kV	OFF	有	

表 5.4 解析に使用した測定データの realtime と livetime

測定データ	ビーム状態	realtime(s)	livetime(s)	livetime(%)
run017	OFF	1458.1	377.7	25.9
run020	ON	1268.3	52.9	4.2
run022	ON	1284.6	43.5	3.4
run024	ON	1323.4	23.5	1.8
run025	ON	1302.3	41.0	3.1
run028	ON	1366.9	13.2	1.0

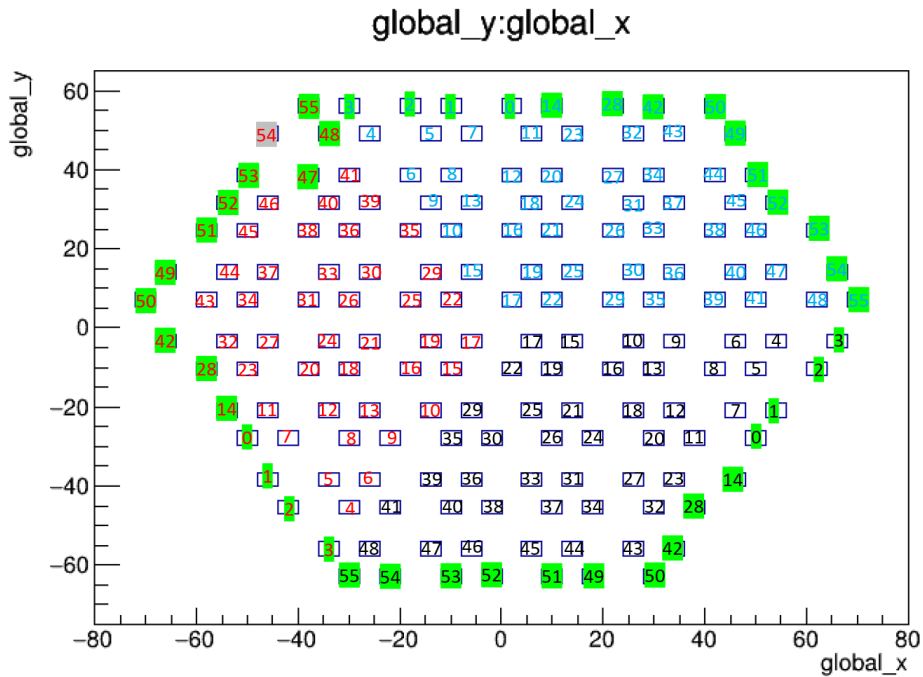


図 5.12 ELCC のチャンネルマップ。横軸、縦軸はそれぞれ各チャンネルの絶対位置 (x,y) について mm 表記している。黒、青、赤で書かれたチャンネルの数字はそれぞれ FEB ボード 1,2,3 のチャンネルであることを表し、緑で塗られたチャンネルは veto にしている。灰色のチャンネルはデータ取得ができない dead チャンネルを表す。なお、チャンネルの位置が等間隔になっていないのは表示の問題である。

第 6 章

ビーム試験結果

第 6 章では中性子ビーム試験結果について述べる。測定結果に対し、2 クラスターかつ片方のクラスターが 30 keV であるイベントをセレクションした。まずその解析方法、および中性子ビーム試験の測定結果について 6.1 節で説明する。次に、伊部らの先行研究をもとに、ミグダル効果の起こる分岐比を仮定してミグダル効果の信号モデルをシミュレーションした結果について 6.2 節で述べる。最後に、6.3 節で測定のエネルギースペクトルとシミュレーションしたミグダル効果の信号のエネルギースペクトルを比較し、分岐比の上限値を求める。

6.1 測定結果の解析

3.1 節で述べたような解析を行うためにはエネルギーとクラスターの情報を知る必要がある。エネルギー情報を得るための解析の流れは次の通りである。まず、hit したイベントの波形から photon 数へと変換する。このとき、各チャンネルの MPPC の 1p.e. ゲインを解析する。次に、得られたイベントの photon 数に対し、大光量下における MPPC の応答の非線形性の補正をかける。最後に、30 keV の決まったエネルギーを落とす K_{α} 線イベントを収集し、EL ゲインの補正およびキャリブレーションを行うことで photon 数からエネルギーへ変換する。また、クラスターの解析の流れは hit イベントの位置を解析し、各 hit イベントが同じクラスターかを識別する解析を行う。以上がエネルギーおよびクラスターに関する解析の流れである。詳細を以下 6.1.1 節から 6.1.4 節にかけて述べる。なお、このエネルギーやクラスターに関する解析は AXEL の手法を参考にした [58]。

6.1.1 1p.e. ゲイン

MPPC の 1p.e. ゲインの解析にあたって、ダークカウントの測定結果を用いた。先にダークカウント測定の概要を述べる。まず、ダークカウント測定では回路の増幅率を大きくしサンプリングが細かい波形を取っている。このダークカウント測定は、通常データ取得でトリガーが来ていないときにランダムなタイミングでトリガーを出し、増幅率を大きくしたデータ (High ゲインデータ) を取得する。そして、データ取得の最初と最後には必ず一定数の High ゲインデータを取得する。こうした測定を各測定ごとに行っているため、測定ごとの時間変化も調べることができる。以上がダークカウント測定の概要である。ダークカウント測定の様子を図 6.1、6.2、6.3 に示す。それぞれ、各 ELCC ユニット 56 チャンネル分の MPPC のダークカウントの様子を表している。MPPC は 1p.e. の分解能があるため、ADC が 0 付近に位置するピークが 0p.e.、そしてそ

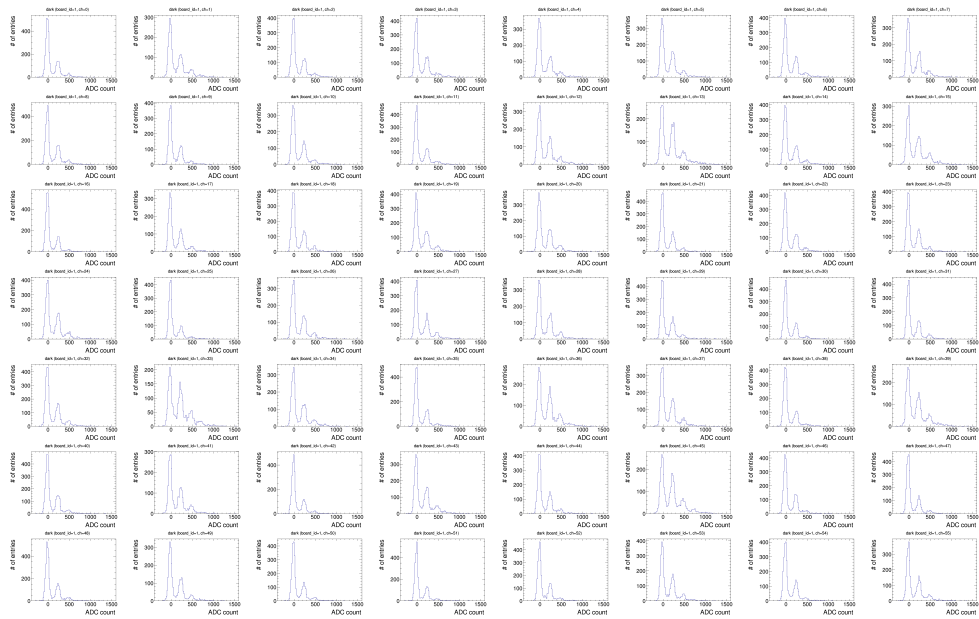


図 6.1 チャンネルごとのダークカウント測定 (FEB ボード 1)

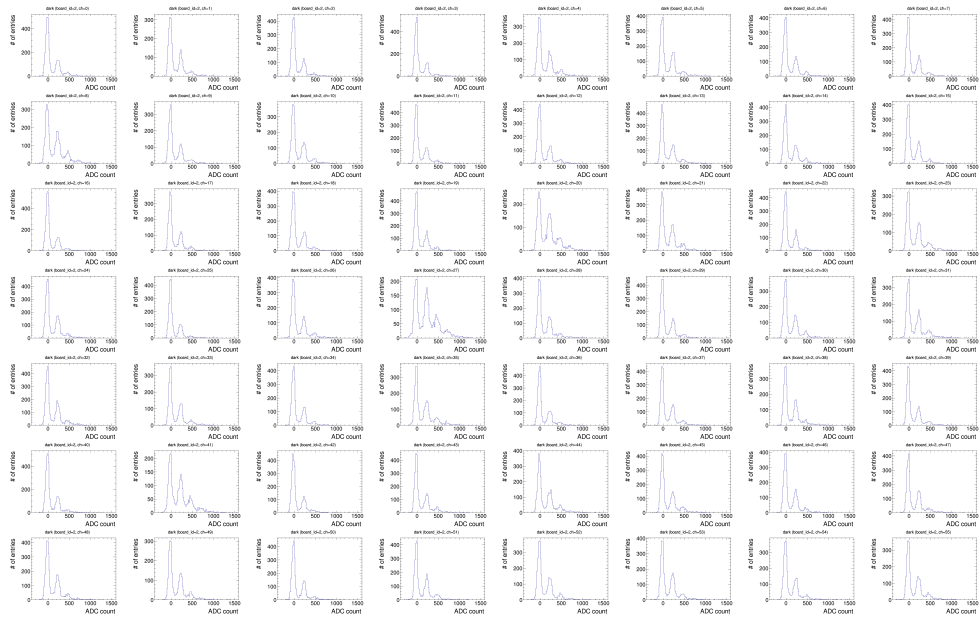


図 6.2 チャンネルごとのダークカウント測定 (FEB ボード 2)

これから右へ順に立つピークがそれぞれ 1p.e、2p.e、... と対応する。各チャンネルごとにこのピークに対してフィッティングを行い、ダークカウント測定用に増幅率を上げた状態での 1p.e. ゲインを先に求めた。そして、ダークカウント測定時とイベント測定時の増幅率を用いて、ダークカウント測定時における 1p.e. ゲインに対してスケージングを行った。こうして、各チャンネルごとに MPPC の 1p.e. ゲインを得た。

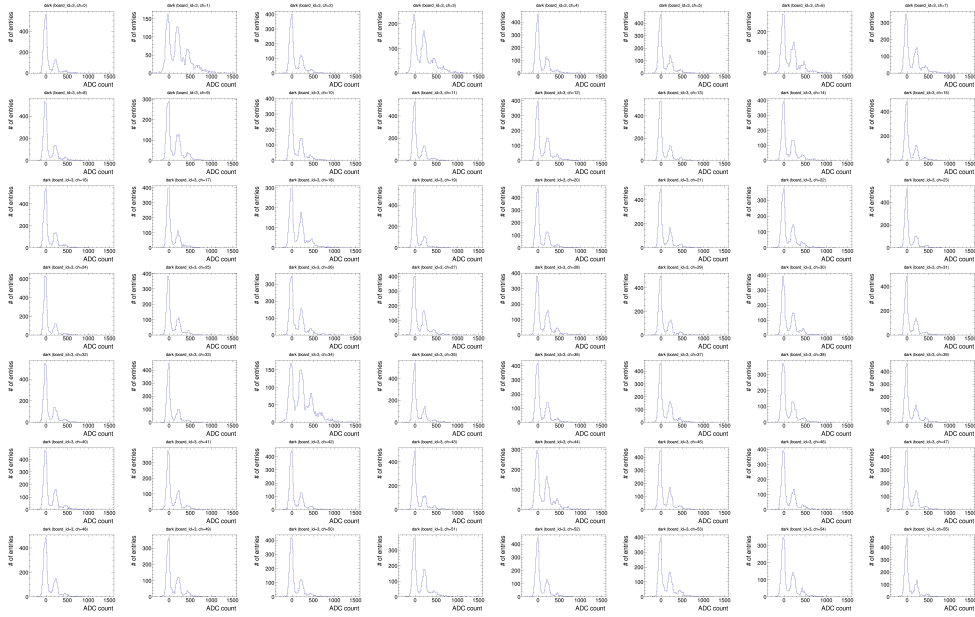


図 6.3 チャンネルごとのダークカウント測定 (FEB ボード 3)

6.1.2 MPPC の非線形性補正

MPPC は大光量下において非線形な応答をする。これは、1 つの信号を出してから同じピクセルで次の信号を出せるようになるまでの時間 (回復時間) に由来する。この MPPC の回復時間により観測光子数を N_{obs} 、真の光子数を N_{true} としたときに、両者の関係は回復時間 τ により以下の式で表される [54]。ただし、 Δt 、 N_{pix} はそれぞれある時間幅、MPPC のピクセル数を表す。

$$N_{\text{obs}} = \frac{N_{\text{true}}}{1 + \tau \frac{N_{\text{true}}}{\Delta t \cdot N_{\text{pix}}}} \quad (6.1)$$

この非線形応答から、光量が大きいくほど観測する光子数の割合が小さくなる。これは、入射粒子が落としたエネルギーが大きいくほどその落としたエネルギーを小さく見積もってしまうことを意味する。したがって、信号波形の縦軸の値を式 (6.1) により大きくするような補正をかける必要がある。式 (6.1) を変形すると、真の光子数は以下の式で得られる。

$$N_{\text{true}} = \frac{N_{\text{obs}}}{1 - \tau \frac{N_{\text{obs}}}{\Delta t \cdot N_{\text{pix}}}} \quad (6.2)$$

この式 (6.2) に対し、信号の波形幅を Δt とし、典型的な回復時間 $\tau = 75 \text{ ns}$ を代入し、上で求めた光子数を補正した。

6.1.3 EL ゲイン補正

ELCC のチャンネルごとに、上記で述べたような EL ゲインは異なっている。その補正として、 γ 線が Xe 原子と光電吸収を起こして K 殻電子が電離した場合に電離電子の他に 30 keV の K_{α} 線が放出されることに着

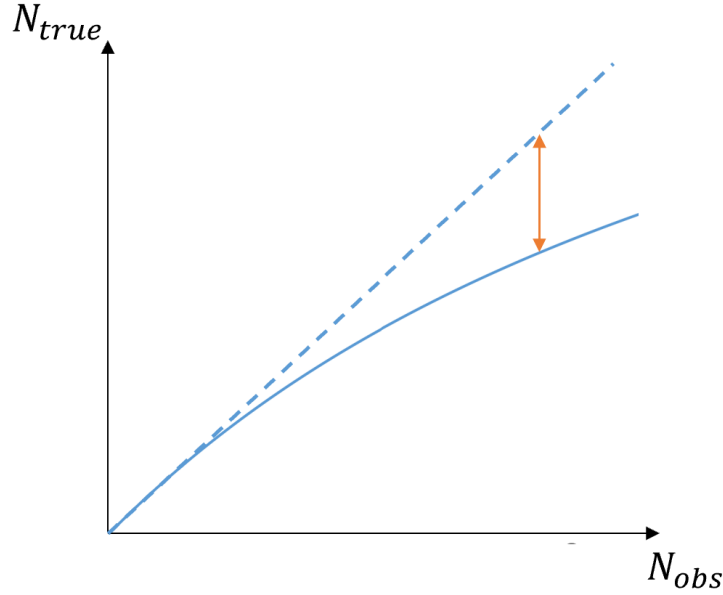


図 6.4 MPPC の大光量下における応答の非線形性

目し、30 keV のクラスターがあるイベントを集め、次のような補正を施した。

補正前の段階で、チャンネル i での EL ゲイン値が a_i であるものとし、全 ch の EL ゲインの平均を \bar{a} とする。ここで、30 keV のクラスターの電子がガス中を走る距離と ELCC 面 (x,y) の方向の拡散を合わせるとおよそ ELCC の 1,2 セル程度にまたがることに注意する。Xe 中において、30 keV の電子の飛程は $3.6 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$ である [59]。これを 5 気圧のガス原子の密度で除すると 30 keV の飛程はおよそ 0.12 cm 程度と分かる。また、第 4 章で述べた通りドリフト電子は電場の強さに依存した拡散係数にしたがって、ドリフト長とともに拡散していく。ドリフト領域が 10 cm なので、Xe ガス 64V/cm/atm にあける (x,y) 方向の拡散係数が $0.105 \text{ cm}/\sqrt{\text{cm}}$ であるから、最大 0.332 cm ほど拡散する。これら電子の飛程と拡散の和を取ると 0.45 cm である。これは ELCC のセルの間隔 1 cm の半分よりも小さい。したがって、30 keV のクラスターの電子の大半が ELCC の同じセルに入り、一部の電子が隣のセルに入ると考えられる。そこで、チャンネル i に K_α 由来の電子が E' keV 分だけ入り、残り $30 - E'$ keV 分が隣のチャンネル j (EL ゲイン値 a_j) に入ったとする。すると、検出器が計算する Energy Deposit (E_{anal}) は、

$$E_{\text{anal}} = \frac{a_i}{\bar{a}} \times E' + \frac{a_j}{\bar{a}} \times (30 - E') = \frac{a_i - a_j}{\bar{a}} E' + \frac{a_j}{\bar{a}} \times 30 \quad [\text{keV}] \quad (6.3)$$

である。これを補正するため、チャンネル i の EL ゲイン値 a_i に対し、 $30/E_{\text{anal}}$ をかけ、このときのチャンネル i の EL ゲイン値を a'_i とする。すると、補正後に計算される Energy Deposit (E_{cor}) は、

$$E_{\text{cor}} = \frac{a'_i}{\bar{a}} \times E' + \frac{a_j}{\bar{a}} \times (30 - E') = \frac{a_i \times \frac{30}{E_{\text{anal}}} - a_j}{\bar{a}} E' + \frac{a_j}{\bar{a}} \times 30 \quad [\text{keV}] \quad (6.4)$$

となる。この補正を全チャンネルに対して行う。簡単のため、 $a_i \neq \bar{a}$ 、 $a_j = \bar{a}$ とすると、補正前で計算される Energy Deposit は式 6.3 より、

$$E_{\text{anal}} = \frac{a_i - \bar{a}}{\bar{a}} \times E' + 30 \quad [\text{keV}] \quad (6.5)$$

となる。このとき、補正後のチャンネル i の EL ゲイン a'_i だが、 $a_i > \bar{a}$ のときは $E_{\text{anal}} > 30$ であり、 a_i への

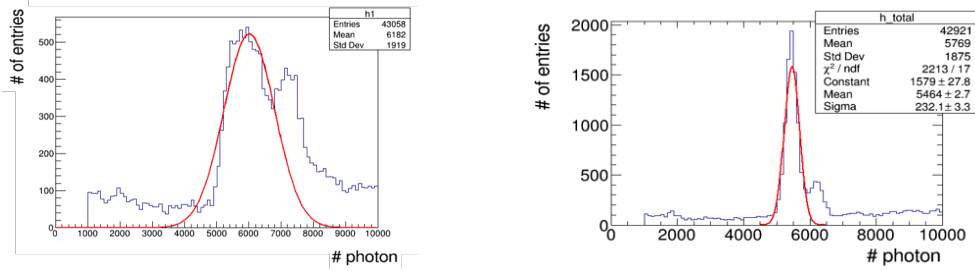


図 6.5 EL ゲイン補正前 (左) と EL ゲイン補正後 (右)

補正項 $30/E_{\text{anal}}$ は 1 より小さい。一方、 $a_i < \bar{a}$ のときは $E_{\text{anal}} < 30$ であり、 a_i への補正項 $30/E_{\text{anal}}$ は 1 より大きい。結果として、 a'_i は \bar{a} に近づく。こうした補正を全チャンネルに対して、合計 6 回繰り返し行った。そして、式 (4.1) および (4.14) から光子数とエネルギーは線形であること、また K_{α} 線の 30keV とそのイベントの光子数の対応関係を用いてキャリブレーションを行った。

以上の EL ゲイン補正を行った結果、 K_{α} 線イベントの光子数分布は図 6.5 のようになった。EL ゲインの補正前は K_{α} 線の 30 keV に対しエネルギー分解能が 31%(FWHM) であったが、EL ゲイン補正後は 10%(FWHM) となり、約 3 倍ほどエネルギー分解能が向上した。なお、EL ゲインが 3.8 倍であることを考慮し、統計的なゆらぎに起因するエネルギー分解能を考えると 3.9 % と求まる。エネルギー分解能が理論値に達していないのは、MPPC の非線形性補正のパラメータに典型値を使っていて最適化できていないことや、EL ゲインの時間変化などが影響していると考えられる。

6.1.4 クラスタ解析

あるイベントにより複数のクラスタが生成する場合、空間的に離れた位置にクラスタが生成し、それぞれのクラスタで生じた電離電子が ELCC までドリフトし最終的に ELCC の離れたチャンネル、もしくは時間的に離れて hit する。各 hit が同一のクラスタであるかという解析において、hit したチャンネル位置 (x,y) と hit 間の時間差 (Δz) に分けて解析を行った。

まず hit したチャンネル位置 (x,y) に対する解析について述べる。第 4 章で述べた通り、ドリフト電子は電場の強さに依存した拡散係数にしたがって、ドリフト長とともに拡散していく。ドリフト領域が 10 cm なので、Xe ガス 64 V/cm/atm にあける (x,y) 方向の拡散係数が $0.105 \text{ cm}/\sqrt{\text{cm}}[60]$ であるから、最大 0.332 cm ほど拡散する。これは ELCC のセルの間隔 1 cm より小さいため、解析では図 6.6 のように hit したチャンネルが隣同士かを判定した。

次に、hit 間の時間差 (Δz) によるクラスタ解析について述べる。ここではチャンネル位置 (x,y) に対する解析と異なり、ドリフトによる電子の拡散に加え EL 光の発生タイミングの幅を考慮した。まず電子の拡散についてだが、Xe ガス 64 V/cm/atm における z 方向の拡散係数は $0.030 \text{ cm}/\sqrt{\text{cm}}[60]$ より、最大で 0.095 cm 拡散する。電子のドリフト速度が $0.1 \text{ cm}/\mu\text{s}$ であるから、これは時間差に直すと $0.95 \mu\text{s}$ に相当する。これに加え、EL 光の発生タイミングの幅が加わる。EL 光の発生タイミングの幅は、ELCC の厚さに由来する。ELCC のセル内部で EL 電場がかかっており、EL 電場がかかっている領域で EL 光を生じるため、厚さが大きいほど EL 光の発生タイミングの幅は大きくなる。使用した ELCC の厚さは 0.5 cm であるが、この EL 光の発生タイミングの幅は $0.5 \mu\text{s}$ ほどと見積られている [61]。これら 2 点を考慮し、hit した波形が時間的に重なっているか判定するよう考えた。ただし解析ではノイズの信号の除去のために信号の大きさに対して ADC

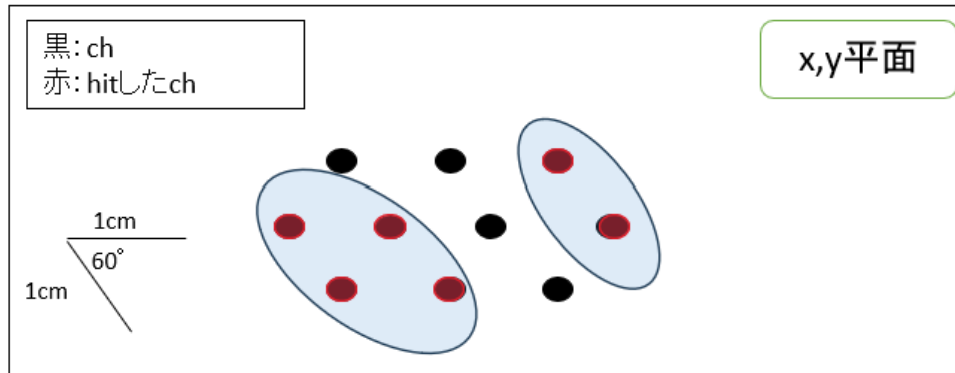


図 6.6 (x,y) 平面におけるクラスター識別

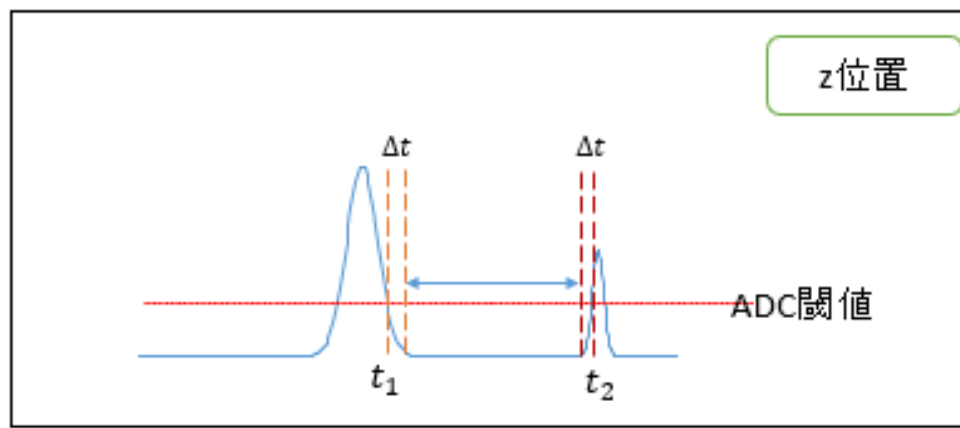


図 6.7 hit 間の時間差によるクラスター解析。

閾値を設定している。このことから、先に hit した波形の ADC 閾値を下回った瞬間を t_1 、後に hit した波形の ADC 閾値を上回った瞬間を t_2 としたとき、信号のベースラインから ADC 閾値を超える、もしくは ADC 閾値を下回ってからベースラインになるまでの時間 Δt を設定し、 $(t_2 - \Delta t) - (t_1 + \Delta t) > 0$ かどうかを判定した。以上より、「hit したチャンネルが隣同士であること」と「 $(t_2 - \Delta t) - (t_1 + \Delta t) < 0$ であること」の両方を満たした hit イベントに関して同一クラスターと判定した。

図 6.8 は上記のようなクラスター解析を Xe 検出器の測定データに対して行い、クラスターが 2 つ生じたと判断されたイベントの 3 次元位置情報である。2 つのクラスターに分かれたイベントが選んでいることが確認された。

6.1.5 データの健全性

測定結果を述べる前に、中性子ビーム試験 2 日目のビーム ON のイベントレート測定の解析に使用したデータの健全性を確かめる。具体的には、まず鉛ブロックを Xe 検出器の前方に置いたビーム試験 1 日目のビーム ON 時の測定データ (run017) とビーム試験 2 日目のビーム ON 時の測定データ (run003) を比較する。本実験では Xe ガスは封じ切りでデータ取得を行った。1 日目のビーム試験では HV が 6 kV であり、2 日目の測

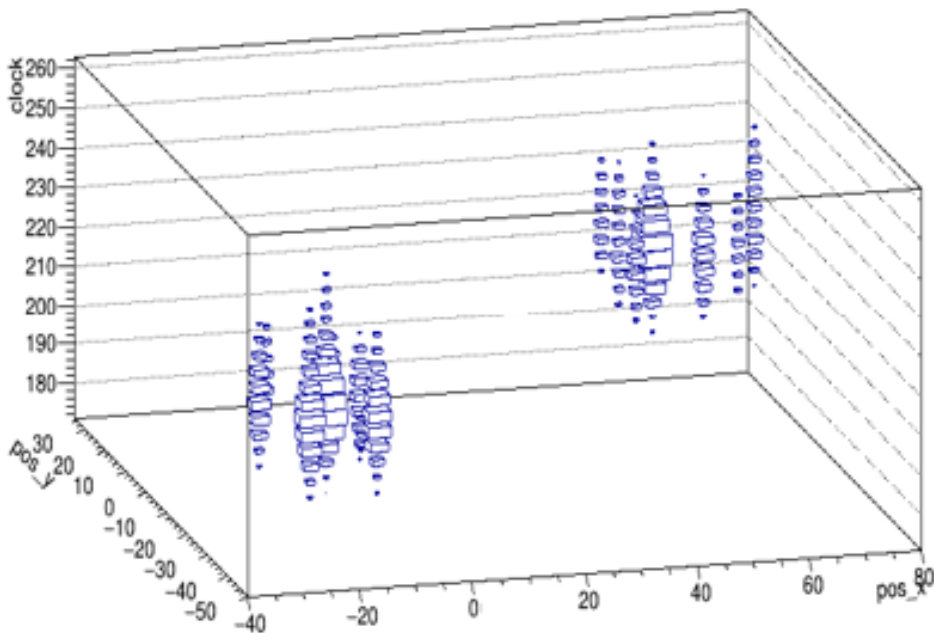


図 6.8 2つのクラスターを生じたイベントディスプレイ。x,y は mm 単位表示で表している。そして clock は z 位置に対応し、100clock が 2 cm の長さに相当する。

定データ run003 も HV は 6 kV であることから、両者の EL ゲインを比較することで Xe ガスが劣化しているかを確認することができる。次に、ビーム試験 2 日目のビーム ON 時の測定データ run003 と HV を 8 kV にしたビーム試験 2 日目のビーム ON 時の測定データ run020 を比較する。HV が大きいデータほど EL ゲインが大きくなることを確認できるはずである。また、EL ゲインが大きくなることで K_{α} 線の 30 keV のピークの幅が小さくなるはずである。以上のことを本節では確かめる。

まず、HV が 6 kV の測定データ run017(1 日目), run003(2 日目) の光子数分布はそれぞれ図 6.9、6.10 のようになった。両者ともに光子数が 3000 弱のところにピークが見られるが、これが K_{α} 線の 30 keV のピークであると考えられる。このピークに対して fitting を行い、mean, sigma をそれぞれ求めたところ表 6.1 のようになった。2 日目の方が 1 日目よりわずかに EL ゲインが減少し、約 4 % の EL ゲインの減少が見られた。時間経過に伴いアウトガスが発生し、それに伴った EL ゲインの減少と考えられる。

次に、run020(2 日目) の光子数分布は図 6.11 のようになった。HV が 8 kV では光子数が 5500 付近のところにピークが見られる。HV が高いほど EL ゲインが大きくなり、その結果 K_{α} 線の 30 keV のピークの分布が光子数の大きい方へと遷移したとみられる。このピークに対して fitting を行い、mean, sigma をそれぞれ求めたところ表 6.1 のようになった。HV を 8 kV にした時の方が sigma/mean の値が小さく、エネルギーに対してピークが細くなっていることが分かる。

6.1.6 測定結果

本解析では 2 つのクラスターが生じ、かつ片方のクラスターが 30 keV のエネルギーというイベントセレクションをかける。以降、このイベントのことを”2cluster-30keV”と略称する。まず、測定結果に際しての

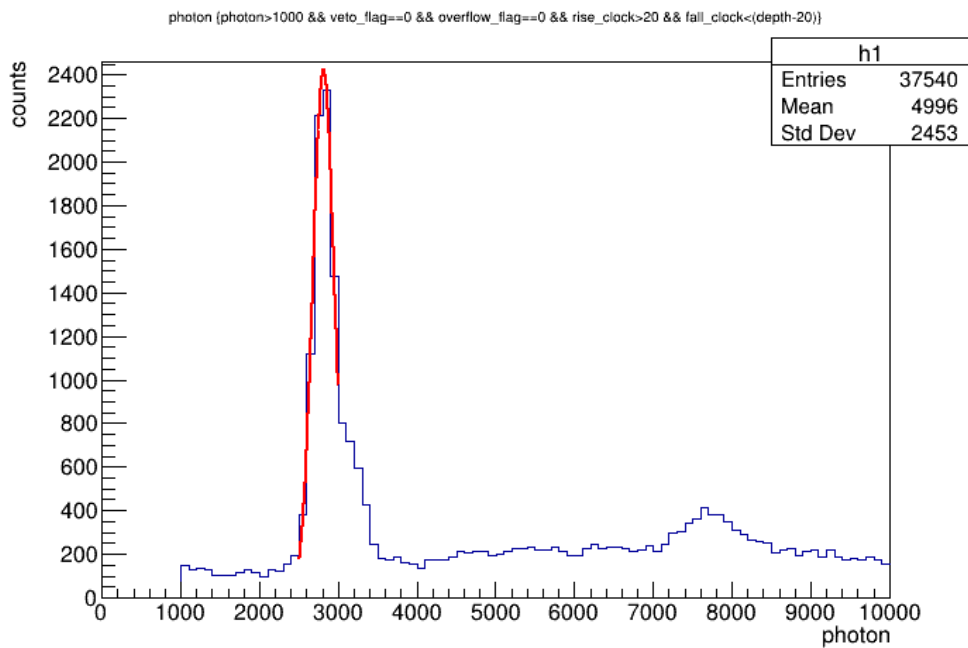


図 6.9 HV を 6 kV にしたときの光子数分布 (ビーム試験 1 日目)

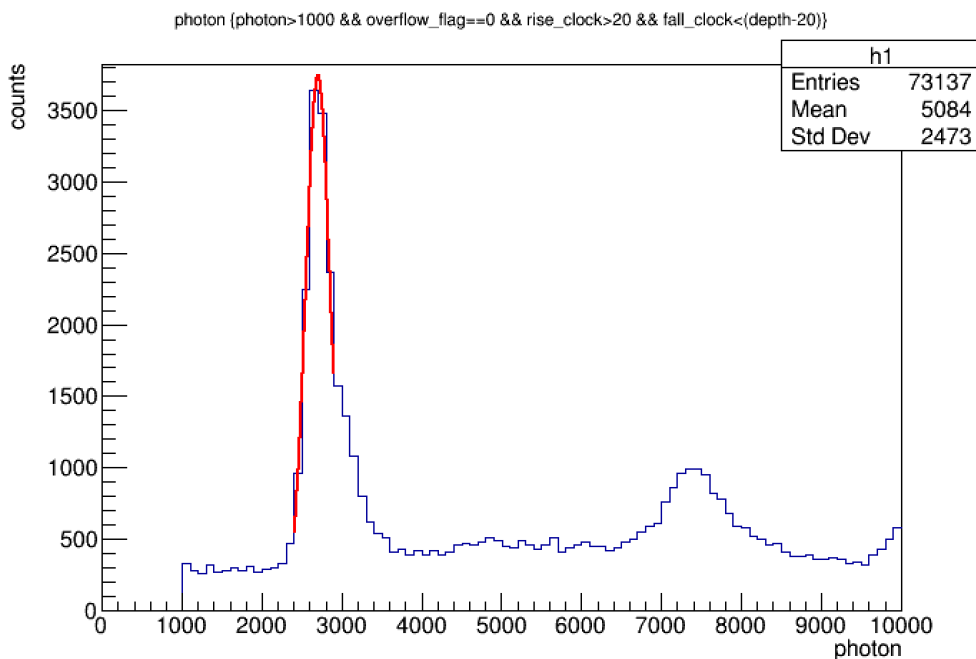


図 6.10 HV を 6 kV にしたときの光子数分布 (ビーム試験 2 日目)

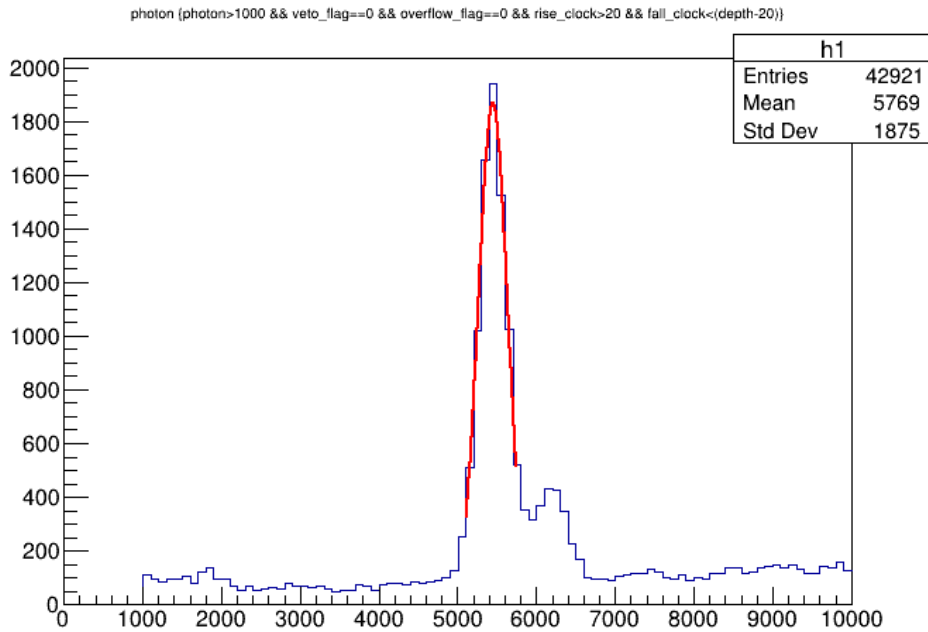


図 6.11 HV を 8 kV にしたときの光子数分布 (ビーム試験 2 日目)

表 6.1 K_{α} 線の光子数分布の fitting 結果

日程	HV	mean	sigma	sigma/mean
1 日目	6 kV	2814.5 ± 2.2	136.0 ± 2.1	$(4.8 \pm 0.1) \times 10^{-2}$
2 日目	6 kV	2701.9 ± 2.0	152.8 ± 2.2	$(5.6 \pm 0.1) \times 10^{-2}$
2 日目	8 kV	5448.5 ± 2.4	185.1 ± 2.5	$(3.4 \pm 0.0) \times 10^{-2}$

30 keV のエネルギー cut 範囲を述べる。エネルギーの cut 範囲は、各測定における K_{α} 線イベントのエネルギー分解能にもとづいて決定した。エネルギーの cut 範囲について、範囲が小さい場合にエネルギー分解能によって K_{α} 線イベントを一定数取りこぼしてしまう。そのため、エネルギーの cut 範囲を大きく取り 3σ でイベントセレクションをする。解析に使用した各測定データのエネルギー分解能は表 6.2 の通りとなった。ただし、run017 は中性子ビームがオフの際に HV を 8 kV にしてデータ取得をした測定データであり、run020, run022, run024, run025, run028 は中性子ビームがオンの際に HV を 8 kV にしてデータ取得をした測定データである。表 6.2 の通り、エネルギー分解能 (FWHM) は 9% 程度であった。また、 3σ が各測定で 3.5 keV 程度であったため、30 keV のエネルギー cut 範囲は 30 ± 3.5 keV とした。

そこで、各測定ごとにエネルギースペクトルを求めたところ、図 6.12、6.13 のようになった。ここでは、イベント数を livetime とエネルギー bin 幅で割った値を縦軸に表示している。

次に、各測定データの 2cluster-30keV のイベントレートの補正を行う。上で得られている 2cluster-30keV のイベントレートはクラスター数が 2 かつ片方のクラスターが 30 keV というイベントセレクションをしたイベント数を livetime で割ったイベントレートである。このイベントセレクションでは、2cluster-30keV のイベントを数えすぎ、もしくは見逃している場合が生じる。それは以下の場合である。

表 6.2 各測定 of K_{α} 線イベントに対するエネルギー分解能

測定データ	ビーム ON/OFF	1σ (keV)	FWHM(keV)	3σ (keV)
run017	OFF	1.2	2.8	3.5
run020	ON	1.0	2.4	3.0
run022	ON	1.1	2.5	3.2
run024	ON	1.2	2.7	3.5
run025	ON	1.1	2.6	3.3
run028	ON	1.1	2.6	3.3

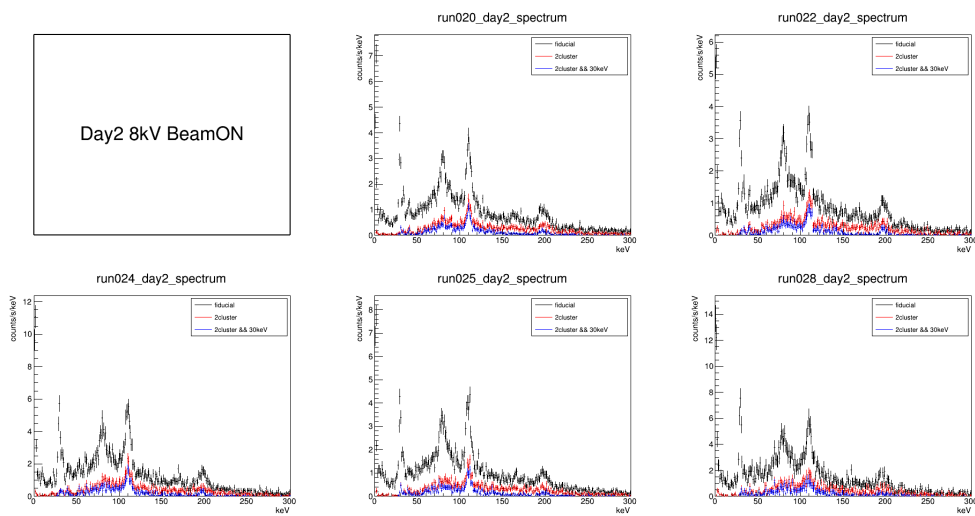


図 6.12 中性子ビーム照射時のイベントレート。黒線は fiducial のイベント、赤線はその中で 2 つのクラスターが生じたイベント、青線はさらに片方のクラスターのエネルギーが 30 ± 3.5 keV のイベントを selection したものである。

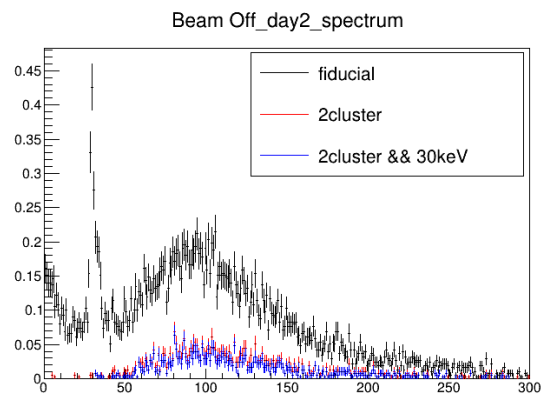


図 6.13 中性子ビーム照射していない時のイベントレート。黒、赤、青線は図 6.12 の通りである。

1. fiducial 内でクラスター数が 1 のイベントと他のイベントが 1 ウィンドウの間にアクシデンタルに生じ、その結果 2cluster-30keV と判定される場合
2. fiducial 内で 2cluster-30keV のイベントと他のイベントが 1 ウィンドウの間にアクシデンタルに生じ、その結果 2cluster-30keV と判定されない場合
3. fiducial 内でイベントが生じ、さらに veto にもイベントが生じたことで veto イベントとして検出されてしまう場合

まず 1、2. について述べる。1 ウィンドウの長さは $300 \mu\text{s}$ であり、これはドリフト領域の電子のドリフト速度が $0.1 \text{ cm}/\mu\text{s}$ であることから 30 cm 分の長さに相当する。しかし、今回使用した Xe 検出器のドリフト領域の長さは 10 cm であるため、1 つ目のクラスターが ELCC で検出されてから $100 \mu\text{s}$ 以上経過した後に 2 つ目のクラスターが検出されるようなイベントはアクシデンタルなイベントである。そのため、まずこのイベントを取り除く必要がある。そして、アクシデンタルなイベントは定常的に生じているはずであることを踏まえると、ドリフト領域の長さに対応する時間の $100 \mu\text{s}$ の間にも同じ程度の頻度でアクシデンタルなイベントが生じているはずである。図 6.14 は解析に使用したビーム試験 2 日目の測定データ run020 の 2cluster-30keV のイベントセレクションをした後の、クラスター間の時間差分布を表している。500clock が $100 \mu\text{s}$ に対応する。これはクラスター間の時間差が $100 \mu\text{s}$ であるというセレクションをする前のものだが、クラスター間の時間差が $100 \mu\text{s}$ 以上のイベントも一定の割合で含まれてしまっていることが確認できる。クラスター間の時間差が $100 \mu\text{s}$ 以上のイベントは本来はクラスター数が 1 のイベントであるはずのものであるため取り除く必要がある。このイベント数を N'_{acci} とすると、 $100 \mu\text{s}$ の間にアクシデンタルなイベントが生じる個数 N_{acci} は $0.5 (= (100 \mu\text{s} - 0 \mu\text{s}) / (300 \mu\text{s} - 100 \mu\text{s})) N'_{\text{acci}}$ と考えられる。この個数について各測定データで求めた。また、2cluster-30keV のイベントがアクシデンタルなイベントによりクラスター数が 3 と判別されてしまう場合もある。この場合は、1 つ目のクラスターから 3 つ目のクラスターまでの時間差が $100 \mu\text{s}$ 以上のイベントはアクシデンタルなイベントであり、 $100 \mu\text{s}$ 以内にも同じ程度の頻度でこのアクシデンタルなイベントが生じていると考えられる。したがって、クラスター数が 3 つであり 30keV のクラスターを含むというイベントセレクションをしたうち、1 つ目のクラスターから 3 つ目のクラスターまでの時間差が $100 \mu\text{s}$ より多いイベント数を調べ、1 ウィンドウの長さが $300 \mu\text{s}$ であることから、そのイベント数を 1.5 倍した数が、本来 2cluster-30keV のイベントがアクシデンタルなイベントにより 3cluster と判定されていると考えられる。以上のことから、まず各測定データに対して上記の方法で 1., 2. に該当するイベント数 (N_1^{acci} , N_2^{acci}) を調べた。そして、2cluster-30keV というイベントセレクションに加えてクラスター間の時間差が $100 \mu\text{s}$ 以下であるというイベントセレクションをした。そして、このイベントセレクション後のイベント数を N としたとき、イベントレートに $(N - N_1^{\text{acci}} + N_2^{\text{acci}}) / N$ 倍だけかけて補正した。各測定データの N に対する N_1^{acci} , N_2^{acci} の割合、およびイベントレートにかける補正ファクターの結果を表 6.3 に示す。

次に 3. について述べる。fiducial 内でイベントが生じたが veto にもイベントが生じたことで veto イベントとして fiducial イベントが検出されない割合を求めるには、veto にヒットしたうちどれほど fiducial 内にもクラスターを持っているイベントがあるかを知る必要がある。そこで、データ取得の際に”whole-trigger”というトリガーで検出したイベントを調べた。6.1.3 節で EL ゲインの補正用に K_{α} 線の 30 keV のクラスターを取得することを述べたが、そのデータ取得用に 100 回に 1 回の頻度で fiducial, veto 領域のどちらにもイベントが Hit してもそのイベントを取得する。このときにかかるトリガーが whole-trigger である。このトリガーにひっかかったイベントを調べることで、veto に Hit したイベント数 $N_{\text{veto}}^{\text{whole}}$ と、そのうち fiducial 内にもクラスターがあるイベント数 $N_{\text{veto-fid}}^{\text{whole}}$ を調べることができる。また、データ取得の際、whole-trigger で引っかか

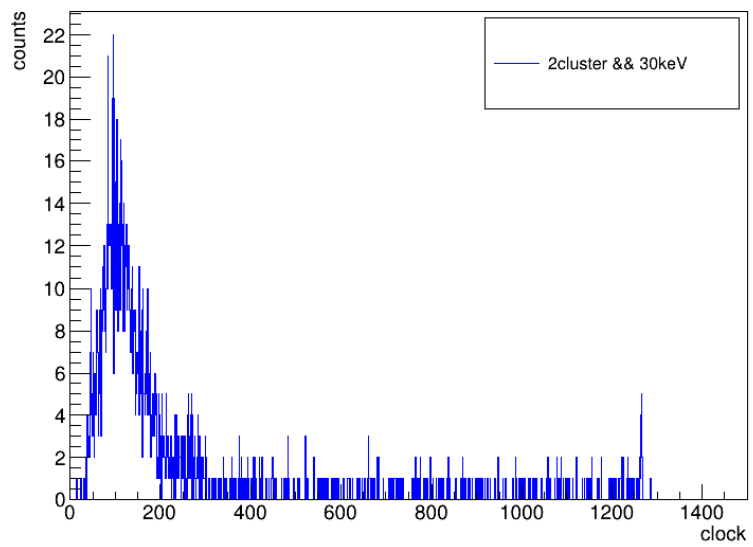


図 6.14 クラスター間の時間差分布 (ビーム試験 2 日目 run020)。ビーム試験 2 日目の測定データ run020 の 2cluster-30keV のイベントセレクションをした際のクラスター間の時間差分布を表している。1clock が $0.2 \mu\text{s}$ に対応するため、500clock が $100 \mu\text{s}$ に対応する。

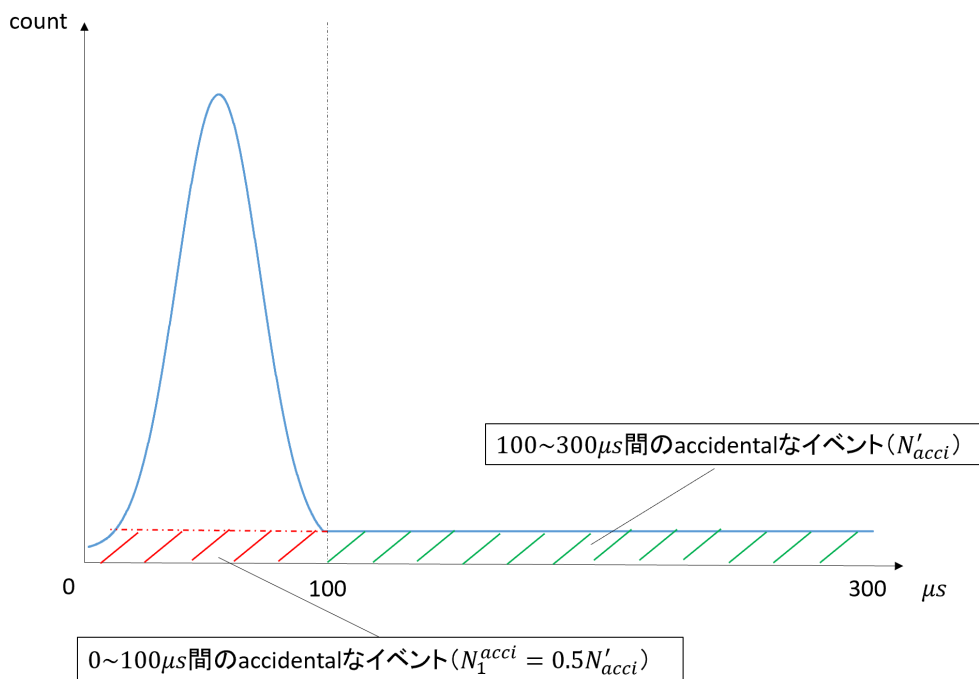


図 6.15 アクシデンタルイベントの時間差分布の概略図 (N_{acci}^1)。2cluster-30keV イベントのクラスター間の時間差分布を表している。

表 6.3 各測定データのアクシデンタルイベントを考慮した補正ファクターの結果

測定データ	ビーム ON/OFF	N_1^{acci}/N	N_2^{acci}/N	補正ファクター
run017	OFF	0.49 %	0.86 %	+0.37 %
run020	ON	6.4 %	47 %	+41 %
run022	ON	10 %	42 %	+32 %
run024	ON	10 %	34 %	+24 %
run025	ON	13 %	42 %	+29 %
run028	ON	8.7 %	32 %	+25 %

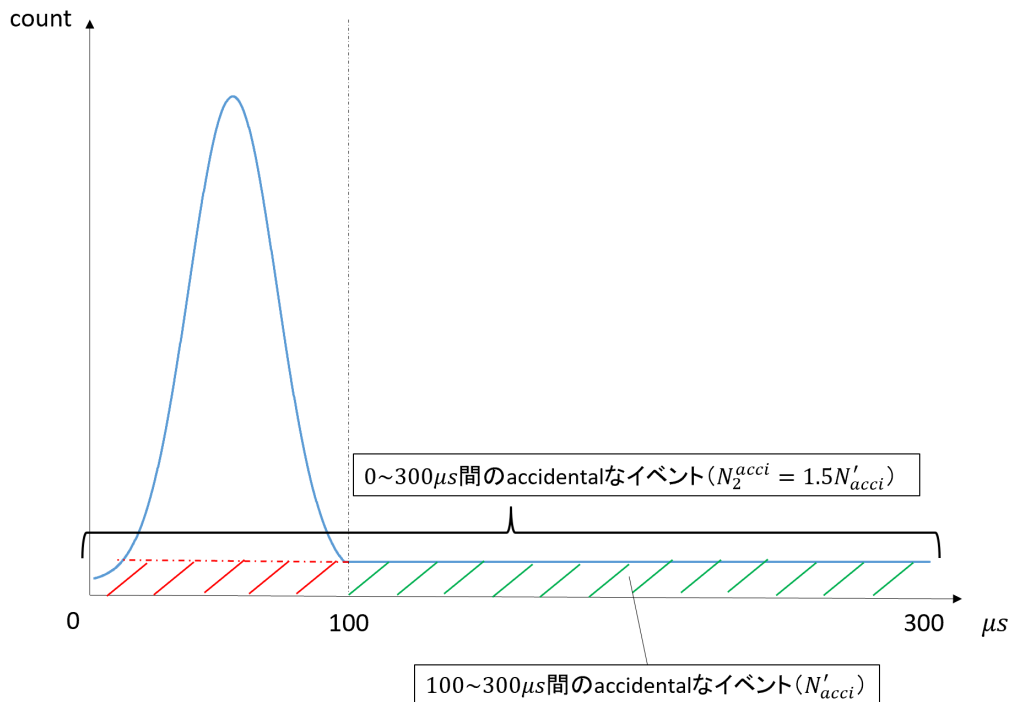


図 6.16 アクシデンタルイベントの時間差分布の概略図。3cluster かつ 30 keV のクラスターが含まれるイベントの、1つ目から3つ目までのクラスター間の時間差分布を表している。

る veto 以外の veto の Hit についてはイベント取得はされないがカウント数 N_{veto} だけ数えている。したがって、veto に Hit する数とそのうち fiducial 内でもクラスターを持つような数の比が、whole-triggerer によって検出されるイベントと同じ割合になるという仮定をすれば、 N_{veto} に $N_{\text{veto-fid}}^{\text{whole}}/N_{\text{veto}}^{\text{whole}}$ を乗じた数が fiducial 内にイベントが生じたが veto にもイベントが生じて veto と判定されたイベント数となる。このイベント数と fiducial イベント数 N_{fid} を比較し、fiducial 内でイベントが生じたが veto にもイベントが生じたことで veto イベントとして fiducial イベントが検出されない割合を求めることにした。

しかし、veto のトリガーに引っかけた Hit を確認すると、veto の Hit が短い時間 (300 μs) 内に連続して現れていた。このことから、veto イベントが Hit した際に veto トリガーが重複してかかってしまう可能性を考えた。veto の Hit があった場合、その Hit はカウントをするだけでデータ取得はしないため、すぐに veto のトリガーは解除される。その veto イベントの信号の長さに対して veto のトリガーが解除される

表 6.4 各測定データの fiducial イベントが veto と判定される割合 P と補正ファクターの値

測定データ	ビーム ON/OFF	P	補正ファクター (1/(1-P))
run017	OFF	2.0 %	1.02
run020	ON	40 %	1.67
run022	ON	32 %	1.47
run024	ON	30 %	1.43
run025	ON	38 %	1.61
run028	ON	24 %	1.32

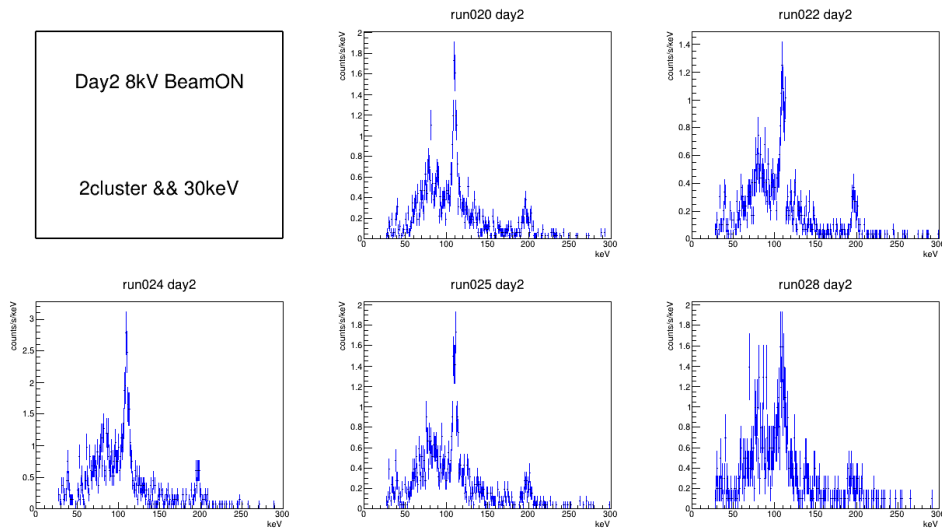


図 6.17 補正した 2cluster-30keV のイベントレート (ビーム ON)

までの時間が短かった場合に再度 veto のトリガーを出してしまい、1つの veto のイベントに対して複数回 veto のカウントをしてしまうことになる。したがって、 $300 \mu\text{s}$ 以内に連続して veto のトリガーがかかっているものを取り除き、 $300 \mu\text{s}$ 以内に veto の Hit の重複分をなくした。その上での veto のカウント数 N'_{veto} に $N^{\text{whole}}_{\text{veto-fid}}/N^{\text{whole}}_{\text{veto}}$ を乗じ、このイベント数と fiducial なイベント数を比較した。

以上をまとめると、fiducial イベントが veto と判定される割合 P は以下のように表される。

$$P = \frac{N'_{\text{veto}} \times (N^{\text{whole}}_{\text{veto-fid}}/N^{\text{whole}}_{\text{veto}})}{N_{\text{fid}} + N'_{\text{veto}} \times (N^{\text{whole}}_{\text{veto-fid}}/N^{\text{whole}}_{\text{veto}}} \quad (6.6)$$

この割合 P を各測定データに対して求め、イベントレートに対して $1/(1-P)$ を補正ファクターとしてかけて補正した。各測定データの fiducial イベントが veto と判定される割合 P と補正ファクターの値を表 6.4 に示す。

以上 1.,2.,3. を考慮した結果、中性子ビーム ON の各測定データの 2cluster-30keV イベントのイベントレートは図 6.17 のようになった。測定データ run024 のイベントレートが他の測定データと比べて高いが、それ以外の測定データではほぼ等しいイベントレートになっている。また、中性子ビーム OFF の測定データの 2cluster-30keV イベントのイベントレートは図 6.18 のようになった。

続いて、中性子ビーム off の測定データを差し引いた、中性子ビーム照射時の全測定データのイベントレ

Beam off day2

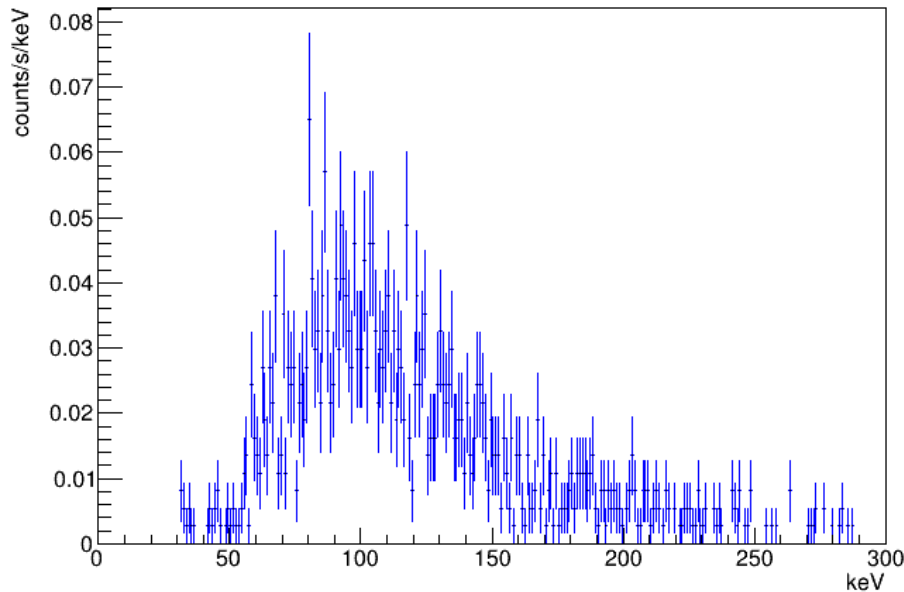


図 6.18 補正した 2cluster-30keV のイベントレート (ビーム OFF)

トを求める。まず各測定データのイベントを測定データで足し合わせる。そして、それを livetime の合計で除することで中性子ビーム照射時の全測定データのイベントレートを求めた。その後、中性子ビーム off の測定イベントレートを差し引いた。その結果、図 6.19 のようなイベントレートのスペクトルを得ることができた。

6.2 ミグダル信号モデル生成

本節では 565 keV の中性子を Xe ガス検出器に照射した際のミグダル効果のエネルギースペクトルをシミュレーションする。このシミュレーションは以下の手順で行った。

1. K 殻電子の電離が伴うミグダル効果のイベントを生成し、Geant4 でエネルギー損失を見積る
2. 検出器応答のシミュレーション
3. 6.1.1 から 6.1.4 節と同様の解析を実施

まず 1. について、初期粒子として K 殻のミグダル電子、Xe 原子核、特性 X 線 (K_α , K_β 線)、そして脱励起の際に生じるオージェ電子の 4 つを生成した。4 つのうちミグダル電子、特性 X 線、オージェ電子は実験室系で等方散乱するように設定し、反跳原子核は 565 keV の中性子との重心系において等方散乱になるよう設定した。また、反跳原子核のエネルギーについては式 (2.3) において v_{DM} に 565 keV の中性子の速度を代入し、 $E_{1,0} = 35$ keV より、 $\Delta E = E_e + 35$ keV を代入したエネルギー式を使用している。K 殻のミグダル電子のエネルギースペクトルは伊部らの先行研究に準拠した。K 殻のミグダル電子のエネルギースペクトルは図 6.20 のようになる [62]。ただし、K 殻電子の運動量移行が 511 eV のときのエネルギースペクトルである。電子の運動量移行によってイベントレートは変化するが、スペクトルの形は不変である。したがって、図 6.20

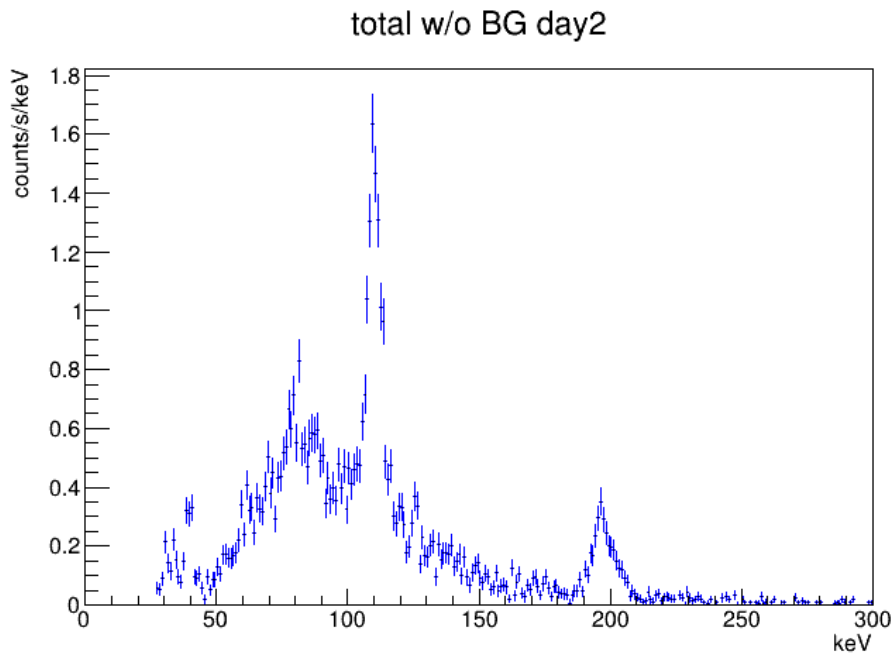


図 6.19 ビーム OFF のイベントレートを差し引いた 2cluster-30keV イベントのイベントレート

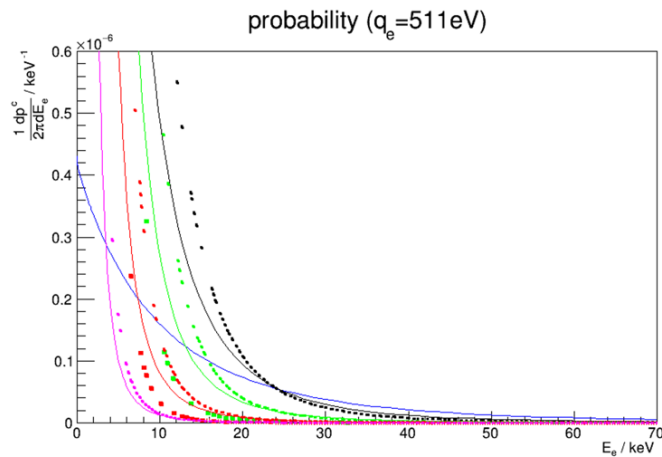


図 6.20 運動量移行が 511eV のときの K 殻電子のエネルギースペクトル [62]。青線が K 殻電子のエネルギースペクトルを表している。

のスペクトルの形にしたがって、異なるエネルギーのミグダル電子を生成した。そして特性 X 線の蛍光収率は文献値を使用した [63]。そして、これらの初期粒子を Xe 検出器の有感領域の空間 1950 cm^3 でランダムに 36285 イベント生成し、Geant4 でエネルギー損失をシミュレーションした。

Geant4 で生成粒子のエネルギー損失を見積ると図 6.21 のようになった。20 keV までの低エネルギー領域では特性 X 線が有感領域で生じたがエネルギー損失が有感領域外であったことによる、反跳原子核などの 1 つのクラスターによるエネルギー損失の分布が見られる。また、30 keV 以上では反跳原子核、特性 X 線、ミグダル電子のエネルギー損失分布が合計された分布をしている。

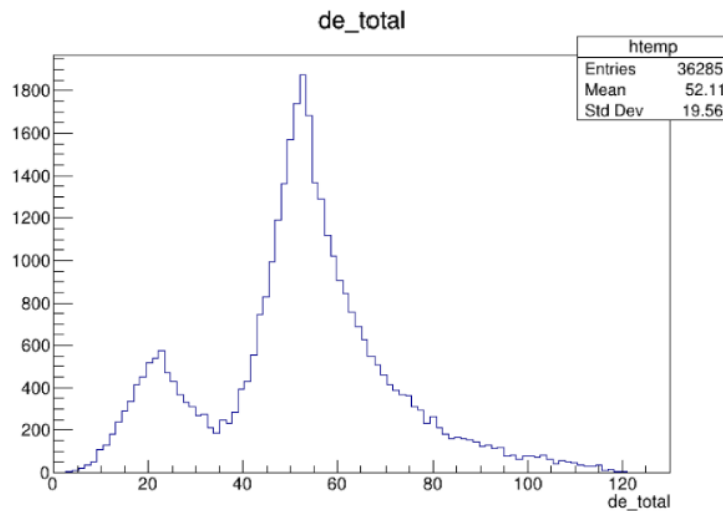


図 6.21 初期粒子のエネルギー損失分布。縦軸はカウント数、横軸はエネルギー [keV] を表している。

次に 2. について述べる。ここでは、初期粒子のエネルギー損失から電離電子を生成し、ドリフト電場に従って ELCC までドリフトさせる。そして ELCC のチャンネルマップと照合し、電離電子が入るチャンネル番号を決定する。そして、ELCC 内で EL 光を生成し、波形として出力する。以上が検出器応答のシミュレーションの概要である。電離電子を生成し電子をドリフトさせるが、このときに W 値 (22.1 eV)、Fano Factor ($F=0.13$)、そして拡散係数 ((x,y) 方向: $0.105 \text{ cm}/\sqrt{\text{cm}}$ 、z 方向: $0.030 \text{ cm}/\sqrt{\text{cm}}$) を仮定した。また、Xe 原子核についてはクエンチングも考慮した。ここでのクエンチングとは、同じエネルギーの Xe 原子核と電子がそれぞれ Xe 原子を電離させる場合に、Xe 原子核によって最終的に生じた電離電子数に対し電子によって生じた電離電子数を割った値のことを指す。電子による電離の場合と比べて Xe 原子核によって電離が引き起こされる場合、生成するイオンの密度が大きく再結合する割合が大きくなる。そのため、Xe 原子核によって生じる電離電子数は少なくなり、それ故クエンチング値は 1 より小さくなる。ガス Xe のクエンチング値は不明であるため、クエンチング値を 0.1 から 1.0 まで 0.1 刻みでそれぞれをシミュレーションした。クエンチングファクターが 100 % (クエンチングなし) の場合と 10 % の場合のそれぞれにおける生成した電離電子数の総和の分布は図 6.22、6.23 のようになった。ただし、図では W 値を用いて電離電子数からエネルギー [keV] 表示にしている。クエンチングなしの場合では初期粒子のエネルギー損失の分布と変化が見られないが、クエンチングファクター 10 % の場合では Xe 原子核のエネルギー損失に伴って生じる電離電子数が少なくなることで分布の形が変化している。

このような手順で K 殻電子の電離が伴うミグダルイベントのシミュレーションを行った。クエンチングを起こさない場合、クエンチングファクターが 10 % の場合はそれぞれ図 6.25、6.26 のようになった。

これらのエネルギースペクトルは、全てミグダル効果によるイベントをシミュレーションして得られている。しかし実際は中性子と Xe 原子が弾性散乱を起こし、そのうち K 殻電離が伴うミグダル効果の起こる分岐比にしたがってミグダルイベントが生成する。したがって、これらのエネルギースペクトルをイベントレートに変換する場合、分岐比 B_{mea} を仮定しミグダルイベントが合計 N_{mig} だけ生成するために必要な、中性子と Xe 原子との弾性散乱イベント数 N_{ela} を計算し、 N_{ela} だけの弾性散乱イベントを生成するのに必要な時間 t を求める必要がある。これらを式で表すと以下の通りとなる。ただし、 f, σ, n, V はそれぞれ中性

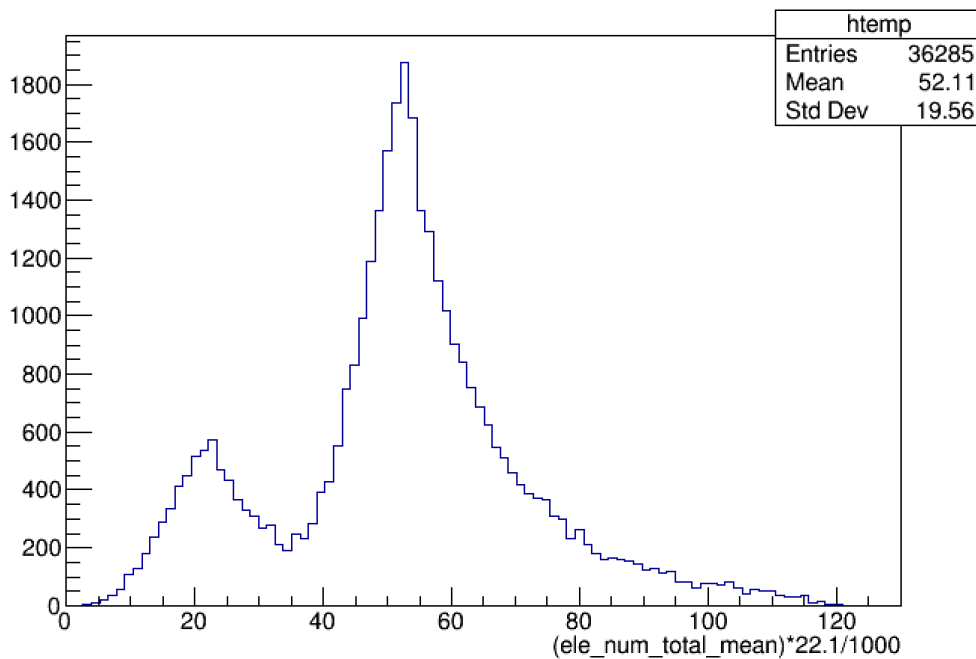


図 6.22 電離電子数の分布（クエンチングなし）。横軸は Xe ガスの W 値 22.1 eV を用いてエネルギー [keV] の表示にしている。

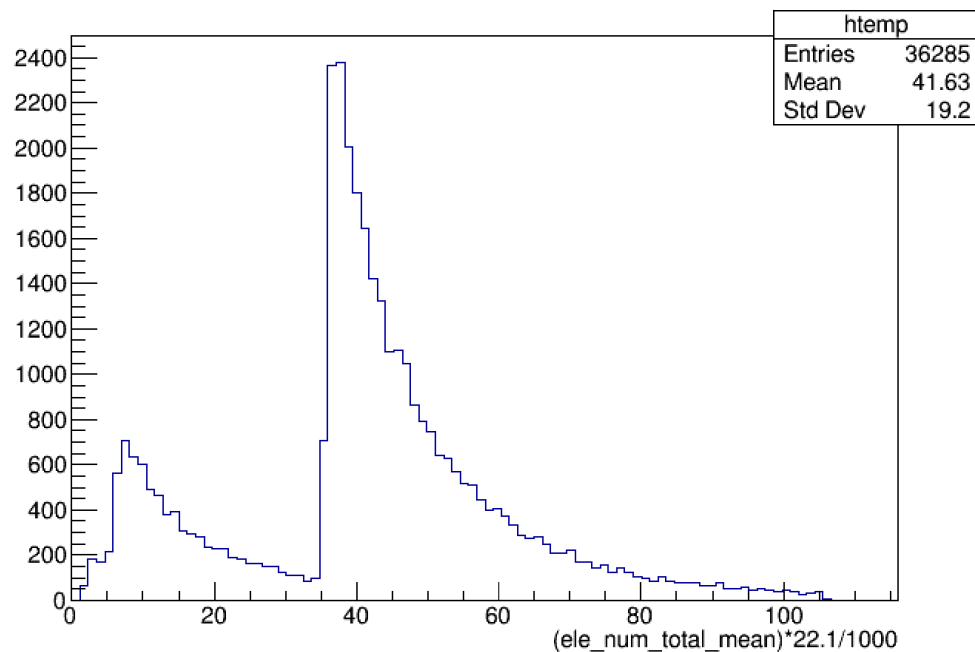


図 6.23 電離電子数の分布（クエンチングファクター 10 %）。横軸は Xe ガスの W 値 22.1 eV を用いてエネルギー [keV] の表示にしている。

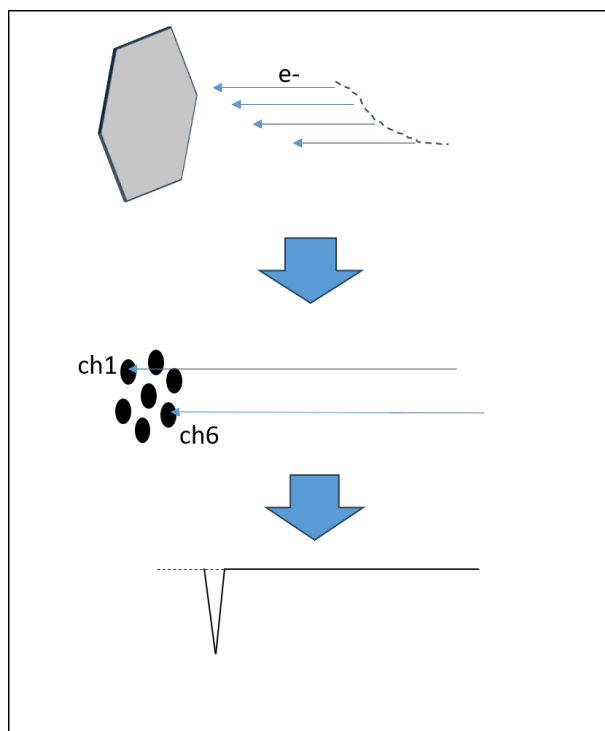


図 6.24 検出器応答のシミュレーションの概要

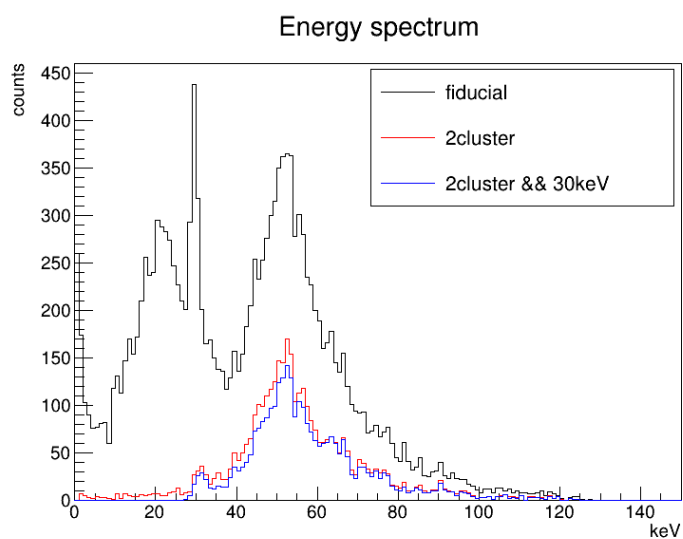


図 6.25 Xe 原子核のクエンチングがない場合のエネルギースペクトル

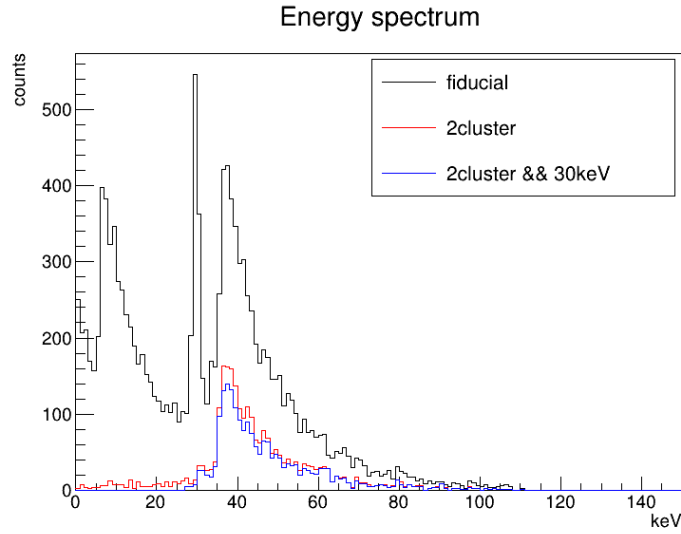


図 6.26 Xe 原子核のクエンチングファクター 10 % のエネルギースペクトル

子のフラックス、565 keV 中性子と Xe 原子の弾性散乱の反応断面積、Xe ガスの数密度、シミュレーション空間の体積を表している。また、Xe 検出器の圧力容器の蓋が 2.2 cm の SUS でできていること、また前方に厚さ 10 cm の鉛ブロックを置いていることから、565 keV が鉛と SUS に遮蔽されずに透過する透過率 T を手計算で算出した。SUS の大半が ^{56}Fe でできていることから計算では SUS ではなく ^{56}Fe の透過率を求めたが、透過率 T の計算で使用した 565 keV の中性子との鉛、 ^{56}Fe の反応断面積は JENDL-5(日本原子力研究開発機構 核データ研究グループ)[64] を参考にした。

$$N_{\text{mig}} = B_{\text{mea}} \times N_{\text{ela}} \quad (6.7)$$

$$N_{\text{ela}} = fT\sigma nV \times t \quad (6.8)$$

このシミュレーションにおいて、中性子フラックスは解析で使用した中性子ビーム ON における測定データにおける中性子フラックスの平均を採用している。また、数密度 n は Xe ガス 5 気圧の数密度 $1.35 \times 10^{20} / \text{cm}^3$ を用い、565 keV 中性子と Xe 原子の弾性散乱の反応断面積は 6 barn とした。透過率 T は 0.089 と求められた。そして前述の通り $N=36285$, $V=1950 \text{ cm}^3$ であることより、上式から分岐比 B_{mea} に応じたミグダルイベント生成時間 t を算出し、イベントレートへ変換した。すると、クエンチングなしの場合のエネルギースペクトルとクエンチングファクターが 10 % の場合それぞれのイベントレートは図 6.27、6.28 のようになった。ただし、両者ともに分岐比 B_{mea} が 1, 0.5, 0.1 の場合を重ね合わせて表示している。

6.3 ミグダル効果探索

ここでは、本実験における K 殻電子のミグダル効果の分岐比の上限を求める。そのためには、6.2 章の条件でミグダルイベントを生成する際の分岐比を理論に基づいて計算する必要がある。その分岐比 B_{mea} と B_{cal} の比 $B_{\text{mea}}/B_{\text{cal}}$ を求める。ここでの B_{mea} は 565 keV の単色中性子に対する原子核反跳事象においてミグダ

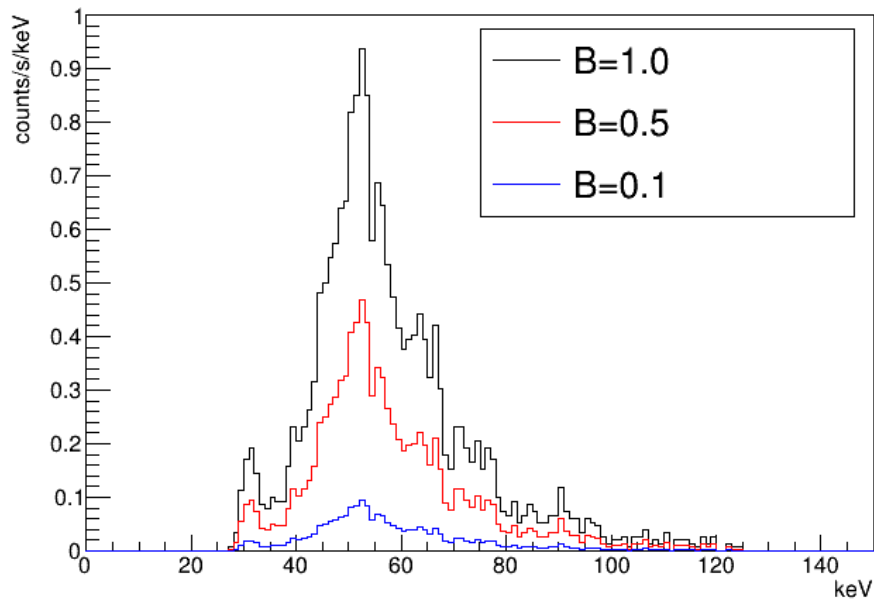


図 6.27 クエンチングなしの場合のイベントレート

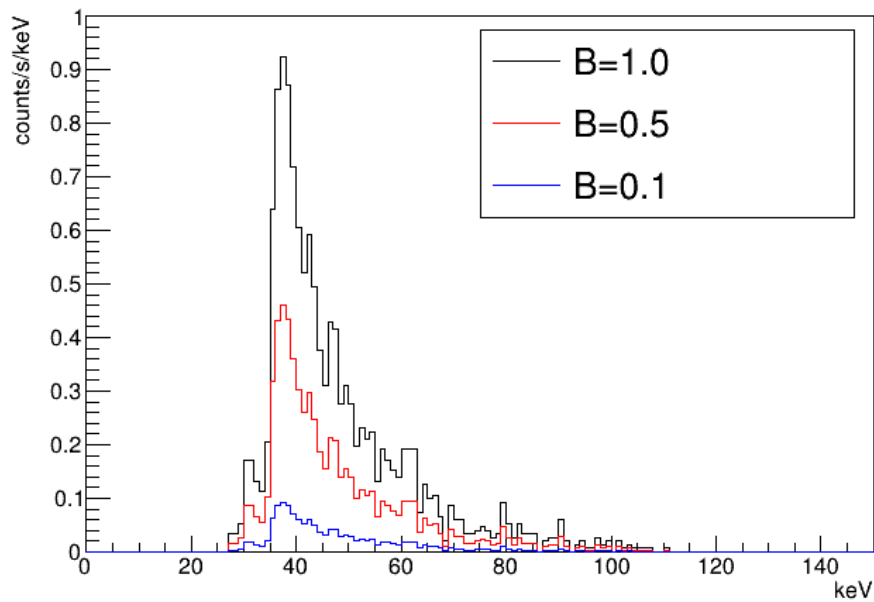


図 6.28 Xe 原子核のクエンチングファクター 10% の場合のイベントレート

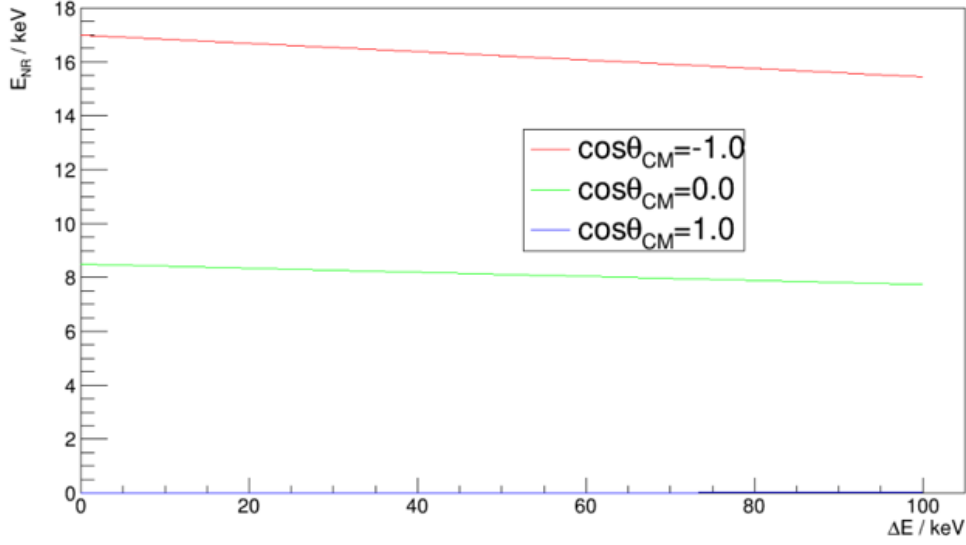


図 6.29 θ_{CM} 別の ΔE に対する E_R

ル効果が起きる分岐比であり、 B_{mea}/B_{cal} は量子力学による理論計算との比であるため、1 以下まで探索を目指す値である。

B_{cal} の計算をするにあたって、ミグダル効果による K 殻電子の電離確率 dp_{qe}^c/dE_e が反跳原子核のエネルギー E_R に比例して大きくなることに注意する。そこで、以下の式のように立式する。

$$B_{cal} = \int_0^{E_e - \max} \int_0^{17.4} \frac{1}{2\pi} \frac{dp_{qe}^c}{dE_e} \cdot \frac{1}{17.4} \frac{E_R}{E_{R0}} dE_e dE_R \quad (6.9)$$

上の式において、

$$B_{cal}(q_e = 511 \text{ eV}) = \int \frac{1}{2\pi} \frac{dp_{qe}^c}{dE_e} dE_e \quad (6.10)$$

である。また、 E_{R0} は式 (2.1) に由来し、K 殻電子への運動量移行が 511 eV (q_0) に対応する原子核反跳エネルギー $m_N q_0^2 / 2m_e^2$ である。そして、 $1/17.4$ は Xe 反跳原子核の 565 keV 中性子との最大反跳エネルギー 17.4 keV の逆数を取った規格化定数であり、弾性散乱が生じるイベント数に対してミグダルイベントが生じる確率を求めていることに由来する数である。 E_R の積分範囲は式 (2.3) により求める。式 (2.3) に関して θ_{CM} 別に ΔE に対する E_R のグラフを描画すると図 6.29 のようになる。

図 6.29 の通り、同じ ΔE では $\cos\theta_{CM}$ が大きくなるほど E_R は小さくなり、 E_R は $\cos\theta_{CM} = -1$ のときに最大値を取り、 $\cos\theta_{CM} = 1$ のときに最小値を取る。また、式 (2.2) より、ミグダル効果によって K 殻電子が自由電子として電離するためには $\Delta E > 35 \text{ keV}$ を満たさなければならない。そして、式 (2.5) より、565 keV の中性子が Xe 原子と相互作用した際の ΔE_{MAX} は 560 keV と算出できる。しかし、6.2 章で用いたミグダル効果による K 殻電子のエネルギースペクトルは伊部らの先行研究の論文に準拠しており、70 keV の時点で指数的に十分レートが小さくなっており、それ以上のエネルギーについてはデータに載っていない。そのため、 E_e の積分においては 70 keV までの範囲で積分する。以上より、 B_{cal} は以下の式を計算することで求められる。ただし、 v_n は 565 keV 中性子の速度を表す。

$$B_{cal} = \frac{1}{2\pi \times 17.4} \int_0^{70} \int_{(1-t)^2 E_{R1}}^{((1-t)^2 + 4t) E_{R1}} \frac{dp_{qe}^c}{dE_e} \cdot \frac{E_R}{E_{R0}} dE_e dE_R \quad (6.11)$$

$$t = \sqrt{1 - \frac{2\Delta E}{\mu_N v_n^2}}, \quad E_{R_1} = \frac{\mu_N^2}{2m_N} v_n^2, \quad E_e = \Delta E - 35[\text{keV}] \quad (6.12)$$

以上の式を計算することで P_{cal} を求めた。その結果、 $B_{\text{cal}} = 6.0 \times 10^{-7}$ と求まった。

次に、6.1, 6.2 節の結果から分岐比の上限値 B_{mea} を求める。分岐比 B_{mea} をパラメータとして変化させることで、90 %C.L. での分岐比の上限値を決定する。実際に上限値を決定する際は次に述べるような Toy-Monte Carlo(Toy-MC) 法を用いた。

90 %C.L. で測定結果に対しイベントレートの上限を求める必要があるが、各測定で検出効率が異なっていることやビーム ON 時のイベントレートからビーム OFF 時のイベントレートの 90 %C.L. でのイベントレートの上限を求める必要があることから、統計誤差を考慮しつつ数値的に求めることができる次の Toy-MC 法を用いた。まず、各測定データの各エネルギー bin のカウント数に対してポアソン分布を仮定し、そのカウント数 N を平均値に持つようなポアソン分布を考えた。カウント数 N のポアソン分布に対してカウント数 ν となるとき確率を $f(\nu)$ とすると、

$$f(\nu) = \frac{e^{-\nu} \nu^N}{N!} \quad (6.13)$$

となる。この分布に基づき、ある 1 つのエネルギー bin に対し各測定データのカウント数を取り出した。解析に用いたビーム ON 時の測定データ run020, run022, run024, run025, run028 およびビーム OFF 時の測定データ run017 の取り出したカウント数をそれぞれ ν_{20} , ν_{22} , ν_{24} , ν_{25} , ν_{28} , ν_{17} 、そして検出効率をそれぞれ ϵ_{20} , ϵ_{22} , ϵ_{24} , ϵ_{25} , ϵ_{28} , ϵ_{17} とすれば、ビーム ON 時の livetime の合計時間を t_{ON} 、ビーム OFF 時の livetime を t_{OFF} としたとき、イベントレート R_{poi} は以下のように得ることができる。ただし、この検出効率とは 6.1.6 節で登場した 2cluster-30keV のイベントレートへの補正ファクターの逆数のことを指す。

$$R_{\text{poi}} = \left(\frac{\nu_{20}}{\epsilon_{20}} + \frac{\nu_{22}}{\epsilon_{22}} + \frac{\nu_{24}}{\epsilon_{24}} + \frac{\nu_{25}}{\epsilon_{25}} + \frac{\nu_{28}}{\epsilon_{28}} \right) \frac{1}{t_{\text{ON}}} - \left(\frac{\nu_{17}}{\epsilon_{17}} \right) \frac{1}{t_{\text{OFF}}} \quad (6.14)$$

この操作を合計 10000 回繰り返し、あるエネルギー bin におけるイベントレート R_{poi} の分布を得た。そして、この分布に対しイベントレートの小さい bin からその bin に含まれる個数を足し上げていき、全体の個数の 9 割 (9000 個) を超えた瞬間の bin を 90 %C.L. でのイベントレートの上限値とした。こうした手法でミグダル信号領域の全エネルギー bin、25 keV から 125 keV に対して 90 %C.L. でのイベントレートの上限値を求めた。

以上の方法でクエンチング値 0.1 から 1.0 まで 0.1 刻みで上限値を求めた。また、この上限値に対して、dead チャンネルの存在による有感領域の違いとガス圧の違いに対する次のような補正を行った。まず dead チャンネルの存在による有感領域の違いについてだが、シミュレーションでは dead チャンネルの存在を仮定せずにシミュレーションしたため、fiducial 領域に違いが生じる。今回のデータ取得では dead チャンネルは 1 つあり、それに伴い本来 fiducial チャンネルにするはずであったが本実験で veto チャンネルに設定したチャンネルが 2 つある。本来の fiducial のチャンネル数が 125 であることから、実際の fiducial 領域の体積は 123/125 倍になっている。これにより、シミュレーション上で単位時間に生じるミグダル効果のイベント数は 123/125 倍になるはずである。2cluster-30keV のイベントの大きさを無視し点とみなした場合、fiducial 領域内に生じるイベントが全て fiducial イベントと判定されるため、 B_{mea} は 125/123 倍に増加すると考えられる。しかし、実際は 2cluster-30keV というイベントは K_α 線の吸収長にしたがって分布する長さだけクラスター間の距離が生じる他、クラスターごとの diffusion、そして K_α 線の光電吸収後に生じる 30 keV の電子

表 6.5 各クエンチング値における分岐比の上限值

	B_{mea}	$B_{\text{mea}}/B_{\text{cal}}$
q=0.1	2.0×10^{-1}	3.3×10^5
q=0.2	2.7×10^{-1}	4.5×10^5
q=0.3	2.0×10^{-1}	3.3×10^5
q=0.4	1.7×10^{-1}	2.8×10^5
q=0.5	1.8×10^{-1}	3.0×10^5
q=0.6	1.6×10^{-1}	2.7×10^5
q=0.7	1.9×10^{-1}	3.2×10^5
q=0.8	1.8×10^{-1}	3.0×10^5
q=0.9	3.0×10^{-1}	5.0×10^5
q=1.0	2.1×10^{-1}	3.5×10^5

の飛程といった要素により、有限の大きさを持つ。このとき、fiducial 領域の体積変化が 123/125 倍になったからといって単位時間に「fiducial イベントと判定されるイベント」の数が 123/125 倍になるわけではなく、このイベント数の変化は fiducial 領域の形状により変化すると考えられる。Toy-MC 法を用いた次のような手法でこのイベント数を見積った。まず、(x,y) 平面上に ELCC 面の本来の fiducial 領域を描き、その領域の中に veto になった領域を描画した。そこに、長さ 1 の線を生成し、4000 万回ランダムに (x,y) 平面上に落として本来の fiducial 領域に落ちた本数に対する veto になった領域に入った本数の比を求めた。このとき、長さ 1 は特性 X 線の吸収長 3.80 cm にしたがった分布による長さ l_1 と、3 次元的に生じる 2cluster の分布を (x,y) 平面上に射影する角度 θ をパラメータとした $l = l_1 \sin\theta + 0.78$ [cm] によって各試行で変化させた。ただし、第 2 項は diffusion と電子の飛程を考慮した長さである。diffusion に関しては (x,y) 平面における最大の拡散の長さが 0.332 cm であり、2 クラスタあることによって 2 倍された 0.664 cm の長さが含まれている。そして、電子の飛程に関しては K_{α} 線が光電吸収された際に生じる 30 keV の電子の飛程 0.12 cm が加味されている。このような手法で、diffusion の大きさを最大値に固定した、2cluster-30keV のイベントの大きさを大きく取った場合における、単位時間に fiducial イベントと判定されるイベント数の変化を見積った。そして、このイベント数の変化とイベントの大きさを点とらえた場合における、単位時間に fiducial イベントと判定されるイベント数の変化 123/125 倍という値を平均した値を、2cluster-30keV イベントの典型的な大きさにおける、単位時間に fiducial イベントと判定されるイベント数の変化のファクターと考える。そして、その逆数を上で求めた分岐比の上限値の補正として乗じる。次にガス圧の違いについてだが、ガス気圧がちょうど 5 気圧ではなく、実際には 4.7 気圧ほどであったことも分岐比の上限值に影響する。シミュレーションでは 5 気圧と仮定したため、シミュレーション空間の Xe 原子数が 4.7/5 倍に減少する。シミュレーション上で単位時間に生じるミグダル効果のイベント数も 4.7/5 倍になるはずであるから、これを加味すると B_{mea} は 5/4.7 倍に増加すると考えられる。以上の 2 つを加味した分岐比の上限值 B_{mea} は表 6.5 のようになった。また、クエンチング値が 1.0, 0.1 の 2 つの場合について、それぞれイベントレートの様子を図 6.30, 6.31 に示した。クエンチング値により感度を持つエネルギー領域が異なり、それにより分岐比の値が変化していることが分かる。また、表 6.5 の通りクエンチング値が 0.6 のときに分岐比の上限值が最小となり、クエンチング値が 0.9 のときに分岐比の上限值が最大となった。それぞれの場合を重ね合わせたイベントレートの様子を図 6.32 に示す。

また、系統誤差について考える。系統誤差として考えられるのは Xe 検出器の位置のずれや中性子フラック

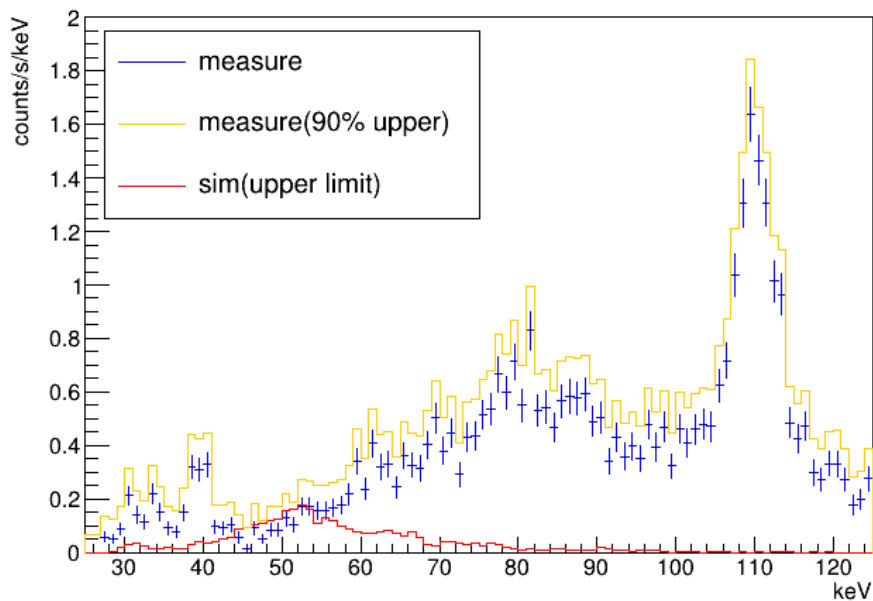


図 6.30 クエンチングなしの場合のイベントレート。青が測定で得られたイベントレート、黄がその 90% C.L. の上限、そして赤が分岐比 B_{mea} の上限値のときのシミュレーションのイベントレートを表している。

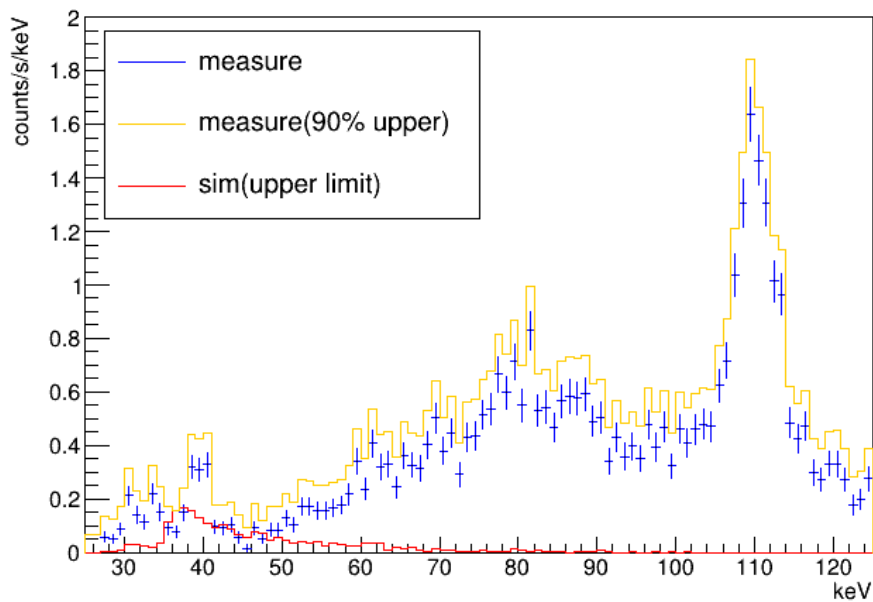


図 6.31 クエンチングファクターが 10% の場合のイベントレート。青が測定で得られたイベントレート、黄がその 90% C.L. の上限、そして赤が分岐比 B_{mea} の上限値のときのシミュレーションのイベントレートを表している。

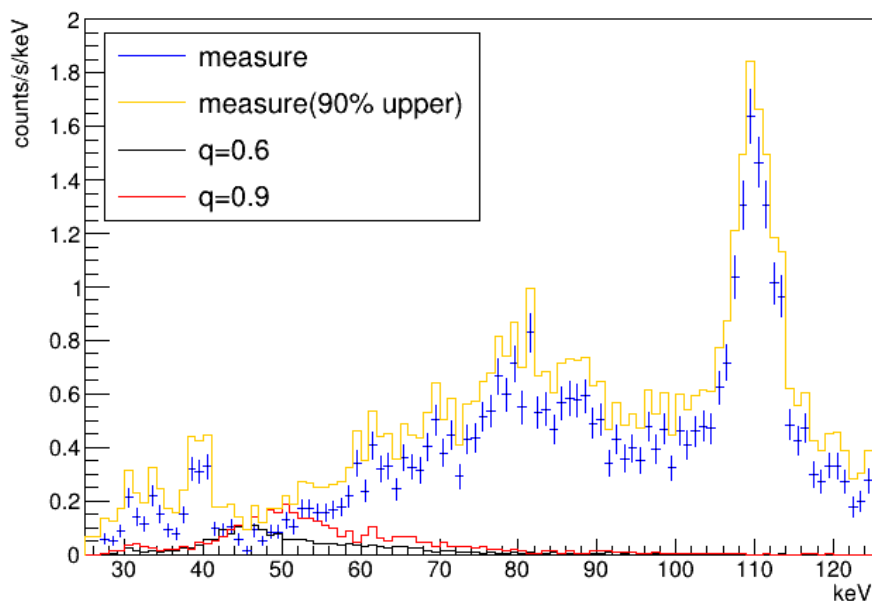


図 6.32 クエンチングファクターが 60%, 90% の場合のイベントレート。それぞれ分岐比の上限値を取った際のイベントレートを表示している。

表 6.6 分岐比の上限値 B_{mea} に対する系統誤差

系統誤差の内訳	B_{mea} に対する割合
Xe 検出器の位置のずれ	$\pm 0.2\%$
dead チャンネルの存在	$\pm 0.2\%$
ガス圧の違い (4.7 ± 0.05 atm)	$\pm 1.1\%$

測定の際に使用したボナーボール型中性子検出器の位置のずれにより、Xe 検出器の地点での中性子フラックスが実際と異なっている場合がまず考えられる。両者ともに位置のずれを 1 mm とすると、ともにビーム口から 1 m の地点に置いていたことから、位置のずれを考慮した中性子フラックスは、 (1 ± 0.002) 倍となると考えられる。次に、dead チャンネルの存在による有感領域の違いに由来する系統誤差が考えられる。分岐比の上限値の補正においては、2cluster-30keV のイベントの大きさを 0 とみなした場合と大きく取った場合の 2 つを考え、両者の単位時間に fiducial イベントと判定されるイベント数の変化の平均を採用して補正している。したがって、この平均値からの両者のずれを系統誤差として評価する。さらに、圧力計の精度により、 ± 0.05 atm の幅だけガス気圧のずれが見込まれるため、この系統誤差も考慮した。以上の dead チャンネルの存在、およびガス気圧による系統誤差を加味すると、分岐比 B_{mea} の値は表 6.6 のようになった。

以上の結果から、本実験では分岐比 B_{mea} 、および理論計算によって算出される分岐比との比 $B_{\text{mea}}/B_{\text{cal}}$ の上限を様々なクエンチング値を仮定して求めることができた。

今回調べきれなかった系統誤差に関わる要因として中性子のフラックスを求めるのに使用した陽子加速器の電流値 Current Integrator の精度や livetime の時間計測の精度なども考えられる。また、Xe 原子核のクエンチングファクターの値によって感度を持つエネルギー領域が異なることを確認した。今回は様々なクエンチン

グファクターで分岐比 B_{mea} の値も調べたが、クエンチングの測定自体も行う必要がある。

第7章

今後の課題・展望

7.1 γ 線 BG

6章の結果から、Xeの原子核反跳に伴ったK殻電子の電離が伴うミグダル効果の分岐比の理論値と、本実験の測定による分岐比の上限値には大きく差がある状況である。したがって、原子核反跳に伴ったミグダル効果を観測するためにはこの差を小さくしていく必要がある。中村らによる先行研究 [43] によれば、 (n, γ) 反応による γ 線が支配的になることが予想されている。また、今回の測定において Xe 検出器の ELCC に用いられている PTFE での $^{19}\text{F}(n, n'\gamma)$ [65] により 110 keV の γ 線が観測されたが、これはミグダル信号のエネルギー領域に入る γ 線 BG となる。したがって、こうした γ 線 BG を削減することが今後の課題である。

今回の測定において、Xe 検出器によって測定されたイベントレートのうち γ 線 BG がどれほど占めているのかを見積りたい。そこで、中性子ビーム試験の際に用いた BGO シンチレータでの測定結果から大雑把に見積る方法を考えた。BGO シンチレータでは 200 keV 以上の γ 線を測定できており、Xe 検出器では 300 keV までの γ 線を測定できている。したがって、200 keV から 300 keV までのエネルギー範囲で BGO シンチレータ、Xe 検出器それぞれで測定されたイベントレートを比較する。そのために、以下の仮定を置いて Xe 検出器で測定されたイベントレートのうちに占める γ 線 BG の量を見積ることとした。

1. Xe 検出器と BGO シンチレータには同じ割合で γ 線が入ってくるものとする
2. BGO シンチレータによって測定されたイベントレートが全て γ 線によるものという仮定
3. 比較するエネルギー領域では BGO, Xe 原子ともに光電効果を起こしたものとする

1. についてだが、Xe 検出器と BGO シンチレータの位置が 20 cm 程度離れていることや、Xe 検出器や BGO シンチレータに使われている材質から発生する γ 線などが影響してくると考えられるが、今回はオーダー計算のためこれらの違いは省略して計算した。

2. についてだが、BGO シンチレータが γ 線以外に検出するものとして、中性子ビームを照射していたことから BGO との弾性散乱によるイベントが考えられる。BGO のうち最も軽い元素は O であり、その最大反跳エネルギーは 565 keV 中性子との弾性散乱においては 125 keV となる。これは、BGO シンチレータが測定したエネルギーの閾値 200 keV を下回っている。そのため、中性子との弾性散乱イベントは観測されないと考え、BGO シンチレータが観測したイベントは γ 線によるものとみなした。

3. についてだが、本来は Unfolding という手法を用いて、検出器へ入射した γ 線が作るエネルギースペクトルをコンプトン散乱による連続成分も考慮して求める必要がある。今回は Xe 検出器で測定したうちの γ 線 BG の量をオーダー単位で見積ることを目的とし、今回はコンプトン散乱の連続成分がより高エネルギーな

ガンマ線によることに起因する断面積の違いをないものとして計算した。

以上の仮定のもと、Xe 検出器での測定における γ 線 BG の割合を推測する。方法として、まず BGO シンチレータ、Xe 検出器それぞれで 1 本の γ 線を検出する検出効率 P_{BGO} 、 P_{Xe} を調べた。そして、BGO で観測された 200keV から 300 keV までの γ 線のイベントレートを R_{BGO} とすると、Xe 検出器における 200 keV から 300 keV までの γ 線イベントレートの推測値 R'_{Xe} は、BGO 結晶と Xe 検出器それぞれの表面積を S_{BGO} 、 S_{Xe} とすれば、

$$R'_{\text{Xe}} = R_{\text{BGO}} \times \frac{P_{\text{Xe}}}{P_{\text{BGO}}} \times \frac{S_{\text{Xe}}}{S_{\text{BGO}}} \quad (7.1)$$

と書ける。この R'_{Xe} を Xe 検出器で測定された 200 keV から 300 keV までのイベントレート R_{Xe} と比較することにした。

まず、検出効率を考える。光電吸収による質量減弱係数は、BGO では 200keV の γ 線に対して $0.60 \text{ cm}^2/\text{g}$ 、300 keV の γ 線に対して $0.21 \text{ cm}^2/\text{g}$ である [66]。また、Xe では 200 keV の γ 線に対して $0.25 \text{ cm}^2/\text{g}$ 、300 keV の γ 線に対して $0.08 \text{ cm}^2/\text{g}$ である [66]。ここで、質量減弱係数に関して、200 keV と 300 keV の質量減弱係数の平均を取り、200 keV から 300 keV においてその平均を取った質量減弱係数で γ 線が光電吸収されるというように近似をする。すると、BGO と Xe それぞれで平均を取った質量減弱係数は $0.41 \text{ cm}^2/\text{g}$ 、 $0.17 \text{ cm}^2/\text{g}$ となる。使用した BGO シンチレータの大きさは $\phi 2' \times 1'$ の円筒型のサイズであり、密度は $7.13 \text{ g}/\text{cm}^3$ である。したがって、1 本の γ 線が BGO 結晶内で光電吸収される割合を考えると、BGO 結晶 1 インチを通過する場合を考えて、

$$P_{\text{BGO}} = 1 - e^{-0.41 \times 7.13 \times 2.54} = 0.999 \quad (7.2)$$

となる。一方、Xe 検出器の大きさを $\phi 20 \times 10 \text{ cm}^3$ の円筒型とみなせば、5 気圧の Xe ガスの密度は $2.9 \times 10^{-2} \text{ g}/\text{cm}^3$ であるため、Xe 検出器 10 cm を通過する場合を考えれば、

$$P_{\text{Xe}} = 1 - e^{-0.17 \times 0.029 \times 10} = 0.048 \quad (7.3)$$

となる。

ここで、ビーム OFF のデータを差し引いた、BGO シンチレータ、Xe 検出器 (fiducial) のイベントレートは図 7.1、7.2 のようになった。ただし、ここで表示している Xe 検出器の fiducial カットをしたイベントレートについてだが、6.1.5 節で述べたアクシデンタルイベントによる検出の影響を考えると、厳密には各クラスター数 m ごとに $N_{(m-1)}^{\text{acci}}$ と N_m^{acci} を求める必要があり煩雑である。そこで、アクシデンタルなイベント数は少ないとみなし、この影響は考えなかった。そのため、veto の hit によって図 7.1 の通り、BGO シンチレータでのイベントレート R_{BGO} は $65 \text{ count}/\text{s}$ ほどである。したがって、Xe 検出器における 200 keV から 300 keV までの γ 線イベントレートの推測値 R'_{Xe} は、式 (7.1) より、 $120 \text{ count}/\text{s}$ と求められる。これは、図 7.2 を見ると $R_{\text{Xe}} < R'_{\text{Xe}}$ であり、実際に R_{Xe} は $21 \text{ count}/\text{s}$ であった。 γ 線 BG の予測値が実際の測定スペクトルの 200 keV から 300 keV のイベントレートを上回ったのは上記の仮定・近似によるものと思われるが、この議論から少なくとも大半が γ 線 BG によるものと推測できる。

したがって、原子核反跳に伴うミグダル効果を観測するには γ 線 BG の削減が今後求められる。そのために ELCC に用いている素材を PTFE ではない別の素材にするなどが改善案として考えられる。また、 ^{134}Xe や ^{136}Xe を濃縮した Xe ガスを使用することも重要である。 ^{129}Xe は中性子と非弾性散乱を起こして 40 keV と 120 keV の γ 線を生じる [43]。また、 ^{131}Xe は 80keV の γ 線を生じる [43]。一方で、 ^{134}Xe や ^{136}Xe は γ 線

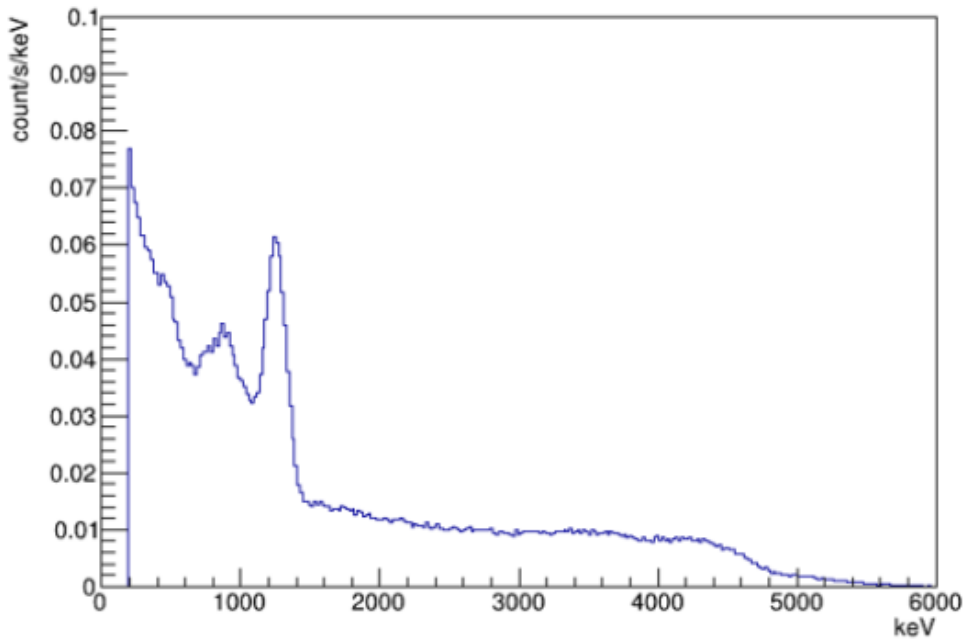


図 7.1 BGO シンチレータでのイベントレート

BG をほとんど生じない。したがって、 ^{134}Xe や ^{136}Xe を濃縮した Xe ガスを使用することで γ 線 BG を削減できる。他にも γ 線源を特定する取り組みも必要である。これに加え、AIST の壁や床、検出器の構造物などを正確にシミュレーションツールに組み込み (n, γ) によるイベントレートをシミュレーションすることも必要であると考えられる。

7.2 10MeV 単色中性子の照射

原子核反跳に伴ったミグダル効果を観測するために、そのイベント事象を増やすことも重要である。式 6.11、6.12 と、 $B_{\text{cal}} = 6.0 \times 10^{-7}$ より、今回の中性子ビーム試験において生じていたと予想されるミグダル効果のイベント数を求めると、0.03 counts/s と得られた。このことから、ミグダル効果のイベント事象の統計数が足りなかったことが推測される。したがって、イベント事象を増やす取り組みを行うことが必要である。そのために、よりエネルギーの高い中性子を利用することは重要である。中性子のエネルギーが仮に 2 倍になった場合、取りうる反跳原子核のエネルギー範囲は 2 倍になり、単位エネルギーにおける反跳原子核のイベントレートは 1/2 倍になる。そして、ミグダル効果の生じる確率は、電子の運動量移行の 2 乗に比例することと、式 2.12 より、原子核反跳エネルギーに比例して大きくなるため、最終的に原子核反跳に伴ったミグダル効果の起きるイベント事象は、同じ中性子フラックスならば 2 倍に増える。本実験で使用した AIST の中性子エネルギーは 565 keV であるのに対し、CYRIC で使用できる中性子のエネルギーは 10 MeV であることから、同じ中性子フラックスの場合に約 18 倍ほど原子核反跳に伴ったミグダル効果のイベント事象が得られると考えられる。ゆえに、より高いエネルギーの中性子を利用することは有益であり、CYRIC の 10 MeV 単色中性子を使用することでより原子核反跳に伴ったミグダル効果のイベント事象が生成されることが期待できる。この他、Xe 検出器の大質量化や livetime を増やすこともイベント事象の統計量を増やすために有効と考

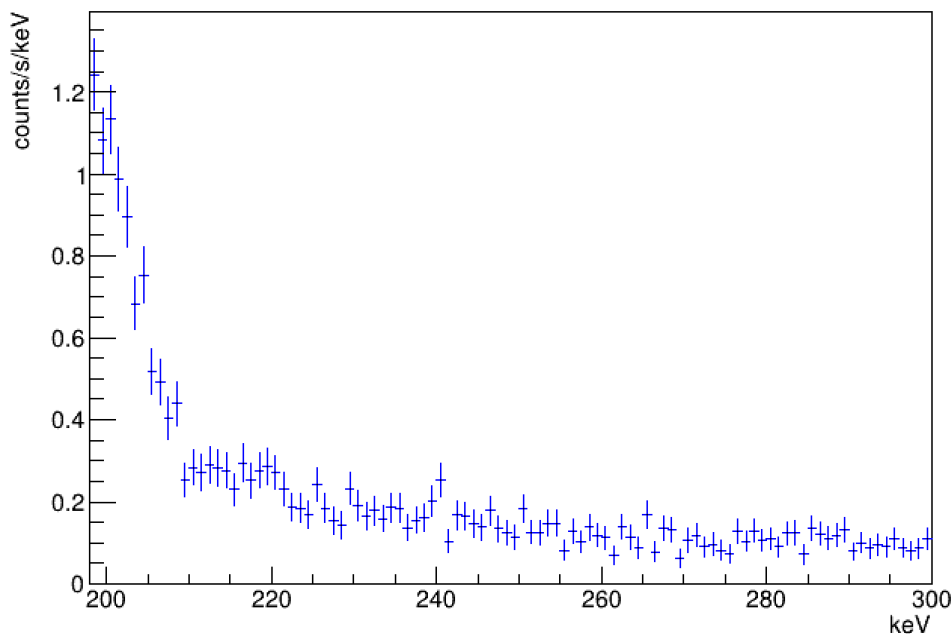


図 7.2 Xe 検出器での fiducial カットをしたイベントレート

えられる。

7.3 クエンチング測定

6章で確認した通り、クエンチング値によって感度を持つエネルギー領域が異なり、それに伴い分岐比の上限值が変化した。今回は様々なクエンチングファクターを仮定してシミュレーションし、分岐比の上限值を求めた。しかし、正確に分岐比の上限值を決定するためにはガス Xe 原子のクエンチングを測定することが必要である。今回の測定においても 3 keV 程度までのエネルギー領域に反跳原子核の弾性散乱に伴う連続成分のような構造が確認できるが、このエッジが原子核反跳の最大反跳エネルギーを反映しているならばクエンチングは 0.17 程度ということになる。また、SRIM(The Stopping and Range of Ions in Matter)[67]を用いて、17.4 keV の Xe^+ を 5 atm 中の Xe ガス中に 1000 回入射させ、電離に使われるエネルギーの割合をシミュレーションした。その結果、電離に使われるエネルギーの割合は 11.88 % と見積られた。したがって、17.4 keV の Xe 原子核が入射すると、その 11.88 % である 2.1 keV だけ電離に使われることになる。Xe の電離ポテンシャルは 12.13 eV[50] より、17.4 keV の Xe 原子核が入射すると 170 個のイオン-電子対が生成することになる。このことから、W 値が 22.1 eV より、クエンチング値 q は $q = 170 / (17.4 \times 10^3 / 22.1) = 0.216$ と求まる。これは、今回の測定結果から予測されるクエンチング値に近い。しかし、1 点のエネルギーのみでの測定では信頼性が低いため、もっと高い別のエネルギーの中性子を用いてこのエッジの観測を行うことが有益である。たとえば、10 MeV の中性子を照射した場合に Xe 原子核の最大反跳エネルギーは 300 keV ほどになるが、クエンチングファクターが 10 % と仮定した場合に 30 keV まで続く反跳原子核の連続成分が観測できるはずである。この連続成分の最大エネルギーと Xe 原子核の弾性散乱の最大エネルギーを比較することでクエンチング値を求めることができる。

run020_day2_spectrum

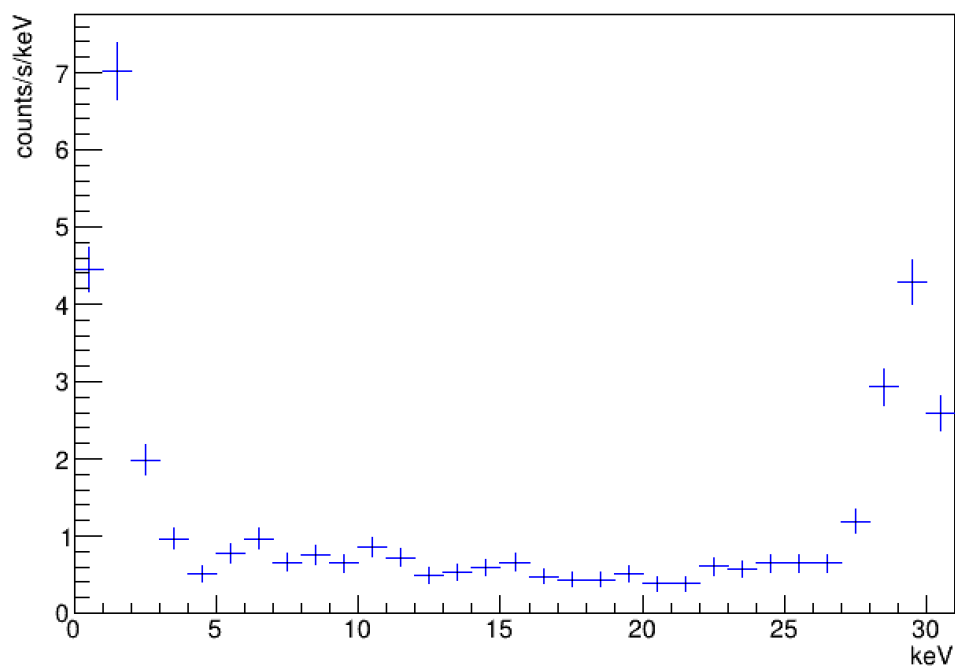


図 7.3 30 keV までの fiducial カットをしたイベントレートスペクトル (run020)

第 8 章

結論

闇黒物質は様々な実験的証拠から存在が裏付けられており、闇黒物質の探索のため世界各地で様々な手法を用いて実験が行われている。その手法のうち、原子核反跳を伴ったミグダル効果を用いた方法が注目を集めており、この方法が闇黒物質探索に運用されれば低質量領域で感度が飛躍的に向上される。しかし、現時点で原子核反跳に伴ったミグダル効果は実験的に観測されておらず、まずはこのミグダル効果を実験的に観測することが求められている。

原子核反跳に伴ったミグダル効果を観測するため、K 殻電離によって生じる 2cluster 信号を Ar ガスや Xe ガスを封入した位置感度のある希ガス検出器によって検出することが考案された。この方法では、中性子との弾性散乱によって生じる反跳原子核、および追加で生じる K 殻電子の電離の信号を 1 つ目のクラスターとし、K 殻電離に伴って生じる特性 X 線の信号を 2 つ目のクラスターとして、この 2 つのクラスターを観測するというものである。こうした手法で原子核反跳に伴ったミグダル効果を探索するにはエネルギーに加えてクラスターの情報を得る必要があるため、位置感度を持つガス検出器が探索に適している。

東北大学では 5 気圧の Xe ガスを用いたガス検出器を使用している。Xe ガス検出器の特徴として、ELCC 内で線形増幅を起こし、その EL 光を読み出すという点が挙げられる。この特徴により高いエネルギー分解能が得られている。本実験においては、エネルギーが 30 keV である K_{α} 線を測定した結果 10%(FWHM) のエネルギー分解能が得られた。

原子核反跳に伴ったミグダル効果の探索のため、2022 年 4 月に 565 keV の中性子を用いたビーム試験を行った。その結果、2 つのクラスターが生じ、かつ片方のクラスターのエネルギーが 30 keV であるという条件を満たすイベントが観測され、そのイベントレートを得ることができた。また、Xe の反跳原子核、K 殻のミグダル電子、特性 X 線、そして脱励起に伴うオージェ電子の 4 つの初期粒子を仮定し、各粒子のエネルギー損失および検出器応答のシミュレーションを行い、ミグダル信号のモデルを生成した。そして、ミグダル信号モデルに K 殻電子の電離が伴う分岐比を仮定することでイベントレートに変換し、分岐比をパラメータとして変化させながらイベントレートの測定結果と比較することで分岐比の上限値を 90 %C.L. で求めた。その結果、理論によって予想される分岐比に対して 5 桁ほど大きい上限値となった。

本実験では、反跳 Xe 原子核のクエンチング値を 0.1 から 1.0 まで 0.1 刻みで上限値を調べたが、Xe 原子核のクエンチングファクターが不明であるため、クエンチング測定を行いクエンチングファクターを得る必要がある。そして、この実験結果には γ 線バックグラウンドが大きく影響していると考えられる。BGO シンチレータによる γ 線測定の結果から、Xe 検出器での測定イベントレートのうち大半が γ 線バックグラウンドによるものだろうことが推測された。したがって、ELCC の素材の変更、およびその他の γ 線源の特定など、 γ 線バックグラウンドの削減が必要である。また、産業技術総合研究所の壁や床、検出器の構造物などを正確に

シミュレーションツールに組み込み (n, γ) によるイベントレートをシミュレーションすることも必要である。他にも、CYRIC での 10 MeV の中性子のビーム照射も有用であると考えられる。こうした取り組みにより分岐比の上限値の向上、ひいては原子核反跳に伴ったミグダル効果の初観測を達成することが期待される。

謝辞

この修士論文の執筆に至るまで、修士2年間のみならず学部時代から様々な方々にお世話になりました。ここに感謝の意を表したいと思います。

まず、素粒子実験研究室のスタッフの皆様にお世話になりました。中村輝石助教授には学部時代の研究から様々な場面でご指導いただきました。最初は本当に右も左もわからなかった私ですが、研究のあらゆることを根気強く教えていただき、そのおかげでなんとか研究を進めていくことができたと感じております。また、フレンドリーに接していただいたおかげで研究についての相談などを気兼ねなくすることができてよかったですと感じています。実験で遅くなり終バスの時間を過ぎてしまった際に家まで送ってくださった件は今でも感謝しきれません。そして何より、ミグダル効果探索という魅力的かつ壮大なプロジェクトに参加させていただいたこと、本当にありがとうございました。市川温子教授にはゼミやミーティングなどの場でご指導いただきました。研究進捗の発表をした際に様々なコメントやアドバイスをいただき、よりこの研究を良いものにすることができたと思っています。また、学食でカレーばかり頼む私を面白がっていただいたりなど、親しく接していただき嬉しく思っております。佐貫智行准教授にもゼミなどでお世話になりました。学部時代にゼミを担当していただきましたが、ゼミで学んだことが本研究につながるものが多く、非常に為になったと感じております。ベルンス・ルカス助教授にもプログラミング関係のゼミなどでお世話になりました。秘書の大堂佐江子さんには出張などの手続きなどで非常にお世話になりました。研究室のバドミントン大会の決勝で熱い戦いをしたことは良い思い出となっております。

素粒子実験研究室以外の方とも研究活動を通じてお世話になりました。まず MIRACLUE の皆様にお世話になりました。神戸大学の身内賢太郎准教授にはミーティングなどで様々なコメント・アドバイスをいただきました。研究会に向けた発表スライドがなかなか上手く作れず精神的にも困窮していた私に、もっと自信を持ってという言葉をいただき非常に救われました。同じく神戸大学の東野聡研究員にもミーティングの中でアドバイスをいただきました。出張などでお会いした際に明るく接していただいたおかげで楽しく実験ができました。AXEL の皆様にもお世話になりました。吉田将さんには本研究の中性子ビーム試験の際に手伝っていただきました。菅島文悟さんには Xe 検出器のシミュレーションについて教えていただきました。その他、東京大学宇宙線研究所の伊部昌宏准教授には migdal 計算についてご教示いただきました。

また、素粒子実験研究室の学生の皆様にもお世話になりました。秋山さんには Xe 検出器について教えていただいたり、CYRIC でのビーム試験の際に手伝っていただいたりなど、様々な場面で手を差し伸べていただきました。同期の若林大貴くん、分からないことを聞いたりしても嫌な顔一切せず親切に教えてくれたり、また時には研究の合間に雑談の相手になってくれたり、本当にありがとうございました。同じく同期の笠間奏平くん、修士2年の途中から KEK の方に行ってしまうと寂しかったですが、久しぶりに会って話せてよかったです。そして何より、若林くんと笠間くんの2人から日々刺激をもらい、研究に対するモチベーションを高く持つことができたと感じております。学部時代を含め3年間、共に過ごすことができて本当に良かったと

思っております。MIRACLUE のメンバーになった後輩の矢野清志朗くん、MIRACLUE の後輩ができて嬉しかったです。色々大変な時期があると思いますが、頑張ってください。その他、研究室のメンバーの皆様にも様々な場面でお世話になり、感謝しております。

最後に、今までの学生生活を支えてくださった皆様、特に私の意思を尊重してこれまでの道を選択させてくれた両親に感謝の意を表したいと思います。ありがとうございました。

参考文献

- [1] Rubin, V. C. ; Ford, W. K., Jr. ; Thonnard, N., "Extended rotation curves of high-luminosity spiral galaxies. IV. Systematic dynamical properties, Sa \rightarrow Sc.", *Astrophysical Journal*, Vol. 225, pp. 107-111, 1978
- [2] NASA, "CHANDRA X-RAY OBSERVATORY", <https://chandra.harvard.edu/photo/2006/1e0657/>
- [3] D. Clowe, M. Bradac, A. H. Gonzalez, et al., "A direct empirical proof of the existence of dark matter", *The Astrophysical Journal*, Vol.648, pp.109 – 113, Aug 2006
- [4] N. Aghanim, et al., "Planck 2018 results I. Overview and the cosmological legacy of Planck", *Astronomy & Astrophysics* Vol 641 (2020) 56
- [5] S. Alam, et al., "Completed SDSS-IV extended Baryon Oscillation Spectroscopic Survey: Cosmological implications from two decades of spectroscopic surveys at the Apache Point Observatory", *Phys. Rev. D* 103, 083533 (2021)
- [6] R. A. Knop, et al., "New Constraints on Ω_M , Ω_Λ , and w from an Independent Set of 11 High-Redshift Supernovae Observed with the Hubble Space Telescope", *Astrophys. J.*, 598, :102-137, 2003
- [7] R. H. Cyburt, et al., "Big bang nucleosynthesis: Present status", *Rev. Mod. Phys.* 88 (2016) 015004
- [8] E. Aprile, J. Aalbers, F. Agostini, et al., "Search for Light Dark Matter Interactions Enhanced by the Migdal Effect or Bremsstrahlung in XENON1T", *PHYSICAL REVIEW LETTERS* 123, 241803, 2019.
- [9] J. Aalbers, et al., "First Dark Matter Search Results from the LUX-ZEPLIN (LZ) Experiment", *Phys. Rev. Lett.* 131, 041002, July 2023
- [10] Yue Meng et al., "Dark Matter Search Results from the PandaX-4T Commissioning Run", *Phys. Rev. Lett.* 127, 261802, Dec 2021.
- [11] P. Agnes, et al., "Direct Search for Dark Matter with DarkSide", *J. Phys.: Conf. Ser.* 650 012006, 2015.
- [12] R. Bernabei et al., "Results from the DAMA/LIBRA experiment", *J. Phys.: Conf. Ser.* 203 012003, 2010.
- [13] G. Adhikari, et al., "Strong constraints from COSINE-100 on the DAMA dark matter results using the same sodium iodide target", *Science Advance*, Vol.7, Issue 46, 2021.
- [14] Giulia D'Imperio, et al., "Dark matter search with the SABRE experiment", *J. Phys.: Conf. Ser.* 1342 012060, 2020.
- [15] K. Fushimi, et al., "PICOLON dark matter search project", *J. Phys.: Conf. Ser.* 2156 012045,

2021.

[16] R. Agnese et al., "First Dark Matter Constraints from a SuperCDMS Single-Charge Sensitive Detector", Phys. Rev. Lett. 121, 051301, Aug 2018.

[17] A. H. Abdelhameed et al., "First results from the CRESST-III low-mass dark matter program", Phys. Rev. D 100, 102002, Nov. 2019.

[18] Guillaume Giroux, "Search for Dark Matter with the PICO-500 Experiment", J. Phys.: Conf. Ser. 2156 012068, 2021.

[19] Ben Morgan, "DRIFT: a directionally sensitive dark matter detector", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Volume 513, Issues 1 – 2, pp.226-230, Nov. 2003.

[20] Kiseki Nakamura, et al., "NEWAGE - Direction-sensitive Dark Matter Search Experiment", Physics Procedia, Vol. 61, pp. 737-741, 2015

[21] N. Di Marco and for the NEWSdm Collaboration, "NEWSdm: an emulsion-based directional Dark Matter experiment", J. Phys.: Conf. Ser. 1056 012018, 2018.

[22] M. J. Dolan, "Directly Detecting Sub-GeV Dark Matter with Electrons from Nuclear Scattering", Rev. Lett. 121 (2018) 101801

[23] Di Huang et al, "Search for Dark-Matter – Nucleon Interactions with a Dark Mediator in PandaX-4T", Phys. Rev. Lett. 131, 191002 (2023)

[24] P. Agnes et al., "Search for Dark-Matter – Nucleon Interactions via Migdal Effect with DarkSide-50", Phys. Rev. Lett. 130, 101001 (2023)

[25] M. F. Albakry et al., "Search for low-mass dark matter via bremsstrahlung radiation and the Migdal effect in SuperCDMS", Phys. Rev. D 107, 112013 (2023)

[26] G. Adhikari et al., "Searching for low-mass dark matter via the Migdal effect in COSINE-100", Phys. Rev. D 105 (2022) 042006

[27] O. Adriani, Y. Akaike, K. Asano, et al., "Direct Measurement of the Spectral Structure of Cosmic-Ray Electrons+Positrons in the TeV Region with CALET on the International Space Station", Phys. Rev. Lett. 131, 191001, Nov 2023.

[28] CERN, <https://www.home.cern/>

[29] V. Khachatryan, A.M. Sirunyan, A. Tumasyan, et al., "Search for new phenomena in monophoton final states in proton – proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV", Physics Letters B, Vol. 755, pp.102-124, Apr 2016.

[30] A. Marciانو, A. Addazi, et al., "WIMP Dark Matter Searches With the ATLAS Detector at the LHC", MINI REVIEW article, Front. Phys., 17 May 2019.

[31] T. M. Undagoitia and L. Rauch, "Dark matter direct-detection experiments", J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 43 013001, Dec 2015.

[32] 共著：ア・ベ・ミグダル、ヴェ・ペ・クライノフ、訳：岩崎 与世夫. 量子力学の近似的方法 —物理現象へのアプローチ. 株式会社総合図書. 1973

[33] A.Migdal, "Ionizatsiya atomov pri α -i β - raspade", ZhETF, 11, 207-212 (1941).

[34] A.Migdal, "Ionizatsiya atomov pri yadernykh reaktsiyakh", ZhETF, 9, 1163-1165 (1939)

[35] R. Bernabei, et al., "On electromagnetic contributions in WIMP quests", Inter. J. Mod. Phys. A

22 19 (2007) 3155-3168.

[36] M. S. Rapaport, F. Asaro, and I. Perlmant, "K-shell electron shake-off accompanying alpha decay*", Physical Review C, Vol.11, No. 5, May 1975.

[37] M. S. Rapaport, F. Asaro, and I. Perimant, "L- and M-shell electron shake-off accompanying alpha decay*", Physical Review C, Vol.11, No. 5, May 1975.

[38] F. Boehm and C. S. Wu, "Internal Bremsstrahlung and Ionization Accompanying Beta Decay*", Physical Review, Vol. 93, No. 3, Feb 1954.

[39] E. E. Berlovich, L. M. Kutsentov, and V. G. Fleisher, "Investigation of the "Jolting" of electron shells of oriented molecules containing P^{32} ", Soviet Physics JETP, Vol. 21, No. 4, Oct 1965

[40] C. Couratin, Ph. Velten, X. Flechard, et al., "First Measurement of Pure Electron Shakeoff in the β Decay of Trapped ${}^6\text{He}^+$ Ions", Phys. Rev. Lett. Vol. 108, p. 243201, June 2012.

[41] X. Fabian, X. Fléchard, B. Pons, et al., "Electron shakeoff following the β^+ decay of ${}^{19}\text{Ne}^+$ and ${}^{35}\text{Ar}^+$ trapped ions", Phys. Rev. A , Vol. 97, p. 023402, Feb 2018.

[42] M. Ibe, W. Nakano, Y. Shoji, et al., "Migdal effect in dark matter direct detection experiments" , Journal of High Energy Physics, Vol. 2018, No. 3, pp. 194, Mar 2018.

[43] K. D. Nakamura, K. Miuchi, S. Kazama, et al., "Detection capability of the Migdal effect for argon and xenon nuclei with position-sensitive gaseous detectors," Prog. Theor. Exp. Phys., Vol. 2021, No. 1, p. 013C01, Nov 2020.

[44] T. Nagayoshi, H. Kubo, K. Miuchi, et al., "Performance of large area Micro Pixel Chamber," Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Vol. 513, No. 1-2, pp. 277 – 281, Nov 2003

[45] S. Ban, M. Hirose, A. K. Ichikawa, et al., "Design and performance of a high-pressure xenon gas TPC as a prototype for a large-scale neutrinoless double-beta decay search," Progress of Theoretical and Experimental Physics, Vol. 2020, No. 3, p. 033H01, Mar 2020.

[46] <https://unit.aist.go.jp/rima/ract-neu/neutron/newhp.html>

[47] H.M. Araujo, S.N. Balashov, J.E. Borg, et al., "The MIGDAL experiment: Measuring a rare atomic process to aid the search for dark matter", Astroparticle Physics, volume 151, p. 102853, Sep 2023

[48] Jingke Xu, et al., "Search for the Migdal effect in liquid xenon with keV-level nuclear recoils", arXiv:2307.12952, July 2023.

[49] S. Ban and K.D. Nakamura and M. Hirose, et al., "Electroluminescence collection cell as a readout for a high energy resolution Xenon gas TPC", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Vol.875, pp.185-192, 2017

[50] E. Aprile, A.E. Bolotnikov, A.I. Bolozdynya, and T. Doke., "Noble Gas Detectors.", WILEYVCH, 2006.

[51] C.M.B. Monteiro, et al., "Electroluminescence yield in xenon gas detectors", REVISTA DODE-TUA, Vol. 4, 2007

[52] 菅島 文悟, "ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊探索実験 AXEL のためのバリウムイオン検出に向けた研究", 修士論文, 京都大学, 2021

[53] Shunsuke Tanaka and for the AXEL collaboration, "Development of the front-end board of a Xenon gas Time Projection Chamber at the AXEL neutrinoless double beta decay search experiment",

Journal of Physics: Conference Series, Vol.888, No.1, p.012075, Sep. 2017

[54] Kazuhiro Nakamura, "Development of a large-sized high-pressure xenon gas time projection chamber for neutrinoless double beta decay search", Doctoral thesis, Kyoto University, 2022

[55] 金崎 奎, "ミグダル効果初観測に向けたアルゴンガス TPC 開発と中性子ビームを用いた性能評価", 修士論文, 神戸大学, 2023

[56] 内山 偉貴, "ミグダル効果観測のための γ 線 BG の解析", 卒業論文, 東北大学

[57] Timofey Bykov, Dmitrii Kasatov, Iaroslav Kolesnikov, et al., "Measurement of the ${}^7\text{Li}(p, p'\gamma){}^7\text{Li}$ reaction cross-section and 478 keV photon yield from a thick lithium target at proton energies from 0.7 to 1.85 MeV", Applied Radiation and Isotopes, Vol.175, p.109821, Sep 2021.

[58] M. Yoshida, K. Nakamura, S. Akiyama, et al., "High-pressure xenon gas time projection chamber with scalable design and its performance around the Q value of ${}^{136}\text{Xe}$ double-beta decay", Progress of Theoretical and Experimental Physics, Vol.2024, No.1, p.013H01, Dec. 2023

[59] NIST estar, <https://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ESTAR.html>

[60] 吉田 将, "ニュートリノを伴わない二重 β 崩壊探索に向けた高圧 Xe ガス TPC AXEL のための高電圧ドリフト電場形成の研究", 修士論文, 京都大学, 2018

[61] Kiseki Nakamura, private communication.

[62] M. Ibe, et al., Ancillary files for arXiv:1707.07258v3, <https://arxiv.org/src/1707.07258v3/anc>

[63] Geant4 library, <https://geant4.web.cern.ch/>

[64] JENDL-5, https://www.ndc.jaea.go.jp/jendl/j5/j5_J.html

[65] V. C. Rogers, "Inelastic neutron scattering in ${}^{19}\text{F}$ ", Phys. Rev. C 9, 527, Feb 1974

[66] NIST, XCOM, <https://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html>

[67] SRIM -The Stopping and Range of Ions in Matter, <http://www.srim.org/>

[68] <https://www.kromek.com/product/k102/>

付録 A

BGO シンチレータによる γ 線測定

A.1 BGO シンチレータ

γ 線測定において、無機シンチレータの一種である BGO シンチレータを用いた。用いた BGO の結晶は、 $\phi 2' \times 1'$ の円筒型のサイズである。またシンチレータの中に PMT が組み込まれている。この PMT により、BGO の発光によって生じた光子を光電吸収によって電子に変換し、その電子を増倍部により増倍させる。その電荷信号は次の節で具体的に述べるが、SHAPER によって波形の幅を広げた後に MCA(Multi Channel Analyzer) によって検出した。

A.2 測定手法

測定の概略図を図 A.1 に示す。BGO の PMT 信号を SHAPER に通し、その波形の波高値を MCA によって読み取る。

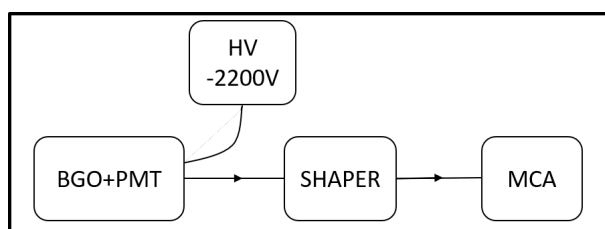


図 A.1 γ 線測定の概略図

用いた MCA は Kromek K102[68] であり、仕様としては表 A.1 の通りである。

表 A.1 Kromek K102 の仕様 [68]

入力電圧	0 - 2.5 V
入力信号幅	0.5 - 50 μ s
チャンネル数	4096

表 A.2 の通り、入力信号幅は 0.5 - 50 μ s の波形の幅を要求している。一方、実際の PMT 信号を SHAPER に通した際の波形の幅は 0.5 μ s ほどであった。そのため、Kromek K102 にとって、この波形の幅は短いよう

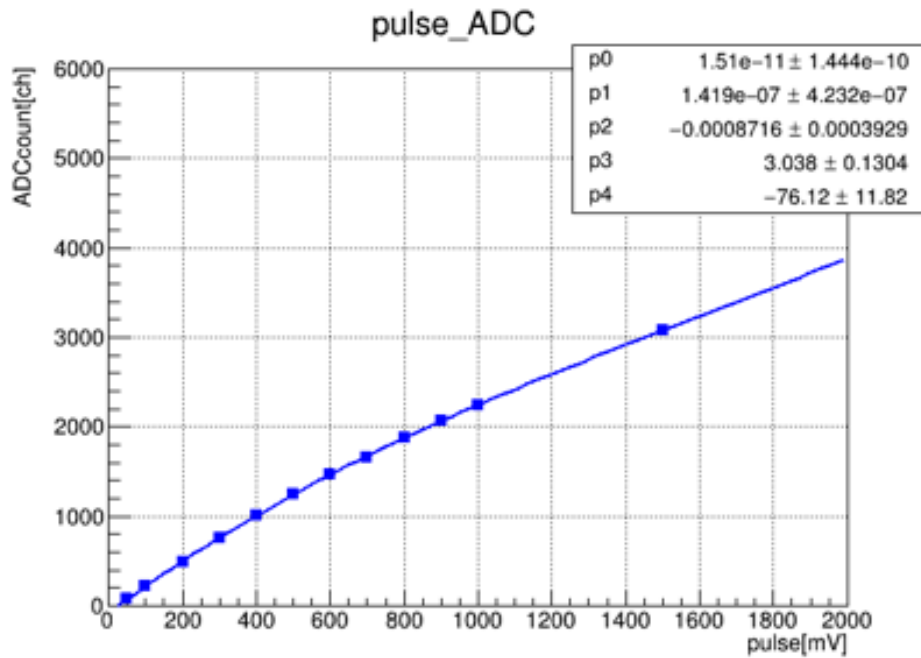


図 A.2 Kromek K102 における波高と ADC カウントの関係

だった。これにより、波高の測定値が真の波高値に対してずれてしまい、波高と ADC カウントの線形性が崩れているようであった。

A.3 MCA によるデータ取得の補正

実際に、振幅を変えながら波形幅 $0.5 \mu\text{s}$ の正弦波のテストパルスを Kromek K102 に入れ、波高と ADC カウントの関係を確かめたところ図 A.2 のように非線形的な関係を得ることができた。ただし、波高と ADC カウントの関係を精密に得るため、Fitting 関数としては以下のような 4 次の関数を用いた。式 A.1 の a_0, \dots, a_4 についてはそれぞれ図 A.2 の p_4, \dots, p_0 に対応している。

$$y = a_0 + a_1x + a_2x^2 + a_3x^3 + a_4x^4 \quad (\text{A.1})$$

この結果から、BGO シンチレータで測定した波高と ADC カウントの線形性が崩れていることが確認できた。第 7 章で示した BGO シンチレータによる γ 線イベントレートはこの線形性の補正を施していない。したがって、より正確な γ 線イベントレートを得るには、この波高と ADC カウントの関係を用いて補正する必要がある。

付録 B

フィールドケージ接続部の設計

今回用いた Xe ガス検出器において、フィールドケージと接続し ELCC をはめ込むための部品を設計した。その設計手順の概要を述べる。まず、フィールドケージの図面をもとに外形のモデルを設計した。フィールドケージの図面を図 B.1 に示す。次に、ELCC のユニット 3 つを六角形状にはめ込むための凹み部分のモデルを設計した。続いて、ELCC のセル穴の大きさ 4.5 mm とセルの間隔 1 cm を考慮し、穴の位置や大きさを決定した。そして、この部品には GND 電極、アノード電極、そしてスペーサーを取り付けるが、それらを接続するための穴をモデルに設計した。このような手順でフィールドケージ接続部の設計を行った。設計した図面、および作製した部品の様子をそれぞれ図 B.2、B.3 に示す。

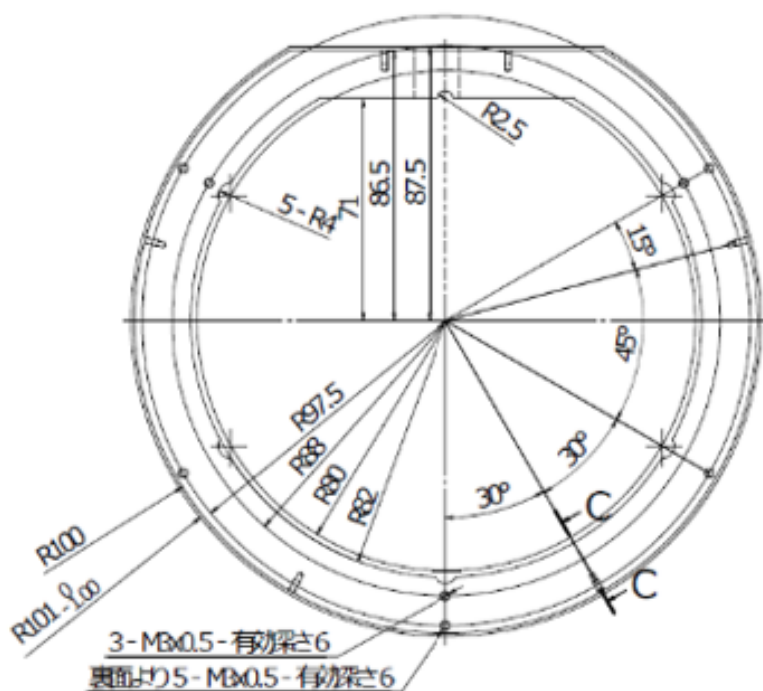


図 B.1 フィールドケージの図面

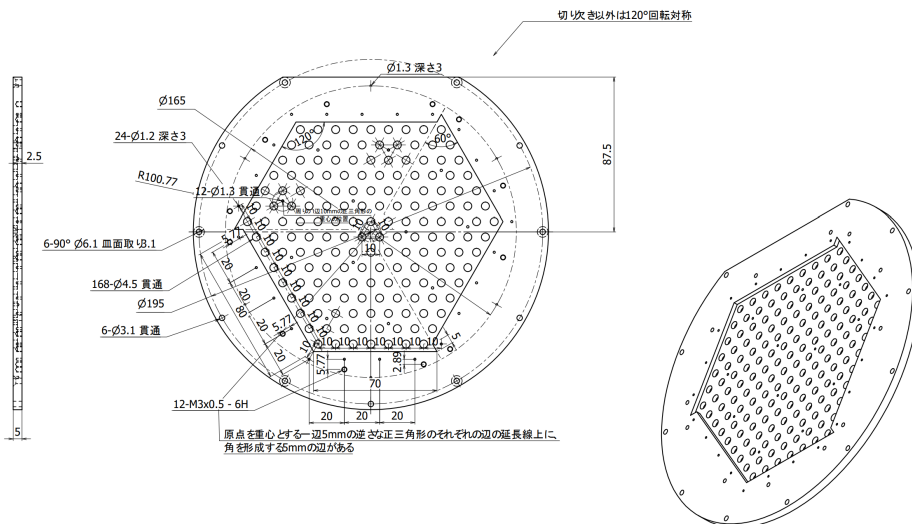


図 B.2 フィールドケージ接続部の図面

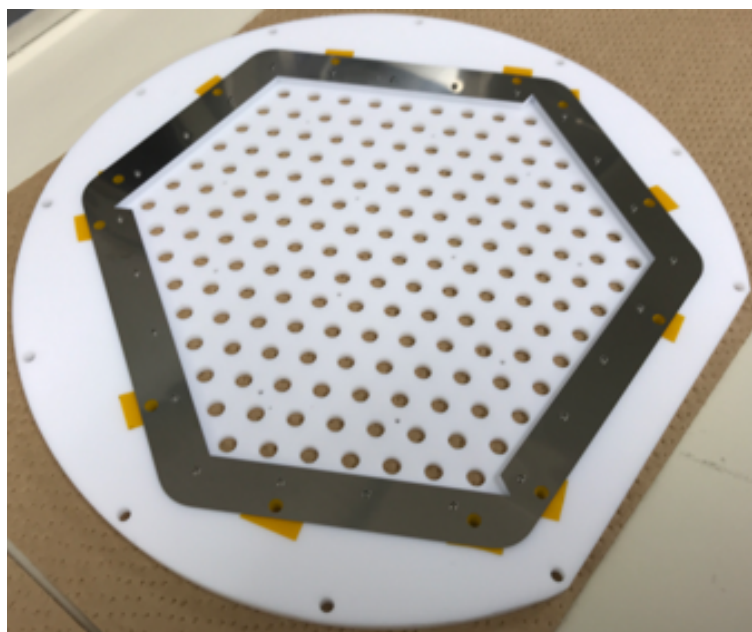


図 B.3 フィールドケージ接続部。GND 電極が取り付けられている。

付録 C

コリメータ箱の設計

コリメータの概略図は 5 章における図 5.8 の通りだが、このコリメータの箱部分の設計を行った。コリメータの箱部分は、Xe 検出器以外の方向へ発生する中性子の遮蔽と風を当てることによる Li ターゲットの冷却の役割を持つ。この 2 つを両立できるコリメータ箱の設計を考えた。

まず、中性子ビームのガス検出器への立体角に合わせたコーン状の穴の形状の作製を考えた。図 C.1 のようなビーム管の出口部分をコリメータにはめ込むため、そのための凹み部分を厚さ 1.5 cm とした。その凹み部分を始点としてコーン状の穴を図 C.2 のように設計した。

次に Li ターゲットの冷却のための設計を考えた。Li ターゲットを冷却するために、冷却風が送り込まれる内径 4 mm のチューブをチューブ継手によって変換し、内径 1 mm の細いチューブに絞って Li ターゲットを冷却する。このとき、内径 1 mm のチューブの長さによりチューブを通過して出てくる風量は変化し、内径 1 mm のチューブが短いほど風量が大きくなることが分かった [56]。そのため、なるべく内径 1 mm のチューブを短くし風量を大きくするために図 5.2 のようにコーン部分の上にチューブ継手を取り付ける設計にした。

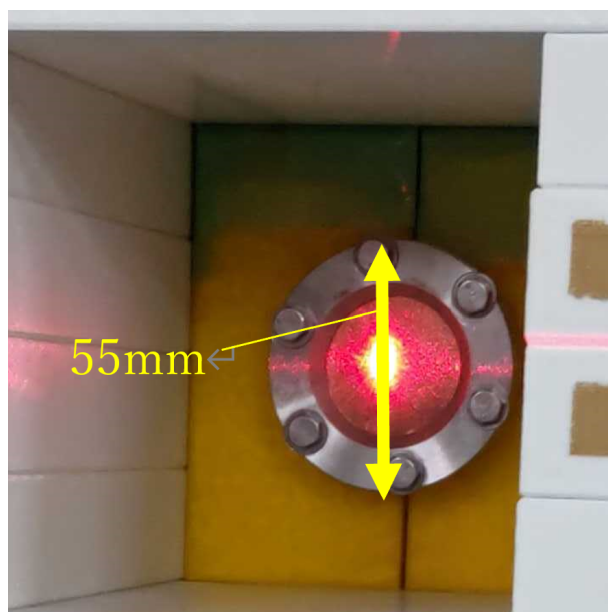


図 C.1 ビーム管の出口の様子

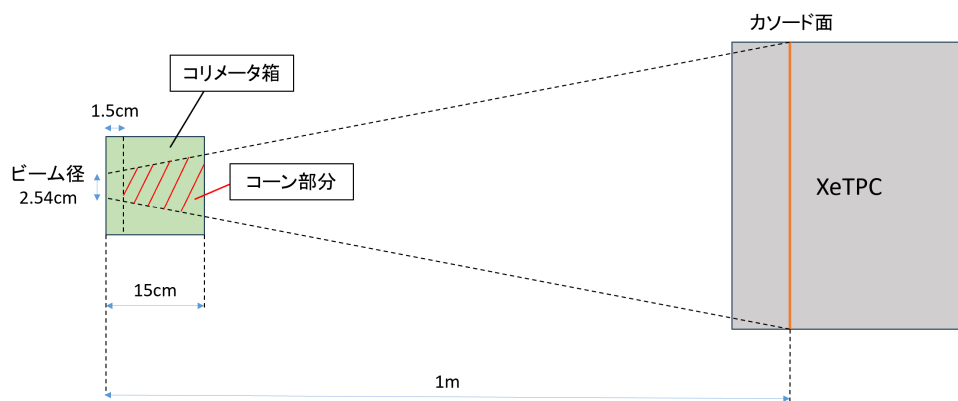


図 C.2 コリメータ箱のコーン部分の概略図