原子核の巨大双極子共鳴

大田 晋輔　　寺嶋 知　　名倉 照直　　深尾 祥紀
船木 靖郎　　三輪 浩司

01/3/2

概 要

私たちは、原子核の形、大きさ、運動について知りたいと思い、京都大学タンデム加速器を用い巨大双極子共鳴の実験を行った。

用いた反応は ${}^{59}_{27}\mathrm{Co}(p,\gamma){}^{60}_{28}\mathrm{Ni}$、${}^{63}_{29}\mathrm{Cu}(p,\gamma){}^{64}_{30}\mathrm{Zn}$ である。入射 proton のエネルギー E_p を $7\sim12\mathrm{MeV}$ まで $0.5\mathrm{MeV}$ 刻みで変化させ、散乱角 $90°$ の微分断面積を測定し励起関数のピーク位置、幅を測定した。Ni においてはピーク位置は E_γ=19.8MeV、幅は $4.0\mathrm{MeV}$ であり、Zn においてはピーク位置は E_γ=18.6MeV、幅は $5.5\mathrm{MeV}$ であった。

これらの結果から原子核の半径 R、角振動数 ω を算出した。Ni においては R=4.76(fm)、$\omega = 3.0\times10^{22}(\mathrm{s}^{-1})$ であり、Zn においては R=4.97(fm)、$\omega = 2.8\times10^{22}(\mathrm{s}^{-1})$ である。

半径については $R = aA^{1/3}(a = 1.21\mathrm{fm})$ の式ともよく一致し（この式から Ni、Zn の半径はそれぞれ $4.74\mathrm{fm}$、$4.84\mathrm{fm}$ となる）よい結果が得られたと思われる。振動については共鳴の寿命の時間での振動回数は Ni、Zn でそれぞれ 0.78 回、0.54 回であり長時間振動するといったイメージではないことがわかった。原子核の形については今回の実験では情報を得ることはできず、残念な結果となった。

目 次

第 1 章　序論 **4**

1.1　動機，目的 4

1.2　実験の概略 5

第 2 章　理論 **7**

2.1　巨大双極子共鳴状態の励起エネルギー 7

2.2　和則 10

2.3　Breit-Wigner の公式 11

2.4　共鳴の幅、寿命 12

第 3 章　実験装置 **14**

3.1　ターゲット 14

3.1.1　ターゲットの特徴 14

3.1.2　クーロン多重散乱 15

3.1.3　ターゲットホルダー 15

3.2　検出器と回路 16

3.2.1　GSO 16

3.2.2　検出効率 17

3.2.3　エネルギーキャリブレーション 18

3.2.4　回路 20

3.3　入射 proton ビーム 23

3.3.1　タンデム加速器 23

3.3.2　90 度分析電磁石 (90 Analysing Magnet) 24

3.3.3　振分電磁石 (Switching Magnet) 24

3.4　セットアップ 25

3.4.1　G コース周りの配置 25

3.4.2　GSO・プラスチックシンチレーターの配置 25

3.5　宇宙線除去 25

3.5.1　方法 26

3.5.2　除去率 26

3.5.3　除去率についての考察 28

第 4 章　本実験 **29**
4.1　インテンシティー 29
4.2　実験データ 33
4.2.1　Co 33
4.2.2　Cu 35

第 5 章　解析 **37**
5.1　解析方法 37
5.2　誤差の評価 39
5.3　解析結果 40
5.3.1　^{59}Co の解析 40
5.3.2　^{63}Cu の解析 43
5.4　励起関数について 47
5.5　巨大共鳴状態の寿命について 48
5.6　原子核の大きさについて 50

第 6 章　考察 **51**
6.1　11MeV での励起関数のずれについて 51
6.2　寿命について 51
6.3　断面積について 51
6.4　励起関数の妥当性 52
6.5　ピーク位置について 52
6.6　励起関数のピークについて 52
6.7　電子散乱で求めた原子核半径との比較 52
6.8　^{60}Ni と ^{64}Zn の違いについて 53
6.8.1　共鳴の振動数 53
6.8.2　励起関数の幅および共鳴の寿命 53
6.8.3　原子核の半径 53

第 7 章　結論 **54**

第 8 章　謝辞 **55**

付 録 A　タンデム加速器系 **57**
A.1　負イオン入射系 57
A.1.1　セシウムスパッターイオン源 (SNICS2) 57
A.2　ペレトロン加速器 58
A.2.1　加速管と横型カラム 58
A.2.2　高電圧ターミナル 58
A.2.3　ペレットチェーン電荷搬送システム 58
A.2.4　絶縁ガス 58

A.2.5 四重極磁石 (Quadrupole Magnet) 59

第1章　序論

1.1　動機，目的

この実験の目的は，原子核の形や運動について考えてみたいと言うものである。

原子核は一方では一粒子的性質を持ち、他方では集団的性質を持っている。集団運動には主に二つあり、一つは回転運動であり、もう一つは振動である。

回転運動からは原子核の慣性モーメントが求まり、原子核の形の情報が得られる。今回の実験では原子核の振動から原子核の情報を得たいと思った。

集団励起により原子核は、陽子と中性子が互いに反対方向に振動する巨大双極子共鳴を起こす。これをいろいろな原子核について測定すると、原子核の形の違いから、違った特徴を持った結果が得られると考えられる。その具体例として図 1.1 のようなもので、球形に近い原子核に一つずつ中性子を入れていくことにより、原子核の形が回転楕円体に近づいていくため振動のモードがはじめは一つだったのが二つに増えているのがわかる。このようなデータから原子核の振動のモードや振動数、さらに原子核の形，変形度などが考察できるのではないかと考えた。

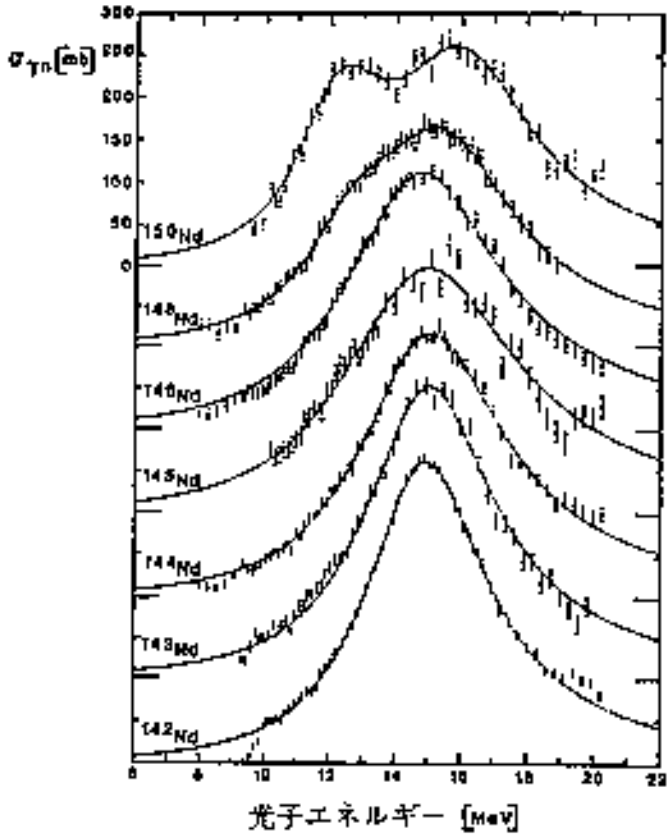

図 1.1: γ 線による中性子放出断面積をネオジム同位体について測ったもの [1]。ネオジムの同位体は球形核から変形核への遷移を示す。^{142}Nd は球形な原子核なので巨大共鳴は狭い。^{150}Nd は変形核なので二つのピークがある。

1.2 実験の概略

原子核の巨大共鳴にはさまざまモードが存在すると考えられているが、今回調べるものは双極子共鳴である。

巨大共鳴は一種の集団励起状態であり、この状態を観測するためには原子核をそのエネルギー準位まで励起してやらなければならない。励起させる手段として、今回は (p,γ)reaction を用いる。

(p,γ)reaction　ある原子核に proton をぶつけ、吸収させる。すると原子核は原子番号がひとつ大きな原子核となり、エネルギー的には入射 proton のエネルギーと質量欠損によって解放されたエネルギーの和の分だけ励起された状態になる。この励起状態から基底状態や、第一励起状態などに落ちるとき

に γ 線を放出する。概念図を図 1.2 に示す。

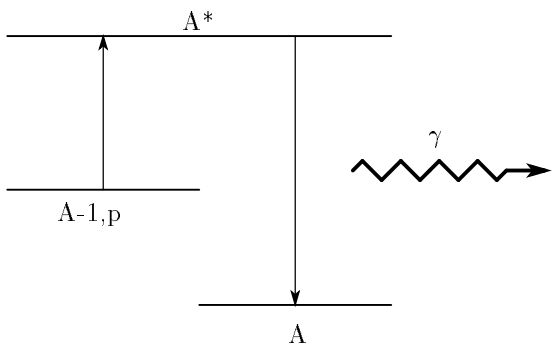

図 1.2: 概念図:${}^{A-1}_{Z-1}\mathrm{X(p,\gamma)}{}^{A}_{Z}\mathrm{Y}$

今回用いたターゲットは、${}^{59}_{27}\mathrm{Co}$、${}^{63}_{29}\mathrm{Cu}$ であるので、(p,γ) 反応によって、${}^{60}_{28}\mathrm{Ni}$、${}^{64}_{30}\mathrm{Zn}$ の巨大共鳴が観測できる。

放出された γ 線の検出には GSO をもちいたシンチレーションカウンターを使い、γ 線のスペクトルを得た。

proton の入射エネルギーを変えると、$(p,\gamma)\mathrm{reaction}$ の断面積が変化するために、シグナルの計数が変化する。この変化を、横軸を入射 proton のエネルギー (放出される γ 線のエネルギー)、縦軸を計数としてプロットすれば共鳴の中心エネルギー、幅を知ることができ、巨大双極子共鳴状態が観測できる。

第2章　理論

2.1　巨大双極子共鳴状態の励起エネルギー

1947 年に巨大双極子共鳴が発見される以前、Migdal は、同じスピン・パリティを持った状態が、ある固有の励起エネルギー領域に集中しているのではないかと考え、その励起エネルギーを予言した。citer1 以下、1^- 状態についてその概要を示す。

質量数 A の原子核が光を吸収するとき、E1 遷移に対して、外場は

$$\hat{f} = \sum_{k-1}^{A} \frac{1}{2}\{1 - \tau_3(k)\} r_k Y_{10}(\hat{\mathbf{r}}_k) \tag{2.1}$$

と書ける。$Y_{10}(\hat{\mathbf{r}}_k)$ は球面調和関数であり、τ_3 はアイソスピン演算子である。ただし k が中性子の時 $\tau_3(k) = 1$、k が陽子の時 $\tau_3(k) = -1$ とする。

従って基底状態 $|0>(0^+$ とする) にある原子核が E1 遷移により、状態 $|n>$ に励起される時、その遷移確率は

$$f_{n0} = |<n|\hat{f}|0>|^2 \tag{2.2}$$

に比例する。$|n>$ が 1^- であることは、$f_{n0} \neq 0$ のために必要である。

さて Migdal は 1^- 状態の平均励起エネルギーとして

$$\bar{\epsilon} = \left(\frac{\sum_{n=0}^{\infty}(E_n - E_0) f_{n0}}{\sum_{n=0}^{\infty} \frac{f_{n0}}{E_n - E_0}} \right)^{1/2} \equiv (\frac{S_2}{S_1})^{1/2} \tag{2.3}$$

を考えた。ただしこの場合注意が必要である。式 (2.1) の第一項は原子核の重心座標に比例しており原子核の内部構造を変えるものではない。従って以下では第二項のみを双極子演算子と考え、計算を進める。

$$\hat{f} \longrightarrow \hat{f}' \equiv -\frac{1}{2} \sum_{k=1}^{A} \tau_3(k) r_k Y_{10}(\hat{\mathbf{r}}_\mathbf{k}) \tag{2.4}$$

まず、S_2 は簡単に求まる。

$$S_2 = \sum_n (E_n - E_0)| <n|\hat{f}'|0>|^2 = \frac{1}{2} <0|[\hat{f}', [H, \hat{f}']]|0> \tag{2.5}$$

であり、核子の質量 M、V をポテンシャルとすると、ハミルトニアンは

$$H = \sum_{k=1}^{A} \frac{1}{2M} \mathbf{p}_k^2 + V(\mathbf{r}_1, \cdots, \mathbf{r}_A) \tag{2.6}$$

と書けるであろうから、

$$[V, \hat{f}'] = 0 \tag{2.7}$$

に注意すると、

$$S_2 = \frac{3A}{32\pi M} \tag{2.8}$$

を得る。上式は模型によらない和則であるが、Migdal は S_1 に対して次のような模型を考えた。まず S_1 の一般的な意味を考えると、ハミルトニアン

$$H' = H + \hat{f}' \tag{2.9}$$

に対し、$\hat{f}'$ を摂動ととらえた時、摂動を受けた基底状態を $|\phi>$ として、一次で

$$|\phi> = |0> - \sum_n \frac{<n|\hat{f}'|0>}{E_n - E_0}|n> \tag{2.10}$$

と書ける。即ち

$$S_1 = -\frac{1}{2} <\phi|\hat{f}'|\phi> \tag{2.11}$$

と書けるのであって $(0 \to 0$ は禁止)、更に $|\phi>$ を $\phi_k (k = 1, 2, \cdots, A)$ という A 個の核子の Slater 行列式で表すと、上式は

$$S_1 = \frac{1}{4}\int \{\rho_n(r) - \rho_p(r)\} r Y_{10}(\hat{\mathbf{r}}) d^3\mathbf{r} \tag{2.12}$$

で表される。ここに $\rho_n(r),\ \rho_p(r)$ は

$$\rho_n(r) = \sum_{k=1}^{N} |\phi_k(\mathbf{r})|^2,\ \rho_p(r) = \sum_{k=1}^{Z} |\phi_k(\mathbf{r})|^2 \tag{2.13}$$

である。式 (2.12) により、S_1 は双極子場 $\hat{f}'$ による原子核の偏極の大きさを示すものといえる。さて、Migdal の考えた模型として、原子核の核子密度分布 $\rho(r)$ を

$$\rho(r) = \rho_0 \theta(R - r) \qquad (\rho_0 = \frac{3A}{4\pi R^3}) \tag{2.14}$$

とする。ただし

$$\begin{aligned} \theta(R-r) &= 1 \qquad (R - r > 0) \\ &= 0 \qquad (R - r < 0) \end{aligned}$$

であり、原子核半径を R とした。中性子と陽子の分布は、各々

$$\rho_n(r) = \frac{N}{A}\rho(r), \quad \rho_p(r) = \frac{Z}{A}\rho(r) \tag{2.15}$$

であり、

$$\int \rho(r) d^3\mathbf{r} = A,\ \int \rho_n(r) d^3\mathbf{r} = N,\ \int \rho_p(r) d^3\mathbf{r} = Z \tag{2.16}$$

を満たす。更に Migdal は外場を受けた原子核が、エネルギー密度

$$E(\rho,\rho_n,\rho_p)=\beta\frac{(\rho_n-\rho_p)^2}{\rho}-\frac{1}{2}(\rho_n-\rho_p)rY_{10}(\hat{\mathbf{r}}) \tag{2.17}$$

を持って平衡を保っていると考えた。式 (2.17) 第一項は質量公式の非対称項であり、第二項は外場そのもののエネルギー密度である。質量公式の非対称項については後で述べる。平衡条件は、

$$\frac{\partial E}{\partial(\rho_n-\rho_p)}=0 \tag{2.18}$$

と書け

$$\rho_n-\rho_p=\frac{1}{4\beta}\rho rY_{10}(\hat{\mathbf{r}}) \tag{2.19}$$

を得る。式 (2.19) を式 (2.12) に代入すると

$$S_1=\frac{A<r^2>}{64\pi\beta} \tag{2.20}$$

核子分布は式 (2.14) で一様とおいたから、$<r^2>=\frac{3}{5}R^2$ であり、

$$S_1=\frac{3AR^2}{320\pi\beta} \tag{2.21}$$

を得る。式 (2.8)、式 (2.21) により

$$\bar{\epsilon}=\Big(\frac{4\pi\rho_0}{3}\Big)^{1/3}\sqrt{\frac{10\beta}{M}} \tag{2.22}$$

ということになる。
さて原子核の結合エネルギーにおける非対称項であるが、Fermi gas 模型を用いると、$N\neq P$ による全核子の平均運動エネルギーの変化は、一次で

$$\Delta E_{kin}=\frac{3}{10M}\Big(\frac{3\pi^2\rho_0}{2}\Big)^{2/3}\ \frac{5}{9}\frac{(N-Z)^2}{A} \tag{2.23}$$

と書ける。また、平均ポテンシャルの変化も同程度の寄与をする。核力は短距離の相互作用であるから、パウリ原理により、同種核子はそのスピンが反平行の時のみ相互作用する。異種核子間の相互作用は同種核子間の場合の二倍である。従って、非対称による核子あたりの平均相互作用エネルギーの変化は

$$\bar{V}=-\frac{1}{4}V_0\frac{(N-Z)^2}{A} \tag{2.24}$$

と書ける。V_0 はポテンシャルの井戸の深さであり、再び Fermi gas 模型を用いて、V_0 を Fermi エネルギーと核子あたりの結合エネルギーの和で表す。即ち

$$V_0=\frac{1}{2M}\Big(\frac{3\pi^2\rho_0}{2}\Big)^{2/3}+8.5\qquad(\mathrm{MeV}) \tag{2.25}$$

である [3]。尚、今回の実験で用いる原子核 (^{60}Ni, ^{64}Zn) を考慮して核子あたりの結合エネルギーは 8.5MeV とした。式 (2.23)、式 (2.24) により

$$\beta = \frac{1}{6M}\left(\frac{3\pi^2\rho_0}{2}\right)^{2/3} + \frac{1}{4}V_0 \tag{2.26}$$

であり、これと式 (2.22)、式 (2.25) により、実験により得られた巨大双極子共鳴状態の励起エネルギーから ρ_0、 即ち原子核の大きさが分かることになる。

2.2 和則

巨大双極子共鳴が発見されると、Goldhaber と Teller はその断面積の大きさに注目し、実験で得られた断面積を積分したものと式 (2.8) の和則値を比べてみた [4]。結果、実験値はすでに和則値を尽くしていた。和則値は全ての核子の寄与についての和であるから一個の核子が光を吸収して励起された一つの状態だけでは和則値を尽くし得ない。従って、巨大双極子共鳴は、全ての核子が共に関与している集団運動状態である。つまり、陽子と中性子が互いに逆位相で振動する集団振動状態であると理解された。
[5]

2.3 Breit-Wigner の公式

井戸型引力ポテンシャル

$$V(r) = \begin{cases} -V_0 & \mathrm{r} < \mathrm{a} \\ 0 & \mathrm{r} > \mathrm{a} \end{cases}$$

による質量 m の粒子の散乱を考える。このような系では図 2.1 に示すように

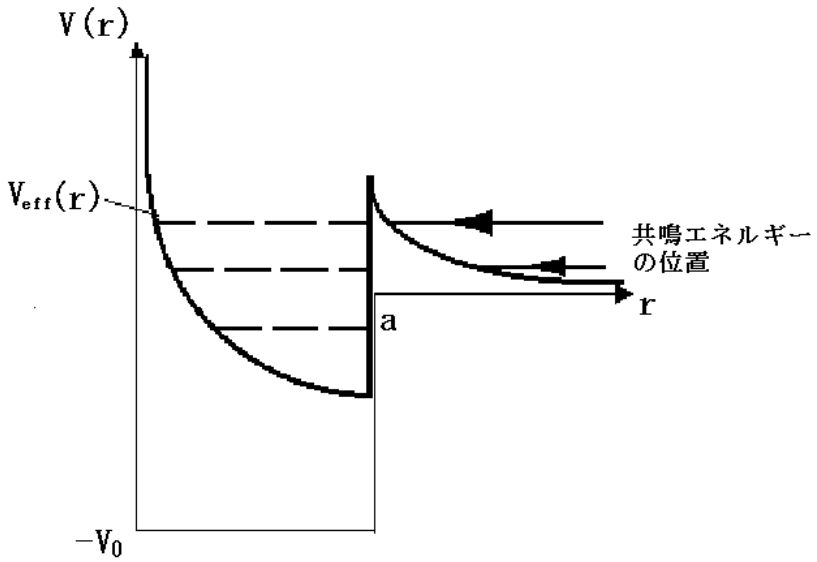

図 2.1: 引力の井戸型ポテンシャルによる共鳴状態

遠心力ポテンシャル障壁のために粒子が内側に捕らえられて束縛状態に似た状態になることがある。このような状態は、トンネル効果によって遠心力ポテンシャルの外へ漏れ出し、有限な寿命を持つ。これを共鳴状態と呼ぶ。

部分波展開をすることによって散乱振幅 $f(\theta)$ は

$$f(\theta) = \frac{1}{p}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)\exp(i\delta_l)\sin\delta_l P_l(\cos\theta) \tag{2.27}$$

また部分波振幅 $f_l(p)$ を具体的に

$$f_l(p) = \frac{1}{p\cot\delta_l - ip} \tag{2.28}$$

と表すことができる。ここで $p^2 = 2mE$ であり δ_l は l 波の位相のずれである。

入射エネルギーが共鳴状態のエネルギーを通過して増加すると、散乱の位相のずれは $\pi/2$ または $3/2\pi$ を通過して増加し、対応する部分波の断面積 $\sigma_l = \frac{4\pi(2l+1)}{p^2}\sin^2\delta_l(p)$ は取り得る最大値 $\frac{4\pi(2l+1)}{p^2}$ となる。$\delta_l(p) \sim \pi/2$ または $3/2\pi$ となるエネルギーを共鳴エネルギー

$$E_R = \frac{p_R^2}{2m} \tag{2.29}$$

で表す。

つぎに散乱振幅の共鳴エネルギー付近での振る舞いについて調べる。δ_l が小さい側から $\pi/2$ または $3/2\pi$ を横切るときに共鳴状態が起きる。すなわち、$\cot\delta_l$ は正の側からゼロを通過するであろう。よって

$$\cot\delta_l = \cot\delta_l|_{E=E_R} - c(E-E_R) + O[(E-E_R)^2] \tag{2.30}$$

と展開すると部分波振幅は

$$f_l(p) = \frac{1}{p}\frac{1}{\cot\delta_l - i} \tag{2.31}$$

$$= \frac{1}{p[-c(E-E_R)-i]} \tag{2.32}$$

となる。ここで $\frac{d}{dE}\cot\delta_l = -c \equiv -\frac{2}{\Gamma}$ と定義すると

$$f_l(p) = -\frac{\frac{\Gamma}{2}}{p[E-E_R+i\Gamma/2]} \tag{2.33}$$

となり、部分波断面積は

$$\sigma_l = \frac{\pi(2l+1)}{p^2}\frac{\Gamma^2}{(E-E_R)^2+\frac{\Gamma^2}{4}} \tag{2.34}$$

となる。これが Breit-Wigner の公式である。この Γ が共鳴の幅である [6]。

今回の巨大共鳴の励起関数もこのような形で記述できると考えた。このようにして共鳴の幅を求め次の節で示すようにこの幅を用いて共鳴状態の寿命を求める。

2.4 共鳴の幅、寿命

まず散乱の時間依存性を記述するシュレディンガー方程式

$$i\frac{\partial\psi}{\partial t} = H\psi \tag{2.35}$$

を考える。ハミルトニアン H の固有値を K とすると、波動関数 ψ の時間依存性は

$$\psi(t) = e^{-iKt} \tag{2.36}$$

となり、もし K が実数であれば状態 ψ の存在確率 $\rho(t)$ は

$$\rho(t) = |\psi(t)|^2 = 1 \tag{2.37}$$

であるからこの状態は時間が経っても安定に存在する。しかしこの状態が散乱現象を表していて、衝突の時間につくられ有限の寿命 τ で減衰するものとすると $\rho(t)$ は次の形になるべきである。

$$\rho(t) = e^{-t/\tau} \tag{2.38}$$

$\rho(t)$ がこの形になるためには、K は実数ではなくて

$$K = E_R - \frac{i}{2\tau} \tag{2.39}$$

と書け、したがって

$$\psi(t) = e^{-i(E_R - i/2\tau)t} \tag{2.40}$$

となっているべきであろう。この状態のエネルギー依存性 $\psi(E)$ を考えると

$$\psi(E) = \int_{-\infty}^{\infty} \psi(t) e^{iEt} dt \tag{2.41}$$

となる。$\psi(t)$ は $t = 0$ の瞬間につくられる状態であるから

$$\psi(E) = \int_0^{\infty} e^{i(E-E)_R + i/2\tau} dt \tag{2.42}$$

$$= \frac{i}{E - E_R + \frac{i}{2\tau}} \tag{2.43}$$

となるが、この右辺のエネルギー分母は、共鳴振幅に現れるものに一致しており、さらに共鳴幅 Γ と寿命 τ の間に不確定性関係 $\Gamma\tau = 1$ が有ることを示している。これから寿命が求まる [7]。

第3章　実験装置

3.1　ターゲット

3.1.1　ターゲットの特徴

今回用いたターゲットは、$^{59}_{27}$Co、$^{63}_{29}$Cu である。

変形の度合いから言えば、原子番号の大きな原子核のほうが観測しやすいであろうが、クーロン障壁が高くなり count rate が非常に小さくなることが予想される。したがって今回はなるべく小さな原子番号の核種について調べることにした。

$^{59}_{27}$Co $^{59}_{27}$Co が proton を吸収してできる原子核は、$^{60}_{28}$Ni であるが、この原子核は陽子数が 28 で魔法数となっているため形状は球形である。このため、他の原子核に比べて、励起関数にははっきりとしたピークが現れると予想して採用した。同位体比は 100 %である。

$^{63}_{29}$Cu 今回用いた Cu の同位体比は、^{63}Cu が 69 %、^{65}Cu が 31 %である。これらの核種で proton を吸収することによって放出されるエネルギーに 1.2MeV の差があるため、二つのピークが出ることが予想される。

ターゲットの特徴について、表 3.1 にまとめる。厚さについては、多重散乱がなるべく少なくなるように選んだ。

ターゲット	Co	Cu
厚さ (mm)	0.004	0.005
密度 (g/cm^3)	8.90	8.93
面積密度 (mg/cm^2)	3.56	4.47
エネルギー損失 (MeV)	0.101	0.126
E_b(MeV)	9.53	7.71/8.92
クーロン障壁 (MeV)	6.56	6.92

表 3.1: ターゲットの特徴：エネルギー損失は 10MeV の proton がターゲット中で落とすエネルギー。E_b はターゲットの原子核が proton を吸収して、次の原子核になるときに開放されるエネルギー。Cu について、E_b は左が ^{63}Cu、右が ^{65}Cu であり、その他の項目については ^{63}Cu を用いた。

3.1.2　クーロン多重散乱

断面積を算出するために、入射ビームの内ファラデーカップに入らなかった量を知る必要がある。そのため、ターゲットによるクーロン多重散乱を考慮に入れる。

物質の放射長を $X_0(\mathrm{g/cm^2})$、物質の厚さを $x(\mathrm{g/cm^2})$、入射 proton のエネルギーを $E_{kin}(\mathrm{MeV})$ とすると、

$$< \theta^2 >= \left(\frac{10.6}{E_{kin}} \right)^2 \frac{x}{X_0} \tag{3.1}$$

である [8]。

多重散乱によって proton は角度について標準偏差 $\sigma = \sqrt{< \theta^2 >}$ のガウス分布をする。今回ターゲットとして用いた $^{59}\mathrm{Co}$ ($4\mu\mathrm{m}$) と $^{63}\mathrm{Cu}$ ($5\mu\mathrm{m}$) について計算し、断面積の算出に用いた。表 3.2、表 3.3 にその一部を載せる。

Energy(MeV)	σ(rad)	ファラデーカップに入る割合 (%)
7	0.024	66
9.5	0.018	80
12	0.014	90

表 3.2: $^{59}\mathrm{Co}$ のクーロン多重散乱

Energy(MeV)	σ(rad)	ファラデーカップに入る割合 (%)
8	0.024	65
10	0.019	76
12	0.016	84

表 3.3: $^{63}\mathrm{Cu}$ のクーロン多重散乱

3.1.3　ターゲットホルダー

ターゲットホルダーには、クーロン障壁が 14MeV と十分高い Ta を用いた自作のラダーを使った。図 3.1、3.2 は、ラダーにターゲットをとりつけた図である。上から、赤銅色の $^{63}\mathrm{Cu}$、酸化して黒色の $^{59}\mathrm{Co}$ である。

図 3.1: ターゲットホルダーをビーム上流から見たもの

図 3.2: ターゲットホルダーをビーム下流から見たもの

3.2 検出器と回路

3.2.1 GSO

今回用いたシンチレーターは、$Gd_2SiO_5(GSO)$ の結晶である。まずは、GSO の特徴を表 3.4 にまとめる。また実物の写真が、図 3.3 ~ 図 3.6 である。側面から見ると白濁色をしているが、正面から見ると結晶は透明であることがわかる。また、結晶奥の光電子増倍管の光電面が二重に見えるが , これは GSO の結晶の性質から複屈折しているためである。形状としては円筒形をしていて、半径は 2.5cm、長さは 8.0cm である。

図 3.3: 検出器全体図

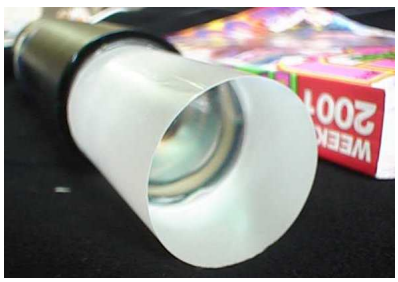

図 3.4: 検出器を斜めから見た図。

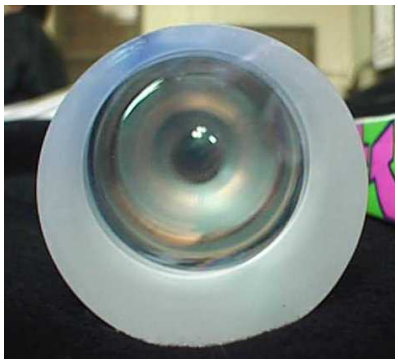

図 3.5: GSO の結晶を正面から見た図

図 3.6: GSO の結晶を側面から見た図

密度 (g/cm^3)	6.71
Radiation length(cm)	1.38
Decay const (ns)	30 ~ 60
Light yield(for NaI)	20%
Energy resolution(^{137}Cs)	14%

表 3.4: GSO の特徴

3.2.2 検出効率

まず最初に断っておくが、今回の実験の目的は励起関数のピークエネルギー、および幅を知ることであるから、断面積の絶対値はそれほど重要ではない。もちろん検出効率がエネルギーに大きく依存するならば影響は大きいが、今回のエネルギー領域では影響は少ないことがわかる。それを考慮した上で非常に大まかではあるが、われわれが用いた検出器の γ 線に対する検出効率を γ 線と物質の相互作用から算出する。

われわれが検出する γ 線のエネルギー領域は 15MeV ~ 20MeV 程度で、この領域での相互作用は Compton 散乱と pair creation が主である。その比は γ 線の物質との相互作用の断面積を用いて質量減衰係数を求めて得た。簡単のため Compton 散乱した γ 線は結晶の外に逃げるとする。残った γ 線は電子・陽電子対を作る。

この電子・陽電子対はほぼ γ 線の進行方向に放出されると考えてよい。電子の飛程は $5.2g/cm^2$ であるとすると、結晶中では 0.774cm 進んで止まる。この飛程は結晶の大きさに比べて十分小さいので電子、陽電子は結晶中で止まると考える。

結局、検出効率は対生成の割合で与えられて、表 3.5 であたえられる。

これらの議論は非常に大雑把であるから、断面積の絶対値を評価したい場

	15MeV	20MeV
Compton 散乱	24%	18%
pair creation	76%	82%
検出効率	76%	82%

表 3.5: 断面積と検出効率

合にはより正確に求めなければならない。これはシミュレーションによって可能となる。この方法については今後の課題としておく。

3.2.3 エネルギーキャリブレーション

今回私たちは ^{60}Co (1.173MeV、1.332MeV)、^{137}Cs (0.6616MeV)、宇宙線 (47.4MeV) を用いてエネルギーキャリブレーションを行った。それぞれ実験中と同じセットアップでデータを PHA でとり、エネルギーと PHA のチャンネルの関係を調べた。

宇宙線のエネルギー同定

今回私たちが用いた検出器 GSO は円柱形 (半径 2.5cm、長さ 8.0cm) であったため、宇宙線が GSO によって落とすエネルギーは一様ではない。そのため、図 3.7 のように GSO の上下にプラスチックシンチレーター (2cm×2cm) を置き、真上からの宇宙線のみを測定した。

また、宇宙線が GSO によっておとすエネルギーを Bethe-Bloch の式より計算した。GSO は化合物であるため次の式を用いた [9]。

$$\frac{dE}{dx} = w_1 \left(\frac{dE}{dx}\right)_1 + w_2 \left(\frac{dE}{dx}\right)_2 + \cdots \tag{3.2}$$

$$w_i = \frac{a_i A_i}{A_m} \tag{3.3}$$

ここで、a_i は化合物に含まれる i 番目の元素の原子の数であり、A_i は i 番目の元素の質量数である。また、$A_m = \Sigma a_i A_i$ である。

GSO の密度を 6.71g/cm^3 とし宇宙線が通過する GSO の厚さを 5cm とすれば、式 (3.2) より宇宙線が GSO によっておとすエネルギーは 47.4MeV となる。

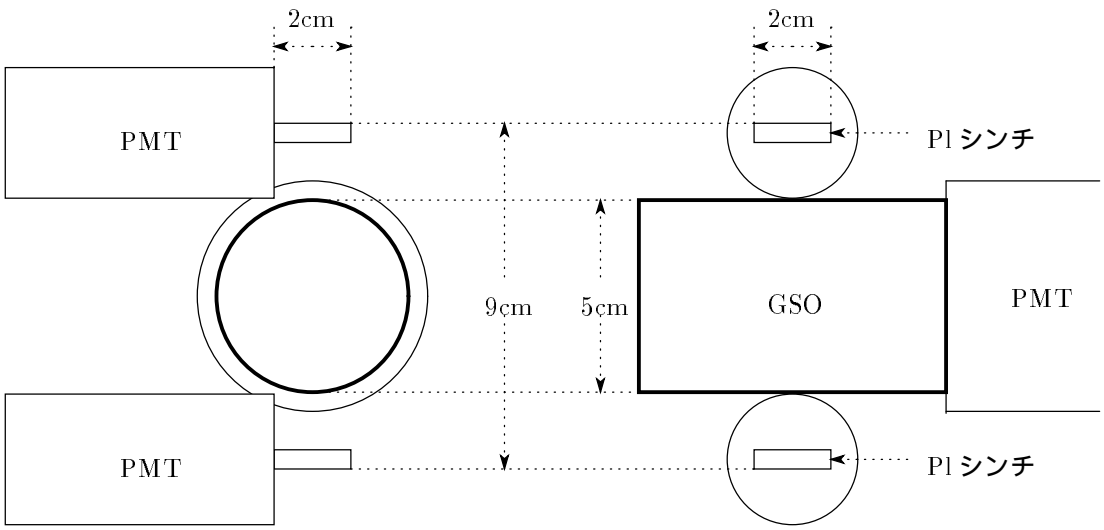

図 3.7: 宇宙線測定時のセットアップ

光電子増倍管の線形性

今回私たちは宇宙線を用いてエネルギー較正を行ったが、宇宙線のエネルギーは高く (光電子増倍管から直接のシグナルは 6 ~ 7V) 光電子増倍管はサチレーションをおこしている可能性がある。そのため、ライトパルサーを用いて光電子増倍管の線形性を調べた。電圧は 1600V をかけてある。図 3.8 が今回用いた光電子増倍管の特性である。グラフの曲線は三次関数でフィットしたものである。これより、光電子増倍管の出力が 6200mV のときに線形であると仮定したときから 10% 電圧が下がっていることがわかる。

キャリブレーションの方法

まず、PHA のチャンネル (ch) とオシロスコープでのパルスのピーク電圧の読み (mV)、エネルギー (MeV) とパルサーの光量 (Amp) はそれぞれ線形の関係にあるとした。即ち

$$\text{チャンネル (ch)} \propto \text{pulse height(mV)} \tag{3.4}$$

$$\text{エネルギー (MeV)} \propto \text{パルサーの光量 (Amp)} \tag{3.5}$$

図 3.8 よりパルサーの光量と pulse height の関係がわかる。これを三次関数でフィットした (図 3.8 の曲線)。その関数を $f(x)$ とすると、チャンネルとエネルギーは式 (3.4) と式 (3.5) の関係にあることから、チャンネルとエネルギーの関係は

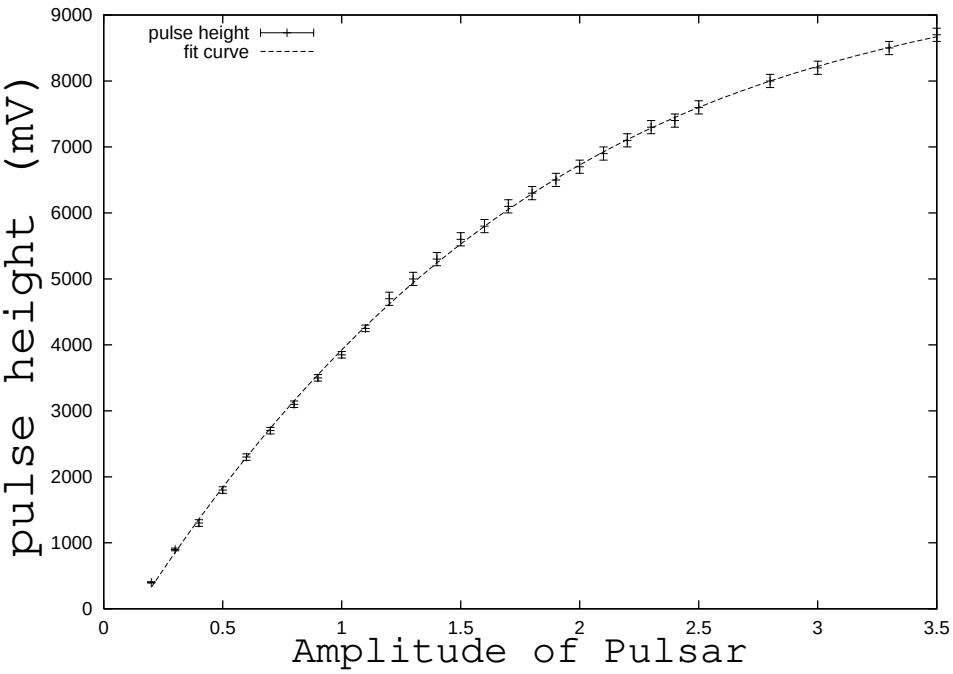

図 3.8: Photo Multitube の線形性

$$y = \alpha \times f(\gamma \times x + \delta) + \beta \tag{3.6}$$

で表される。この関数で ^{60}Co、^{137}Cs ソース、宇宙線より得られた ch-MeV 間のグラフをフィットすることにより α、β、γ、δ を求めた。フィットした関数とソース、宇宙線のグラフを図 3.9 に示す。十字の点がソース、宇宙線であり、曲線がフィットした関数である。

この関数を用いてエネルギーキャリブレーションをした。

3.2.4 回路

今回の実験で用いた回路を図 3.10 に載せる。

回路の設定

今回の実験で用いた回路の設定は次のようである。

Amplifier gain は 5、peaking time は 2μs とした。パルスの幅を長くするとパイルアップをおこしやすいため、peaking time はなるべく短くしたかっ

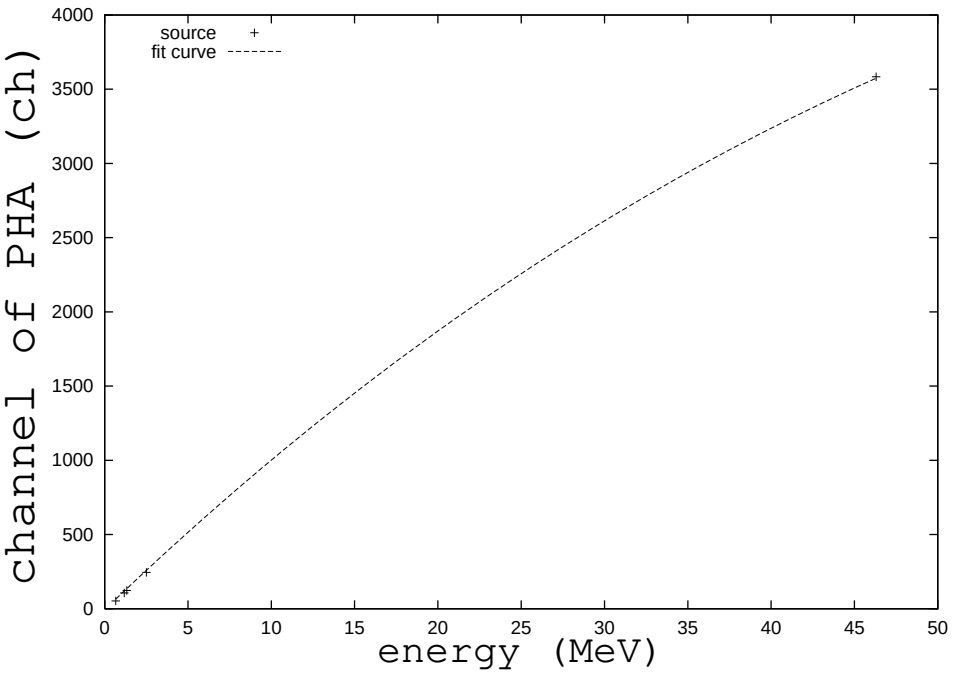

図 3.9: PMT のエネルギー・チャンネル特性

たのだが、用いた回路が早いパルスに対応していなかったため (GSO のパルスの幅は数十 ns である)、この設定にした。

Delay Amplifier　Linear Gate でのタイミングを合わせるために用いた。2.5μs のディレイをかけた。

Timing Single Channel Analyzer　パルスを矩形波にするためと、ノイズと思われる低い電圧のパルスをカットするために用いた。以下では TSCA と略す。

Discriminator　ノイズと思われる低い電圧のパルスをカットするために用いた。レベルを -30mV に設定し、これより電圧の小さいパルスをカットした。

Gate Generator　coincidence でのタイミングを合わせるためと、パルスの幅を広げるために用いた。なるべく多くの宇宙線を除去するためにパルスの幅を 2μs に広げた (TSCA からのパルスは 20ns である)。

concidence　宇宙線を除去するために用いた。プラスチックシンチレータからのシグナルを veto に用いた。

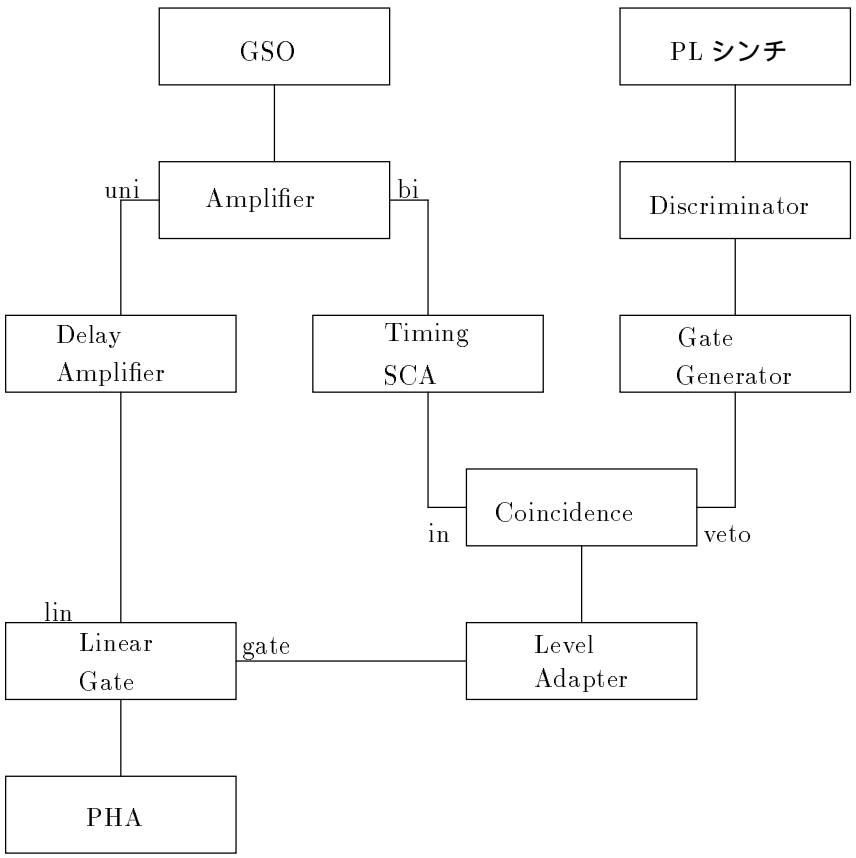

図 3.10: 回路図

Level Adapter　今回の実験で用いた Linear Gate はプラスの波形しか読まない。coincidence からの波形はマイナスであるために Level Adapter を用いて波形を反転させた。

Linear Gate　宇宙線が入らなかったときのみゲートを開くようにし、宇宙線をカットした。ゲートの幅は 5μs とした。

回路の目的

今回この回路を用いた目的は、宇宙線を除去することである。宇宙線除去の節 3.5 で詳しく触れるが、今回の実験において宇宙線の除去は必須であった。

この回路では coincidence 回路でアンチコインシデンスをとり、Linear Gate でコインシデンスをとった。これと逆の回路の組み方も考えられるが、TSCA での低電圧パルスのカットを利用するためにこちらを取った。

3.3　入射 proton ビーム

今回の実験に用いた proton ビームについてのべる。

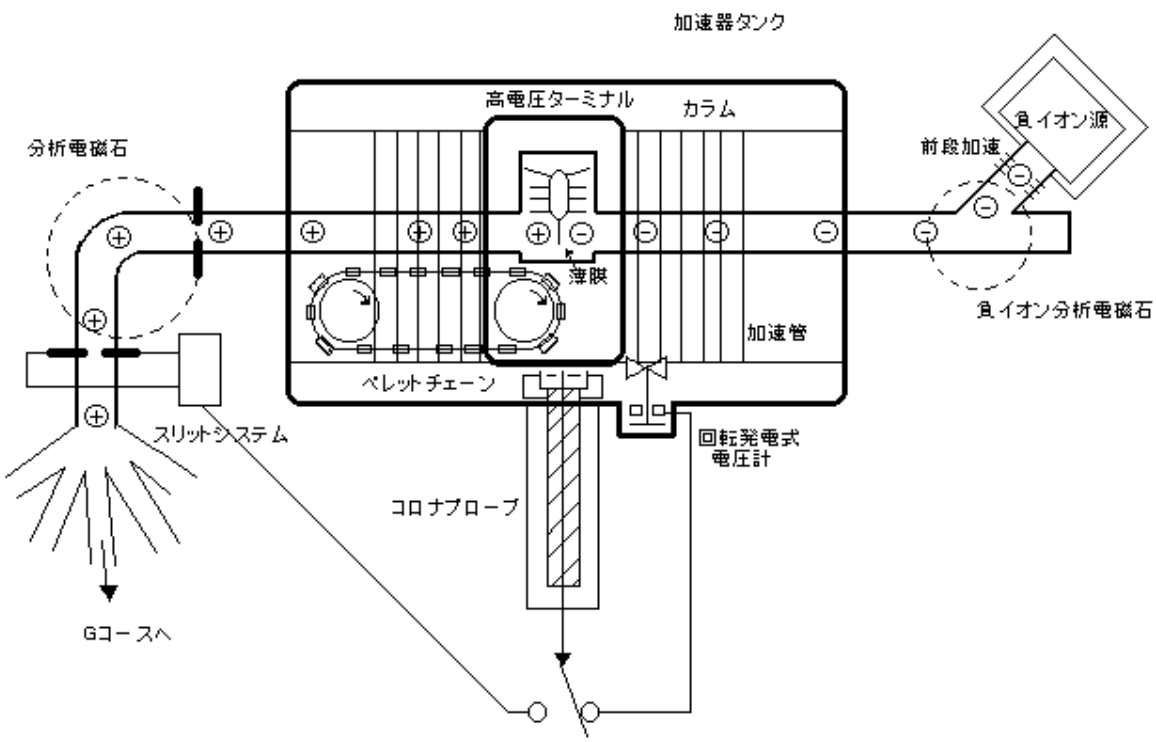

図 3.11: タンデム加速器模式図

3.3.1　タンデム加速器

加速器はタンデム静電加速器を用いた。

タンデム加速器は、まず負イオン源からの前段加速器で 150~200keV に加速された負イオンを加速器タンクに入射する。負イオンはタンクと高圧電極の間の電圧で加速され、炭素の荷電ストリッパー薄膜に衝突し電子を剥ぎと

られ正イオンになる。正イオンに対しては今度は電場が逆に働きさらに加速する。剥ぎとられた電子の個数を n_e 個、ターミナル電圧を $V_t(\mathrm{MV})$ とすると正イオンのエネルギー E は $E = n_e \cdot V_t(\mathrm{MeV})$ となる。加速器関係で更に詳しいことについては付録 A に表す。

今回の実験では入射粒子には proton を用いるのでターミナル電圧の 2 倍のエネルギーが得られる。

ターミナル電圧の範囲は 3.5~6.0 MV、電圧安定性は 2kV である。proton の入射エネルギーは 7.0MeV~12.0MeV になる。運動量で表すと 115MeV/c~150MeV/c である。

3.3.2 90 度分析電磁石 (90 Analysing Magnet)

加速器からでた正イオンは分析電磁石によって 90 度曲げられる。正イオンの運動量 $P(\mathrm{MeV/c})$ と磁石の磁場 $B(\mathrm{T})$ の関係は磁石の半径を $R(\mathrm{m})$ とすると

$$P = 300B \cdot R$$

であるので、磁場の値を調節することによって欲しい運動量の粒子だけを分離することができる。

タンデムの分析電磁石の重量は 5000kg で、曲率半径は 800mm、偏向角は 90 度、最高磁場は 13000 ガウス、分散 D は 3500mm である。

磁石の下流側のスリットは最大で 2mm 広げたので入射粒子の運動量の精度はおおよそ 200keV/c である。

3.3.3 振分電磁石 (Switching Magnet)

分析電磁石で得られたビームを G コースに導いて実験をおこなう。G コースに導くには振分電磁石を用いる。タンデムの振分電磁石の重量は 5000kg で、最大偏向角は 60 度、最高磁場は 12000 ガウスである。

3.4　セットアップ

3.4.1　G コース周りの配置

われわれの検出器は G コースに対して図 3.12 のように配置した。図 3.12 は紙面の都合上、縮尺、縦横の比率は一定ではない。

鉛ブロックの配置についてだが、バックグラウンドとなる γ 線の除去を目的としているため、proton がパイプなどにあたって発生する γ 線が通過する厚さが 10cm 以上になるように配置した。それにあわせて GSO も首をすくめたように配置してある。小型散乱層の両側につけたアクリル板は、ターゲットにより散乱した proton を除去するものである。検出器の周りについての詳しい図は、図 3.13、3.14 を参照のこと。

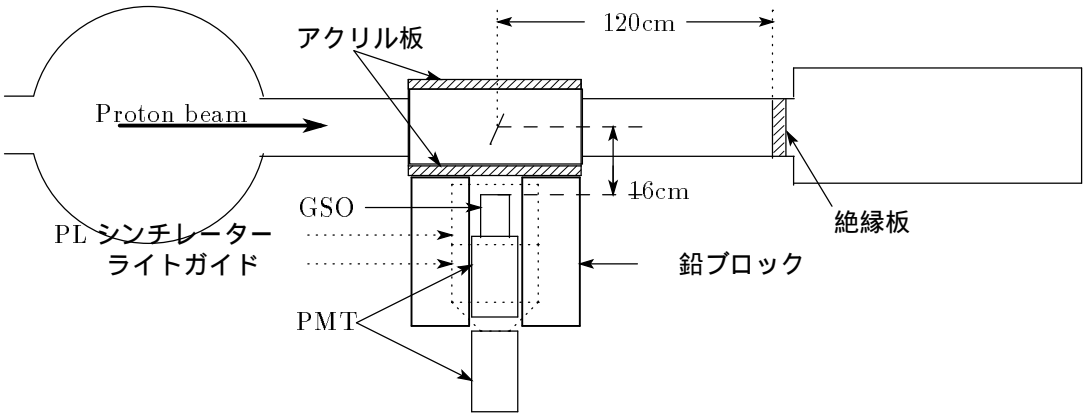

図 3.12: 上から見た図:Beam は左手方向から、右手方向へ

3.4.2　GSO・プラスチックシンチレーターの配置

検出器の周りを拡大し、ターゲットから見たもの (図 3.13)、ビーム上流から見たもの (図 3.14) をしめす。プラスチックシンチレーターは宇宙線除去のために設けた。

3.5　宇宙線除去

巨大双極子共鳴からのシグナルの count rate は 0.3cps ぐらいであると予想されていた。宇宙線は $1\mathrm{cm}^2$ におよそ毎分 1 個の割合で降ってくると考えると、検出器の面積は $40\mathrm{cm}^2$ であることから 0.7cps のカウントをする。また、検出器の形状から宇宙線からのシグナルは $0 \sim 40\mathrm{MeV}$ の広い範囲に検出

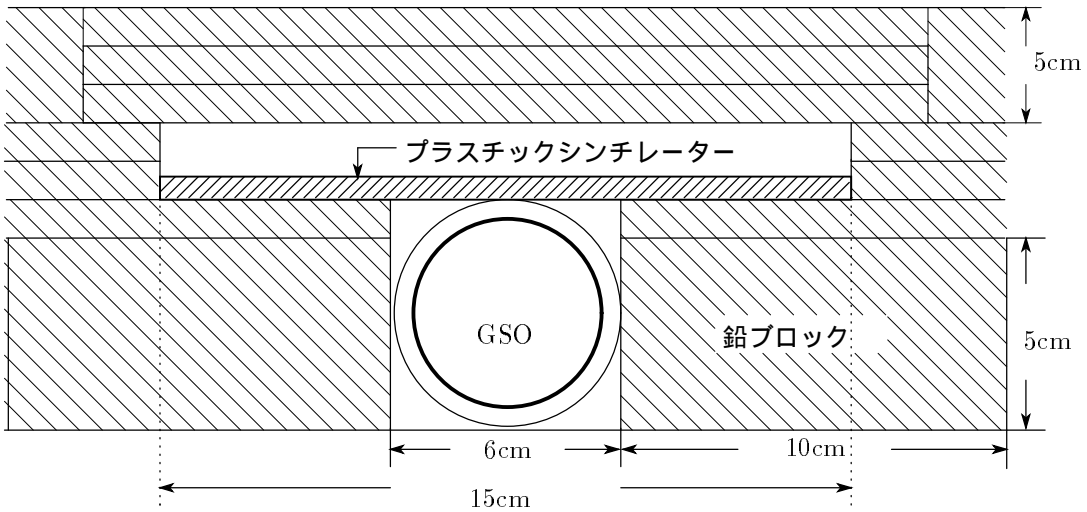

図 3.13: ターゲットから見た図

される。このため、今回の実験において宇宙線の除去は必須であったと考えられる。

3.5.1 方法

方法としては図 3.12、3.13 のように γ 線検出器 GSO(半径 2.5cm、高さ 8cm の円柱形) の上にプラスチックシンチレーター (15cm×12cm、厚さ 5mm) を置き、アンチコインシデンスをとった。

プラスチックシンチレーターからのシグナルを Discriminator(level -30mV) をとおし、Gate Generator で 2μs の巾に広げた。Discriminator のレベルを -30mV と低く設定した理由はプラスチックシンチレーターを通過した宇宙線をなるべくよみ落とさないようにするためである。また、coincidence 回路において確実に宇宙線を veto するため、Gate Generator を用いてパルスの巾を広げた。

3.5.2 除去率

宇宙線の除去率を求めるために以下の 3 通りの方法でデータを PHA でとった。また、その結果を表 3.6 にまとめた。

- プラスチックシンチレーターと GSO のコインシデンス。coincidence 回路でコインシデンスをとったため、GSO からのシグナルは Timing Single Channel Analyzer (以下では TSCA と略す) とおっている。このデータを coin とする。

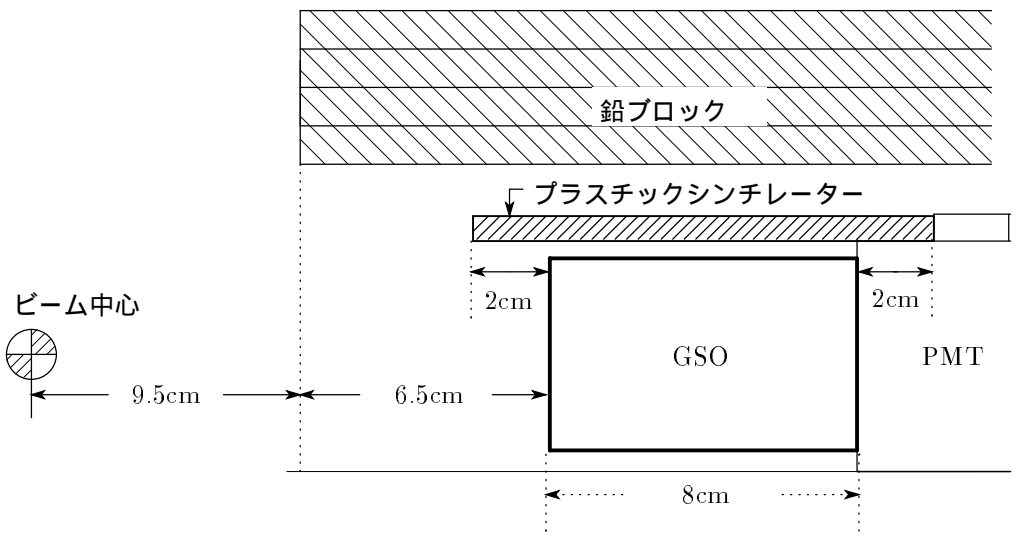

図 3.14: ビームの上流から見た図

- プラスチックシンチレーターによる veto。coincidence 回路で veto をとったため、GSO のシグナルは TSCA をとおっている。このデータを veto とする。
- GSO のシグナル (through)。Linear Gate 回路で gate normal にしたため、GSO のシグナルは TSCA をとおっていない。このデータを through とする。

状況	全カウント (c/s)	10MeV 以上のカウント (c/s)
coin	0.50±0.041	0.40±0.036
veto	1.08±0.059	0.19±0.025
through	1.93±0.079	0.69±0.047

表 3.6: 宇宙線除去のデータ

私たちが知りたいのは巨大双極子共鳴付近での宇宙線の除去率であることから、10MeV 以上について考える。データとして表 3.6 の coin と veto のみを用いて除去率を計算すると

$$\text{除去率} = \frac{0.40}{0.40+0.19} \times 100 \tag{3.7}$$

$$= 68 \pm 4(\%) \tag{3.8}$$

となる。

3.5.3 除去率についての考察

宇宙線の除去率は約 70% となり、除去しきれなかったが、その原因として次のことが考えられる。

用いたプラスチックシンチレーターはシンチレーターとライトガイドの間にアクリル板 ($15\mathrm{cm}\times 8\mathrm{cm}$、厚さ $5\mathrm{mm}$) を入れたものである。アクリル板とシンチレーター、ライトガイドの接触面はやすりで磨いたのだが、どうしても丸みが残ってしまい、そのために光が逃げてしまったのではないかと考えられる。

第4章　本実験

4.1　インテンシティー

ある測定時間間隔に複数の信号が入ったために実際より高いエネルギーの信号として測定されるパイルアップはバックグランドに影響する。インテンシティーが高くなるにつれてパイルアップの数も増加するため、あまりインテンシティーを高くしすぎると目的とする巨大共鳴のシグナルがパイルアップに埋もれてしまうことが起こりうる。しかし、あまり低いインテンシティーにすると今度は、巨大共鳴のシグナルの数があまり多くないために、測定時間を膨大にしなければならなくなる。そこで、今回の実験では適切なインテンシティーを決めるために、測定を始める前にいくつかインテンシティーを変えてデータをとりパイルアップの影響を調べた。ターゲットは Co で入射粒子のエネルギーは $10\mathrm{MeV}$ とした。

図 4.1、4.2、4.3、4.4 にシグナルの様相を示す。

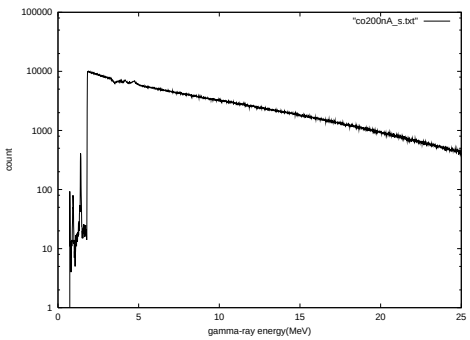

図 4.1: Co10MeV 200nA

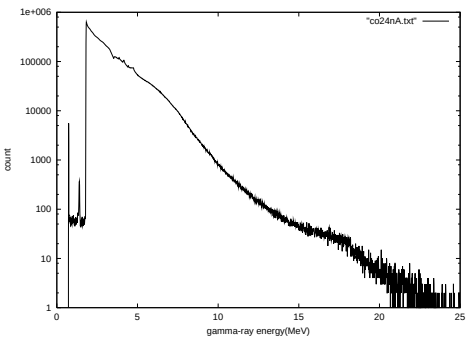

図 4.2: Co10MeV 24nA

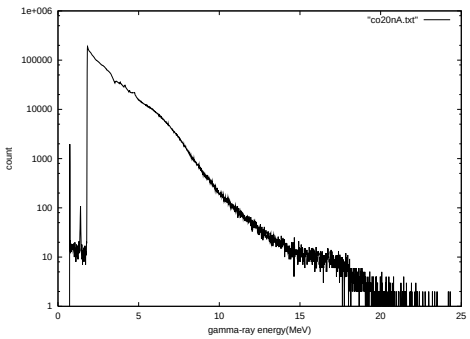

図 4.3: Co10MeV 20nA

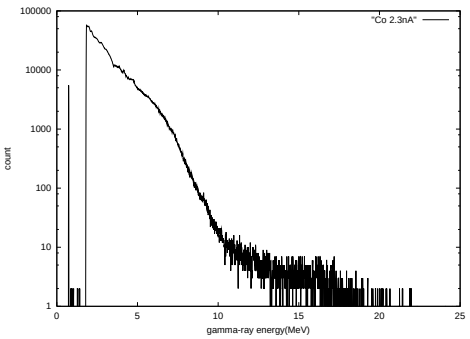

図 4.4: Co10MeV 2.3nA

200nA にしたときは明かにシグナルがパイルアップに埋もれているのがわかる。(4.1 参照) 次に 2.3nA のときと 20nA と 24nA のシグナルを比較する。比較する際に入射粒子数を 2.3nA の値を基準としてそろえておく。こうして得られたデータをグラフに表してシグナルを比較する。2.3nA のときと比べて多くなっている部分はパイルアップの影響と考える。

2.3nA と 20nA のグラフを重ねたものを図 4.5 に表す。

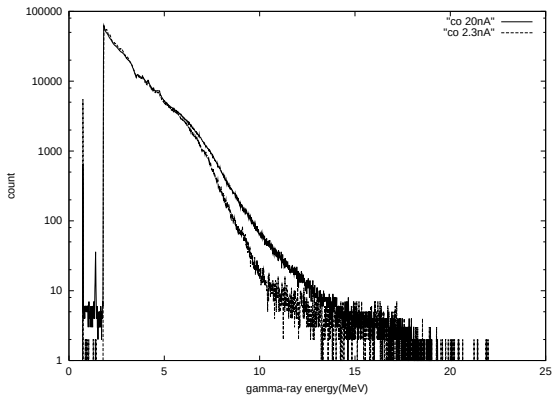

図 4.5: 20nA と 2.3nA の時の比較

14MeV までの領域ではパイルアップの影響から count 数は 20nA の方が多いが 14MeV 以降では同じような形をしている。今回見たいシグナルの領域は 18MeV 付近であるのでパイルアップの影響はこの領域に対しては少ないと見積もり、インテンシティーを 20nA 辺りに決めて実験を行った。

実験後、実際のところどの程度パイルアップがあったのか以下の方法でを評価した。ターゲットが Cu で入射エネルギーが 10MeV のときのデータも 2nA のときと 12nA のときの 2 つがあるので 10MeV の Co のデータとともに、予想されるシグナル領域近辺でエネルギー幅を 1MeV 刻みにとり、各々のエネルギー幅でのパイルアップの count rate を調べた。12nA のデータに 2nA のときの count rate にインテンシティーの比 (12/2=6) をかけたもので差し引いて、実際のパイルアップ数が表せると考えた。その結果を図 4.6 に示す。Co の 10MeV は 20nA と 24nA のデータを 2.3nA のデータで同様の処理をして得られたものを図 4.7 に示す。

仮にパイルアップが全く無ければ count rate は 0 になると考えられる。

Cu のときでは 2nA と 12nA のシグナルに対して 14MeV から 19MeV の間のいずれのエネルギー領域でもパイルアップの count rate は 0 以下であり、パイルアップの影響は少ないと見積もった。

Co のときは 14MeV から 18MeV のあいだの count rate は 0 とみなせるものではなかった。そのためこのインテンシティーでは残念ながらパイルアップがシグナル領域にいくらか食い込んできている可能性がある。しかし、パ

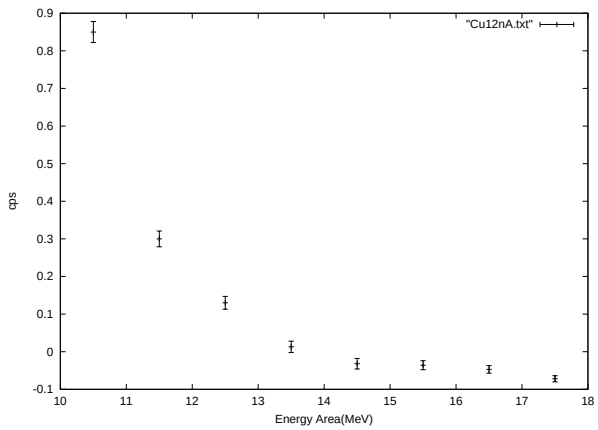

図 4.6: 入射エネルギー 10MeV における Cu の 2nA と 12nA のパイルアップ数 (cps)

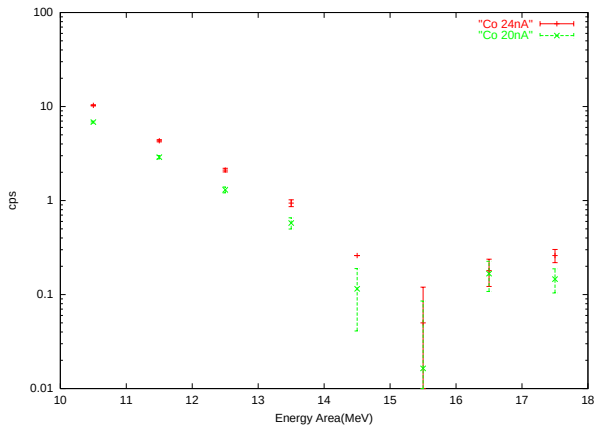

図 4.7: 入射エネルギー 10MeV における Co の 20nA と 24nA のパイルアップ数 (cps)

イルアップの count rate は 20nA と 24nA のときでほとんど変化していないので、インテンシティーを変えた際のパイルアップの効果はこのインテンシティー領域では変化していない。

以上から、このインテンシティー領域での測定は妥当であったと判断する。

4.2　実験データ

3 章の setup に従い、得られたデータを図 4.8～ 図 4.27 に Co、Cu の順に示す。縦軸は PHA のカウント数、横軸は proton energy である。

4.2.1　Co

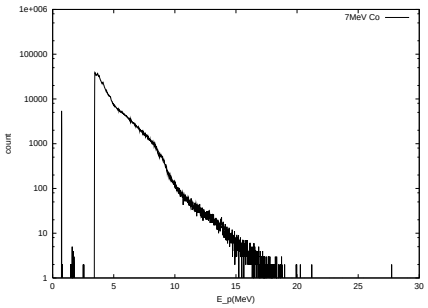

図 4.8: ^{59}Co　7MeV

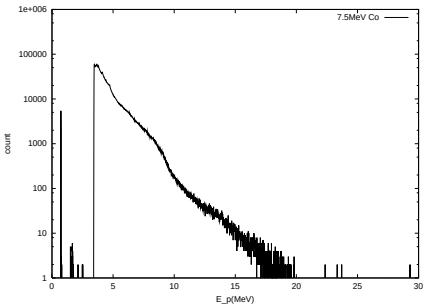

図 4.9: ^{59}Co　7.5MeV

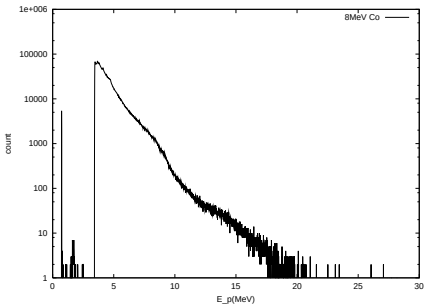

図 4.10: ^{59}Co　8MeV

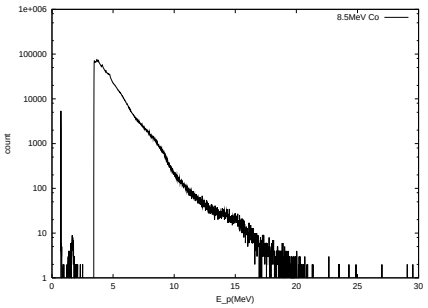

図 4.11: ^{59}Co　8.5MeV

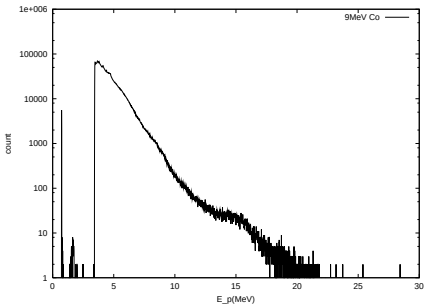

図 4.12: ^{59}Co　9MeV

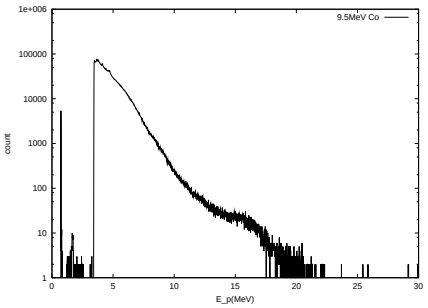

図 4.13: ^{59}Co　9.5MeV

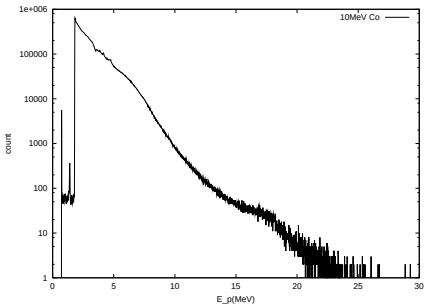

図 4.14: ^{59}Co　10MeV

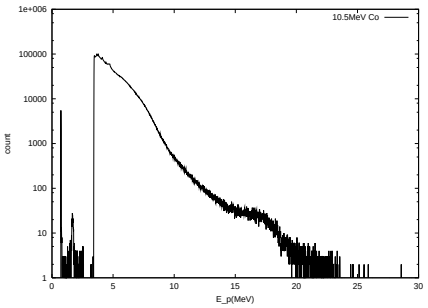

図 4.15: ^{59}Co　10.5MeV

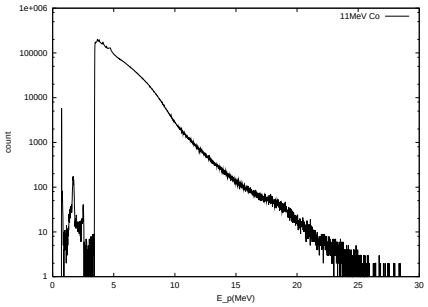

図 4.16: ^{59}Co　11MeV

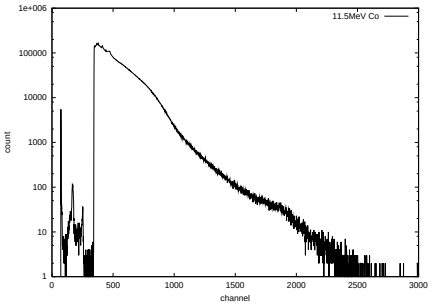

図 4.17: ^{59}Co　11.5MeV

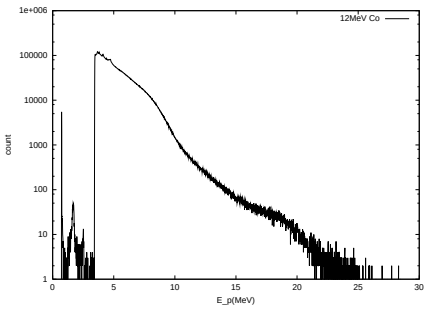

図 4.18: ^{59}Co　12MeV

4.2.2 Cu

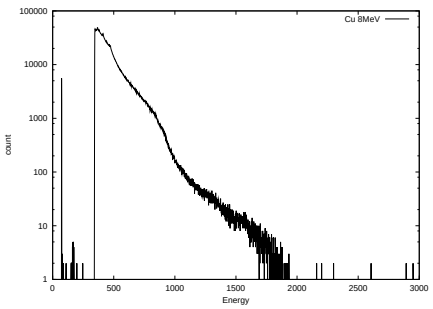

図 4.19: ^{63}Cu 8MeV

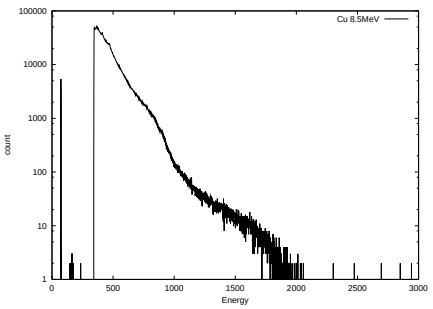

図 4.20: ^{63}Cu 8.5MeV

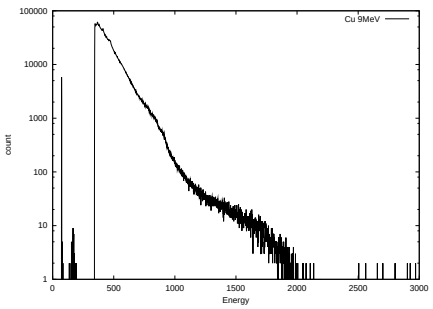

図 4.21: ^{63}Cu 9MeV

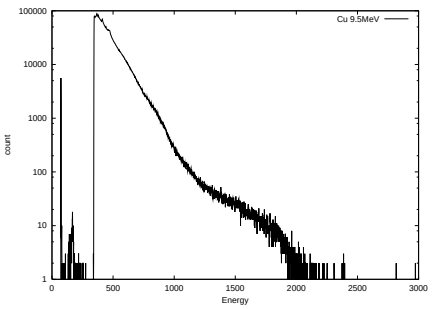

図 4.22: ^{63}Cu 9.5MeV

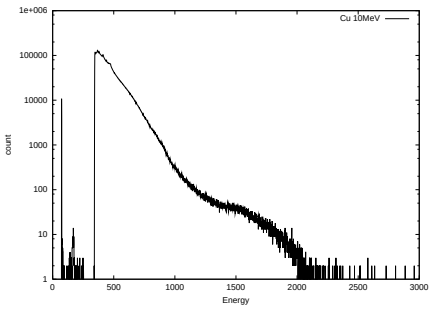

図 4.23: ^{63}Cu 10MeV

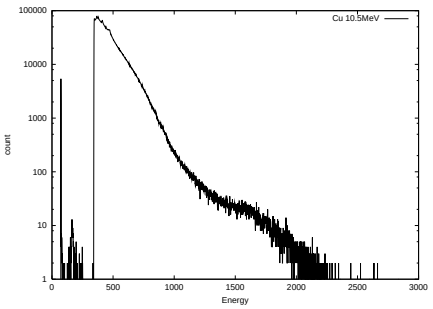

図 4.24: ^{63}Cu 10.5MeV

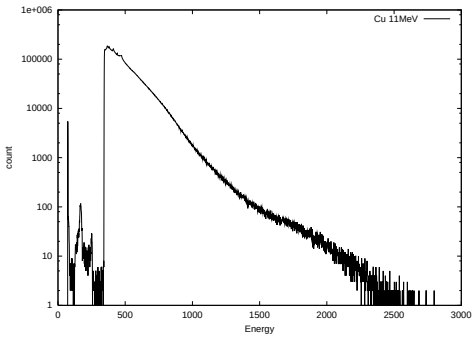

図 4.25: ^{63}Cu　11MeV

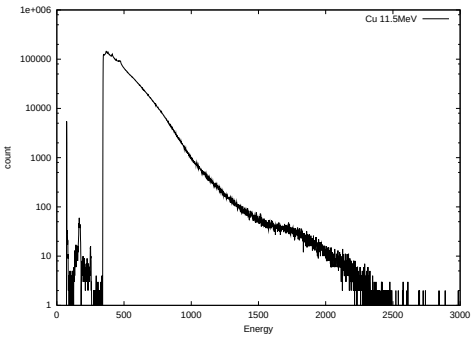

図 4.26: ^{63}Cu　11.5MeV

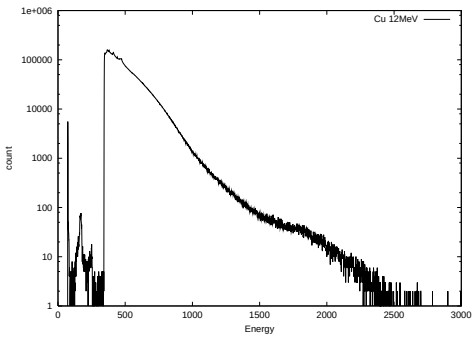

図 4.27: ^{63}Cu　12MeV

第5章　解析

5.1　解析方法

^{59}Co では入射ビームエネルギーを 0.5MeV きざみで 7 MeV から 12MeV、^{63}Cu では 0.5MeV きざみで 8MeV から 12MeV のデータをとった。

4 章を見てみると、ピークが出ると思われる場所に入射エネルギーによって移動している山が存在することがわかる。この山のカウントを数え、そのピーク位置を探していくこととした。

解析方法としてまず、ターゲットデータと empty データがあるので、Live-Time で normalize して差をとる。そのデータはまだ多数のバックグラウンドが残っているのでこれを評価する。

理論値付近に見えるシグナルを抽出するために、バックグラウンドを Exponential とみなす。それを

$$f(x) = \exp(-b(x-c)) \tag{5.1}$$

とすると、log で見たときにこれは傾きと平行移動で表される。山の総カウントは山の形状には平行移動部分よりも傾き部分が効いてくるとして b について考察を加える。まず b は intensity と入射粒子エネルギーに依存することが予想されるので、おのおのにおいて比較をする。 図 5.1, 図 5.2 をから b の値

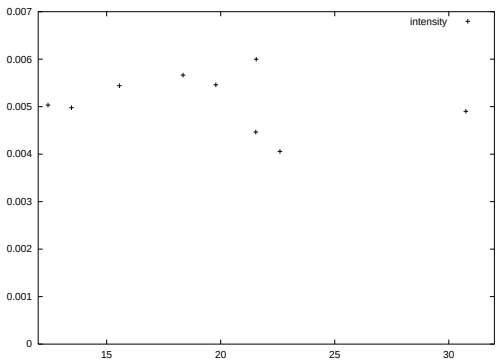

図 5.1: b と intensity の関係

は入射エネルギーによる寄与が支配的であるとする。よって入射粒子エネル

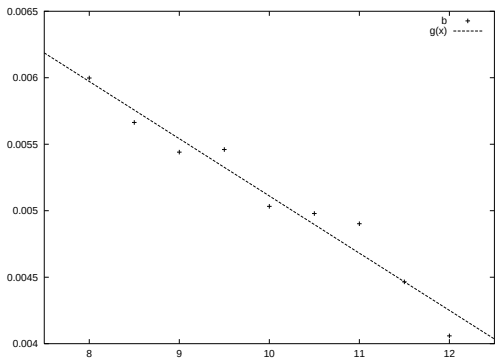

図 5.2: b と E_p の関係

ギー E_p とbの間に簡単な線形モデル $g(x) = -d \times x + e$ を用いて考え、b を決定する。

ここでバックグラウンドを差し引いたグラフの例としてを図 5.3, 図 5.4 にのせる。

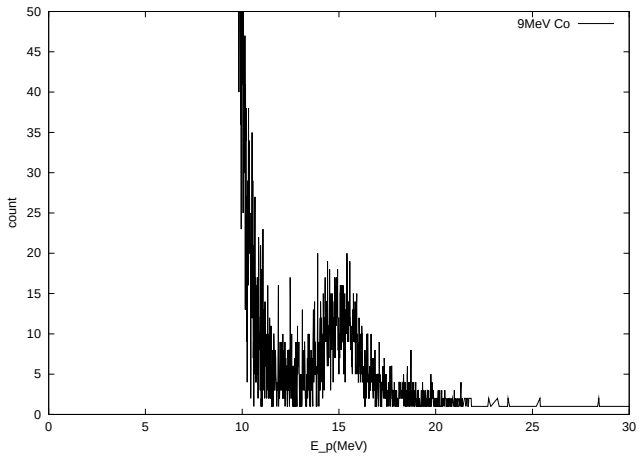

図 5.3: 9MeV ^{59}Co のシグナル

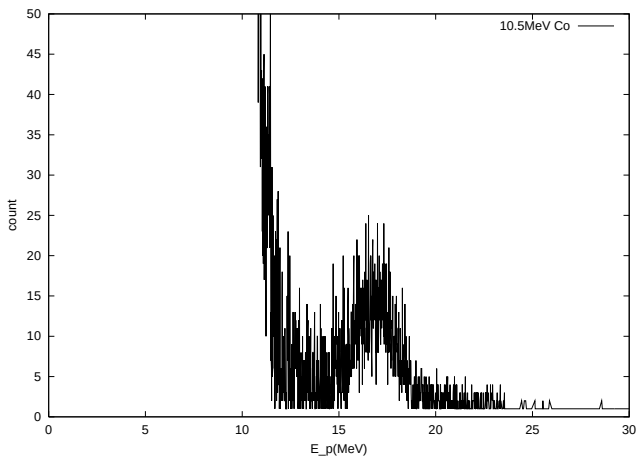

図 5.4: 10.5Mev ^{59}Co のシグナル

この山を積分してこの値を巨大共鳴のシグナルとする。ガウス関数 $h(x) = p \times \exp(-\frac{(x-q)^2}{2r^2})$ を用いてこの山を fit し、ピーク位置を決定する。

5.2 誤差の評価

誤差の評価としては、1) シグナルカウントの統計誤差 2) 各測量の読み取り誤差 3) b の値による断面積のぶれ 4) クーロン多重散乱の補正誤差を考える。1) 統計誤差に関しては各カウントを n とすると、誤差 Δ n は± $\sqrt{n}$ である。この時 background を差し引く前のカウントを n としている。2) ターゲットから GSO 間での距離 160mm に対して± 1 mm の誤差 Δ L である。3)fit する範囲を変えることによって、b の値の変化がどのようにカウントに影響の最小値と最大値を誤差 Δ N_1 とする。4) ビームラインのパイプの半径とターゲットからファラデーカップまでの距離からくるクーロン多重散乱する割合の誤差 Δ X %である。　この 1) から 4) のおのおのの誤差を誤差伝播の式 (5.2) に基づいて評価する [10]。

$$\Delta(\frac{d\sigma}{d\Omega}) = \frac{d\sigma}{d\Omega}\sqrt{(\frac{\Delta N}{N})^2 + (\frac{\Delta N_1}{N_1})^2 + (\frac{\Delta X}{X})^2 + (2\frac{\Delta L}{L})^2} \qquad (5.2)$$

5.3 解析結果

以上の解析方法と、誤差の評価によって $^{59}\mathrm{Co}$ と $^{63}\mathrm{Cu}$ の各ターゲットについて断面積とピーク位置の移動を調べた。

5.3.1 $^{59}\mathrm{Co}$ の解析

まずシグナルをバックグラウンドから取り除く。式 (5.1) の $f(x)$ のｂを入射エネルギーをｘ軸としてプロットしてみると図 5.5 のようになる。これからｂは入射エネルギーの関数として

$$g(x) = -0.000326 \times x + 0.00829 \tag{5.3}$$

と求めた。

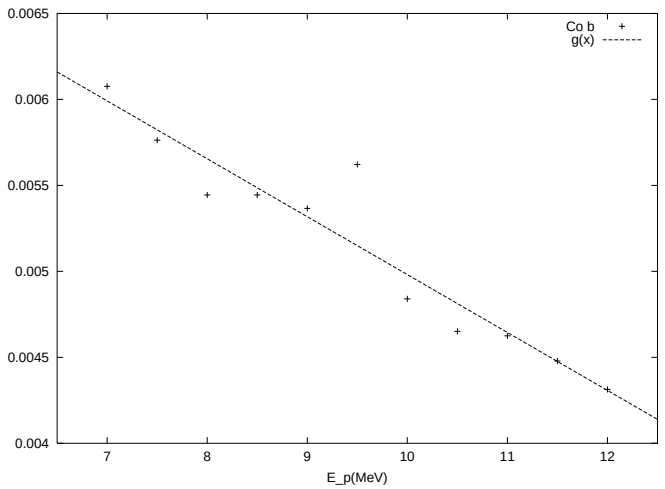

図 5.5: ｂの入射エネルギー依存

このｂを用いてバックグラウンドをひいたものを図 5.6 から図 5.14 に示す。

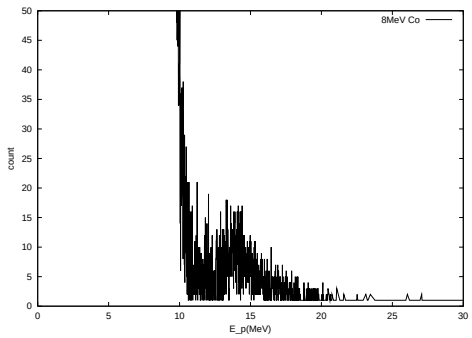

図 5.6: ^{59}Co　8MeV

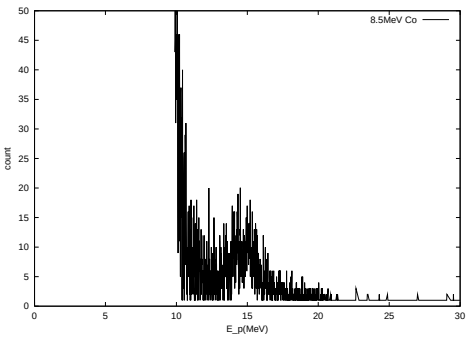

図 5.7: ^{59}Co　8.5MeV

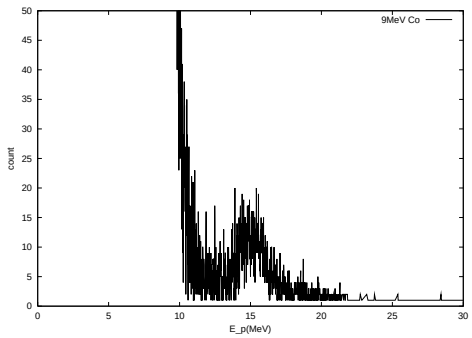

図 5.8: ^{59}Co　9MeV

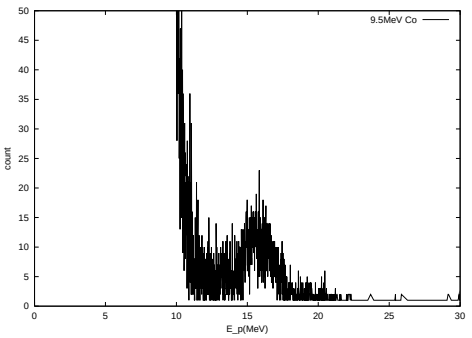

図 5.9: ^{59}Co　9.5MeV

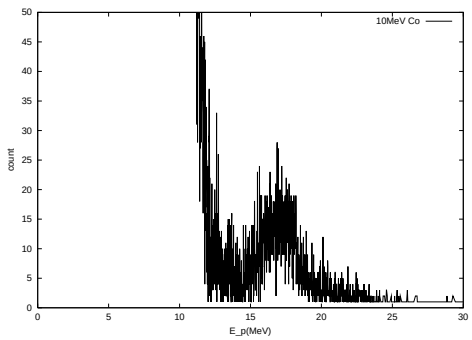

図 5.10: ^{59}Co　10MeV

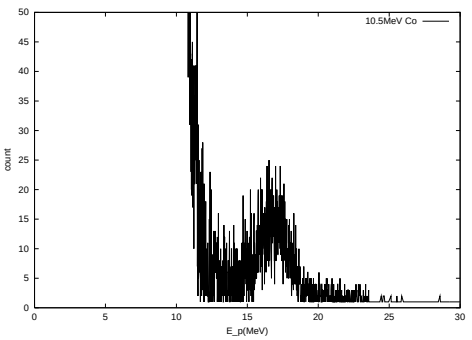

図 5.11: ^{59}Co　10.5MeV

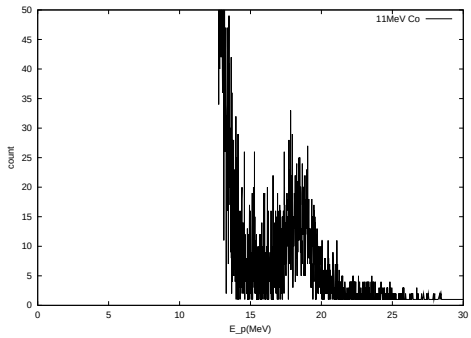

図 5.12: ^{59}Co　11MeV

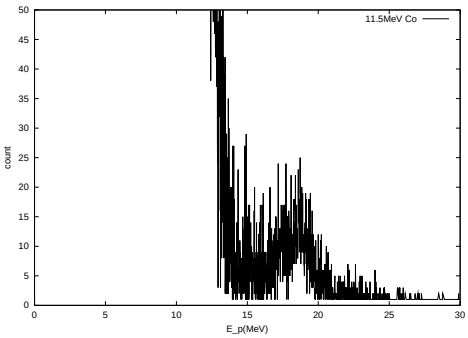

図 5.13: ^{59}Co　11.5MeV

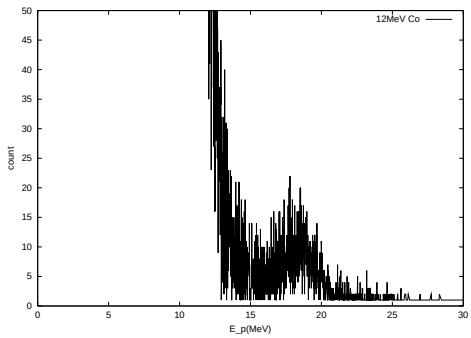

図 5.14: ^{59}Co　12MeV

これをガウス分布でフィットしてピークと思われる山の中心を決める。これからピーク中心の推移のグラフは図 5.15 のようになる。また反応のカウントは 2 σ の範囲でとった。これから求めた ^{59}Co の励起関数を図 5.16 に示す

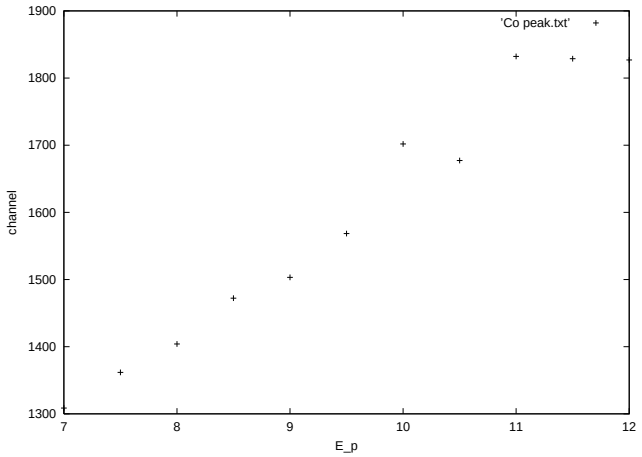

図 5.15: $^{59}\mathrm{Co}$ のピークの推移

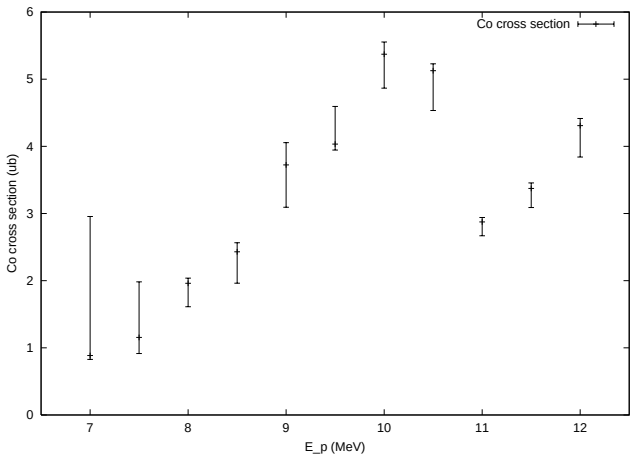

図 5.16: $^{59}\mathrm{Co}$ の励起関数

5.3.2 $^{63}\mathrm{Cu}$ の解析

$^{63}\mathrm{Cu}$ も $^{59}\mathrm{Co}$ と同じように入射エネルギーとともに動いている山があり、これを巨大共鳴からのシグナルとみなし、先ほどと同様の方法でバックグラウンドを引く。Cu では式 (5.1) の b と入射エネルギーのグラフは図 5.17 のようになり b は入射エネルギーの関数として

$$g(x) = -0.000416 \times x + 0.00921 \tag{5.4}$$

と求めた。

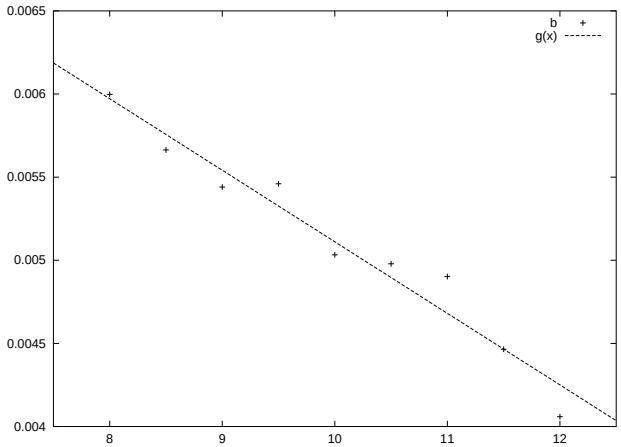

図 5.17: b の入射エネルギー依存

このようにして得たシグナルを図 5.18 から図 5.26 にしめす。

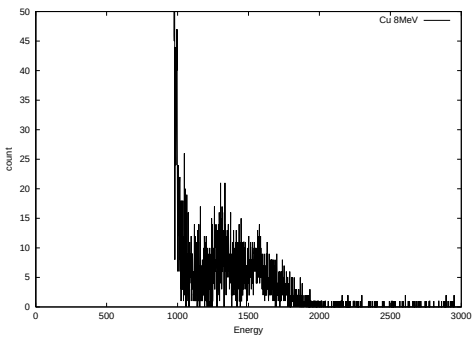

図 5.18: ^{63}Cu　8MeV

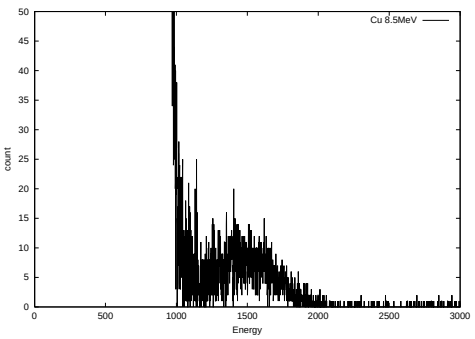

図 5.19: ^{63}Cu　8.5MeV

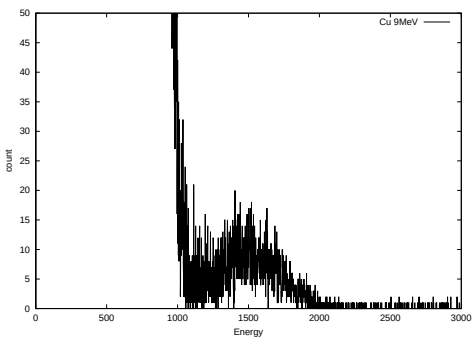

図 5.20: ^{63}Cu　9MeV

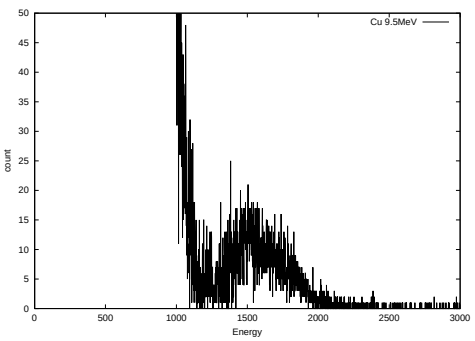

図 5.21: ^{63}Cu　9.5MeV

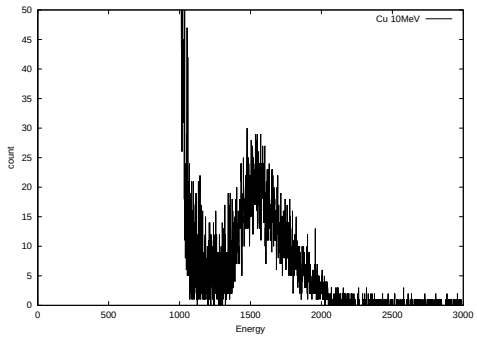

図 5.22: ^{63}Cu　10MeV

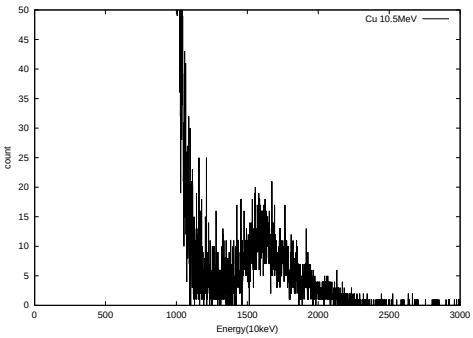

図 5.23: ^{63}Cu　10.5MeV

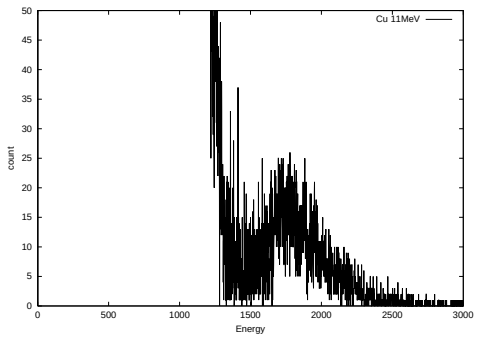

図 5.24: ^{63}Cu　11MeV

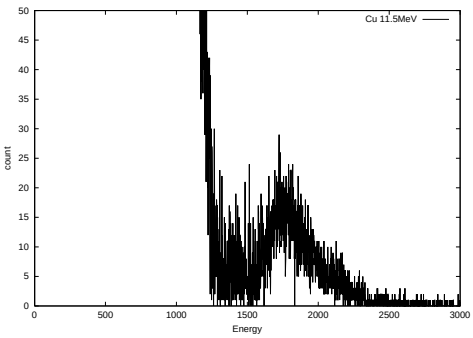

図 5.25: ^{63}Cu　11.5MeV

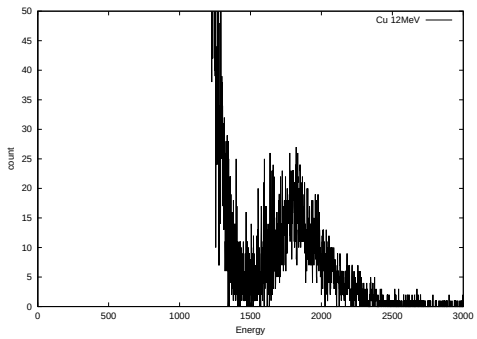

図 5.26: ^{63}Cu　12MeV

これからピークの推移と励起関数を求めたところ図 5.27, 図 5.28 のようになった。

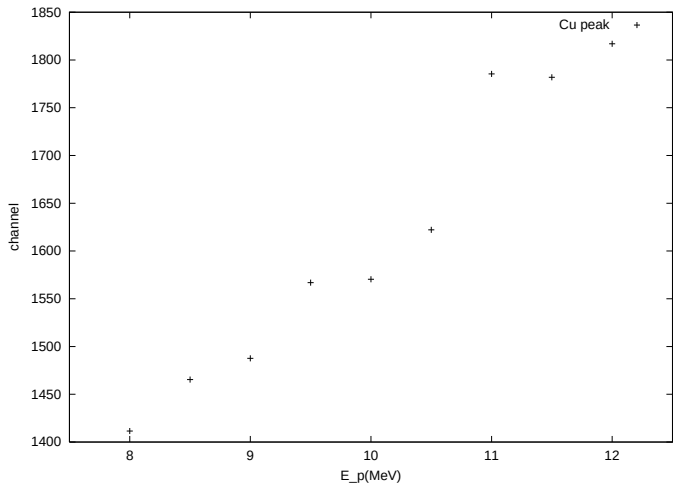

図 5.27: ^{63}Cu のピークの推移

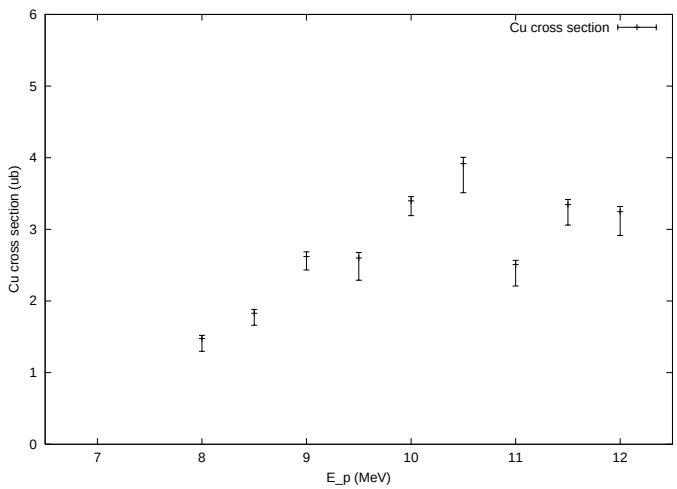

図 5.28: ^{63}Cu の励起関数

5.4 励起関数について

解析で求めた Co 及び Cu の励起関数を Breit-Wigner の単準位公式 (5.5)

$$\sigma(E) = \frac{\pi}{p^2}\frac{\Gamma^2}{(E_R - E)^2 + \Gamma^2/4} \tag{5.5}$$

$$E = \frac{p^2}{2m} \tag{5.6}$$

を用いてフィットした。これを図 5.29 , 図 5.30 に示す。ここで E_R は共鳴エネルギーであり、Γ は共鳴の半値全幅 (FWHM) である。

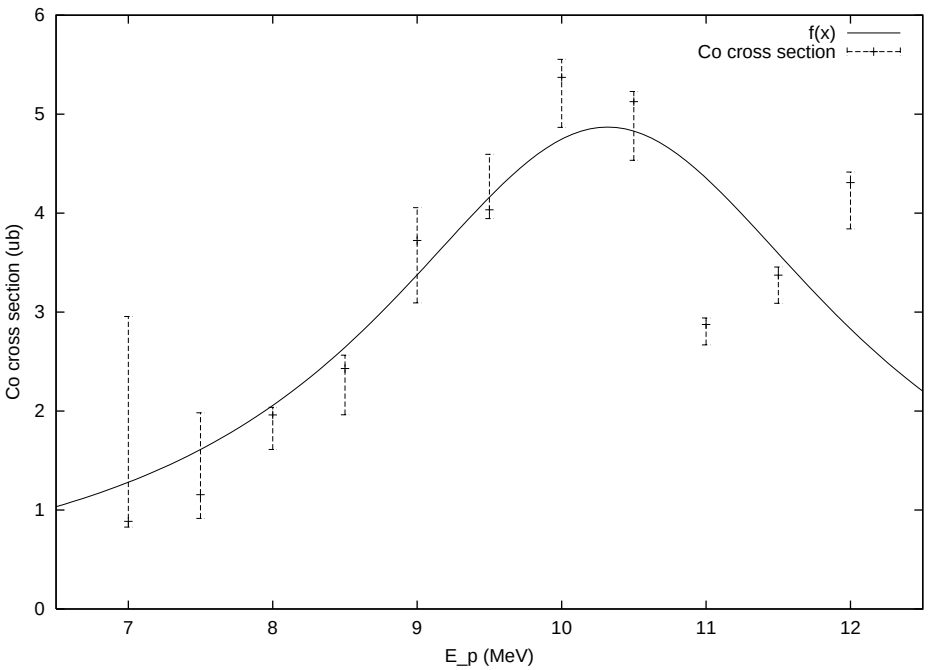

図 5.29: Co の励起関数とそれを fit したもの

Co からの Ni では

$$E_R = 10.3 \pm 0.2\mathrm{MeV} \tag{5.7}$$

$$\Gamma = 3.96 \pm 0.8\mathrm{MeV} \tag{5.8}$$

となる。ただし、E_R は proton エネルギー。

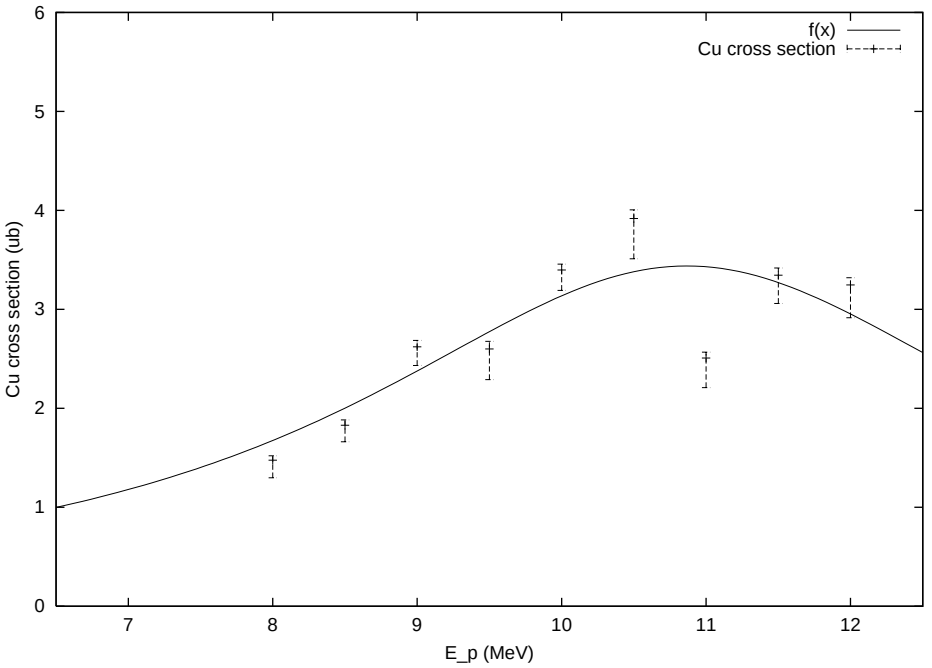

図 5.30: Cu の励起関数とそれを fit したもの

一方 Cu からの Zn では

$$E_R = 10.9 \pm 0.4\mathrm{MeV} \tag{5.9}$$

$$\Gamma = 5.58 \pm 1.5\mathrm{MeV} \tag{5.10}$$

となった。

5.5 巨大共鳴状態の寿命について

理論の共鳴の幅寿命の議論から共鳴状態の寿命 τ は

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma} \tag{5.11}$$

で与えられる。

よって巨大共鳴状態の寿命は Ni においては

$$\tau = 1.6 \times 10^{-22}\mathrm{s} \tag{5.12}$$

となり、一方 Zn においては

$$\tau = 1.2 \times 10^{-22}\mathrm{s} \tag{5.13}$$

となる。共鳴のエネルギーは Ni,Zn それぞれ $E_R = 10.3\mathrm{MeV}$、$E_R = 10.9\mathrm{MeV}$ であり、放出される光子の振動数と核内の陽子、中性子の振動数が等しいので巨大双極子振動の角振動数及び振動数は

$$\omega = 1.6 \times 10^{22}\mathrm{s}^{-1} \tag{5.14}$$

$$\nu = 3.0 \times 10^{22}\mathrm{s}^{-1} \tag{5.15}$$

$$\omega = 1.2 \times 10^{22}\mathrm{s}^{-1} \tag{5.16}$$

$$\nu = 2.8 \times 10^{22}\mathrm{s}^{-1} \tag{5.17}$$

と求まる。寿命と振動数の積から Ni は励起状態において平均

$$0.8(\text{回}) \tag{5.18}$$

陽子と中性子が振動していることが分かる。これを減衰振動とみなして運動方程式

$$\ddot{x} + 2\beta\dot{x} + \omega^2 x = 0 \tag{5.19}$$

を解く。これを解くと

$$x = e^{-\beta t}\sin\sqrt{\omega^2 - \beta^2} \tag{5.20}$$

となる。Ni においては

$$\beta = 2.0 \times 10^{22}(1/s) \tag{5.21}$$

となりその様子はは図 5.31 のようになる。

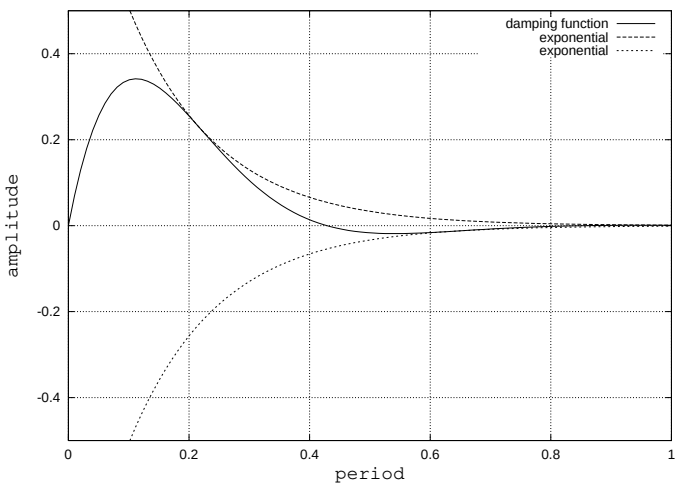

図 5.31: Ni の減衰振動

また、Zn においては

$$0.5(\text{回}) \tag{5.22}$$

となった。これも減衰振動とみなすと

$$\beta = 2.5 \times 10^{22}(1/s) \tag{5.23}$$

となる。この様子は図 5.32 のようになる。

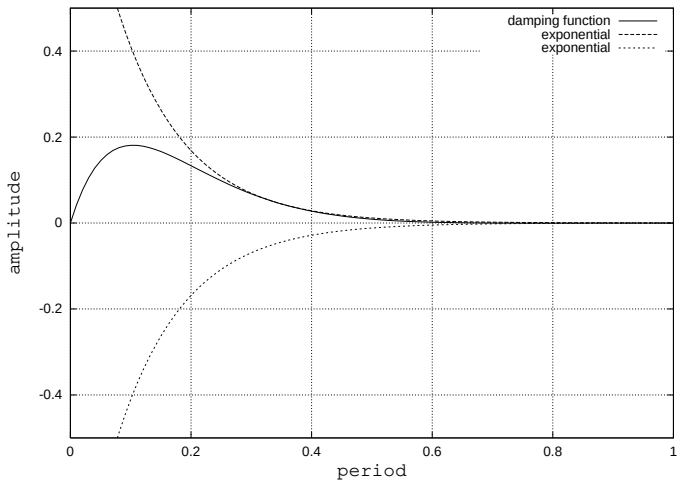

図 5.32: Zn の減衰振動

5.6 原子核の大きさについて

式 (2.22) より励起関数のピークのエネルギーから原子核の半径を求めることができる。式 (2.22) を用いると

$$\bar{\epsilon} = \frac{1}{R}\sqrt{\frac{10\beta}{M}} \tag{5.24}$$

となる。これより、Ni 原子核の半径は

$$R = 4.76(\text{fm}) \tag{5.25}$$

となり、Zn 原子核の半径は

$$R = 4.97(\text{fm}) \tag{5.26}$$

であるという結論が得られた。

第6章　考察

6.1　11MeV での励起関数のずれについて

励起関数からとそれを fit した Breit-Wigner の式と比べると E=11MeV、12MeV で大きくずれる。その理由として考えられるのは E=11MeV のときのインテンシティーが 30nA であることがある。インテンシティーの考察において、20nA あたりまではパイルアップの影響を無視しているが、30nA までを保証するものではない。パイルアップの影響があると式 (5.1) の b の値が小さくなりバックグラウンドの中にシグナルが埋まっている可能性が高くなる。そのため作業途中においてシグナルの一部をバックグラウンドとして差し引いたと思われる。よって 11MeV においては断面積は多少高いと予想される。

6.2　寿命について

今回得た Ni,Zn の寿命はそれぞれ 1.6×10^{-22}, 1.2×10^{-22} であった。これを核内運動の典型的時間 $\sim 10^{-22}$ と比べてみる。ここで核内運動の典型的時間というのは核子が原子核を横断するときにかかる平均時間である。今回得た Ni,Zn の振動回数からすると寿命とこの典型的時間がほぼ一致しているのは妥当であると考えられる。

6.3　断面積について

今回の実験では過去に行われた Fe の巨大共鳴の断面積のデータをもとにして [11]、原子番号がそれとあまり違わない Co や Cu では断面積が何桁も異なることはないであろうと期待して実験を計画した。理論から断面積の和則値は質量数 A に一次に効いてくる。今回得られた断面積のデータはその予想をオーダーでずれるようなことはなかった。しかし、断面積に角度依存がある場合には単純に和則値で評価するわけにはいかない。角度分布についての情報は今回の実験においては何も得られていない。われわれは角度依存はそれほどないであろうと考えているが、その妥当性にについては他の実験のデータに依存している。

6.4 励起関数の妥当性

(p,γ) 反応において励起関数のピークが現れる γ 線エネルギーの理論値は式 (2.22) より Co、Cu ともに 20MeV 程度と予想される。今回の実験から得られたデータに基づいて求めた γ 線エネルギーは Co については 19.7MeV、Cu については 18.4MeV となり妥当である。

6.5 ピーク位置について

ピーク位置は質量欠損によって開放されるエネルギーとプロトンエネルギーの和と予想している。それによってシグナルの右端が決まるのであるが、^{59}Co と ^{63}Cu では様相が異なる。これは ^{63}Cu の場合質量欠損によって開放されるエネルギーが約 1.2MeV 高い同位体 ^{65}Cu が約 30 %含まれるためと思われ、Cu の場合にいわゆる理論値からシグナルの右端までのエネルギー差約 1.5MeV はこのことによって説明できる。

6.6 励起関数のピークについて

今回私たちの実験結果からは励起関数のピークは一つしか見えなかった。もし、原子核が変形しているとしてその様子を見るためには、次のことを満たさなければならない。

- エネルギーの刻みを細かくし、断面積を測る。
- ターゲットを薄くし、巨大共鳴からのシグナルをはっきり測定する。

6.7 電子散乱で求めた原子核半径との比較

原子核の大きさをもっとも正確に測定する手段の一つとして電子散乱である。参考文献 [12] によると電子散乱で測定した ^{60}Ni の平均二乗半径は

$$\sqrt{< r^2 >} = 3.755 \pm 0.023(\mathrm{fm}) \tag{6.1}$$

である。半径は

$$< r^2 >= \frac{3}{5}R^2 \tag{6.2}$$

を用いると

$$R = 4.844 \pm 0.030(\mathrm{fm}) \tag{6.3}$$

となる。今回実験で得た Ni の原子核半径は 4.76(fm) であるからこの値は妥当であると考えられる。

6.8 ^{60}Ni と ^{64}Zn の違いについて

今回の実験で得られたデータをまとめる。

	Ni	Zn
励起関数のピーク (MeV)	19.8	18.6
励起関数の幅 (MeV)	3.96	5.58
共鳴の寿命 (s)	1.6×10^{-22}	1.2×10^{-22}
共鳴の振動数 (1/s)	3.0×10^{22}	2.8×10^{22}
寿命時間での振動回数 (回)	0.8	0.5
原子核の半径 (fm)	4.76	4.97

これより、Ni と Zn の違いについて考察する。

6.8.1 共鳴の振動数

励起関数のピーク位置から共鳴の振動数が得られる。Ni と Zn を比較すると、Ni のほうが振動数が大きいことがわかる。このことは、ばねにつながれたおもりの振動において、おもりが重いほど振動数が大きいという古典的描像に一致する。

6.8.2 励起関数の幅および共鳴の寿命

励起関数の幅を比較したとき Ni よりも Zn の方が幅が広いことがわかる。即ち、共鳴の寿命が Zn よりも Ni の方が長いということを表している。Ni は陽子数が 28 の魔法数であり、Ni の原子核は Zn と比べて安定であると考えられる。このことが共鳴の寿命の長さに関係していると思われる。原子核の形状としては Zn より Ni の方が球形に近いと推測される。

6.8.3 原子核の半径

原子核の半径は、核子数の多い Zn の方が Ni よりも大きく、$R = aA^{1/3}$ によく一致するという結果となった。このことは、原子核の核子密度は一定であり核子が飽和状態であるという描像を指示することとなった。

第7章　結論

今回の実験で私たちは京都大学タンデム加速器をもちいて ${}^{60}_{28}\mathrm{Ni}, {}^{64}_{30}\mathrm{Zn}$ の巨大共鳴の実験を行い、これらの原子核の励起関数をえた (図 5.29, 図 5.30)。

この結果から原子核の半径 R、角振動数 ω、を求めた。その値は ${}^{60}_{28}\mathrm{Ni}$ で $R = 4.76(\mathrm{fm}), \omega = 3.0 \times 10^{22}(\mathrm{s}^{-1})$, ${}^{64}_{30}\mathrm{Zn}$ で $R = 4.97(\mathrm{fm}), \omega = 2.8 \times 10^{22}(\mathrm{s}^{-1})$ と求めた。また励起関数の幅から巨大共鳴の寿命を計算し、振動回数を求めたところそれぞれ 0.78 回、0.54 回となった。

一方、原子核の形については今回の実験では得ることはできなかった。

第8章　謝辞

今回の実験は京大理学部タンデム加速器を用いましたが、忙しいスケジュールの中 P3 に二回もマシンタイムを分けてくださり、タンデムの技官の方々には本当に感謝しています。

また実験の準備段階では中村先生、村上先生にいろいろ指導していただきありがとうございます。また市川さんには光電子増倍管の性能を調べるために light pulser を貸していただきました。さらに金工室の方々にはタンタルのラダーを製作するときに力を貸していただきました。本当に感謝しています。

最後に、われわれをご指導していただいた舟橋先生、今井先生、藤原先生、巽先生、北澤さんに厚く御礼申し上げます。

関連図書

[1] B.L.Berman,S.C.Fultz:Rev.Mod.Phys.47 (1975) 713

[2] A.Migdal:*Journal of Physics*, 8, 331 (1944)

[3] M.Goldhaber& E.Teller:*Phys.Rev.*, 74, 1046 (1948)

[4] Eiseberg& Greiner:Nuclear Theory(third,revised and enlarged edition) North-Holland

[5] 鈴木敏男: 原子核の巨大共鳴状態 (物理学最前線/大槻義彦編;19) 共立出版, 1988.1

[6] 猪木慶治・川合　光 「量子力学 □ 」 講談社, 1994

[7] 鷲見義雄 「原子核物理入門」 裳華房, 1997

[8] 福井崇時 「粒子計測学入門」 共立出版株式会社, 1992

[9] William R.Leo Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments Springer-Verlag, 1994

[10] N.C.BARFORD 酒井英行 訳 「実験の精度と誤差」 丸善, 1997

[11] C.P.Cameron et al Phys.Rev.C14, (1976) 553

[12] J.R.FICENEC, W.P.TROWER, J.HEISENBERG and I.SICK Phys.Letters 32B (1970) 460

付 録A　タンデム加速器系

A.1　負イオン入射系

重イオン入射器は汎用のセシウムスパッターイオン源とヘリウム用の RF 型荷電変換イオン源とがある。負イオンビームは 150~200keV のエネルギーで加速器に入射されるが、途中アインツェルレンズと三連静電四重極レンズによりビーム集束される。ビーム方向は静電偏向板で調整する。

A.1.1　セシウムスパッターイオン源 (SNICS2)

負イオン源ではセシウムオーブンによって発生したセシウム蒸気はフィラメントに接触してイオンとなる。このセシウムイオンは加速されてカソードに衝突する。その結果カソードの試料の原子が負イオンになる。この方法で H イオンから重イオンまで生成することができる。代表的な負イオン電流を表 A.1 に記す。負イオン電流は加速器に入る前にファラデーカップを使って測る。

イオン種	電流 (μA)
$^{1}H^{-}$	200
$^{7}Li^{-}$	1
$^{12}C^{-}$	90
Si^{-}	500
Cu^{-}	30
Au^{-}	100

表 A.1: 負イオン源

A.2　ペレトロン加速器

A.2.1　加速管と横型カラム

加速管の長さは 306mm である。2 本で 1 ユニット (1MV) を形成する。1 ユニット当りの加速ギャップ数は 42 で 10 又は 11 ギャップ毎に V 型の電極がとりついていて、フランジ部の電極はイオントラップとして働く。

横型カラムはユニット 8 個からできている。カラムユニットの両側はアルミの箱であり、そのあいだは 4 本の絶縁ポストで連結されている。絶縁ポストはチタンとアルミナセラミックの積層構造をしている。

荷重を支えるためにアクリル製のロッド 6×2 で斜めに引っ張りあげている。ロッドは直径 38mm で 550kgf の引っ張りにたえることができる。おのおののロッドには 230kgf の垂直荷重が配分されている。

A.2.2　高電圧ターミナル

高電圧ターミナルは直径が 1.36m で長さが 1.68m である。ペレットチェーン電荷搬送システムによって高電圧に保たれている。高電圧の補正は、ターミナル部に面したタンク壁から先端が針になっているコロナプローブが突き出していて、そこから微小電流をターミナルに直接コロナ放電で流しておこなう。

ターミナルの電圧は回転発電式電圧計 (GVM) によって測定する。

A.2.3　ペレットチェーン電荷搬送システム

金属製のペレットに正電荷を乗せてアース端からターミナル部に搬送する。ターミナル部では逆に負電荷を乗せてアース端に運ぶことにより、ターミナル部に正の高電圧を発生させる。搬送できる電流はおのおの 150μA で合計 300μA をターミナル高電圧部に送ることができる。ペレットの直径は 31.8mm である。金属に静電誘導で電荷を乗せるので安定度が良く、ターミナル電圧の変動 (リップル) が小さい。また、放電を引き起こす原因となるゴミの発生も少なくすることができる。

A.2.4　絶縁ガス

加速器タンク内の絶縁ガスには SF_6 を用い、$6\mathrm{kgf/cm^2G}$ 封入する。SF_6 は無色無臭の気体で比重が 5.1 と空気よりもだいぶ重たい。熱的化学的に安定であり、高圧で使用すると優れた絶縁性をしめし、高耐熱性、不燃性、非腐食性も有する。

A.2.5　四重極磁石 (Quadrupole Magnet)

ビームの集束には四重極磁石を用いる。四重極磁石はビームを 1 方向に集束しそれと直角な方向には発散させる。したがって磁極 N と S の位置を入れ替えた四重極磁石を交互に置くことによってビームを両方向にうまく集束させることができる。タンデムの三連四重極磁石の重量は 400kg である。