

二重ベータ崩壊測定装置 DCBA-T3 の
設計と製作

首都大学東京大学院 理学研究科 物理学専攻
高エネルギー実験研究室
石川 達也

概要

ニュートリノの性質として粒子と反粒子が同一であるというマヨラナ性があるといわれているが、それを証明した実験はない。ニュートリノのマヨラナ性を示すためには、レプトン数非保存の現象を見つけることが必要である。最近までニュートリノは左巻きのヘリシティしか持たず、反ニュートリノには右巻きしかないことが実験で示されていた。しかし、質量があると座標系のとり方によってニュートリノも右巻きのヘリシティを持っているように見ることができるので、ごく低い確率で右巻きのニュートリノがあることになり、反ニュートリノと同じと見なすことができる。ニュートリノ振動実験によってニュートリノに質量があることが実証されたため、ニュートリノがマヨラナ粒子である可能性が高まっている。現在ニュートリノのマヨラナ性を示す唯一の手段として注目されているのが、ニュートリノレス二重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$) 実験である。原子核内でベータ崩壊が2つ同時に起こる事象を二重ベータ崩壊といい、普通2つの電子と2つの反ニュートリノを放出するが、ニュートリノがマヨラナ粒子だとすると、ごく低い確率でニュートリノを放出しない二重ベータ崩壊が起きると考えられる。これを $0\nu\beta\beta$ という。その事象が観測できれば、ニュートリノのマヨラナ性を証明し、同時にその半減期からニュートリノの有効質量を決定することが出来る。そのためには高いエネルギー分解能を持った測定器での $0\nu\beta\beta$ の観測が必要である。

二重ベータ崩壊実験の一つに DCBA(Drift Chamber Beta-ray Analyzer) という実験装置を用いて二重ベータ崩壊の観測を行おうという計画がある。DCBA 測定器では磁場中に二重ベータ崩壊で生成された電子の飛跡を検出する為の飛跡検出器であるドリフトチェンバーが設置されている。チェンバー中心に設置した放射線源のベータ崩壊によって飛び出した電子は、磁場によって曲げられ、ドリフトチェンバー内の気体分子をイオン化しながら飛んでいく。電離された電子はアノードワイヤー方向にドリフトし、アノードワイヤー付近で電子雪崩を起こし、シグナルとして検出される。DCBA 実験ではそのデータから電子の飛跡を3次元再構成することにより、電子の運動量から運動エネルギーを計算できる。

現在稼動中のプロトタイプ DCBA-T2 での測定結果からは、電子のエネルギー 976 keV に対して FWHM で約 150 keV のエネルギー分解能が得られた。これは二重ベータ崩壊元素 ^{150}Nd の Q 値 (3.37 MeV) における分解能に換算して約 6.2% に相当するが、逆階層質量スペクトルモデルで予想されるニュートリノ質量探索に必要な分解能 5% に満たない。DCBA-T2 より良いエネルギー分解能を得るためには、電子の飛跡の測定距離を短くして多重散乱による影響を減らすことが必要である。そこで電子の軌道半径が半分で測定可能な DCBA-T3 を製作中である。測定点数を同じまま測定軌道を半分にするために、ワイヤーピッチを半分にし、超伝導マグネットを新設して2倍の磁束密度(約 2.0 kG)を確保する。それによって、ドリフトチェンバーのドリフト距離を短くすることが出来るため、チェンバーを薄く出来る。そのため DCBA-T3 では DCBA-T2 に比べて多層のチェンバーが設置可能である。二重ベータ崩壊用放射線源はチェンバー間に設置されるので、約2倍の空間ソース密度が可能となる。DCBA-T3 では Geant4 でのシミュレーションによると、976 keV と 1500 keV で共に約 4.6%(FWHM) 以下のエネルギー分解能 (^{150}Nd の Q 値に

おける換算分解能) が得られると予測された。

本論文では DCBA-T3 の製作状況および、DCBA-T3 によって期待されるエネルギー分解能についてシミュレーションでの研究を行ったので、それらについて詳細を報告する。

目次

第1章 序論	10
1.1 $0\nu\beta\beta$ 実験の意義	10
1.1.1 ニュートリノ	10
1.1.2 ベータ崩壊	11
1.1.3 二重ベータ崩壊	12
1.1.4 0ν モードと 2ν モード	12
1.1.5 二重ベータ崩壊のエネルギースペクトル	14
1.1.6 ニュートリノ有効質量の計算方法	15
1.2 これまでの $0\nu\beta\beta$ 実験	16
1.3 DCBA の特徴	17
第2章 DCBA-T2 の性能評価	18
2.1 DCBA 測定器の測定原理	18
2.2 DCBA-T2 ドリフトチェンバー	19
2.2.1 ドリフトチェンバー	20
2.2.2 ワイヤ	22
2.2.3 ソースプレート	24
2.2.4 ガス	24
2.2.5 マグネット	25
2.3 電子のドリフト速度	26
2.4 ガス増幅	26
2.5 電子回路	27
2.6 運動エネルギーの算出	28
2.6.1 XYZ 方向の位置決定	28
2.6.2 運動エネルギーの算出	29
2.7 シミュレーションによる性能評価	30
2.8 ^{207}Bi 内部転換電子測定による性能評価	31
第3章 DCBA-T3 の構造	34
3.1 チェンバー	34
3.2 ワイヤ	35
3.3 電場の一様性	37

3.4	ソースプレート	37
3.5	ガス	38
3.6	マグネット	38
3.6.1	無冷媒超伝導ソレノイドマグネット	39
3.6.2	フラックスリターンヨーク	40
3.7	DAQシステム	40
第4章	DCBA-T3の製作	42
4.1	ワイヤー張力の測定	42
4.1.1	ワイヤー張り	42
4.1.2	ワイヤー張力	42
4.1.3	ワイヤー張力測定	44
4.1.4	固有振動数測定結果	46
4.2	マグネット	52
第5章	DCBA-T3のシミュレーションによる性能評価	54
5.1	エネルギー分解能	55
5.1.1	ソースの厚みを変えたときのエネルギー分解能	56
5.1.2	磁束密度を変えたときのエネルギー分解能	64
5.1.3	ガス比率を変えたときのエネルギー分解能	73
5.1.4	シミュレーションまとめ	79
第6章	結論	81
第7章	将来の展望	82

目次

1.1	ニュートリノ実験結果から予想されるニュートリノ有効質量 $\langle m \rangle$ とニュートリノ最小質量 m_{MIN} の関係。QD:Quasi Degenerate(準縮退モデル)、IH:Inverted Hierarchy(逆階層モデル)、NH:Normal Hierarchy(順階層モデル)	11
1.2	質量数 150 の原子のエネルギー順位と二重ベータ崩壊	12
1.3	2ν モードと 0ν モードのファインマンダイアグラム	14
1.4	^{150}Nd の放出電子の運動エネルギーの和のスペクトル [20]。124 mol の ^{150}Nd 崩壊ソースを用いた場合で、ニュートリノ質量を 50 meV と仮定。	15
2.1	DCBA-T2 測定器概念図	18
2.2	DCBA-T2 測定器外観	19
2.3	DCBA-T2 ドリフトチェンバーの構造	21
2.4	DCBA 測定器のチェンバー内の電子のトラック	22
2.5	DCBA-T2 ソレノイドマグネットの断面図	27
2.6	電子の軌道半径とピッチアングルの模式図	29
2.7	DCBA-T2 の 1500 keV 電子に対するエネルギー分布。磁束密度 $B=0.8$ kG、 CO_2 15%。	30
2.8	DCBA-T2 の 976 keV 電子に対するエネルギー分布。磁束密度 $B=0.8$ kG、 CO_2 15%。	31
2.9	DCBA-T2 の測定データによるエネルギー分布	32
2.10	DCBA-T2 の ^{207}Bi 内部転換電子に対するエネルギー分布のシミュレーション結果	33
3.1	DCBA-T3 概念図	34
3.2	DCBA-T3 チェンバーの電場シミュレーション。等電位を結んだ図。 . . .	37
3.3	DCBA-T3 チェンバーの電場シミュレーション。電場の一様性。	38
3.4	無冷媒超伝導ソレノイドマグネット	39
3.5	DCBA-T3 の DAQ システム	41
4.1	ワイヤー張りの方法	42
4.2	ワイヤーの構造	47
4.3	D-KD のアノードワイヤー固有振動数分布	47
4.4	D-KD のカソードワイヤー固有振動数分布	48
4.5	D-KD のピックアップワイヤー固有振動数分布	48

4.6	D-KD のフィールドワイヤー固有振動数分布	49
4.7	D-KD のガードワイヤー固有振動数分布	49
4.8	E-KE のアノードワイヤー固有振動数分布	50
4.9	E-KE のカソードワイヤー固有振動数分布	50
4.10	E-KE のピックアップワイヤー固有振動数分布	51
4.11	E-KE のフィールドワイヤー固有振動数分布	51
4.12	E-KE のガードワイヤー固有振動数分布	52
4.13	磁力線分布 (ヨーク全体)	53
4.14	磁力線分布 (測定器空間)	53
5.1	DCBA-T3 チェンバーの Geant4 シミュレーション内の配置図	54
5.2	DCBA-T3 の 976 keV 電子に対するエネルギー分解能	55
5.3	DCBA-T3 の 1500keV 電子に対するエネルギー分解能	56
5.4	DCBA-T3 の 1500 keV 電子に対するエネルギー分布。ソース厚み 10 mg/cm ² 、 B=1.8 kG、CO ₂ 10%	57
5.5	DCBA-T3 の 1500 keV 電子に対するエネルギー分布。ソース厚み 20 mg/cm ² 、 B=1.8 kG、CO ₂ 10%	57
5.6	DCBA-T3 の 1500 keV 電子に対するエネルギー分布。ソース厚み 40 mg/cm ² 、 B=1.8 kG、CO ₂ 10%	58
5.7	DCBA-T3 の 1500 keV 電子に対するエネルギー分布。ソース厚み 60 mg/cm ² 、 B=1.8 kG、CO ₂ 10%	58
5.8	DCBA-T3 の 1500 keV 電子に対するエネルギー分布。ソース厚み 80 mg/cm ² 、 B=1.8 kG、CO ₂ 10%	59
5.9	DCBA-T3 の 1500 keV 電子に対するエネルギー分布。ソース厚み 100 mg/cm ² 、 B=1.8 kG、CO ₂ 10%	59
5.10	DCBA-T3 の 1500 keV 電子に対するエネルギー分布。ソース厚み 120 mg/cm ² 、 B=1.8 kG、CO ₂ 10%	60
5.11	DCBA-T3 の 976 keV 電子に対するエネルギー分布。ソース厚み 10 mg/cm ² 、 B=1.8 kG、CO ₂ 10%	60
5.12	DCBA-T3 の 976 keV 電子に対するエネルギー分布。ソース厚み 20 mg/cm ² 、 B=1.8 kG、CO ₂ 10%	61
5.13	DCBA-T3 の 976 keV 電子に対するエネルギー分布。ソース厚み 40 mg/cm ² 、 B=1.8 kG、CO ₂ 10%	61
5.14	DCBA-T3 の 976 keV 電子に対するエネルギー分布。ソース厚み 60 mg/cm ² 、 B=1.8 kG、CO ₂ 10%	62
5.15	DCBA-T3 の 976 keV 電子に対するエネルギー分布。ソース厚み 80 mg/cm ² 、 B=1.8 kG、CO ₂ 10%	62
5.16	DCBA-T3 の 976 keV 電子に対するエネルギー分布。ソース厚み 100 mg/cm ² 、 B=1.8 kG、CO ₂ 10%	63

5.17 DCBA-T3 の 976 keV 電子に対するエネルギー分布。ソース厚み 120 mg/cm ² 、 B=1.8 kG、CO ₂ 10%	63
5.18 DCBA-T3 のソースプレートの厚みに対するエネルギー分解能。B=1.8 kG、 CO ₂ 10%	64
5.19 DCBA-T3 の 1500keV 電子に対するエネルギー分布。B=1.0 kG、ソース 厚み 40mg/cm ² 、CO ₂ 10%	65
5.20 DCBA-T3 の 1500keV 電子に対するエネルギー分布。B=1.2 kG、ソース 厚み 40 mg/cm ² 、CO ₂ 10%	65
5.21 DCBA-T3 の 1500keV 電子に対するエネルギー分布。B=1.4 kG、ソース 厚み 40 mg/cm ² 、CO ₂ 10%	66
5.22 DCBA-T3 の 1500keV 電子に対するエネルギー分布。B=1.6 kG、ソース 厚み 40 mg/cm ² 、CO ₂ 10%	66
5.23 DCBA-T3 の 1500keV 電子に対するエネルギー分布。B=1.8 kG、ソース 厚み 40 mg/cm ² 、CO ₂ 10%	67
5.24 DCBA-T3 の 1500keV 電子に対するエネルギー分布。B=2.0 kG、ソース 厚み 40 mg/cm ² 、CO ₂ 10%	67
5.25 DCBA-T3 の 1500keV 電子に対するエネルギー分布。B=2.2 kG、ソース 厚み 40 mg/cm ² 、CO ₂ 10%	68
5.26 DCBA-T3 の 1500keV 電子に対するエネルギー分布。B=2.4 kG、ソース 厚み 40 mg/cm ² 、CO ₂ 10%	68
5.27 DCBA-T3 の 976 keV 電子に対するエネルギー分布。B=1.0 kG、ソース 厚み 40 mg/cm ² 、CO ₂ 10%	69
5.28 DCBA-T3 の 976 keV 電子に対するエネルギー分布。B=1.2 kG、ソース 厚み 40 mg/cm ² 、CO ₂ 10%	69
5.29 DCBA-T3 の 976 keV 電子に対するエネルギー分布。B=1.4 kG、ソース 厚み 40 mg/cm ² 、CO ₂ 10%	70
5.30 DCBA-T3 の 976 keV 電子に対するエネルギー分布。B=1.6 kG、ソース 厚み 40 mg/cm ² 、CO ₂ 10%	70
5.31 DCBA-T3 の 976 keV 電子に対するエネルギー分布。B=1.8 kG、ソース 厚み 40 mg/cm ² 、CO ₂ 10%	71
5.32 DCBA-T3 の 976 keV 電子に対するエネルギー分布。B=2.0 kG、ソース 厚み 40 mg/cm ² 、CO ₂ 10%	71
5.33 DCBA-T3 の 976 keV 電子に対するエネルギー分布。B=2.2 kG、ソース 厚み 40 mg/cm ² 、CO ₂ 10%	72
5.34 DCBA-T3 の 976 keV 電子に対するエネルギー分布。B=2.4 kG、ソース 厚み 40 mg/cm ² 、CO ₂ 10%	72
5.35 DCBA-T3 の磁束密度 B に対するエネルギー分解能、ソース厚み 40 mg/cm ² 、 CO ₂ 10%	73

5.36 DCBA-T3 の 1500 keV 電子に対するエネルギー分布。CO ₂ 1%、ソース厚み 40 mg/cm ² 、 <i>B</i> =1.8 kG	74
5.37 DCBA-T3 の 1500 keV 電子に対するエネルギー分布。CO ₂ 5%、ソース厚み 40 mg/cm ² 、 <i>B</i> =1.8 kG	75
5.38 DCBA-T3 の 1500 keV 電子に対するエネルギー分布。CO ₂ 10%、ソース厚み 40 mg/cm ² 、 <i>B</i> =1.8 kG	75
5.39 DCBA-T3 の 1500 keV 電子に対するエネルギー分布。CO ₂ 15%、ソース厚み 40 mg/cm ² 、 <i>B</i> =1.8 kG	76
5.40 DCBA-T3 の 976 keV 電子に対するエネルギー分布。CO ₂ 1%、ソース厚み 40 mg/cm ² 、 <i>B</i> =1.8 kG	76
5.41 DCBA-T3 の 976 keV 電子に対するエネルギー分布。CO ₂ 5%、ソース厚み 40 mg/cm ² 、 <i>B</i> =1.8 kG	77
5.42 DCBA-T3 の 976 keV 電子に対するエネルギー分布。CO ₂ 10%、ソース厚み 40 mg/cm ² 、 <i>B</i> =1.8 kG	77
5.43 DCBA-T3 の 976 keV 電子に対するエネルギー分布。CO ₂ 15%、ソース厚み 40 mg/cm ² 、 <i>B</i> =1.8 kG	78
5.44 DCBA-T3 の CO ₂ の割合に対するエネルギー分解能。ソース厚み 40 mg/cm ² 、 <i>B</i> =1.8 kG	78
5.45 DCBA-T3 の 976 keV 電子に対するエネルギー分布。ソース厚み 40 mg/cm ² 、 <i>B</i> =1.8 kG、CO ₂ 10%	80
5.46 DCBA-T3 の 1500 keV 電子に対するエネルギー分布。ソース厚み 40 mg/cm ² 、 <i>B</i> =1.8 kG、CO ₂ 10%	80
7.1 MTD(Magnetic Tracking Detector) の検討用図面	82

表目次

1.1	様々な二重ベータ核種の自然存在比 A 、 Q 値、 S_N (Nuclear Sensitivity)[25]	13
1.2	これまでの実験による様々な核種でのニュートリノ有効質量の上限値 . . .	16
2.1	DCBA-T2 チェンバーのワイヤーの種類	23
2.2	DCBA-T2 の設計主要パラメータ	25
2.3	DCBA-T2 ソレノイドマグネットの主要スペック	26
2.4	DCBA-T2 で使用している FADC の仕様	28
2.5	^{207}Bi から放出される内部転換電子	32
3.1	DCBA-T3 の設計主要パラメータ	35
3.2	DCBA-T3 の一つのチェンバー当たりのワイヤー	35
3.3	DCBA-T3 マグネットの主要パラメータ	39
3.4	DCBA-T3 鉄リターンヨークの設計に必要なパラメータ	40
4.1	DCBA-T3 に張られるワイヤー張力の制限 T_a :張力の制限、 f_a :振動数換算 .	44
4.2	DCBA-T3 チェンバーのワイヤーと線密度	45

第1章 序論

1.1 $0\nu\beta\beta$ 実験の意義

ニュートリノについての研究課題に、絶対質量の探索と、粒子と反粒子とが同一であるというマヨラナ性 [1] の証明という問題がある。絶対質量については、トリチウムのベータ崩壊実験によって 2 eV 以下という上限が得られている [2]。さらに改良を目指しているが、限界が近いと言われている。また、宇宙観測により、0.2 eV 以下という上限が得られている [3]。また、予測が立てられており、質量固有値のスペクトルにおいて準縮退モデル QD(Quasi Degenerate) では 0.2 eV 程度も許されるが、逆階層モデル IH(Inverted Hierarchy) では約 0.05 eV、順階層モデル NH (Normal Hierarchy) では約 0.005 eV 程度のニュートリノ有効質量となる。逆階層モデルや順階層モデルで予測される値を得るための唯一の手段として、二重ベータ崩壊実験でのニュートリノ放出が無いモード $0\nu\beta\beta$ の観測がある。

1.1.1 ニュートリノ

物質の最小構成要素はレプトンとクォークであることは、よく知られている。レプトンには電子、 μ 粒子、 τ 粒子と、それぞれに対応するニュートリノが存在している。ニュートリノは 1930 年、パウリによってベータ崩壊でのエネルギー保存則と関連してはじめて提案された [4]。ボーアは原子核内ではエネルギー保存則は個々の場合では成り立たず、統計的にしか成り立たないと考えたが、パウリは未知の中性粒子が飛び出していて、エネルギーをもち、個々の場合で保存則が成り立つと考えた。1953~1956 年のライネスとコーワンが原子炉を用いた実験によってニュートリノの存在が実証された。原子炉から出るはずのニュートリノを標的に当て、 $\bar{\nu}_p \rightarrow e^+n$ という反応を起こし、 e^+ と n を捕らえた。また、反応の断面積は数 MeV のニュートリノで 10^{-43} cm^2 と非常に小さいと確かめられた。そのため、他の素粒子と相互作用をすることがほとんどなく、地球を簡単に突き抜けてしまう。したがって検出器でニュートリノ自体を捕らえることは難しい。標準理論では質量は 0 とされており、粒子が左巻きしかなく、反粒子が右巻きしかないということが長年実験によって示されていた。

近年、ニュートリノ振動実験 (スーパーカミオカンデ [5]、SNO [6]、KamLAND [7]) によってニュートリノが振動することが証明された。あるフレーバーのニュートリノが異なる質量の固有状態の重ねあわせであるとする、質量の二乗差 δm^2 が適当な範囲にあれば

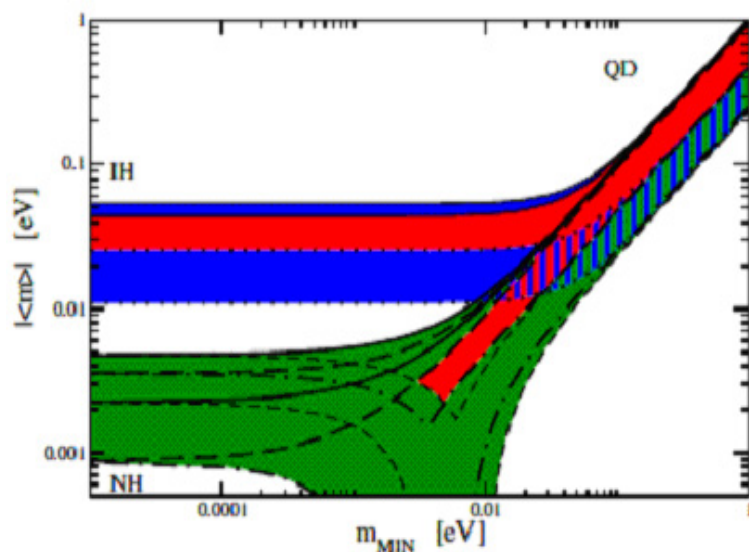


図 1.1: ニュートリノ実験結果から予想されるニュートリノ有効質量 $\langle m \rangle$ とニュートリノ最小質量 m_{MIN} の関係。QD:Quasi Degenerate(準縮退モデル)、IH:Inverted Hierarchy(逆階層モデル)、NH:Normal Hierarchy(順階層モデル)

ば、ニュートリノは時間とともに異なるフレーバー状態間を振動する現象が観測できる。振動するには質量を持つことが必要なので、ニュートリノに質量があると考えられるようになった。ニュートリノ振動実験では質量の二乗差がわかったが、絶対質量はまだわかっていない。また、ディラック粒子であるのか、マヨラナ粒子であるのかの実証もされていない。ディラック粒子とはスピンの $1/2$ 粒子のうち、粒子と反粒子が異なる粒子のことで、電子、 μ 粒子、 τ 粒子、クォークなどがそうである。反対に、マヨラナ粒子はスピン $1/2$ で粒子と反粒子が同じ粒子のことである。

1.1.2 ベータ崩壊

ベータ崩壊は原子核内の中性子（陽子）が弱い相互作用により、電子（陽電子）と反ニュートリノ（ニュートリノ）を放出してより安定な原子核に遷移する過程をいう。ベータ崩壊で放出される電子のエネルギーは連続スペクトルとなる。ベータ崩壊の式を下に示す。

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 1, A) + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.1)$$

ここで、 Z は原子番号で原子核中の陽子数であり、 A は質量数で原子核中の陽子と中性子の数の和である。また、中性子が陽子に崩壊するベータ崩壊と、ニュートリノが中性子に吸収される逆ベータ崩壊がありそれぞれ以下のように表される。

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.2)$$

$$n + \nu_e \rightarrow p + e^- \quad (1.3)$$

1.1.3 二重ベータ崩壊

二重ベータ崩壊は原子核内の2つの中性子が同時にベータ崩壊する現象のことである。 ^{150}Nd ($Z=60$) は $Z=61$ である ^{150}Pm へのベータ崩壊はエネルギー的に禁止されるため、エネルギー的に許される $Z=62$ の ^{150}Sm に二重ベータ崩壊する (図 1.1.3)。その式は、

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 2, A) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e \quad (1.4)$$

と表される。二重ベータ崩壊を起こす原子で崩壊の Q 値が最も高いのは ^{48}Ca で 4.28 MeV である。DCBA では2番目に高い 3.37 MeV の Q 値をもつ ^{150}Nd を採用する。 ^{150}Nd ($Z=60$) の自然存在比は 5.64% で、半減期 1.1×10^{19} 年である。DCBA 実験でこの ^{150}Nd を採用する利点は、(1) 崩壊の Q 値が高いので飛び出す電子の運動エネルギーが高くなり、バックグラウンドとの分離が容易になるということ、(2) 自然存在比が Ca に比べて大きい、(3) 崩壊率を示す S_N (後述) が他の二重ベータソースに比べて高い (表 1.1) とためである。

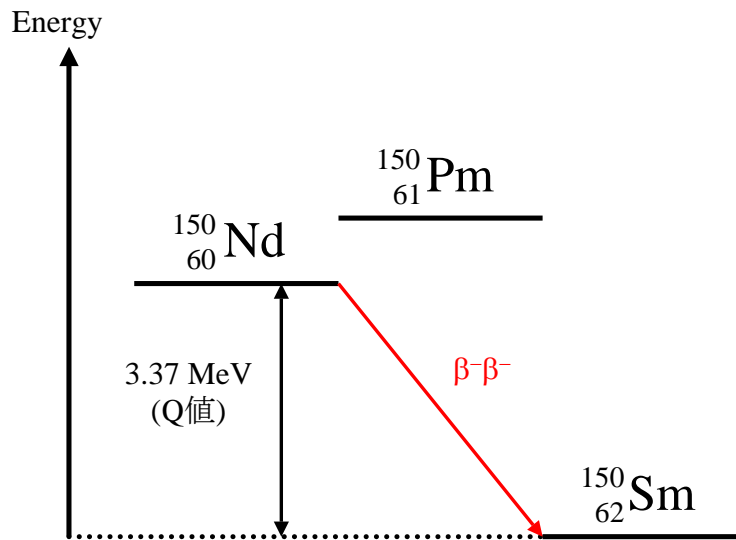


図 1.2: 質量数 150 の原子のエネルギー順位と二重ベータ崩壊

1.1.4 0ν モードと 2ν モード

式 1.4 の崩壊を 2ν モードとして、二重ベータ崩壊にはニュートリノの放出されない 0ν モードが考えられている。

Isotope	A(%)	Q 値 (MeV)	$S_N[10^{-24}\text{y}^{-1}(\text{eV})^{-2}]$
^{48}Ca	0.187	4.276	0.11
^{76}Ge	7.8	2.039	0.22
^{82}Se	9.2	2.992	0.86
^{100}Mo	9.6	3.034	2.02
^{116}Cd	7.5	2.804	0.90
^{130}Te	34.5	2.529	0.73
^{136}Xe	8.9	2.467	0.13
^{150}Nd	5.6	3.368	11.3

表 1.1: 様々な二重ベータ核種の自然存在比 A、Q 値、 S_N (Nuclear Sensitivity)[25]

2ν モードはニュートリノの質量が 0 という標準理論に基づいており、2 つの電子と 2 つの反ニュートリノが放出される。これは 2ν 二重ベータ崩壊 ($2\nu\beta\beta$) と呼ばれる。この崩壊の半減期は、位相空間体積 $G^{2\nu}$ と核行列要素 $M^{2\nu}$ を用いて

$$[T_{1/2}^{2\nu}(0^+ \rightarrow 0^+)]^{-1} = G^{2\nu}|M^{2\nu}|^2 \quad (1.5)$$

と表され、約 10^{20}y である。 0^+ の数字と符号は原子核のスピンとパリティである。

ニュートリノの出ない 0ν 二重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$) の場合、式は

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 2, A) + 2e^- \quad (1.6)$$

である。この反応は標準模型では説明できない。この反応は片方の核子のベータ崩壊で放出された反ニュートリノがもう片方の核子に吸収されて起こる。このようなことはニュートリノにマヨラナ性があると可能であり、反ニュートリノがニュートリノとして逆ベータ崩壊が起きていると考えることが出来る。そのため、外には 2 つの電子しか出てこない。この崩壊の半減期 $T_{1/2}^{2\nu}$ は電子の質量を m_e とすると、

$$[T_{1/2}^{0\nu}(0^+ \rightarrow 0^+)]^{-1} = G^{0\nu}|M^{0\nu}|^2 \frac{\langle m_\nu \rangle^2}{m_e^2} \quad (1.7)$$

と表され、ニュートリノ有効質量 $\langle m_\nu \rangle$ の二乗に反比例する。半減期は大体 2ν モードの百万倍程度の約 10^{26}y と予想されていて、 2ν モードと比べて非常に長く、崩壊率は非常に低い。位相空間体積は崩壊核種の Q 値と、原子番号の関数である。核行列要素は原子モデルによって理論計算される。 $0\nu\beta\beta$ の半減期を表すとき、 S_N (Nuclear Sensitivity) という値を用いると、

$$[T_{1/2}^{0\nu}]^{-1} = S_N \langle m_\nu \rangle^2 \quad (1.8)$$

$$S_N = \frac{G^{0\nu}|M^{0\nu}|^2}{m_e^2} \quad (1.9)$$

となる(表 1.1)。この値が大きいほど、ニュートリノレス二重ベータ崩壊実験にとって有利な核種である。また、それぞれのモードをファインマンダイアグラムで表すと、図 1.3 のように表される。左図の 2ν モードでは中性子の中の d クォークが弱相互作用で電子と反ニュートリノを放出して u クォークになる過程が同時に 2 つ起きている。右図の 0ν モードでは一方では 2ν モードと同じ過程が起こるが、そこで生じた反ニュートリノはマヨラナニュートリノである。これは粒子と反粒子の区別が出来ないので、ニュートリノとしてもう一方のバーテックスで吸収され、逆ベータ崩壊によって電子と u クォークが生じている。

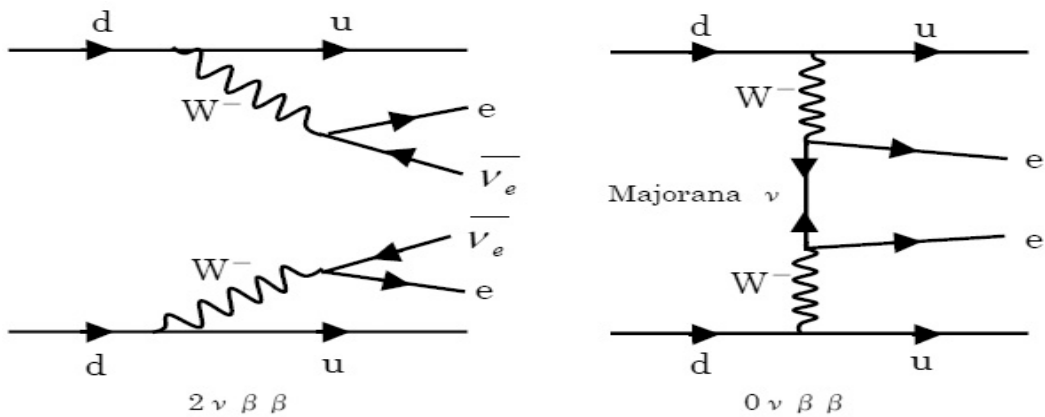


図 1.3: 2ν モードと 0ν モードのファインマンダイアグラム

1.1.5 二重ベータ崩壊のエネルギースペクトル

二重ベータ崩壊で放出される電子の運動エネルギーの和は、 2ν モードの場合、ニュートリノの運動エネルギーに応じて連続した値をとり、 Q 値の直下までの値をとる(図 1.4)。しかし、 0ν モードの場合、全てのエネルギーを電子が持つのでその和は Q 値のみの単一なピークとなる。 ^{150}Nd の場合、3.37 MeV となる。このピークの 2ν モードに対する高さは 0ν モードの崩壊率で決まる。崩壊率は半減期の逆数であり、半減期はニュートリノ質量の二乗に反比例するので、仮にニュートリノの質量が大きければピークは高くなり、ニュートリノの質量が小さければピークは低くなり、 2ν モードとの分離には高いエネルギー分解能をもった検出器が必要になってくる。 Q 値でのエネルギー分解能が 5%(FWHM) 以下であれば、逆階層スペクトルで予測されるニュートリノの有効質量 30-50 meV まで観測することが出来ると言われている。後述する DCBA-T3 はこの 5%以下を目指して設計されている。

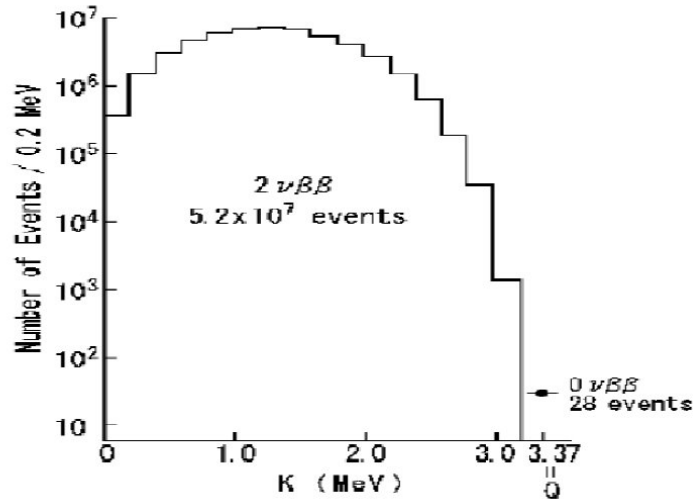


図 1.4: ^{150}Nd の放出電子の運動エネルギーの和のスペクトル [20]。124 mol の ^{150}Nd 崩壊ソースを用いた場合で、ニュートリノ質量を 50 meV と仮定。

1.1.6 ニュートリノ有効質量の計算方法

得られるイベント数 n と半減期 $T_{1/2}$ には次の関係がある。

$$n = \frac{(\ln 2)kN_0t}{T_{1/2}} \quad (1.10)$$

k はイベント検出効率、 N_0 は崩壊核の数、 t は測定時間である。この関係と、式 1.7 を用いて、次のような関係を得る。

$$\langle m_\nu \rangle = \left[\frac{nm_e^2}{(\ln 2)kN_0tG^{0\nu}|M^{0\nu}|^2} \right]^{1/2} \quad (1.11)$$

この関係から、崩壊ソースの量、測定時間、 $0\nu\beta\beta$ イベント数、イベント検出効率を用いて $\langle m_\nu \rangle$ を決定する。 $0\nu\beta\beta$ イベントが得られたかどうかは、バックグラウンド (BG) イベントのばらつき以上などと決める。BG イベントのばらつき σ は \sqrt{BG} 程度である。 $0\nu\beta\beta$ イベントが得られた場合、イベント数 n には

$$n = (Q \text{ 値の全イベント数}) - (\text{BG イベント数}) \quad (1.12)$$

を代入する。

イベントが得られなかった場合は、イベント数 n は BG イベント数のばらつきを代入し、ニュートリノ有効質量の上限を得る。

1.2 これまでの $0\nu\beta\beta$ 実験

これまでに行われてきた二重ベータ崩壊実験にはいろいろな手法がある。二重ベータ崩壊実験で用いられる $\beta\beta$ 同位体は、核行列要素、位相空間体積、 Q 値、同位体の自然存在比を考慮して選ばれる。 $\beta\beta$ 同位体の崩壊率は核行列要素、位相空間体積に比例するので大きいほうが多く崩壊する。 Q 値は、飛び出す電子の運動量に関わっているので、バックグラウンドとの分離のしやすさに関連し、大きいほうが分離しやすい。ほとんどの崩壊同位体のバックグラウンドのシグナルは 3 MeV 以下である。

二重ベータ崩壊実験で用いられる検出器は大きく分けて 2 種類ある。ひとつは熱量計型で、もうひとつは飛跡検出器型である。熱量計型は Ge 半導体や低温熱量計を用いた Te がある。非常に良いエネルギー分解能をもち、 $\delta E = 3\text{-}8$ keV である。また、検出器そのものが $\beta\beta$ 同位体であるため検出効率はほぼ 100% である。飛跡検出型は ^{82}Se や ^{100}Mo など、大きな Q 値の同位体に用いられている。 $\beta\beta$ ソースと検出器とが別々である β 線飛跡検出器であり、2 本の β 線の相関を用いてバックグラウンドシグナルの除去を行っている。熱量計はもともとガンマ線検出器であるので、ガンマ線のバックグラウンドの除去が必要であるが困難である。Heidelberg and Moscow(HDM) グループが ^{76}Ge を用いて 10 年以上実験を続け、グループ内の 4 人が解析の結果 $0.24\text{ eV} < \langle m_\nu \rangle < 0.58\text{ eV}$ であり、 $0\nu\beta\beta$ を発見したと発表した [17]、この実験結果には多くのバックグラウンドを含んでおりピークらしいピークが見られないため、多くの実験家から疑問が持たれ議論が続いている。表 1.2 にこれまでに行われた二重ベータ崩壊実験を載せる。

Isotope	$T^{0\nu}(10^{24}\text{ y})$	$\langle m_\nu \rangle$ (eV)	experiment
^{48}Ca	>0.014	$<7.2 - 45$	ELEGANT VI[8]
^{76}Ge	>19	<0.35	Klapdor[16]
^{76}Ge	$6.9 < T^{0\nu} < 41.8$	$0.24 < \langle m_\nu \rangle < 0.58$	Klapdor[17]
^{76}Ge	>16	$<0.33 - 1.35$	IGEX[9]
^{83}Se	>0.19	$<1.3 - 3.2$	NEMO3[10]
^{100}Mo	>0.35	$<0.7 - 1.2$	NEMO3[10]
^{116}Cd	>0.17	<1.7	[11]
^{128}Te	>7.7	$<1.1 - 1.5$	[12]
^{130}Te	>0.75	$<0.3 - 1.6$	CUORICINO[13]
^{136}Xe	>0.44	$<1.8 - 5.2$	Gotthard[14]
^{150}Nd	>0.0012	<3	[15]

表 1.2: これまでの実験による様々な核種でのニュートリノ有効質量の上限值

1.3 DCBA の特徴

DCBA (Drift Chamber Beta-ray Analyzer) 実験では二重ベータ崩壊で生ずる 2 本の線を一様磁場中に置かれたドリフトチェンバーで検出する、飛跡検出型の検出器を用いる。ゆえに、ガンマ線は検出しない。また、その飛跡から電子、陽電子、 α 線の識別が容易に可能である。また、2 本の飛跡からその崩壊点が数 mm 程度の位置精度でわかる。線源によるエネルギー校正が重要な熱量計型に対し、その必要がない、といった利点がある。DCBA 実験では $\beta\beta$ ソースとして S_N と Q 値の大きい ^{150}Nd を採用している。

天然ネオジム内の割合は 5.6% である (表 1.1)。一様磁場中で曲げられた電子の螺旋状の飛跡のピッチアングルと磁場方向から見たときの円の半径を割り出し、電子の持つ運動量から運動エネルギーを計算する。現在稼働中のプロトタイプ DCBA-T2 でエネルギー分解能の評価を行ったが、二重ベータ崩壊の Q 値におけるエネルギー分解能は約 6.2%(FWHM) という結果が得られた。これは逆階層モデルから予測されるニュートリノ質量 50 meV を観測できるエネルギー分解能 5% に満たない。シミュレーションによって DCBA-T2 の磁場を 2 倍程度強くし、電子飛跡のデータ・サンプリング密度を 4 倍 (Y 方向 2 倍 \times Z 方向 2 倍) にすれば 4%(FWHM) まで達成できる可能性があることが分かったので、超伝導ソレノイドマグネットを用いた DCBA-T3 を製作して実験的に確認する計画をしている。

第2章 DCBA-T2の性能評価

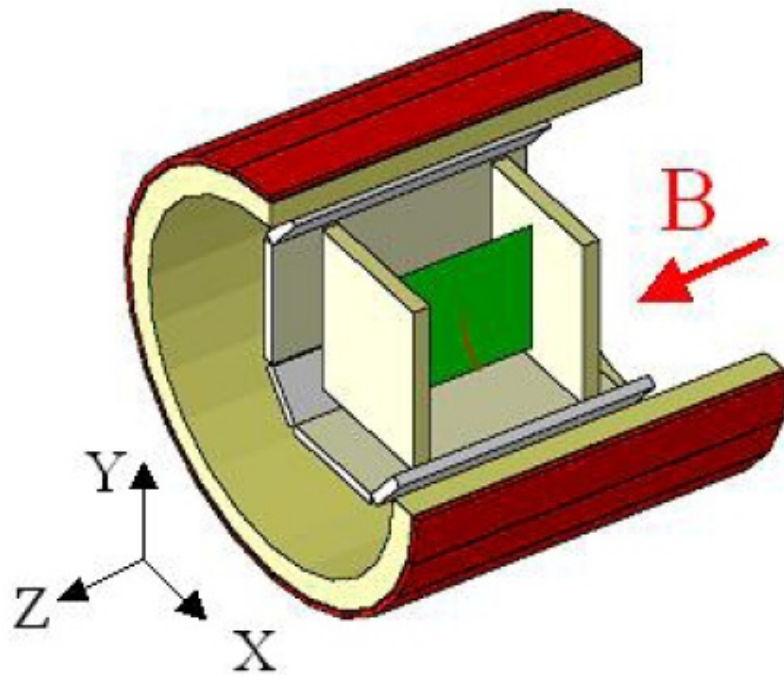


図 2.1: DCBA-T2 測定器概念図

2.1 DCBA 測定器の測定原理

現在 DCBA 実験ではプロトタイプ測定器でエネルギー分解能の評価を行っている。稼働中の DCBA-T2 測定器の概念図を図 2.1 に示す。崩壊ソースから飛び出した電子は磁場中で螺旋軌道を描いて飛んでゆく。磁束密度を $B[\text{kG}]$ とすると、電子軌道の軌道半径 $r[\text{cm}]$ と磁場と垂直な面からの傾き (ピッチアングル λ) がわかれば、次式を用いて電子の運動量 $p[\text{MeV}/c]$ を求めることができる。

$$p \cos \lambda = 0.3rB \quad (2.1)$$

また、質量 m_e [MeV/c²] とすると、運動量から次式を用いて運動エネルギー T [MeV] が求まる。

$$T = (p^2 + m_e^2)^{1/2} - m_e \quad (2.2)$$

電子はチェンバー内のガス分子を電離しながら飛んでゆき、電離で生じた電子とイオンはそれぞれアノード、カソード方向へドリフトする。電子はアノードワイヤーまで来ると、ワイヤー近傍の高い電界によって電子雪崩を起こす。また同時に生じる大量のイオンの一部はカソード方向へドリフトする。このイオンの移動がアノードシグナルとして検出される。この一部がピックアップシグナルとして検出される。ドリフト領域は一本のアノードワイヤーを中心としてドリフトセルと呼ぶ単位で分けられる。その領域で電離された電子はそのワイヤーで検出される。軸の定義は水平方向が X 方向、垂直方向は Y 方向、磁場方向が Z 方向としている。

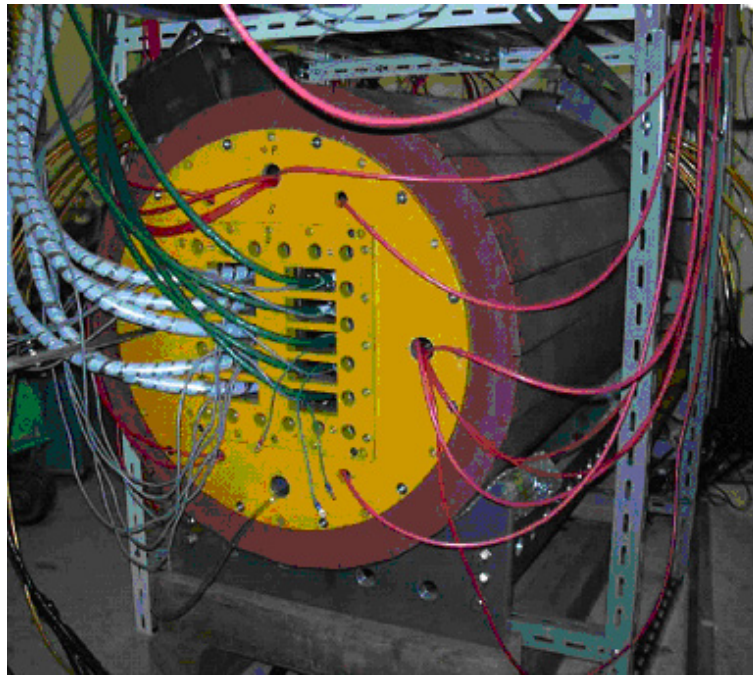


図 2.2: DCBA-T2 測定器外観

2.2 DCBA-T2 ドリフトチェンバー

DCBA-T2 検出器はドリフトチェンバーとそれを囲むソレノイドマグネットからなる。ドリフトチェンバーはソースプレートを中心として左右に 2 台ある。ソレノイドマグネットはフラックスリターンヨークと組み合わせることで有感領域内で均一磁場 ($\delta B/B_0 < 1\%$) が保たれるようになっている。宇宙線によるバックグラウンドを減らすため、地下 4 階に

設置している。

2.2.1 ドリフトチェンバー

図 2.3 に示したように、ドリフトチェンバーはソースプレートの左右に 1 台ずつ合計 2 台設置されている。地面と平行にアノードワイヤーが張られている。92 mm 離れて反対側の面にはカソードワイヤーが対になって配置されている。アノードワイヤーから 2 mm カソードワイヤーに近い所にアノードワイヤーと垂直にピックアップワイヤーが配置されている。電圧をかけることでアノード、カソード間には一様な電場の空間が作られる。約 200 V/cm ほどであり、この時のドリフト速度は 5 mm/ μ sec ほどである。その空間の上下と横の面には電場の一様性を上げるためのフィールドワイヤーが張られている。このワイヤーは抵抗チェーンによって一本一本異なる電圧をかけることができ、その場所に最適なポテンシャルを与える。各ワイヤーのピッチは 6 mm である。ワイヤーには高電圧をかけるので、一番端のワイヤーはダミーワイヤーと呼び、信号を読み出さない。カソードワイヤーの端はガードワイヤーと呼ぶ太いワイヤー配置する。これはワイヤー径が大きいことにより表面電界を小さくし、チェンバーフレームとの電位差による放電を防ぐためである。

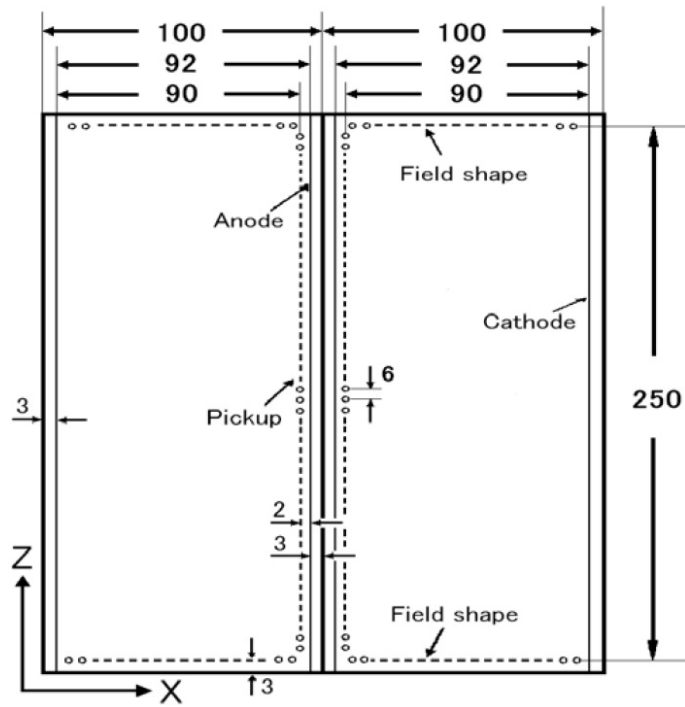
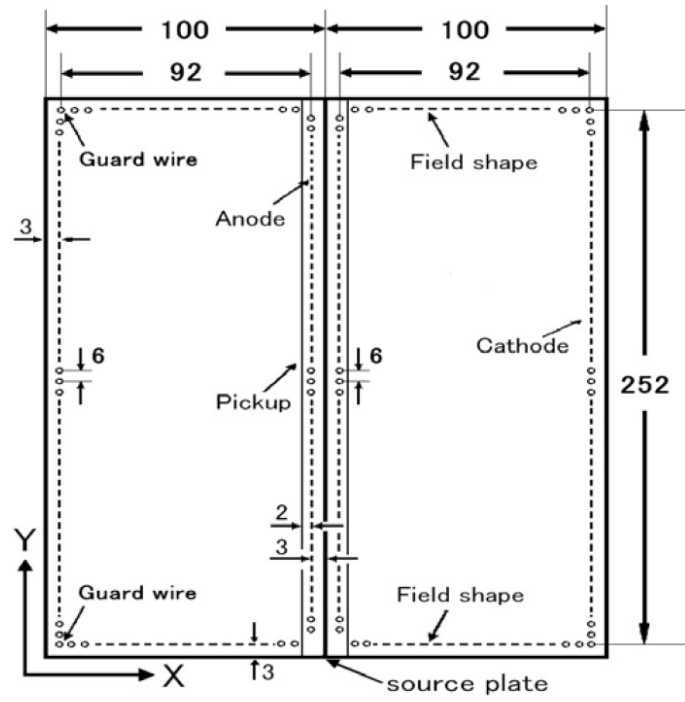


図 2.3: DCBA-T2 ドリフトチェンバーの構造

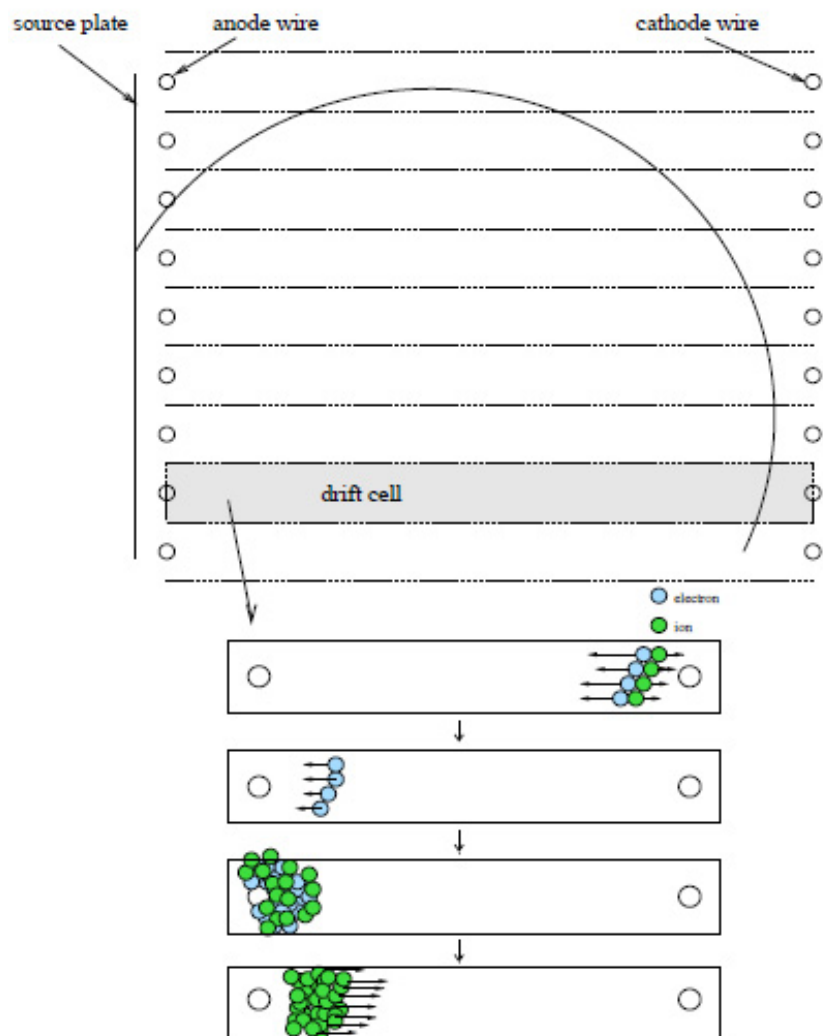


図 2.4: DCBA 測定器のチェンバー内の電子のトラック

2.2.2 ワイヤー

表 2.1 に DCBA-T2 のドリフトチェンバーに張られているワイヤーを載せる。ワイヤーの材質がタングステン、アルミニウムとあるが、電子がワイヤーに当たって散乱することもあるので、なるべく原子番号の小さい元素の材質のワイヤーの方がその効果を少なくすることが出来る。あとは、求める太さのワイヤーであればよい。

ワイヤー名称	材質	直径	張力	印加電圧
アノードワイヤー	Au-W	20 μm	35 g	1620V
カソードワイヤー	Au-Al	80 μm	90 g	-1800V
ピックアップワイヤー	Au-Al	80 μm	90 g	-1800V
ガードワイヤー	Au-Be-Cu	140 μm	150 g	-200V
フィールドワイヤー	Au-Al	80 μm	90 g	*

表 2.1: DCBA-T2 チェンバーのワイヤーの種類

・アノードワイヤー

プラス高電圧を印加し、カソードワイヤーとの間に一様な電界の空間 ($E=200 \text{ V/cm}$) を形成する。入射電子のイオン化によって発生した電子がこのワイヤーまでドリフトし、ワイヤー近傍の高い電界によって電子雪崩が起こる。そこで発生した大量のイオンの移動をシグナルとして検出し、Y 方向の位置決定と、ドリフト時間とドリフト速度の積による X 方向の位置決定に用いられる。地面と水平方向に 6 mm ピッチで 42 本張られている。両端の 2 本を除いた 40 本は金メッキタングステンで直径 20 μm 。両端の 2 本は金メッキアルミニウムで直径 80 μm である。この 2 本はチェンバーの壁に近いために電界の一様性がよくなく、電子のドリフトする方向がずれ、電子のドリフト時間が変わってしまうため、電圧は印加するがシグナルの読み出しは行わない。ワイヤーの材質、直径が異なるのは、シグナルの読み出しを行わないので電子雪崩を起こさせなくするため、表面電界を下げる必要があり、細いワイヤーよりも張るのが容易な太いワイヤーを用いたためである。ソースプレートからは 4 mm 離れている。

・カソードワイヤー

アノードワイヤーと対の位置に配置される。その間の距離は 92 mm である。マイナス高電圧を印加する。アノードと同じく 6 mm ピッチで 42 本張られているが、これらはすべて直径 80 μm の金メッキアルミニウムワイヤーである。

・ピックアップワイヤー

アノードワイヤーの張られる面からカソードワイヤー方向に 2 mm 離れた所に、地面と垂直方向に張られている。アノードワイヤー近傍で発生した電子雪崩によって多数の電子・イオンペアが発生し、イオンはソースプレート、カソードワイヤー、ピックアップワイヤー方向にドリフトする。その一部がピックアップワイヤーでシグナルとして検出され、Z 方向の決定に用いられる。6 mm ピッチで 40 本張られている。直径 80 μm の金メッキアルミニウムワイヤーである。アノードワイヤーと同じ理由で、両端の 2 本はシグナルの読み出しを行わない。

・フィールドワイヤー

チェンバー端に配置し、電界の一様性を改善するために用いられる。抵抗チェーンによって各ワイヤーに印加する電圧は別々な値を取ることができる。それぞれの位置に最適なポテンシャルを与えることで、ドリフトチェンバーが無限遠に続いているような、一様な電場を作る。チェンバー上面、下面に15本ずつ、側面に15本ずつ張られ、合計60本張られる。直径80 μm の金メッキアルミニウムワイヤーである。

・ガードワイヤー

カソードワイヤーの両端に張られる。カソードワイヤーは高電圧のためワイヤーの表面電界が大きく、チェンバーの端ではアルミフレームとの電位差で放電が起こりやすい。そのため、直径を大きくすることで表面電界を小さくしたワイヤーを配置する。直径140 μm の金メッキベリリウム銅ワイヤーを用いた。

2.2.3 ソースプレート

二重ベータ崩壊用放射線源（崩壊ソース）を板状に加工したものを、アルミナイズドマイラーシートで挟み、アルミフレームに固定する。アルミナイズドマイラーシートは、片側の表面がアルミになっており、ここをアースすることでアノードワイヤー表面での電子雪崩に必要な表面電界を得る。現在は、エネルギー分解能評価のため、アルミの板に穴を開け、表面に ^{207}Bi を電着した直径3 mmのステンレスを固定したものを設置している。

2.2.4 ガス

DCBA-T2のドリフトチェンバーに用いるガスは、ガス増幅（電子雪崩）を引き起こすためのガスと、放電を防ぐためのクエンチャーからなる。使用するガスは、He 85 % + CO₂ 15% の混合ガスである。DCBA 測定器のエネルギー分解能への寄与で大きな割合を占めるのは、電子のソースプレート中での多重散乱、エネルギー損失と、ガス中での多重散乱、エネルギー損失であるので、ガス分子の原子番号は小さいほどその効果は小さくなりエネルギー分解能は向上する。そのため、Heを用いている。また、クエンチャーにCO₂を用いた理由は、地下に設置するので火事の可能性がある可燃性のガスの使用を避けるためである。ガスの圧力は1 atm程度であり、バブラーで常に約4 cm分の水圧に大気圧を加えた値程度であることを確認する。また、ガス流量は流量計で監視することができ、酸素濃度計により酸素濃度を1 ppm以下であることを確認している。DCBA-T2のドリフトチェンバーのスペックを表2.2に示す。

・ドリフトチェンバー	
ソース	Nd ₂ O ₃ (40 mg/cm ²) (¹⁵⁰ Nd=0.008 mol)
有感領域	4(X)×26(Y)×26(Z) cm ³ /chamber:2 チェンバー
アノードワイヤピッチ	6 mm
ピックアップワイヤピッチ	6 mm
信号読み出し	Flash ADC
X-座標	ドリフト速度 × ドリフト時間 ($\sigma_X \approx 1$ mm)
Y-座標	アノードワイヤ位置 ($\sigma_Y \approx 0.2$ mm)
Z-座標	ピックアップワイヤ位置 ($\sigma_Z \approx 0.2$ mm)
・マグネット	ソレノイド(常伝導)+フラックスリターンヨーク
磁束密度	0.8 kG(最大)
一様な領域	40 ϕ (直径)× 70(長さ) cm ³ ($\delta B/B_0 < 1\%$)
・ベトーカー	シンチレーションカウンター

表 2.2: DCBA-T2 の設計主要パラメータ

2.2.5 マグネット

DCBA-T2 ではチェンバー内の有感領域で一様磁場を得るためにソレノイドマグネットと鉄ヨークを設けていて、チェンバー全体を包むように配置されている。一番内側にアルミ製の円筒があり、そのまわりに銅製のコイルが巻かれている。フラックスリターンヨークはその円筒の両端を塞ぐ様に配置された鉄板と、コイル全体を覆う形で配置された部分からなる(図 2.5)。円筒内で Z 方向に一様な磁場は鉄板表面で磁束が垂直になるので、チェンバーの端の方の有感領域までの磁場の一様性を保つことが可能となっている。N 極側から鉄板内部に入った磁束は側面を通して反対側の S 極側の鉄板から垂直に出て、戻る。このソレノイドマグネットで測定時に 0.8 kG の磁束密度を得る。有感領域の磁束密度は、NMR で 0.1% の誤差の正確さで監視することが出来る。また、マグネット内部の 580 点をホール素子を用いて調べた結果、ドリフトチェンバーの有感領域内での磁束密度の誤差は 0.1% 以内に収まっていることが確認されている [28]。

コイルは銅パイプになっていて、運転中は常に冷却水を流し続け、ソレノイドマグネットの温度が上がり過ぎない様になっている。コイルは 9 本あり、そのうち 1 本は電流を流さず冷却水のみを流している。コイル全ての温度はコイルに取り付けられた温度センサーによって常時監視されている。0.8 kG で運転中は約 40 °C まで上がる。冷却水はコイルに流す 1 次冷却水と、それを冷やす 2 次冷却水の 2 系統ある。2 次冷却水は実験室の外へ出て冷却される。DCBA-T2 ソレノイドマグネットの仕様を表 2.3 に示す。また、断面図を図 2.5 に示す。

磁束密度	0.8 kG
内径	0.5 m
外径	0.62 m
長さ	1.0 m
電流	410 A
電圧	41 V
電力	17 kW

表 2.3: DCBA-T2 ソレノイドマグネットの主要スペック

2.3 電子のドリフト速度

チェンバー内の一様電界によって電子はアノード方向へドリフトする。ドリフト速度は衝突で失われる平均運動量と、電場によって得るエネルギーがつり合うために一定となる。その時のドリフト速度 v は電場強度 E 、ガス圧 p 、標準気圧 p_0 、気体の移動度を μ とすると、

$$v = \mu E \frac{p_0}{p} \quad (2.3)$$

と表される。DCBA-T2 チェンバーでは有感領域での一様電場は約 135 V/cm となり、このときの電子のドリフト速度は約 0.4 cm/ μ sec となる。DCBA-T2 ではドリフト速度と、電子がアノードワイヤーに到達するまでの時間から、X 座標を決定する。

2.4 ガス増幅

電子は図 2.4 のようにアノードワイヤー近傍の高電場で急激に加速されてガス増幅が起こる。その全電荷 Q は、初期の電子数を n_0 とすると、増幅率 M を用いて

$$Q = n_0 e M \quad (2.4)$$

となる。単位長さあたりに発生する二次電子の数を α (Townsend 係数) とすると、電子の数 n を用いて距離 dx で増幅される電子数 dn は

$$dn = n \alpha dx, \quad \ln \frac{n}{n_0} = \int \alpha(x) dx \quad (2.5)$$

となる。よって電子が x_1 から x_2 まで移動したときのガス増幅 M は

$$M = \frac{n}{n_0} = \exp \left[\int_{x_1}^{x_2} \alpha(x) dx \right] \quad (2.6)$$

となる。ワイヤーで考えると、 x_1 はワイヤー半径、 x_2 はワイヤー中心から電子雪崩が起こり始める点までの距離とすると、増幅率が求まる。大量に発生したイオンはカソードワイヤー方向へ移動し、その移動をアノードワイヤーとピックアップワイヤーでシグナルとして検出する。イオンのドリフト速度は、電子のドリフト速度の約 1/1000 程度である。

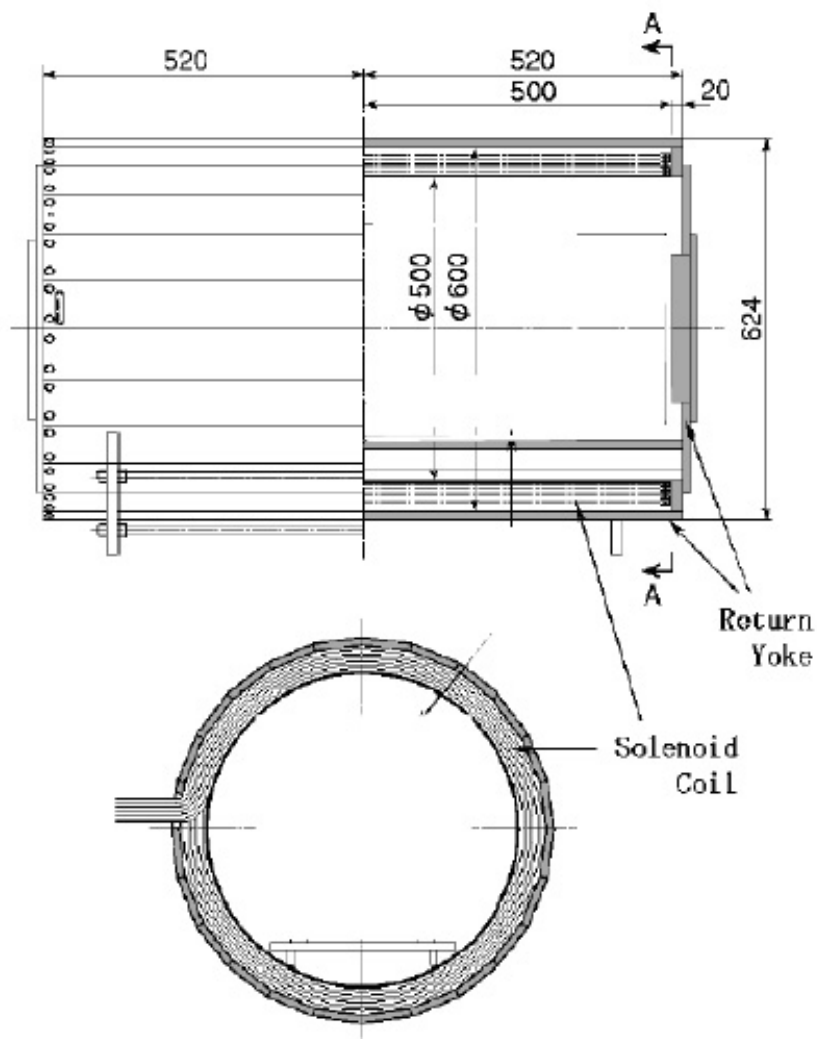


図 2.5: DCBA-T2 ソレノイドマグネットの断面図

2.5 電子回路

アノードワイヤーとピックアップワイヤーから得られたシグナルはドリフトチェンバーのすぐ外に設置されたプリアンプで増幅され、ケーブルを伝って8本分まとめてFADC(Flash Analog to Digital Converter)に渡される。使用しているプリアンプは電流型で、入力電流 $i \mu A$ に対する出力電圧 $v mV$ の関係が、

$$v = 98.6i + 0.3 \quad (2.7)$$

という増倍率である。FADC はある時間間隔内でのアナログデータをデジタルデータに変換するための回路モジュールであり、ADC と TDC の機能を併せ持つ。ADC ではある

チャンネル数/1 モジュール	8 channel
フルスケール	-1.0 V
最大サンプリングレート	100 MHz
波高分解能	8 bit
データメモリ	8 kWord
閾値	128 mV

表 2.4: DCBA-T2 で使用している FADC の仕様

ゲート内に入った電荷量と波高値しかわからないが、FADC では連続したシグナルの波形がわかるといった特徴を持つ。DCBA-T2 で使用している FADC の仕様は表 2.4 の通りである。FADC 1 モジュールにつき、アナログシグナル入力 8 チャンネルを処理することが出来る。DCBA-T2 のドリフトチェンバーの有感領域はソースプレートの左右にあり、それぞれ 40 本ずつのアノードワイヤー、ピックアップワイヤーが読み出しに使用される。そのため、それらを処理するのに合計 20 モジュールの FADC を使用している。サンプリングレートは 100 MHz でデータメモリが 8 kWord あるので、ストップシグナルのかかった時から $80 \mu\text{s}$ 前までのデータが保持される。ストップシグナルはシンチレーションカウンタ等の外部からのシグナルの入力でかけることも出来るが、FADC 自身のタイミングシグナルでかけることも出来る。タイミングシグナルは任意の $5 \mu\text{s}$ 間に FADC 1 モジュールの 8 チャンネルの内、3 チャンネル以上で閾値を超えるシグナルの入力があった場合、出力されるようになっている。

プリアンプと FADC の間のケーブルには浮遊容量の変化によって電気ノイズが乗りやすく発振状態が起こることが度々あり、測定を行う上で問題となっている。一度発振状態になってしまった場合は、手作業でケーブルの位置をずらすなどして測定データを確認し、発振状態がなくなるまで繰り返す必要がある。この問題は DCBA-T3 で改善すべき問題である。

2.6 運動エネルギーの算出

2.6.1 XYZ 方向の位置決定

X 方向の位置は、電子のドリフト速度とドリフト時間から決定される。電離の起きた時間を t_0 とし、アノードワイヤーに到達した時間を t_1 とすると X 位置は

$$X = \int_{t_0}^{t_1} v(x) dt \quad (2.8)$$

と表される。ドリフト速度 $v(x)$ はアノードワイヤー近傍の高電場領域を除き、有感領域では一定となるので $v(x) = v_0$ と仮定して、

$$X = v_0(t_1 - t_0) \quad (2.9)$$

となる。測定時には t_0 を測定することは出来ないので、他のワイヤーで得られるシグナルの時間情報から相対的に求める。Y 方向の位置はアノードワイヤーの番号で決定し、Z 方向の位置はピックアップワイヤーの番号で決定する。以前行われた測定により各方向の位置分解能は、 $\delta X=0.87\text{mm}$ 、 $\delta Y=0.79\text{mm}$ 、 $\delta Z=0.82\text{mm}$ という値が得られている [32]。

2.6.2 運動エネルギーの算出

電子の座標データが得られると、螺旋軌道を描く電子の飛跡が求まる。一様磁場中の電子の運動量 $p[\text{MeV}/c]$ と軌道半径 $r[\text{cm}]$ 磁場方向 Z への傾き角度 (ピッチアングル) λ 、磁束密度 $B[\text{kG}]$ の関係は、

$$p \cos \lambda = 0.3rB \quad (2.10)$$

と表される。また、電子の運動エネルギー $T[\text{MeV}]$ は、電子質量を m_e とすると、

$$T = \sqrt{p^2 + m_e^2} - m_e \quad (2.11)$$

であるので、電子の運動エネルギーを知るには電子の描く螺旋軌道の軌道半径 r とピッチアングル λ がわかればよい。解析では同グループの喜多村章一氏の作成したプログラムを使用して螺旋フィットを行っている [34]。図 2.6 に示した通り、XY 平面で円フィットにより半径 r を求め、円軌道と Z 方向の座標を直線フィットすることで λ を求めている。

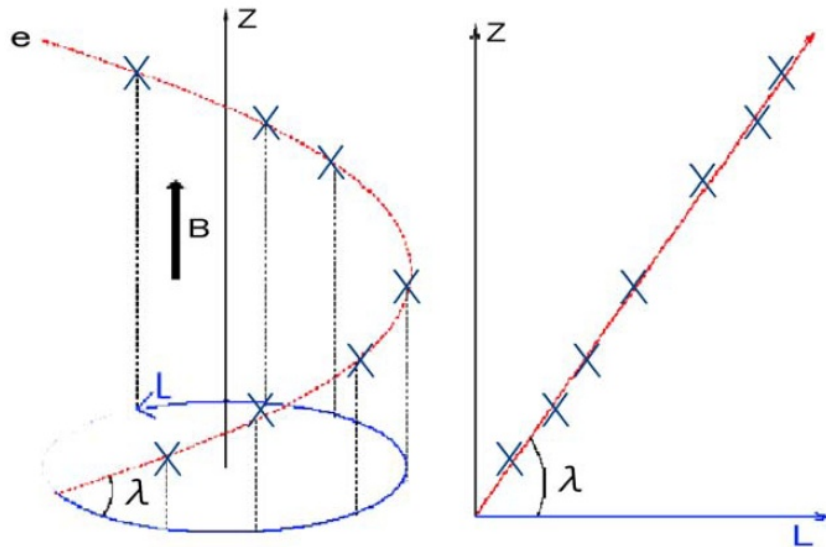


図 2.6: 電子の軌道半径とピッチアングルの模式図

2.7 シミュレーションによる性能評価

電子のガス中におけるエネルギー損失と、多重散乱からくるエネルギー分解能を Geant4 を用いたシミュレーションで求めた。シミュレーションプログラム内でドリフトチェンバーとアルミフレームを作成し、その中での電子の振る舞いをシミュレートする。ドリフトチェンバーのソースプレートの中心から 2π 方向へ電子を飛ばして行った磁束密度 0.8 kG で He と CO₂ の割合はそれぞれ 85% と 15% で、実際の ²⁰⁷Bi の内部転換電子測定のための条件と同じである。シミュレーション結果から電子のワイヤー位置での座標を取り出し、フィッティングプログラムでエネルギーの算出を行った。シミュレーション結果を図 2.7 と図 2.8 に示す。

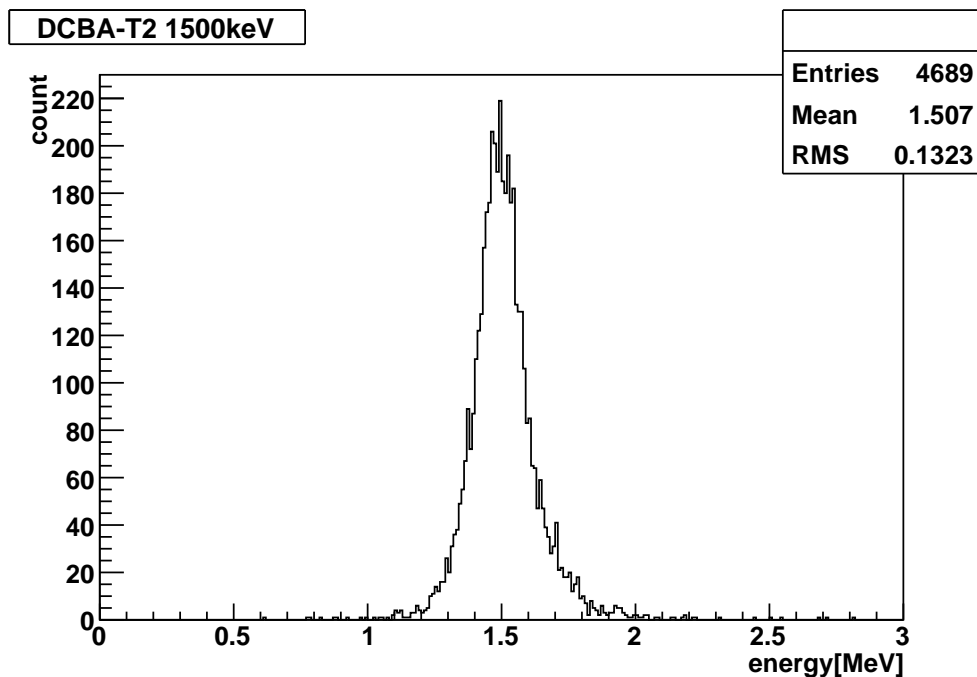


図 2.7: DCBA-T2 の 1500 keV 電子に対するエネルギー分布。磁束密度 $B=0.8$ kG、CO₂15%。

この結果から 1500 keV 電子に対するエネルギー分解能は FWHM で 190 keV、976 keV 電子に対するエネルギー分解能は FWHM で 120 keV であった。実際の ¹⁵⁰Nd に対する測定を考えると、2 電子の運動エネルギーの和は 0 から Q 値までの値をとり、これが測定するエネルギー領域になる。1 電子で考えると Q 値の半分の値を中心として分布する。

シミュレーションで得られた分解能から 2 電子のエネルギー分解能を求める。2 電子のエネルギーをそれぞれ E_1 、 E_2 とすると、エネルギー分解能は、

$$\frac{\delta E}{E} = \frac{\sqrt{\delta E_1^2 + \delta E_2^2}}{E} \quad (2.12)$$

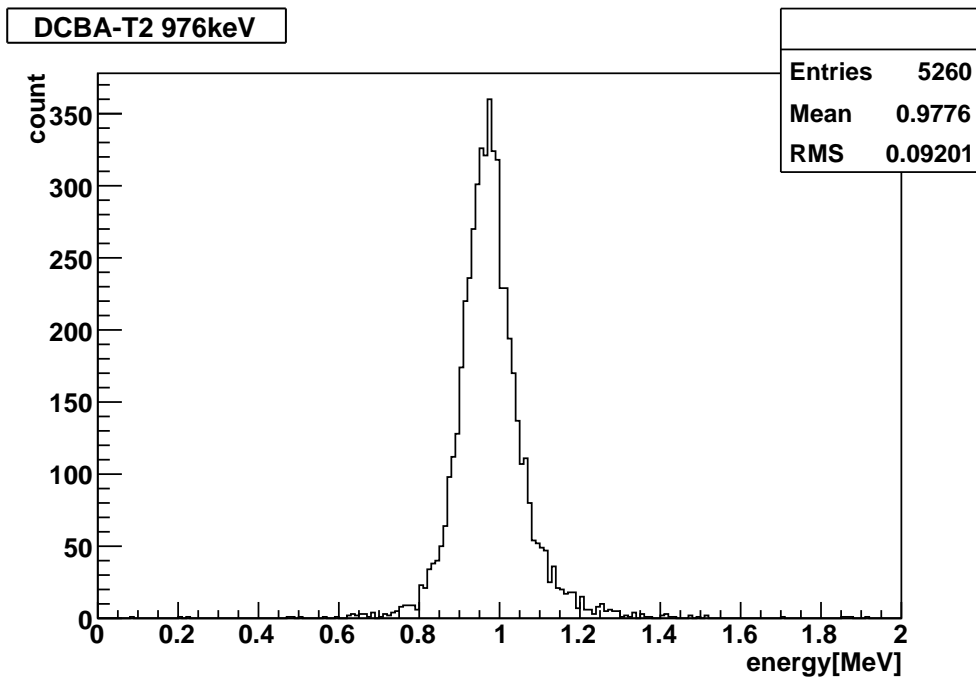


図 2.8: DCBA-T2 の 976 keV 電子に対するエネルギー分布。磁束密度 $B=0.8$ kG、 CO_2 15%。

δE_1 と δE_2 が等しいと仮定すると、

$$\frac{\delta E}{E} = \frac{\sqrt{2}\delta E_1}{E} \quad (2.13)$$

Q 値の分解能は、

$$\frac{\delta E}{Q} = \frac{\sqrt{2}\delta E_1}{Q} \quad (2.14)$$

エネルギー領域全体で 1 電子のエネルギー分解能が FWHM で 190 keV だと仮定して δE_1 に 190 keV を代入すると、

$$\frac{\delta E}{Q} \approx 8\% \quad (2.15)$$

となり、ニュートリノ質量の逆階層モデルから予想される有効質量 30 ~ 50meV の探索に要求される分解能 5% を達成していないことがわかる。一方、120 keV で計算すると、約 5% となる。次章で述べる T3 の設計ではこの条件を達成するようにしている。

2.8 ^{207}Bi 内部転換電子測定による性能評価

DCBA-T2 で ^{207}Bi のポイントソースから放出される内部転換電子の測定を行った。そのエネルギーを表 2.5 に示す。測定データの解析では、ポイントソースの位置でカットを

かけ、そこから出てきている電子について飛跡のフィッティング及び運動エネルギーの算出を行っている。そのため、バックグラウンドも含んでいる。測定データから作成されたヒストグラムを図 2.9 に示す。

内部転換電子のエネルギー [keV]	480	560	980	1050
崩壊割合 [%]	1.5	0.6	7.0	2.4

表 2.5: ^{207}Bi から放出される内部転換電子

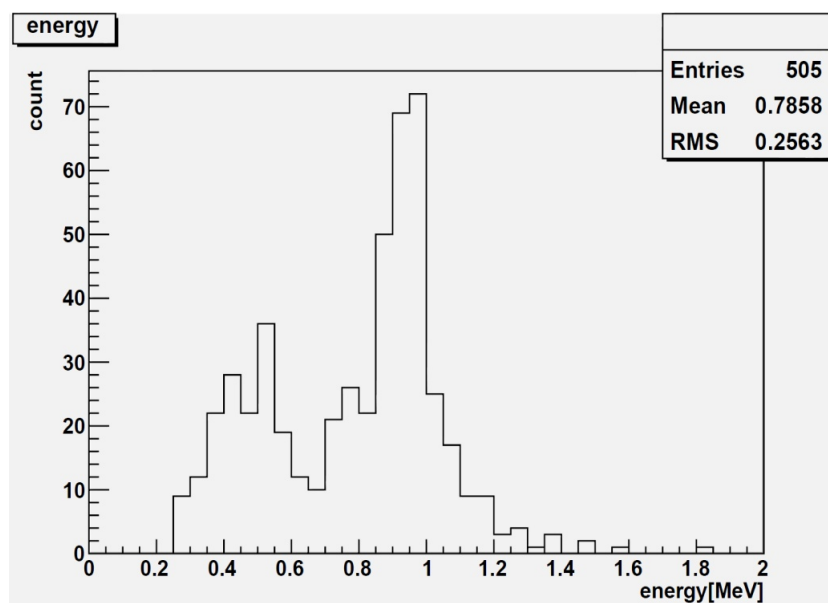


図 2.9: DCBA-T2 の測定データによるエネルギー分布

これまでに 10000 イベントのデータが解析され、そのうちソース及びその近傍から出た電子は 505 個であった。その電子から計算した DCBA-T2 のエネルギー分解能は 976 keV のピークで FWHM で 150 keV となり ^{150}Nd の Q 値で約 6.2% と得られた。この結果は 976 keV の電子のシミュレーションによるエネルギー分解能と比較すると、1% ほど悪い結果である。

図 2.10 に ^{207}Bi の内部転換電子全てを崩壊割合に応じて足し合わせたシミュレーション結果を示す。崩壊割合による分布を色分けで示した。黒で示した合計の分布には 2 つのピークがあり、1000 keV 付近のエネルギー分解能は、160 keV であり、実際の結果に近い値となった。測定結果の統計をためていくと、この値に近づくと考えられる。測定結果の 1000 keV 付近の分布の左肩に見える 800 keV あたりのピークは、 ^{207}Bi が放出する 1063 keV ガンマ線のコンプトン散乱によるコンプトンエッジだと考えられるが、今後シミュレーションで検証する必要がある。

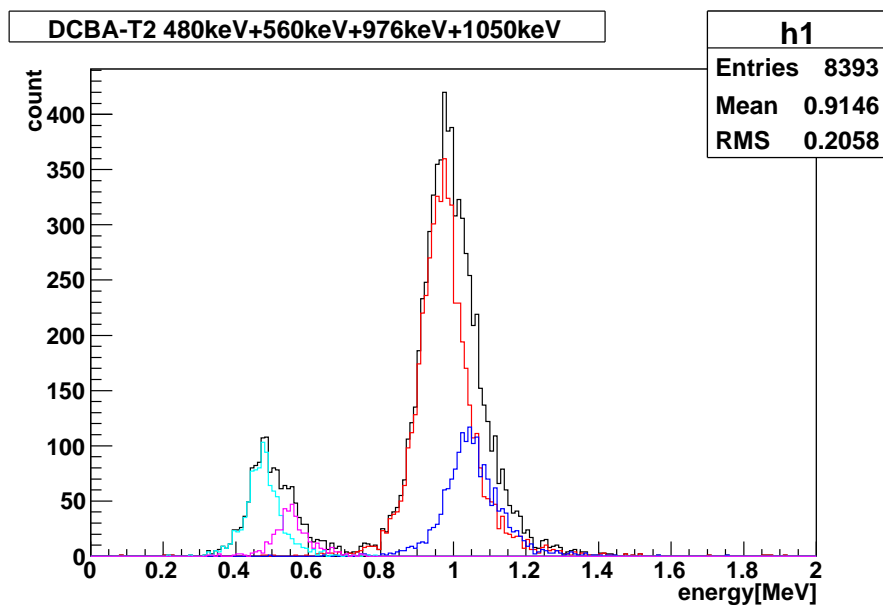


図 2.10: DCBA-T2 の ^{207}Bi 内部転換電子に対するエネルギー分布のシミュレーション結果

第3章 DCBA-T3の構造

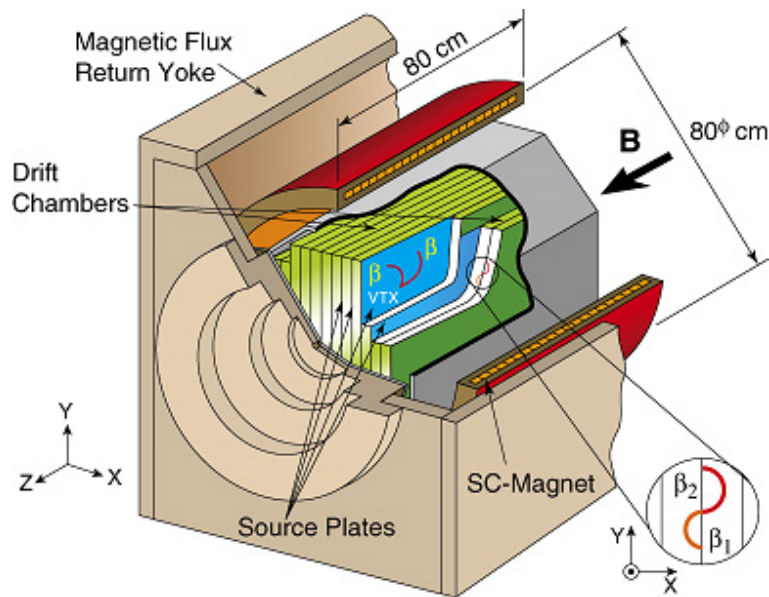


図 3.1: DCBA-T3 概念図

この章では DCBA-T3 測定器の構造について述べる。DCBA-T3 は図 3.1 に示したように 12 層のドリフトチェンバーを超伝導ソレノイドマグネットで囲み、それをフラックスリターンヨークで覆った形である。各ドリフトチェンバーの間にはソースプレートを設置する。全部で 11 枚である。主要パラメータを表 3.1 に乗せる。

3.1 チェンバー

DCBA-T3 で使用されるドリフトチェンバーの大きさは 2 種類あり、それぞれ 8 台、4 台搭載される。有感領域の大きさはそれぞれ $4\text{ cm} \times 48\text{ cm} \times 48\text{ cm}$ と、 $4\text{ cm} \times 28\text{ cm} \times 48\text{ cm}$ である。DCBA-T3 では磁束密度を約 2 倍にするので、崩壊ソースから放出された電子の描く飛跡の軌道半径は半分になる。そのため、X 方向の長さは DCBA-T2 にくらべて約半分の長さにする事が出来る。

・ドリフトチェンバー	
ソース	$\text{Nd}_2\text{O}_3(40 \text{ mg/cm}^2 \times 13,760 \text{ cm}^2 = 550 \text{ g})$ ($^{150}\text{Nd} = 0.18 \text{ mol}$)
有感領域	$4(X) \times 48(Y) \times 48(Z) \text{ cm}^3 / \text{chamber} : 8 \text{ チェンバー}$ $4(X) \times 28(Y) \times 48(Z) \text{ cm}^3 / \text{chamber} : 4 \text{ チェンバー}$
アノードワイヤピッチ	3 mm
ピックアップワイヤピッチ	3 mm
信号読み出し	Flash ADC
X-座標	ドリフト速度 \times ドリフト時間 ($\sigma_X \approx 0.5 \text{ mm}$)
Y-座標	アノードワイヤ位置 ($\sigma_Y \approx 0.2 \text{ mm}$)
Z-座標	ピックアップワイヤ位置 ($\sigma_Z \approx 0.2 \text{ mm}$)
・マグネット	
磁束密度	2.0 kG(最大)
一様な領域	$80\phi(\text{直径}) \times 80(\text{長さ}) \text{ cm}^3 (\delta B/B_0 < 1\%)$
・ベトーカー	
	シンチレーションカウンター

表 3.1: DCBA-T3 の設計主要パラメータ

3.2 ワイヤー

DCBA-T3 に張られるワイヤーを表 3.2 に示す。ワイヤーの種類は、アノードワイヤー、カソードワイヤー、ピックアップワイヤー、フィールドワイヤー、ガードワイヤーの 5 種類であり、すべて 3 mm 間隔で張られる。

アノードとカソードの間の距離は 42 mm である。いくつかの材質があるが、直径の値のみを決めて設計されている。

ワイヤー名	材質	本数	直径	張力
アノードワイヤー	Au-W	160 本	20 μm	50 g
アノードダミーワイヤー	Au-Al	2 本	80 μm	90 g
カソードワイヤー	Au-Al	162 本	80 μm	90 g
ピックアップワイヤー	Au-Al	160 本	80 μm	90 g
ピックアップダミーワイヤー	Au-Al	2 本	80 μm	90 g
フィールドワイヤー	Au-Al	52 本	80 μm	90 g
ガードワイヤー	Au-BeCu	2 本	100 μm	150 g

表 3.2: DCBA-T3 の一つのチェンバー当たりのワイヤー

・アノードワイヤー

プラス高電圧を印加し、カソードワイヤーとの間に一様な電界の空間 ($E = 200 \text{ V/cm}$) を

形成する。入射電子のイオン化によって発生した電子がこのワイヤーまでドリフトし、ワイヤー近傍の高い電界によって電子雪崩が起こる。そこで発生した大量のイオンの移動をシグナルとして検出し、Y方向の位置決定と、ドリフト時間からX方向の位置決定に用いられる。地面と水平方向に3 mmピッチで162本張られる。両端の2本を除いた160本は金メッキタングステンで直径20 μm 。両端の2本は金メッキアルミニウムで直径80 μm である。この2本はチェンバーの壁に近いために電界の一様性がよくないので、電子のドリフト時間、向きが確保できないので、電圧はかけるがシグナルの読み出しは行わない。ワイヤーの材質、直径が異なるのは、シグナルの読み出しを行わないのでワイヤーの表面電界を下げて電子雪崩を起こさせなくするため、張るのが難しい細いワイヤーを張る必要がないからである。ソースプレートからは4 mm離れている。ワイヤーに印加する電圧は、DCBA-T2に比べて少し高い1700 V程度になる。その理由は、アノードワイヤーのピッチが狭くなったことにより、同じ電圧では表面電界が低くなってしまいうためである。

・カソードワイヤー

アノードワイヤーと対に配置される。アノードとカソードの間の距離は42 mmである。アノードと同じく3 mmピッチで162本張られるが、こちらはすべて直径80 μm の金メッキアルミニウムワイヤーである。ソースプレートからは4 mm離れている。印加する電圧は、DCBA-T2と比べてアノードとカソード間の距離が近くなるため、-1400V程度に低くなる。

・ピックアップワイヤー

アノードワイヤーの張られる面からカソードワイヤー方向に2 mm離れた所に、地面と垂直に張られる。アノードワイヤー近傍で発生した電子雪崩によって多数の電子・イオンペアが発生し、イオンはカソードワイヤー方向にドリフトする。その一部がピックアップワイヤーで誘起電流シグナルとして検出され、Z方向の決定に用いられる。3 mmピッチで162本張られる。直径80 μm の金メッキアルミニウムワイヤーである。アノードワイヤーと同じ理由で、両端の2本はシグナルの読み出しを行わない。

・フィールドワイヤー

チェンバー端に配置し、電界の一様性を改善するために用いられる。抵抗チェーンによって各ワイヤーに印加する電圧は別々な値を取ることができる。チェンバー上面、下面に13本ずつ、側面に13本ずつ張られ、合計52本張られる。直径80 μm の金メッキアルミニウムワイヤーである。

・ガードワイヤー

カソードワイヤーの両端に張られる。カソードワイヤーは高電圧のためワイヤーの表面電界が大きく、チェンバーの端ではアルミフレームとの電位差で放電しやすい。そのため、直径を大きくすることで表面電界を小さくしたワイヤーを配置する。直径100 μm の金メッキベリリウム銅ワイヤーを用いる。

3.3 電場の一様性

チェンバーの端の方ではアノード、カソード、ピックアップワイヤーから出た電気力線がチェンバーフレームに伸び、一様性が保てない。その為、フィールドワイヤーによる電場補正により、チェンバー内の電場の一様性を保つ。Garfieldシミュレーションによるチェンバー内の電場を図3.2と、図3.3に示す。2次元でのシミュレーションであり、ワイヤー点で配置されている。シミュレーションでは有感領域で一様な電場の空間が確保できるという結果が出ている。

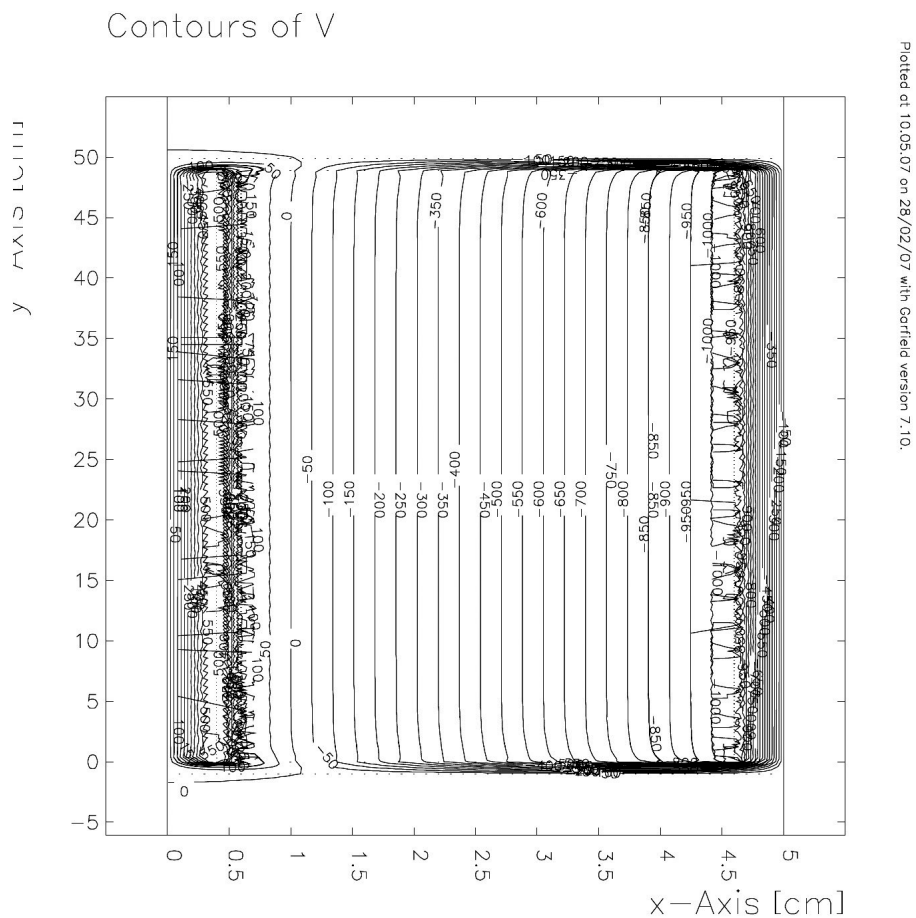


図 3.2: DCBA-T3 チェンバーの電場シミュレーション。等電位を結んだ図。

3.4 ソースプレート

ソースは Nd_2O_3 を用いる。密度は 7.00 g/cm^3 で、厚さ 40 mg/cm^2 である。両面をアルミナイズドマイラーシートで挟みチェンバーの間に挿入し、合計 11 枚のソースプレー

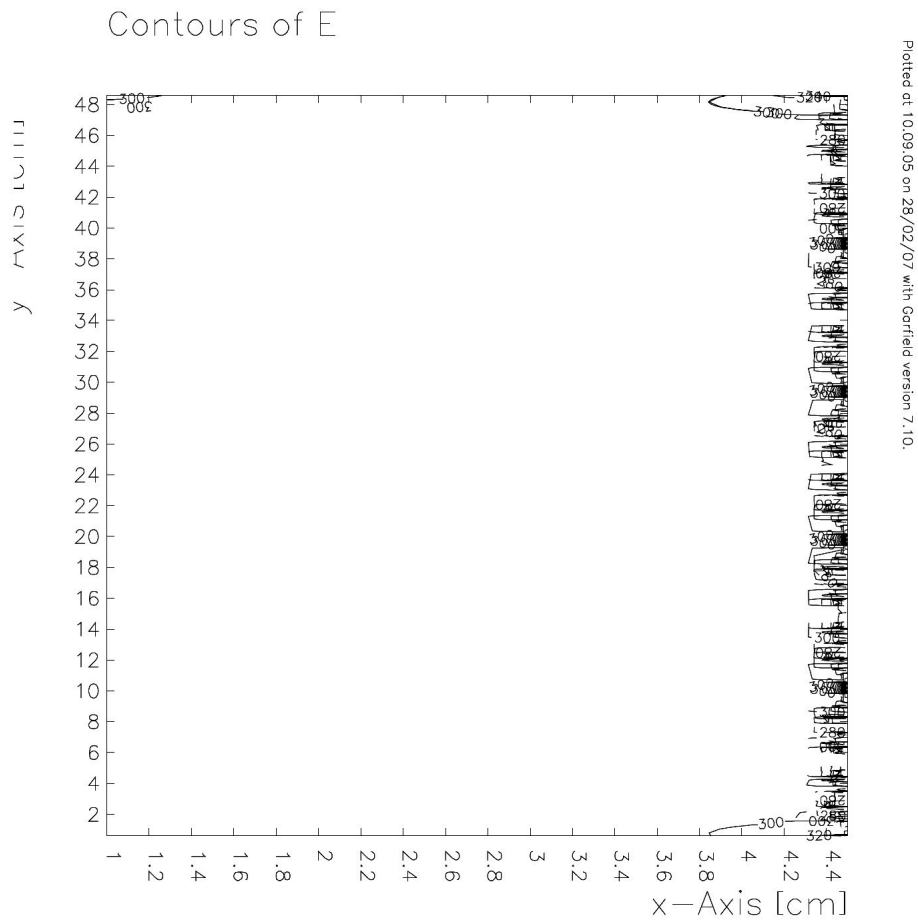


図 3.3: DCBA-T3 チェンバーの電場シミュレーション。電場の一様性。

トが入る。

3.5 ガス

チェンバーに封入するガスは、DCBA-T2と同じHeとCO₂の混合ガスである。割合はHe 90%+CO₂ 10%である。DCBA-T2で用いていたCO₂15%から割合が5%変わっている。その理由は、ガスによる多重散乱、エネルギー損失の効果を減らすためである。ガスの圧力とその監視精度は、DCBA-T2と同様にバブラーで1 atm程度にする。

3.6 マグネット

DCBA-T3のマグネットには、無冷媒超伝導ソレノイドマグネット(図3.4)とフラックススリターンヨークを組み合わせたものを用いる。これには、DCBA-T2と比べて約2倍の

磁束密度 (0.2 T) と 8 倍の測定器空間が必要とされている。磁場の誤差が $\pm 0.5\%$ 以下になるように設計が行われた。その主要パラメータを表 3.3 に示す。

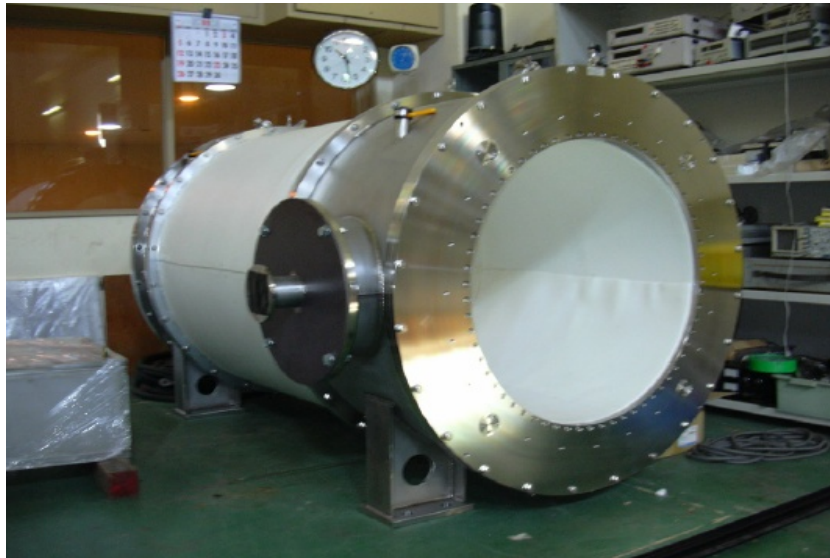


図 3.4: 無冷媒超伝導ソレノイドマグネット

コイル寸法	1.3 m(L) × 1.0 m(ϕ) × 5.2 mm(t)
ターン数	3382 ターン
中心磁場	0.2 T
定格電流	66.3(A) リターンヨークあり
超伝導線及び安定材	NbTi/Cu/Al
臨界電流 (@3.8 T, 4.2 K)	> 800A
磁場エネルギー	13(kJ)@66.3(A)
検出器用有効常温空間	0.85 m(ϕ) × 1.0 m(L)
コイル層数	4 層 (中央部)、8 層 (両端 150 mm)

表 3.3: DCBA-T3 マグネットの主要パラメータ

3.6.1 無冷媒超伝導ソレノイドマグネット

超伝導マグネットの冷却方式には、直接冷却方式と間接冷却方式がある。直接冷却方式には浸漬冷却法があり、間接冷却方式には強制冷却法と静的冷却法がある。静的冷却法には液体ヘリウム貯槽からの熱伝導冷却と、小型冷凍機による熱伝導冷却がある。DCBA-T3 で採用したのはこの小型冷凍機による冷却方法である。マグネットの冷却は、GM(Gifford

McMahon) サイクル冷凍機を使用した間接冷却となる。この方法ではヘリウムを使用するが、冷媒としての使用はしないためヘリウムを供給し続ける必要はない。小型冷凍機のスイッチを入れれば冷却が開始される。

3.6.2 フラックスリターンヨーク

フラックスリターンヨークはドリフトチェンバーの有感領域内に超伝導マグネットによってつくられる磁場の一様性を良くするための為に設置する。鉄ヨークの内のチェンバー端のエンドキャップとよばれる部分の形状が重要となる。表 3.4 に鉄リターンヨークの設計に必要な仕様を示す。

測定器空間	$L=600\text{ mm}, \phi=600\text{ mm}$
磁束密度	0.2 T
磁場均一度	$\leq \pm 0.5\%$ (0.199 ~ 0.201 T)
漏れ磁場	$\leq 5\text{ G}$

表 3.4: DCBA-T3 鉄リターンヨークの設計に必要なパラメータ

3.7 DAQ システム

DCBA-T2 ではプリアンプと FADC 間のケーブル周りの浮遊容量の変化によって生じる電気ノイズ、発振が問題となっていた。また、表 3.2 にある通り、DCBA-T3 ではチェンバー 1 台につきアノードワイヤーとピックアップワイヤーそれぞれ 160 本ずつが読み出しに使用される。そのため大量のケーブルとコネクタが必要になりコスト面でも問題がある。そこで、図 3.5 にあるような、32 チャンネル分のプリアンプ及び FADC、メモリを搭載したボードを製作し、FPGA(Field Programmable Gate Array) を用いて 1 本のシグナル読み出しケーブルで済ませることが計画されている。それぞれのケーブルは cPCI 規格のデータ処理ボード及び、CPU ボードから制御され、データが保存される。データ取得時のデッドタイムをなくすためメモリ 2 つを用いたダブルバッファ型を計画している。4kWord のメモリ 2 つを用意し、片方でデータを取得してゆき、トリガがかかるとデータを読み出すと同時にもう一つのメモリに切り替えてデータを取得し続けるという方法である。

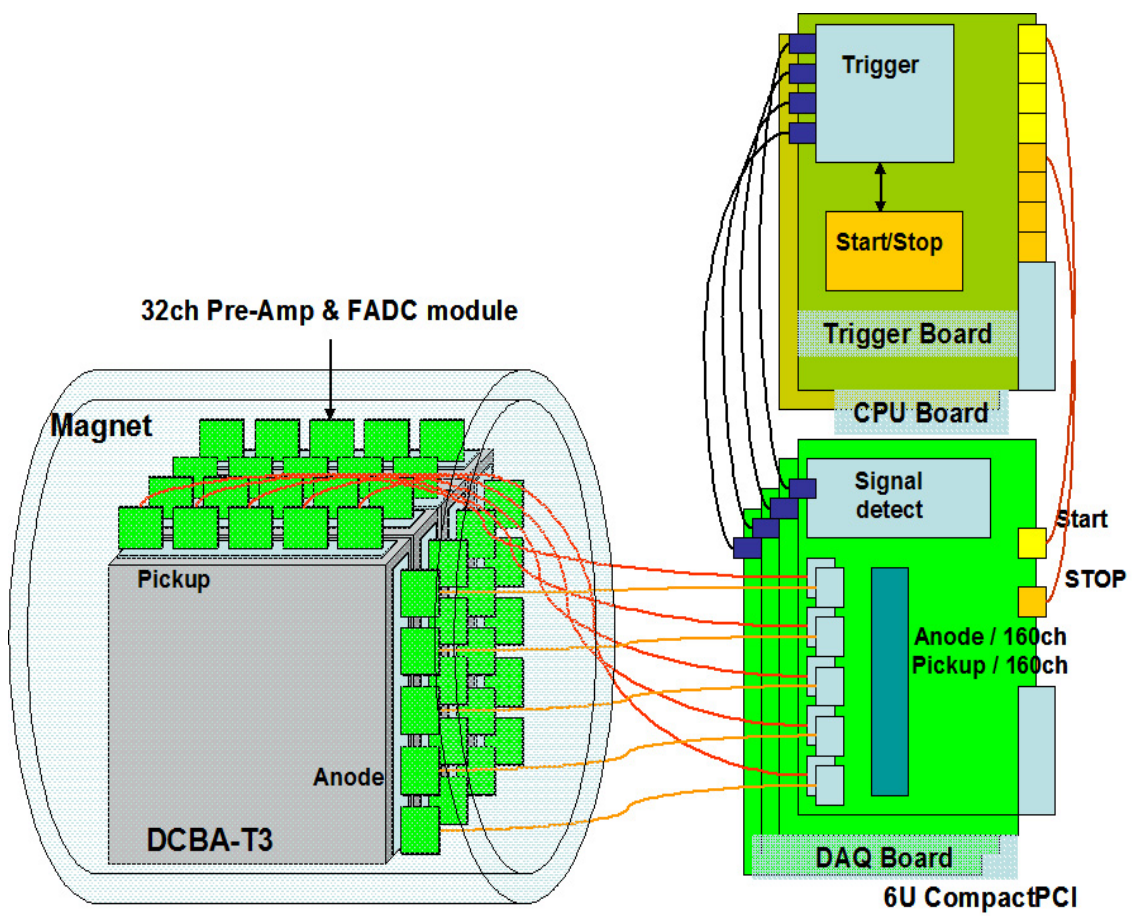


図 3.5: DCBA-T3 の DAQ システム

第4章 DCBA-T3の製作

4.1 ワイヤー張力の測定

4.1.1 ワイヤー張り

DCBA-T3のドリフトチェンバーのアルミフレームにワイヤーを張る方法は、DCBA-T2の時の方法 [32] と同じで、図 4.1 に示した方法である。穴あけされたフレームにフィードスルーと呼ばれる樹脂製のチューブを接着し、ワイヤーの片側を通し、そのチューブに接着された金属製の金具に半田付けする。もう一方の端も反対側のフィードスルーに通し、重りで張力をかけ、半田付けする。

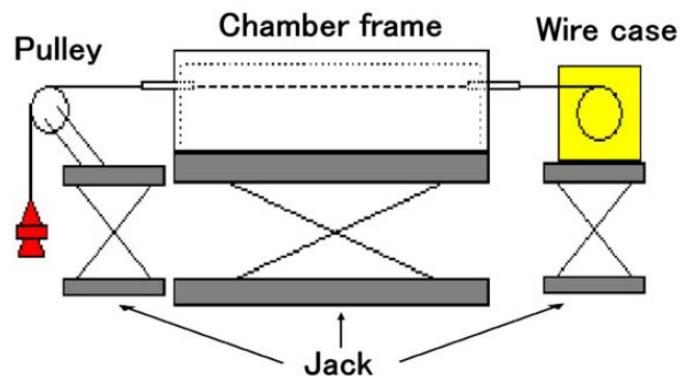


図 4.1: ワイヤー張りの方法

4.1.2 ワイヤー張力

チェンバーのアルミフレームに張られたワイヤーにはある程度の張力が要求される。それは、ワイヤーの弾性限界の張力以下であることと、電圧をかけた時に生じる電磁場によって隣のワイヤー同士に斥力が発生するため、それによる影響を無視できる程度の張力をかけなければならない。さらに、それぞれのワイヤーが等しい張力で張られる必要がある。これは、重力による弛度を考慮したとき、張力の違いから弛度の度合いが異なり、ワイヤーの不均一性が出来てしまうためである。そのため、弾性限界以下の比較的大きな張力で張ることでそのばらつきを減らす必要がある。

ワイヤー同士の斥力による影響

ワイヤーに電圧をかけた時に発生する斥力によってワイヤー位置が変異しないための張力を臨界張力 $T[\text{N}]$ とすると、次のような式で表せる [32]。

$$T = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{CV_0L}{p} \right)^2 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{qL}{p} \right)^2 \quad (4.1)$$

ここで ϵ_0 は真空の誘電率で、 8.854×10^{12} F/m であり、 C は静電容量 [F]、 V_0 はワイヤーに印加する電圧 [V]、 L はワイヤー長 [m]、 p はワイヤーピッチ [m]、 q は単位長さあたりの電荷 [C/m] である。今、 L は 0.52 m、 p は 0.003 m である。そこで、

$$Q = \frac{q}{2\pi\epsilon_0} \quad (4.2)$$

のような換算電荷 $Q[\text{V}]$ を考える。ガス増幅を起こす表面電界は、

$$E \approx 2 \times 10^7 [\text{V/m}] \quad (4.3)$$

程度である。 $r[\text{m}]$ をワイヤー半径とすると、 $10 \mu\text{m}$ 程度なので、

$$E[\text{V/m}] = \frac{Q[\text{V}]}{r[\text{m}]} \quad (4.4)$$

$$Q[\text{V}] = E[\text{V/m}] \times r[\text{m}] \quad (4.5)$$

$$\approx 2 \times 10^7 \times 10 \times 10^{-6} \quad (4.6)$$

$$= 200[\text{V}] \quad (4.7)$$

となる。この換算電荷を $q[\text{C}]$ に直すと、

$$q = 2\pi\epsilon_0 \times Q \quad (4.8)$$

$$= 1.1137 \times 10^{-8} [\text{C/m}] \quad (4.9)$$

$$(4.10)$$

となる。この値と L 、 p を臨界張力の式に代入して、

$$T = \frac{1}{4\pi \times 8.854 \times 10^{-12}} \left(\frac{1.114 \times 10^{-8} \times 0.52}{0.003} \right) \approx 3.61 \times 10^{-2} [\text{N}] \quad (4.11)$$

g 単位になおすと、 $10^{-2} \text{ N} \approx 1 \text{ g}$ なので、

$$T = 3.61\text{g} \quad (4.12)$$

となる。

弛度による影響

弛度によるワイヤーの不均一性を小さくするため、弛度をワイヤー半径程度以下にするような張力で張ることにする。ワイヤーの弛みはカタナリー曲線であり、次のように表される

$$d = C \left(\cosh \frac{S}{2C} - 1 \right) \quad (4.13)$$

$$C = \frac{T}{\omega} \quad (4.14)$$

ここで、 $d[\text{m}]$ は弛度、 $S[\text{m}]$ は径間距離、 $C[\text{m}]$ はカタナリー数である。 $T[\text{N}]$ は水平張力、 $\omega[\text{N/m}]$ は単位長さ当たりの重量である。これは放物線近似式で、

$$d = \frac{\omega S^2}{8T} \quad (4.15)$$

と表される。この式から弛度がワイヤー半径の時の張力を求める。径間距離は 520 mm である。アノードワイヤーを例にとると、計算結果は

$$T \approx 24.7\text{g} \quad (4.16)$$

となる。この結果より、弛度に対する制限の方が斥力からくる制限より大きいため、ワイヤー張力はこの値以上で張られていれば良い。表 4.1 にワイヤーの材質ごとの計算結果を示す。 T_a を張力の下限值とする。これを振動数に換算したもの（後述）を f_a とした。ワイヤー張り後におこなう張力測定ではこの値以上で張られていることを確認する。

ワイヤー名	材質	線密度 (計算値)[10^{-5} kg/m]	半径	T_a	f_a
ワイヤー A	Au-W	0.732	10 μm	24.7 g	176.8 Hz
ワイヤー B	Au-Al	1.85	40 μm	15.6 g	88.4 Hz
ワイヤー C	Au-BeCu	7.05	50 μm	47.7 g	79.1 Hz

表 4.1: DCBA-T3 に張られるワイヤー張力の制限 T_a :張力の制限、 f_a :振動数換算

4.1.3 ワイヤー張力測定

ワイヤーの張力が適切な値で、一様にかかっているかどうかを測定した。2 台のチェンバーの測定を行い、全部で 6 日ほどかかった。ワイヤーに交流電流を流すとある周波数で共鳴振動を起こす。その式は $\lambda[\text{Hz}]$ を振動数、 $L[\text{m}]$ をワイヤー長、 n を定常波の腹の数、 $T[\text{N}]$ を張力 $\sigma[\text{kg/m}]$ をワイヤー線密度とすると次のようになる。

$$\lambda_n = \frac{2L}{n} \quad (4.17)$$

$$v = \sqrt{\frac{T}{\sigma}} \quad (4.18)$$

$$v = \lambda_n f_n \quad (4.19)$$

$$f_n = \frac{n}{2L} \sqrt{\frac{T}{\sigma}} \quad (4.20)$$

したがって基本振動数は次のようになる。

$$f = \frac{1}{2L} \sqrt{\frac{T}{\sigma}} \quad (4.21)$$

ワイヤーの下には磁石を置きワイヤーに交流電流を流し、カメラ付きの顕微鏡でモニタに映し、それを見ながら周波数を変えていき、振動した周波数を記録してそれを基本振動数とした。測定したワイヤーを表 4.2 に示す。

ワイヤー名	材質	本数	直径	線密度 (計算値)[10^{-5} kg/m]	張力
アノード	Au-W	160 本	20 μm	0.732	50 g
アノードダミー	Au-Al	2 本	80 μm	1.85	90 g
カソード	Au-Al	162 本	80 μm	1.85	90 g
ピックアップ	Au-Al	160 本	80 μm	1.85	90 g
ピックアップダミー	Au-Al	2 本	80 μm	1.85	90 g
フィールド	Au-Al	52 本	80 μm	1.85	90 g
ガード	Au-BeCu	2 本	100 μm	7.05	150 g

表 4.2: DCBA-T3 チェンバーのワイヤーと線密度

各ワイヤーは金メッキされているので、表 4.2 の線密度は金メッキの厚みを 1 μm として計算を行った値である。例えば、アノードは金メッキタングステン直径 20 μm のワイヤーであるが、その計算方法はまずタングステン 20 μm のワイヤーとして線密度を計算した。タングステンの密度は 19250 kg/m^3 であるので、断面積を $S[\text{m}^2]$ とすると、

$$\sigma_{\text{タングステン}} = S_{\text{タングステン}} \times d_{\text{タングステン}} \quad (4.22)$$

$$= 10[\mu\text{m}] \times 10[\mu\text{m}] \times \pi \times 19250[\text{kg}/\text{m}^3] \quad (4.23)$$

$$= 6.048 \times 10^{-6}[\text{kg}/\text{m}] \quad (4.24)$$

となる。金メッキの部分は、金の密度は 19300 kg/m^3 より

$$\sigma_{\text{金メッキ}} = S_{\text{金メッキ}} \times d_{\text{金メッキ}} \quad (4.25)$$

$$= (11[\mu\text{m}])^2 \times \pi \times 19300[\text{kg/m}^3] \quad (4.26)$$

$$- (10[\mu\text{m}])^2 \times \pi \times 19300[\text{kg/m}^3] \quad (4.27)$$

$$= 1.273 \times 10^{-6}[\text{kg/m}] \quad (4.28)$$

これらより、 $1 \mu\text{m}$ 金メッキタングステンワイヤーの線密度は、

$$\sigma_{\text{金メッキタングステン}} = \sigma_{\text{タングステン}} + \sigma_{\text{金メッキ}} \quad (4.29)$$

$$= 7.32 \times 10^{-6}[\text{kg/m}] \quad (4.30)$$

となった。その他のワイヤーもこの計算方法で線密度を計算した。

4.1.4 固有振動数測定結果

それぞれの固有振動数の測定結果を図 4.3 から図 4.12 に示す。これまでにワイヤー張り作業の完了しているチェンバーは $40 \times 480 \times 480 \text{ mm}^3$ のチェンバーの 2 台である。そのチェンバーにそれぞれ D-KD、E-KE と名付け、測定を行った。測定時、通電のないワイヤーが一本、緩んだワイヤーが 1 本発見されたため、それらのワイヤーを張りなおした。また、測定期間中に切れたワイヤーが 3 本あり、張りなおしが行われた。その後の測定データである。

周波数の分布にはいくつかの山が見える。これは、測定ワイヤーの長さが異なっているために固有振動数が変わっているためである。フィードスルー内部にはブッシングと呼ばれる構造(図 4.2)があり、これはワイヤーがフィードスルーの中心に位置するためのガイドの役目を果たす。ワイヤー径によってブッシング径の異なるフィードスルーを用いており、直径が $80 \mu\text{m}$ 、 $100 \mu\text{m}$ のワイヤーにはブッシング径が $200 \mu\text{m}$ のフィードスルーを用い、直径が $20 \mu\text{m}$ のワイヤーにはブッシング径が $50 \mu\text{m}$ のフィードスルーを用いている。このブッシングからピンのワイヤーをはんだ付けしている部分までの長さは 40 mm ほどであるので、ワイヤーがこのブッシングに当たっていると考えると、両端では最大 80 mm ワイヤーの長さが短くなっていることが考えられる。今、ピンからピンまでの距離は 600 mm であるので、 600 mm 、 560 mm 、 520 mm というワイヤーが実際測定したワイヤーの長さとして考えられる。周波数の分布図では、右へ行くほどワイヤー長が短く、左へ行くほどワイヤー長が長くなる。図を見ると右に大きな分布の山があり、その左に小さな分布の山があるので、大きな分布の山はワイヤー長が 520 mm のワイヤーの固有振動数で、小さな山はワイヤー長が 560 mm のワイヤーの固有振動数の分布であると考えられる。よって、両端でブッシングに当たっているワイヤーが多いということになる。そのことから、小さい分布の山がないワイヤーは、大きな分布を両端がブッシングに当たっていると考え、

520 mm の固有振動数が見えていると考えた。

結果から、全てのワイヤーがワイヤー半径程度の弛度にならない張力で張られていることが確認された。この測定の後で、アノードワイヤーが数本切れたことを考慮すると張力を減らした方が良い。

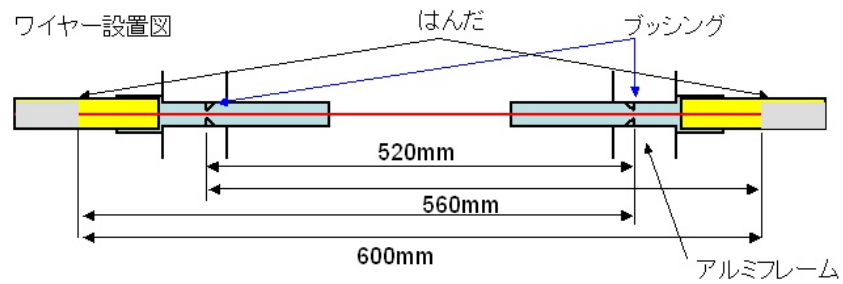


図 4.2: ワイヤーの構造

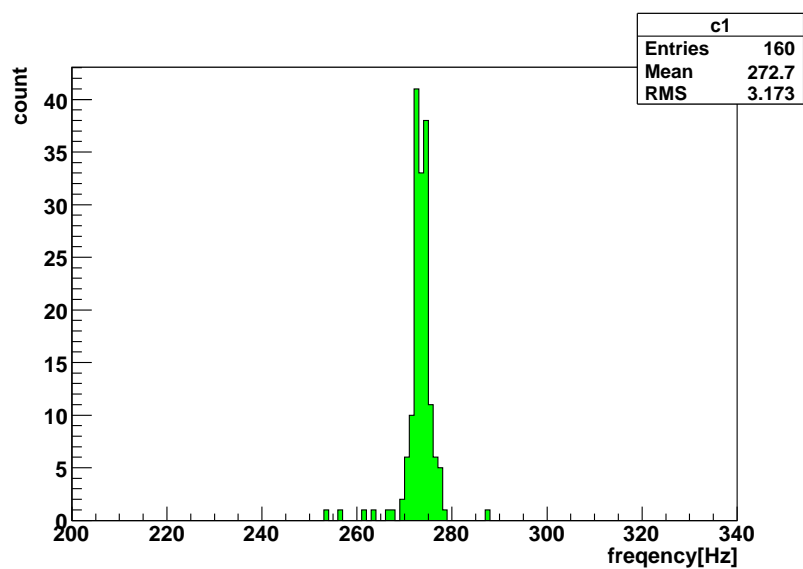


図 4.3: D-KD のアノードワイヤー固有振動数分布

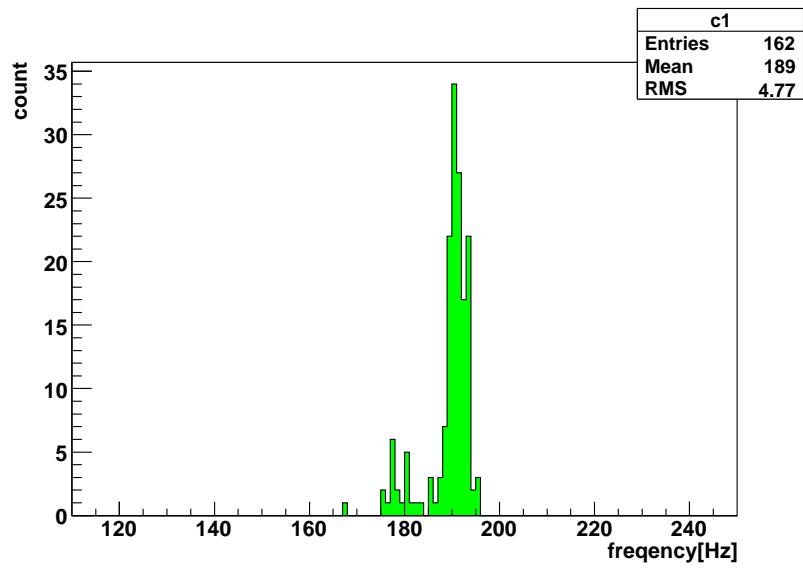


図 4.4: D-KD のカソードワイヤー固有振動数分布

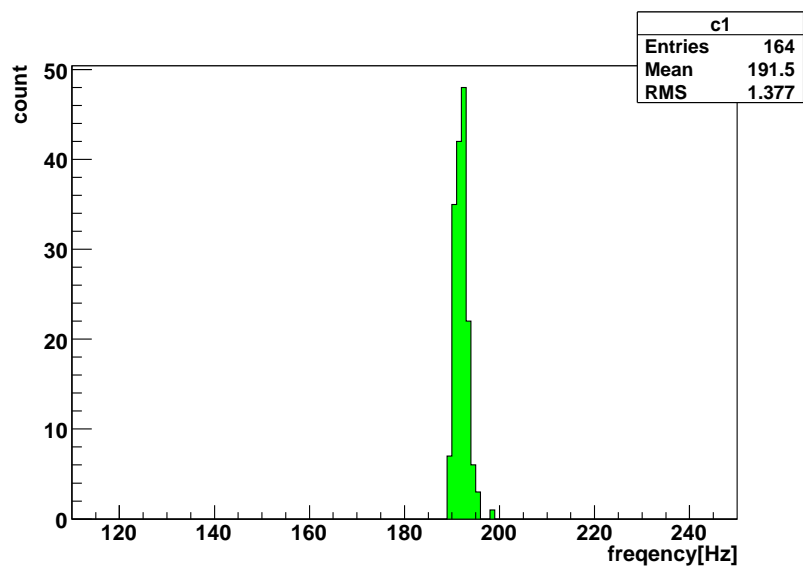


図 4.5: D-KD のピックアップワイヤー固有振動数分布

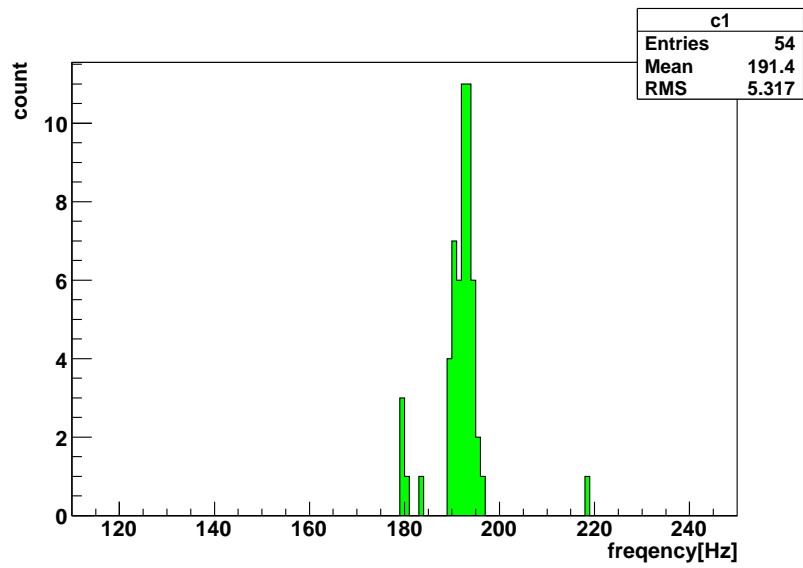


図 4.6: D-KD のフィールドワイヤー固有振動数分布

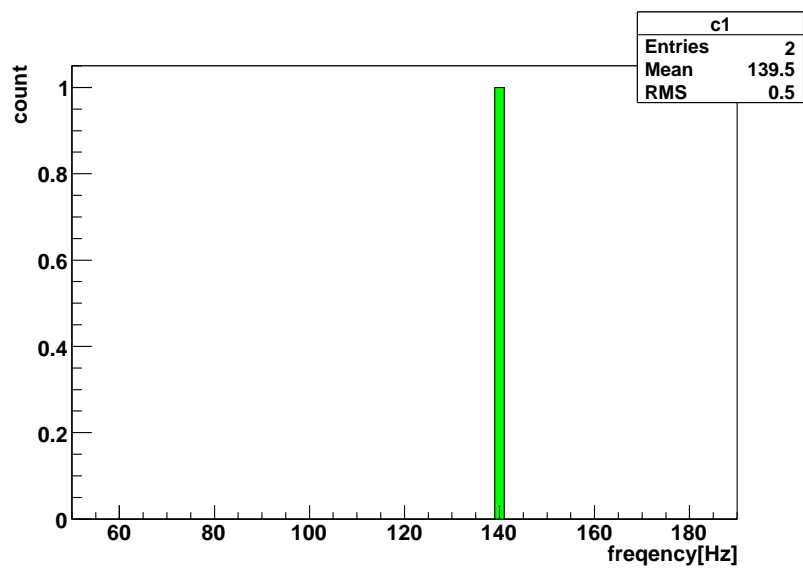


図 4.7: D-KD のガードワイヤー固有振動数分布

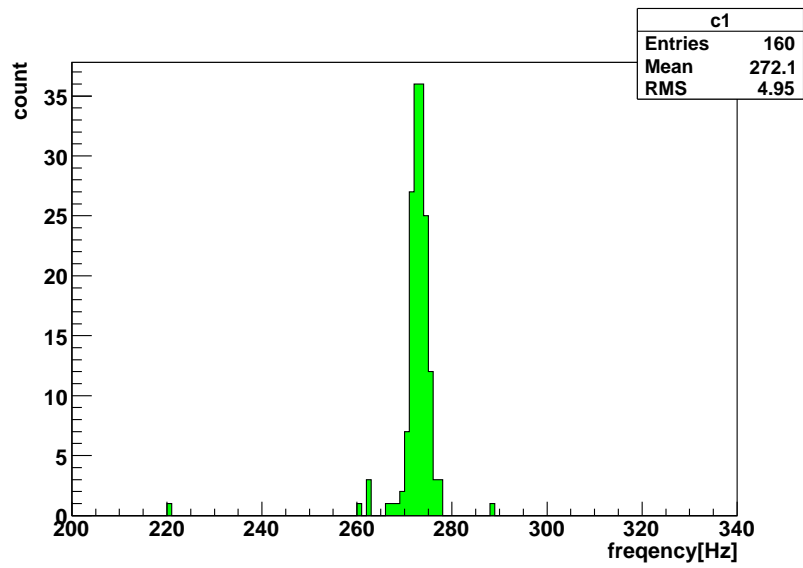


図 4.8: E-KE のアノードワイヤー固有振動数分布

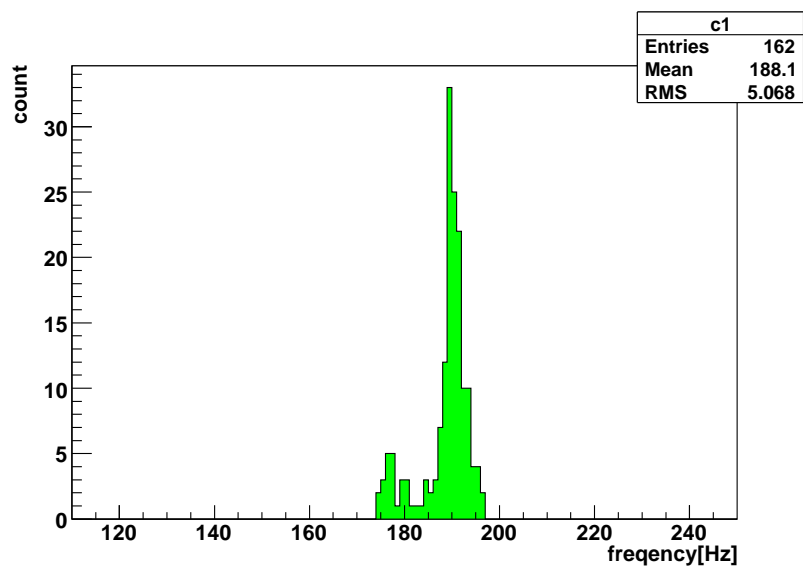


図 4.9: E-KE のカソードワイヤー固有振動数分布

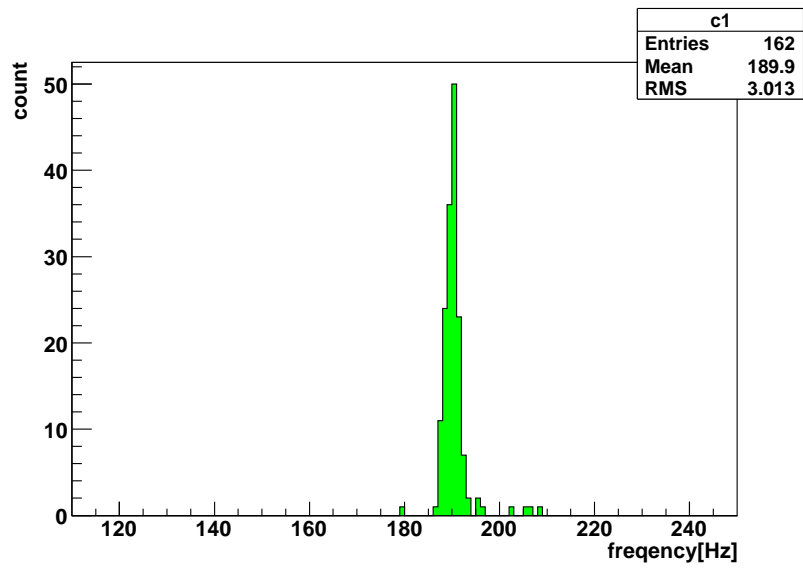


図 4.10: E-KE のピックアップワイヤー固有振動数分布

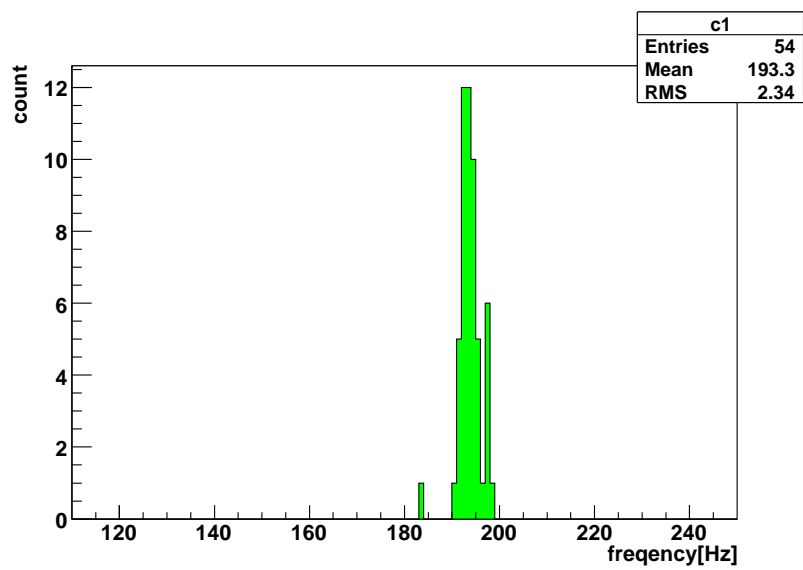


図 4.11: E-KE のフィールドワイヤー固有振動数分布

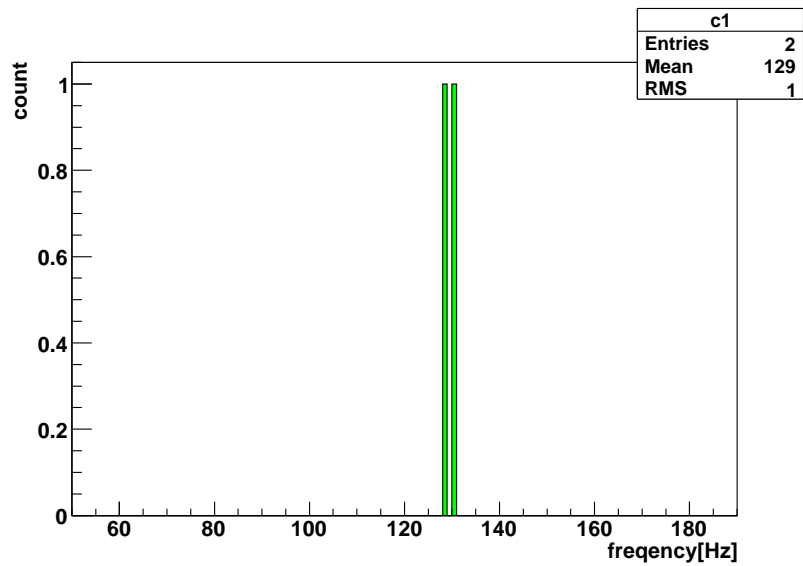


図 4.12: E-KE のガードワイヤー固有振動数分布

4.2 マグネット

超伝導マグネットで最大 2 kG の磁場を発生させ、フラックスリターンヨークで一様性を保つ。フラックスリターンヨークには厚さ 50 mm の鉄板を用いる。材質は、SS400 という通常の構造材である。磁場空間の磁束密度が低く、通常構造材は 1 T 程度では飽和に達しないので、鉄内部で 1 T 以下になるように設計されている。

工作機械の制限から、ヨークの一つの面を 9 つに分割している。その鉄板を、ボルトで繋ぎ合わせて固定して面を作る。磁束が N 極側から S 極側に戻ってくるように水平方向の鉄板同士はきっちり接合されていなければならない。図 4.13 と図 4.14 は有限要素解析コード ANSYS による解析が行われ [35]、描かれた磁力線の図である。図 4.13 はヨーク全体を半分にして上から見た図で、左側がマグネットの中心で、右側が外側のヨークになっている。図 4.14 は測定器空間を拡大した図で、磁力線が直線になっていることがわかる。

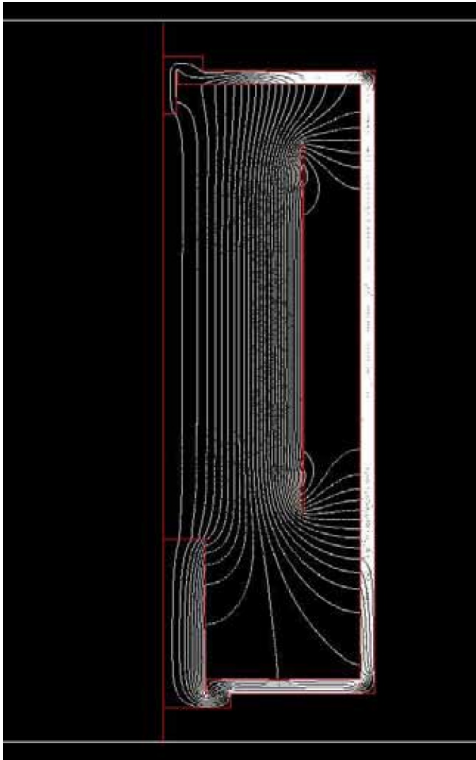


図 4.13: 磁力線分布 (ヨーク全体)

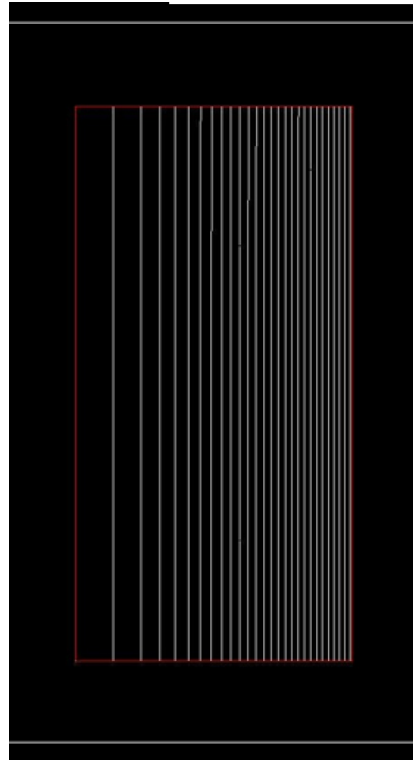


図 4.14: 磁力線分布 (測定器空間)

第5章 DCBA-T3のシミュレーションによる性能評価

DCBA-T3のエネルギー分解能を Geant4 シミュレーションを用いて評価した。DCBA-T3の Geant4 シミュレーションでは、ドリフトチェンバー内の空間でのワイヤー位置を通過した電子の座標を取り出してエネルギー計算を行っている。図 5.1 のように、ソースプレートから電子を右のチェンバーに等方的に飛ばし、その電子が Y 座標がワイヤー位置と同じ位置 (Sensitive Detector) を通過した座標を出力する。その座標をフィッティングプログラムに入れて螺旋軌道の半径とピッチアングルを計算し、エネルギーを求めるという手順である。フィッティングプログラムでは、5 点以上の座標が得られた時にフィットするように設定してある。電子のエネルギーは ^{207}Bi の内部転換電子のエネルギー 976 keV と、 ^{150}Nd の Q 値の約半分の 1500 keV で行った。

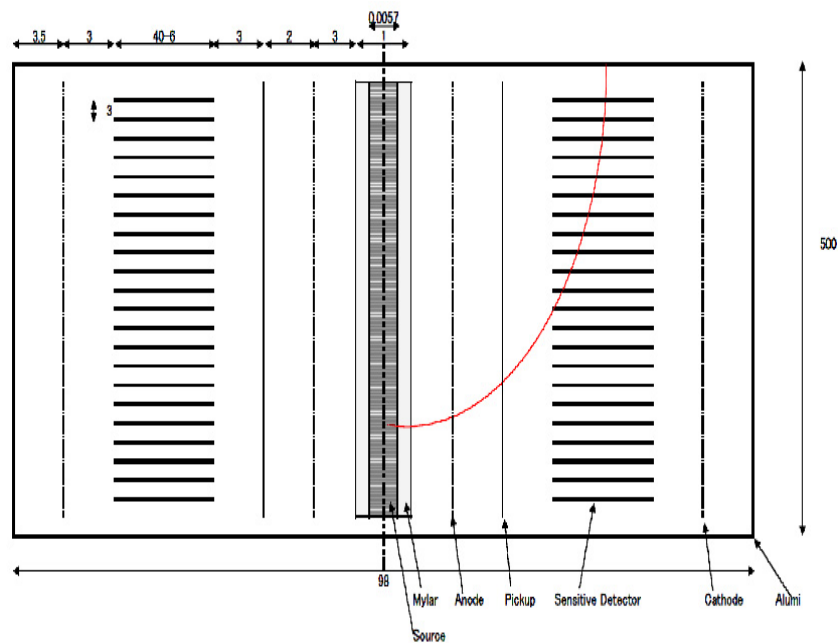


図 5.1: DCBA-T3 チェンバーの Geant4 シミュレーション内の配置図

5.1 エネルギー分解能

エネルギー分解能が悪くなる原因は主にソースプレート内とガス中における多重散乱とエネルギー損失である。この影響を調べ、DCBA-T3の性能の評価を行った。ワイヤーの位置分解能が無限に良いとして、ソースプレート内及びガス中での多重散乱とエネルギー損失のシミュレーションを行い、エネルギー分解能を求めた。

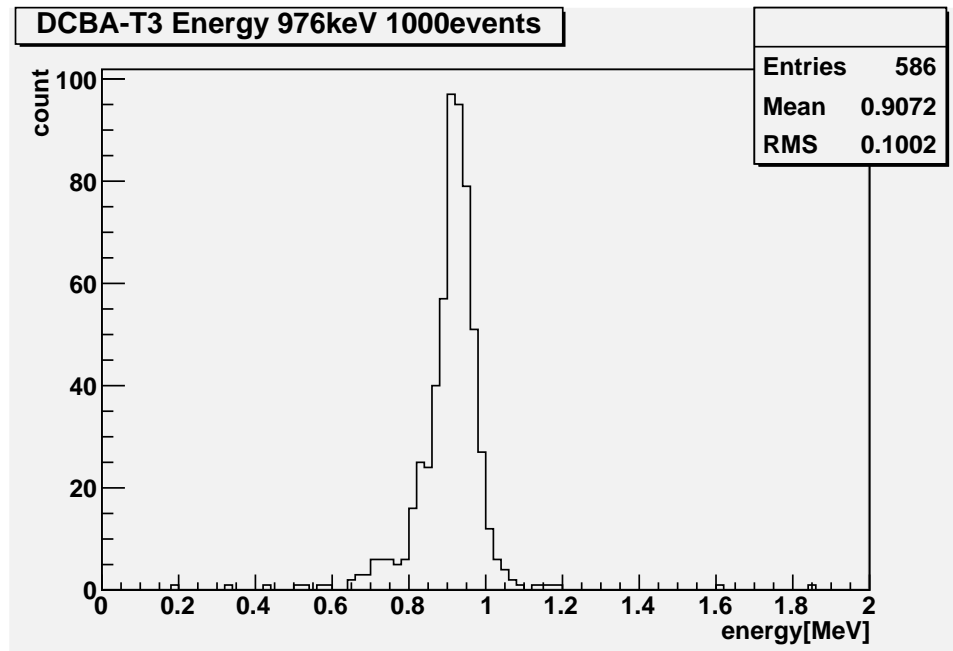


図 5.2: DCBA-T3 の 976 keV 電子に対するエネルギー分解能

ソースプレートには ^{150}Nd を用い、密度は 7.00 g/cm^3 とした。電子をソースプレートの中心で発生させ、全方向へランダムに飛ばした。電子はソース内で多重散乱とエネルギー損失をし、ガス中に出てくる。ガス中で多重散乱とエネルギー損失をしながら飛ぶ。そのガス中での飛跡を取り出すには、実際の設計値であるワイヤーピッチ 3 mm 間隔で座標を取り出し、フィッティングプログラムでエネルギーの算出を行った。ソースの厚みを 10、20、40、60、80、100、120 mg/cm^2 と変えてエネルギー分解能の変化を調べた。また、磁束密度を 1.0 kG から 2.0 kG まで 0.2 kG 刻みで変えてエネルギー分解能の変化を調べた。また、ガスの成分である He と CO_2 の割合を変えて、 CO_2 10% と 15% の時でのエネルギー分解能の変化を調べた。シミュレーションによって得られたエネルギー分布では、大きなピークが見られる。これはほとんど相互作用せずに飛んでいった電子である。ピークの左側はソースプレート内やガス中で多重散乱やエネルギー損失によりエネルギーを失った電子や、多重散乱で軌道が曲げられて本来描くべき軌道より小さい軌道を描いた電子である。また、ピークの右側は多重散乱によって本来描くべき軌道より大きな軌道を描いた電子である。

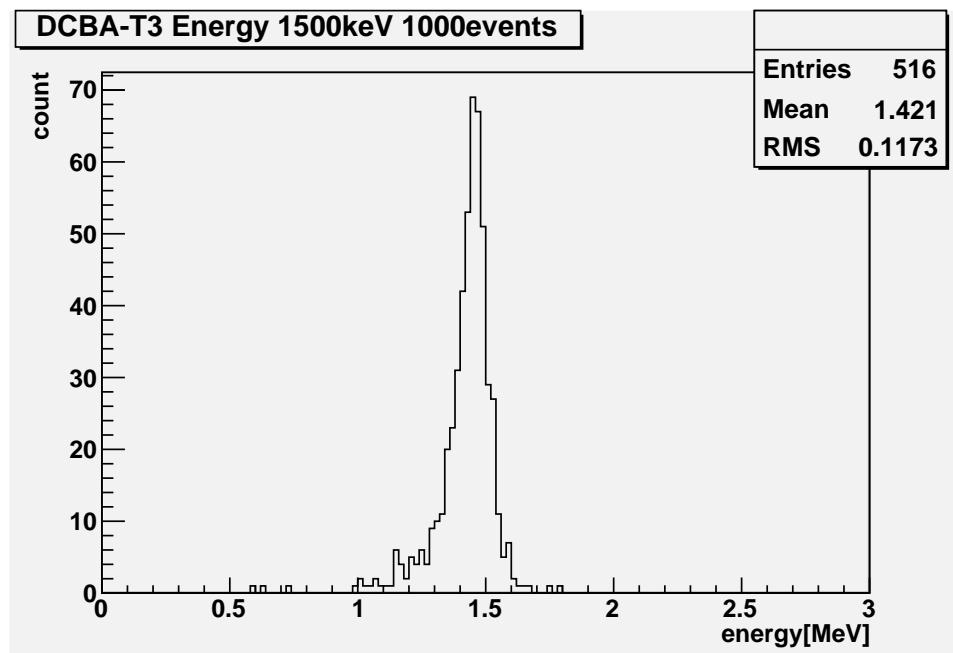


図 5.3: DCBA-T3 の 1500keV 電子に対するエネルギー分解能

5.1.1 ソースの厚みを変えたときのエネルギー分解能

ソースプレートである Nd_2O_3 の厚みを変えてエネルギー分解能の変化をシミュレーションで調べた。飛ばした電子の数は 10000 個である。電子の初期位置は、Y、Z 方向は中心で、X 方向はソースの厚み全域にランダムに設定した。

- ソースプレート厚み: 10、20、40、60、80、100、120 mg/cm^2
- 磁束密度 B : 1.8 kG
- ガスの割合 : He 90% CO2 10%
- 電子の初期位置 : X:ソースプレート厚みにランダム、Y、Z : ソースプレート中心

ソースの厚みを変えたときのシミュレーション結果を図 5.4 から図 5.17 に示す。また、図 5.18 にそれらのエネルギー分解能 (FWHM) をプロット図を示す。

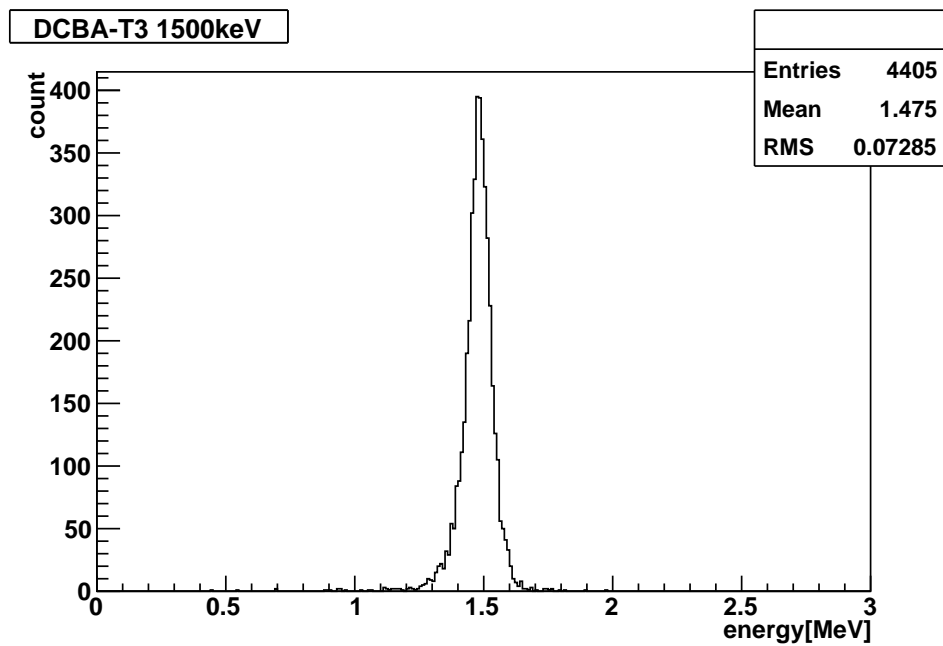


図 5.4: DCBA-T3 の 1500 keV 電子に対するエネルギー分布。ソース厚み 10 mg/cm^2 、 $B=1.8 \text{ kG}$ 、 CO_2 10%

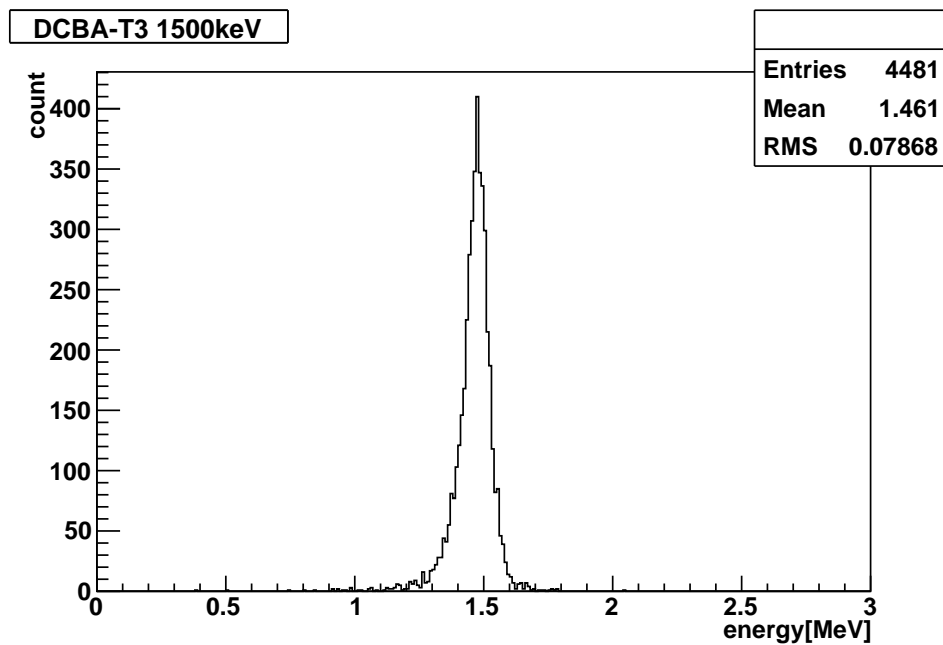


図 5.5: DCBA-T3 の 1500 keV 電子に対するエネルギー分布。ソース厚み 20 mg/cm^2 、 $B=1.8 \text{ kG}$ 、 CO_2 10%

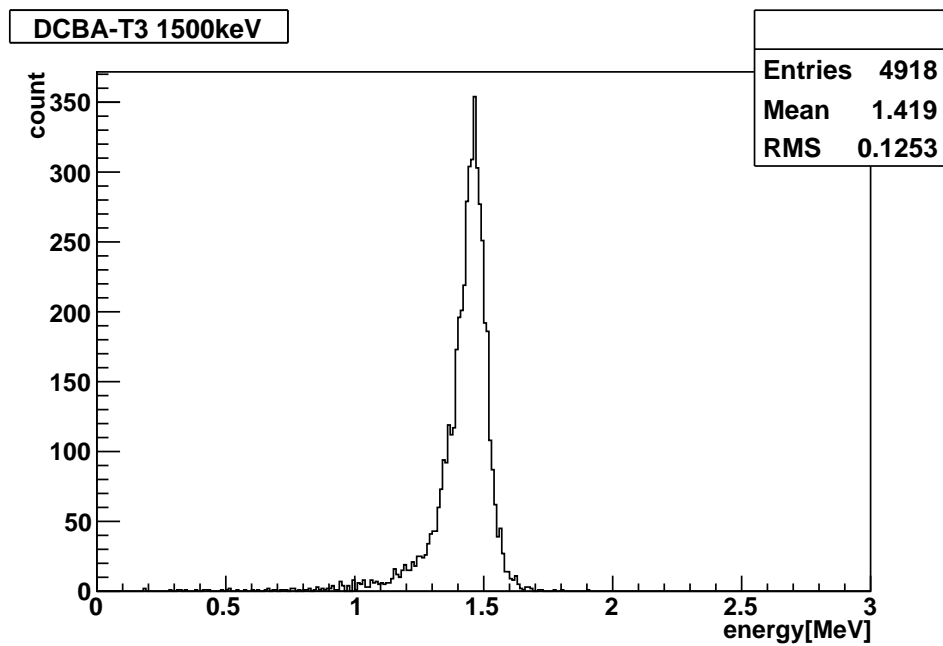


図 5.6: DCBA-T3 の 1500 keV 電子に対するエネルギー分布。ソース厚み 40 mg/cm^2 、 $B=1.8 \text{ kG}$ 、 CO_2 10%

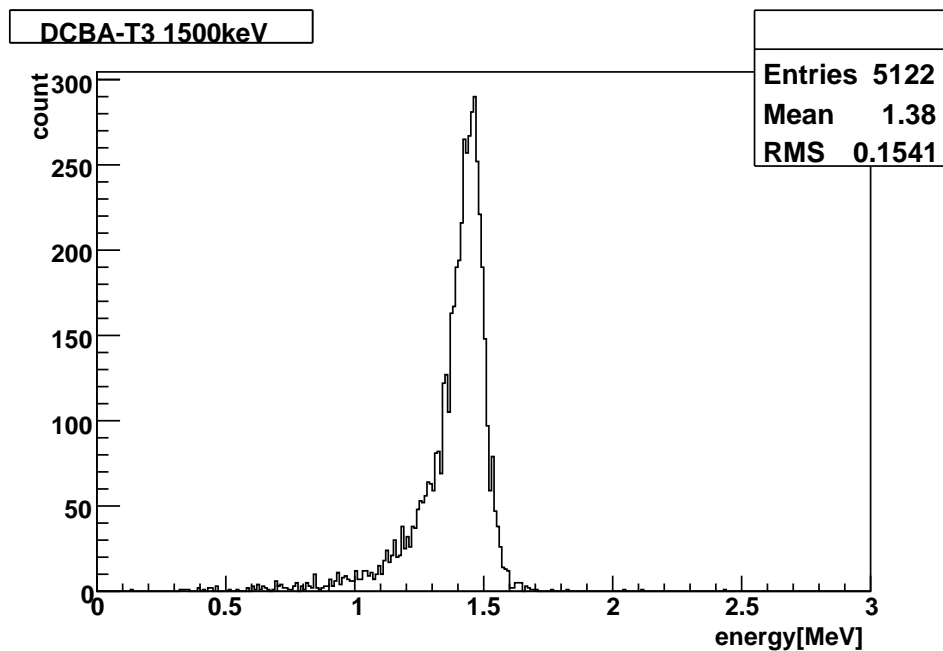


図 5.7: DCBA-T3 の 1500 keV 電子に対するエネルギー分布。ソース厚み 60 mg/cm^2 、 $B=1.8 \text{ kG}$ 、 CO_2 10%

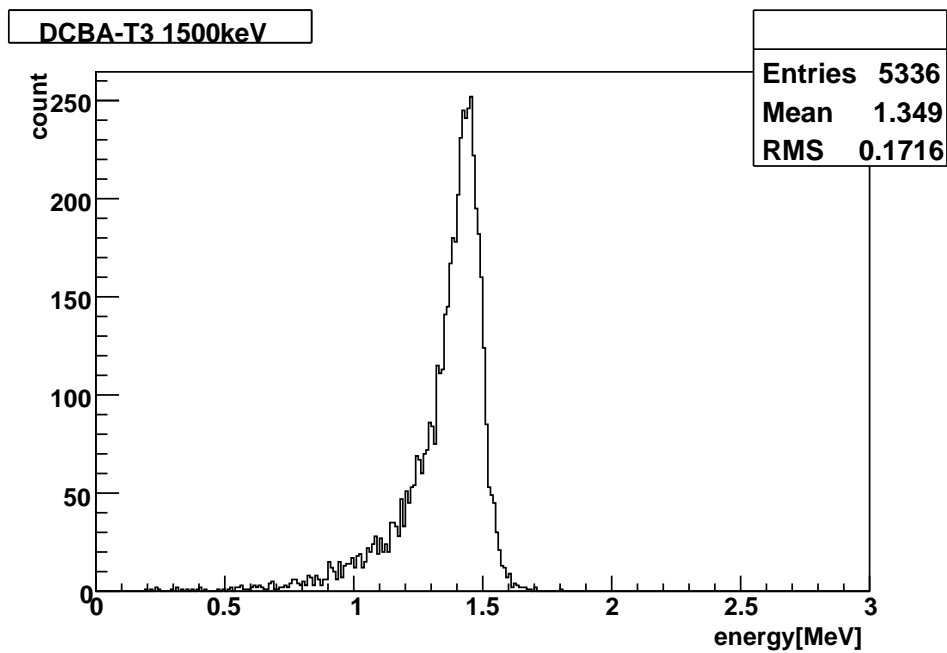


図 5.8: DCBA-T3 の 1500 keV 電子に対するエネルギー分布。ソース厚み 80 mg/cm^2 、 $B=1.8 \text{ kG}$ 、 CO_2 10%

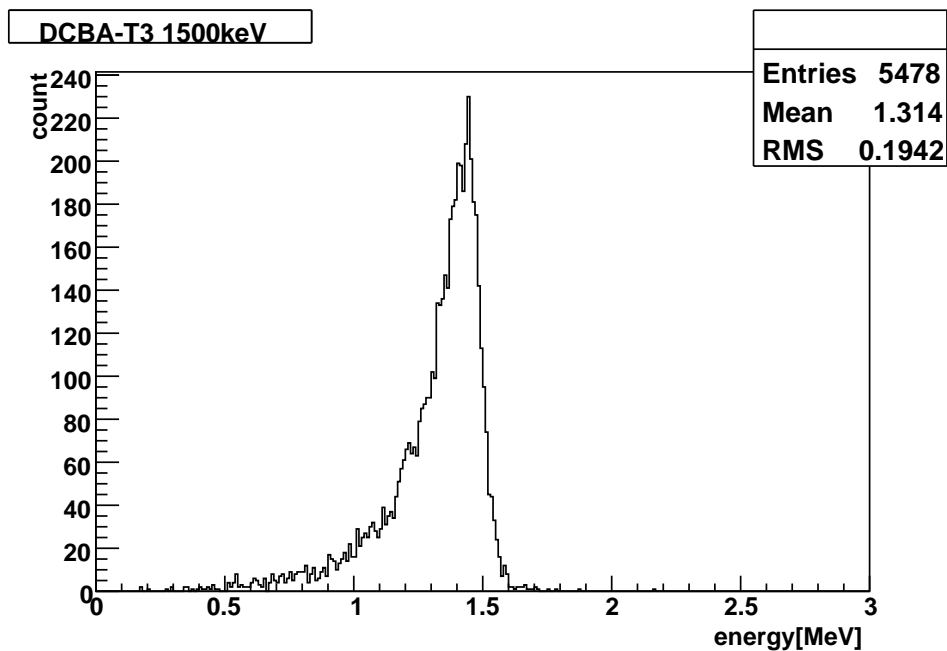


図 5.9: DCBA-T3 の 1500 keV 電子に対するエネルギー分布。ソース厚み 100 mg/cm^2 、 $B=1.8 \text{ kG}$ 、 CO_2 10%

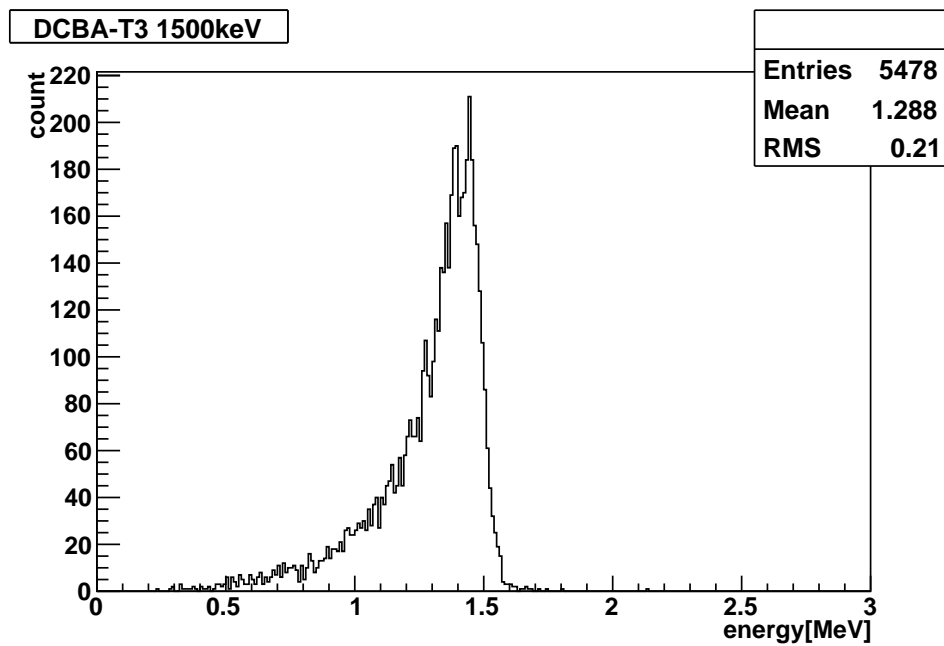


図 5.10: DCBA-T3 の 1500 keV 電子に対するエネルギー分布。ソース厚み 120 mg/cm^2 、 $B=1.8 \text{ kG}$ 、 CO_2 10%

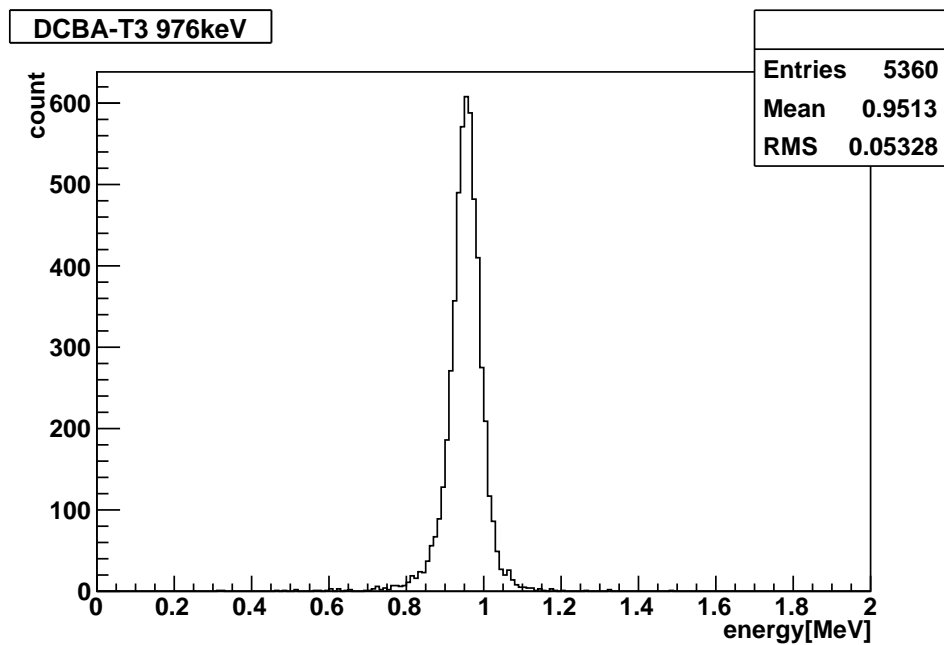


図 5.11: DCBA-T3 の 976 keV 電子に対するエネルギー分布。ソース厚み 10 mg/cm^2 、 $B=1.8 \text{ kG}$ 、 CO_2 10%

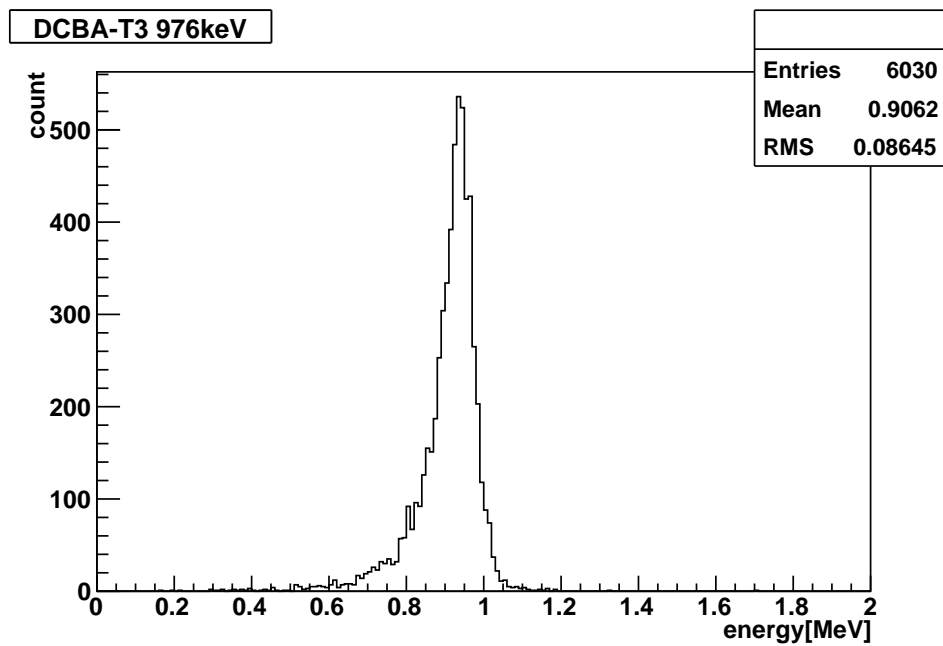


図 5.12: DCBA-T3 の 976 keV 電子に対するエネルギー分布。ソース厚み 20 mg/cm^2 、 $B=1.8 \text{ kG}$ 、 CO_2 10%

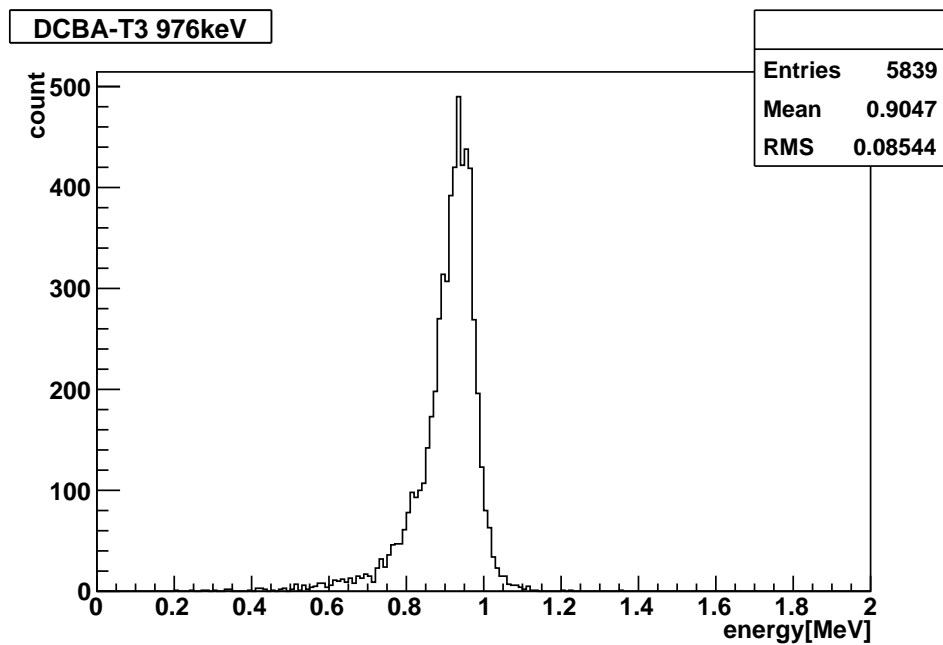


図 5.13: DCBA-T3 の 976 keV 電子に対するエネルギー分布。ソース厚み 40 mg/cm^2 、 $B=1.8 \text{ kG}$ 、 CO_2 10%

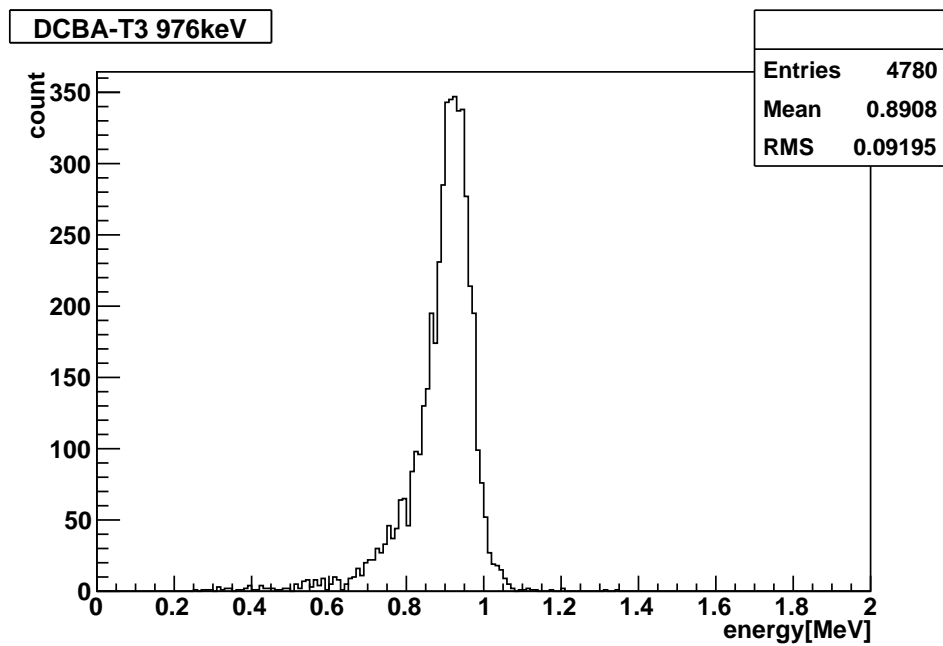


図 5.14: DCBA-T3 の 976 keV 電子に対するエネルギー分布。ソース厚み 60 mg/cm^2 、 $B=1.8 \text{ kG}$ 、 CO_2 10%

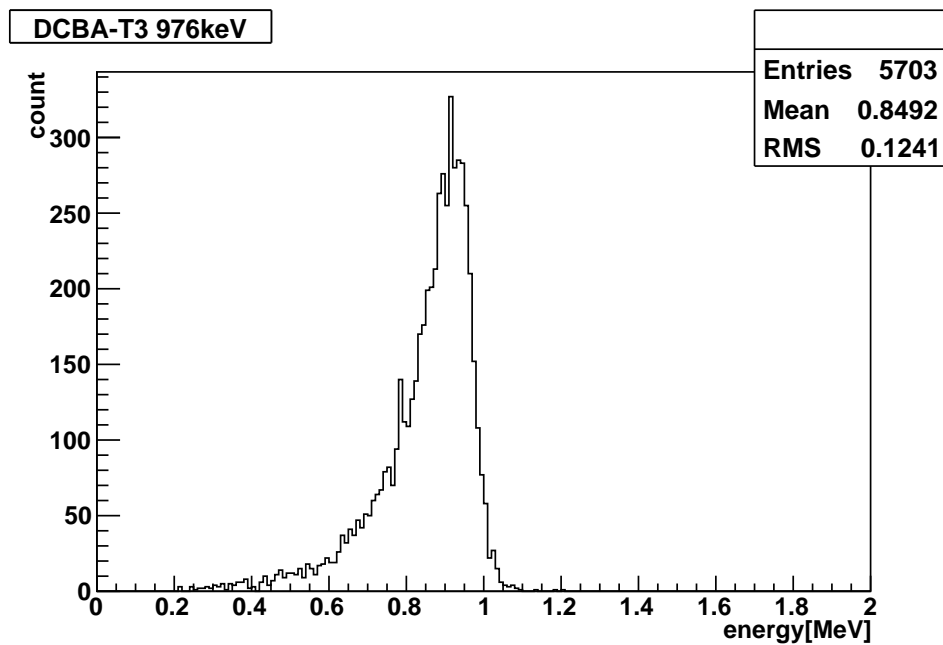


図 5.15: DCBA-T3 の 976 keV 電子に対するエネルギー分布。ソース厚み 80 mg/cm^2 、 $B=1.8 \text{ kG}$ 、 CO_2 10%

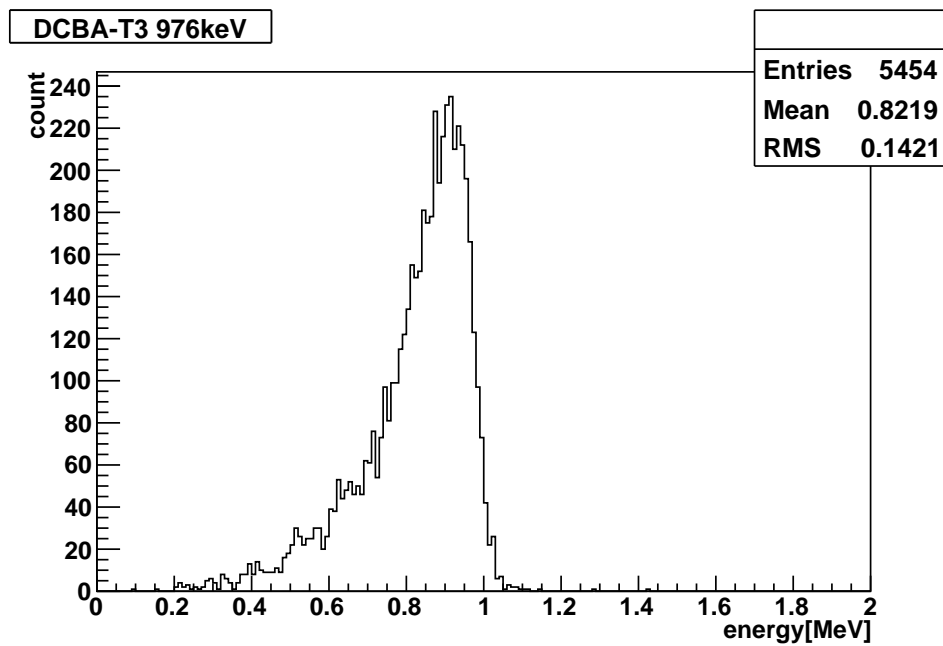


図 5.16: DCBA-T3 の 976 keV 電子に対するエネルギー分布。ソース厚み 100 mg/cm^2 、 $B=1.8 \text{ kG}$ 、 CO_2 10%

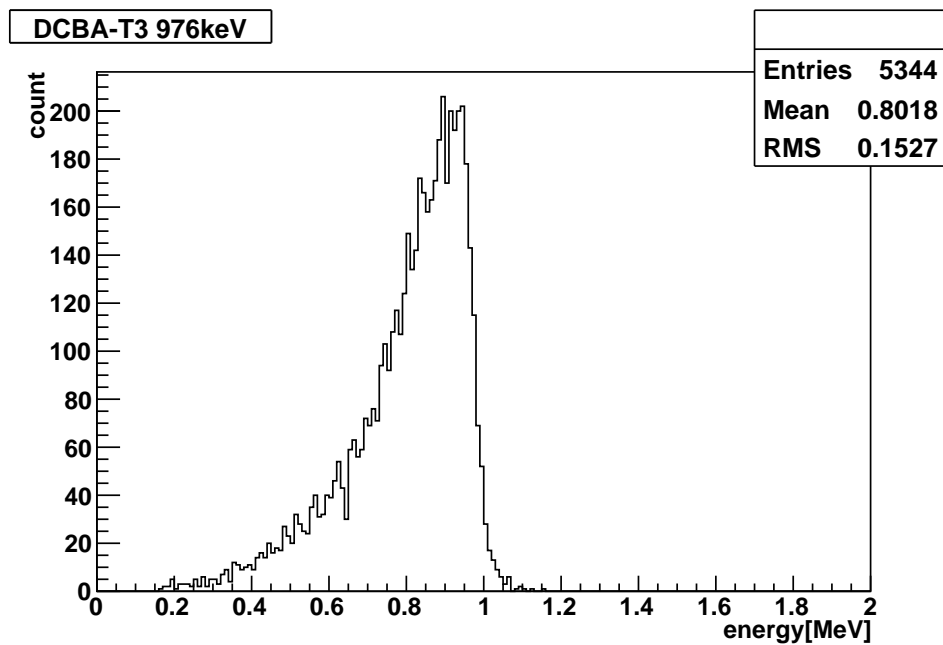


図 5.17: DCBA-T3 の 976 keV 電子に対するエネルギー分布。ソース厚み 120 mg/cm^2 、 $B=1.8 \text{ kG}$ 、 CO_2 10%

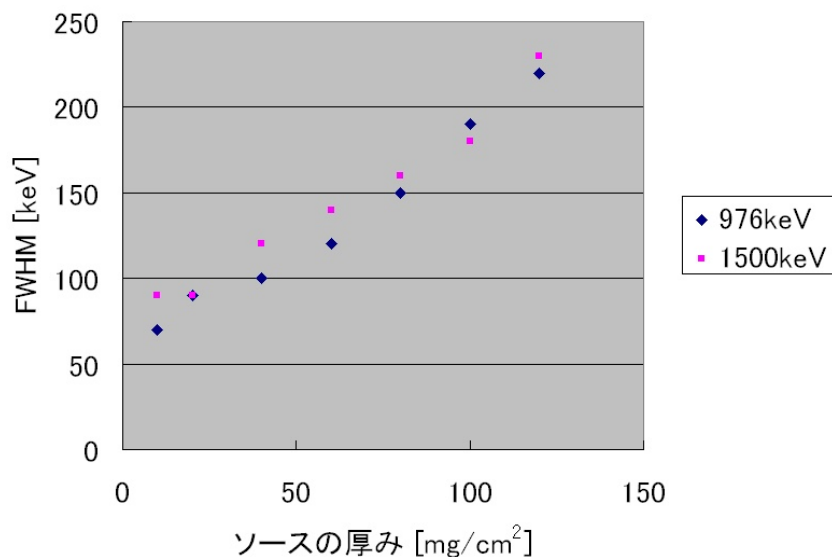


図 5.18: DCBA-T3 のソースプレートの厚みに対するエネルギー分解能。 $B=1.8$ kG、 CO_2 10%

それぞれのエネルギー分布から FWHM を調べ、ソースプレートの厚みとの相関を示したのが図 5.18 である。図 5.18 を見ると、ソースプレートの厚みが増すとエネルギー分解能が比例的に悪くなっていくことがわかる。ソースプレートの厚みは 40 mg/cm^2 より厚くすると、エネルギー分解能は 120 keV 以上となり、 ^{150}Nd の Q 値で 5% のエネルギー分解能を達成できない。

5.1.2 磁束密度を変えたときのエネルギー分解能

磁束密度を変えてエネルギー分解能を比較した。電子 1500 keV の時のシミュレーション結果を図 5.19 から図 5.24 に示す。また、電子 976 keV の時のシミュレーション結果を図 5.27 から図 5.32 に示す。図 5.35 はそれらのエネルギー分解能のプロットである。飛ばした電子の数は全て 10000 個である。電子の初期位置は、X 方向はソースプレートの厚みの中心。Y、Z 方向はソースプレート面の中心である。

- ソースプレート厚み: 40 mg/cm^2
- 磁束密度 B : $1.0 \text{ kG} \sim 2.4 \text{ kG}$ 、 0.2 kG 刻み
- ガスの割合 : He 90% CO_2 10%
- 電子の初期位置 : X:ソースプレート厚みの中心、Y、Z : ソースプレート中心

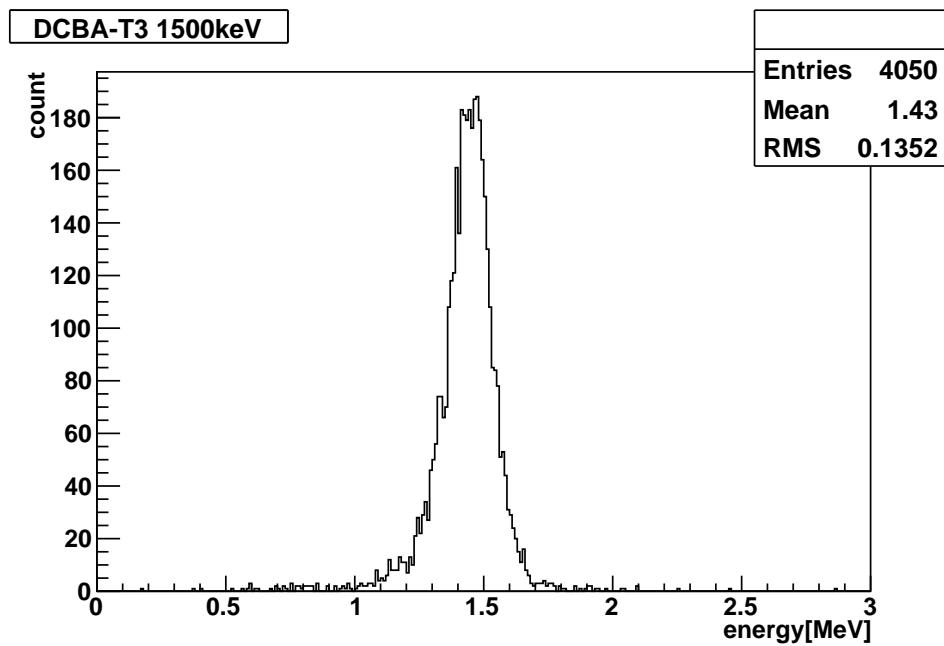


図 5.19: DCBA-T3 の 1500keV 電子に対するエネルギー分布。B=1.0 kG、ソース厚み 40mg/cm²、CO₂ 10%

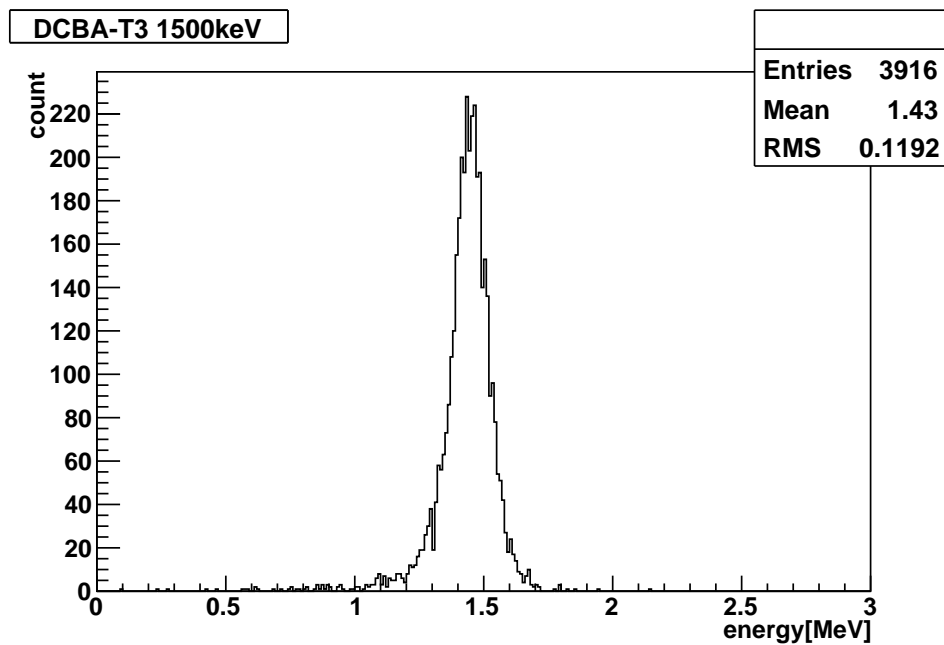


図 5.20: DCBA-T3 の 1500keV 電子に対するエネルギー分布。B=1.2 kG、ソース厚み 40 mg/cm²、CO₂ 10%

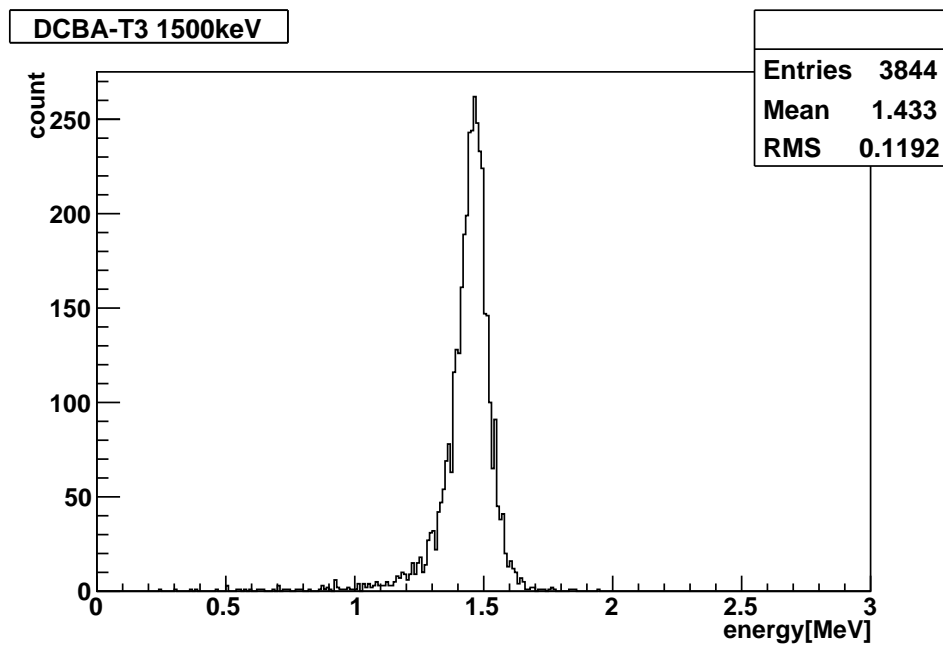


図 5.21: DCBA-T3 の 1500keV 電子に対するエネルギー分布。 $B=1.4$ kG、ソース厚み 40 mg/cm^2 、 CO_2 10%

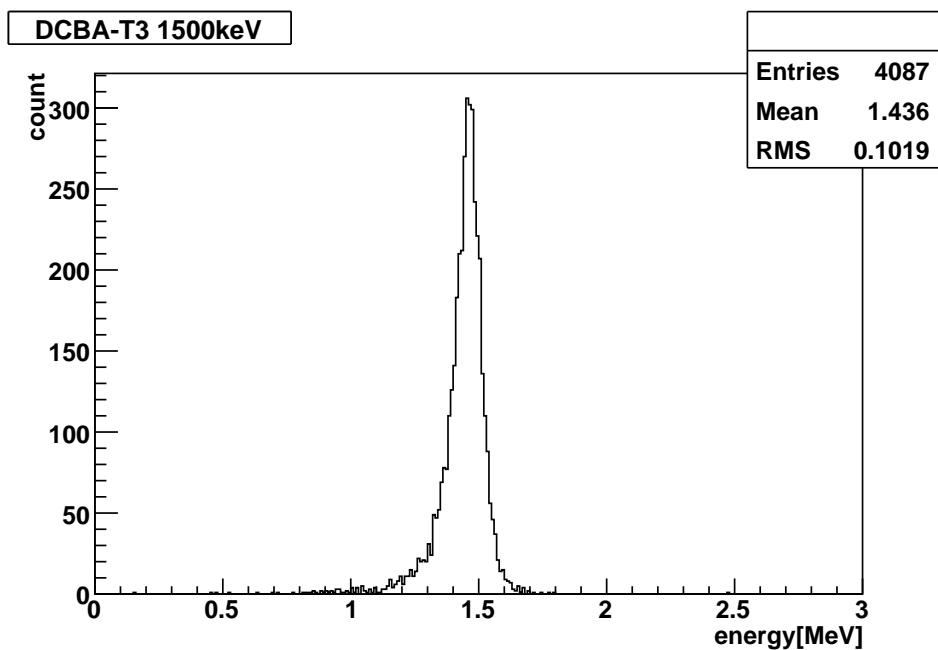


図 5.22: DCBA-T3 の 1500keV 電子に対するエネルギー分布。 $B=1.6$ kG、ソース厚み 40 mg/cm^2 、 CO_2 10%

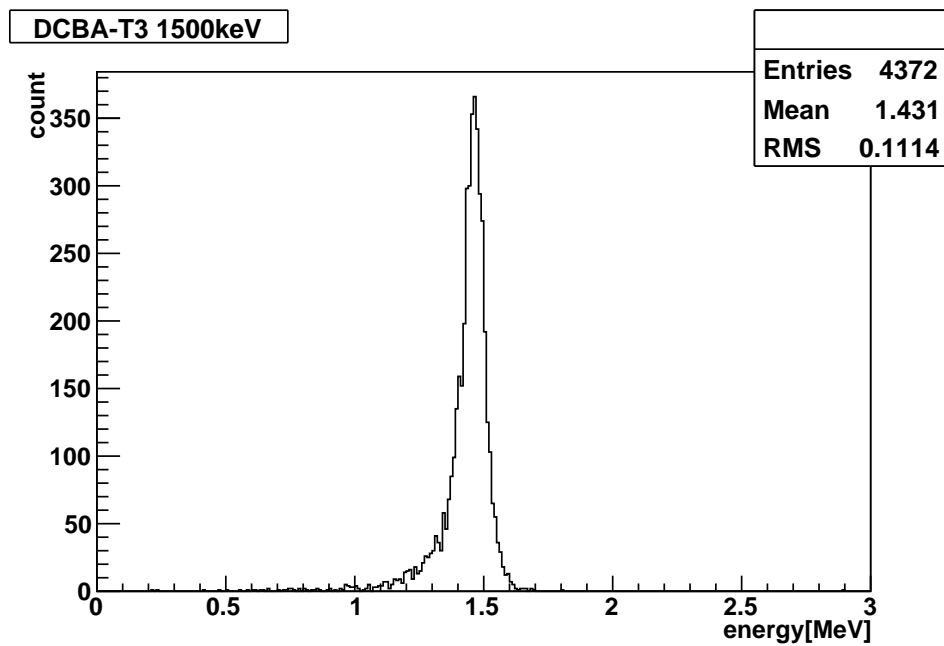


図 5.23: DCBA-T3 の 1500keV 電子に対するエネルギー分布。 $B=1.8$ kG、ソース厚み 40 mg/cm^2 、 CO_2 10%

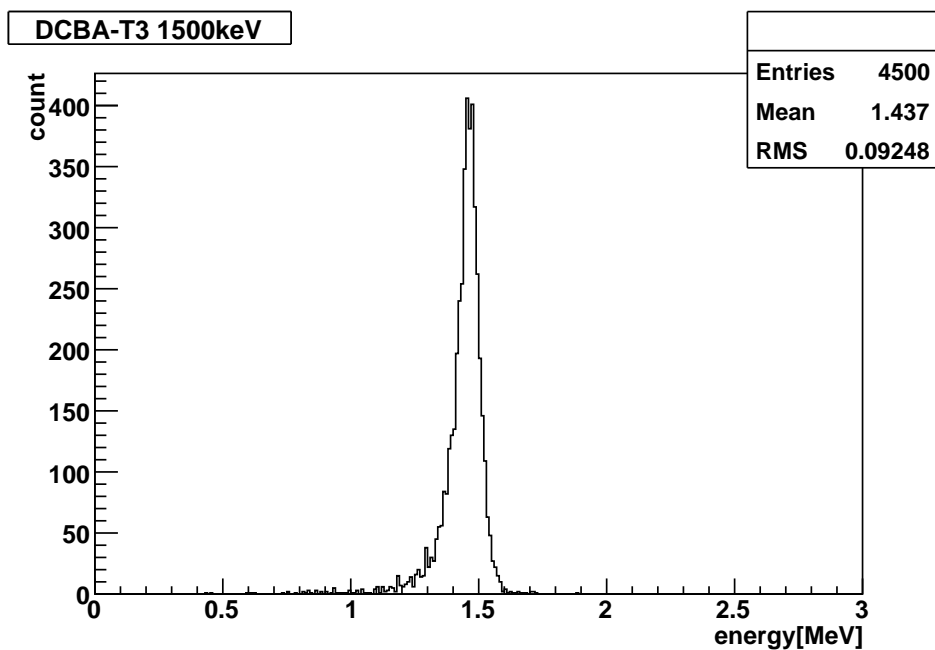


図 5.24: DCBA-T3 の 1500keV 電子に対するエネルギー分布。 $B=2.0$ kG、ソース厚み 40 mg/cm^2 、 CO_2 10%

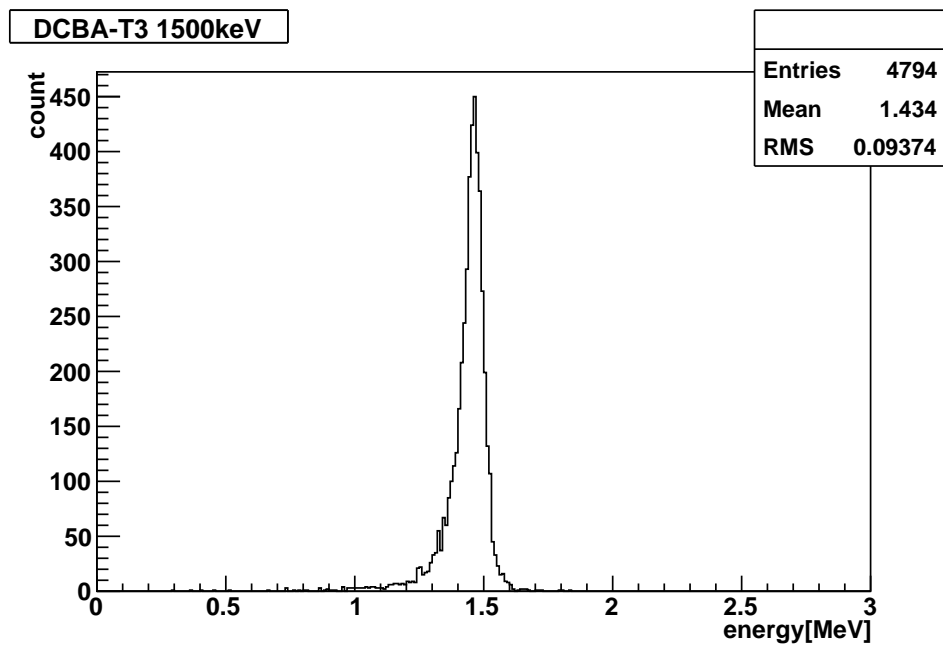


図 5.25: DCBA-T3 の 1500keV 電子に対するエネルギー分布。 $B=2.2$ kG、ソース厚み 40 mg/cm^2 、 CO_2 10%

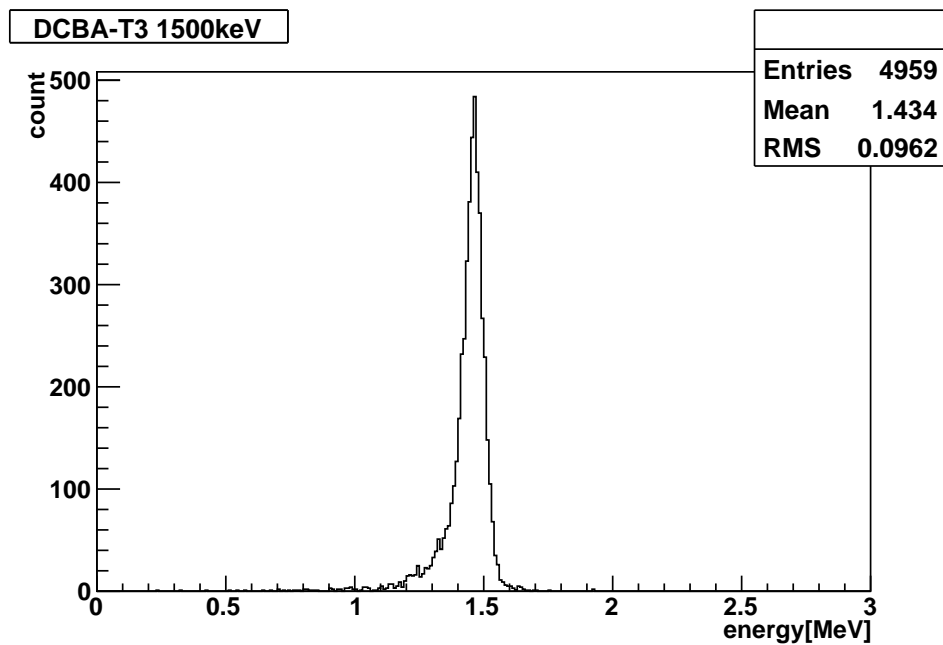


図 5.26: DCBA-T3 の 1500keV 電子に対するエネルギー分布。 $B=2.4$ kG、ソース厚み 40 mg/cm^2 、 CO_2 10%

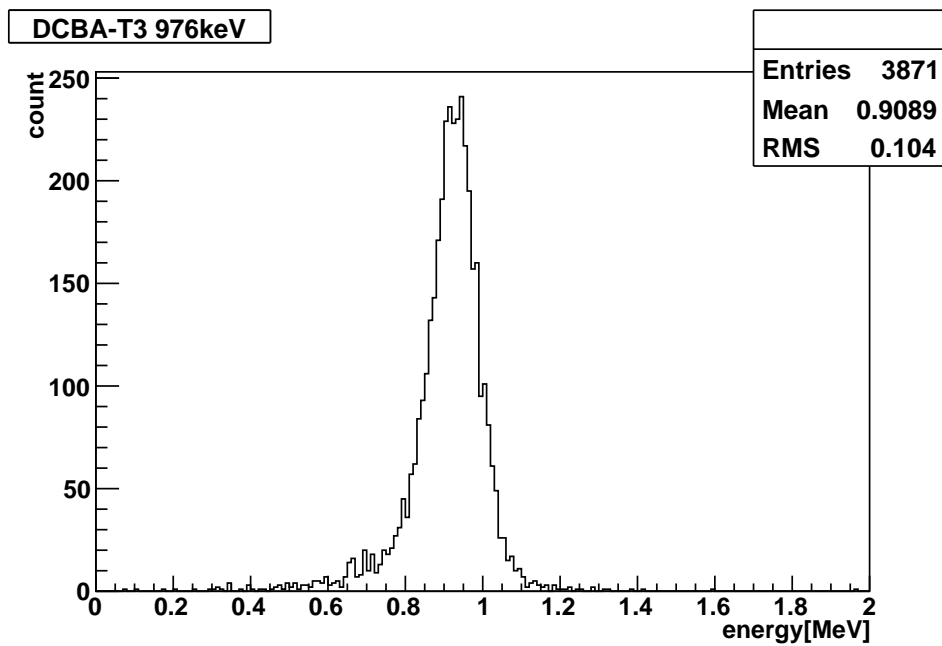


図 5.27: DCBA-T3 の 976 keV 電子に対するエネルギー分布。 $B=1.0$ kG、ソース厚み 40 mg/cm^2 、 CO_2 10%

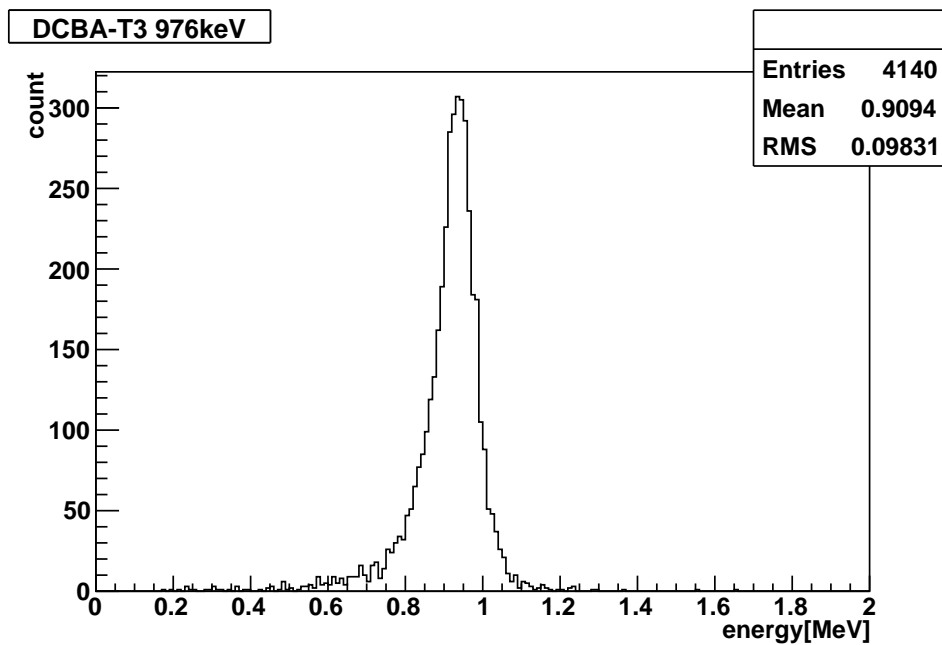


図 5.28: DCBA-T3 の 976 keV 電子に対するエネルギー分布。 $B=1.2$ kG、ソース厚み 40 mg/cm^2 、 CO_2 10%

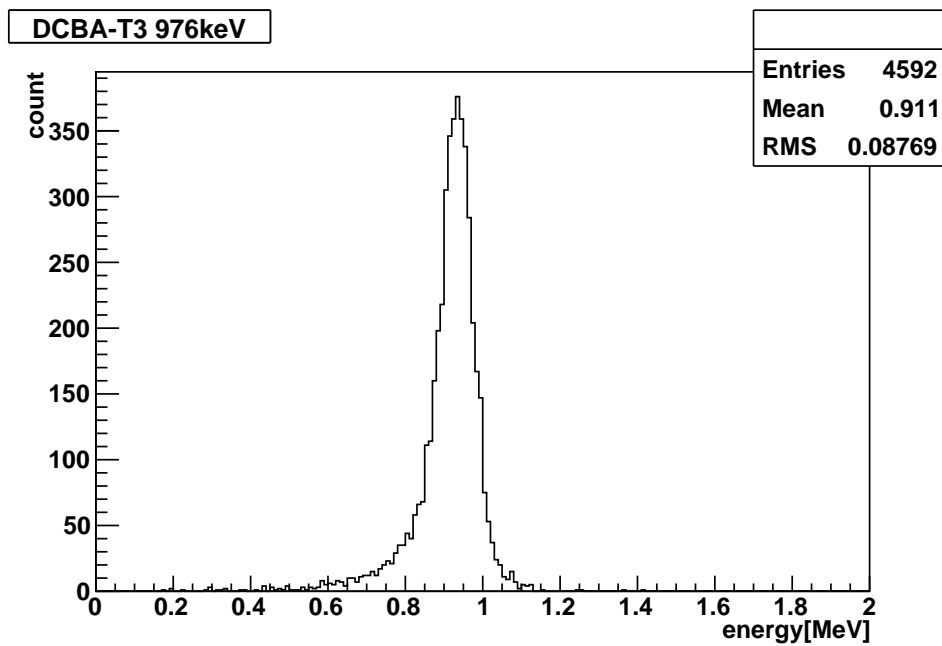


図 5.29: DCBA-T3 の 976 keV 電子に対するエネルギー分布。 $B=1.4$ kG、ソース厚み 40 mg/cm^2 、 CO_2 10%

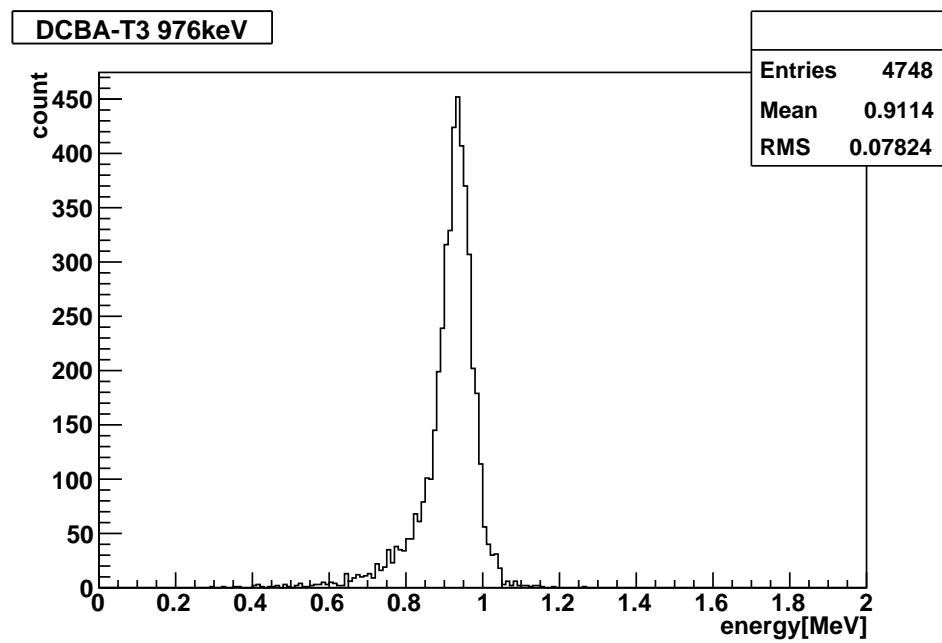


図 5.30: DCBA-T3 の 976 keV 電子に対するエネルギー分布。 $B=1.6$ kG、ソース厚み 40 mg/cm^2 、 CO_2 10%

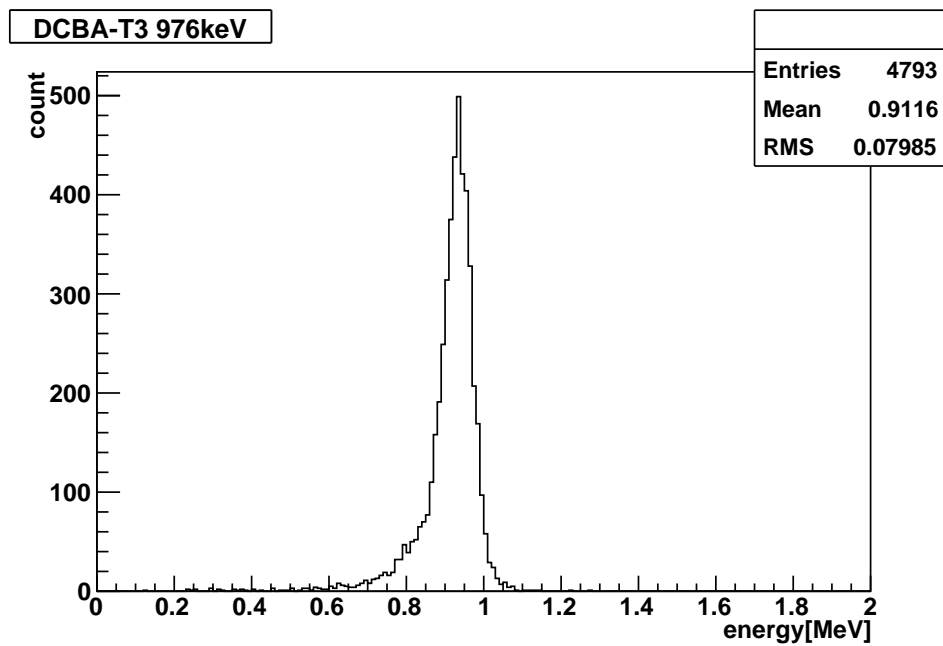


図 5.31: DCBA-T3 の 976 keV 電子に対するエネルギー分布。 $B=1.8$ kG、ソース厚み 40 mg/cm^2 、 CO_2 10%

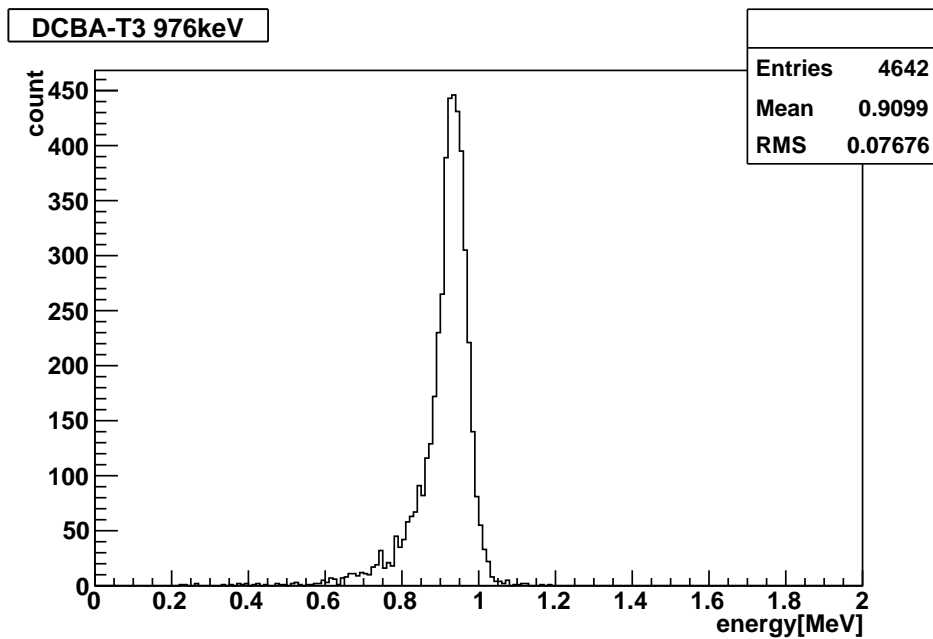


図 5.32: DCBA-T3 の 976 keV 電子に対するエネルギー分布。 $B=2.0$ kG、ソース厚み 40 mg/cm^2 、 CO_2 10%

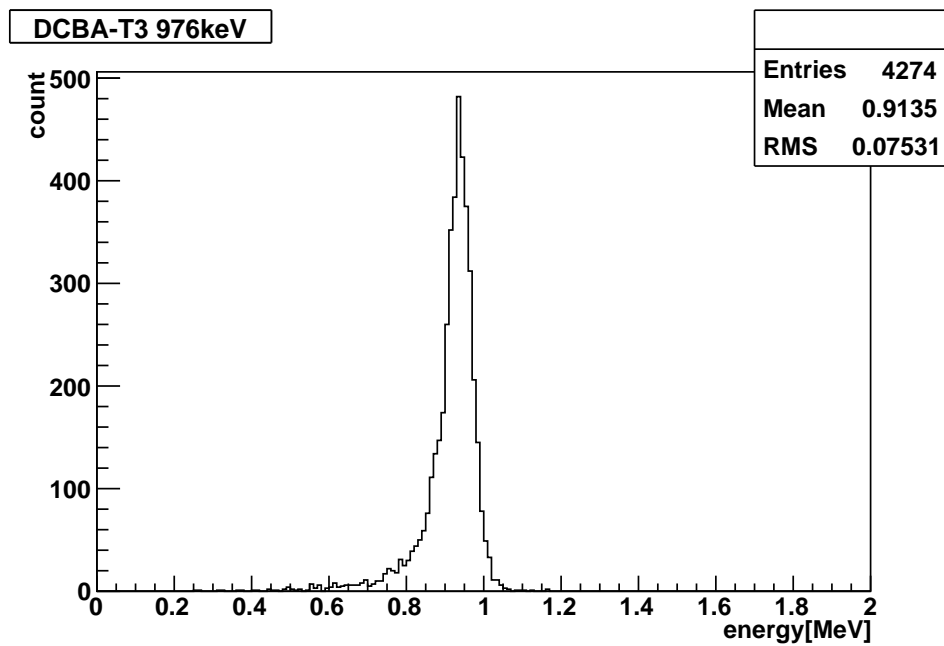


図 5.33: DCBA-T3 の 976 keV 電子に対するエネルギー分布。 $B=2.2$ kG、ソース厚み 40 mg/cm^2 、 CO_2 10%

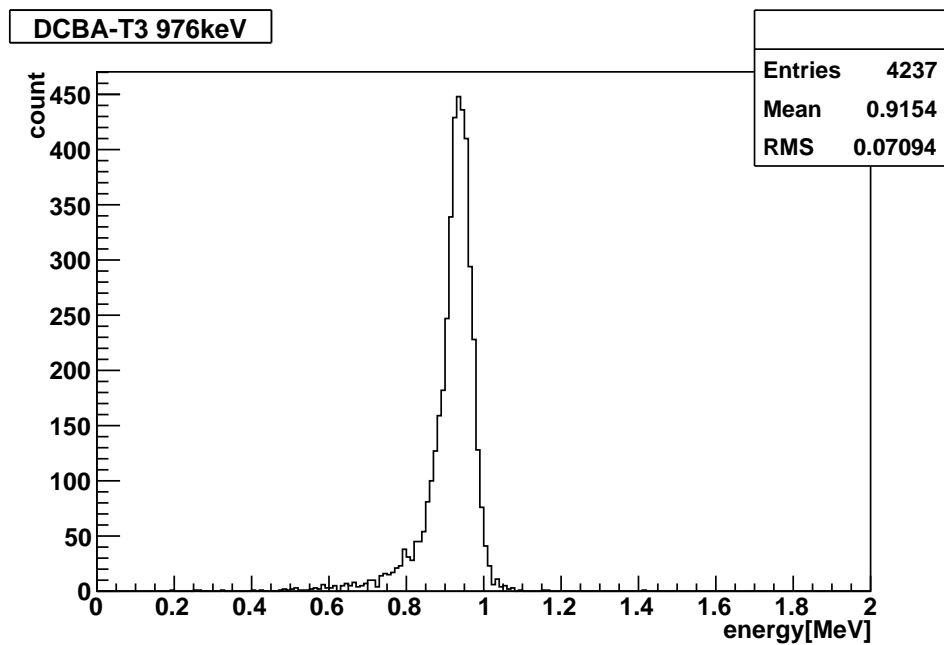


図 5.34: DCBA-T3 の 976 keV 電子に対するエネルギー分布。 $B=2.4$ kG、ソース厚み 40 mg/cm^2 、 CO_2 10%

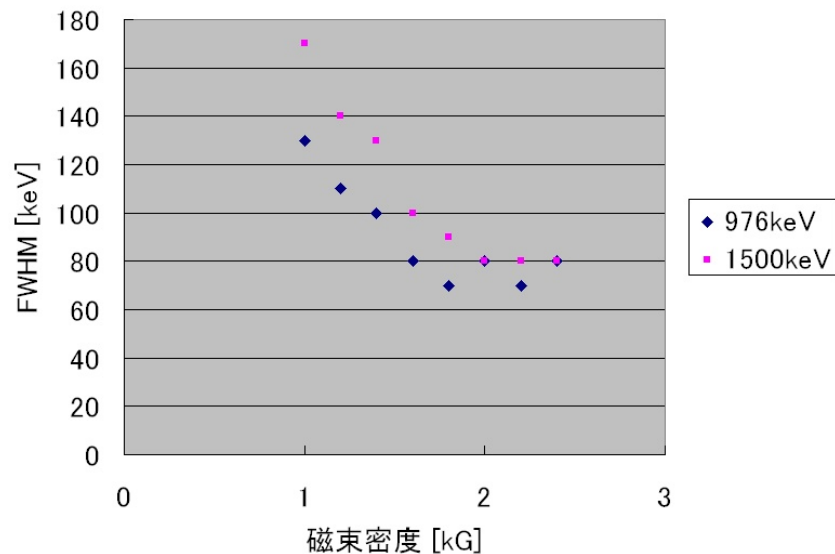


図 5.35: DCBA-T3 の磁束密度 B に対するエネルギー分解能、ソース厚み 40 mg/cm^2 、 CO_2 10%

磁束密度とエネルギー分解能 (FWHM) の関係を図 5.35 に示す。磁束密度が 1 kG から 2 kG までの範囲では磁束密度が 0.1 kG 下がると、FWHM で約 5 keV 分解能が悪くなっている。しかし、 2 kG 以上では、エネルギー分解能がそれ以上よくなっている。これは、磁束密度を上げていったことにより、電子の軌道半径は小さくなってゆき、測定する飛跡上での多重散乱、エネルギー損失の寄与が減ってゆくことで、エネルギー分解能が向上していくが、ある程度以上に軌道半径が小さくなると、測定点数が少なくなってしまう、フィッティングの精度が悪くなるためだと考えられる。

5.1.3 ガス比率を変えたときのエネルギー分解能

ドリフトチェンバー内の混合ガス $\text{He}+\text{CO}_2$ において、 CO_2 の割合が 1% 、 5% 、 10% 、 15% の時のエネルギー分解能を比較した。 CO_2 の割合が増えるほど混合ガスの密度が大きくなり、多重散乱、エネルギー損失の効果が大きくなり、エネルギー分解能が悪くなると予想される。電子 1500 keV に対してのシミュレーション結果を図 5.36 から図 5.39 に示す。また、電子 976 keV に対してのシミュレーション結果を図 5.40 から図 5.43 に示す。また、図 5.44 にそれらのエネルギー分解能のプロットを示す。電子数は 10000 個。電子の初期位置は、 X 方向はソースプレートの厚みの中心。 Y 、 Z 方向はソースプレート面の中心である。

- ソースプレート厚み: 40 mg/cm^2
- 磁束密度 B : 1.8 kG
- ガスの割合 : CO_2 : 1% 、 5% 、 10% 、 15% (残りは He)

- 電子の初期位置 : X:ソースプレート厚みの中心、Y、Z : ソースプレート中心

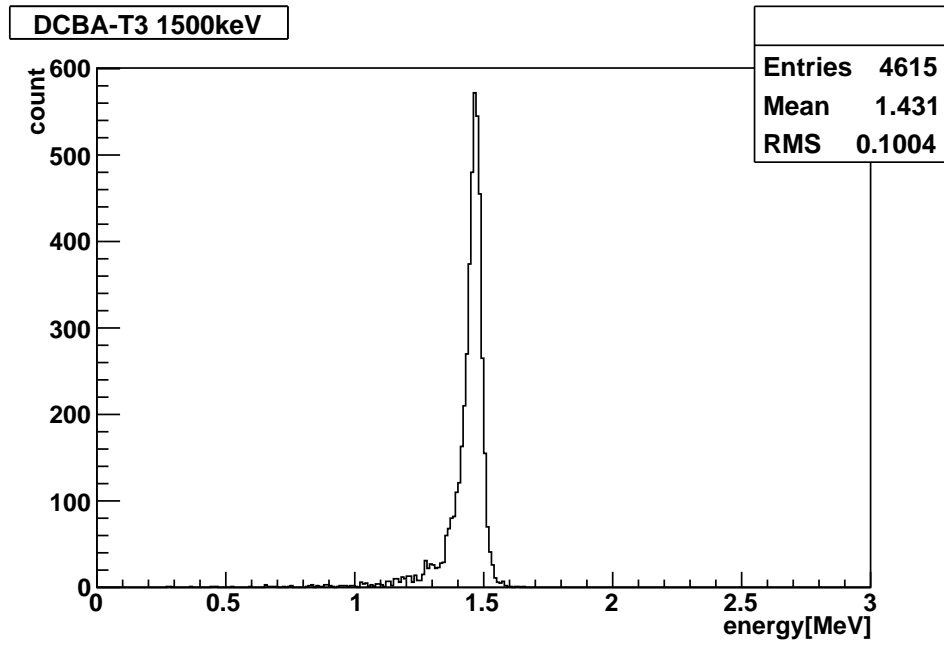


図 5.36: DCBA-T3 の 1500 keV 電子に対するエネルギー分布。CO₂1%、ソース厚み 40 mg/cm²、 $B=1.8$ kG

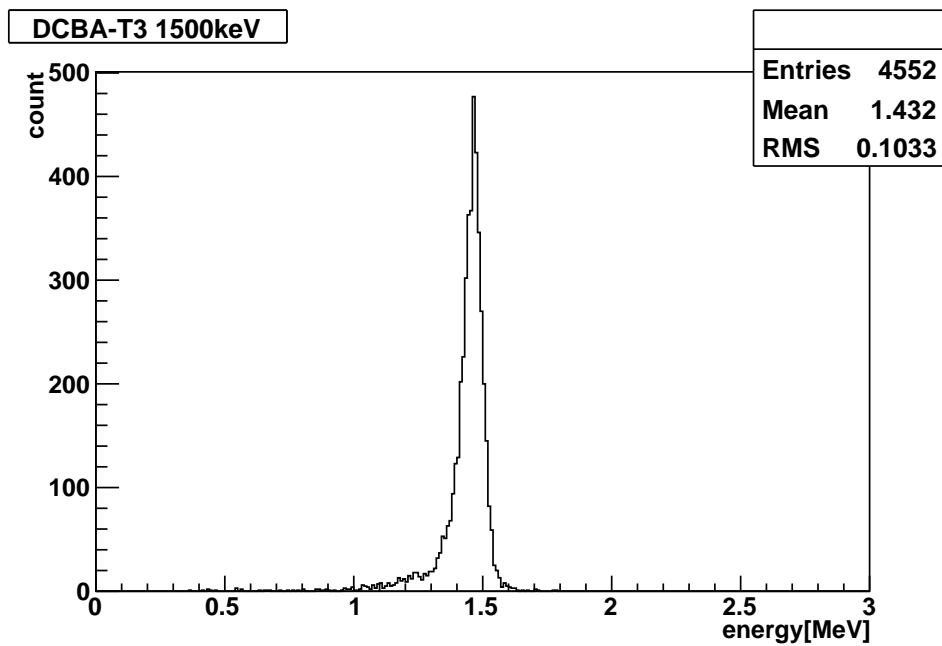


図 5.37: DCBA-T3 の 1500 keV 電子に対するエネルギー分布。CO₂5%、ソース厚み 40 mg/cm²、 $B=1.8$ kG

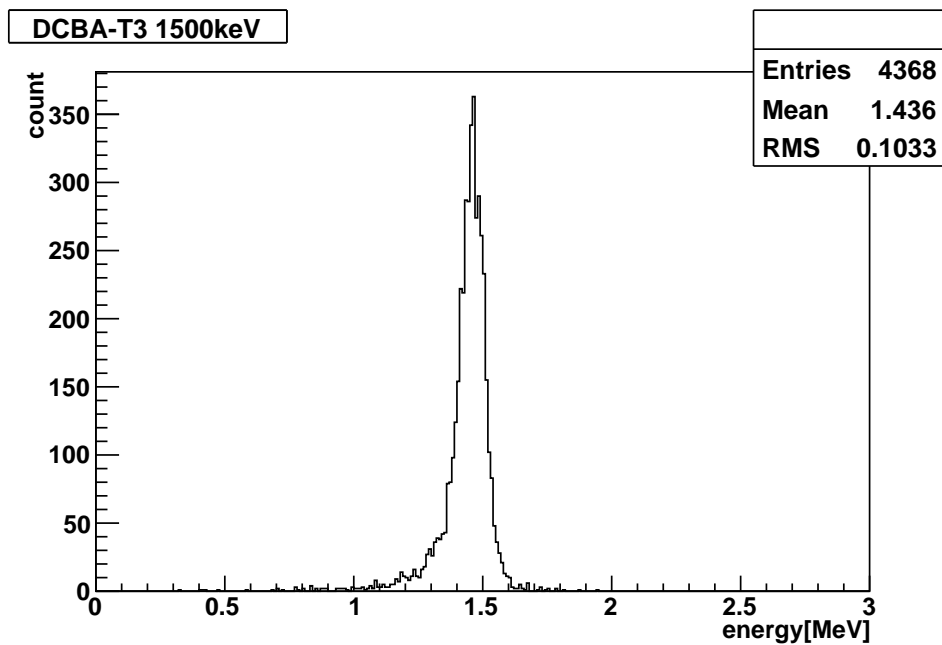


図 5.38: DCBA-T3 の 1500 keV 電子に対するエネルギー分布。CO₂10%、ソース厚み 40 mg/cm²、 $B=1.8$ kG

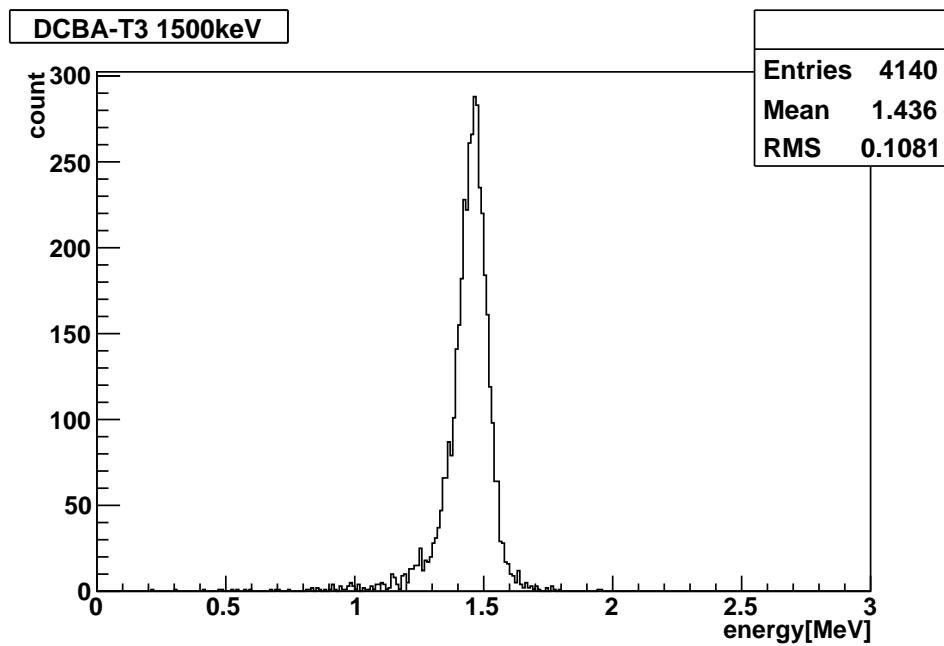


図 5.39: DCBA-T3 の 1500 keV 電子に対するエネルギー分布。CO₂15%、ソース厚み 40mg/cm²、 $B=1.8$ kG

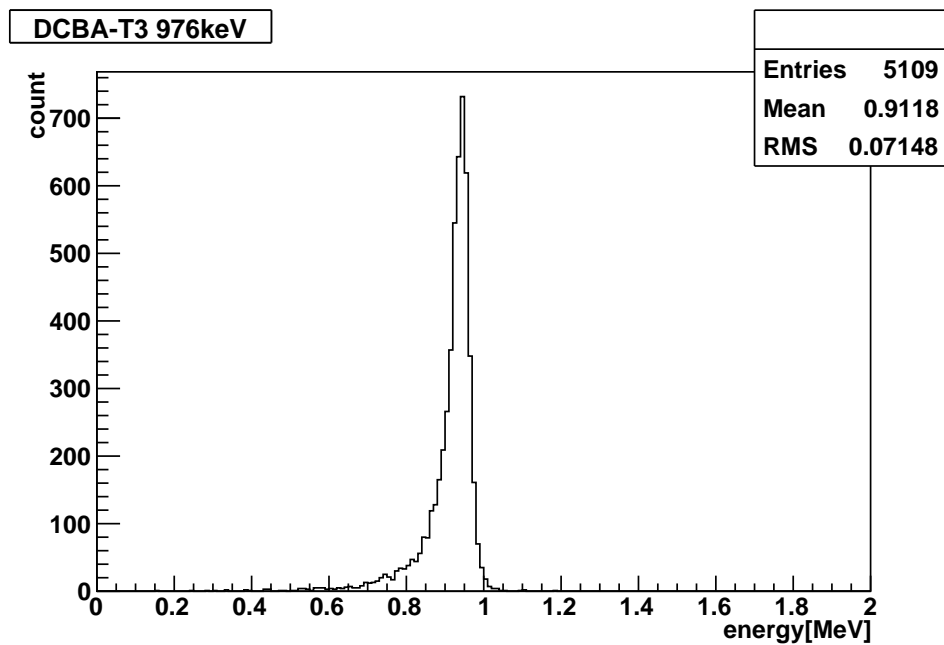


図 5.40: DCBA-T3 の 976 keV 電子に対するエネルギー分布。CO₂1%、ソース厚み 40mg/cm²、 $B=1.8$ kG

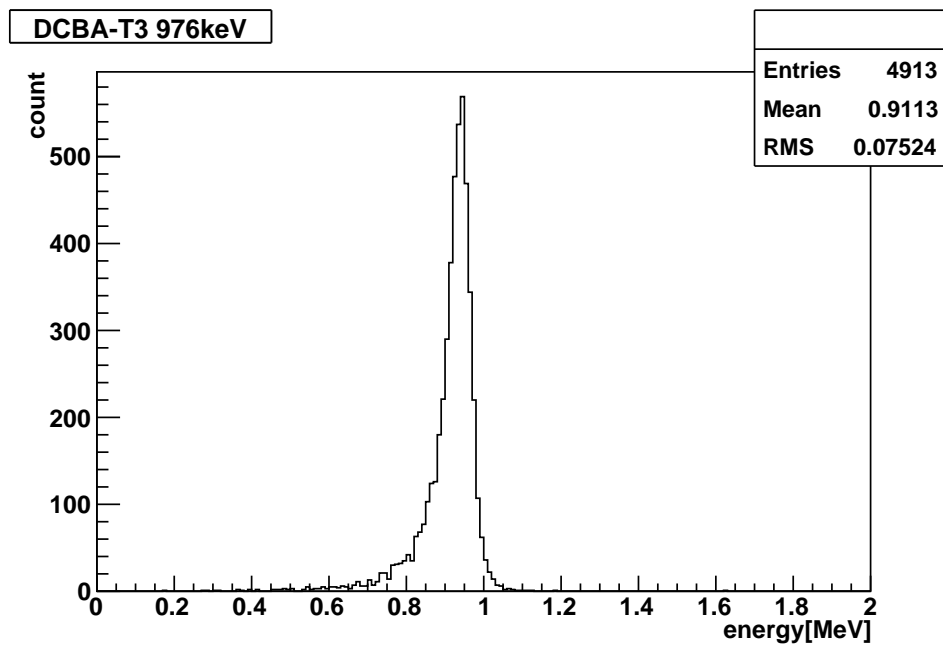


図 5.41: DCBA-T3 の 976 keV 電子に対するエネルギー分布。CO₂5%、ソース厚み 40 mg/cm²、 $B=1.8$ kG

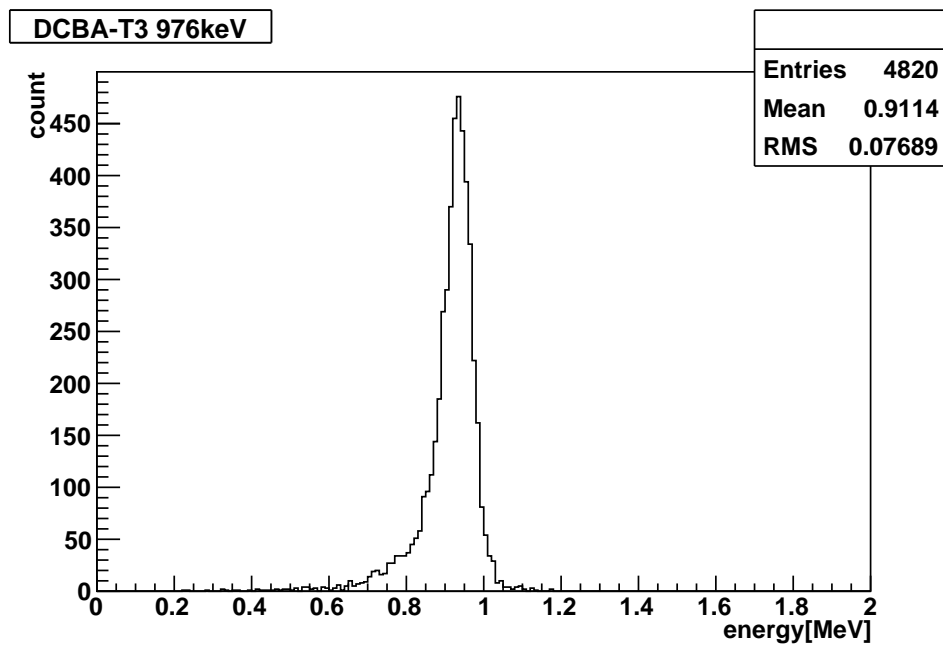


図 5.42: DCBA-T3 の 976 keV 電子に対するエネルギー分布。CO₂10%、ソース厚み 40 mg/cm²、 $B=1.8$ kG

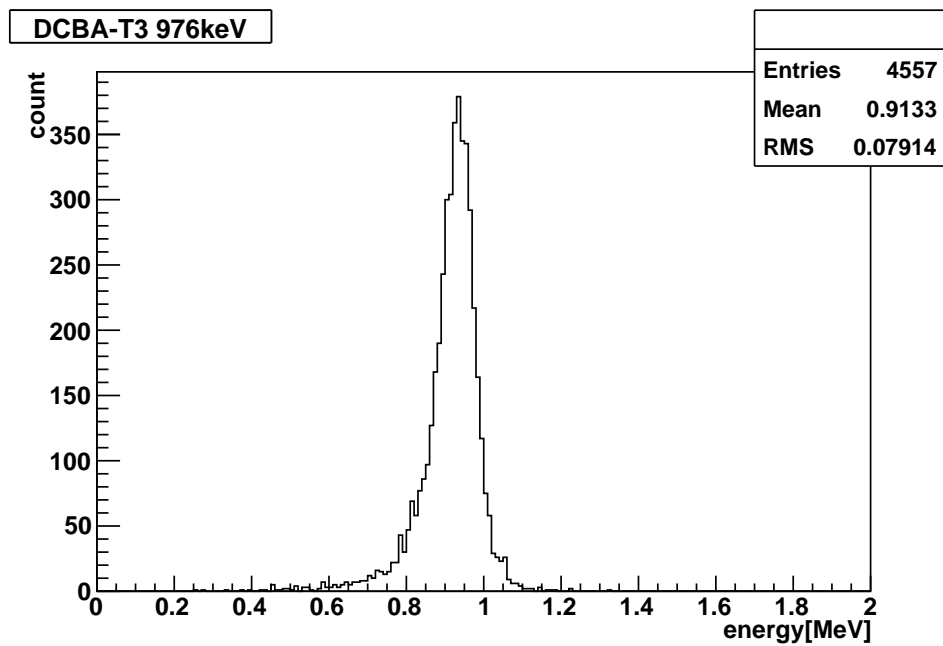


図 5.43: DCBA-T3 の 976 keV 電子に対するエネルギー分布。CO₂15%、ソース厚み 40 mg/cm²、 $B=1.8$ kG

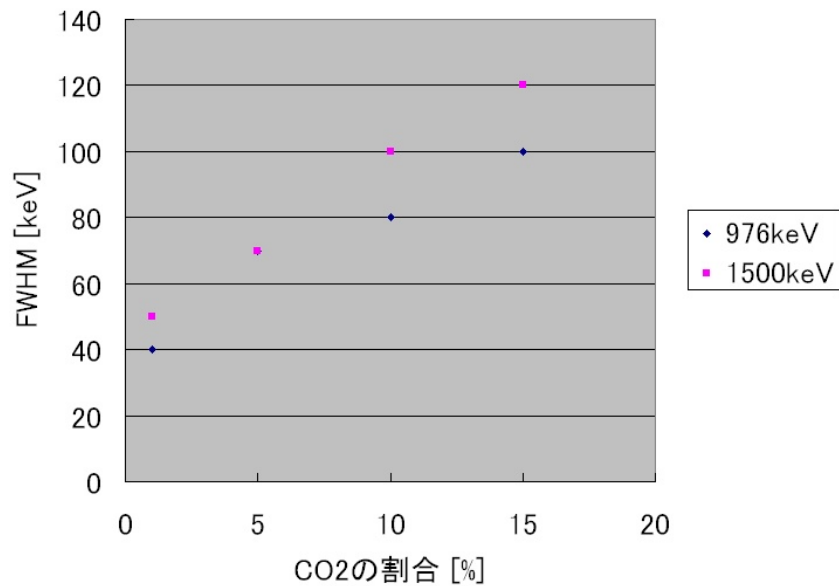


図 5.44: DCBA-T3 の CO₂ の割合に対するエネルギー分解能。ソース厚み 40 mg/cm²、 $B=1.8$ kG

CO₂ の割合とエネルギー分解能の関係を図 5.44 に示す。CO₂ の割合が小さくなっていくほど、FWHM が良くなっている。この結果から、エネルギー分解能を上げるには CO₂ の割合は、可能な限り減らした方がよいということがわかるが、CO₂ はクエンチャーとして働くので、ドリフトチェンバーを正常に動かすにはある程度必要であるため、実際に運転して確認する必要がある。10% までは DCBA-T2 で動作することが確認されている。

5.1.4 シミュレーションまとめ

行ったすべてのシミュレーション結果を見てみると、1500 keV と 976 keV のエネルギー分解能を比較して 976 keV の方が 20 keV ほど良いエネルギー分解能が得られている。図 5.45 と図 5.46 は、条件をソースプレートの厚みを 40 mg/cm²、磁束密度を 1.8 kG、CO₂ の割合を 10% とし、電子の初期位置をソースプレート全域（厚みと大きさ全域）にランダムに設定してシミュレーションを行った結果である。飛ばした電子は 10000 個である。

- ソースプレート厚み: 40 mg/cm²
- 磁束密度 B : 1.8 kG
- ガスの割合 : He 90% CO₂ 10%
- 電子の初期位置 : X:ソースプレート厚みにランダム、Y、Z: ソースプレート全域にランダム

エネルギー分布の FWHM は、976 keV で 80 keV、1500 keV で 110 keV と得られた。二重ベータ崩壊時の 2 電子の検出を行うことを想定してエネルギー領域全域で 110 keV のエネルギー分解能が得られると仮定すると、2 電子のエネルギー分解能は 156 keV となり、¹⁵⁰Nd の Q 値 3.37 MeV でのエネルギー分解能は、

$$\frac{\Delta E}{Q} \approx 4.6\% \quad (5.1)$$

となる。これは要求する性能を満たしている。

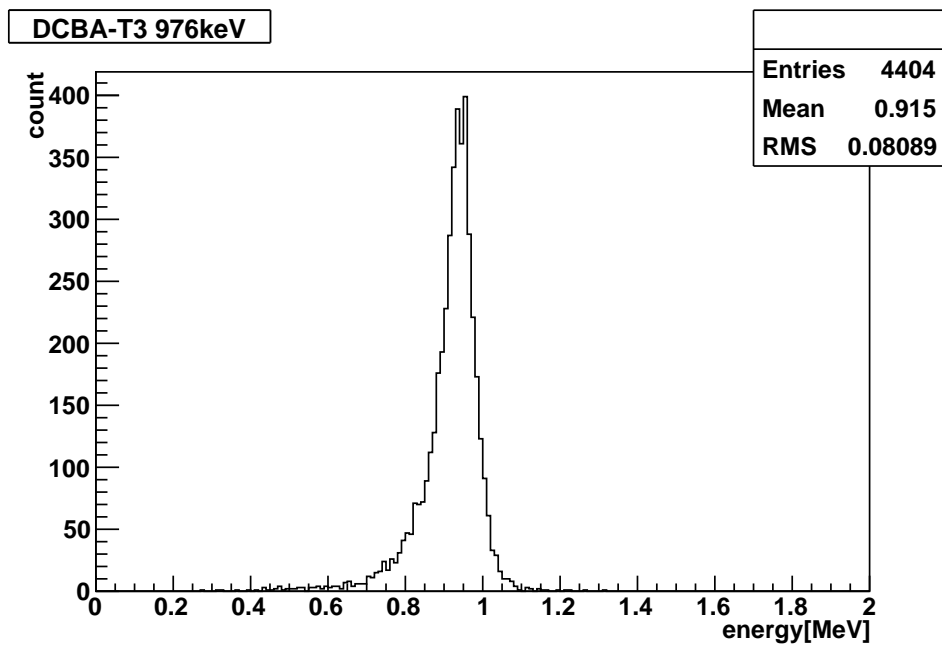


図 5.45: DCBA-T3 の 976 keV 電子に対するエネルギー分布。ソース厚み 40 mg/cm^2 、 $B=1.8 \text{ kG}$ 、 $\text{CO}_2 10\%$

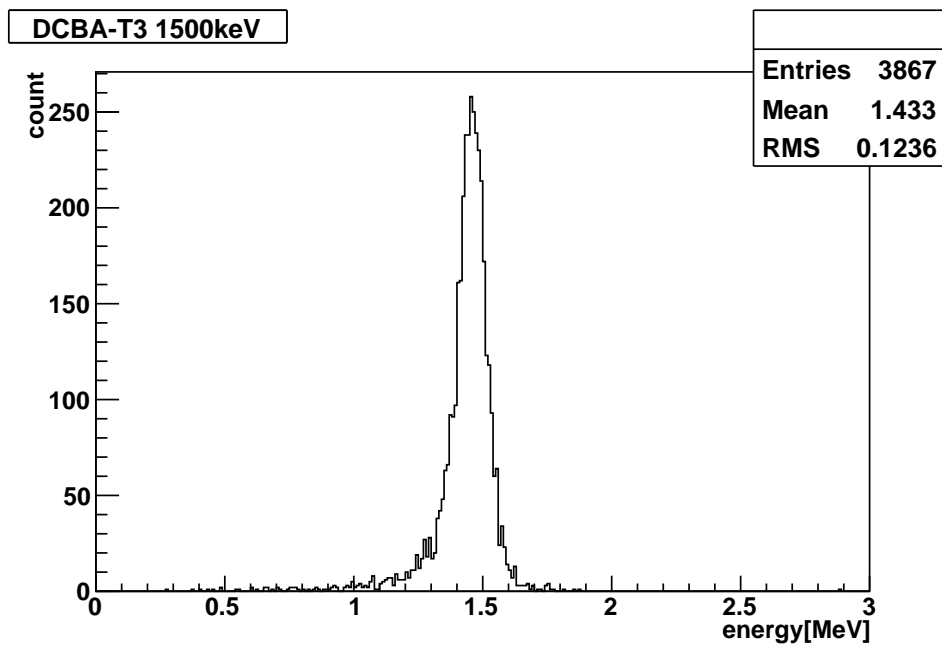


図 5.46: DCBA-T3 の 1500 keV 電子に対するエネルギー分布。ソース厚み 40 mg/cm^2 、 $B=1.8 \text{ kG}$ 、 $\text{CO}_2 10\%$

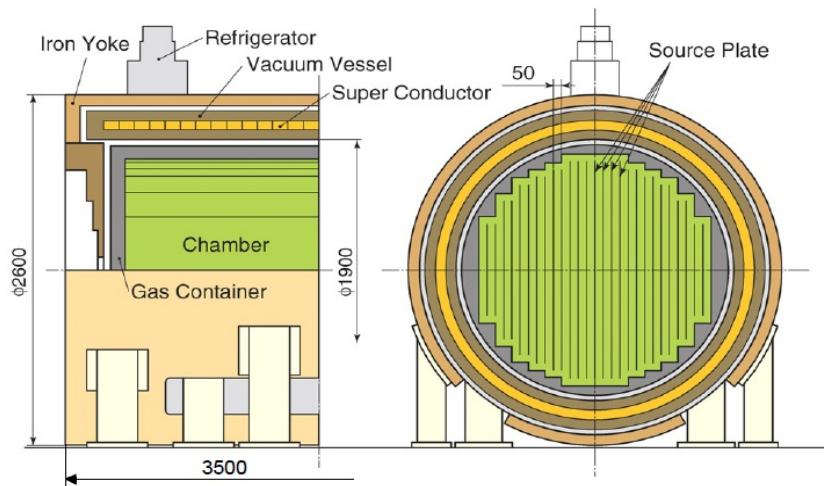
第6章 結論

ニュートリノには、粒子と反粒子の判別が出来ないというマヨラナ性があると言われている。このマヨラナ性を実証する実験は、ニュートリノレス二重ベータ崩壊実験だと言われている。二重ベータ崩壊とは、一つの原子核で2つのベータ崩壊が同時に起こる現象で、通常2つの電子と2つの反ニュートリノを放出する ($2\nu\beta\beta$)。ニュートリノレス二重ベータ崩壊 ($0\nu\beta\beta$) とは、ニュートリノの放出を伴わない二重ベータ崩壊であり、その半減期は約 10^{26} 年であると考えられているが、その観測はまだ成功していない。この現象が観測されれば、ニュートリノがマヨラナ性を持つことが証明され、また半減期を求めることによってニュートリノの有効質量の絶対値も求められる。現在行われている実験の結果は、 $0\nu\beta\beta$ の観測結果からニュートリノの有効質量の制限を出しており、だいたい $\langle m_\nu \rangle < 300$ meV である。DCBA(Drift Chamber Beta-ray Analyzer) グループでは飛跡検出型の二重ベータ崩壊測定器のプロトタイプを試作して R&D を行っているが、以前作られた DCBA-T2 測定器のエネルギー分解能では逆階層スペクトルから予想されるニュートリノ有効質量 30 ~ 50 meV までの探索はできないため、エネルギー分解能を向上させるために DCBA-T3 測定器の設計と製作を行っている。現在、2つのチェンバーのワイヤー張り作業が完了している。それらのワイヤーがきちんと張られているかワイヤーテンションの測定を行った。ほとんどのワイヤーが問題のない範囲の張力で張られていることが確認できた。しかし、直径が $20 \mu\text{m}$ のアノードワイヤーが張ってしばらくしてから切れたり、緩んでいたりが発見された。そのため今後アノードワイヤーのワイヤー張りは慎重にチェックする必要がある。マグネットの方は、超伝導ソレノイドマグネットの鉄ヨークを組み立て中である。マグネット自体はこれから試験運転がなされる。

シミュレーションによる DCBA-T3 のエネルギー分解能 (FWHM) は、ソースプレート (Nd_2O_3) の厚みが 40 mg/cm^2 、磁束密度 1.8 kG、He 90%+CO₂ 10% のとき、976 keV の電子で約 80 keV、1500 keV の電子で約 110 keV となった。エネルギー領域全域でのエネルギー分解能を 110 keV で考えると、これは ^{150}Nd の Q 値 3.37 MeV で約 4.6% となり、要求する性能である Q 値で 5% 以下という条件を満たしている。

第7章 将来の展望

今後、DCBA-T3のチェンバーがもう2台ワイヤー張り作業が終わると、4台を使用して測定を行う予定である。そのため、それまでに超伝導マグネットも運転可能な状態になる予定である。最初はDCBA-T2で行っていた ^{207}Bi をソースとして使い、キャリブレーションをしてDCBA-T2との比較を行う。DCBA-T3でエネルギー分解能向上のためのR&Dを終了し、二重ベータ崩壊を測定するための大量のソースとドリフトチェンバーを搭載した巨大な測定器の製作を計画している。現在は仮にMTD(Magnetic Tracking Detector)と呼んでいる。図7.1に示す。ソースの厚みの候補に 15 mg/cm^2 と 40 mg/cm^2 があり、



Source plate: $80\text{ m}^2/\text{module}$

Thickness: $15\text{ (}40\text{) mg/cm}^2$ Source weight: $12\text{ (}32\text{) kg/module}$

$\langle m_\nu \rangle_{\text{SNS}} \approx 0.8\text{ (}0.5\text{) eV}$ for normal Nd/mod.yr

$\langle m_\nu \rangle_{\text{SNS}} \approx 0.2\text{ (}0.1\text{) eV}$ for $60\% \text{ }^{150}\text{Nd/mod.yr}$

図 7.1: MTD(Magnetic Tracking Detector) の検討用図面

それぞれ長所短所がある。 15 mg/cm^2 の場合は1台あたりのソース量は 12 kg で1年間運転して質量感度が天然ネオジウムで 0.8 eV 、 $60\%^{150}\text{Nd}$ では 0.2 eV までとなるが、エネルギー分解能がソースの厚みから影響を受けないので、台数を増やせばニュートリノ有効質量を 20 meV まで探索可能である。 40 mg/cm^2 の場合では1台あたりのソースの量が増え 32 kg となるので、1年間運転すると天然ネオジウムで 0.5 eV 、 $60\%^{150}\text{Nd}$ で 0.1 eV までとなる。しかしソースの厚みがエネルギー分解能へ影響を与えるので、台数を増やしても

50 meV までしか探索できない。このように、他の実験と比較してソースの厚みを薄くする必要があり、また検出効率は 30% 程度しかないので、ソースの量は不利である。しかし飛跡検出型という特徴をもち、崩壊点の特定と粒子の選別の点では有利であるので、バックグラウンドの低い検出器であるといえる。

謝辞

本研究を行うに当たり、多くの方々にお世話になりました。指導教官の住吉孝行先生にはこの研究の場を与えて頂き、研究に関する数多くのご指導を頂きました。深く感謝しています。

高エネルギー加速器研究機構の石原信弘先生には DCBA 実験にかかわる多くのことをご指導を頂きました。未熟な質問にも熱心に、また丁寧にお答えして頂いたことを深く感謝しています。DCBA グループの小濱太郎先生には主にワイヤーチェンバーに関して、田中耕一さんには Geant4 シミュレーションに関して、加藤義昭さんにはエレクトロニクスに関して、お世話になりました。また、同グループの首都大学東京の喜多村章一先生には実験のことなどで助言を頂き、お世話になりました。DCBA グループの皆様には深く感謝しています。

同グループで共に実験に取り組んだ佐久間哲哉君、石川高史君には研究だけでなく、高エネルギー加速器研究機構滞在中の生活でもお世話になり、感謝しています。

また、首都大学東京高エネルギー実験研究室の皆様には、とてもお世話になりました。感謝しています。

参考文献

- [1] M. Doi, T. Kotani and E. Takasugi, ‘Double Beta Decay and Majorana Neutrino’, Prog. Theor. Phys. Suppl. 83 (1985) 1.
- [2] V.M.Lobashev et al., ‘Direct search for mass of neutrino and anomaly in the tritium beta spectrum’, Phys. Lett. B460:227-235, 1999.
- [3] G. L. Fogli et al., arXiv: 0805.2517v3 [hep-ph] 18 Aug. 2008
- [4] 物理学辞典、物理学辞典編集委員会.
- [5] The Super-Kamiokande Collaboration, ‘Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos’, Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 1562-1567.
- [6] The SNO Collaboration, ‘Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory’, Phys. Rev. Lett. volume 89, No.1, 011301 (2002).
- [7] KamLAND Collaboration, ‘Measurement of Neutrino Oscillation with KamLAND:Evidence of Spectral Distortion’, Phys. Rev. Lett. Vol.94 4 Mar.2005.
- [8] I.Ogawa et al., ‘Search for neutrino-less double beta decay of ^{48}Ca by CaF_2 scintillator’, Nucl. Phys. A730:215-223, 2004.
- [9] C.E.Aalseth et al., ‘The IGEX Ge-76 neutrinoless double beta decay experiment:prospects for next generation experiments’, Phys. Rev. D65:092007, 2002.
- [10] L.Simard et al., ‘Search for neutrinoless double beta decay with the NEMO-3 detector:first results’, Nucl. Phys. Proc.Suppl. 145:272-275, 2005.
- [11] Fedor A. Ddanevich et al., ‘Search for 2beta decay of cadmium and tungsten isotopes: Final results of the Solotvina experiment’, Phys. Rev. C68:035501, 2003.
- [12] T.Bernatovicz et al., ‘Precise determination of relative and absolute betabeta-decay rates of ^{128}Te and ^{130}Te ’, Phys. Rev. C47:806-825, 1993.
- [13] C.Arnaboldi et al., ‘First results on neutrinoless double beta decay of ^{130}Te with the calorimetric CUORICINO experiment’, Phys. Lett. B584:260-268, 2004.

- [14] R. Luscher et al., ‘Search for betabeta decay in ^{136}Xe : new results from the Gotthard experiment’, Phys. Lett. B434:407-414, 1998.
- [15] A. De Silva et al., ‘Double Beta Decays of 100-Mo and 150-Nd’, Phys. Rev. C56:2451-2467, 1997.
- [16] H.V.Klapdor-Kleingrothaus et al., ‘Data acquisition and analysis of the ^{76}Ge double beta experiment in Grans Sasso 1990-2003’, Nucl.Instrum.Meth.A522 (2004) 371-406.
- [17] H.V.Klapdor-Kleingrothaus et al., ‘Latest Results from the Heidelberg-Moscow Double-Beta-Decay Experiment’, Eur.Phys.J.A12 (2001) 147-154.
- [18] R.Arnold et al., ‘First Results of the Search for Neutrinoless Double-Beta Decay with the NEMO 3 Detector’, Physical Review Letters PRL 95, 182302 (2005).
- [19] N.Ishihara et al., ‘Search for neutrinoless double beta decay with DCBA’, Nuclear Physics B(Proc. Suppl.)111 (2002) 309-311.
- [20] N.Ishihara et al., ‘A separation method of 0ν - and 2ν -events in double beta decay experiments with DCBA’, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 443 (2000) 101-107.
- [21] N.Ishihara et al., ‘A proposed detector DCBA for double beta decay experiments’, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 373 (1996) 325-332.
- [22] N.Ishihara et al., ‘DCBA experiment for searching for neutrinoless double beta decay(I)’, J.Phys.Conf.Ser.120:052049,2008; N.Ishihara, et al., ‘DCBA experiment for searching for neutrinoless double beta decay(II)’, J.Phys.Conf.Ser.120:052062,2008.
- [23] 石原信弘、高エネルギーニュース 26 巻 2 号 85 ページ、2007 年.
- [24] 岸本忠史、高エネルギーニュース 24 巻 3 号 182 ページ、2005 年.
- [25] H.Ejiri, J. Phys. Soc. Japan, 74 (2005) 2101.
- [26] 伊藤倫太郎、‘二重ベータ崩壊測定用測定器 DCBA-T の開発と研究’、東京農工大学工学部、2002 年、博士論文
- [27] 加藤義昭、‘中規模素粒子実験に適した効率の良い大量データ収集システムの開発研究’、新潟大学大学院自然科学研究科、平成 15 年、博士論文.
- [28] 国見祐一、東京農工大学、平成 13 年度、修士論文.

- [29] 平井博明、‘シミュレーションによる二重ベータ崩壊検出器”DCBA+C”の研究’、新潟大学大学院自然科学研究科、平成 16 年度、修士論文.
- [30] 寺田幸司、‘二重ベータ崩壊測定器 DCBA におけるエネルギー分解能の研究’、大阪市立大学大学院理学研究科、平成 16 年、修士論文.
- [31] 森島泰邦、‘DCBA 実験におけるピックアップワイヤー付きチェンバーの特性とエネルギー分解能の研究’、岡山大学大学院自然科学研究科、2006 年、修士論文.
- [32] 浮島直樹、‘二重ベータ崩壊測定器 DCBA-T2 における位置分解能、及びエネルギー分解能の研究’、大阪市立大学大学院理学研究科、2007 年、修士論文.
- [33] Y.Kato et al., ‘A 100 MHz FADC system based on CompactPCI for DCBA’, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 498 (2003) 430-442.
- [34] 喜多村章一、東京保険科学学科会誌、C 言語による最尤推定法の解法.
- [35] 川井正徳、日本物理学会 2008 年秋季大会発表資料.