

テルル化カドミウム (CdTe) を用いた
半導体放射線検出器の大型化及び分解能向上の研究

京都大学大学院理学研究科 物理学・宇宙物理学専攻
物理学第二教室高エネルギー物理学研究室
合田幸平

2013年1月28日

概要

物質を構成する最小の単位である素粒子の性質を知ることが自然科学の究極目標である。素粒子の一つであるニュートリノは存在が実証されて 50 年以上になるが、弱い相互作用（と重力相互作用）しかないという性質から直接検出自体が非常に困難であり、未だに多くの性質がわかっていない。その一つにニュートリノと反ニュートリノが同じ粒子なのではないかという疑問がある。このような粒子をマヨラナ粒子という。これを検証できる現在唯一の方法が二重ベータ崩壊探索実験であり、もしニュートリノがマヨラナ粒子であるなら、ニュートリノを放出しない二重ベータ崩壊が起こりうる。世界的にさまざまな実験が行われているが、この反応は起こるとしても非常に稀であると考えられているため、現在まで観測された例はない。

この二重ベータ崩壊探索実験を行うことを最終目標とし、テルル化カドミウム (CdTe) を用いた半導体放射線検出器の大型化及び分解能向上の研究を行った。Cd と Te は共に二重ベータ崩壊を起こす同位体を持ち、その化合物は半導体の性質を持つため、検出器かつ崩壊親核として用いることができれば非常に効率よく検出することが期待される。しかし半導体検出器として見た場合、Si や Ge に比べて正孔の移動度が低いため、正孔の移動が長くなることで欠陥準位などに捕縛されて信号が消えてしまい、分解能が劣化するため大型化は困難である。そこで正孔捕縛による効果を波形情報から補正することで分解能を改善し、正孔の移動に関与しない大面積型に大型化した素子を 3 枚積層させたものを用いて性能を評価した。また、正孔の影響を無視して電子のみの効果を見ることのできるコプレーナリッド型電極を用いた素子の性能を評価した。さらに小型で厚さのある素子を用いた前実験と比較して分解能向上の要素を考察した。

目次

1	ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊	2
1.1	ニュートリノの性質	2
1.2	ディラック粒子かマヨラナ粒子か	3
1.3	二重ベータ崩壊	3
1.4	ニュートリノ質量	5
2	半導体検出器	8
2.1	動作原理	8
2.2	利点と欠点	10
2.3	半導体検出器としてのテルル化カドミウム (CdTe) の特徴	11
2.4	CdTe と γ 線の相互作用	11
3	なぜ CdTe か	13
3.1	二重ベータ崩壊核	13
3.2	他の二重ベータ崩壊探索実験	13
3.3	CdTe を用いた二重ベータ崩壊探索実験	14
4	装置とセットアップ	15
5	オーミック型素子	19
5.1	原理	19
5.2	素子について	19
5.3	実験方法	22
5.4	解析	23
5.5	考察	33
6	ショットキー型素子	41
6.1	原理	41
6.2	素子について	41
6.3	実験方法	42
6.4	解析	42

6.5	考察	44
7	コプラナーグリッド電極を使用した素子	45
7.1	原理	45
7.2	素子について	46
7.3	実験方法	46
7.4	解析	47
7.5	考察	49
8	CZT	51
8.1	原理	51
8.2	素子について	51
8.3	実験方法	52
8.4	解析	53
8.5	考察	54
9	前実験との比較	56
9.1	前実験について	56
9.2	性能比較	58
9.3	素子の大きさの影響	59
10	まとめ	61

1 ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊

1.1 ニュートリノの性質

原子核の β 崩壊によって中性子が陽子になり電子を放出する過程において、エネルギーや運動量を保存しないことが 20 世紀前半の物理学上の大きな問題であった。この解決として、原子核現象ではエネルギー運動量は保存しないという考えがあった一方、電氣的に中性で質量の極めて小さい（あるいはゼロの）微粒子が同時に放出されているという考えもあった [1]。この中性微粒子こそが現在ニュートリノと呼ばれるものである。そして 20 世紀後半にはニュートリノが実験的に発見され [2]、また荷電レプトンに対応して複数の種類 (e, μ, τ) が存在することも分かった [3]。現在のところ他のクォークやレプトンと同じく 3 世代が見つまっているが、なぜ 3 世代なのか、4 世代目は存在しないのかは「世代の謎」として残っている [4]。

さて、ニュートリノの質量が微小ながらも存在するかあるいはゼロかということが近代の問題であった。もし質量が存在するならば、ニュートリノの種類が変化するニュートリノ振動という現象が起こると予想されていた [5]。宇宙線が大気中で反応して生成されるニュートリノ [6] や太陽内部での核融合に伴って生成されるニュートリノ [7]、原子炉のニュートリノの観測 [8]、加速器実験 [9] を通じて発見されたニュートリノ振動によってニュートリノが質量をもつことが明らかになった。ただしニュートリノ振動では異なる種類間での質量の二乗差しかわからず、絶対値は未だに不明である。

現在までに実験で観測された結果はニュートリノは全て左巻きであり、反ニュートリノは全て右巻きであることを示している。しかし、ニュートリノが有限の質量を持つということは光速より遅いということであり、ニュートリノより速い座標系を取ることができる。図 1.1(a) のように実験室系で左巻きだった粒子をこの座標系から見ると、図 1.1(b) のように逆転して右巻きに見えてしまう。よって右巻きニュートリノや左巻き反ニュートリノも存在しているはずである。

荷電レプトンと同じく、ニュートリノはレプトン数 +1、反ニュートリノはレプトン数 -1 を持つ。レプトン数は保存すると考えられており、例えば $n + \nu_e \rightarrow p + e^-$ は起こるが $n + \bar{\nu}_e \rightarrow p + e^-$ は起こりえない。



(a) 実験室系で見るニュートリノ (b) より早い座標から見たニュートリノ

図 1.1 ニュートリノの向き

1.2 ディラック粒子かマヨラナ粒子か

ニュートリノをめぐる大きな問題の一つにニュートリノと反ニュートリノは同じ粒子ではないか、という疑問がある。このような粒子をマヨラナ粒子という。

例えば電荷をもつ粒子では電子と陽電子のように粒子と反粒子で負電荷と正電荷が入れ替わるためマヨラナ粒子ではありえない。粒子のもつ保存量について中性である粒子のみマヨラナ粒子の可能性がある。ニュートリノの保存量にはレプトン数があるが、レプトン数が保存量である根拠は存在しない。よってニュートリノはマヨラナ粒子でありうる。

ではニュートリノがディラック粒子かマヨラナ粒子かを見分けるにはどうすればよいのか。マヨラナ粒子は磁気能率を持っていないため、ニュートリノが磁気能率を持てばディラック粒子であるということが出来る。しかし標準模型の計算では存在するとしても小さすぎて事実上観測不可能である。

他の方法としてニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊が存在するかどうか確かめるといふことがある。

1.3 二重ベータ崩壊

1.3.1 ベータ崩壊

ベータ崩壊とは原子核中の中性子が陽子に変化し（または d クォークが u クォークに変化し）電子と反電子ニュートリノを放出する過程や、その類似の反応のことを総していう。ダイアグラムでは図 1.2 のように表す。崩壊が起こるためには崩壊後の原子核が崩壊

前より軽いことが必要である。ベータ崩壊を引き起こすのはウィークボソン (W^\pm) を媒介粒子とする弱い相互作用である。

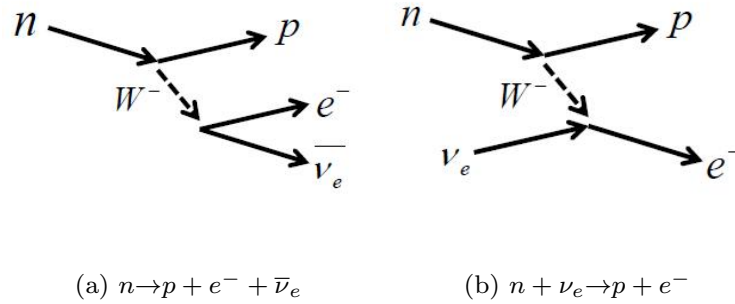


図 1.2 β 崩壊のダイアグラム例

1.3.2 二重ベータ崩壊

二重ベータ崩壊とはこれらのベータ崩壊が2つ同時に起こることである。これは1回のベータ崩壊は娘核の質量と電子の質量和が親核より重いためエネルギー的に許されないが、2回同時なら娘核の質量と二個の電子の質量の和が親核の質量よりも軽い場合のみ起こる。通常は図 1.3(a) のように2つの電子と2つのニュートリノを放出する ($2\nu 2\beta$)。しかし先ほど述べたニュートリノがマヨラナ粒子であるなら、1度目のベータ崩壊で放出された反ニュートリノが2度目の反応でニュートリノとして振る舞い、図 1.3(b) のように図 1.2(a) と図 1.2(b) の間でニュートリノをやり取りするようなニュートリノ放出を伴わない過程 ($0\nu 2\beta$) が起こりうる。

つまり、このニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊が発見できればニュートリノはマヨラナ粒子、ニュートリノと反ニュートリノが同じ粒子であると言えるのである。

1.3.3 ニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊の検出方法

これら $2\nu 2\beta$ と $0\nu 2\beta$ の違いはニュートリノが放出されるかされないかである。ニュートリノが放出される過程では、ニュートリノが検出できないために二つの電子のエネルギースペクトルの和が連続的になる。一方ニュートリノが放出されなければ、ほぼ全てのエネルギーを二つの電子が持つため単一のエネルギースペクトルとなる。つまり崩壊によって放出されるエネルギー (Q 値) にピークが見える (図 1.4)。

二重ベータ崩壊はベータ崩壊の二次の効果であるため反応が起こりにくく半減期が

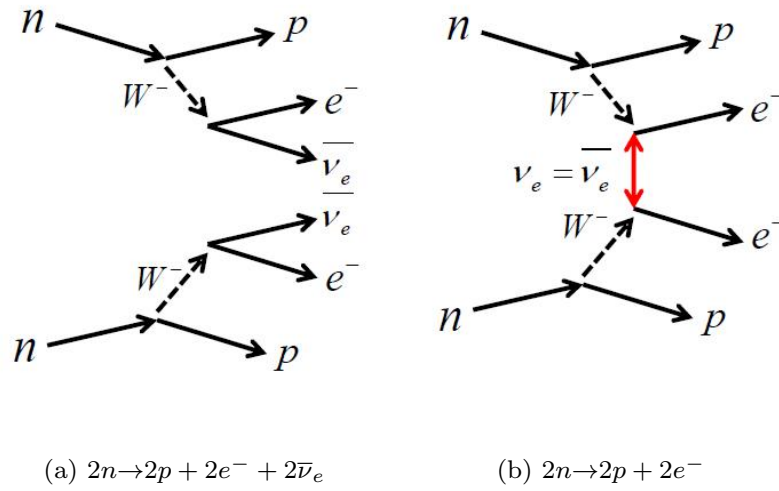


図 1.3 二重ベータ崩壊のダイアグラム

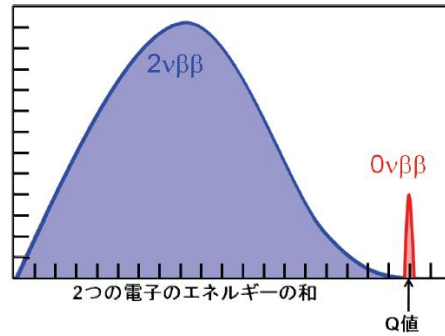


図 1.4 二重ベータ崩壊で観測される二個の電子のエネルギースペクトル

10^{19} 年以上もあり、ニュートリノが放出されない過程はそれ以上に稀である 10^{24} 年以上と考えられている。そのため $0\nu 2\beta$ 反応を検出するためには大量の崩壊核を用意する必要がある。また検出器の分解能が低いと $2\nu 2\beta$ と $0\nu 2\beta$ を区別できない。よって二重ベータ崩壊探索実験には大型かつ高分解能な検出器が必要なのである。

1.4 ニュートリノ質量

任意の二つのスピノール場 ϕ_1, ϕ_2 に対して、

$$\frac{1}{2}(\bar{\phi}_{1L}\phi_{2R} + \bar{\phi}_{1R}\phi_{2L} + h.c.) \quad (1)$$

は、ローレンツ変換によって不変な量である。 $\phi_1 = \phi_2$ のとき、ラグランジアン中のこの項をディラック質量項という。ここでスピノール場 ϕ_1 に対して ϕ_2 が反粒子であること、つまり $\phi_1 = \phi_2^c$ であることを考える [10]。

ここからニュートリノの最も一般的なラグランジアンは、

$$-\mathcal{L} = \bar{\phi}i\gamma^\mu\partial_\mu\phi + m_D(\bar{\phi}_L\phi_R + h.c.) + \frac{m_L}{2}(\bar{\phi}_R^c\phi_L + h.c.) + \frac{m_R}{2}(\bar{\phi}_L^c\phi_R + h.c.) \quad (2)$$

と書ける。h.c. はエルミート共役を表す。第一項は運動エネルギー、第二項がディラック質量項、第三項と第四項がマヨラナ質量項を表している。

ここで独立な二つのマヨラナ場として N_1, N_2 を以下のように定義する。

$$N_1 = \frac{\phi_L + \phi_L^c}{\sqrt{2}}, N_2 = \frac{\phi_R + \phi_R^c}{\sqrt{2}} \quad (3)$$

これを用いてラグランジアンを書きなおすと、

$$-\mathcal{L} = \bar{N}_1i\gamma^\mu\partial_\mu N_1 + \bar{N}_2i\gamma^\mu\partial_\mu N_2 + (\bar{N}_1 \quad \bar{N}_2) \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} N_1 \\ N_2 \end{pmatrix} \quad (4)$$

となる。第一項と第二項は運動エネルギーであり、質量を表す項は第三項にまとまっている。

$$M = \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \quad (5)$$

はニュートリノ質量行列と呼ばれ、対角化すると、

$$RMR^{-1} = \begin{pmatrix} m_N & 0 \\ 0 & m_\nu \end{pmatrix}, m_N, m_\nu = \frac{m_L + m_R}{2} \pm \sqrt{\frac{(m_R - m_L)^2}{4} + m_D^2} \quad (6)$$

となる。 m_ν が実際に観測されるニュートリノ質量に対応する。

m_D のみが存在して $m_L = m_R = 0$ 、すなわちディラック粒子であると考え、左巻きと右巻きのニュートリノ ν_L, ν_R が、 m_D という同じ質量を持つことになる。他の素粒子に比べてニュートリノの質量が大幅に小さいということは、質量の起源であるヒッグス (Higgs) 粒子とニュートリノの結合が大幅に小さいことを意味し、ニュートリノにのみ結合が異なるのは不自然であると考えられている。

一方、ディラック質量以外に質量項が存在する、すなわちマヨラナ粒子であると考えるところの不自然さを説明できる。

$m_R \gg m_D \gg m_L$ と仮定すると、

$$m_N \cong m_R, m_\nu \cong \frac{m_D^2}{m_R} \quad (7)$$

と近似できる。 m_R の値が十分に大きければ m_ν は非常に小さくなる。つまり質量の軽いニュートリノが自然に導出されたことになる。また同時に非常に重いニュートリノ m_N の存在も予言している。これをシーソー機構 [11] という。

また、ニュートリノがマヨラナ粒子である場合には、 $0\nu 2\beta$ 崩壊の寿命を $T_{0\nu}$ は核行列要素 M_ν と位相空間体積 $G_{0\nu}$ を用いて表すと [12]、

$$\frac{1}{T_{0\nu}} = |m_\nu|^2 |M_{0\nu}|^2 G_{0\nu} \quad (8)$$

と書くことができ、 $0\nu 2\beta$ 崩壊の寿命がわかればニュートリノの絶対質量がわかる。

2 半導体検出器

2.1 動作原理

半導体とは結晶格子の電子の荷電帯と伝導体との間のバンドギャップエネルギーが 1eV 程度の物質のことを言う (図 2.1(a))[13]。熱などによって電子がエネルギーを得て荷電帯から伝導体に移ることで信号を伝えるキャリアが生成される。このとき電子が移動した後は正孔が残る。これもまたキャリアとなる。伝導体電子と正孔は再結合して元に戻り、全体としてはやがて平衡状態に達する。しかし、電界が存在するとこれらは電界に従って移動し、やがて一定の速度になる。半導体中に不純物が存在すると、バンドギャップの間にエネルギー準位をつくり、そこでキャリアを捕縛してしまう (図 2.1(b),(c))。余分なキャリアが生成されやすくなり、抵抗が下がる。

放射線が半導体の内部を通ると、結晶中の電子にエネルギーを落として電子正孔対をつくることがある。この電子正孔対を電界を与えて移動させることで、それぞれの電荷がつくる電場が電極に電流を誘起して信号を読み出すことができる (図 2.2)。具体的には陽極に電子が近づくと正の信号を誘起し、遠ざかると逆に負の信号を誘起する。逆に正孔は陽極に対して近づくと負の信号を誘起し、遠ざかると正の信号を誘起する。

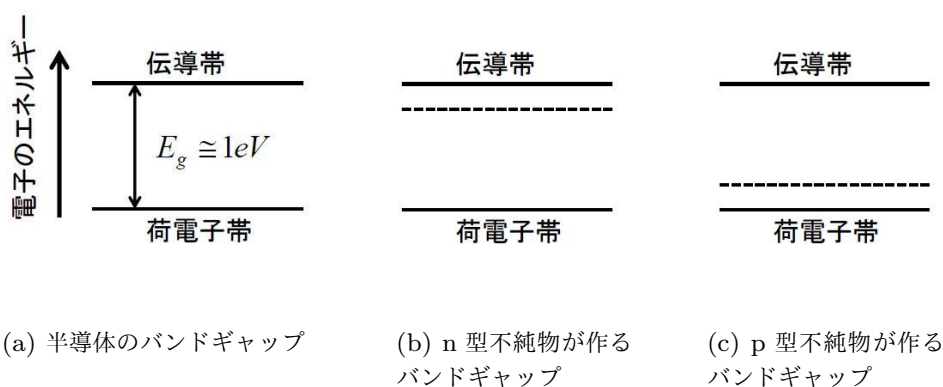


図 2.1 バンドギャップ図

半導体は 4 価の物質であり、純粋な半導体は外部からの放射線などがなければ電気を伝えるキャリアは電子正孔対生成エネルギーでの熱励起でしか発生しない。しかし現実には純粋な半導体は存在せず少量の不純物が混じっている。これらが価電子帯と伝導体の間に

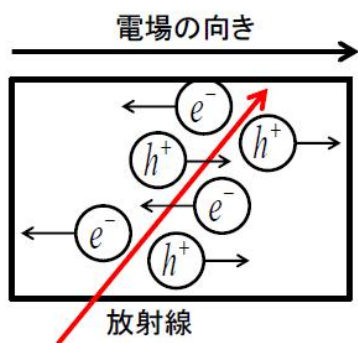


図 2.2 半導体中のキャリア移動

不規則に準位をつくりキャリアが生成されやすくなり不規則な電気伝導を生じさせてしまう。そのため伝導を一定に保つように 5 価の物質をドーピングした n 型あるいは 3 価の物質をドーピングした p 型にして用いるのが一般的である。

どちらかみのドーピングでは単なる抵抗器となるが、半導体素子の片側を n 型、もう片側を p 型にすることもできる。このときは素子内部でキャリアが n 型と p 型の接合部を超えて拡散する。結果として n 型側には正電荷、p 型側には負電荷が取り残され素子内部に電場が生成される。こうして電荷不均衡の領域である空乏領域ができる (図 2.3)。

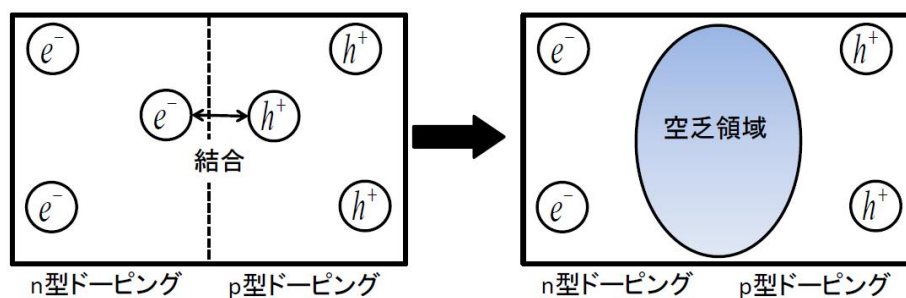


図 2.3 空乏領域

空乏領域の特徴として、電子も正孔も著しく少ないため高い比抵抗をもつことがある。よって漏れ電流などのノイズの影響を受けにくく、よい検出器となる。しかしこのままでは電場が弱すぎてキャリアを効率よく回収できない。そのためバイアス電圧をかけて外部から電場を作る。このときのバイアス電圧をかける向きは順方向と逆方向があるが、順方向では多数側のキャリアが電場に引かれることになりそれだけで大電流が流れてしまう (図 2.4(a))。一方逆方向だと、接合部分が一方にしか電流を流さない整流 (ダイオード)

性を持つため、電流は小さくなる (図 2.4(b))。よって逆方向にバイアス電圧をかける。十分なバイアス電圧を与えるとドーピングのキャリアがより引かれて半導体素子全体に空乏層が広がるが、かけすぎると整流性の絶縁を壊してしまう。

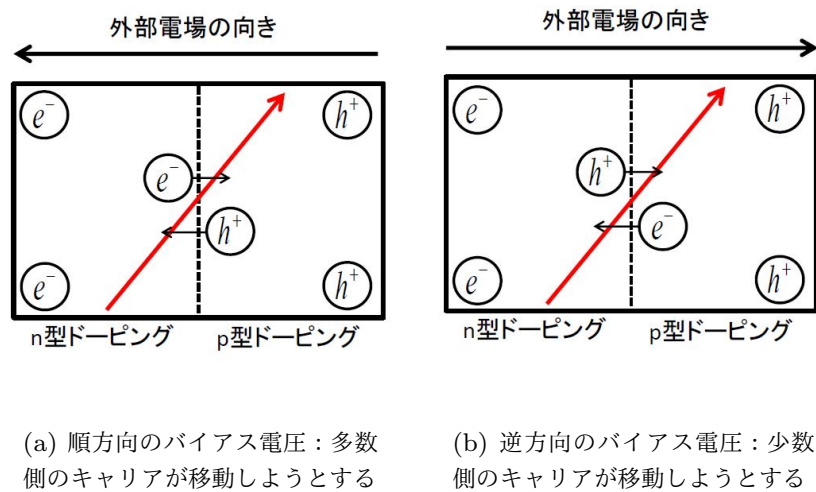


図 2.4 バイアス電圧の向き

2.2 利点と欠点

シンチレーション検出器の場合、入射放射線を一度光に変換し、そこから光電子増倍管 (PMT) などで電気信号に再変換して読み出すので効率が悪く、また分子を励起するために必要なエネルギーも大きいため、1 キャリア得るのに 100eV ほど必要となる。半導体ならキャリアは電子と正孔であり、1 対のキャリアを得るのに数 eV 程度でよいため、同じエネルギーで多くのキャリアが得られる。これによってパルスの統計ゆらぎが少ないので高分解能が得られる。また、半導体中をキャリアが伝わる速度はシンチレーション検出器に比べて速いため、タイミング特性も優れている。

一方、欠点として放射線の照射によって結晶格子が破壊されてしまうことや、熱など放射線以外のエネルギーでも電子正孔対ができて漏れ電流を発生させることが挙げられる。また、大型の検出器を作るのは難しい。

2.3 半導体検出器としてのテルル化カドミウム (CdTe) の特徴

Cd は二価、Te は六価であり、化合物のテルル化カドミウム (CdTe) は四価の物質として振る舞う II-VI 族半導体となる。代表的な半導体検出器として Si や Ge を用いたものがある。それらと CdTe を含んだ検出器とを比較したものが表 2.1 である。

	CdTe	CdZnTe	Ge	Si
密度 (g/cm ³)	5.85	~5.8	5.33	2.33
原子番号	48,52	48,30,52	32	14
バンドギャップエネルギー (eV)	1.44	~1.65	0.67	1.12
電子正孔対生成エネルギー (eV)	4.43	~5.0	2.96	3.62
比抵抗 (Ωcm)	10 ⁹	10 ⁹ ~10 ¹¹	50	~10 ⁴
電子の移動度 (cm ² /Vs)	1100	1000	3900	1400
正孔の移動度 (cm ² /Vs)	100	50~80	1900	480
電子の寿命 (μs)	3	3	>1000	>1000
正孔の寿命 (μs)	2	1	1000	2000

表 2.1 半導体検出器の比較 (アクロラド社ホームページ [14] より抜粋)

CdTe の主な特徴として、

- 密度が高く、原子番号が大きいため、 γ 線の検出効率が良い
- バンドギャップエネルギーが大きいため、熱による漏れ電流が比較的少なく、常温で動作可能である
- 比抵抗が大きいため、オーミック型として利用できる
- 正孔の移動速度が遅いため、収集する前に再結合によって消滅してしまうことがあり、大型化によって分解能が悪化する

などが挙げられる。

2.4 CdTe と γ 線の相互作用

物質と γ 線の相互作用は主に光電吸収、コンプトン散乱、電子陽電子対生成がある。 γ 線がこれらの相互作用をせずに通り抜ける確率は物質の厚さ x 、密度 d 、線吸収係数 s に

よって、 e^{-sdx} と表わされる。CdTe の線吸収係数は図 2.5 となっている。

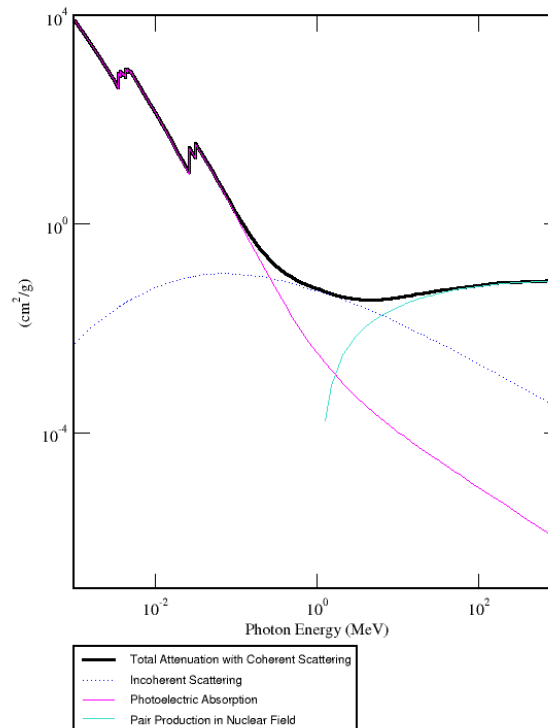


図 2.5 CdTe の線吸収係数 ([21] より)

1333keV での線吸収係数は $4.88 \times 10^{-2} \text{cm}^2/\text{g}$ なので、2mm 厚に対しての透過率は 94.5% となる。つまり 1333keV の γ 線が 2mm 厚 CdTe 中で反応する確率は 5.5% である。

3 なぜ CdTe か

3.1 二重ベータ崩壊核

二重ベータ崩壊を起こす原子核は理論的には 66 種の存在が予言されているが、現在観測されているのはその 4 分の 1 程度である。全て観測されているのはニュートリノの放出を伴うモードのみである。Q 値と同位体存在比と合わせて表 3.1 に示す。

核種	Q 値 (MeV)	自然存在比 (%)	核種	Q 値 (MeV)	自然存在比 (%)
^{48}Ca	4.27	0.187	^{116}Cd	2.80	7.5
^{76}Ge	2.04	7.8	^{124}Sn	2.23	5.64
^{82}Se	3.00	9.2	^{128}Te	0.87	31.7
^{96}Zr	3.35	2.8	^{130}Te	2.53	34.5
^{100}Mo	3.03	9.6	^{136}Xe	2.48	8.9
^{110}Pd	2.01	11.8	^{150}Nd	3.37	5.6
^{106}Cd	2.77	1.25	^{238}U		99.3

表 3.1 現在確認されている二重ベータ崩壊核一覧図

3.2 他の二重ベータ崩壊探索実験

二重ベータ崩壊探索実験は世界的にも多くの実験が行われている。例えばシンチレータ検出器として CaF_2 を用いた CANDLES 実験 [15] や、液体シンチレータに液体 Xe を混ぜ込んだ KamLAND-ZEN 実験 [16] や EXO 実験 [17]、大量の TeO_2 結晶をボロメータとして使用する CUORE 実験 [18]、そして Ge を半導体検出器として用いた GERDA 実験 [19] などがある。

現在最高の感度でのニュートリノの質量上限は ^{76}Ge を用いた実験 [20] で、

$$|m_\nu| < 0.35\text{eV} \quad (90\%C.L.) \quad (9)$$

となっている。

3.3 CdTe を用いた二重ベータ崩壊探索実験

以上の他の二重ベータ崩壊探索実験と比較して、CdTe を用いた実験にはどのような利点があるのか。

第一には半導体検出器であるので高い分解能を期待できることである。先述の通り $0\nu 2\beta$ 崩壊は非常に稀なため、信号の区別のために高い分解能は必須と言え、それを達成できる半導体検出器は適している。 ^{116}Cd の 2.8MeV に対して分解能 0.5%、つまり半値幅 14keV を目標にしている。第二に半導体素子の純度が高いことがある。不純物が少ないため背景事象も小さいと期待される。第三は Q 値が比較的高いことである。自然に存在する放射線は測定のバックグラウンドになるが、エネルギーが高くなるほどその存在比は小さくなる。よって低バックグラウンドの測定のためには目標としているエネルギーが高いほうがよい。また、Q 値が大きいと二重ベータ崩壊の寿命が短くなり、より多くの事象が期待できる。第四に同位体存在比が多いことがある。実際の実験では目的としている崩壊核のみを抽出（我々は ^{116}Cd と ^{130}Te を目的としている）して用いるのが理想である。そのためには元の存在比が多くなければ難しい。Cd, Te ともに存在比は十分高く、同位体濃縮が可能である。

これらの利点の一方で、半導体検出器としては特に Ge に比べて分解能が悪いこと、半導体検出器であるがゆえに体積を大きくとれないことが欠点になっている。総体積を 1 トンとすることを目標としているが、1 つの素子が小さいと読み出しチャンネルが莫大になり、また読み出し部分の取り付けで不純物が混じりバックグラウンド信号を発生する可能性がある。そのため 1 つの素子はなるべく大型のものを用いるのが望ましい。

本研究では CdTe を用いた半導体放射線検出器について、15mm×15mm×2mm の大面積型オーミック型素子と 10mm×10mm×1mm ショットキー型素子についての分解能向上の研究と、分解能悪化の一因である正孔の効果を無視できるコプラナーグリッド電極を用いた素子について研究を行った。さらに高分解能を期待できる CdZnTe (CZT) 素子についてコプラナーグリッド電極を用いた測定を行った。

4 装置とセットアップ

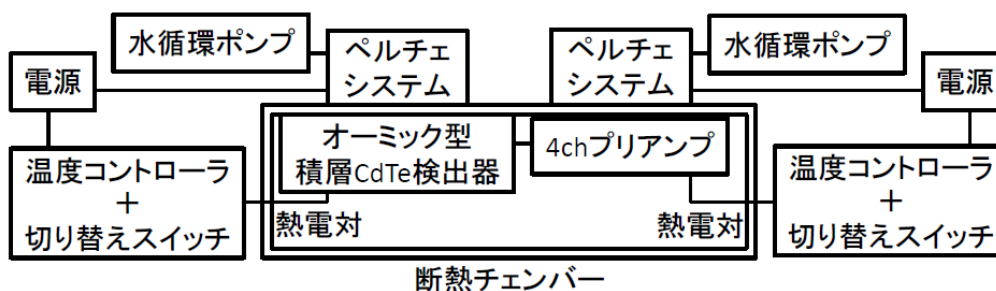


図 4.1 ペルチェシステム配線図

本実験全体で用いた装置と基本的なセットアップについて紹介する。冷却に用いたペルチェシステムの配線図は図 4.1 である。

今回性能評価に用いた放射線源は ^{60}Co 及び ^{137}Cs である。 ^{60}Co は β 崩壊によって励起した ^{60}Ni になり、これが基底状態になるときに 1.17MeV と 1.33MeV の γ 線を放出する。 ^{137}Cs も同様に β 崩壊によって励起した ^{137}Ba になり、基底状態になるときに 662keV の γ 線を放出する。ただし、電子の内部転換により 624keV と 656keV の単色の電子を放出する。これを検出しないために ^{137}Cs を使用するときには線源と検出器の間に薄い板を置いた。

素子からの信号を電荷増幅型プリアンプで増幅したのち Flash Analog Digital Converter (FADC) で波形情報を読み込む。

FADC は CAEN の VME モジュールの V1724 を用いた (図 4.2)。100MHz で波形情報ごとデータを記録できるため、正孔のドリフトしている様子を十分に記録できる。

バイアス電源にはクリアパルス社の 6671PP/AC を使用した (図 4.3)。リップルノイズが 3mVp-p 以下で 0~+1000V までのバイアス電圧を精度よくかけることができる。

プリアンプはクリアパルス社の 580K 型 (図 4.5) 及び 4ch 利用できる 5005H 型 (図 4.6) を使用した。共に電荷増幅部の後段に微分回路を持つ構成となっている。580K 型は微分時定数が $60\mu\text{s}$ から $600\mu\text{s}$ に改造されているものを用いた。一方 5005H 型の微分時定数は $50\mu\text{s}$ である。回路の概略図は図 4.7 のようになっている。またプリアンプ電源はクリアパルス社の E6100 型 (図 4.4) を用いた。

素子とプリアンプを冷却する際には断熱チェンバーを使用した。前面にコネクタが付い



図 4.2 V1724FADC



図 4.3 6671PP/AC バイアス電源



図 4.4 E6100 型プリアンプ電源



図 4.5 580K 型改造プリアンプ



図 4.6 5005H 型 4ch プリアンプ

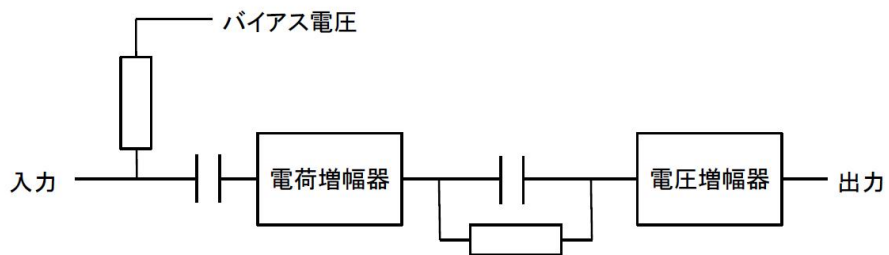


図 4.7 プリアンプ回路の概略

ており、SHV や BNC ケーブルを内部に誘導でき、別の箇所からは内部に窒素ガスを送り込むことができる (図 4.8)。また、それぞれの面は 2 重構造になっており内部を真空に引くことができ、断熱の効果を上げることができる。上部にはペルチェユニットが 2 つついており、それぞれ素子の入った箱とプリアンプを銅を通じて冷却することができる (図 4.9)。

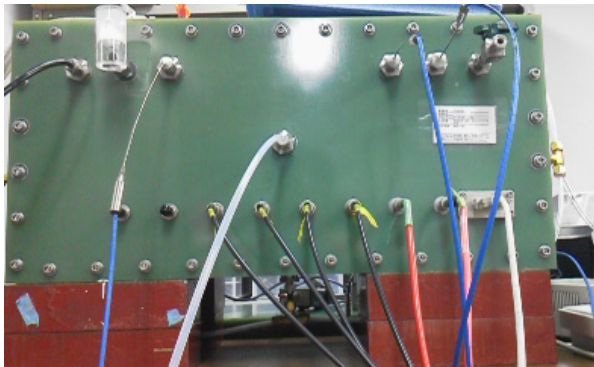


図 4.8 断熱チェンバー前部



図 4.9 断熱チェンバー内部

ペルチェユニットについては高木製作所 H&C 社が作成した PS-50W と PS-100W を用いた (図 4.10)。銅製水冷式の加熱・冷却装置であり、振動などノイズ源になることはなかった。

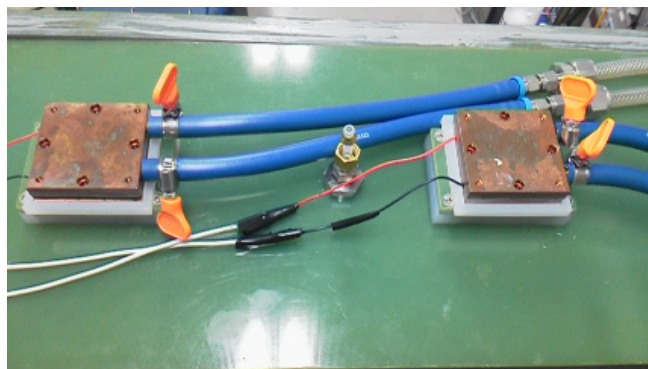


図 4.10 断熱チェンバー上部のペルチェシステム PS-50W と PS-100W

ペルチェユニットの温度調節システム用にコントローラと電源切りかえスイッチ (図 4.12)、電源 (図 4.11)、冷却水循環ポンプ (図 4.13) があり、それぞれ理化工業の SA100、富士電機のコンタクタ SC-5-1、KIKUSUI の 350W 電源 PAS20-18、マツモト機械の MP-250B と MP-401CT を使用した。それぞれが素子を納めた箱とプリアンプに接触し

た熱電対から温度を読み取り、コントローラが設定温度と比較して冷却の電源を切り替えている。



図 4.11 PAS20-18 ペルチェシステム電源
と SA100 温度コントローラ



図 4.12 温度コントローラ内部 SA100 と
電源切り替えスイッチ SC-5-1



図 4.13 ペルチェシステム冷却水の循環ポンプ MP-250B (右) と MP-401CT (左)

5 オーミック型素子

5.1 原理

半導体の電極の接合については、オーミック型と次章に述べるショットキー型があり、検出器として利用する場合には大きな違いとして抵抗器としてそのまま用いるか空乏層をつくるか、というところにある。オーミック型は名前の通り接触が抵抗型であり、電圧をかけても半導体素子内部のキャリアの濃度を保って空乏層をつくらない。このため内部の電場は一定であり、低電圧で大きな体積を検出領域にできる一方、漏れ電流が発生しやすいという欠点も持つ。CdTe は前述の通り比抵抗が大きく漏れ電流の影響を比較的受けにくいいため、Si や Ge など他の半導体ではできないオーミック型の検出器をつくることのできる。

5.2 素子について

本実験ではアクロラド社が作成した両電極が Pt の 15mm×15mm×2mm のオーミック型素子を使用した。素子の読み出し部分の組み立ては自作した。G10 製の基盤 (図 5.1,5.2) に図 5.3 の CdTe 素子をシリコン接着剤で固定 (図 5.4) し、素子の電極に導電性接着剤で金線をそれぞれ取り付け、そこから読み出せるようにコネクタなどを配置し、全体をアルミ製の箱の内部に固定して検出器とした (図 5.5)。

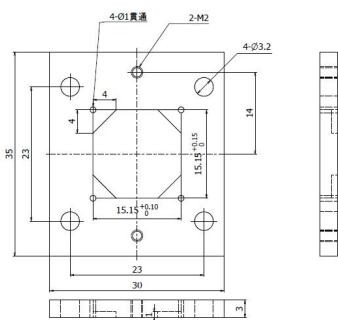


図 5.1 G10 基板の寸法



図 5.2 CdTe 素子を乗せる G10

金線を素子に接着するための導電性接着剤については、藤倉化学のドータイト D-500(図 5.6) とムロマチテクノスのムロマックボンド H-220(混合型、図 5.7) の 2 種類の導電性接着剤を使用した。ドータイトは常温で乾燥させることができるが数か月間で接着が剥がれてしまう。ムロマックボンドは 50 °C から 70 °C での乾燥が必要だが接着はドータイトに

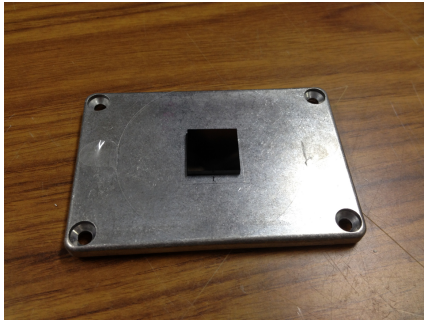


図 5.3 CdTe 素子

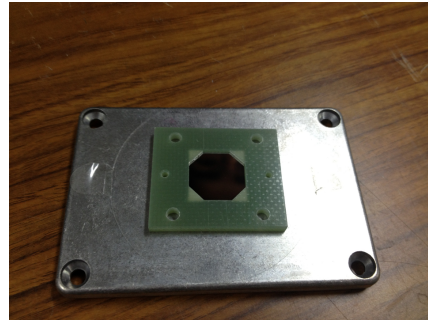


図 5.4 CdTe 素子組み立て



図 5.5 CdTe 素子の検出器

比べ接着は強固であった。ただし CdTe 素子の問題か不明ではあるが、50 °Cを超えた高温に晒した CdTe 素子に数百ボルトの高電圧をかけると激しくノイズを発生させることがあり、本実験ではドータイトを使用した。どちらも十分に乾燥させると良伝導性を示し性能に差は見られなかった。



図 5.6 ドータイト



図 5.7 ムロマックボンド A 液と B 液

前実験 [22] (9 章で詳しく述べる) では 5mm 厚の素子を使用していたが、今回は 2mm 厚の素子を使用している。これは正孔の移動時間を短くすることで正孔捕獲を減らし分解



図 5.8 3枚積層させた CdTe 素子

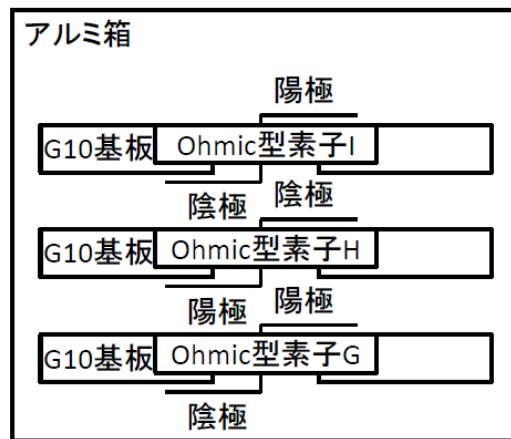


図 5.9 横から見た 3枚積層させた CdTe 素子の組み立て図

能の悪化を低減する目的と、積層させたときに二重ベータ崩壊の信号と背景事象となる γ 線を区別することを目的としている。二重ベータ崩壊の信号は電子であり、積層中のある素子で起こった崩壊によって放出された電子はその近傍の素子で反応して信号を発生させる。一方背景事象となる γ 線は多くの場合、コンプトン散乱を経て、エネルギーの一部を素子に落とすとともに、残った γ 線が別の素子で光電効果によりエネルギーを起こす。そのため、離れた素子に信号が検出される確率が高く、近傍の素子で反応する確率は低い。つまり信号が近傍の素子に集中しているかどうかで二重ベータ崩壊とノイズを区別できる。そのための第一歩として、今回は図 5.8 のように 3 枚の素子を積層させて 1 組の検出器とした。同じ大きさの 3 つの素子 G,H,I を図 5.9 のように積層させている。放射線源は素子 G 側に置いた。積層時には素子間の距離が 3.6mm しかないため、向かい合う電極の電圧が異なると放電の恐れがあるので同じ電圧となるように陽極と陰極を交互に配置

した。

5.3 実験方法

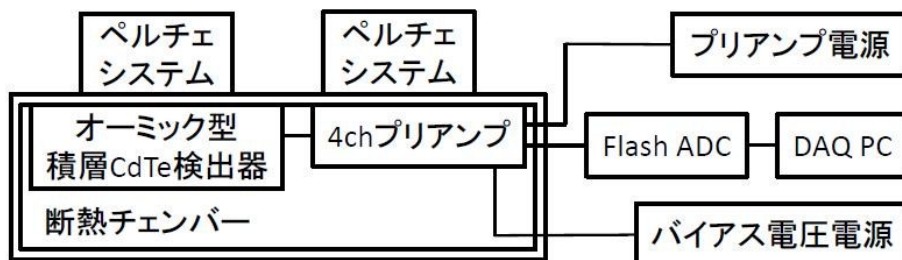


図 5.10 オーム型積層素子の測定セットアップ

断熱チェンバー内部に 4ch プリアンプ 5005H 型と積層させたオーム型素子を入れ、図 5.10 のようにつないだ。断熱チェンバーを密封した後、内部に窒素ガスを十分に流し充填させた。これは冷却したときに素子が結露するとその部分から放電する恐れがあるので、結露してしまうのを防ぐためである。内部の湿度が十分に下がったことを湿度計で確認し、測定温度までペルチエシステムで冷却、温度コントローラーで温度を維持した。バイアス電源の電圧を測定値まで上げ、放電などが起こっていないことをオシロスコープで確認してから FADC につないで信号を読み出した。

前述の 15mm×15mm×2mm 素子を 3 枚積層させたものを用い、バイアス電圧を 200V、温度を 20℃、10℃、0℃、-10℃、線源を ^{60}Co 、 ^{137}Cs 、全部で 8 種の測定を行った。バイアス電圧については上げることでキャリアの移動速度が上がり正孔が消失する割合を減らせるので、分解能の向上が期待できたが、高電圧によってノイズが発生したため断念した。熱による漏れ電流は温度に対して指数関数的であるため、冷却によって漏れ電流をある程度減らすことができると期待されるが、下げすぎると正孔の移動速度が遅くなり、消失してしまって分解能が悪化する恐れがある。

トリガー条件はいずれかの素子が FADC の値が一定値以上でかかるようにし、その時の他の素子の値と合わせて記録している。ただし FADC の値が 100 未満の場合は 0 とした。

5.4 解析

FADC で読み取った典型的な波形を図 5.11 に示す。図 5.11 ではペDESTALから信号が立ち上がり一度傾きが緩やかになった後最高点に達してその後下がっている。最初に見えるのはキャリアのうち電子の効果である。電子のほうが正孔に比べて移動速度が速いため早い時間で効果が見え、電子が全て回収されると正孔の効果が露わに見えるようになる。正孔の回収も終わるとプリアンプの微分回路の時定数に従って信号は下がっていく。

波形から波高 (Pulse height) とドリフト時間 (drift time) を算出した (図 5.12)。波高は波形データの最高点からペDESTALの値を引いた値で決定した。ペDESTALについては信号が入る前の $0.7\mu\text{s}$ から $0.4\mu\text{s}$ までを平均して決定した。平均を取るのにはノイズの影響を小さくするためである。ドリフト時間は最高点から 6% 下の値を取る時間を取った終時間 (end time) と、ペDESTALから最高点まで 6% 上の値を取る時間とした始時間 (start time) の差で決定した。6% ずつずれた点の値を取ったのはノイズによる影響を極力除くためである。

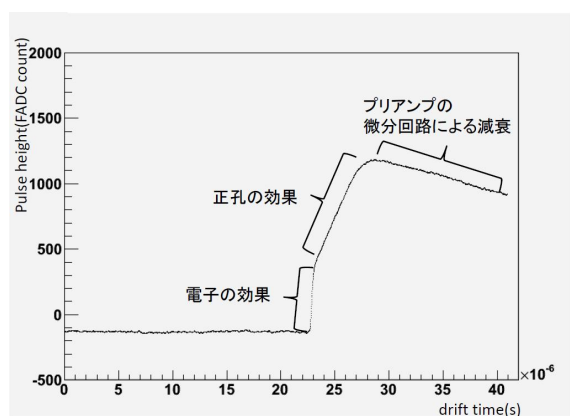


図 5.11 波形に現れる信号の種類

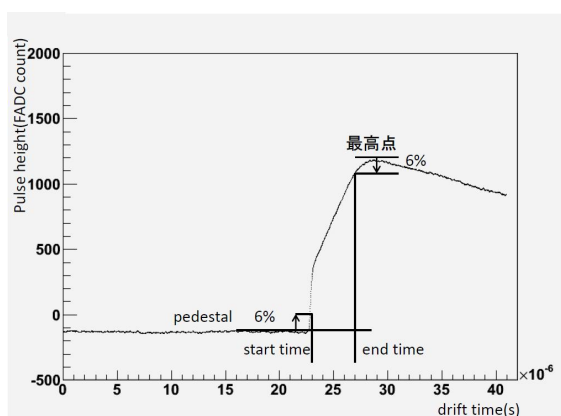


図 5.12 波形からの各パラメータの取り方

このようにして決定した波高を縦軸、ドリフト時間を横軸にとると図 5.13 のような形になる。FADC の値が約 950 以下の事象はトリガー閾値によって切られており、950 以下のイベントは他の素子に信号が入った時のこの素子の信号である。

γ 線が陰極の近くで反応した場合には、信号を誘起するのは、おもに電子の移動なので、ドリフト時間が短くなる。一方、 γ 線が陽極の近くで反応した場合には、信号を誘起するのが主に正孔となるため、ドリフト時間が長くなる。図 5.13 のようにドリフト時間がたつと波高が下がっているのは、放射線によってできた正孔が陰極に到達するまでに捕縛さ

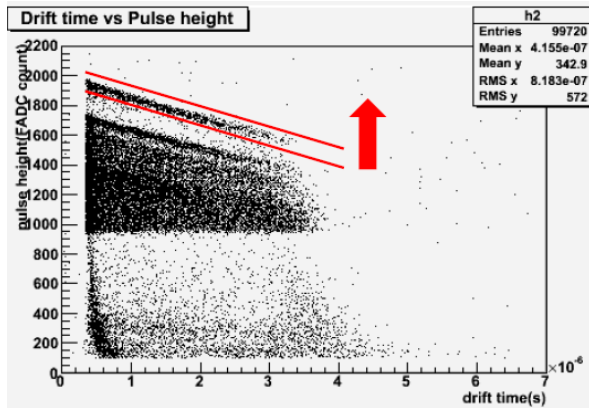


図 5.13 ^{60}Co 線源を用いたときの波高とドリフト時間のデータ

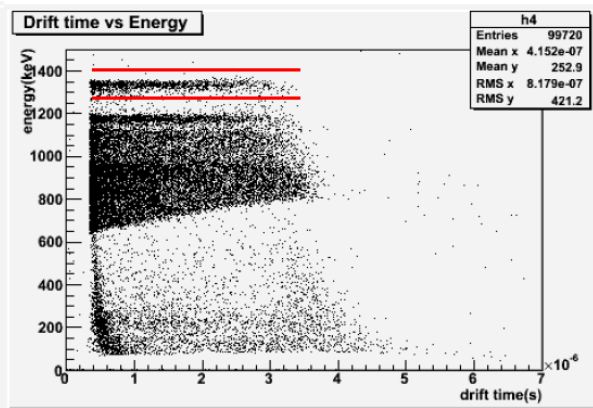


図 5.14 ^{60}Co 線源を用いたときのエネルギー補正したデータ

れるなどして消滅してしまうためである。この効果を補正するために光電ピークと思われる部分を選んで補正する。図 5.13 の赤線で挟まれた部分が光電ピークと思われる部分である。ここが一定のエネルギーになるように全体を補正すると図 5.14 のようになる。これによってドリフト時間に対して一定の光電ピークの波高を取ることができ、この補正した波高をエネルギーに換算して分解能を算出する [23]。

エネルギー分解能の算出には、ピークに対して2つのガウシアンでフィッティングする(図 5.15)。フィッティングしてできたグラフに対して、最大を取る部分のイベント数の半分に当たるところの値から半値幅をとり、考えているエネルギーで割ることで分解能とした。

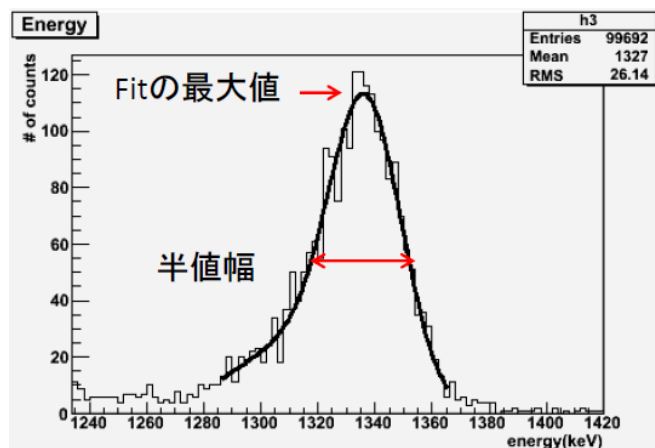


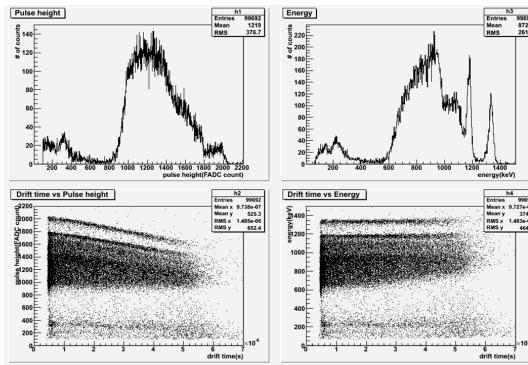
図 5.15 分解能の算出

さらに最大ドリフト時間から正孔の移動度を評価した。正孔の移動度については速度を電場で割ったもので算出した。つまり、素子の厚さを d 、最大ドリフト時間を t 、バイアス電圧を V としたときに、正孔の移動度 μ_h は

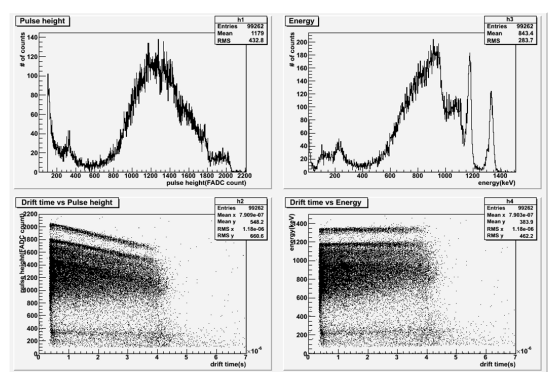
$$\mu_h = \frac{d^2}{tV} \quad (10)$$

と計算できる。

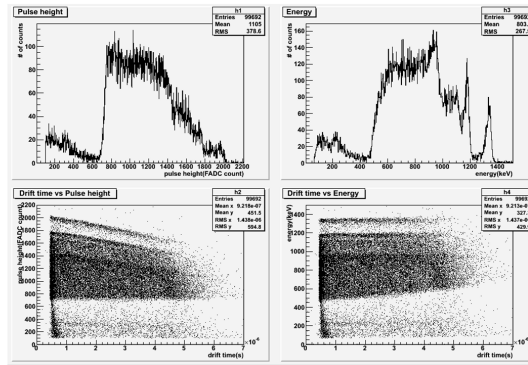
取得したドリフト時間と波高のデータを以下の図 5.16-5.23 に示す。各図の左上は波高、左下波高とドリフト時間の関係が、右上が補正後のエネルギーのイベント数、右下が補正後のエネルギーとドリフト時間の関係である。またその次に光電ピーク事象のドリフト時間分布を図 5.24-5.27 示す。



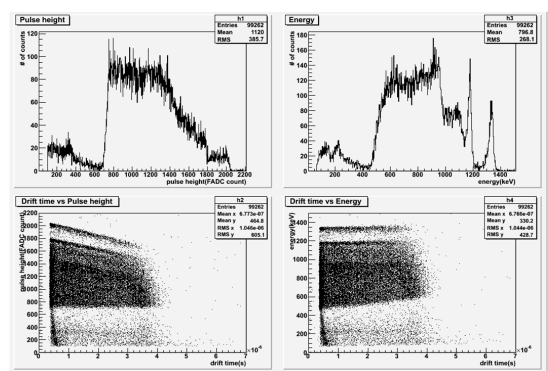
(a)素子G



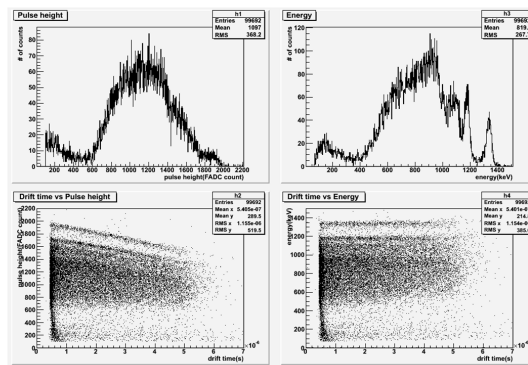
(a)素子G



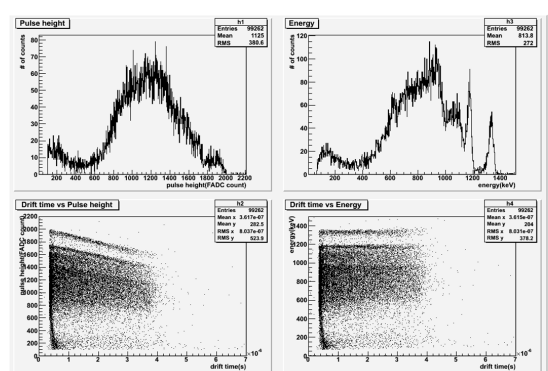
(b)素子H



(b)素子H



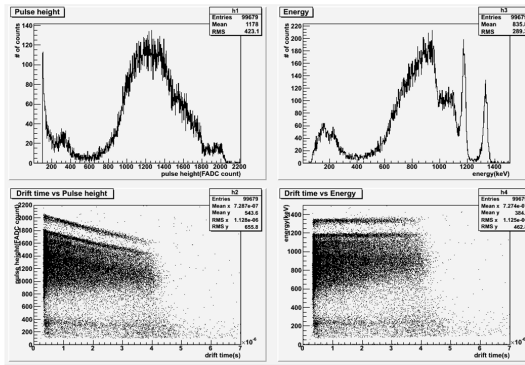
(c)素子I



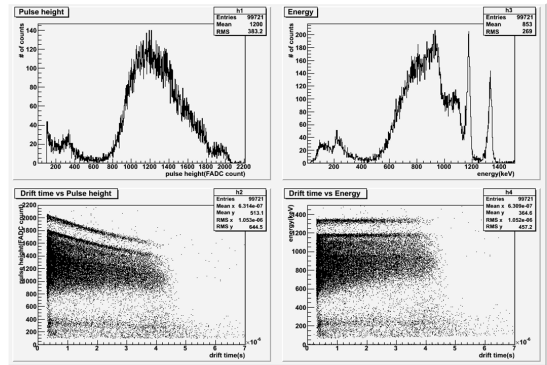
(c)素子I

図 5.16 20 °Cでの ^{60}Co データ

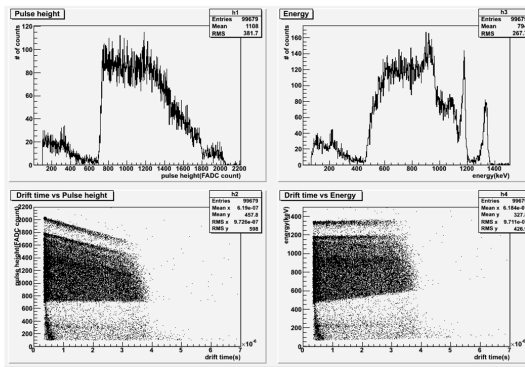
図 5.17 10 °Cでの ^{60}Co データ



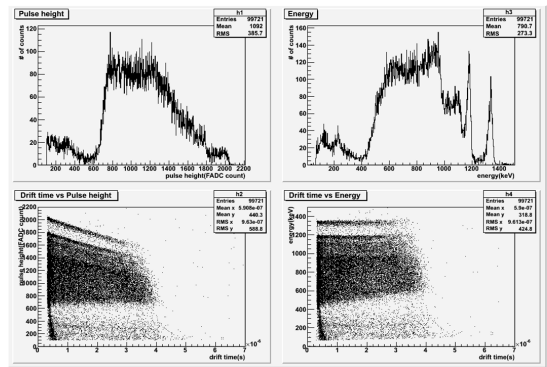
(a)素子G



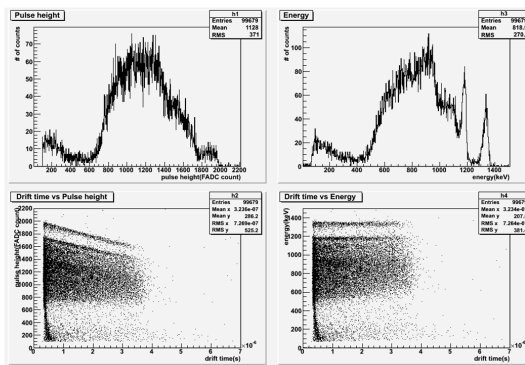
(a)素子G



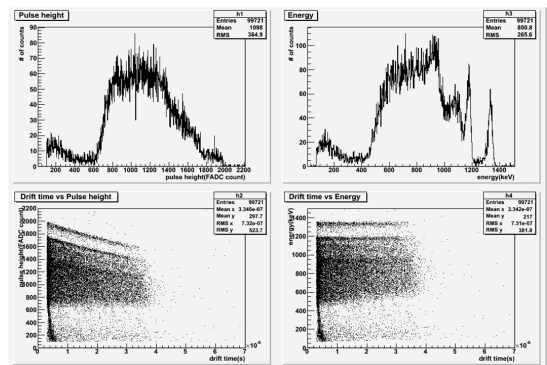
(b)素子H



(b)素子H



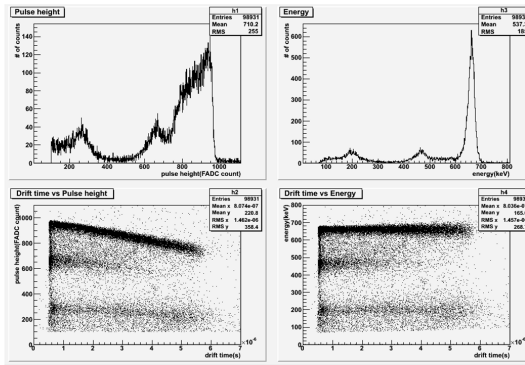
(c)素子I



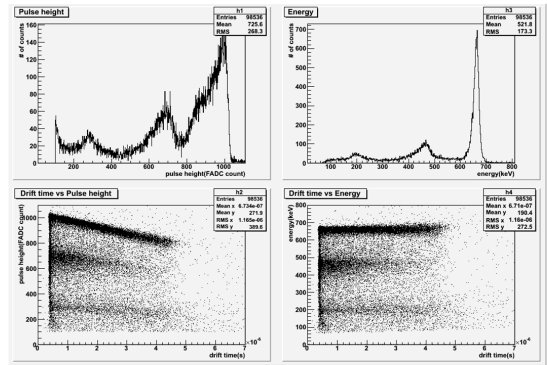
(c)素子I

図 5.18 0°Cでの⁶⁰Co データ

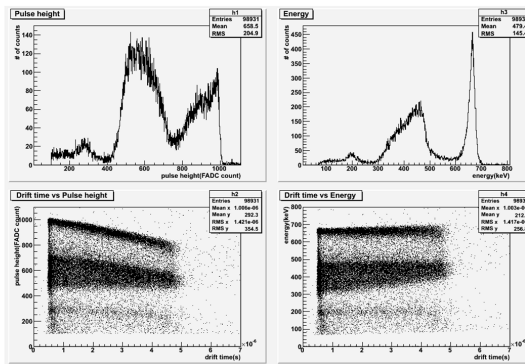
図 5.19 -10°Cでの⁶⁰Co データ



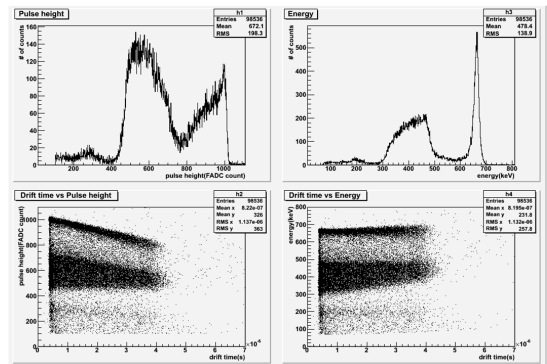
(a)素子G



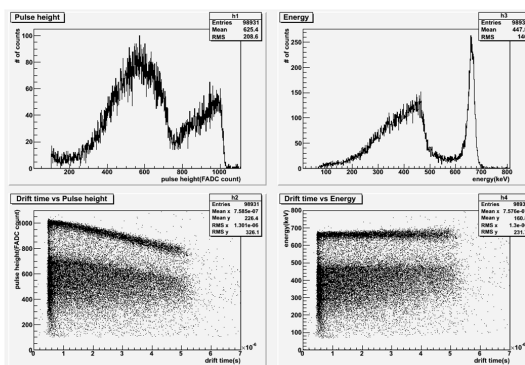
(a)素子G



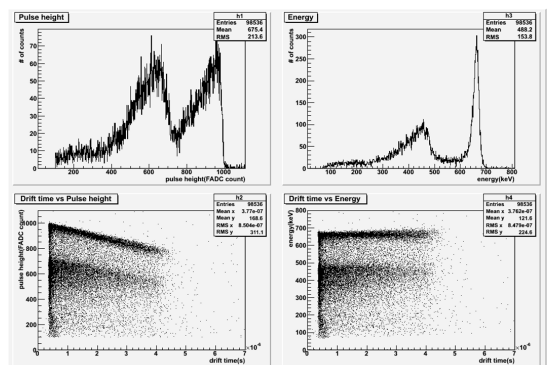
(b)素子H



(b)素子H



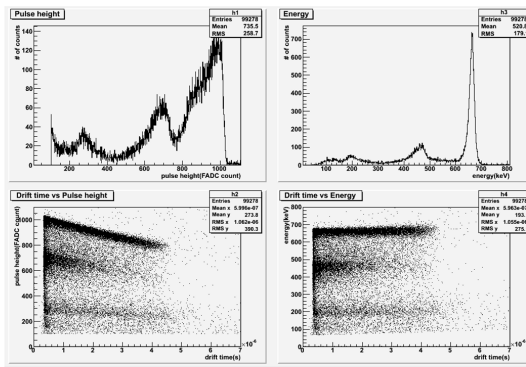
(c)素子I



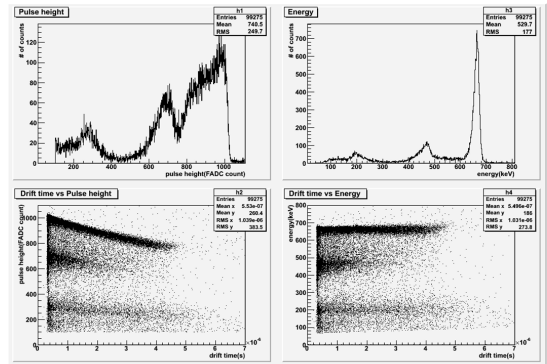
(c)素子I

図 5.20 20 °Cでの ^{137}Cs データ

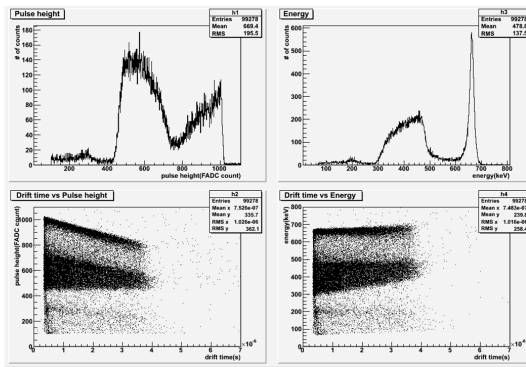
図 5.21 10 °Cでの ^{137}Cs データ



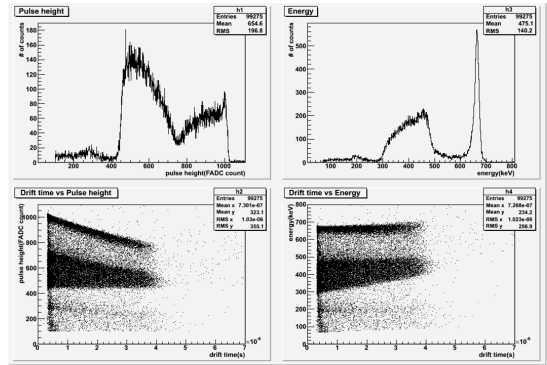
(a)素子G



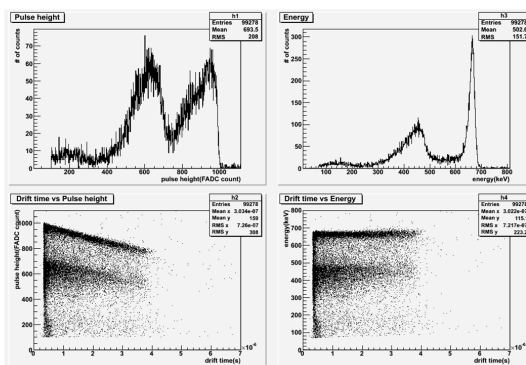
(a)素子G



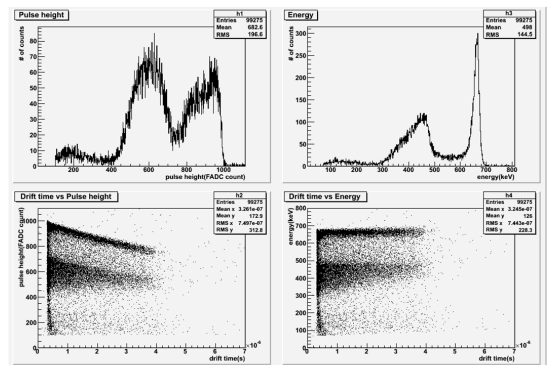
(b)素子H



(b)素子H



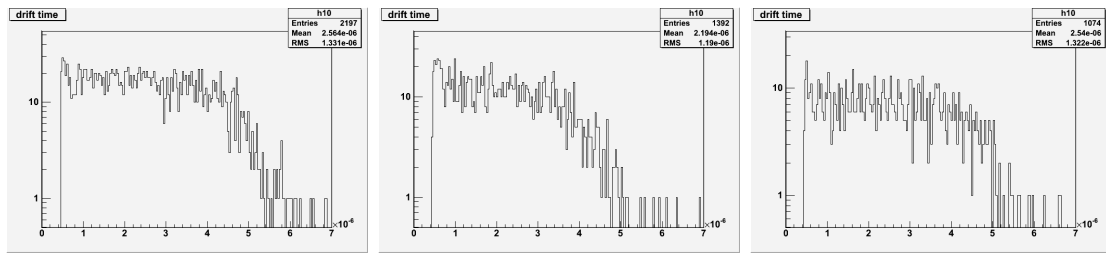
(c)素子I



(c)素子I

図 5.22 0 °C での ^{137}Cs データ

図 5.23 -10 °C での ^{137}Cs データ

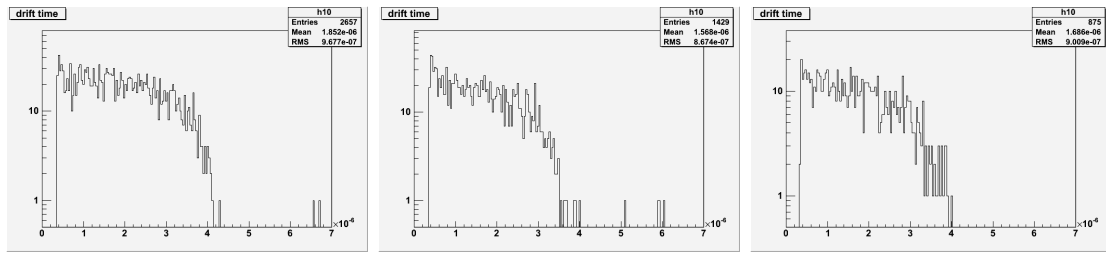


(a) 素子 G

(b) 素子 H

(c) 素子 I

図 5.24 20 °Cでの ^{60}Co のドリフト時間

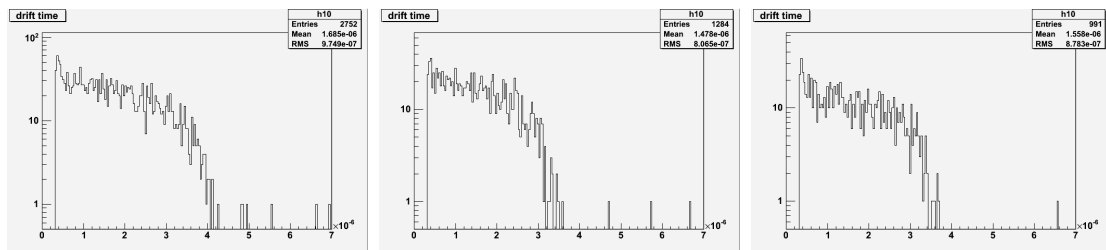


(a) 素子 G

(b) 素子 H

(c) 素子 I

図 5.25 10 °Cでの ^{60}Co のドリフト時間

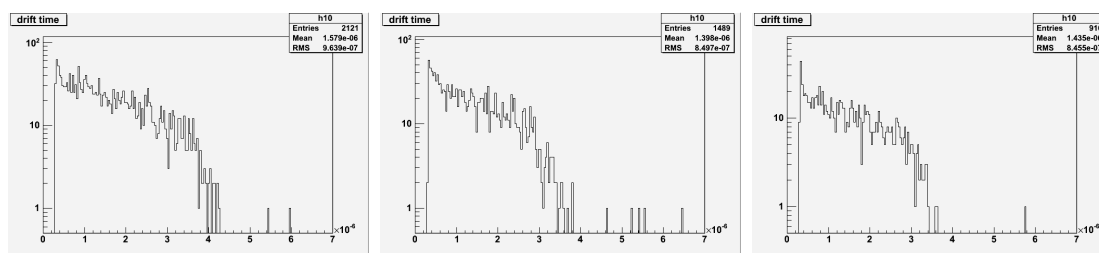


(a) 素子 G

(b) 素子 H

(c) 素子 I

図 5.26 0 °Cでの ^{60}Co のドリフト時間



(a) 素子 G

(b) 素子 H

(c) 素子 I

図 5.27 $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$ での ^{60}Co のドリフト時間

以上から分解能を算出すると以下の表 5.4 のようになった。全体については補正後のそれぞれの素子のエネルギーの和から算出した (図 5.28,5.29)。

	20 °C	10 °C	0 °C	-10 °C
素子 G	2.48%	2.28%	2.32%	2.06%
素子 H	2.87%	2.53%	2.33%	2.09%
素子 I	3.03%	2.75%	2.53%	2.32%
全体	3.00%	2.57%	2.51%	2.39%

表 5.1 1333keV γ 線に対する分解能オーミック型素子の分解能

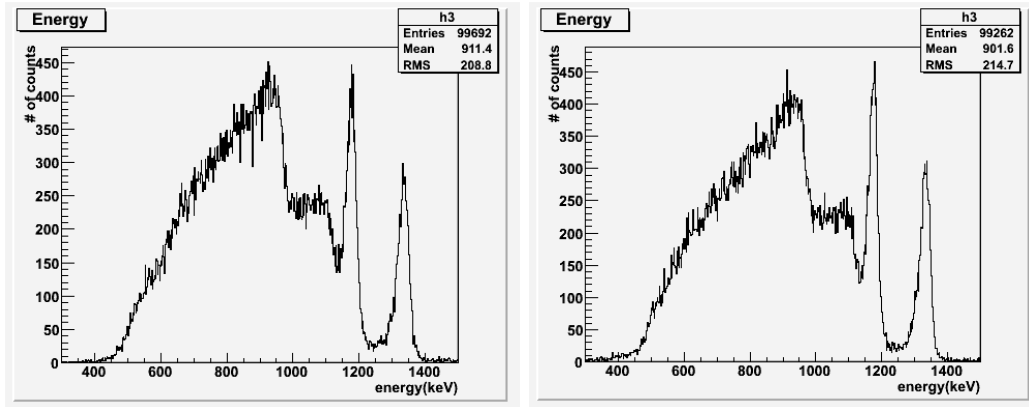
	20 °C	10 °C	0 °C	-10 °C
素子 G	4.03%	3.26%	3.13%	3.35%
素子 H	3.44%	2.98%	2.84%	2.78%
素子 I	4.03%	3.44%	3.49%	3.60%
全体	4.03%	3.29%	3.17%	3.23%

表 5.2 662keV γ 線に対する分解能オーミック型素子の分解能

また、最大ドリフト時間と正孔の移動度は表 5.3、表 5.4 のようになった。

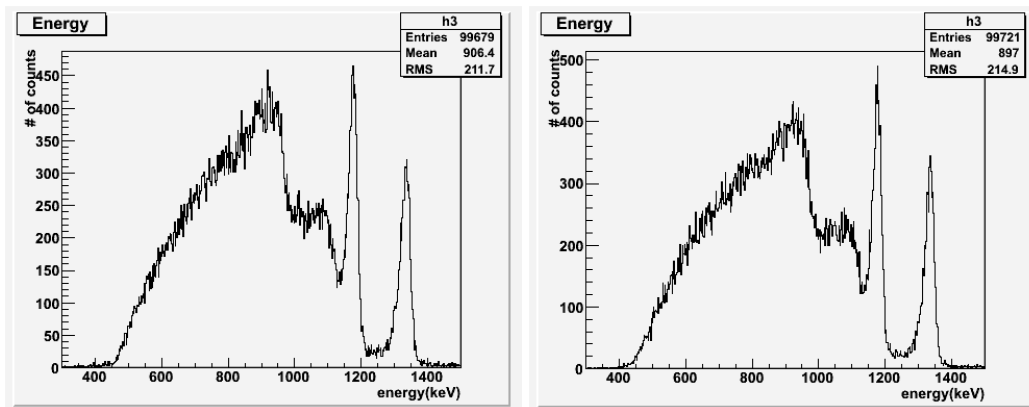
	20 °C	10 °C	0 °C	-10 °C
素子 G	5.4 μs	4.1 μs	4.1 μs	4.3 μs
素子 H	5.2 μs	3.6 μs	3.5 μs	3.7 μs
素子 I	5.1 μs	3.9 μs	3.4 μs	3.4 μs

表 5.3 最大ドリフト時間



(a) 20 °C

(b) 10 °C



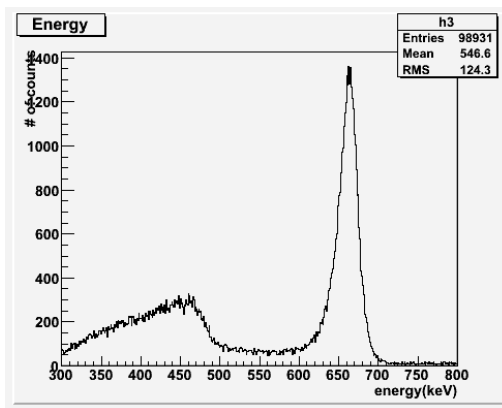
(c) 0 °C

(d) -10 °C

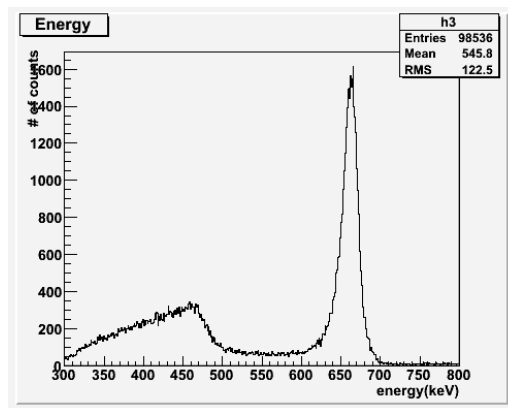
図 5.28 ^{60}Co に対する全体でのエネルギー分布

	20 °C	10 °C	0 °C	-10 °C
素子 G	37.0cm ² /Vs	48.8cm ² /Vs	48.8cm ² /Vs	46.5cm ² /Vs
素子 H	38.5cm ² /Vs	55.6cm ² /Vs	57.1cm ² /Vs	54.1cm ² /Vs
素子 I	39.2cm ² /Vs	51.3cm ² /Vs	58.8cm ² /Vs	58.8cm ² /Vs

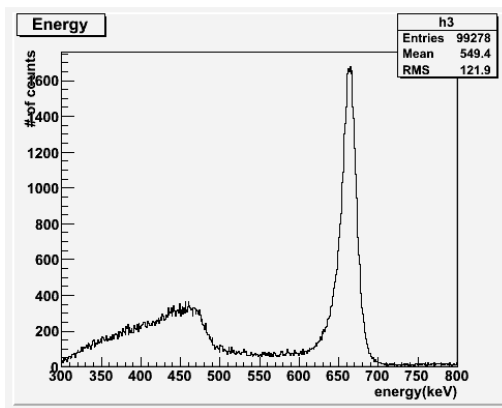
表 5.4 正孔の移動度



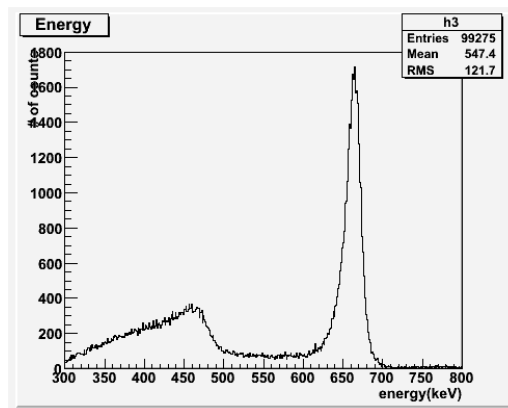
(a) 20 °C



(b) 10 °C



(c) 0 °C



(d) -10 °C

図 5.29 ^{137}Cs に対する全体でのエネルギー分布

5.5 考察

5.5.1 素子ごとの見え方の差

^{137}Cs のデータでは素子ごとにコンプトン散乱と光電ピークの比が異なって見えている。素子 G では光電ピーク比が高く素子 H,I ではやや低い。これはデータ取得の際にチャンネルごとに FADC 自体のペDESTAL が異なり、FADC の閾値が素子 G で高くなってしまったのが原因と考えられる。 ^{60}Co でもコンプトン散乱のエネルギーが低い部分で

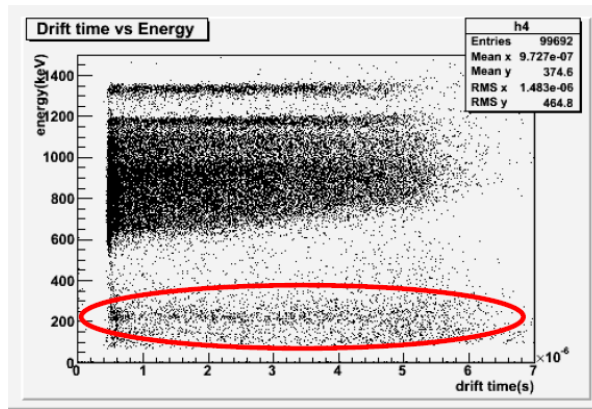
素子 G と素子 H,I で振る舞いが異なるのも同様であると考えられる。光電ピーク部分に対しての分解能やドリフト時間に影響はない。

5.5.2 温度依存性について

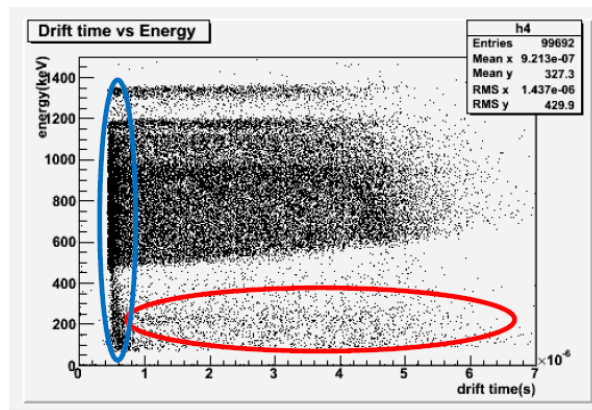
分解能は冷却することで改善されていった。一方正孔の移動度は 20 °C から 10 °C にかけて上昇し、その後はほぼ一定となっている。温度を下げるに従って正孔の移動は遅くなるというこれまでの結果 [22][23] 予測とは異なる結果となった。少なくとも -10 °C までの冷却では正孔の移動は温度にほとんど依存しないと結論付けられる。

5.5.3 信号と積層位置の関係

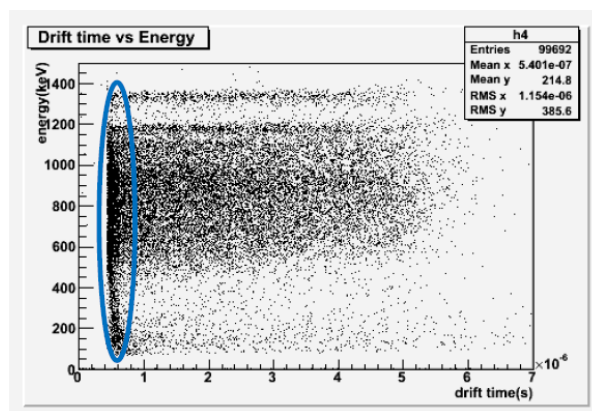
^{60}Co を用いたときの各素子のドリフト時間とエネルギー（補正後）の図（例として 20 °C のときを図 5.30 に抜き出す）を見ると、エネルギー約 220keV の部分にドリフト時間が最大まで見えるもの（赤で囲んだ部分）や、ドリフト時間の早い部分にエネルギーが広い分布で見えるもの（青で囲んだ部分）がある



(a) 素子 G



(b) 素子 H



(c) 素子 I

図 5.30 各素子に見える特徴的な信号

それぞれ見えるものをまとめると表 5.5 のようになる。素子の配置については図 5.9 にある。

	220keV の信号	ドリフト時間の早い信号
素子 G	○	×
素子 H	○	○
素子 I	×	○

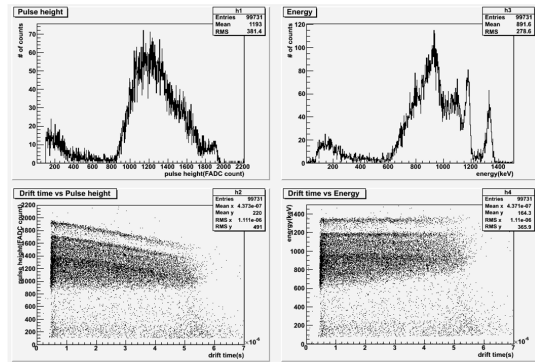
表 5.5 各素子で特徴的な信号

約 220keV の信号はコンプトン後方散乱によるものだと考えられる。これはコンプトン散乱のうち最初の γ 線の進行方向と逆側に散乱された二次 γ 線で、そのエネルギーは狭い領域にある。これが数多く検出されるためには検出器のすぐ近くでコンプトン後方散乱が起きなければならない。本実験では素子間の距離は 3.6mm であり、検出されている素子 G に対しては素子 H、素子 H に対しては素子 I でコンプトン後方散乱したと考えれば実験結果と一致する。なお、素子 I においても他の素子ほどではないが検出されているが、これは素子を納めた箱などで散乱されたものであると考えられる。1333keV の γ 線が完全に後方にコンプトン散乱を起こした時のエネルギーは、エネルギー運動量保存から 214.4keV と計算され、この結果と一致している。

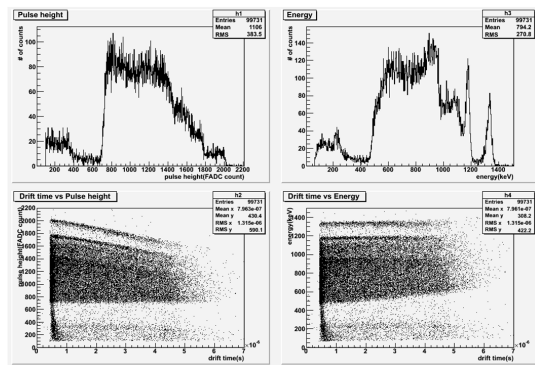
ドリフト時間の早い信号は素子の陰極側から CdTe 内部でのエネルギー損失の高い粒子、すなわち荷電粒子によるものだと考えられる。なぜなら陰極から遠いところで反応したとすれば正孔の効果でドリフト時間が長くなり、陰極近くで反応したとすると正孔は直ちに回収されて短いドリフト時間で見えるからである。ここで、この荷電粒子の正体は光電効果で別の素子表面から飛び出した電子と思われる。つまり、この信号は別の素子で γ 線が光電効果を起こして電子が飛び出し、それが陰極に達した信号である。素子 G でもわずかに検出されているのはやはり素子の箱で一度光電効果が起こったものと考えられる。

これらを検証するために、逆側の素子 H 側に線源を置いて測定した。ここまでの仮説が正しければ、表 5.6 のようになると予測される。

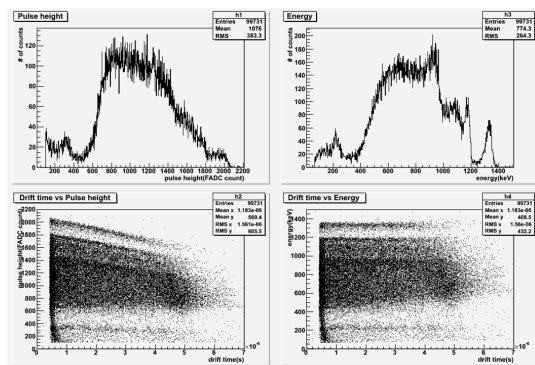
実験結果の図 5.31 と比較するとこれと一致している。



(a)素子G



(b)素子H



(c)素子I

図 5.31 逆側から線源を当てた時

	220keV の信号	ドリフト時間の早い信号
素子 G	×	×
素子 H	○	○
素子 I	○	○

表 5.6 逆側に線源を置いたときの特徴的な信号の予測

また、ある素子に信号が入った時に別の素子の信号を見た相関図（図 5.32-5.35）でもこの様子が分かる。斜めに和が 1333keV と 1173keV に対応する線が見えるが、この線を作っているのが一つの素子で検出しきれなかった光電ピークであり、220keV ほどのところに集中している塊はコンプトン後方散乱で出た γ 線を光電ピークとして回収してできている。

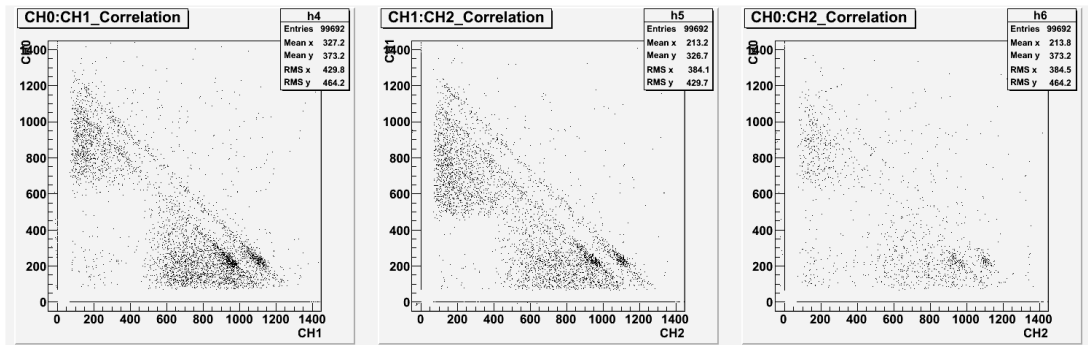


図 5.32 20 °C で ^{60}Co での 3 積層素子のエネルギー相関図：左から素子 G（縦軸）と素子 H（横軸）、素子 H と素子 I、素子 G と素子 I のエネルギー（keV）となっている

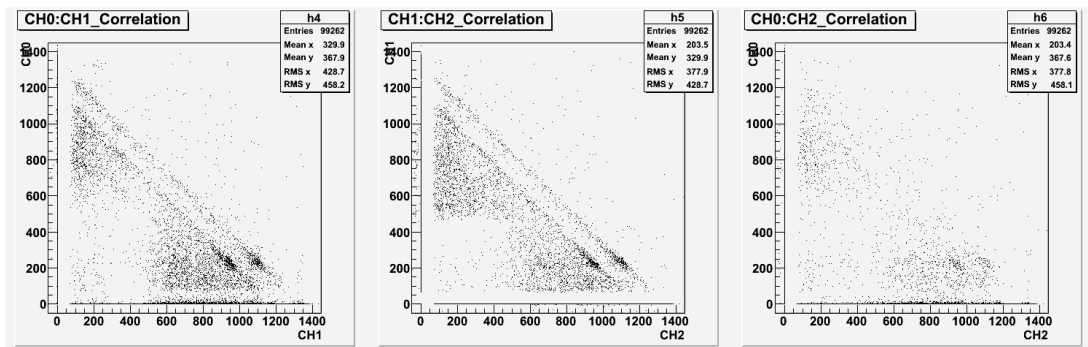


図 5.33 10 °C で ^{60}Co での 3 積層素子のエネルギー相関図

この結果を裏付けるシミュレーションを Geant4 を用いて行った。図 5.36 は積層された 3 つの素子面に垂直に 1.33MeV の γ 線が入射したときに各素子で検出されたエネルギーである。信号は約 1.2% の分解能で検出されたと仮定している。

様子はデータとよく一致しているが、220keV から少し低いところにも塊を作っている。これはコンプトン後方散乱した γ 線が光電吸収されずに再度コンプトン散乱したものと推測される。実験データではトリガーの閾値の関係で見えていない。

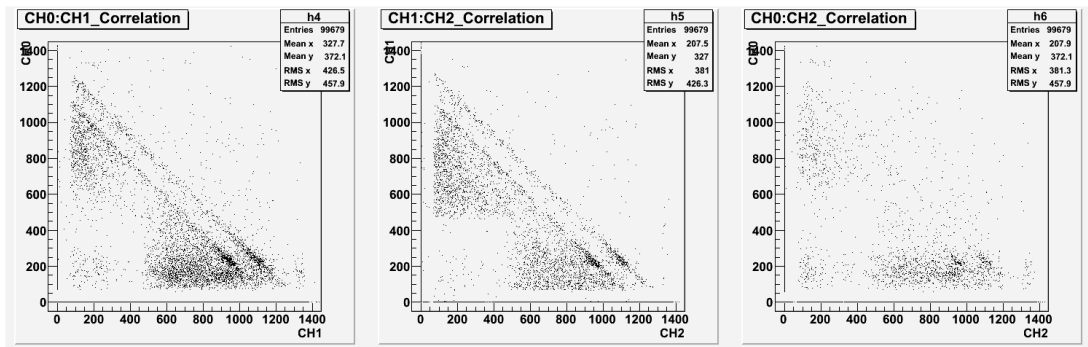


図 5.34 0°Cで ^{60}Co での3積層素子のエネルギー相関図

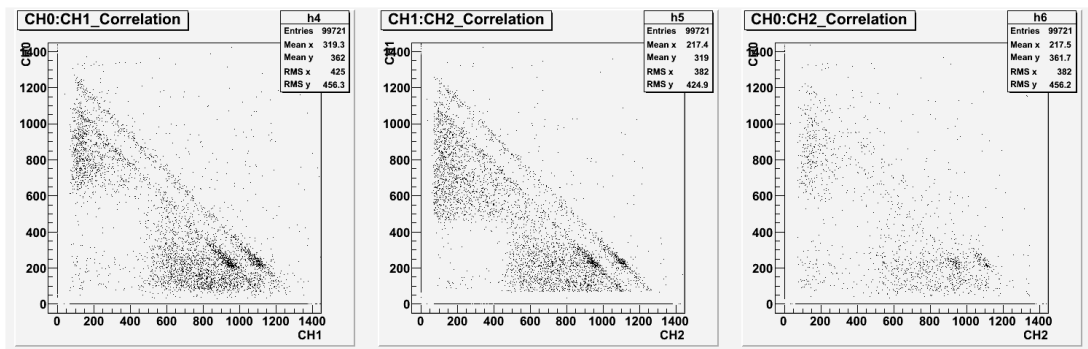


図 5.35 -10°Cで ^{60}Co での3積層素子のエネルギー相関図

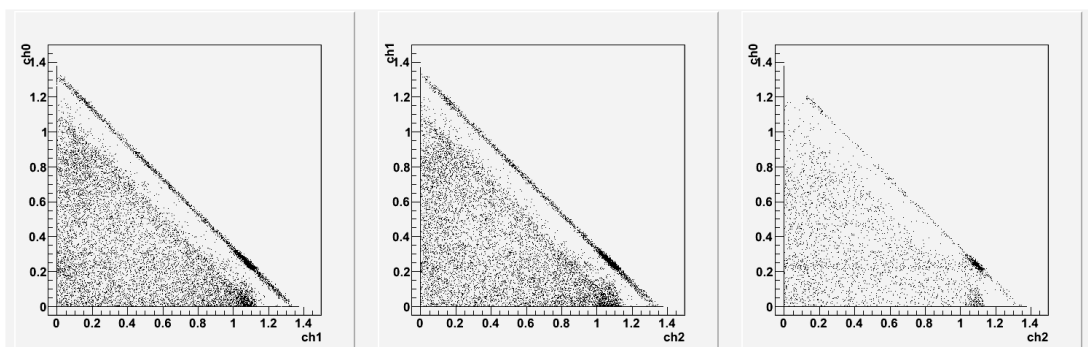


図 5.36 1.33MeV γ 線に対する3層素子のエネルギー相関シミュレーション：素子の位置関係は図 5.32 と同じ。単位は MeV

6 ショットキー型素子

6.1 原理

両端を Pt 電極で接合したオーミック型に対し、Pt と In を電極に使用して接合したものがショットキー (Schottky) 型である。整流型の電極であるので、適切にバイアス電圧をかけることによって空乏層をつくる。十分な電圧をかけないと、非空乏領域が残るが電圧は空乏領域に集中してかかるため非空乏領域では電場が弱くなる。電場が弱いためキャリア移動は著しく遅く、分解能の劣化を招く。全領域で空乏層化するためにはオーミック型に比べて高い電圧が必要である。必要な電圧は素子の厚みの二乗に比例しており、素子を厚くすることは難しい。一方、空乏領域は高い比抵抗を持ち、接合も整流型であることからノイズの影響を受けにくく、ショットキー型検出器はオーミック型より高い分解能を持つ。

6.2 素子について



図 6.1 ショットキー型 CdTe 検出器製品全体



図 6.2 内部のショットキー型 CdTe 素子

アクロラド社が作成した製品を使用した (図 6.1)。素子の大きさは $10\text{mm} \times 10\text{mm} \times 1\text{mm}$ で、電極には Pt と In が使用されている (図 6.2)。

販売元のクリアパルス社での試験測定では $22.5\text{ }^\circ\text{C}$ 下で 600V のバイアス電圧をかけたときには、 662keV γ 線に対して分解能 2.8% となっている。

6.3 実験方法

セットアップは図 6.3 のようになっている。温度コントロールは恒温槽を用いた。恒温槽は作動中に振動を起こし、それがノイズとなって現れるため測定時には作動を停止させた。そのため温度は一定ではなく、 $\pm 5\text{ }^{\circ}\text{C}$ 程度の幅がある。プリアンプは時定数通常 $60\mu\text{s}$ のものを $600\mu\text{s}$ に改造されているものを用いた。時定数が長くなると不純物の準位に捕らわれていた正孔が解放されて信号となる効果を見ることができ、より正確にエネルギーを評価できるが、ノイズによる影響が大きくなってしまう。

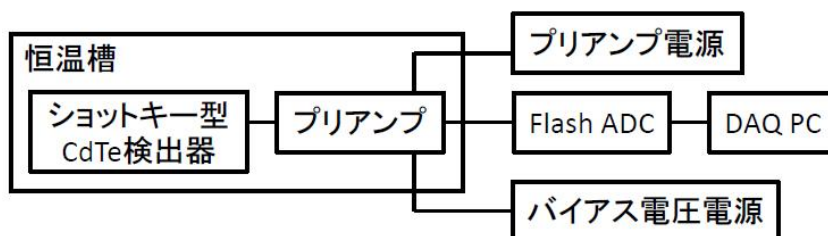


図 6.3 ショットキー型素子測定セットアップ

線源は ^{137}Cs 、温度は $20\text{ }^{\circ}\text{C}$ 、 $10\text{ }^{\circ}\text{C}$ 、 $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ 、 $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$ で測定した。400V で素子全体が空乏層化するが、より高電圧で最大耐圧の 700V 及び全空乏層化していない低電圧の 200V の測定を行い比較した。ショットキー型で低電圧でも波形解析によって十分な分解能が得られるなら、厚い素子に対してもオーミック型と同等の電圧でよりよい分解能が得られると期待される。

6.4 解析

ショットキー型素子は薄い素子に高電圧をかけるため、ドリフト時間が短く正孔が捕縛されることによる分解能の劣化が小さいので、オーミック型のようなドリフト時間による補正は不必要だと考えられていた。しかし、実際にオーミック型と同様に波高とドリフト時間を取ると、補正によって分解能が向上することが分かった。よってオーミック型と同様に波高をドリフト時間の情報から補正する解析を行い、分解能を算出した。

取得したデータを図 6.4-6.8 示す。図はオーミック型と同じく、左上が取得データの波高カウント数、左下が取得データの波高とドリフト時間の関係、右上が補正してエネルギーに換算したデータカウント数、右下が補正してエネルギーに換算したデータのドリフ

ト時間との関係図である。補正によって分解能が向上していることが分かる。ドリフト時間に関してデータが縞状に見えているが、これは使用した Flash ADC の性能 (100MHz) の限界のためである。

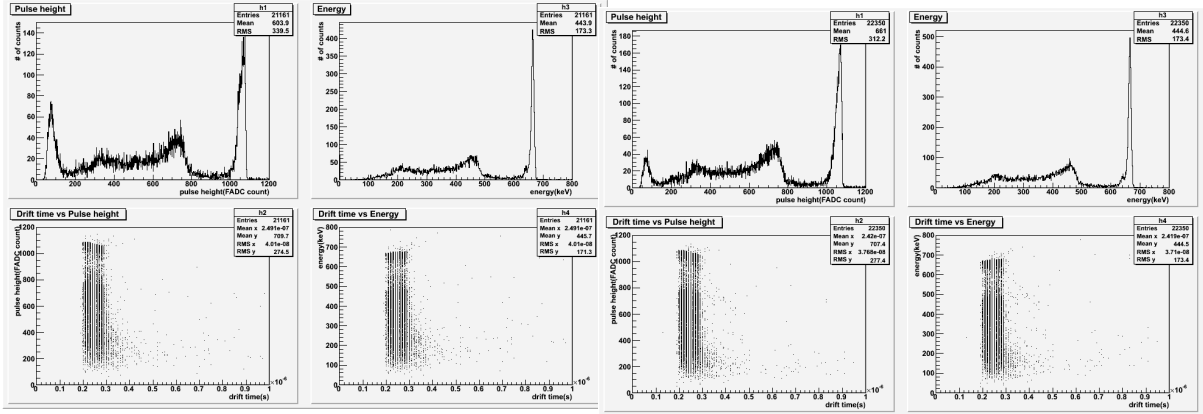


図 6.4 20 °Cでのショットキー型のデータ

図 6.5 10 °Cでのショットキー型のデータ

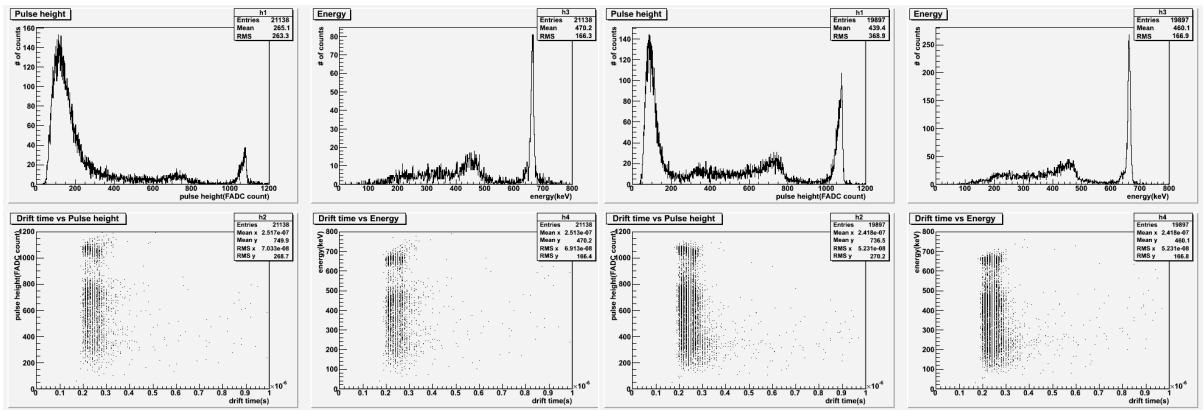


図 6.6 0 °Cでのショットキー型のデータ

図 6.7 -10 °Cでのショットキー型のデータ

分解能を算出し、まとめた結果が表 6.1 である。

	20 °C	10 °C	0 °C	-10 °C	20 °C (200V)
662keV γ 線に対する分解能	1.53%	1.44%	1.42%	1.40%	3.01%

表 6.1 ショットキー型素子の分解能

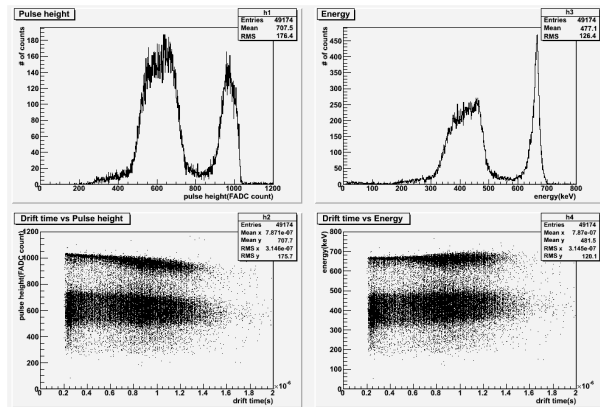


図 6.8 200V でのショットキー型のデータ

6.5 考察

オーミック型に比べ、分解能はより優れている。これは高電圧で電場が強いためドリフト時間が短いことから正孔が失われにくく、したがって放射線の落としたエネルギーをキャリアで失うことなく精度よく回収できているからである。

ドリフト時間が短いのは 1mm 厚に 700V の電圧がかかっているため、電場が $7 \times 10^5 \text{V/m}$ にもなっているからである。前章のオーミック型では 2mm 厚に 200V なので、電場は $1 \times 10^5 \text{V/m}$ であった。単純には移動速度が 7 倍になっており、移動距離は半分なので、ドリフト時間はオーミック型に比べ $1/14$ となる。

200V 実験の結果からわかるように全空乏層化しないと補正しても分解能は著しく悪化する。ショットキー型は全空乏層化するのに十分なバイアス電圧が不可欠である。以上から、ショットキー型素子はオーミック型素子に比べ高分解能で優れてはいるが、高分解能を維持して大型化するには非常に高い電圧が必要となることがわかった。

単体での大型化ではなく 0.3mm 厚の高分解能素子を積層させる手法も考えられたが、素子作成元のアクロラド社では 0.5mm 以上の素子でしか作成しない方針であったため断念せざるを得なかった。

7 コプラナーグリッド電極を使用した素子

7.1 原理

今までは単純な平行電極 (simple planar) を用いてきたが、コプラナーグリッド (coplanar grid) 電極を用いる方法もある [24]。コプラナーグリッド電極とは図 7.1 のように二種類のストリップ状の電極が交互になる電極配置である。図 7.2 のように組み立てて検出器とした。

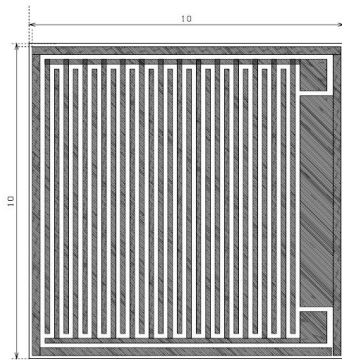


図 7.1 コプラナーグリッド電極図

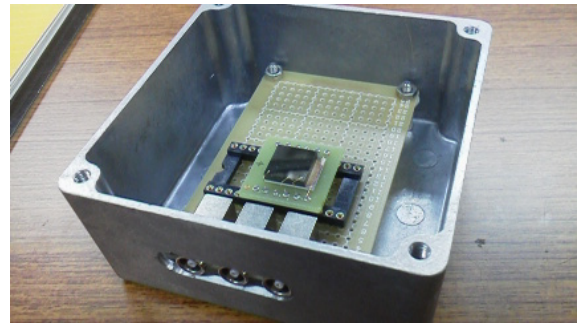


図 7.2 コプラナーグリッド電極を使用した CdTe 検出器

コプラナーグリッド電極を用いる利点は放射線で生じるキャリアのうち電子の効果のみを見ることができることである。陰極側は平板電極とし、陽極側を図 7.1 のようなコプラナーグリッド電極とする。二つのコプラナーグリッド電極間に少しだけ電圧差をつける。こうすると素子全体ではほぼ一様な電圧勾配になるが、陽極近傍では図 7.3 のように電圧勾配が片方のグリッド電極に傾く。

キャリアの電子はこの電圧勾配に従って電圧の高い電極に達する。つまり最終的に電子は電圧の高い電極にのみ回収され、電圧の低い電極では電子は全体の電圧勾配に従ってある程度まで近づくがその後遠ざかるように見える。このように電子の振る舞いに差がつく一方、正孔の振る舞いはどちらの電極から見ても変わらない。このため電圧の高い電極と低い電極の信号の差を見ることで正孔の振る舞いを打ち消し、電子の効果だけを取り出すことができ、正孔捕獲の影響を受けない。

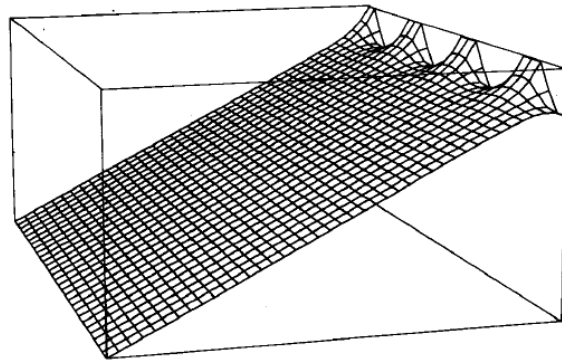


図 7.3 コプラナーグリッド電極による電位 ([24] より)

7.2 素子について

素子の大きさは $10\text{mm} \times 10\text{mm} \times 2\text{mm}$ の大きさである。素子の外周はガードリングになっており (図 7.1)、端での漏れ電流の効果を内側の電極に及ぼさないようにしている。素子の接合はオーミック型のものを用いている。

7.3 実験方法

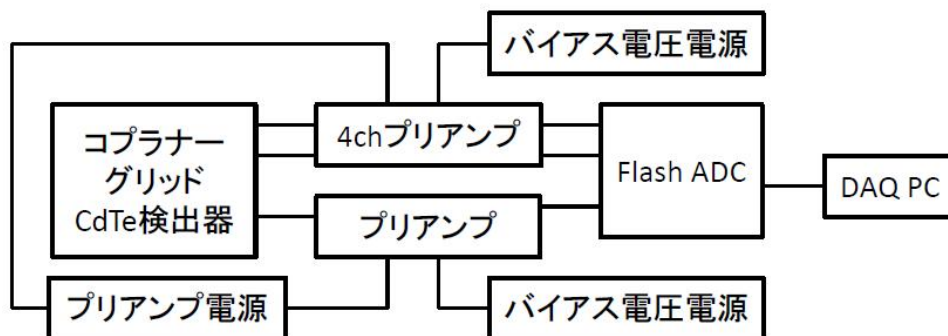


図 7.4 コプラナーグリッド型素子測定セットアップ

実験セットアップは図 7.4 のようにした。異なるバイアス電圧をかけるためにプリアンプを二つ用いた。5005H 型 4ch プリアンプで陽極の片方の電極とガードリングに電圧をかけ、580K 型改造プリアンプでもう片方の陽極に電圧をかけている。ガードリングの電

位は高い電圧に一致させ端での漏れ電流の効果が信号に混入しないようにした。プリアンプの時定数が大きく異なるが、電圧が高く電子を収集する電極側の時定数を短くしているため、信号の時定数による減衰の影響は波高を決定する際には無視できる。

実験は線源に ^{60}Co を使用し、室温約 $20\text{ }^{\circ}\text{C}$ で行った。バイアス電圧は片側のコプラナーグリッド電極とガードリングに 200V 、もう片側のコプラナーグリッド電極に 180V 与えた。

高電圧側のコプラナーグリッド電極の信号が FADC で一定値以上のときトリガーがかかるようにし、その時の低電圧側の信号と合わせて波形情報を記録した。

7.4 解析

7.1 で述べたように、高電圧側と低電圧側の波形情報の差を取った。この差の波形情報に対してオーミック型検出器と同様に波高とドリフト時間を算出した。コプラナーグリッド電極では正孔の効果を打ち消すことができるためドリフト時間から波高を補正する必要がなく、単純に波高をエネルギーに換算した。

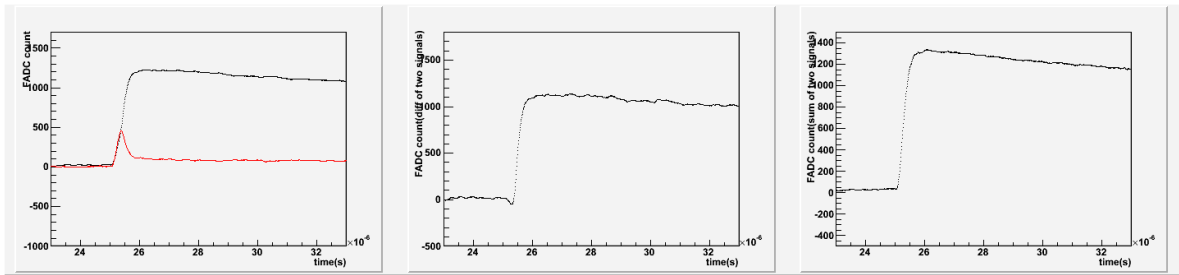
信号の波形図の具体例を図 7.5 に示す。横軸が時間 (s)、縦軸が波高である。図の一番左は高電圧側グリッドの信号 (黒) と低電圧側グリッドの信号 (赤) である。真ん中は高電圧側と低電圧側の信号の差、右は信号の和である。真ん中の差の波形では波高の立ち上がりが早くなり正孔の効果を打ち消すことができているのがわかる。左図の低電圧側のグリッド信号についての解釈を述べる。

(a) は一度上昇しその後下がっている。 γ 線が陰極の近くで反応し、正孔の効果はほとんど見られず、電子の移動による効果で波形は上昇したが、陽極付近では陽極の電位差によって電子が遠ざかった効果が見られたためと考えられる。

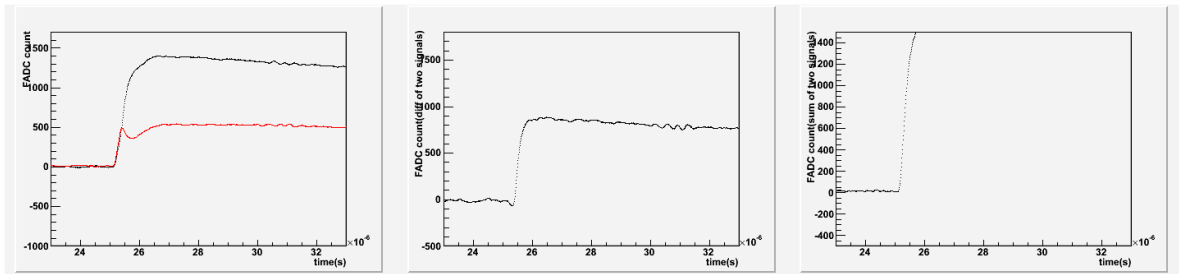
(b) は上昇、下降ののち再び上昇している。下降部分までは (a) と同様だが γ 線の反応が (a) に比べて陰極から離れていたため、電子が回収された後に正孔の効果で再び上昇している。

(c) では一度下がった後上昇している。これは γ 線が陽極の付近で反応してバイアス電圧差によって電子が電極から遠ざかり、電子が回収された後に正孔の効果が見えているためである。

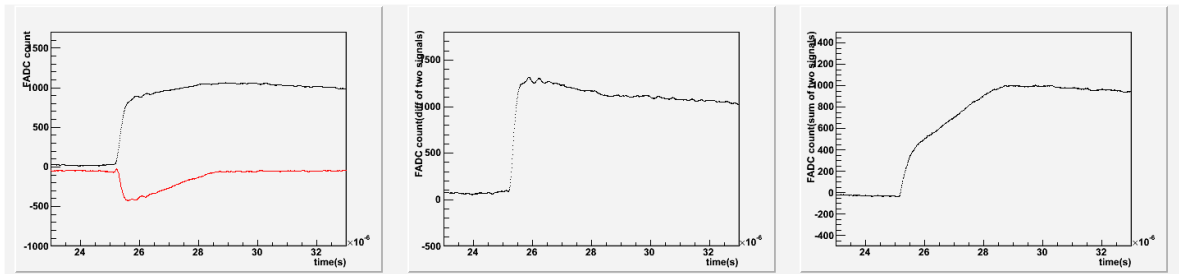
(d) はバイアス電圧の高い電極側と同様の振る舞いである。陰極近くで反応したため正孔の信号は見えず、両電極で同じように見えるのはガードリングに電子が回収されたためであると考えられる。



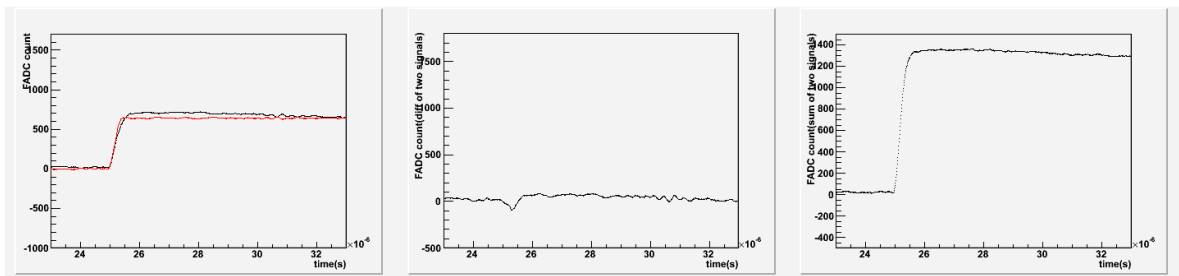
(a)



(b)



(c)



(d)

図 7.5 コプラナーグリッド電極を用いたときの波形の例：左は高電圧側グリッドの信号（黒）と低電圧側グリッドの信号（赤）真ん中は高電圧側と低電圧側の信号の差、右は信号の和

波高とドリフト時間の関係とエネルギーは図 7.6、図 7.7 のようになった。

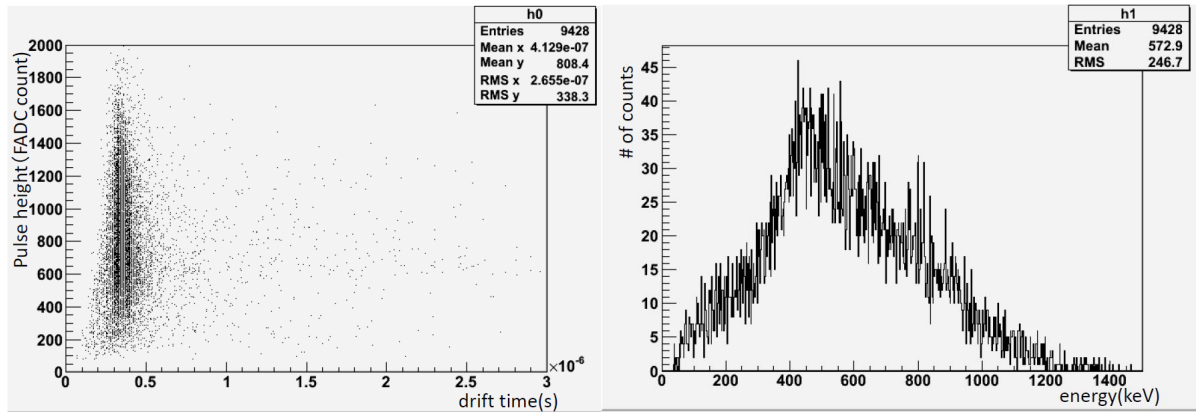


図 7.6 コプラナーグリッド電極での ^{60}Co に対する波高とドリフト時間の分布

図 7.7 コプラナーグリッド電極での ^{60}Co に対する波高の分布

7.5 考察

図 7.7 では明らかに 1333keV の光電ピークを検出できたとは言いがたい結果となった。一方、オーミック型素子に比べドリフト時間は明らかに短くなっている。これは正孔の効果を打ち消すことができドリフト時間の早い電子の効果のみを取り出すことができたことを意味している。

ここまでそれぞれの電極の差を見たが、和をとれば波高、ドリフト時間もともに通常のオーミック型と同様の結果を期待できる。これによって素子や電極が正常に作動していることを確かめる。結果は図 7.8 となり、1333keV の光電ピーク（赤丸で囲んだ部分）がはっきりと見え、オーミック型での波高とドリフト時間の関係と類似の結果が得られた。この結果から素子や電極の異常などは考えにくい。

ピークを検出できなかったことへの考察は同じくコプラナーグリッド電極を用いた、次章の CZT に譲る。

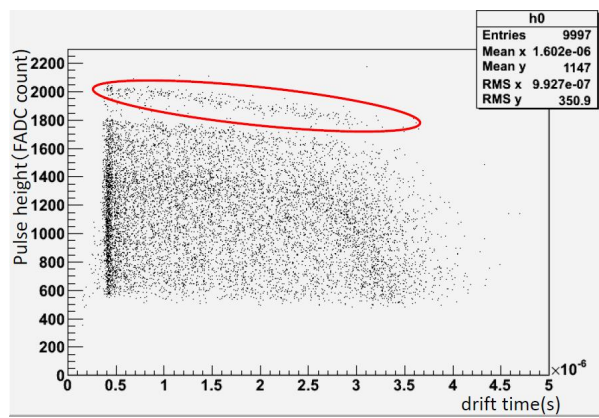


図 7.8 信号の和を取った時の波高とドリフト時間の関係

8 CZT

8.1 原理

ここまでは純粋な CdTe を用いていたが、ここではカドミウムのかわりに亜鉛を少し混ぜた CdZnTe 結晶 (図 8.2) を用いた。CdTe に比べてバンドギャップエネルギーが高いため漏れ電流はより小さくなる。亜鉛を含んでいない CdTe に比べて分解能に勝るが、製作工程上素子を均質に作るのが難しい。図 8.1 のようなコプラナーグリッド電極を持つ素子について測定を行った。

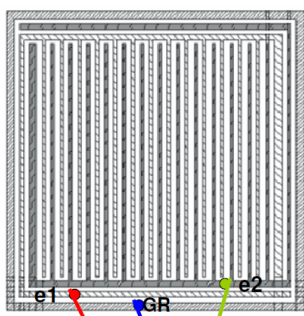


図 8.1 CZT のコプラナーグリッド図

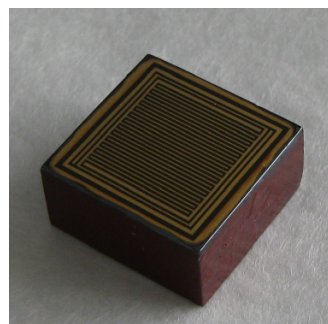


図 8.2 CZT 素子

8.2 素子について

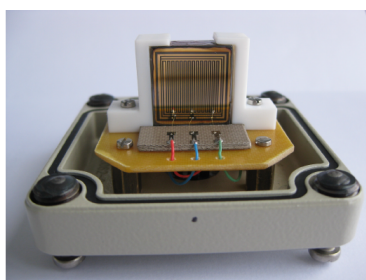


図 8.3 CZT 素子正極側

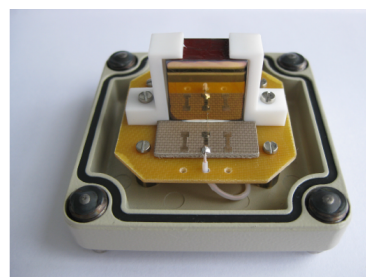


図 8.4 CZT 素子負極側

素子の大きさは 18mm×18mm×5mm、陽極のコプラナーグリッド電極の間隔は 0.3mm、電極幅は 0.15mm となっている。前章の CdTe 素子でのコプラナーグリッドと同じく、素子の外周はガードリングになっており、素子の接合はオーミック型である。

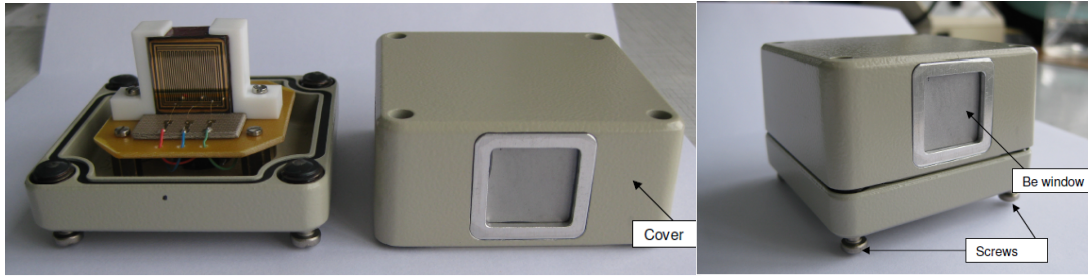


図 8.5 CZT を納めた箱

図 8.6 箱に納める

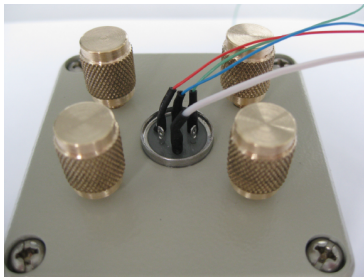


図 8.7 CZT 箱底面

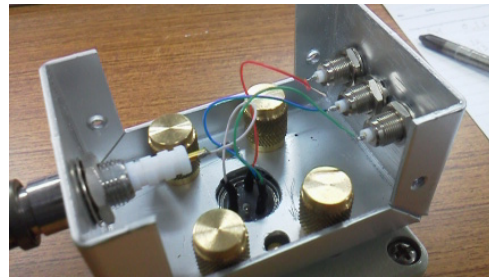


図 8.8 CZT の読み出し部分

素子の組み立ては製造元である Bultic Scientific Instruments (BSI) が行った (図 8.3-8.7) が、読み出し線へのコネクタ接着のみ自作した (図 8.8)。また BSI のテストでは 1333keV に対して半値幅 25keV、つまり分解能 1.88% となっている。

8.3 実験方法

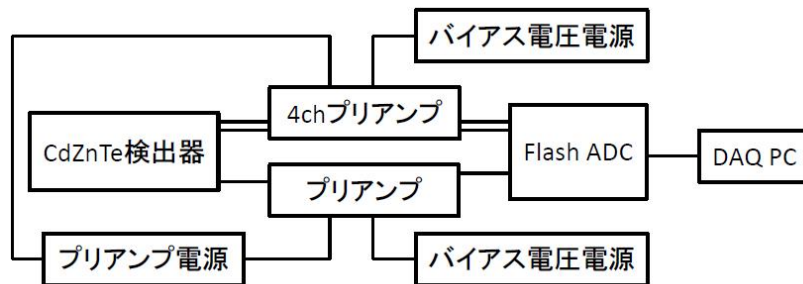


図 8.9 CdZnTe 素子セットアップ

セットアップは前章の CdTe 素子でのコプラナーグリッドと同様である (図 8.9)。線源は ^{60}Co と ^{137}Cs を使用し、室温約 20 °C で実験を行った。バイアス電圧は片側の

コプラナーグリッド電極とガードリングを同じにし、もう片側のコプラナーグリッド電極はそれより低い電圧とした。 ^{137}Cs についてはそれぞれのバイアス電圧を 500V と 480V、 ^{60}Co では 500V と 480V、900V と 860V で測定を行った。

8.4 解析

解析方法は前章の CdTe のコプラナーグリッド電極素子と同様に波形情報の差をとった。

測定結果を以下の図 8.10-図 8.15 に示す。

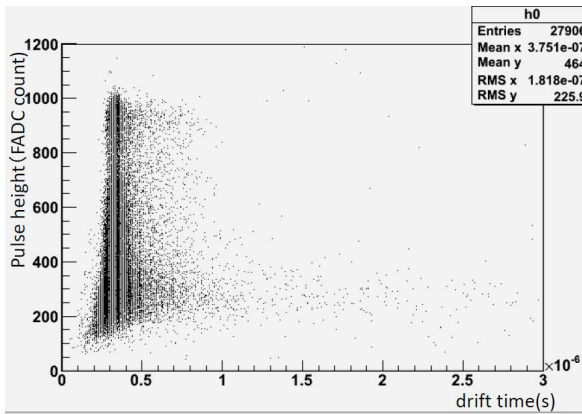


図 8.10 ^{137}Cs での波高とドリフト時間分布

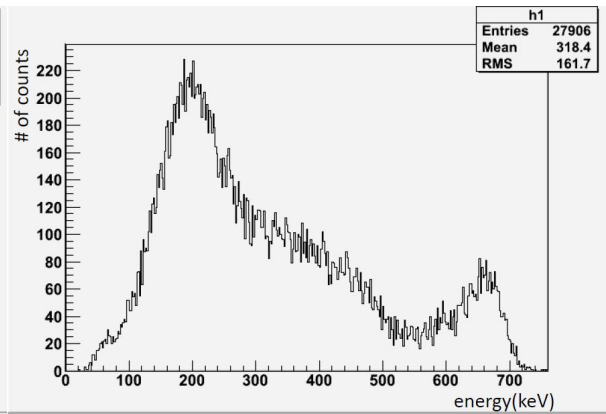


図 8.11 ^{137}Cs でのエネルギー分布

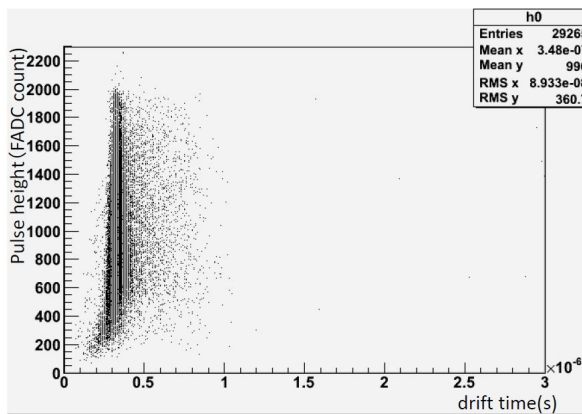


図 8.12 ^{60}Co で 500V のときの波高とドリフト時間分布

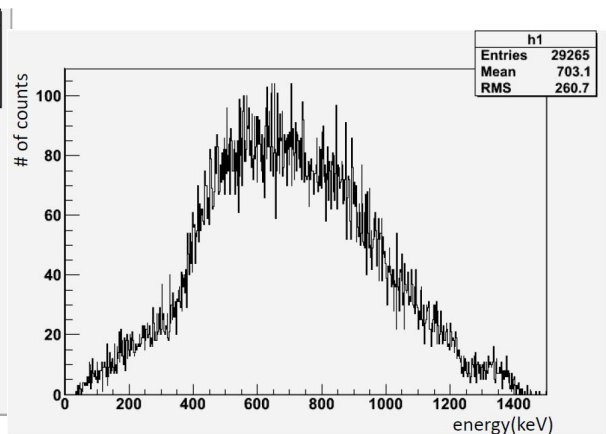


図 8.13 ^{60}Co で 500V のときのエネルギー分布

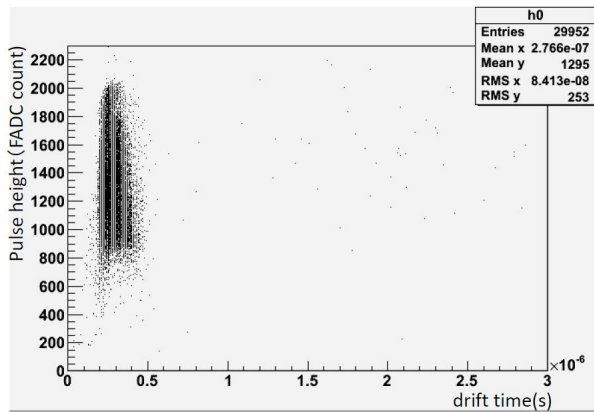


図 8.14 ^{60}Co で 900V のときの波高とドリフト時間分布

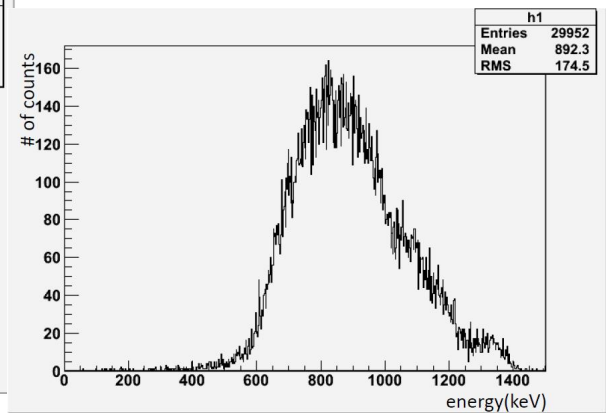


図 8.15 ^{60}Co で 900V のときのエネルギー分布

8.5 考察

CdTe 素子でのコプラナーグリッド電極と同じくガンマ線のエネルギーピークを検出できたとは言い難い結果となった。

1333keV に対して 1.88% の分解能となった BSI のテストと大きな相違点が 2 点ある。一つはバイアス電圧の向きであり、BSI では陰極側に-900V、グリッドの片側に-40V をかけ、もう片側とガードリングは 0V (グラウンド) としていた。しかし素子内部の電場は本実験のグリッド片側とガードリングに 900V、もう片側のグリッドに 860V、陰極は 0V としたときと同様であり、ピークが検出できなかった大きな要因であるとは考えにくい。もう一つの違いはグリッドからの信号の差の取り方である。本実験は FADC で取得した波形データから差分をとったが、BSI では差分を取る回路 (図 8.16) を用いていた。素子の近くで差分をとる回路の方が電氣的ノイズの影響を受けにくい。その点が、本実験結果と BSI での試験結果の違いの原因の一つではあると考えられる。今後、差分回路を用いて評価を行うべきであろう。

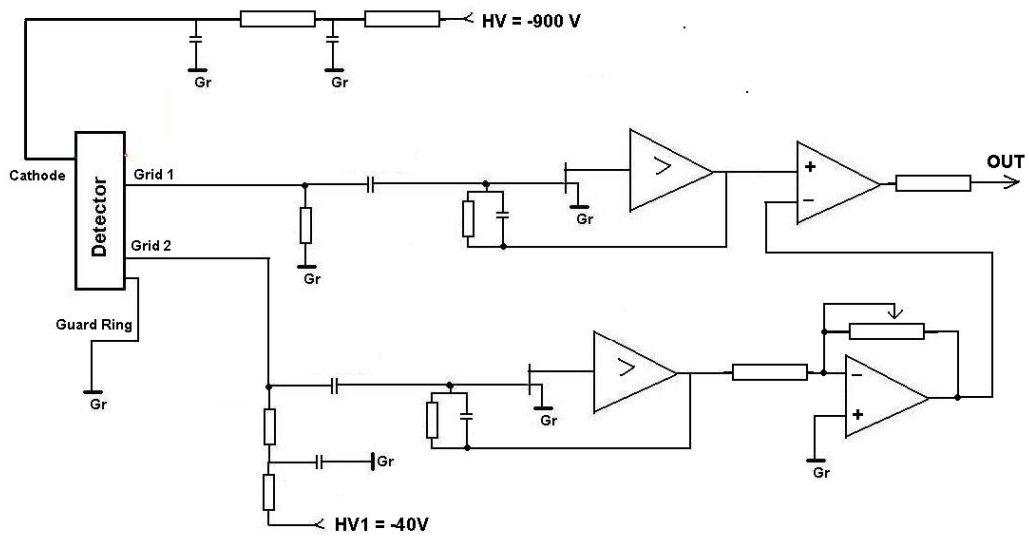


図 8.16 BSI でのテストで用いられた差分回路

9 前実験との比較

9.1 前実験について

前回の実験 [22] で用いられた素子は、5mm×5mm×5mm のオーミック型素子であった。これには作られた時期の異なる A と B の 2 種類が存在し、性能に差があった。また 15mm×15mm×10mm の大型オーミック素子（以下素子 C）についても評価された。それぞれの分解能は表 9.1、9.2、9.3 のように評価されている。

	20 °C	10 °C	0 °C	-10 °C
500V	1.6%(2.6%)	-	-	-
1000V	1.6%(2.3%)	-	-	(2.1%)
1500V	1.3%	1.4%	1.3%	1.3%
2000V	-	-	1.3%	1.1%(2.1%)

表 9.1 1333keV 及び 662keV（括弧内に表示）の γ 線に対する素子 A（5mm 厚）の分解能

	20 °C	10 °C	0 °C	-10 °C
1000V	2.6%	2.4%	2.4%	2.4%
1500V	-	-	-	2.2%
2000V	-	-	-	2.0%
2500V	-	-	-	2.0%
3000V	-	-	-	2.0%

表 9.2 1333keV の γ 線に対する素子 B(5mm 厚) の分解能

	20 °C	10 °C	0 °C	-10 °C
1000V	4.9%	3.8%	3.8%	3.8%
2000V	4.7%	3.7%	3.6%	3.5%

表 9.3 1333keV の γ 線に対する素子 C(10mm 厚) の分解能

分解能を決めている要因は表 9.4 のようにまとめられている。

前回の実験において素子 A,B,C については次のようにまとめられている（[22] より引用）。

3 種類の素子、5mm 厚素子 A、5mm 厚素子 B、10mm 厚素子についてエネルギー分解能を決める要因の種類を考察した。エネルギー分解能は 5mm 厚素子 A が最も良く、10mm 厚素子は最も悪かった。これはいずれの素子も結晶の不純物

	素子 A		素子 B			素子 C
バイアス電圧	1500V	2000V	1000V	2000V	3000V	2000V
エネルギー分解能 (全体)	17.6keV	14.9keV	33.7keV	26.8keV	26.3keV	46.8keV
ノイズの寄与	10.3keV	8.9keV	11.3keV	12.0keV	13.5keV	15.8keV
捕獲キャリア数のふらつき	14.1keV	10.3keV	31.7keV	23.7keV	22.5keV	44.0keV
生成キャリア数のふらつき	2.22keV					

表 9.4 1333keV に対する-10℃でのエネルギー分解能の内訳

や格子欠陥の濃度の非一様性の寄与による捕獲されるキャリアの数の不定性が主に効いていて、5mm 厚素子 A ではこの不定性が最も小さいためエネルギー分解能が良く、10mm 厚素子はこの不定性が最も大きくエネルギー分解能が悪いと考えられる。

5mm 厚素子 A では-10℃で更に高いバイアス電圧を印加すればエネルギー分解能は更に向上すると予想される。一方5mm 厚素子 B では-10℃で更に高いバイアス電圧を印加してもエネルギー分解能の向上は難しいと考えられる。10mm 厚素子は素子が大きい結晶の不純物や格子欠陥の濃度の非一様性が大きく、10mm 厚素子で高いエネルギー分解能を得るためにはより高品質な結晶を製造することが必要になると思われる。

図 9.1 は各素子について得られた正孔の移動度であるが、素子 B,C の移動度が小さいため、正孔の捕獲の影響が大きく分解能が素子 A に比べて悪かったと考えられている。

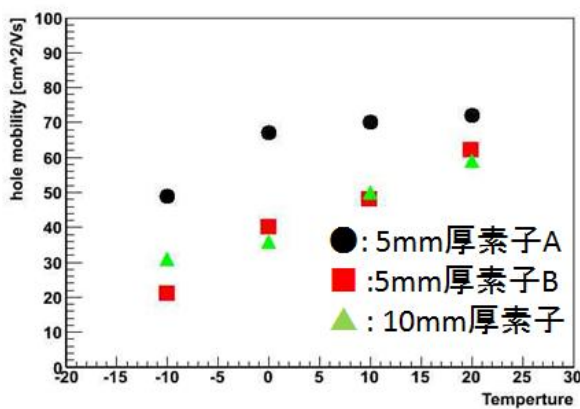


図 9.1 素子 A,B,C の正孔の移動度

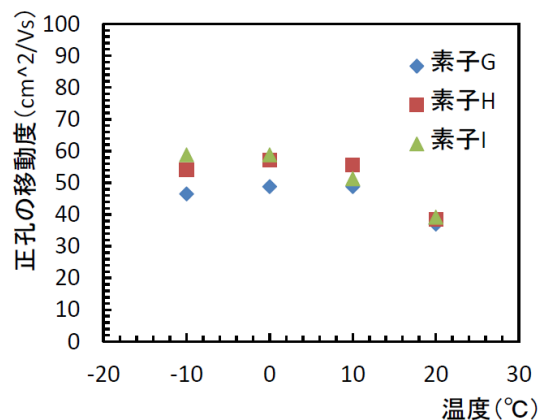


図 9.2 素子 G,H,I の正孔の移動度

9.2 性能比較

ここまで見てきた結果をまとめ、前回の結果と比較する。電圧勾配を考えると、今回は2mm厚に200Vのバイアス電圧をかけたので、比較するべきは5mm厚に対して500V、10mm厚に対して1000Vと考えられる。これらを改めてまとめたものが表9.5である。

	20 °C	10 °C	0 °C	-10 °C
素子 A(5mm 厚)	1.6%	-	-	-
素子 B(5mm 厚)	2.6%	2.4%	2.4%	2.4%
素子 C(10mm 厚)	4.9%	3.8%	3.8%	3.8%
素子 G(2mm 厚)	2.48%	2.28%	2.32%	2.06%
素子 H(2mm 厚)	2.87%	2.53%	2.33%	2.09%
素子 I(2mm 厚)	3.03%	2.75%	2.53%	2.32%

表 9.5 同じ電圧勾配で比較した 1333keV の γ 線に対する分解能

今回測定した素子 G,H,I は素子 A,B,C と異なり-10 °Cまで冷却しても分解能は良くなり続けている。これは素子 G,H,I では-10 °Cにおいても漏れ電流の影響があるためであり、素子 A,B とは異なりさらなる冷却で分解能が向上する可能性がある。

また今回は行うことができなかったが、バイアス電圧を上げていくことで素子 A,B は分解能が改善されたため、素子 G,H,I についても高電圧による放電を解決できればこちらも分解能向上の余地がある。

正孔の移動度についても、表 5.4 を元にした図 9.2 と図 9.1 で様子が異なる。移動度を決定する要因にはフォノン散乱でキャリアが原子と衝突して格子振動でエネルギーを失うことや、不純物によってクーロン散乱を受けることがある。これらは不純物のドーピング濃度に依存する。例えば Si においては図 9.3 となっている。ここから素子 A と B、素子 G,H,I で不純物のドーピング濃度が異なる可能性があると推測される。

いずれにせよこれら素子の性能差は結晶が作成された時期に一因が存在すると思われる。同じ大きさの素子 A と素子 B については作成時期の差によって性能に明確な差が出ていた。素子 G,H,I は同時期に作成されたため個体差は小さい。CdTe 結晶を検出器とする以前のインゴット作成時の違いであると考えられるため、より高分解能の検出器を作成するためには CdTe 結晶インゴット作成段階から研究の必要がある。

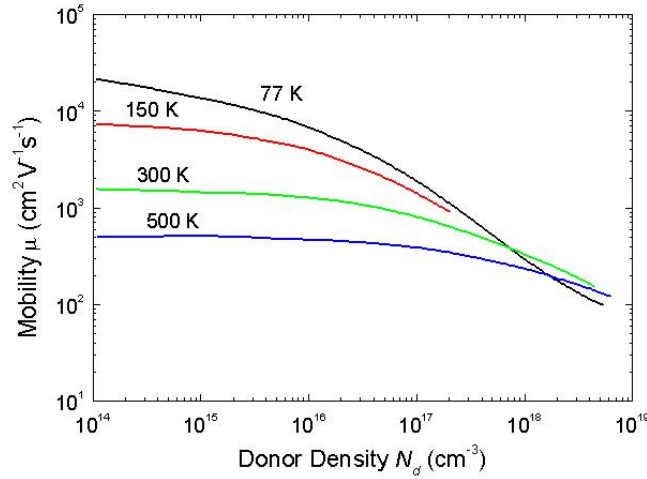


図 9.3 Si における正孔の移動度とドーピング密度の関係 [25]

9.3 素子の大きさの影響

さて、素子の大きさの違いというのは性能にどれほどの差を与えるのだろうか。素子内部をキャリアが移動する時間がかかると正孔が消滅してしまい分解能は劣化する。また、素子を大面積にすると静電容量が増して信号として誘起される電圧が小さくなりノイズの影響を受けやすくなる。こうしたことから素子の大型化は分解能を劣化させる要因になる。

平行に電極が存在するときの静電容量 C は誘電率 ϵ と電極の面積 S 、電極間距離 d を用いて、

$$C = \epsilon \frac{S}{d} \quad (11)$$

と表わせる。CdTe の比誘電率は 14.1 なので、静電容量 C について、素子 A,B,C,G,H,I ではそれぞれ、

$$C_{A,B} = 0.62[pF], C_C = 2.81[pF], C_{G,H,I} = 14.0[pF] \quad (12)$$

となる。

素子内部と素子外部のノイズを分割して考える。素子内部のノイズは熱励起による漏れ電流と素子側面の結晶構造の不完全性から生じる表面漏れ電流に分けられる。前者は体積 Sd に比例し後者は側面積 $4S^{1/2}d$ に比例する（電極面は正方形であるとしている）。これ

らのノイズはその揺らぎが分解能を悪化させている。素子外部のノイズはプリアンプなどで発生する電氣的なノイズである。プリアンプでは信号の大きさが一定になるように増幅しているので、信号のサイズが同じ場合に素子の静電容量に比例してノイズが増幅される。

つまり熱励起による漏れ電流ノイズは \sqrt{Sd} に比例、表面漏れ電流のノイズは $\sqrt{4S^{1/2}d}$ に比例、電氣的なノイズは C に比例している。それぞれの比例定数を α, β, γ とし、また素子の大きさに依存しないノイズの寄与を δ とすると、ノイズの寄与について、

$$\alpha^2 \times Sd + \beta^2 \times 4S^{1/2}d + \gamma^2 \times C^2 + \delta^2 = (\text{ノイズの寄与})^2 \quad (13)$$

となる。

δ を無視し、 α, β, γ のうちいずれかが支配的であると仮定する。このとき、素子 A,B に対し素子 C のノイズの寄与は α が支配的だとすると 4.24 倍、 β が支配的だとすると 2.44 倍、 γ が支配的だとすると 4.5 倍となる。表 9.4 においては 1.4 倍程度であり、いずれも大きすぎるため支配的なノイズとは言えない。よってノイズは δ が支配的であると言える。しかしながら素子 A,B と素子 C のノイズには差がある。これが α に起因するならば、 $\alpha^2 = 0.06$ 、 β ならば、 $\beta^2 = 0.3$ 、 γ ならば、 $\gamma^2 = 20$ 程度と予測される。

素子 A,B に対し、素子 G,H,I のノイズの寄与は、 α については 1.9 倍、 β については 1.1 倍、 γ については 22 倍になる。それぞれエネルギー分解能に直すと 10keV、5keV、110keV 程度になる。素子 G,H,I の分解能は 28keV ほどなので γ 依存はありえない。つまり、ノイズの寄与の変化は静電容量に直接依るものではなく、素子の大きさに由来していると思われる。

10 まとめ

本研究ではニュートリノを伴わない二重ベータ崩壊探索実験を目的とした CdTe 半導体放射線検出器の研究を行った。Cd, Te はいずれも二重ベータ崩壊を起こす同位体を持ち、化合物は半導体の性質を持つため検出器かつ崩壊親核として用いれば高分解能の実験を行うことができ、他の二重ベータ崩壊実験より高精度の測定を行うことができると期待できる。検出器としての研究に用いたのはアクロラド社で作成された CdTe 結晶 $15\text{mm}\times 15\text{mm}\times 2\text{mm}$ のオーミック型素子を 3 枚積層させたもの、 $10\text{mm}\times 10\text{mm}\times 1\text{mm}$ のショットキー型素子、 $10\text{mm}\times 10\text{mm}\times 2\text{mm}$ のオーミック型素子にコプラナーグリッド電極を使用したものと、Bultic Scientific Instrument で作成されたオーミック型の CdZnTe 結晶 $18\text{mm}\times 18\text{mm}\times 5\text{mm}$ にコプラナーグリッド電極を使用したものである。ショットキー型素子は大型化は難しいとわかり、コプラナーグリッド電極を使用した素子ではうまくエネルギーピークを検出できなかった。この点は信号の差分回路を作成することで改善の余地があると思われる。オーミック型素子については積層させることで γ 線が 1 枚の素子でエネルギーを落としきらなかったときに、複数枚にまたがってエネルギーを落としていく様子を観測することができた。これによって二重ベータ崩壊の信号とバックグラウンド信号の区別ができると期待される。また前回の実験と比較して、素子の作成時期によって性能に差があることを再確認した。より大型で高分解能の素子を得るためには素子の作成段階での研究が必要となると思われる。

謝辞と反省

修士論文を執筆するにあたり、振り返ると反省すべき点が多くあったと思う。例えば4章で断熱チェンバーの壁内部を真空にする際に真空ポンプを逆に取り付けてしまい、空気を排出するのではなく注入してしまった。そのため壁を破損して真空にできず、断熱効果が落ちた。おかげで冷却には苦労させられた。また9章のノイズの評価においても、使用した素子に関してノイズのデータを取っておくべきだった。大きさの異なる素子についてのノイズデータが2つしかないのに、未知数が $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ の4つであったため、かなり苦しい考察になってしまった。

そんな長いようで短く感じた修士課程の2年間でしたが、2年間の研究では多くの方に支えていただきました。こうして修士論文を執筆することができたのも周囲の方々のご支援があったからです。

中でも本プロジェクトのリーダーである市川温子准教授には大変お世話になりました。不甲斐ない私に対して常に叱咤激励をしていただき、碌に勉強をしない私に知識を与えていただき、この修士論文の執筆に関しても直前まで何度も指導、添削をしていただきました。辛くもあり楽しくもあった研究でしたが、市川先生のお力なくしては研究を進めることも修士論文を執筆することも不可能だったと思います。

中家剛教授には講義や研究、進路の話など多くの点で助言与えていただきました。今の私があるのも中家先生の的確な指示や指摘のおかげです。

CdTeの前研究を行っていた平木貴宏さんには特に研究の方法や結果の解釈について教えていただきました。装置の使い方、解析手法などは平木さんから引き継いだものが基礎になっています。私が研究を始め、軌道に乗せることができたのは平木さんの協力によるところが大きいと思います。

木河達也さんはプロジェクトの大先輩として相談に乗っていただきました。久保一さんは解析手法に疎い私に多くの助言を下さいました。お二方とも忙しい中私にお付き合いいただきありがとうございます。

同期の関繁人くん、田代拓也くん、長崎時大くんをはじめ、同じ高エネルギー物理学研究室の方々のおかげで研究生活を楽しく過ごすことができました。本当にありがとうございます。

最後になりますが、私を影で支えてくれた、私のよき理解者である友人、家族に感謝の意を示します。ありがとうございました。

2013年1月 合田幸平

参考文献

- [1] W.Pauli, Letter of 4 December to L.Meitner et al. (1930)
- [2] F.Reines and C.L.Cowan et al. "Detection of the Free Antineutrino" Phys. Rev. 117 (1960)
- [3] The ALEPH Collaboration, the DELPHI Collaboration, the L3 Collaboration, the OPAL Collaboration, the SLD Collaboration, the LEP Electroweak Working Group and the SLD Electroweak and Heavy Flavour Groups, "Precision Electroweak Measurements on the Z Resonance" Phys. Rept. 427, 257 (2006)
- [4] The ALEPH Collaboration, the DELPHI Collaboration, the L3 Collaboration, the OPAL Collaboration, the SLD Collaboration, the LEP Electroweak Working Group and the SLD Electroweak and Heavy Flavour Groups, "Precision Electroweak Measurements on the Z Resonance" Phys. Rept. 427, 257 (2006)
- [5] Z.Maki, M.Nakagawa, and S.Sakata. "Remarks on the unied model of elementary particles" Prog. Theor. Phys. Vol. 28, p. 870 (1962)
- [6] Y.Ashie et al. [Super-Kamiokande Collaboration], "Evidence for an oscillatory signature in atmospheric neutrino oscillation", Phys. Rev. Lett. 93, 101801 (2004)
- [7] Ahmad, Q. R. et al. [SNO Collavoration], "Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory", Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 011301, arXiv:nuclex/0204008.
- [8] T.Araki et al. [The KamLAND collaboration], "Measurement of Neutrino Oscillation with Kam-LAND: Evidence of Spectral Distortion", Phys.Rev.Lett.94,081801 (2005)
- [9] E.Aliu et al. [K2K Collaboration], "Evidence for muon neutrino oscillation in an accelerator-based experiment", arXiv:hep-ex/0411038 (2005)
- [10] 長島順清, 『素粒子物理学の基礎 I』 (1998) 『素粒子物理学の基礎 II』 (1998) 『素粒子標準理論と実験的基礎』 (1999) 『高エネルギー物理学の発展』 (1999), 朝倉書店
- [11] P. Minkowski, "mu \rightarrow e gamma at a rate of one out of 1-billion muon decays?", Phys. Lett. B67 (1977) 421
- [12] Werner Rodejohann, "Neutrino-less Double Beta Decay and Particle Physics", Int. J. Mod. Phys. E20 (2011) 1833-1930, arXiv:1106.1334.

- [13] Glenn F. Koll, (木村逸郎, 阪井英次 訳), 『放射線計測ハンドブック』, 第3版 (2001)
- [14] 株式会社アクロラド, <http://www.acrorad.co.jp/cdte.html>
- [15] S. Umehara et al. "CANDLES for double beta decay of ^{48}Ca ", Journal of Physics: Conference Series 39 (2006)
- [16] A. Gando et al. "Measurement of the double- β decay half-life of ^{136}Xe with the KamLAND-Zen experiment" , PHYSICAL REVIEW C 85, 045504 (2012)
- [17] N. Ackerman et al. " Observation of Two-Neutrino Double-Beta Decay in ^{136}Xe with the EXO-200 Detector" , physical review letter 107, 212501(2011)
- [18] L. M. Ejzak on behalf of the CUORE collaboration " The Search for Neutrinoless Double Beta Decay in CUORE" , arxiv:0910.2994v1, 15 Oct 2009
- [19] K.-H. Ackermann et al. " The GERDA experiment for the search of $0\nu\beta\beta$ decay in ^{76}Ge " , arxiv:1212.4067v1, 17 Dec 2012
- [20] H.V.et al.[Heidelberg-Moscow Collaboration], " Latest results from the HEIDELBERG-MOSCOW double beta decay experiment, Klapdor- Klein-grothaus " , Eur. Phys. J. A12 (2001) 147-154.
- [21] <http://www.nist.gov/pml/data/xcom/index.cfm>
- [22] 平木貴宏, 『大型で高エネルギー分解能の CdTe 半導体検出器の開発』 (2012)
- [23] T.Kikawa, A.K.Ichikawa, T.Hiraki, T.Nakaya, " Improvement of the energy resolution of CdTe detectors by pulse height correction from waveform" , arXiv:1111.1711 21 Dec 2011
- [24] P.N. Luke, " Unipolar Charge Sensing with Coplanar Electrodes- Application to Semiconductor Detectors" , IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE, VOL. 42, NO. 4, AUGUST 1995
- [25] <http://www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/Semicond/Si/>