

偏極 線を用いた
Mott 散乱による Parity 対称性の検証

2004 年度 課題研究 P2 Mott グループ

Mitsuhisa Ota

Takashi Kuwabara

Hiroki Shintaku

Yasuhiro Nishimura

2005 年 8 月 9 日

目次

概要	1
第 1 章 理論	1
1.1 Mott 散乱最低次の導出	1
1.1.1 点電荷による電子散乱の S 行列	1
1.1.2 Mott 散乱の微分断面積	2
1.1.3 射影演算子による spin 偏極の取り扱い	3
1.1.4 偏極 線の Mott 散乱	5
1.2 Mott 散乱高次過程のファインマン図	6
1.3 Mott による表式	7
第 2 章 電極の設計と評価	9
2.1 Overview	9
2.2 Characteristics of electric discharge in vacuum	9
2.2.1 Dependence of surface state	9
2.2.2 Dependence of material	10
2.2.3 Dependence of pressure	10
2.3 Simulation of the motion of electron in electrode	11
2.3.1 Electric field data made by poisson at second dimension	11
2.3.2 Simulation	11
2.4 Electrode	12
2.4.1 Design of electrode	12
2.4.2 Problem and solution	14
2.5 Test of electrode	14
2.5.1 Calibration of PMT C	14
2.5.2 Data of PMT C	15
2.6 Summary	16
2.6.1 Conclusion and consideration	16
第 3 章 装置	17
3.1 装置の概要	17
3.2 電極槽	17
3.2.1 電極槽の特徴	17
3.3 target 槽	17
3.3.1 target 槽の特徴	17
3.4 target について	18
3.4.1 target を真空を保ったまま変える為の設計	18
3.4.2 target holder の設計	19
3.5 PMT について	20
3.5.1 PMT A,B	20
3.5.2 PMT C	20

第 4 章	測定	21
4.1	回路	21
4.2	実験方法	21
4.3	threshold の決定	22
4.4	Mott 散乱の測定	27
4.4.1	実験のセットアップ	27
4.4.2	実験結果	27
第 5 章	解析	45
5.1	Asymmetry の評価	45
5.2	散乱角による分布	46
5.3	結論と改善の可能性	53
謝辞		54
附録		55

概要

parity が破れている事は、1950 年代後半にリー (李政道) とヤン (楊振寧) が弱い相互作用において提唱し、ウー (呉健雄) によって実験的に確認された。

我々は場の量子論の入門に触れ、なぜ parity が破れているのか? という疑問を持ち、そしてそのことを確認するために mott 散乱を通じて parity が破れているかどうかを調べることにした。

mott 散乱での parity の破れをみるためには、electron の spin の向きによって散乱の分布が異なることを測定すればよく、特に electron の進行方向と spin の向きが垂直の時にその効果は大きく現れる。

よって電場で electron を曲げるための electrode を製作し、最適だと思われる実験装置を作り上げた。

果たして parity は破れているのでしょうか?

第1章 理論

1.1 Mott 散乱最低次の導出

1.1.1 点電荷による電子散乱の S 行列

電子と静電磁場との電磁相互作用ハミルトニアンは場の微分成分を含まないので

$$\mathcal{H}_I = -\mathcal{L}_{Im} = -e j^\mu A_\mu \quad (1.1)$$

ここで

$$j^\mu = \bar{\psi} \gamma^\mu \psi \quad (1.2)$$

$$A_\mu = \left(\frac{Ze}{4\pi r}, 0, 0, 0 \right) \quad (1.3)$$

但し、 A_μ は原子核静止系でのクーロン場を選び、今後原子核は反跳しないとする。散乱行列要素 T_{fi} は、電子の始状態、終状態における spin をそれぞれ r, s とすると

$$S = 1 - i \int d^4x \mathcal{H}_I(x) + \frac{(-i)^2}{2!} \int d^4x_1 \int d^4x_2 T[\mathcal{H}_I(x_1) \mathcal{H}_I(x_2)] + \dots \quad (1.4)$$

より、最低次では

$$i(S-1)_{fi} = \int d^4x \langle p_f, s | \mathcal{H}_I | p_i, r \rangle = - \int d^4x \langle p_f, s | e j^\mu | p_i, r \rangle A_\mu(x) \quad (1.5)$$

$\langle p_f, s | j^\mu | p_i, r \rangle$ は

$$\psi(x) = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{1}{2p^0} \sum_{spin} \{ e^{ipx} v_r \mathbf{b}_r^\dagger(\mathbf{p}) + e^{-ipx} u_r \mathbf{a}_r(\mathbf{p}) \} \quad (1.6)$$

$$|p_i, r \rangle = \mathbf{a}_r^\dagger(\mathbf{p}_i) |0 \rangle \quad (1.7)$$

$$\langle p_f, s | = \langle 0 | \mathbf{a}_s(\mathbf{p}_f) \quad (1.8)$$

と交換関係

$$\begin{aligned} \{ \mathbf{a}_r(\mathbf{p}), \mathbf{a}_s^\dagger(\mathbf{p}') \} &= \delta_{rs} (2\pi)^3 2p^0 \delta^3(\mathbf{p} - \mathbf{p}') \\ \{ \mathbf{b}_r(\mathbf{p}), \mathbf{b}_s^\dagger(\mathbf{p}') \} &= \delta_{rs} (2\pi)^3 2p^0 \delta^3(\mathbf{p} - \mathbf{p}') \\ otherwise &= 0 \end{aligned} \quad (1.9)$$

を用いて

$$\langle p_f, s | j^\mu | p_i, r \rangle = \langle p_f, s | \bar{\psi} \gamma^\mu \psi | p_i, r \rangle \quad (1.10)$$

$$= \int \frac{d^3 p'}{2p'^0 (2\pi)^3} \int \frac{d^3 p}{2p^0 (2\pi)^3} \sum_{r', s'} \langle 0 | \mathbf{a}_s(\mathbf{p}_f) \{ e^{-ip'x} \bar{v}_{s'}(p') \mathbf{b}_{s'}(\mathbf{p}') + e^{ip'x} \bar{u}_{s'}(p') \mathbf{a}_{s'}^\dagger(\mathbf{p}') \} \gamma^\mu \{ e^{ipx} v_{r'}(p) \mathbf{b}_{r'}^\dagger(\mathbf{p}) + e^{-ipx} u_{r'}(p) \mathbf{a}_{r'}(\mathbf{p}) \} \mathbf{a}_{r'}^\dagger(\mathbf{p}_i) | 0 \rangle \quad (1.11)$$

$$= \int \frac{d^3 p'}{2p'^0 (2\pi)^3} \int \frac{d^3 p}{2p^0 (2\pi)^3} \sum_{r', s'} e^{i(p'-p)x} \bar{u}_{s'}(p') \gamma^\mu u_{r'}(p) \langle 0 | \{ \mathbf{a}_s(\mathbf{p}_f), \mathbf{a}_{s'}^\dagger(\mathbf{p}') \} \{ \mathbf{a}_{r'}(\mathbf{p}), \mathbf{a}_{r'}^\dagger(\mathbf{p}_i) \} | 0 \rangle \quad (1.12)$$

$$= \int d^3 p' \int d^3 p \sum_{r', s'} e^{i(p'-p)x} \bar{u}_{s'}(p') \gamma^\mu u_{r'}(p) \delta_{ss'} \delta_{rr'} \delta(\mathbf{p}_f - \mathbf{p}') \delta(\mathbf{p} - \mathbf{p}_i) \quad (1.13)$$

$$= \bar{u}_s(p_f) \gamma^\mu u_r(p_i) e^{-i(p_i - p_f)x} \quad (1.14)$$

ここで、 $p^0 = p_i^0 = E_i$ 、 $p'^0 = p_f^0 = E_f$ とした。 $q = p_i - p_f$ として

$$i(S-1)_{fi} = -e \int d^4 x \bar{u}_s(p_f) \gamma^\mu u_r(p_i) e^{-i(p_i - p_f)x} A_\mu(x) \quad (1.15)$$

$$= -e \bar{u}_s(p_f) \gamma^\mu u_r(p_i) \int d^4 x e^{-i(p_i - p_f)x} A_\mu(x) \quad (1.16)$$

$$= -2\pi i e \delta(E_i - E_f) \bar{u}_s(p_f) \gamma^\mu u_r(p_i) \int d^3 x e^{-i(\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_f) \cdot \mathbf{x}} A_\mu(x) \quad (1.17)$$

$$= \frac{2\pi i e}{q^2} \delta(E_i - E_f) \bar{u}_s(p_f) \gamma^\mu u_r(p_i) \int d^3 x \Delta(e^{-iq \cdot x}) A_\mu(x) \quad (1.18)$$

$$= \frac{2\pi i e}{q^2} \delta(E_i - E_f) \bar{u}_s(p_f) \gamma^\mu u_r(p_i) \int d^3 x \Delta(A_\mu(x)) e^{-iq \cdot x} \quad (1.19)$$

$$= -2\pi i \frac{Ze^2}{q^2} \delta(E_i - E_f) \bar{u}_s(p_f) \gamma^0 u_r(p_i) \int d^3 x \rho(x) e^{-iq \cdot x} \quad (1.20)$$

最後の等式で、 A_μ に固定された点電荷の場合を適用した。ここで、 A_μ は第 0 成分以外 0 とし、部分積分で出る発散は除き、 $\Delta(A_0(x)) = -Ze\rho(x)$ を用いた。 $F_1(q) \equiv \int d^3 x \rho(x) e^{-iq \cdot x}$ とし、この場合は点電荷なので $\rho(x) = \delta(x)$ で 1 となる。部分積分を用いずに最初に挙げた $A_0(x)$ の表式を用いた場合も、クーロン力を湯川ポテンシャルの極限として最終的に指数部分 0 とすれば $F_1 = 1$ とした同様の結果となる。

1.1.2 Mott 散乱の微分断面積

$d\sigma = (\text{遷移確率}) \times d(\text{終状態密度}) / (\text{入射 flux})$ より、 v を入射速度とすると

$$d\sigma = \frac{V}{2E_i v} \frac{|T_{fi}|^2}{T} d\rho_f \quad (1.21)$$

$$= \frac{V}{2E_i v} \frac{|T_{fi}|^2}{T} \frac{V}{(2\pi)^3} \frac{d^3 p_f}{2E_f} \quad (1.22)$$

ここで、 $T \equiv i(S-1)$ とした。 j^μ の中の ψ は共変的規格化 (体積 $\int d^3 x = V = \frac{1}{T} \int d^4 x$ の中に $2E$ 個の粒子が存在するような規格化) により $V^{-\frac{1}{2}}$ が係っているため、 V は $d\sigma$ に関わらない。また

$$|T_{fi}|^2 = |i(S-1)_{fi}|^2 = \left(\frac{Ze^2}{q^2} \right)^2 |\bar{u}_s(p_f) \gamma^0 u_r(p_i)|^2 (2\pi) \delta(E_i - E_f) \int e^{-i(E_i - E_f)t} dt \quad (1.23)$$

$$= \left(\frac{Ze^2}{q^2} \right)^2 |\bar{u}_s(p_f) \gamma^0 u_r(p_i)|^2 (2\pi) \delta(E_i - E_f) T \quad (1.24)$$

により、 T も関わらない。 $2E_i v = 2|\mathbf{p}_i|$ 、 $\frac{d^3 p_f}{(2\pi)^3 2E_f} = \frac{|\mathbf{p}_f|^2 d|\mathbf{p}_f| d\Omega}{(2\pi)^3 2E_f} = \frac{|\mathbf{p}_f| E_f d|\mathbf{p}_f| d\Omega}{(2\pi)^3 2E_f}$ より

$$d\sigma = \frac{1}{2E_i v} \left(\frac{Ze^2}{q^2} \right)^2 |\bar{u}_s(p_f) \gamma^0 u_r(p_i)|^2 (2\pi) \delta(E_i - E_f) \frac{d^3 p_f}{(2\pi)^3 2E_f} \quad (1.25)$$

$$= \frac{1}{2|\mathbf{p}_i|} \left(\frac{Ze^2}{q^2} \right)^2 |\bar{u}_s(p_f) \gamma^0 u_r(p_i)|^2 (2\pi) \delta(E_i - E_f) \frac{|\mathbf{p}_f| dE_f d\Omega}{2(2\pi)^3} \quad (1.26)$$

$$= \frac{1}{(4\pi)^2} \left(\frac{Ze^2}{q^2} \right)^2 |\bar{u}_s(p_f) \gamma^0 u_r(p_i)|^2 d\Omega \cdot \frac{|\mathbf{p}_f|}{|\mathbf{p}_i|} \delta(E_i - E_f) dE_f \quad (1.27)$$

観測するエネルギーは限定しないので右辺を E_f で積分するとエネルギー保存が保証され、同時に $|\mathbf{p}_i| = |\mathbf{p}_f|$ が成り立つので、微分断面積は

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Z\alpha}{q^2} \right)^2 |\bar{u}_s(p_f) \gamma^0 u_r(p_i)|^2 \quad (1.28)$$

となる。

1.1.3 射影演算子による spin 偏極の取り扱い

今回の測定では、spin が偏極した e^- を用いるので、spin の偏極和について考えてみる。静止系での 4 元ベクトル s^μ を、spin 方向の単位ベクトル s' を用いて

$$s^\mu|_{rest\,system} \equiv (0, \mathbf{s}') \quad (1.29)$$

と表す。ローレンツ変換により 3 元運動量 \mathbf{p} で運動する粒子の s^μ は

$$s^\mu = \left(\frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{s}'}{m}, \mathbf{s}' + \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{s}'}{m(E+m)} \mathbf{p} \right) \quad (1.30)$$

これは、規格化条件と直交条件

$$s^2 = -1 \quad (1.31)$$

$$p^\mu s_\mu = 0 \quad (1.32)$$

を満たし、特に \mathbf{p} が \mathbf{s}' に直交していれば静止系での s^μ と等しい。これを使うと、spin を固有値として持つ演算子が

$$\gamma_5 \not{s} u_{\pm s} = \pm u_{\pm s} \quad (1.33)$$

のように書けるので、射影演算子は

$$\hat{\Sigma}_{s_i} \equiv \frac{1}{2} (1 + \gamma_5 \not{s}_i) \quad (1.34)$$

$$\hat{\Sigma}_{s_i} u_{\pm s_i} = \frac{1 \pm 1}{2} u_{s_i} \quad (1.35)$$

と表すことができ、特に高エネルギーではカイラリティ(ヘリシティ)に帰着する。一般には

$$\hat{\Sigma}_{s_i} u_{s'_i} = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5 \not{s}_i) u_{s'_i} \quad (1.36)$$

$$= \frac{1}{2} u_{s'_i} + \gamma_5 \not{s}_i \gamma_5 \not{s}_i \gamma_5 \not{s}_i u_{s'_i} \quad (1.37)$$

$$= \frac{1}{2} u_{s'_i} - \gamma_5 \not{s}_i \not{s}_i \not{s}_i u_{s'_i} \quad (1.38)$$

$$= \frac{1}{2} u_{s'_i} - \gamma_5 \left(\frac{1}{2} (\not{s}_i \not{s}_i + \not{s}_i \not{s}_i) + \frac{1}{2} (\not{s}_i \not{s}_i - \not{s}_i \not{s}_i) \right) \not{s}_i u_{s'_i} \quad (1.39)$$

$$= \frac{1}{2} u_{s'_i} - \frac{1}{2} \gamma_5 \left(\frac{1}{2} (s_{i\mu} s'_{i\nu} \gamma^\mu \gamma^\nu + s_{i\mu} s'_{i\nu} \gamma^\nu \gamma^\mu) + \frac{1}{2} (s_{i\mu} s'_{i\nu} \gamma^\mu \gamma^\nu - s_{i\mu} s'_{i\nu} \gamma^\nu \gamma^\mu) \right) \not{s}_i u_{s'_i} \quad (1.40)$$

$$= \frac{1}{2} u_{s'_i} - \frac{1}{2} \gamma_5 \left(g^{\mu\nu} s_{i\mu} s'_{i\nu} - i \frac{(\gamma^\mu \gamma^\nu - \gamma^\nu \gamma^\mu)}{2} s_{i\mu} s'_{i\nu} \right) \not{s}_i u_{s'_i} \quad (1.41)$$

$$= \frac{1}{2} (1 - \gamma_5 (s_i s'_i - i \sigma^{\mu\nu} s_{i\mu} s'_{i\nu}) \not{s}_i) u_{s'_i} \quad (1.42)$$

$$= \frac{1}{2} (1 - \gamma_5 (s_i s'_i - i \sigma^{\mu\nu} s_{i\mu} s'_{i\nu}) \gamma_5) u_{s'_i} \quad (1.43)$$

$$= \frac{1}{2} (1 - s_i s'_i + i \sigma^{\mu\nu} s_{i\mu} s'_{i\nu}) u_{s'_i} \quad (1.44)$$

これは \not{s}_i を $-(s_i s'_i - i \sigma^{\mu\nu} s_{i\mu} s'_{i\nu}) \not{s}_i$ に置き換えた形となっており、当然 $\not{s}_i = \not{s}_i$ の時は一致している。
 s^μ は $p^2 = m^2 \neq 0$ より p^μ と垂直な3つの4元ベクトルの線形結合で書けるので、上記2つの規格化・直交条件を満たす入射粒子の運動量方向ベクトルとそれに直交する2つのベクトルで展開すると

$$s^\mu = P_{\parallel} \left(\frac{|\mathbf{p}|}{m}, \frac{E}{m} \hat{\mathbf{p}} \right) + P_{\perp}(0, \hat{\mathbf{s}}') + P'_{\perp}(0, \hat{\mathbf{p}} \times \hat{\mathbf{s}}') \quad (1.45)$$

次のように座標を

$$\hat{\mathbf{s}}' = (1, 0, 0) \quad \hat{\mathbf{p}} \times \hat{\mathbf{s}}' = (0, 1, 0) \quad \hat{\mathbf{p}} = (0, 0, 1) \quad (1.46)$$

と取ると、係数は球座標表示として

$$(P_{\perp}, P'_{\perp}, P_{\parallel}) = (\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta) \quad (1.47)$$

$$s^\mu = \left(\frac{|\mathbf{p}|}{m} \cos \theta, \sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \frac{E}{m} \cos \theta \right) \quad (1.48)$$

例えば、 $\theta = 90^\circ$ 、 $\phi = 0^\circ$ に射影演算子の単位ベクトルを取ると

$$\hat{\Sigma}_{s_i=(0,1,0,0)} = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5 \gamma^1) \quad (1.49)$$

この表式は $\hat{\Sigma}_{s_i} u_{s'_i}$ を実際に計算しても

$$\hat{\Sigma}_{s_i=(0,1,0,0)} u_{s'_i} = \frac{1}{2} (1 + s_{i1} s'_{i1} - \gamma^1 s_{i1} (\gamma^0 s'_{i0} + \gamma^2 s'_{i2} + \gamma^3 s'_{i3})) u_{s'_i} \quad (1.50)$$

$$= \frac{1}{2} (1 - \gamma^1 s_{i1} (\gamma^0 s'_{i0} + \gamma^1 s'_{i1} + \gamma^2 s'_{i2} + \gamma^3 s'_{i3})) u_{s'_i} \quad (1.51)$$

$$= \frac{1}{2} (1 + \gamma^1 \not{s}_i) u_{s'_i} \quad (1.52)$$

$$= \frac{1}{2} (1 + \gamma_5 \gamma^1 (\not{s}_i)^2) u_{s'_i} \quad (1.53)$$

$$= \frac{1}{2} (1 + \gamma_5 \gamma^1 s_i'^2) u_{s'_i} \quad (1.54)$$

$$= \frac{1}{2} (1 - \gamma_5 \gamma^1) u_{s'_i} \quad (1.55)$$

として得られる。逆に平面波解の方を固定すれば

$$\hat{\Sigma}_{s'_i} u_{s_i=(0,1,0,0)} = \frac{1}{2}(1 + \not{s}_i \gamma^1) u_{s_i} \quad (1.56)$$

1.1.4 偏極線の Mott 散乱

今回の測定では、終状態については偏極を問わないので spin について和を取り、始状態には偏極した線を用いる。

一般に、spin の射影演算子を用いて

$$(\bar{u}_r(p_i) \gamma^\mu u_s(p_f)) (\bar{u}_s(p_f) \gamma^\nu u_r(p_i)) = \sum_{r',s'} (\bar{u}_{r'}(p_i) \gamma^\mu \hat{\Sigma}_s u_{s'}(p_f)) (\bar{u}_{s'}(p_f) \gamma^\nu \hat{\Sigma}_r u_{r'}(p_i)) \quad (1.57)$$

と書けるので、spin 和

$$\sum_r u_r(p) \bar{u}_r(p) = \not{p} + m \quad (1.58)$$

を用いると Trace 計算に持ち込むことができ

$$= Tr(\gamma^\mu \hat{\Sigma}_s (\not{p}_f + m) \gamma^\nu \hat{\Sigma}_r (\not{p}_i + m)) \quad (1.59)$$

$$= Tr(\gamma^\mu \frac{1}{2}(1 + \gamma_5 \not{s}_s) (\not{p}_f + m) \gamma^\nu \frac{1}{2}(1 + \gamma_5 \not{s}_r) (\not{p}_i + m)) \quad (1.60)$$

ここで 行列の Trace に関する性質

$$Tr(\gamma^\mu \gamma^\nu) = 4g^{\mu\nu} \quad (1.61)$$

$$Tr(\not{a}_1 \not{a}_2 \dots \not{a}_{2n+1}) = 0 \quad (1.62)$$

$$Tr \gamma_5 = Tr(\gamma^\mu \gamma_5) = Tr(\gamma^\mu \gamma^\nu \gamma_5) = Tr(\gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^\rho \gamma_5) = 0 \quad (1.63)$$

$$Tr(\gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^\rho \gamma^\sigma \gamma_5) = 4i\varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \quad (1.64)$$

$$Tr(\gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^\rho \gamma^\sigma) = 4(g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} + g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} - g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma}) \quad (1.65)$$

を使って、Trace の中を展開し 行列を偶数個 (γ_5 は 4 つと数える) 含む項を除くと

$$\begin{aligned} & \frac{1}{4} Tr (\gamma^\mu (1 + \gamma_5 \not{s}_s) (\not{p}_f + m) \gamma^\nu (1 + \gamma_5 \not{s}_r) (\not{p}_i + m)) \\ &= \frac{1}{4} Tr (m^2 (\gamma^\mu \gamma^\nu + \gamma^\mu \gamma_5 \not{s}_s \gamma^\nu \gamma_5 \not{s}_r) \\ & \quad + m (\gamma^\mu \gamma_5 \not{s}_s \gamma^\nu \not{p}_i + \gamma^\mu \not{p}_f \gamma^\nu \gamma_5 \not{s}_r + \gamma^\mu \gamma_5 \not{s}_s \not{p}_f \gamma^\nu + \gamma^\mu \gamma^\nu \gamma_5 \not{s}_r \not{p}_i) \\ & \quad + \gamma^\mu \not{p}_f \gamma^\nu \not{p}_i + \gamma^\mu \gamma_5 \not{s}_s \not{p}_f \gamma^\nu \gamma_5 \not{s}_r \not{p}_i) \end{aligned} \quad (1.66)$$

更に、 γ_5 と 行列の反交換関係を使って

$$\begin{aligned}
&= \frac{1}{4} \text{Tr} (m^2 (\gamma^\mu \gamma^\nu + \gamma^\mu \not{s}_s \gamma^\nu \not{s}_r) \\
&\quad + m (\gamma^\mu \gamma_5 \not{s}_s \gamma^\nu \not{p}_i + \gamma^\mu \not{p}_f \gamma^\nu \gamma_5 \not{s}_r + \gamma^\mu \gamma_5 \not{s}_s \not{p}_f \gamma^\nu + \gamma^\mu \gamma^\nu \gamma_5 \not{s}_r \not{p}_i) \\
&\quad + \gamma^\mu \not{p}_f \gamma^\nu \not{p}_i - \gamma^\mu \not{s}_s \not{p}_f \gamma^\nu \not{s}_r \not{p}_i) \tag{1.67}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= m^2 g^{\mu\nu} + (m^2 s_{sp} s_{r\sigma} + p_{fp} p_{i\sigma}) (g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} + g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} - g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma}) - \frac{1}{4} \text{Tr} (\gamma^\mu \not{s}_s \not{p}_f \gamma^\nu \not{s}_r \not{p}_i) \\
&\quad + im \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} (s_{sp} p_{i\sigma} - s_{rp} p_{f\sigma} - s_{sp} p_{f\sigma} + s_{rp} p_{i\sigma}) \tag{1.68}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= g^{\mu\nu} (m^2 - p_i p_f) + p_f^\mu p_i^\nu + p_i^\mu p_f^\nu + m^2 (s_s^\mu s_r^\nu + s_r^\mu s_s^\nu - s_s s_r g^{\mu\nu}) - \frac{1}{4} \text{Tr} (\gamma^\mu \not{s}_s \not{p}_f \gamma^\nu \not{s}_r \not{p}_i) \\
&\quad + im \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} (s_s + s_r)_\rho (p_i - p_f)_\sigma \tag{1.69}
\end{aligned}$$

q^μ を使うと $m^2 - p_i p_f = \frac{1}{2} q^2$ で表すこともできる。特に $\mu = \nu = 0$ の場合 $\frac{1}{4} \text{Tr} (\gamma^0 \not{s}_s \not{p}_f \gamma^0 \not{s}_r \not{p}_i) = s_s^\mu p_{f\mu} s_r^\nu p_{i\nu} + s_{s\mu} p_{i\mu} s_{r\nu} p_{f\nu} - s_{r\mu} s_{s\mu} p_{i\nu} p_{f\nu}$ 、 $p_{i\nu} p_{f\nu} = 2E^2 - m^2$ より

$$|\bar{u}_s(p_f) \gamma^0 u_r(p_i)|^2 = \frac{1}{2} q^2 + 2E^2 (1 + s_{r\mu} s_{s\mu}) - s_s^\mu p_{f\mu} s_r^\nu p_{i\nu} - s_{s\mu} p_{i\mu} s_{r\nu} p_{f\nu} \tag{1.70}$$

終状態の spin を観測しない場合は和を取る。これは $s_s = 0$ として全体を 2 倍すればよいので

$$\sum_s |\bar{u}_s(p_f) \gamma^0 u_r(p_i)|^2 = q^2 + 4E_i E_f \tag{1.71}$$

$$= 2|\mathbf{p}|^2 (\cos \theta - 1) + 4E^2 \tag{1.72}$$

$$= 4E^2 - 4|\mathbf{p}|^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \tag{1.73}$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Z\alpha}{q^2} \right)^2 |\bar{u}_s(p_f) \gamma^0 u_r(p_i)|^2 \tag{1.74}$$

$$= \left(\frac{Z\alpha}{4|\mathbf{p}|^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}} \right)^2 \left(4E^2 \left(1 - v^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \right) \tag{1.75}$$

ここで θ は p_i と p_f が成す角である。非相対論的極限 ($v \rightarrow 0$) では Rutherford 散乱の公式と一致することが分かる。これは Mott 散乱の公式と言われるもので、更に始状態も偏極していないとする (始状態 spin の平均を取る $\rightarrow s_r = 0$ とする) 結果と全く同じ表式となっている。

つまり最低次からの微分断面積では spin に依存しない。しかし、Mott による論文では、直接 Dirac 方程式から微分断面積を導き、 $Z\alpha$ を元に展開していけば電子の初速度と垂直な向きに spin が偏極していれば Asymmetry が現れることが分かっている。 $Z\alpha$ の次数が上式より更に高い項で Asymmetry が現れるため、 Z が大きい原子核 (Au) と小さい原子核 (Al) の Asymmetry に大きな差が生じることを利用して Parity 対称性の破れを実証しよう、というのがこの実験の目的である。

この結果から、摂動の高次を計算していくと、 $Z\alpha$ の次数に従い spin 偏極への角度依存性が出てくると予想できる。

1.2 Mott 散乱高次過程のファインマン図

これまでの結果から、電子生成が $\bar{u}(p_f) e^{ip_f x}$ 、電子消滅が $u(p_i) e^{-ip_i x}$ 、vertex が $ie\gamma^\mu$ に相当すると考えられる。更に vertex を増やして高次補正を行うとどうなるか、大まかに眺めてみる。

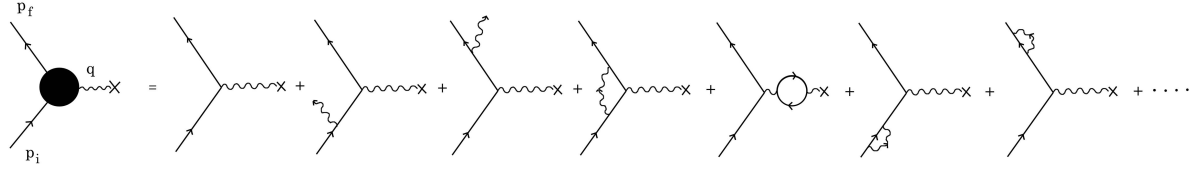


図 1.1: 高次を含んだファインマン図

図 1.1 には、前章までで計算した一次のファインマン図と、制動放射、1-ループによる vertex 補正、フォトンの伝播関数補正、電子の伝播関数補正までを挙げている。これらを計算していくと非常に煩雑となるので、vertex がまとめて $ie\Gamma^\mu$ で表されるとして（一次までの時は $\Gamma^\mu = \gamma^\mu$ である）、これがどのように表されるかを見てみる。

Γ^μ はローレンツベクトルであると要請すると、この場合用いることのできるローレンツベクトル γ^μ 、 p_i^μ 、 p_f^μ の線形結合で

$$\Gamma^\mu = A\gamma^\mu + B(p_i^\mu + p_f^\mu) + C(p_i^\mu - p_f^\mu) \quad (1.76)$$

と書ける。更に、変数となりうるローレンツスカラーは上の3つのローレンツベクトルの組み合わせで、 p_i 、 p_f 、 $p_i p_f$ であるが、前者2つは \bar{u} 、 u で挟まれることにより m となるので、 $p_i p_f$ ではなく $q^2 = -2p_i p_f + 2m^2$ を変数として採用すると、A、B、C は q^2 の関数となる。

$$q_\mu \Gamma^\mu = 0 \quad : \text{Ward-Takahashi identity} \quad (1.77)$$

を用いて、

$$A\bar{u}(p_f)q_\mu \gamma^\mu u(p_i) = A\bar{u}(p_f)(\not{p}_i - \not{p}_f)u(p_i) \quad (1.78)$$

$$= A\bar{u}(p_f)(m - m)u(p_i) = 0 \quad (1.79)$$

$$Bq_\mu(p_i^\mu + p_f^\mu) = B(p_i^2 - p_f^2) \quad (1.80)$$

$$= B(m^2 - m^2) = 0 \quad (1.81)$$

但し、Cの項は $p_i p_f$ が消えずに残るため $C=0$ が分かる。更に Gordon identity を使えば次のように書ける。

$$\Gamma^\mu = F_1(q^2)\gamma^\mu + F_2(q^2)\frac{i\sigma^{\mu\nu}q_\nu}{2m} \quad (1.82)$$

必要な次数までの F_1 、 F_2 が分かれば、計算が簡便になる。一次では0となる F_2 の項は磁気相互作用に関連し、これを計算すれば1-ループでは $Z\alpha$ の3次（微分断面積では6次）のオーダーまで計算できるが、ここでは省略する。

1.3 Mott による表式

Mott は、論文 [2] によって Dirac 方程式を直接解き、 Z の高次を無視することによって、Mott 散乱の公式を導いた。電子の偏極度を P 、偏極方向を ϕ_0 とする。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Z\alpha E}{2|p|^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}} \right)^2 (1 - PS(\theta) \sin(\phi - \phi_0)) \quad (1.83)$$

$$= \frac{d\sigma_0}{d\Omega} (1 + \beta \cos \theta_s S(\theta) \sin \phi) \quad (1.84)$$

今回の実験では、P は過去の P2 レポート [10],[11] から 崩壊の偏極度 $-\beta$ と磁場中での spin 回転角 $\theta_s = \frac{\pi}{2} \frac{\gamma-1}{\gamma}$ を、 ϕ_0 は 崩壊からの電子の初速度と逆の向きに取った。 $S(\theta)$ は λ をプランク波長として次の式で与えられる。

$$S(\theta) = \frac{\lambda^2 Z\alpha}{\beta \gamma \sin \theta \frac{d\sigma_0}{d\Omega}} \{F(\theta)G^*(\theta) - F^*(\theta)G(\theta)\} \quad (1.85)$$

$$q' = \frac{Z\alpha}{\beta}, \quad \rho_k = (k^2 - \alpha^2)^{\frac{1}{2}} \quad (1.86)$$

$$F(\theta) = \frac{i}{2} \frac{\Gamma(1-iq')}{\Gamma(1+iq')} \exp\left(iq' \ln \sin^2 \frac{\theta}{2}\right) \quad (1.87)$$

$$+ \frac{i}{2} \sum_{k=0}^{\infty} \{kD_k + (k+1)D_{k+1}\} (-1)^k P_k(\cos \theta)$$

$$G(\theta) = \frac{q'}{2} \cot^2 \frac{\theta}{2} \frac{\Gamma(1-iq')}{\Gamma(1+iq')} \exp\left(iq' \ln \sin^2 \frac{\theta}{2}\right) \quad (1.88)$$

$$+ \frac{i}{2} \sum_{k=0}^{\infty} \{k^2 D_k - (k+1)^2 D_{k+1}\} (-1)^k P_k(\cos \theta)$$

$$D_k = \frac{e^{-i\pi k} \Gamma(k-iq')}{k+iq' \Gamma(k+iq')} - \frac{e^{-i\pi \rho_k} \Gamma(\rho_k-iq')}{\rho_k+iq' \Gamma(\rho_k+iq')} \quad (1.89)$$

これらの式は、更に近似でき、過去の論文でも $S(\theta)$ は計算されている。参考文献 [1] に下の図が与えられている。

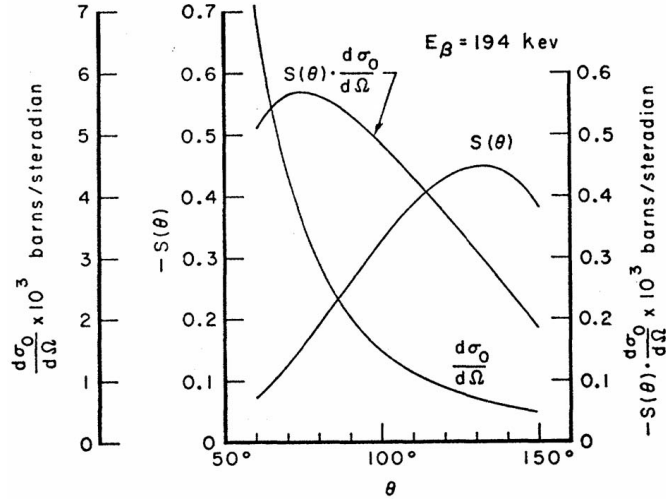


図 1.2: $S(\theta)$ と $\frac{d\sigma_0}{d\Omega}$ の θ 依存性 ($Z=79(\text{Au})$ 、電子の運動エネルギー 194keV の場合) 参考文献 [1]

第2章 電極の設計と評価

2.1 Overview

この section では、真空中での放電特徴を述べた後、その特徴を活かした電極の設計、及びシミュレーションとの比較による性能テストを行った。この電極の性能によって mott 散乱の実験の成否が決まる。

2.2 Characteristics of electric discharge in vacuum

真空中での放電は電極の形状はもちろん、その材質、真空の圧力などに大きく依存する。また、真空中の放電は空気中とは異なった振る舞いをする事が多い。しかし、理論的に詳しいことはいまだわかっていないことが多い。ここでは、電極を作る上で参考にしたデータやその特徴について述べる。

2.2.1 Dependence of surface state

絶縁破壊電圧が極板の表面状態に依ることは想像に易いが、どのようなことが主に効いてくるのか？ここでは以下の2つのことを考える。

- 物理的状态依存性
- 化学的状态依存性

物理的状态とは、表面の粗さのようなもので、表面の小突起などが起因となって放電を誘発するものである。表面の研磨方法には様々なものがあるが我々には扱える技術でもないので、参考程度にグラフを図 2.1 に載せる。我々の技術程度ではできるだけ平らに作ることを目的とする。

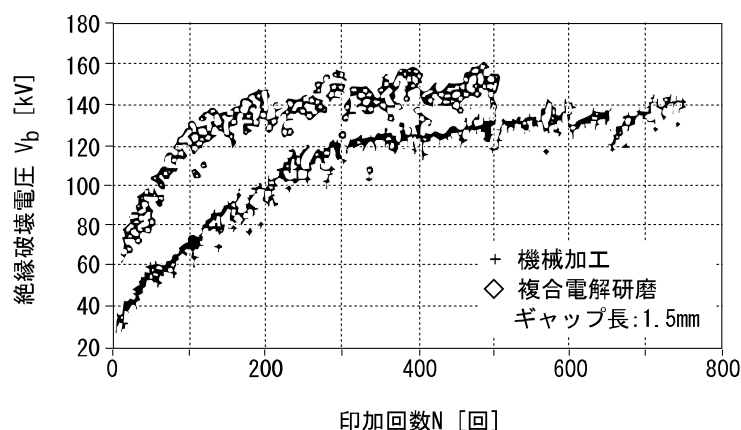


図 2.1: 表面の研磨回数と、絶縁破壊電圧

化学的状态とは、主に表面の酸化皮膜によるものが見られる。これを取り除くことによって(加熱処理をすることにより取り除く)絶縁破壊電圧が上がる事が知られている。これも我々が扱う範囲ではないが、参考のグラフを図 2.2 に載せる。

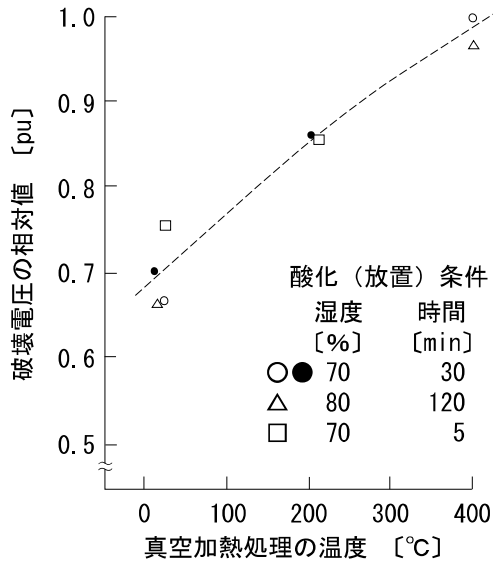


図 2.2: 表面を加熱処理したときの絶縁破壊電圧

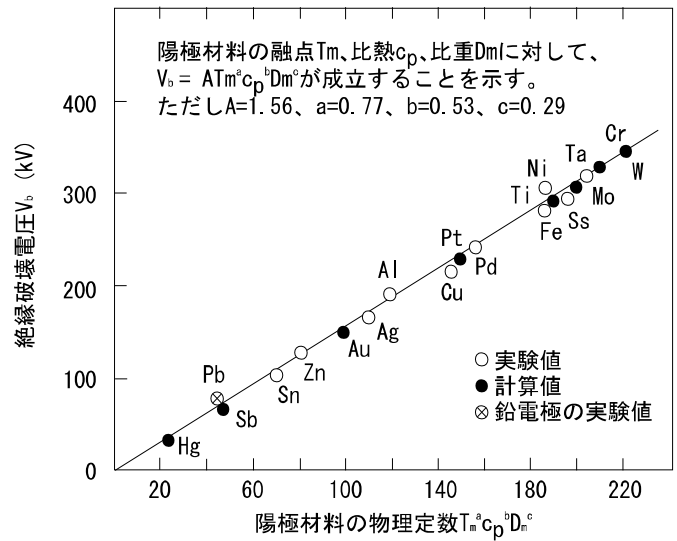


図 2.3: 絶縁破壊電圧の材質依存性

2.2.2 Dependence of material

一般に融点が高く硬度が高い物質ほど、絶縁破壊電圧が高い傾向にある (図 2.3) 我々は加工性や入手のし易さ、価格などを考え、銅を使用することに決めた。

2.2.3 Dependence of pressure

直流電圧に対して、ある圧力付近で絶縁破壊電圧が高くなることが知られている (理論的には難しい) そのグラフを図 2.4 に載せる。我々はロータリーポンプを利用し、ほぼ最適な真空値 ($1 \sim 4 Pa \times 10^{-1} = 1 \sim 4 \times 10^{-3} mbar$) で実験できた。

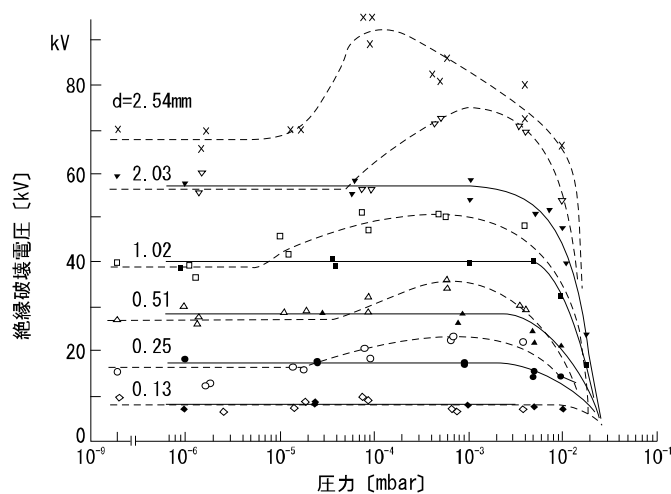


図 2.4: 圧力と絶縁破壊電圧 (実践が交流、破線が直流)

2.3 Simulation of the motion of electron in electrode

ここでは、電極の設計を決めるために行った simulation について述べる。

2.3.1 Electric field data made by poisson at second dimension

2次元電場シミュレーター Poisson により、電極板、及び電極槽のデータを作り、電極間に電圧をかけて、電場のデータを作った。

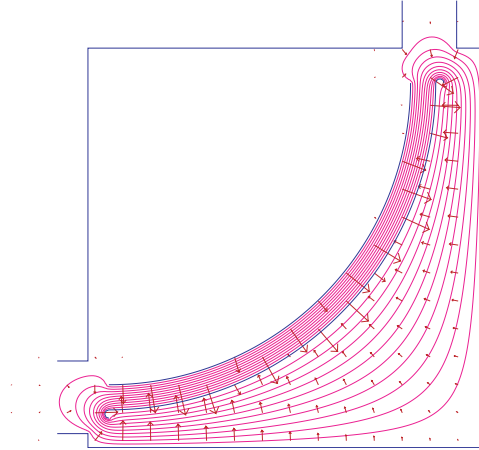


図 2.5: Poisson で作った電場の図

2.3.2 Simulation

上記の data を用いて、Runge-Kutta Method により electron の軌道 simulation を行った。simulation に関しては次の 2 点に留意して行った。

1. 与えられる電場（電圧）に対して選別される energy はどれくらいになるのか？
2. もし electron が水平からずれて入射した場合、どの角度まで許されるのか？これは electron のヘリシティーの揃い具合にも影響する。

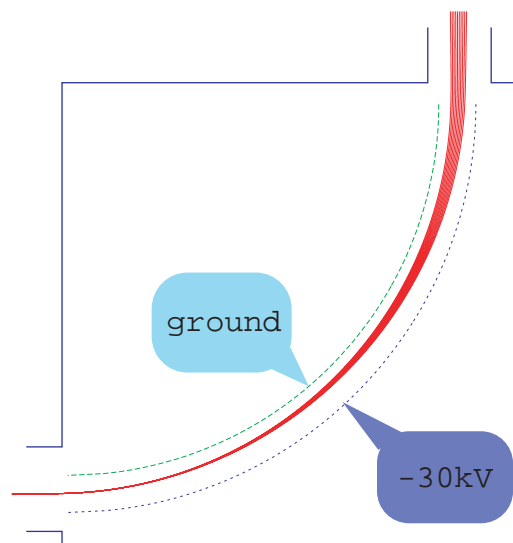


図 2.6: 電圧 30kV での特徴的な electron の energy($0.685 \leq \beta \leq 0.694$)

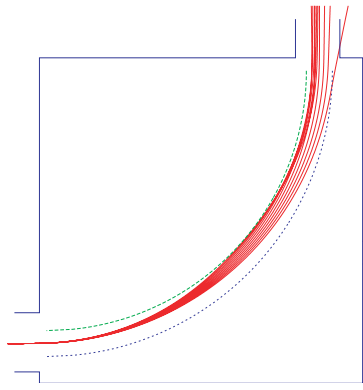


図 2.7: energy に幅を持たせたとき ($0.685 \leq \beta \leq 0.694$)

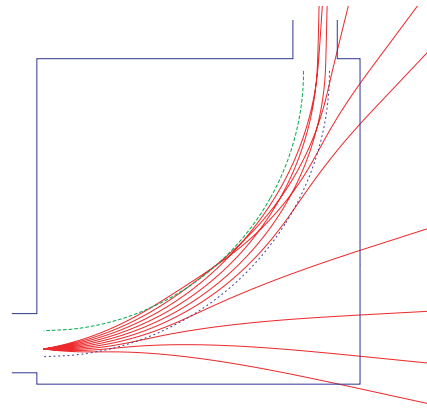


図 2.8: 角度依存性 ($\beta = 0.69$)

2.4 Electrode

ここでは電極の設計、及び完成までの諸問題の解決を論じる。

2.4.1 Design of electrode

前年度、静電遮蔽(電極間の半分の距離)での放電が問題となったが、simulationで検討した結果、静電遮蔽は必要無いと判断した。simulationからのdataを元に、実験における電極間の電圧の目標を当初30kVに設定した。これは以下のことを踏まえての設定である。

- 昨年の結果(19kV)では、選別されるelectronのenergyが低くmott散乱が見えなかった。ノイズに埋もれてしまった。
- energyが高いほうがAsymmetryの効果が大きくなる。
- ^{137}Cs の β 崩壊でのelectronのenergy分布を考えると、できるだけ高いenergyの方がcount rateを稼げる。

その目標を達成するための設計として、図 2.9 のような図面で製作することにした。

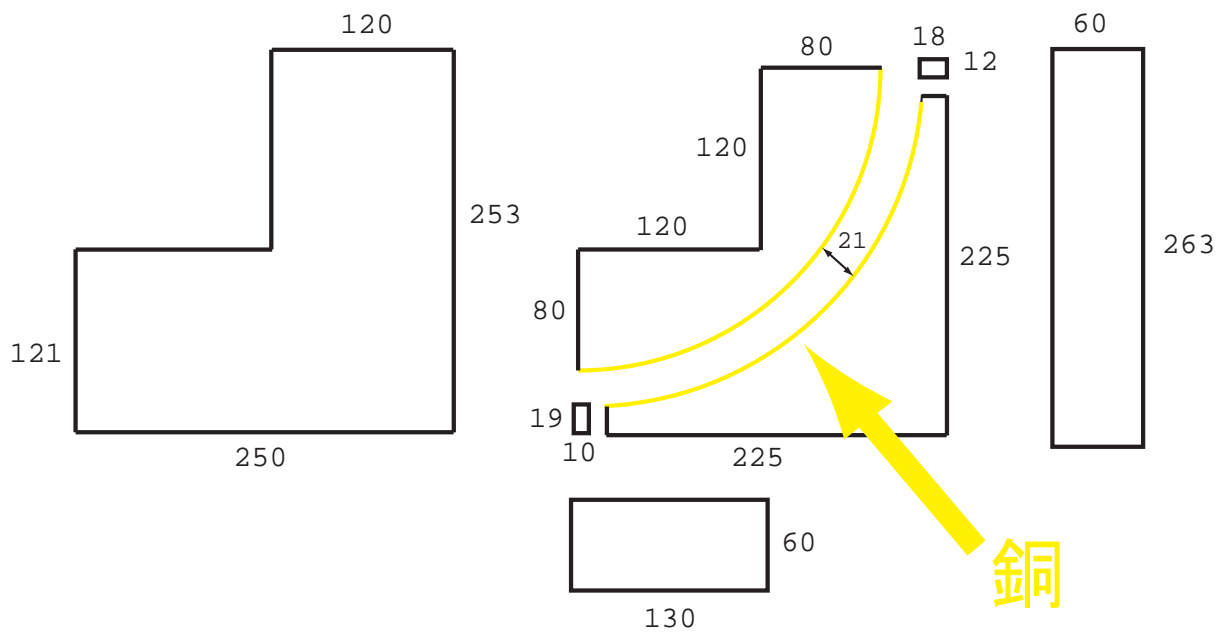


図 2.9: 描いた図面の概略 (単位は mm)

そして完成した電極。

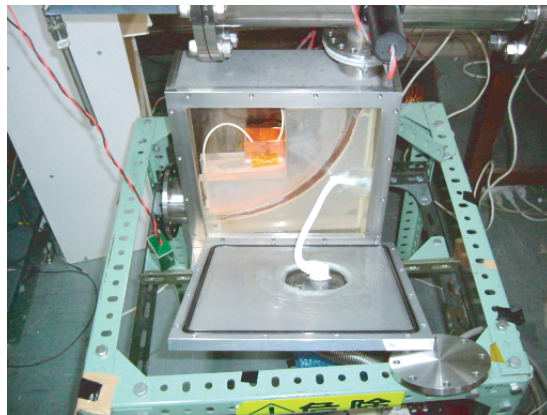


図 2.10: 完成した電極の写真 (その 1)

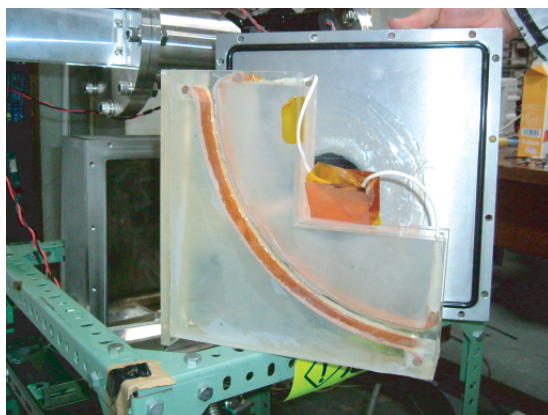


図 2.11: 完成した電極の写真 (その 2)

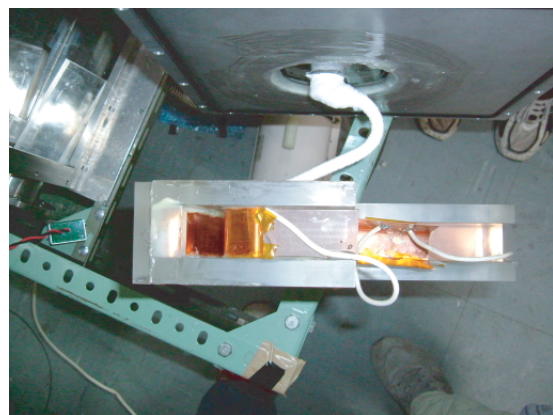


図 2.12: 完成した電極の写真 (その 3)

2.4.2 Problem and solution

完成した電極を実際テストしてみると、様々な問題点が浮き上がってきた。主なものは次の3点である。

- a 電極間の放電、及び電極板と真空槽との間の放電。
- b コネクタと真空槽の間の放電。
- c ケーブルの耐電圧が20kVしかないことによって、30kVに耐えられず放電。

問題 a に関しては、NITTO のカプトンテープを電極の表面に張ることにより、真空と金属の間に絶縁体を挟み、表面の誘電率を上げかつ電場に影響がないような環境を作ることによって成功した。また、真空槽との放電はアクリルの接着面を通して起こっていたため、その隙間を埋めることにより解決した。

コネクタからの放電はコネクタ部分を接着剤で埋めた。そもそも、コネクタを作った理由は真空槽の蓋の部分と電極を取り外して使うためであった。電極が完成して調整がある程度できるようになったあたりでコネクタを埋めた。

c の問題は NITTO のテープで何重にも巻いて（太さが3倍くらいになった）耐電圧を上げることによって防ぐことに成功した。

これらの成果により、電極間の電圧が35kVで2時間以上連続運転可能という目標を上回る成果を上げた（短時間では38kV程まで印加できた）。

2.5 Test of electrode

30kVを超える電圧をかけることに成功したので、次はその性能を評価する。

2.5.1 Calibration of PMT C

PMT C の Calibration はプラスチックシンチレータ (5mm) を用いていることから、 ^{137}Cs の conversion line (629keV) によって行う。ゼロ点は gate をずらしたときの (PMT が鳴らないようにしたときの) data で評価する。

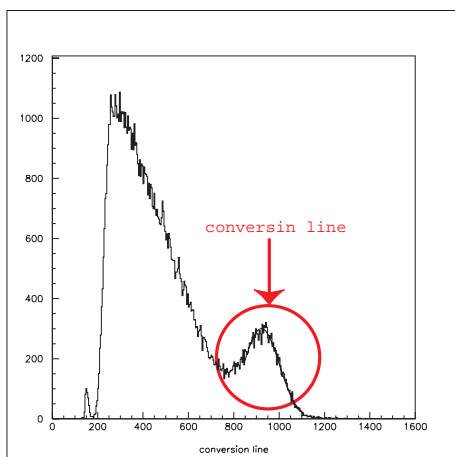


図 2.13: conversion line の data

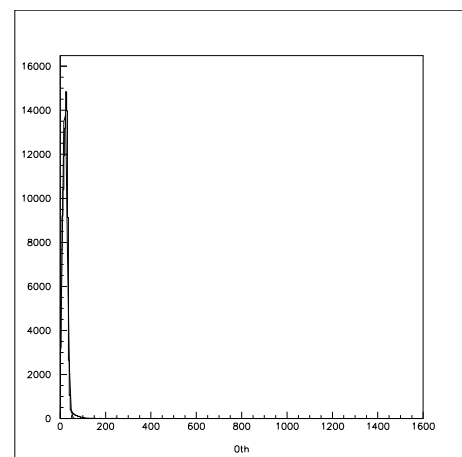


図 2.14: ゼロ点の data

このデータにより、 $0.697 \pm 0.061 \text{ keV/ch} \cdot 0\text{keV}$ のチャンネル = $14.3 \pm 7.4\text{ch}$ という結果を得た。

2.5.2 Data of PMT C

各電圧 (20kV・25kV・30kV・35kV) において PMT C で測った electron の energy の data を以下の図 2.15 ~ 2.19 に載せる。

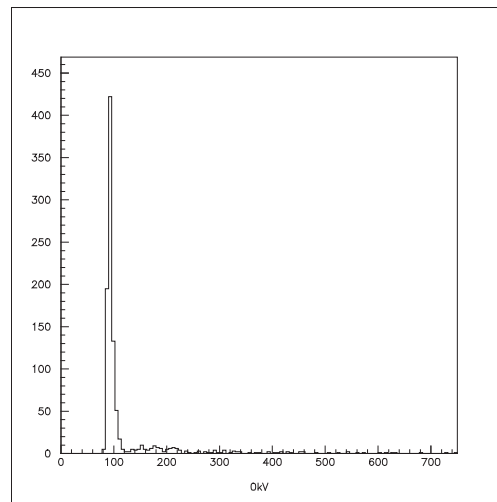


図 2.15: 電圧 0kV での PMT C の data

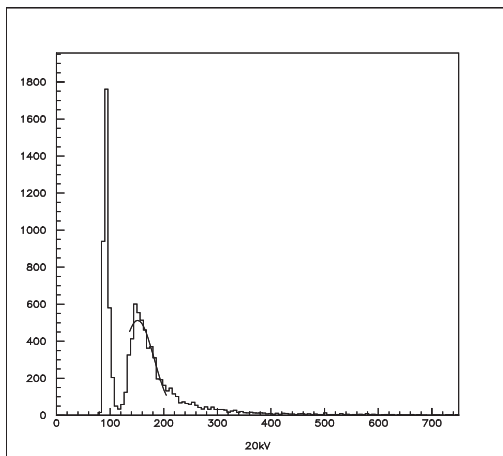


図 2.16: 電圧 20kV での PMT C の data

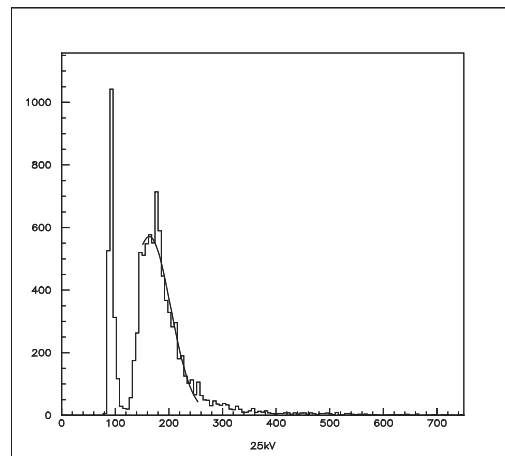


図 2.17: 電圧 25kV での PMT C の data

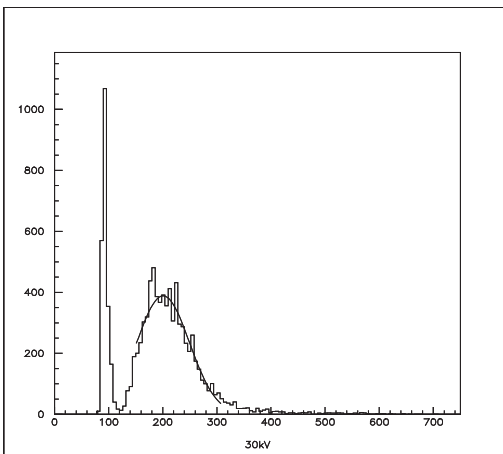


図 2.18: 電圧 30kV での PMT C の data

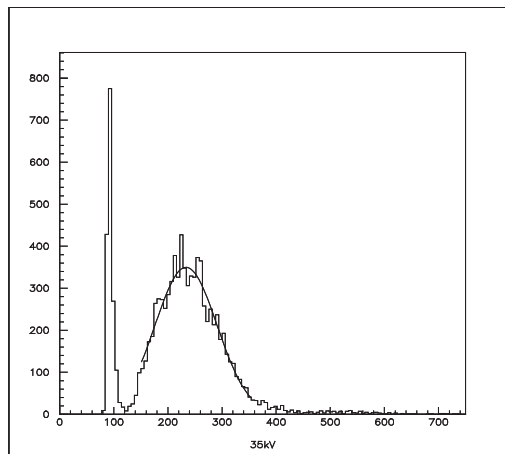


図 2.19: 電圧 0kV での PMT C の data

2.6 Summary

ここまで集めた data を下に解析、及び結論を論じる。

2.6.1 Conclusion and consideration

先の section で得られた data から energy を求め、simulation の data と比べると次のようになる。

表 2.1: simulation との比較

Voltage(kV)	Data Mean(keV)	Simulation(keV)
20	151 ± 30	129^{+3}_{-9}
25	163 ± 40	165^{+6}_{-12}
30	201 ± 49	194^{+7}_{-6}
35	234 ± 57	242^{+4}_{-14}

20kV での energy の中心値が大きすぎて、これは threshold の値に近いので (図 2.16 を見よ) 実際の中心値はもっと左 (低 energy 側) にずれていると思われる。

simulation と consistent な data が得られたと言えるだろう。これは大きな成果である！

第3章 装置

3.1 装置の概要

装置全体は基本的に真空になっている。その真空槽は、電極の納められている電極槽と、target が置いてあり mott 散乱を見るための target 槽の二つの槽に分けられる。ここではそれぞれの特徴を見ていくことにする。また、target、PMT に関する部分についてもフォローする。

3.2 電極槽

3.2.1 電極槽の特徴

電極槽は昨年使ったものを流用したが、なぜか設計がおかしく、ビーム軸が 5mm ずれているという代物だった。電極槽の蓋も、当初は昨年使ったものを流用しようとしたが、真空を保つための強度が足りず、新たに設計をした。

我々が作った蓋での最大の特徴はコネクタがついており、電極と蓋が分離できることである (昨年は真空を止めるためにくっついていて) 以下にその概要と写真を載せる。

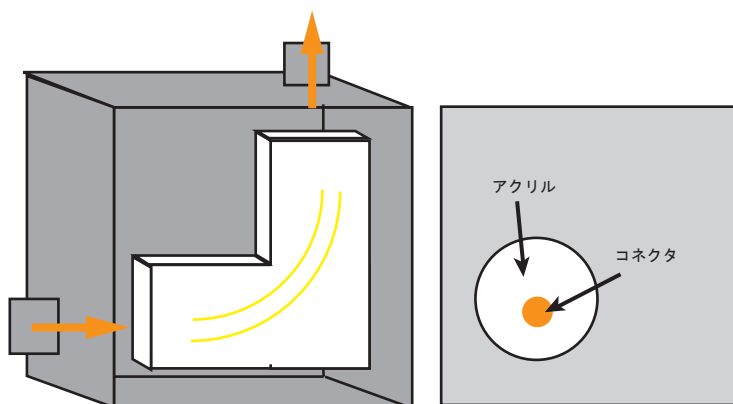


図 3.1: 電極槽のイメージ



図 3.2: 完成したコネクタ部分

3.3 target 槽

3.3.1 target 槽の特徴

設計に当たって、前年度の実験を参考にすると、前年度の実験での大きな欠陥として次の 2 つがあった。

- target を変えることができない
- 前方散乱のみしか捉えることができない

今回はその部分を中心に改良を試みる。イメージとしては、次の図 3.3 と 3.4 である。

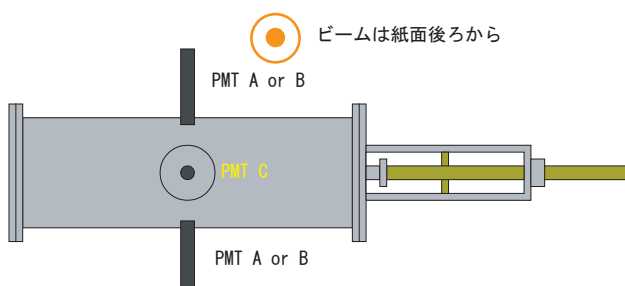


図 3.3: target 層を上から見たときのイメージ

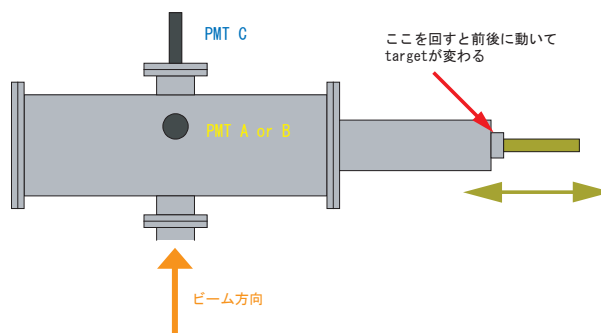


図 3.4: 同じく横からのイメージ

このイメージを元に設計した。そのときに重要なパラメータは次の通りである (target holder 部分を除く・後述)

- target 槽と電極槽はフランジでつながっており (内径 30mm) そのフランジ結合の部分回すことによって、ビーム軸から ϕ 方向に 22.5° ずつ回すことができる。また、PMT C のフランジ部分と入れ替えることによって、後方散乱も捉えられるようになっている。
- target 槽の大きさは (円筒) $z = 350\text{mm}$, $r = 300\text{mm}$ である。これは、target holder を回すこと、及び PMT A or B への立体角を考えての最適な値である。
- PMT A,B が水平方向 (ビーム方向とは垂直) から見た角度が 25° に設置。PMT C をビーム方向に設置。これは後方散乱の実験も含めて考えた最適値である。

それによって完成した真空槽の外見。

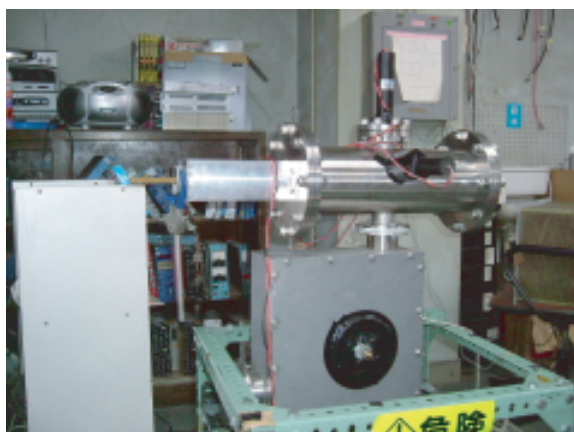


図 3.5: 真空槽の全体像

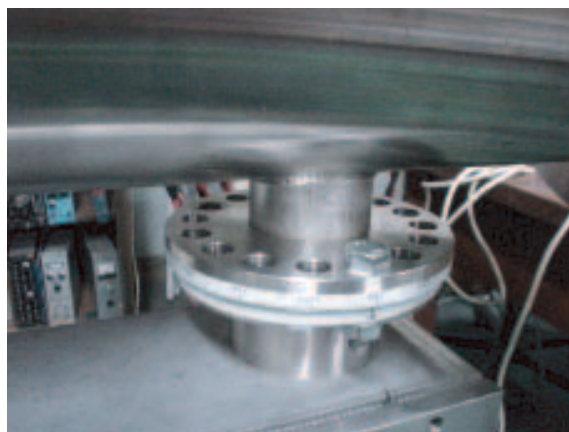


図 3.6: フランジの部分

3.4 target について

ここでは target の可動部、target holder、及び target そのものについて述べる。

3.4.1 target を真空を保ったまま変える為の設計

我々は、target を変える時に真空を保ったままにしておきたかった。これは、真空状態を作るのに時間がかかる ($\sim 12\text{h}$) 為である。(もっとも、設計の段階ではそこまでかかるとは思っていなかった。しかし短縮に

はなると踏んでいた) 実現させるための設計として重要なのは、target holder の可動部である。我々は次のようなアルゴリズムで設計することにした。

ハンドルと target stick はタップの構造になっており、ハンドルを回す力を利用して前後に target stick が動くようにする。また、前後にまっすぐ動かすための支え棒がついており、その棒が外れるポイントまで(一番引き抜いたとき)動かすと、target の表裏をひっくり返すことができる。真空を止めるための装置としては gauge port を利用した。以下にその図面の概要と完成した図を載せる。これは実によくできた。

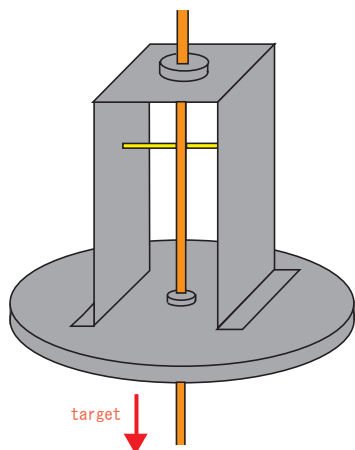


図 3.7: target を回す構造の概要

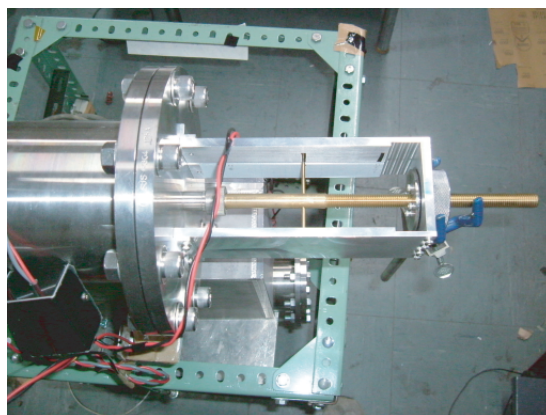


図 3.8: 完成したもの

3.4.2 target holder の設計

target holder は文字通り target を固定するものである。材質はアルミで、これはホルダーによって散乱された場合に Asymmetry が出ないようにするためである。target holder の図面は以下のようにになっている。target の大きさは simulation から、大体のビーム幅を見たときを一応の基準としている。

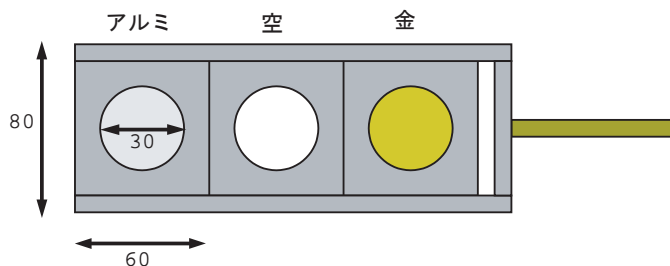


図 3.9: target holder の図面

そして完成した実際のもの。

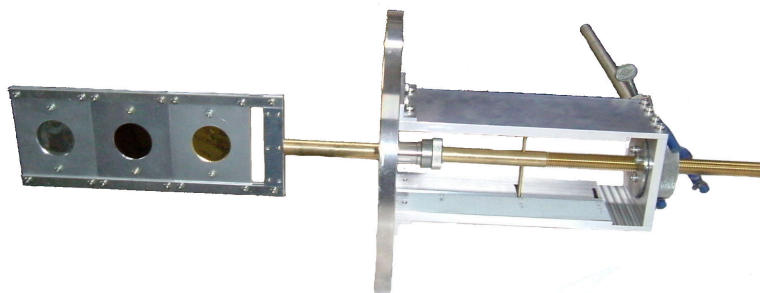


図 3.10: 完成した target holder

targetの種類としては、金・空・アルミとした。空はノイズやビームのエネルギーなどの測定に使うことを目的としている。アルミはZが小さいために Asymmetry が出ないことが期待される。装置の Asymmetry を消すことを目的とする。金はZが大きいため Asymmetry が期待される。ちなみに、targetの厚さは金が0.0025mmで、アルミが0.01mmになっている。

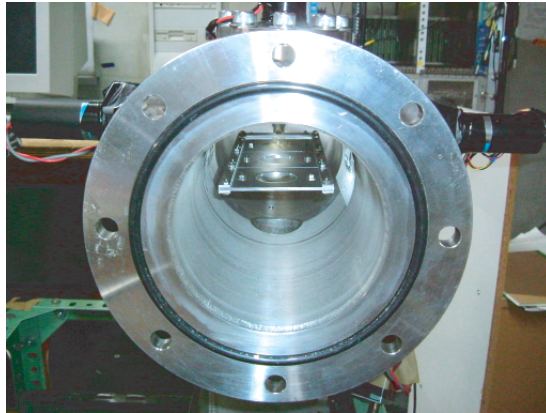


図 3.11: 設置した写真

3.5 PMT について

3.5.1 PMT A,B

先に述べたように、水平方向(ビーム方向とは垂直)から見た角度が 25° に設置してあり、mott 散乱した電子のカウントをそれぞれ測定する。これによって、Asymmetry が存在するかを確かめる。PMTの内径は30mmで、これは設置上ギリギリのサイズを目指すとともに大きな立体角を得るために選んだ。ちなみに、ターゲットからみた立体角は0.210である。

Scintillatorは厚さ0.2mmのプラスチックを使用しており、 γ 線バックグラウンドを大きく減らすことができるようになっている。また、Scintillatorの表面(電子が飛んでくる方向)にごく薄いアルミ箔を貼り付け、PMT A \leftrightarrow PMT B間でのscintillation光が入らないようにしてある。(図3.11にかすかに見える)

外側はPMTの周りを鉛でシールドして、ノイズを減らすようにしてある。

3.5.2 PMT C

ビーム強度、及びエネルギーを測定するために設置。Scintillatorは厚さ5mmのプラスチックを使用している。

又、A,B同様にアルミ箔や鉛でシールドしてある。

第4章 測定

4.1 回路

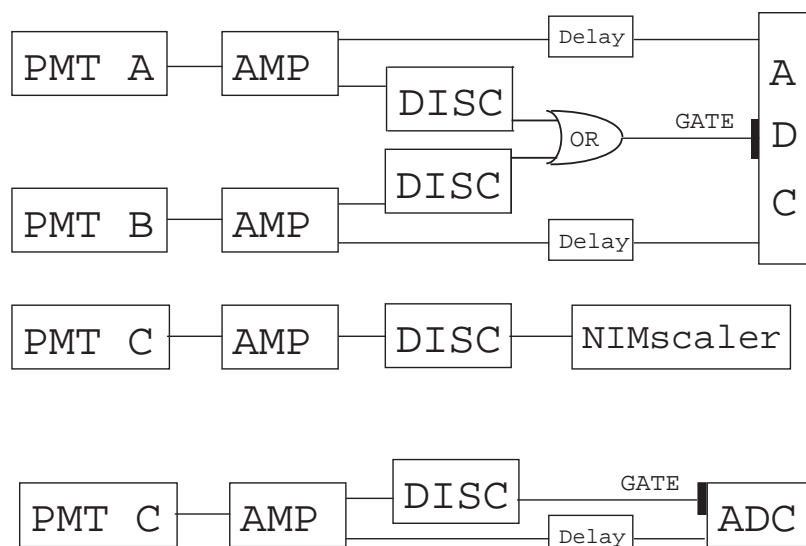


図 4.1: 回路の接続

回路の接続は図 4.1 で行われた。データの流りに沿って説明する。

まず、PMT A,B からのデータは AMP に通し信号を 10 倍にすると同時に、信号を 2 つに分ける。その分けられた一方の信号を、A,B それぞれの Discriminator に接続して threshold をかける。PMT A では 80mV、PMT B では 500mV の threshold になった (後述) この Discriminator からの信号を A,B の or 回路に通して ADC の Gate Signal として使用する。もう一方の信号はそれぞれ Gate Signal とタイミングを合わせるように Delay をかけて、ADC に入り、カウントとエネルギーを測定する。つまり、ADC では A or B のエネルギーを測ることになる。

PMT C はカウントをスケーラーで測る時と、A,B と同様に ADC へつなく時の 2 通りがある。そのどちらも、AMP を通して信号を 10 倍にする。スケーラーで測定する時はその信号を Discriminator に接続して、スケーラーでカウントをとる。ADC で測定する時は、AMP で信号を 2 つに分けて、一方の信号は Discriminator に接続して ADC の Gate に接続する。一方の信号は Gate Signal と同時になるように Delay を入れ、ADC に接続して、カウントとエネルギーを測定する。ちなみに、C の threshold の値は 323mV に決めた。

4.2 実験方法

実験の手順は以下の通り。

1. 真空ポンプで真空を引き 0.5Pa 以下にする
2. 電極間に測定に必要な電圧をかける (本実験は 30kV、0kV。測定毎に電圧を落とす)

3. AMP、Discriminator、ADC、PMT(1kV)などの電源を入れる。
4. ターゲットを金、空、アルミにしてカウントやエネルギーをそれぞれ測定(本実験は2時間)
5. ターゲットを裏返して同様に測定
6. ターゲット槽の角度を変化させて上記を繰り返す

target には Au, 空, Al を使い、ターゲット槽の角度は図 4.2-4.5 のように定める。

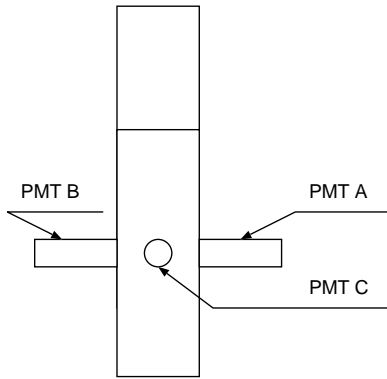


図 4.2: 0 °

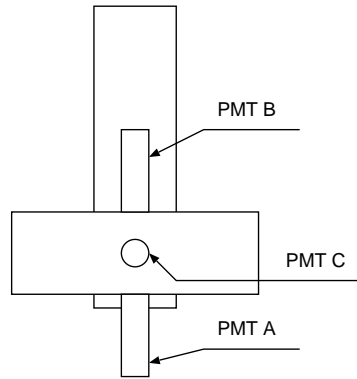


図 4.3: 90 °

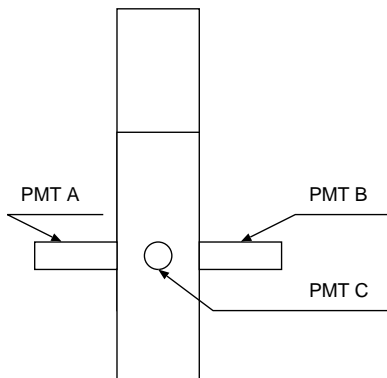


図 4.4: 180 °

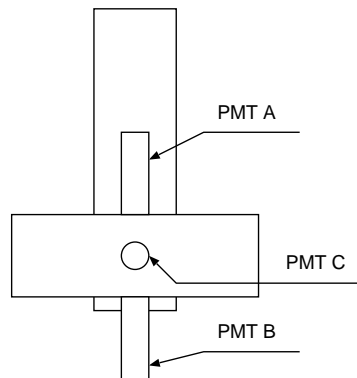


図 4.5: 270 °

装置を上から見た時のターゲット槽と PMT の角度の関係

4.3 threshold の決定

実際に Mott 散乱を測定する前に、threshold を決定しなければならない。測定に使用する scintillator は 0.2mm と薄く、高エネルギーの β 線を止めることはできない。 β 線は 100keV 程度のエネルギーを落とし、通過する。従って threshold は、印加電圧と関係なしに 100keV 付近にある β 線のピークと、background を切り分けられる位置に設定すればよい。今回の実験では、図 4.6 のようにターゲット槽内に ^{137}Cs を置きピークの凡その位置を確認。その結果を元に本実験と同じ setup(図 4.21) にて β 線のピークを探しだし、実際の threshold を決定した。

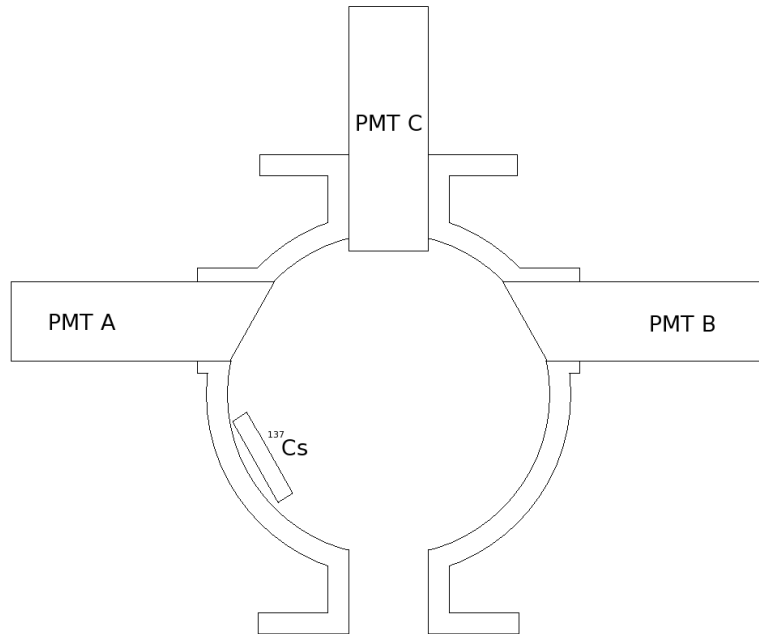


図 4.6: PMT A の threshold 決定のためのセットアップ

図 4.7 及び図 4.8 はターゲット槽内に何も置かなかった場合及び ^{137}Cs を置いた場合の PMT A の spectrum であり、凡そ 150ch 辺りに β 線のピークが出来ることが分かる。

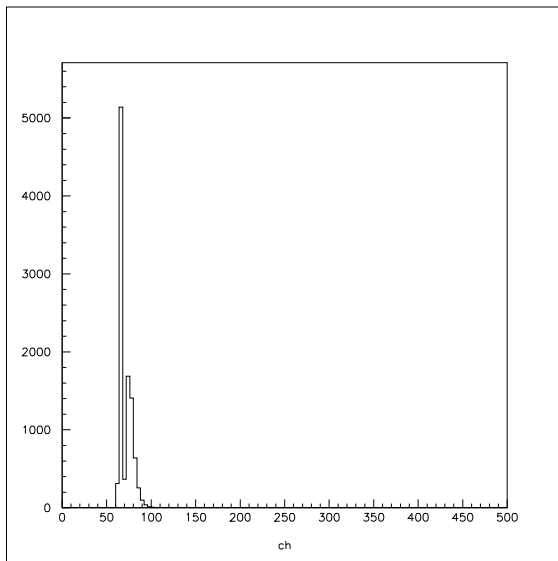


図 4.7: PMT A: source なし

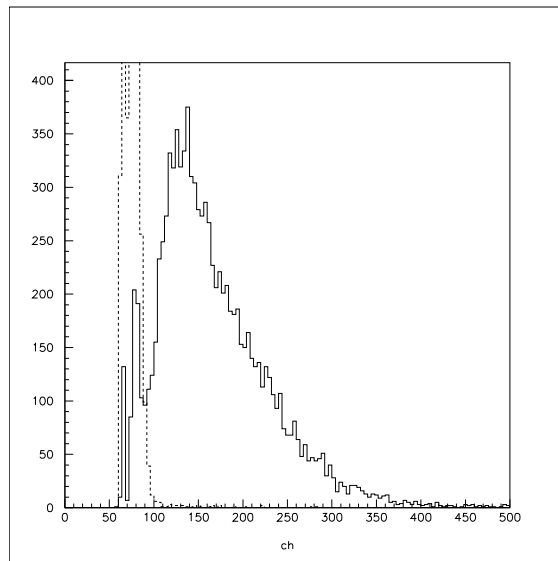


図 4.8: PMT A: ^{137}Cs

また、図 4.9 及び図 4.10 は PMT B の spectrum であり、ピークは凡そ 500ch 辺りであることが分かる。

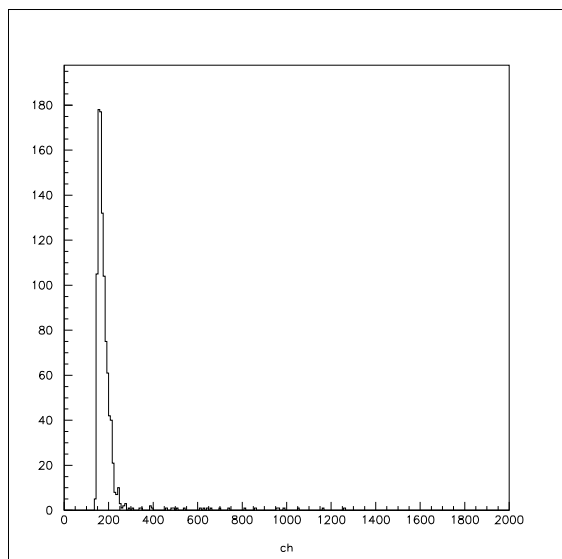


図 4.9: PMT B: source なし

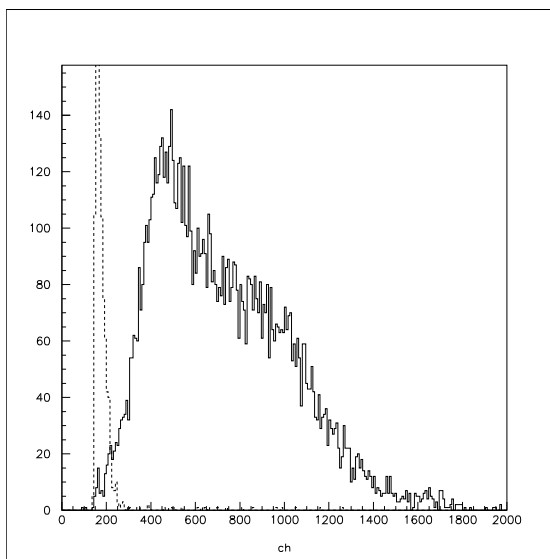


図 4.10: PMT B: ^{137}Cs

図 4.11-4.15 及び図 4.16-4.20 は、それらを元に threshold を調節し、本実験と同じセットアップの元でターゲットに Au を使い、threshold を決定したときの spectrum である。

これにより、PMT A の threshold を 60mV、PMT B の threshold を 500mV と決定した。

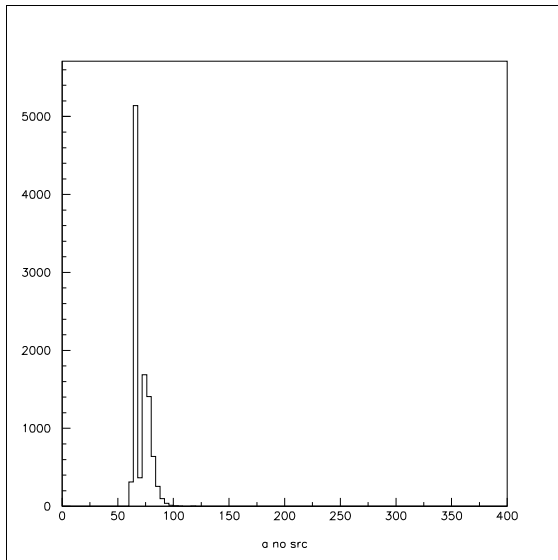


図 4.11: PMT A: 35kV, source 無し

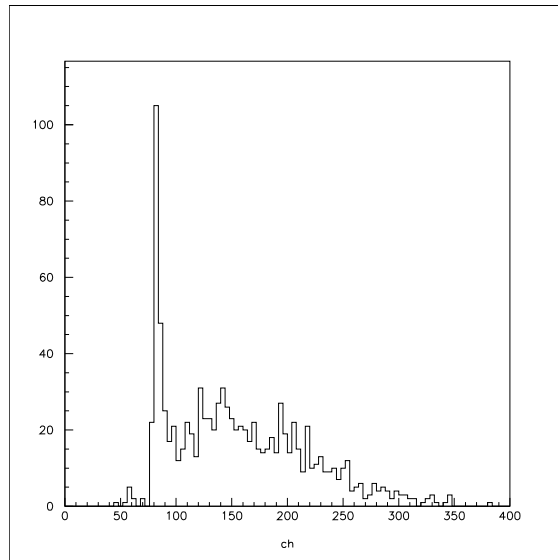


図 4.12: PMT A: 35kV, ^{137}Cs

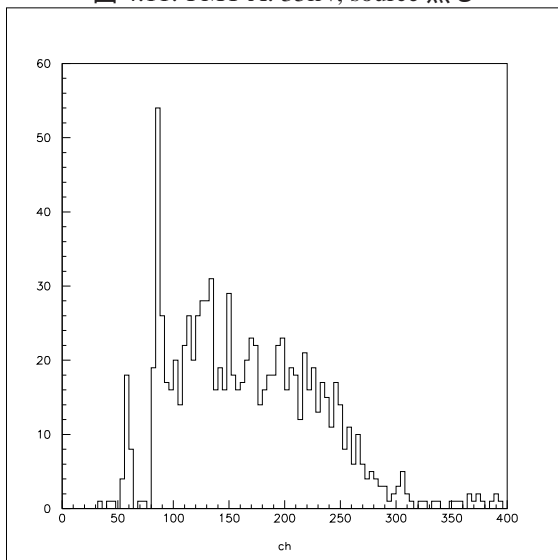


図 4.13: PMT A: 35kV, ^{137}Cs , threshold 40mV

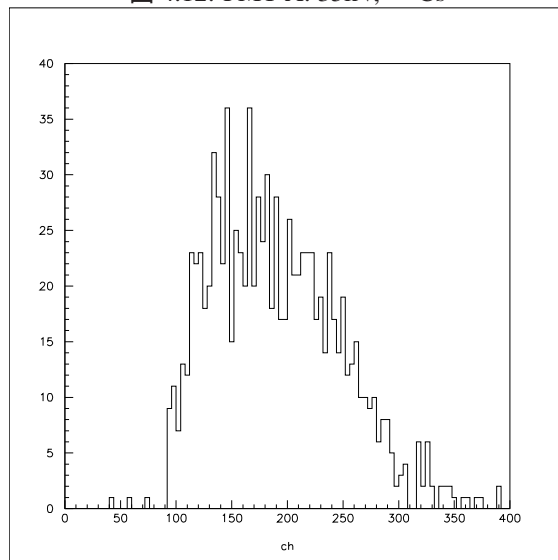


図 4.14: PMT A: 35kV, ^{137}Cs , threshold 60mV

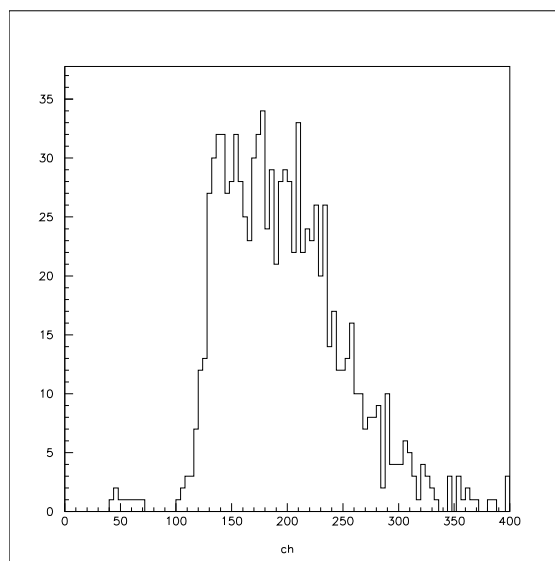


図 4.15: PMT A: 35kV, ^{137}Cs , threshold 80mV

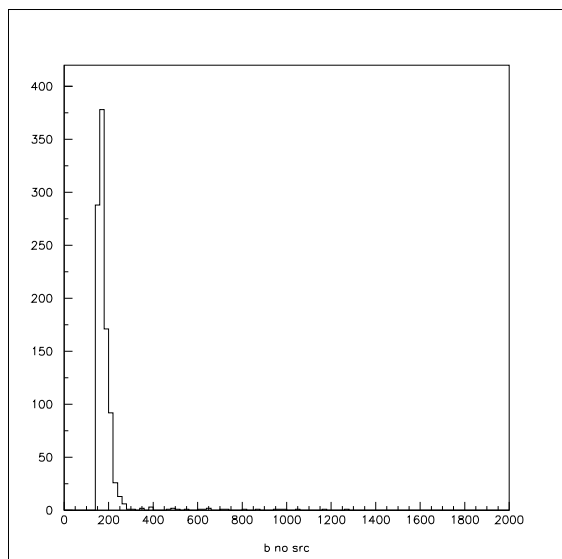


図 4.16: PMT B: 35kV, source 無し

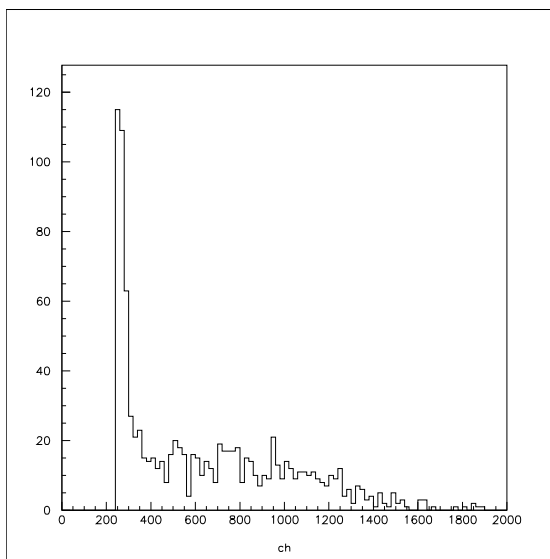


図 4.17: PMT B: 35kV, ^{137}Cs

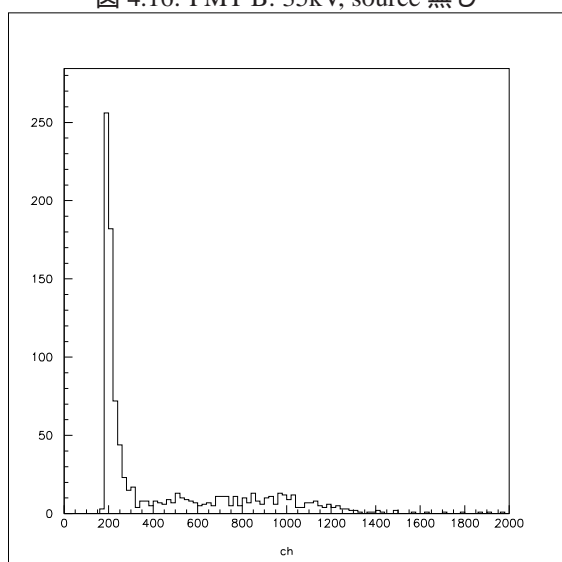


図 4.18: PMT B: 35kV, ^{137}Cs , threshold 300mV

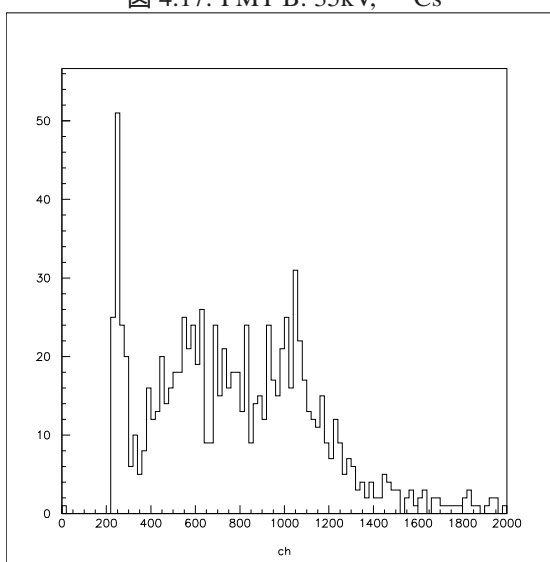


図 4.19: PMT B: 35kV, ^{137}Cs , threshold 450mV

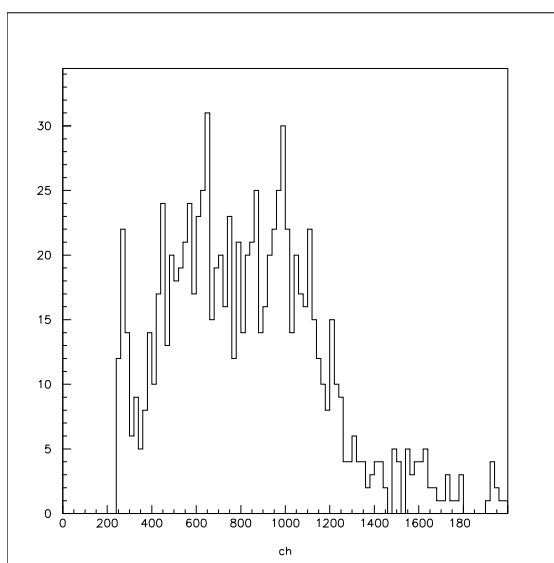


図 4.20: PMT B: 35kV, ^{137}Cs , threshold 500mV

4.4 Mott 散乱の測定

4.4.1 実験のセットアップ

本実験のセットアップの概要は図 4.21 の通り。

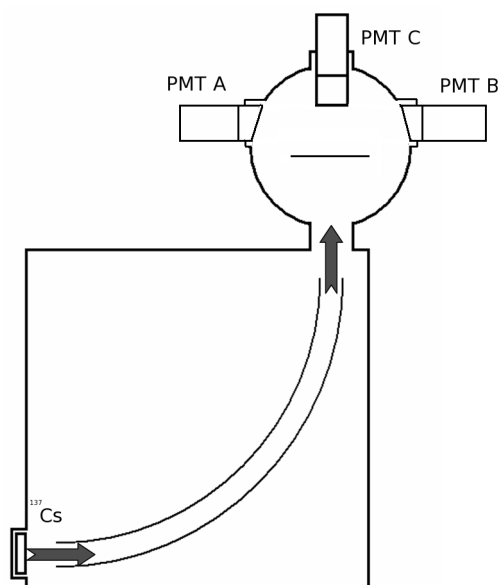


図 4.21: 本実験のセットアップ

4.4.2 実験結果

以下に本実験で得られたデータを示す。

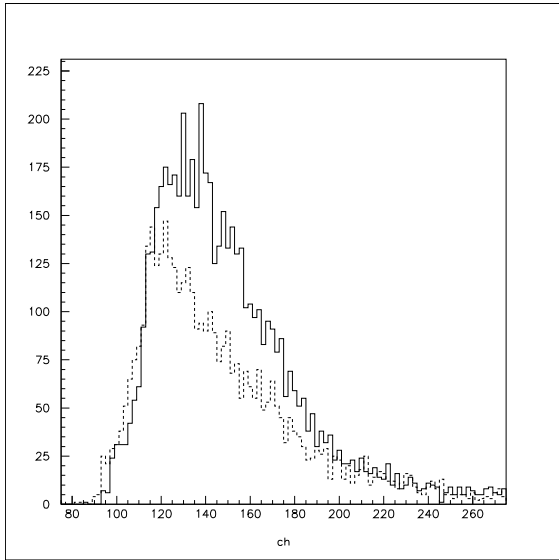


图 4.22: PMT A: Al, 表, 0 °

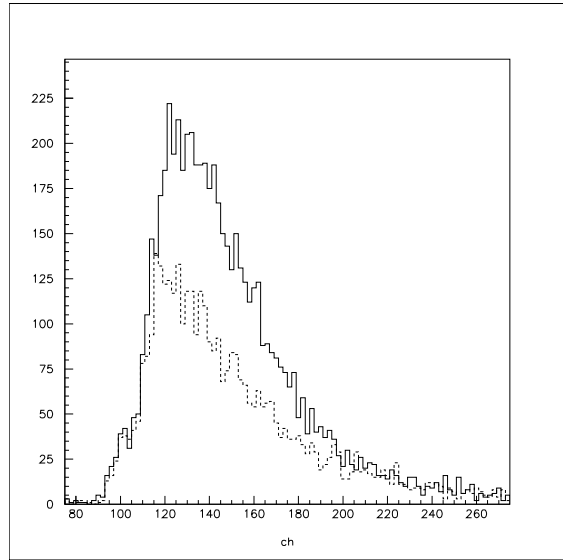


图 4.23: PMT A: Al, 裏, 0 °

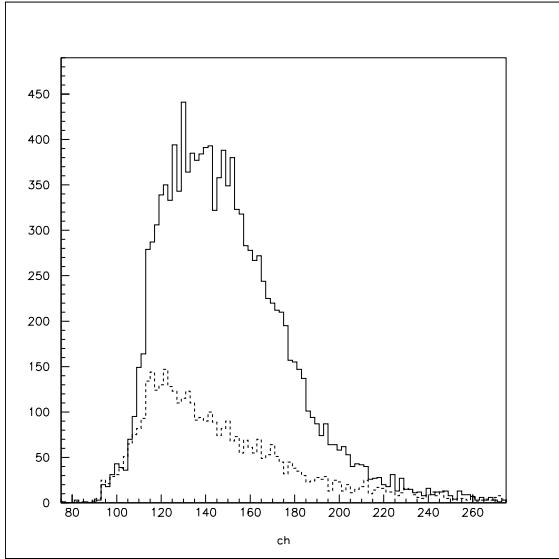


图 4.24: PMT A: Au, 表, 0 °

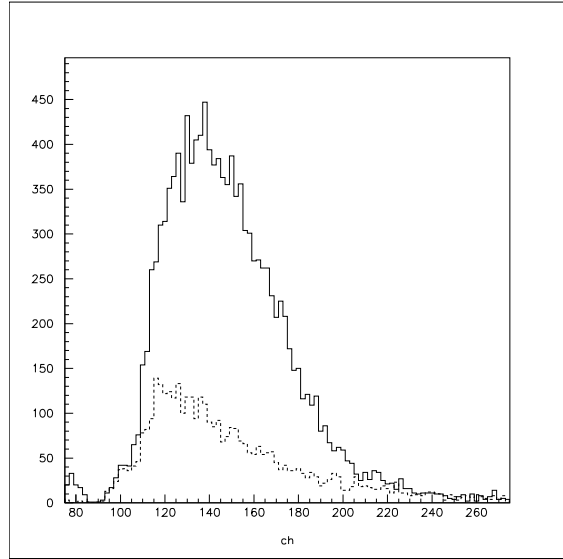


图 4.25: PMT A: Au, 裏, 0 °

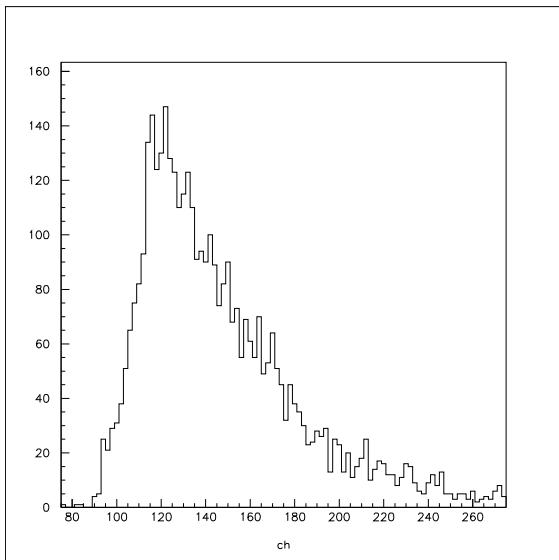


图 4.26: PMT A: 空, 表, 0 °

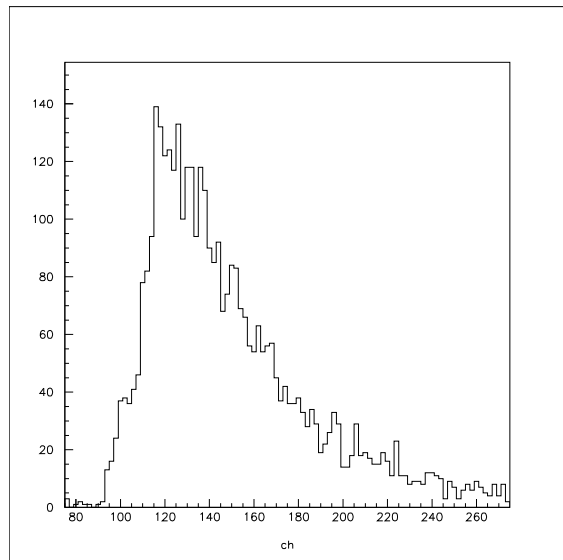


图 4.27: PMT A: 空, 裏, 0 °

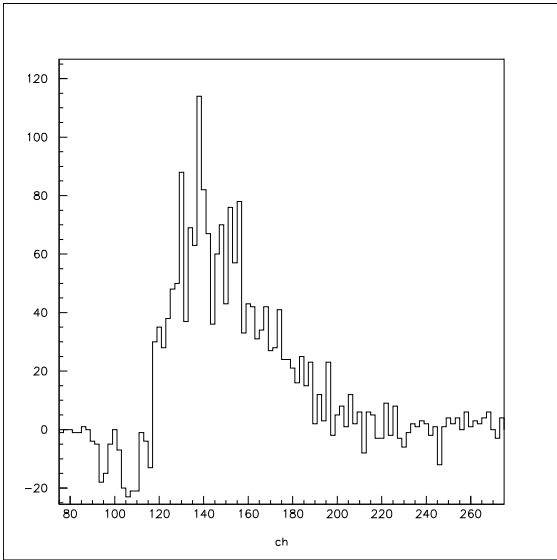


图 4.28: PMT A: Au, 表, 0°-空

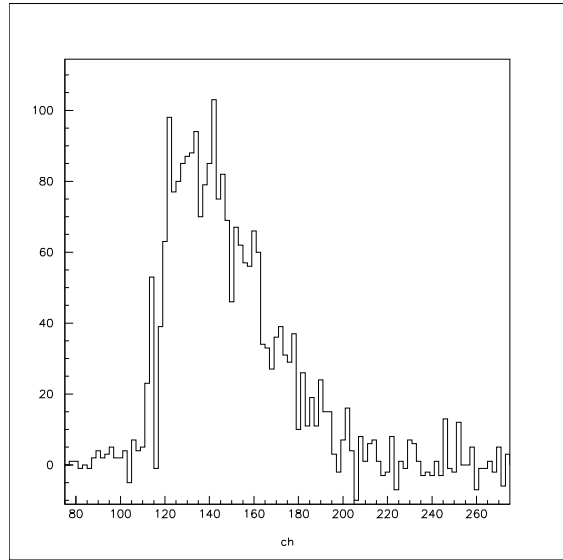


图 4.29: PMT A: Al, 裏, 0°-空

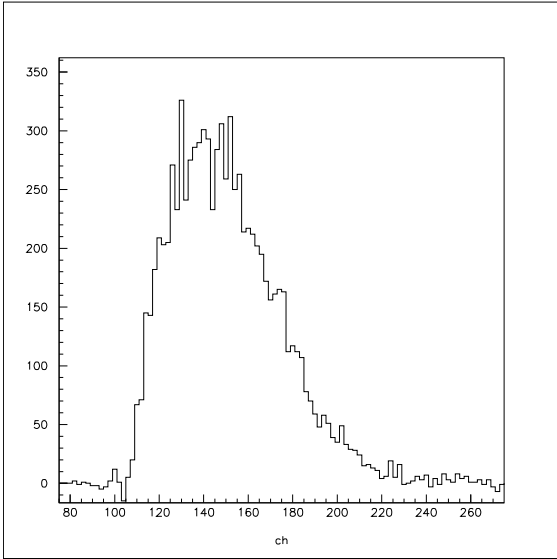


图 4.30: PMT A: Au, 表, 0°-空

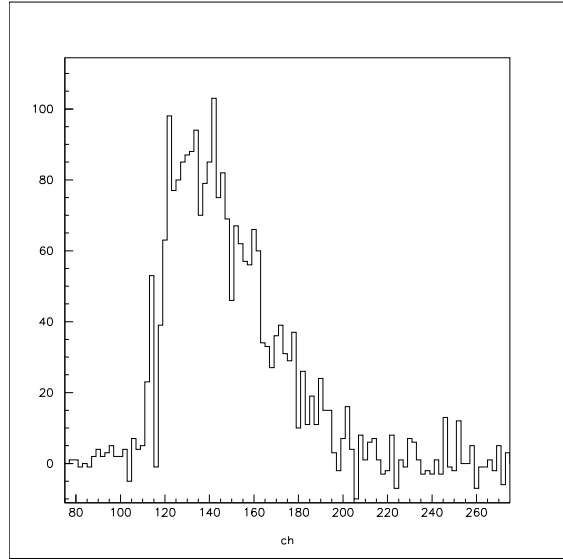


图 4.31: PMT A: Au, 裏, 0°-空

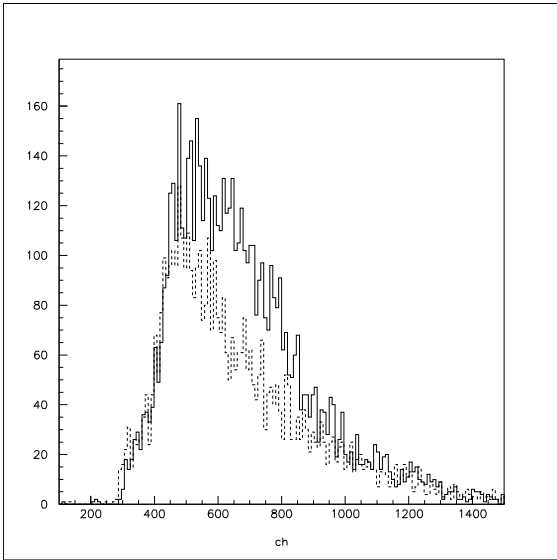


图 4.32: PMT B: Al, 表, 0 °

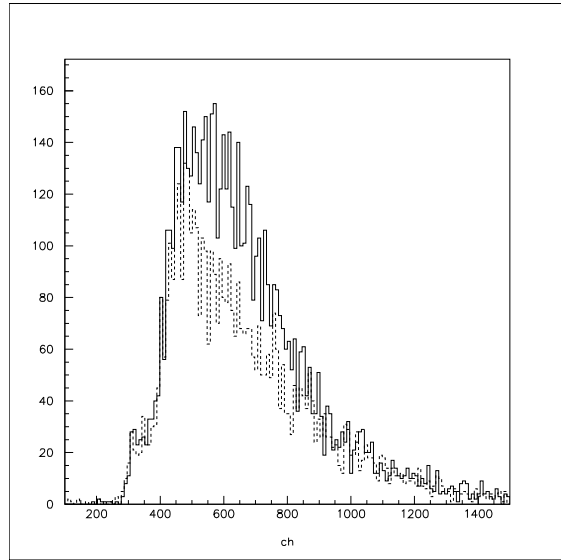


图 4.33: PMT B: Al, 裏, 0 °

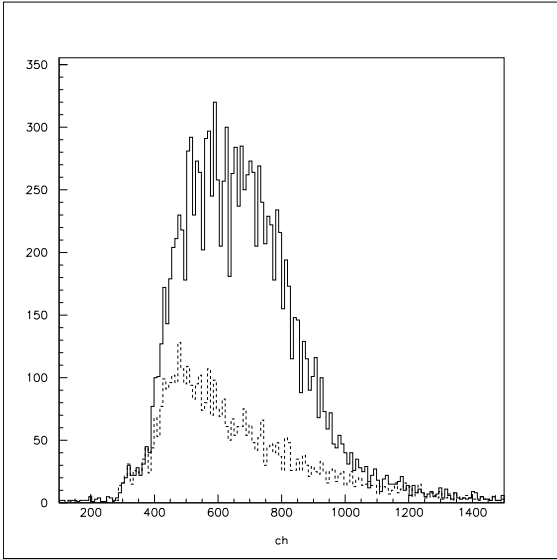


图 4.34: PMT B: Au, 表, 0 °

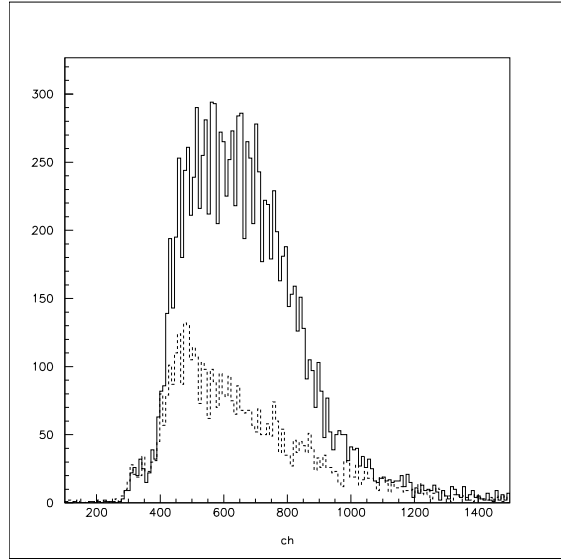


图 4.35: PMT B: Au, 裏, 0 °

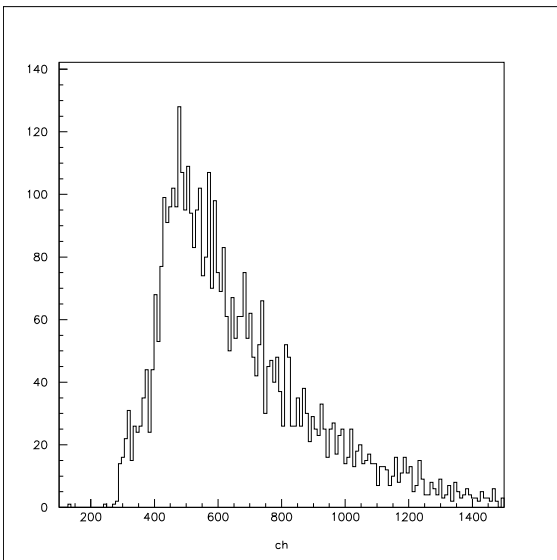


图 4.36: PMT B: 空, 表, 0 °

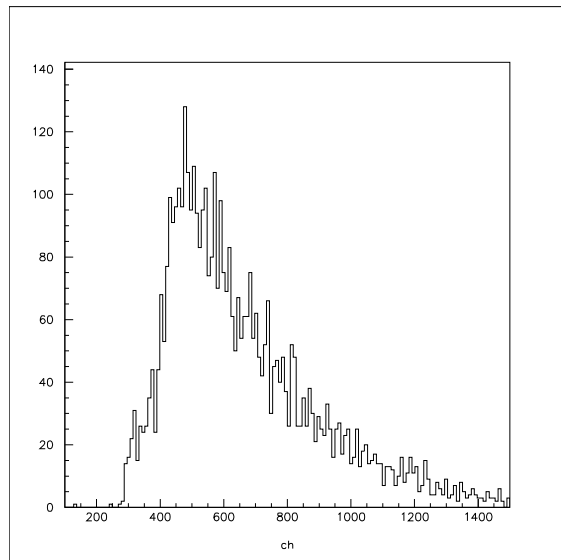


图 4.37: PMT B: 空, 裏, 0 °

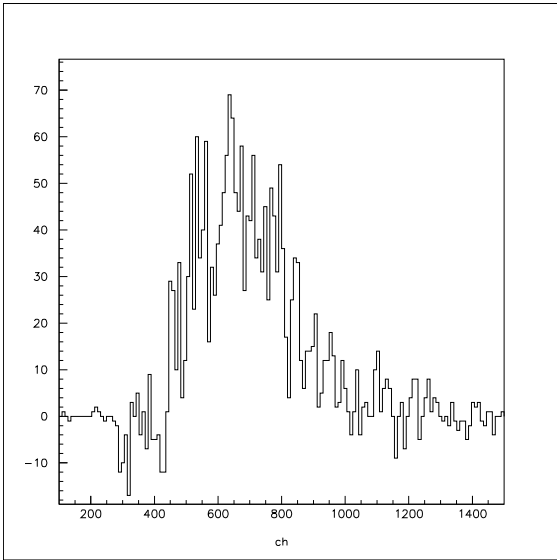


图 4.38: PMT B: Au, 表, 0° - 空

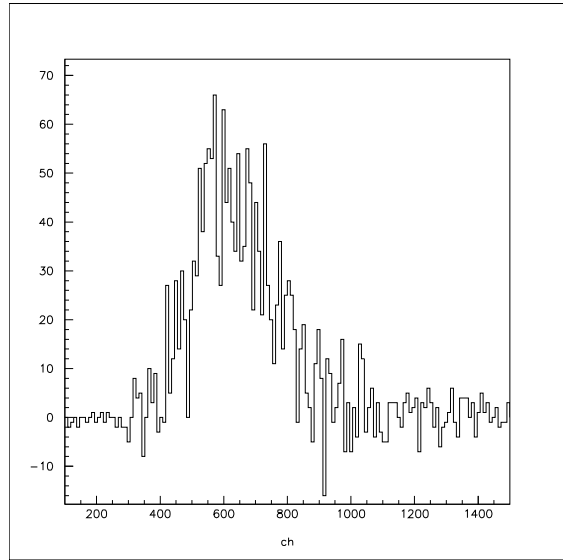


图 4.39: PMT B: Al, 裏, 0° - 空

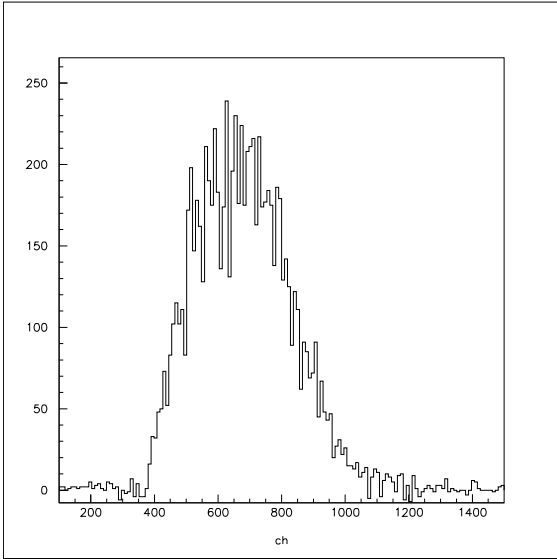


图 4.40: PMT B: Au, 表, 0° - 空

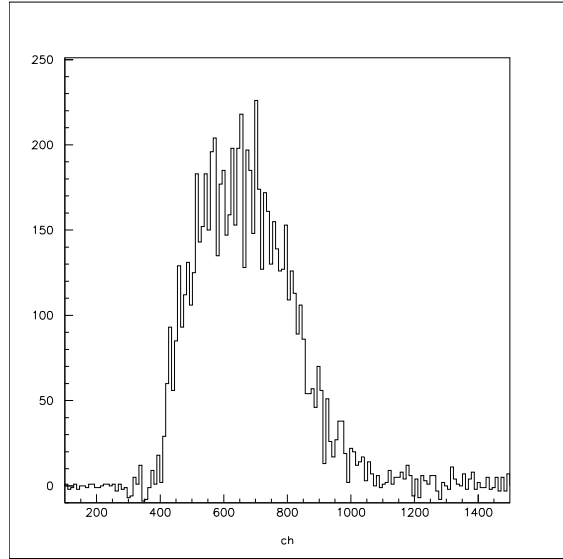


图 4.41: PMT B: Au, 裏, 0° - 空

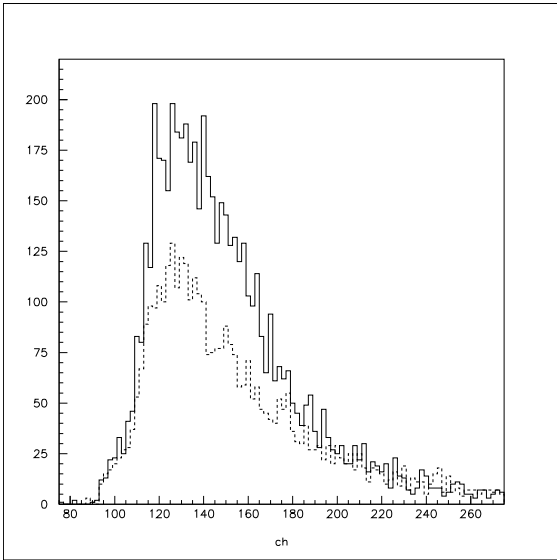


图 4.42: PMT A: Al, 表, 90 °

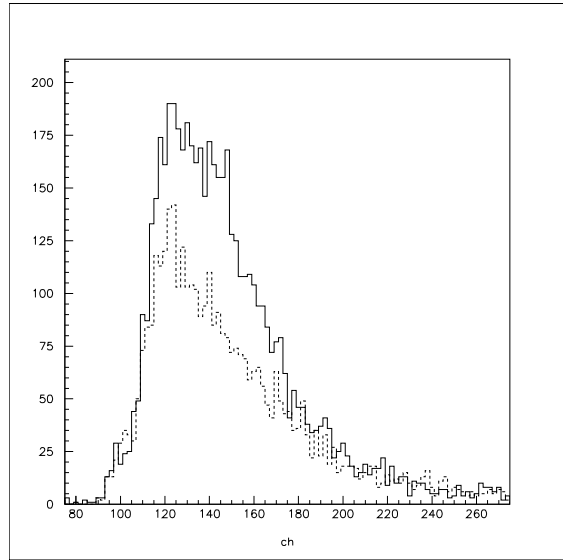


图 4.43: PMT A: Al, 裏, 90 °

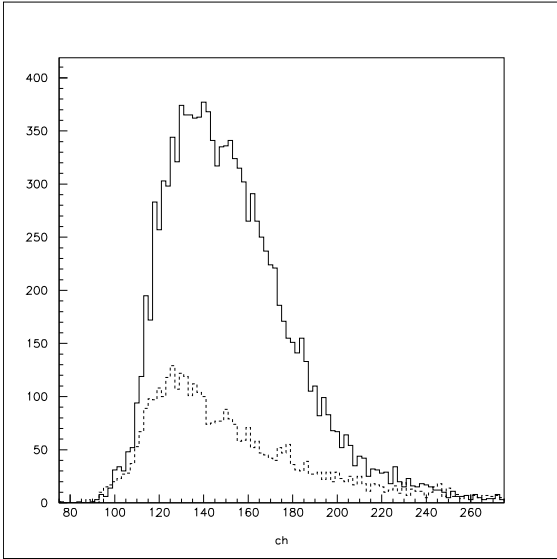


图 4.44: PMT A: Au, 表, 90 °

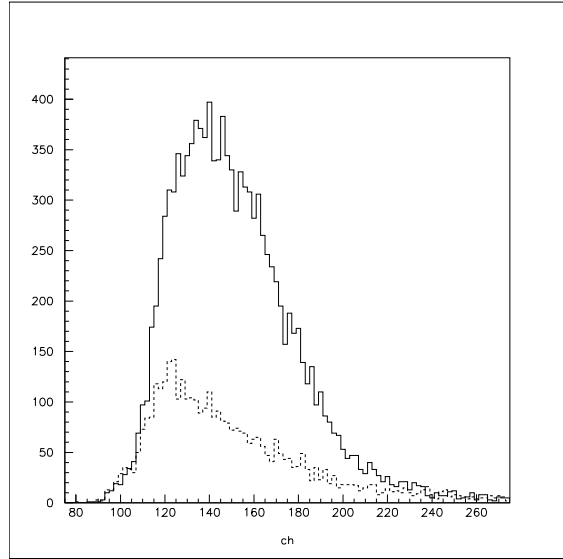


图 4.45: PMT A: Au, 裏, 90 °

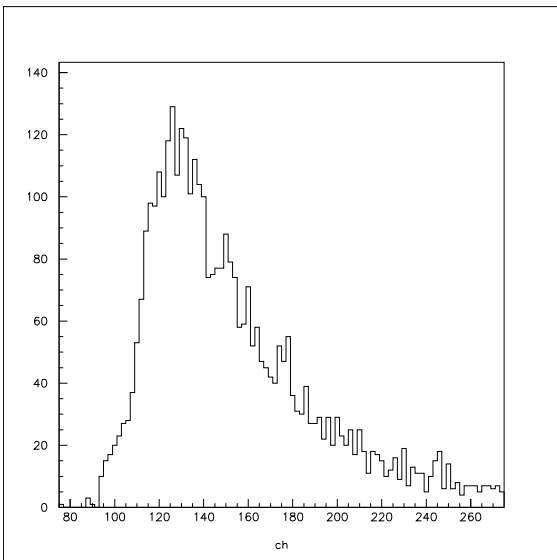


图 4.46: PMT A: 空, 表, 90 °

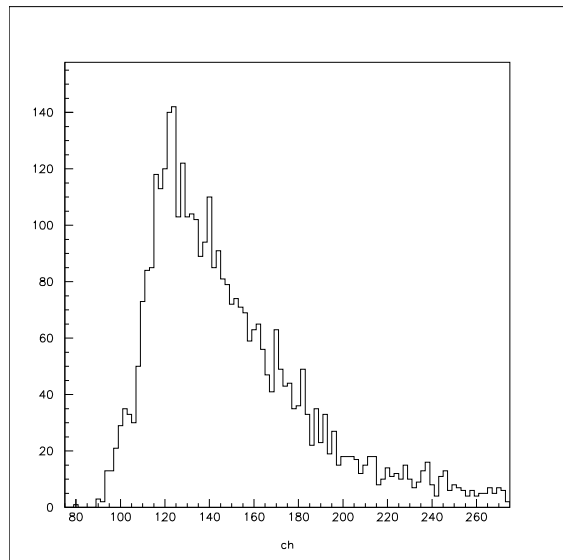


图 4.47: PMT A: 空, 裏, 90 °

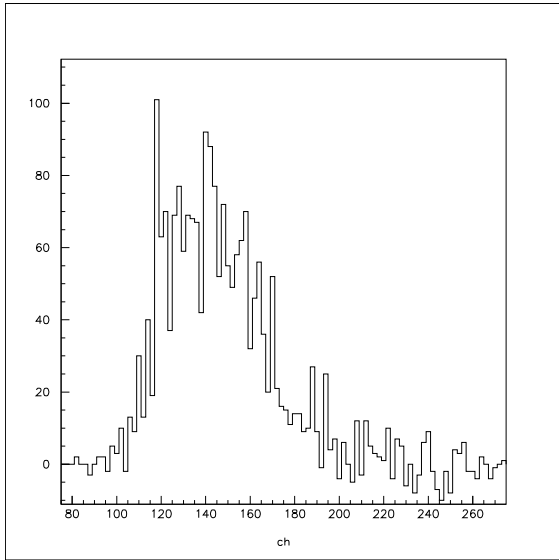


图 4.48: PMT A: Au, 表, 90 °- 空

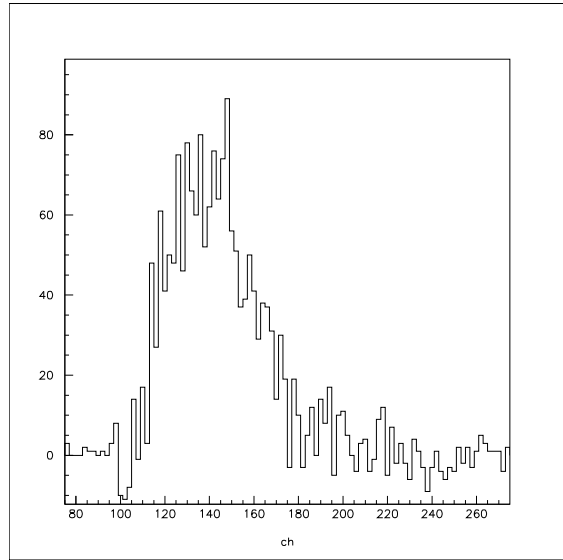


图 4.49: PMT A: Al, 裏, 90 °- 空

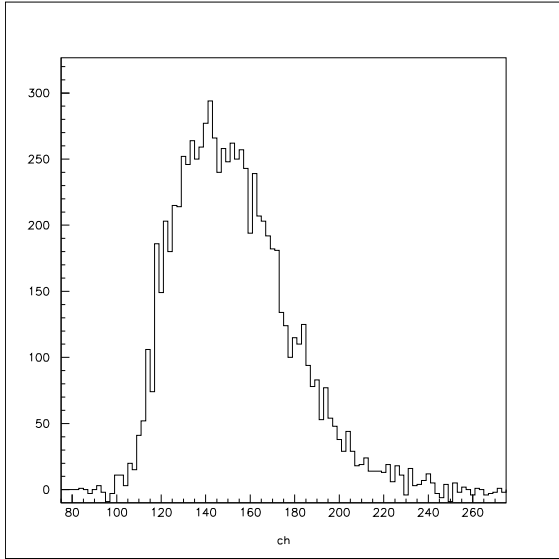


图 4.50: PMT A: Au, 表, 90 °- 空

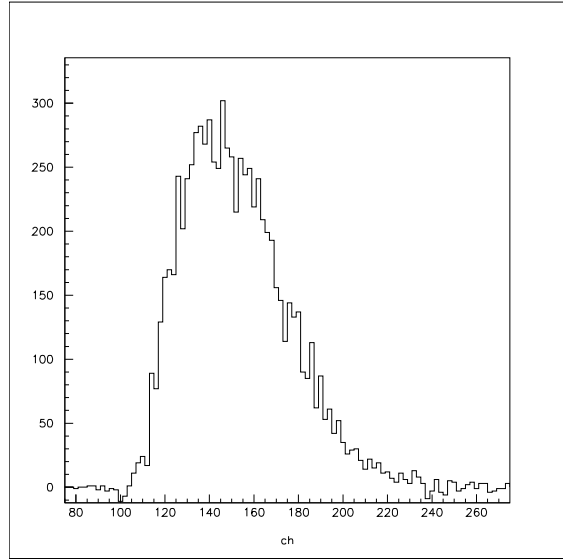


图 4.51: PMT A: Au, 裏, 90 °- 空

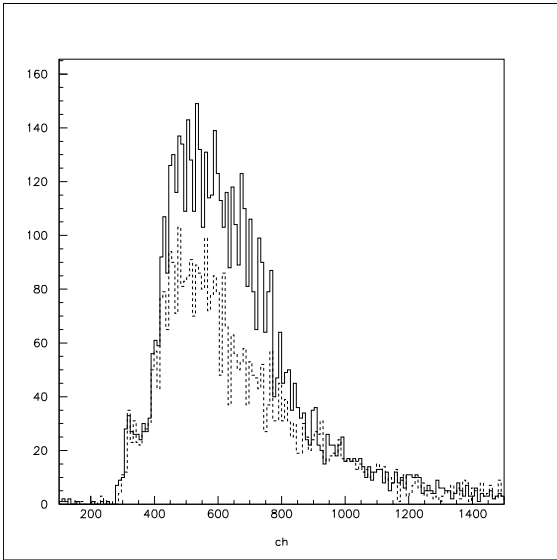


图 4.52: PMT B: Al, 表, 90 °

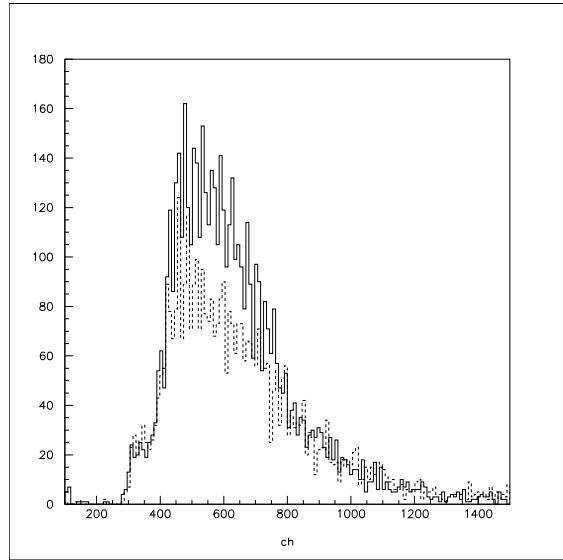


图 4.53: PMT B: Al, 裏, 90 °

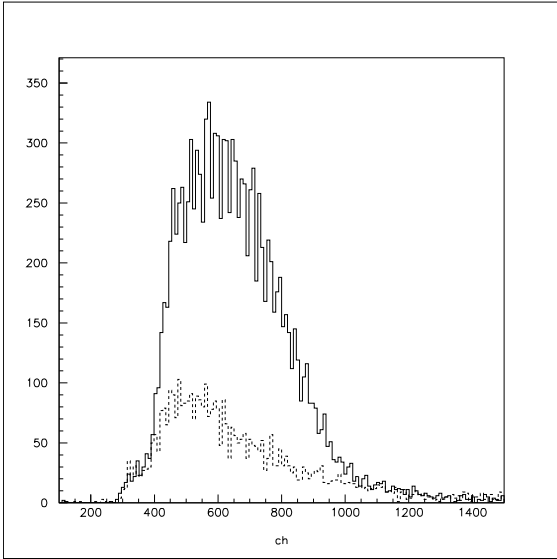


图 4.54: PMT B: Au, 表, 90 °

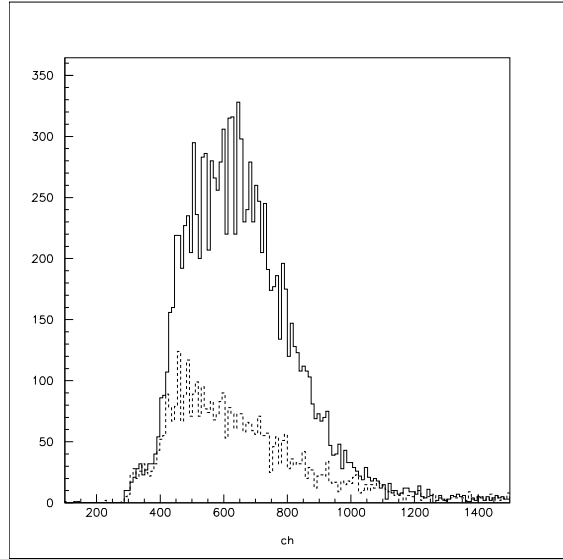


图 4.55: PMT B: Au, 裏, 90 °

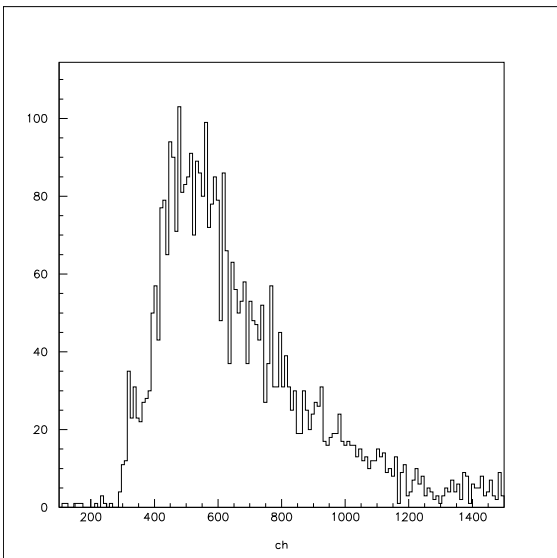


图 4.56: PMT B: 空, 表, 90 °

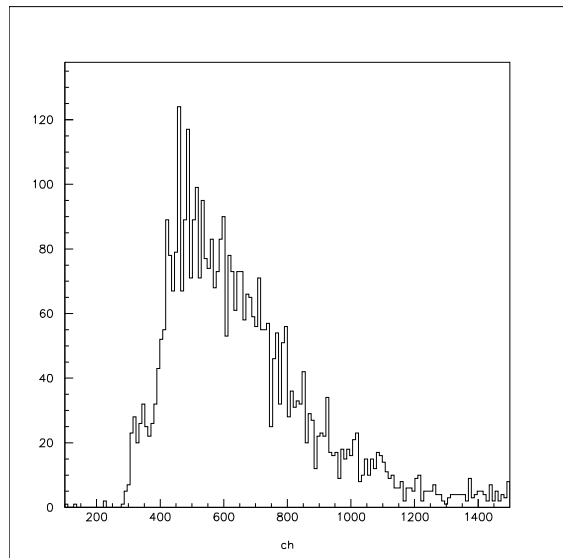


图 4.57: PMT B: 空, 裏, 90 °

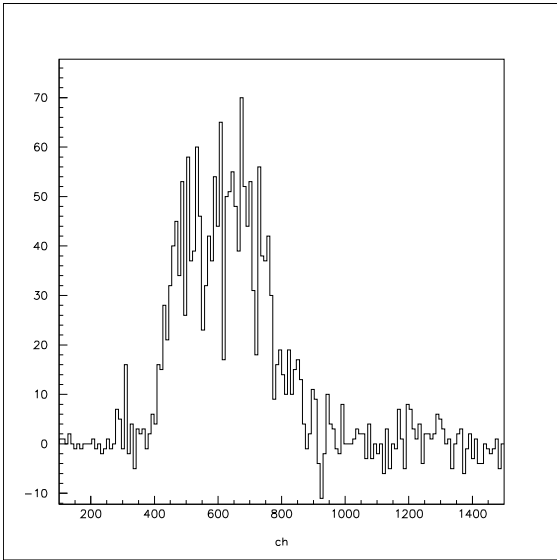


图 4.58: PMT B: Au, 表, 90 °- 空

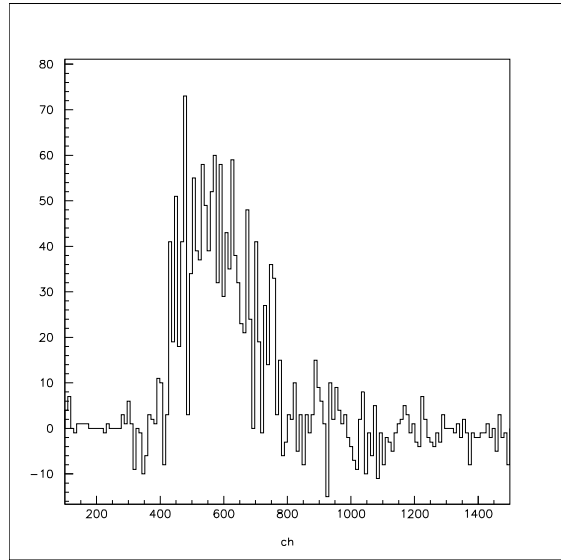


图 4.59: PMT B: Al, 裏, 90 °- 空

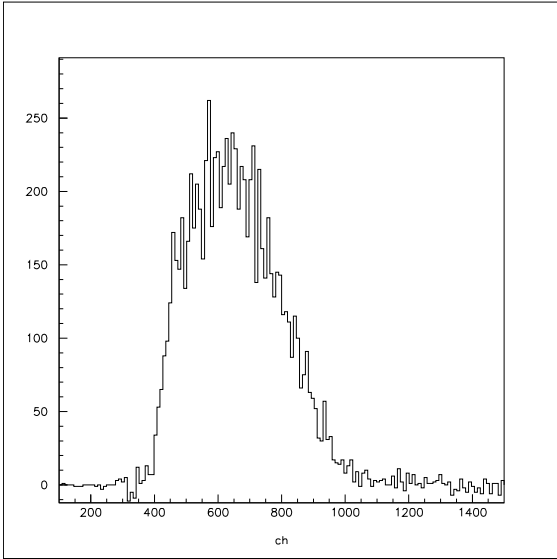


图 4.60: PMT B: Au, 表, 90 °- 空

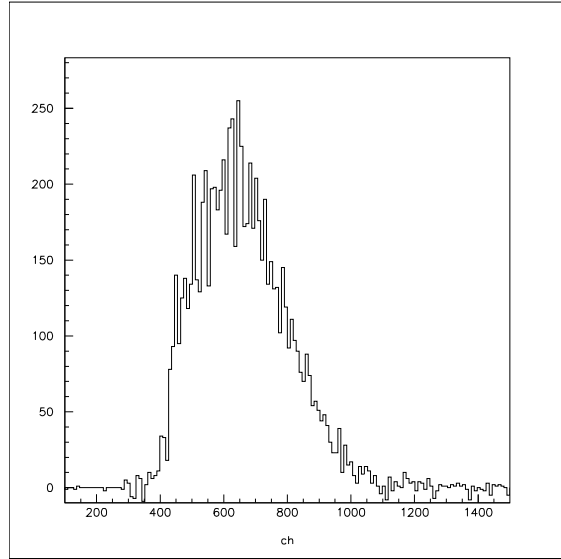


图 4.61: PMT B: Au, 裏, 90 °- 空

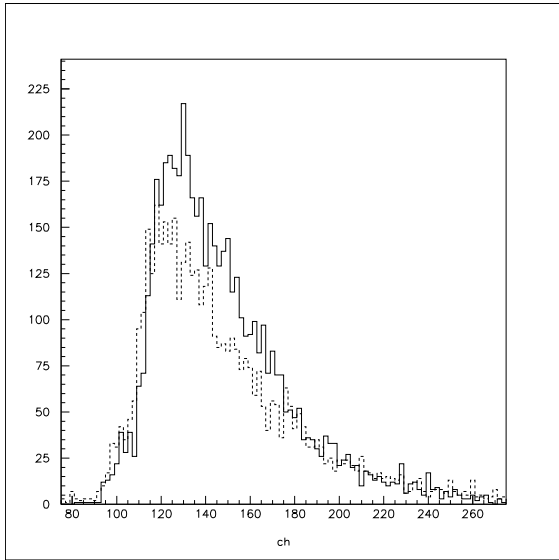


图 4.62: PMT A: Al, 表, 180 °

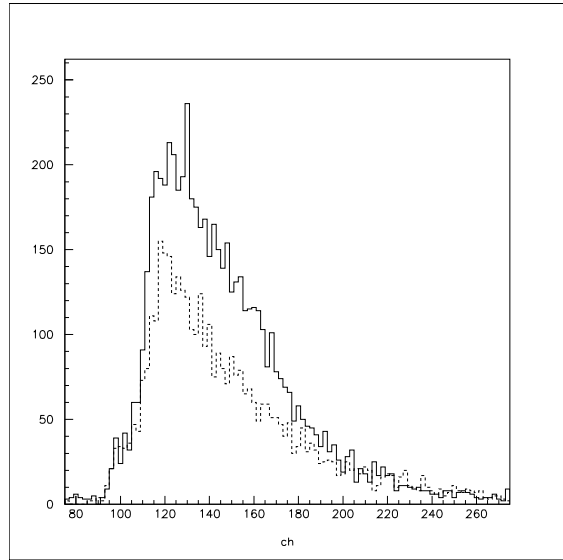


图 4.63: PMT A: Al, 裏, 180 °

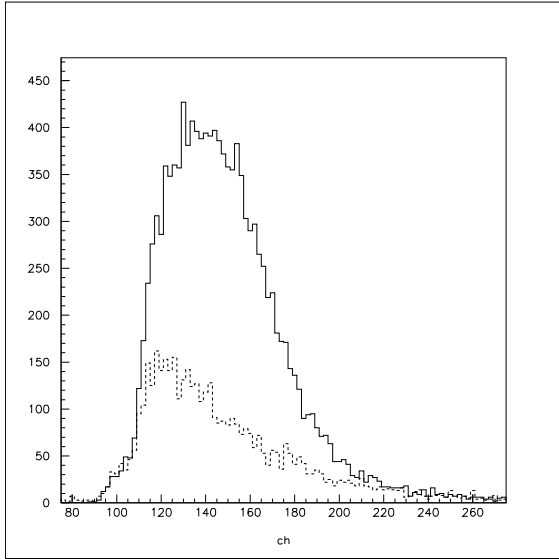


图 4.64: PMT A: Au, 表, 180 °

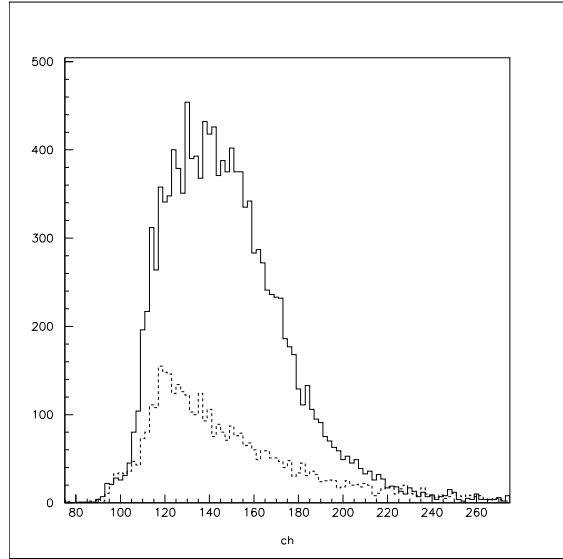


图 4.65: PMT A: Au, 裏, 180 °

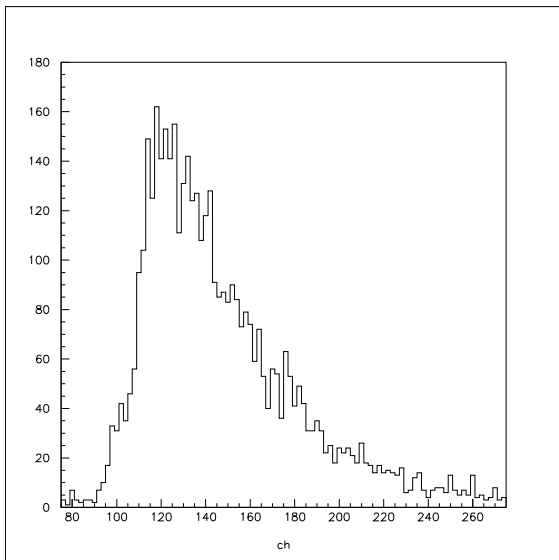


图 4.66: PMT A: 空, 表, 180 °

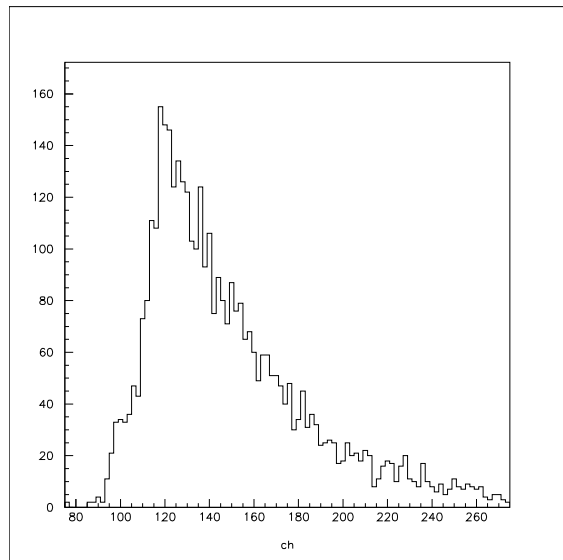


图 4.67: PMT A: 空, 裏, 180 °

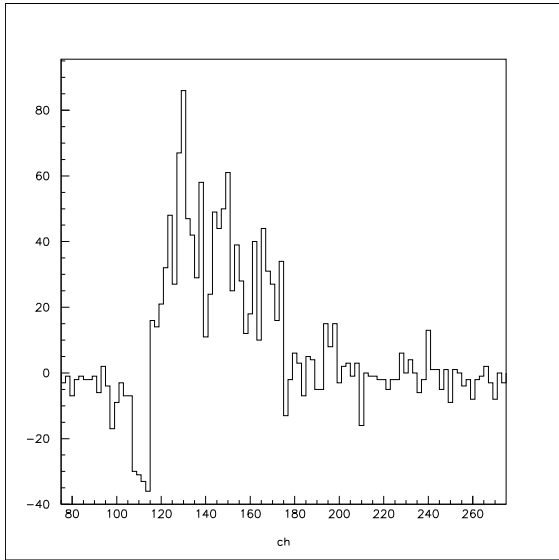


图 4.68: PMT A: Au, 表, 180 °- 空

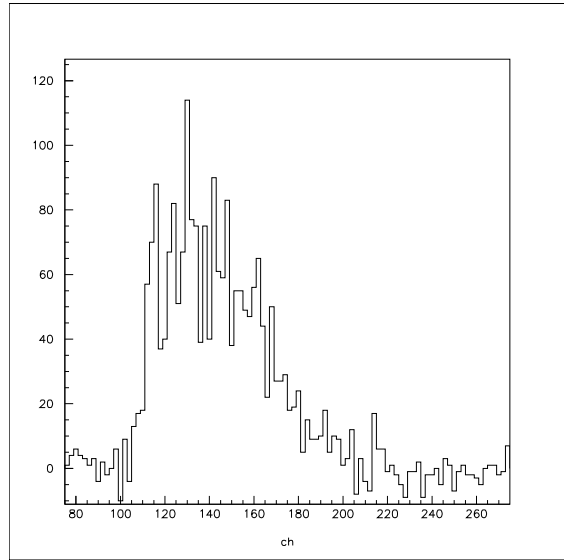


图 4.69: PMT A: Al, 裏, 180 °- 空

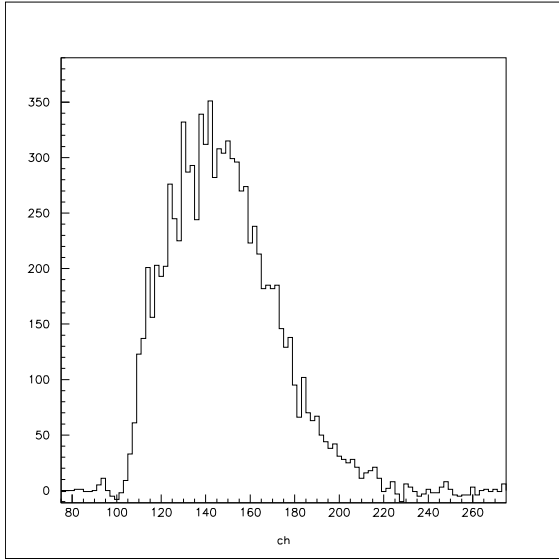


图 4.70: PMT A: Au, 表, 180 °- 空

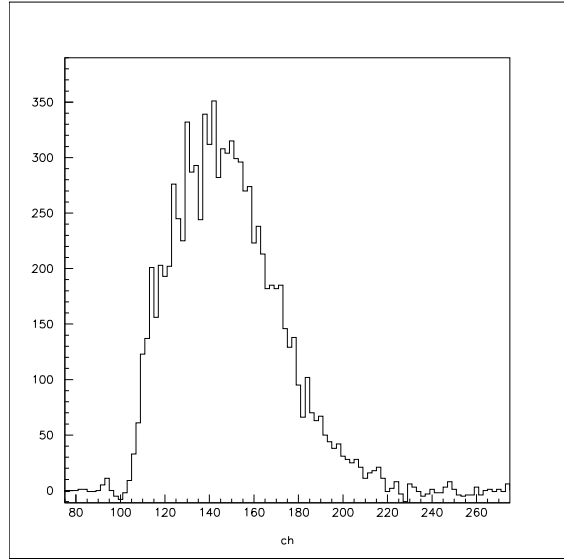


图 4.71: PMT A: Au, 裏, 180 °- 空

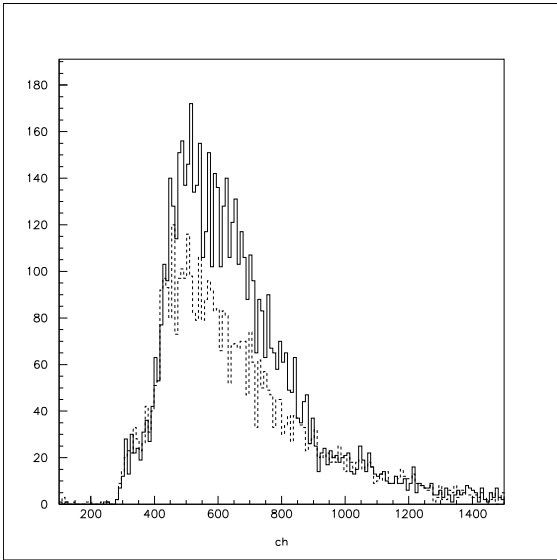


图 4.72: PMT B: Al, 表, 180 °

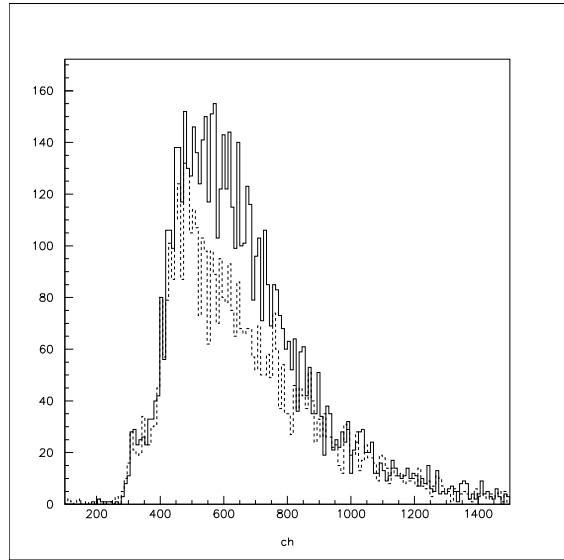


图 4.73: PMT B: Al, 裏, 180 °

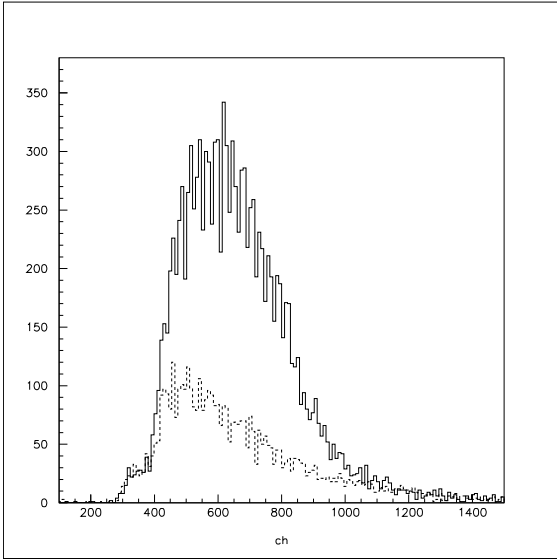


图 4.74: PMT B: Au, 表, 180 °

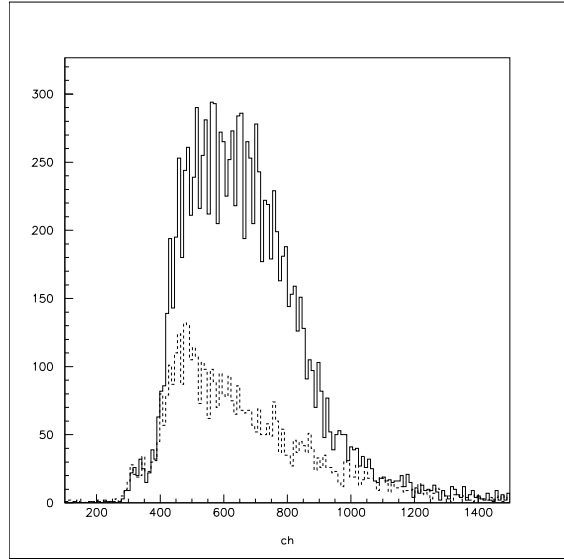


图 4.75: PMT B: Au, 裏, 180 °

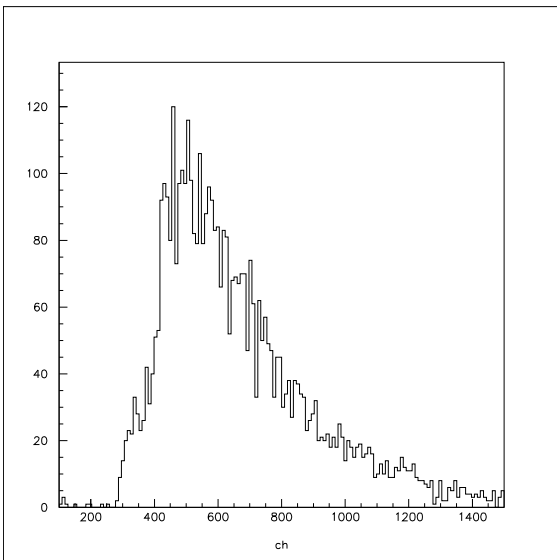


图 4.76: PMT B: 空, 表, 180 °

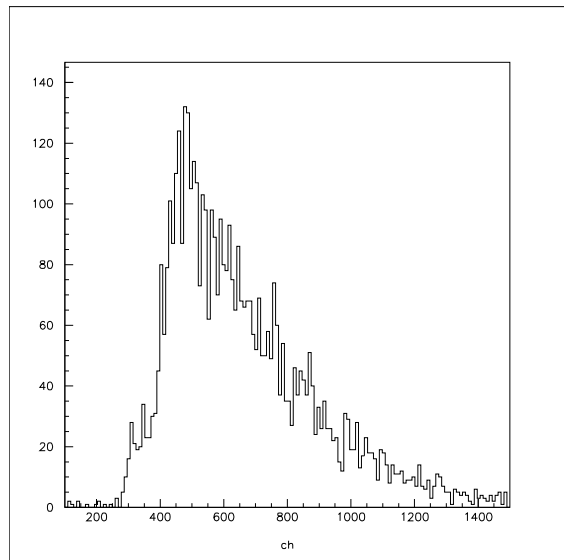


图 4.77: PMT B: 空, 裏, 180 °

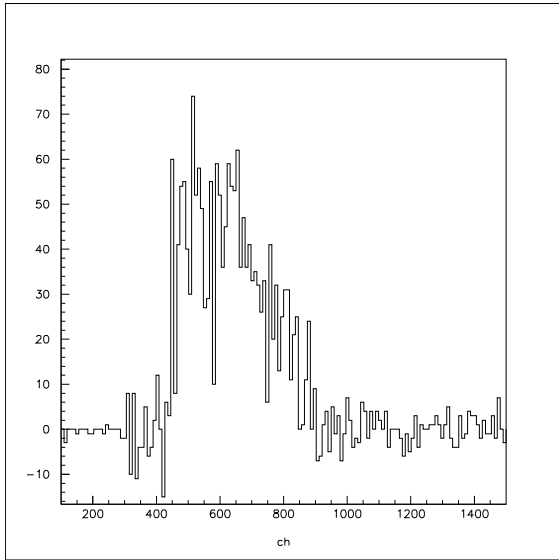


图 4.78: PMT B: Au, 表, 180 ° - 空

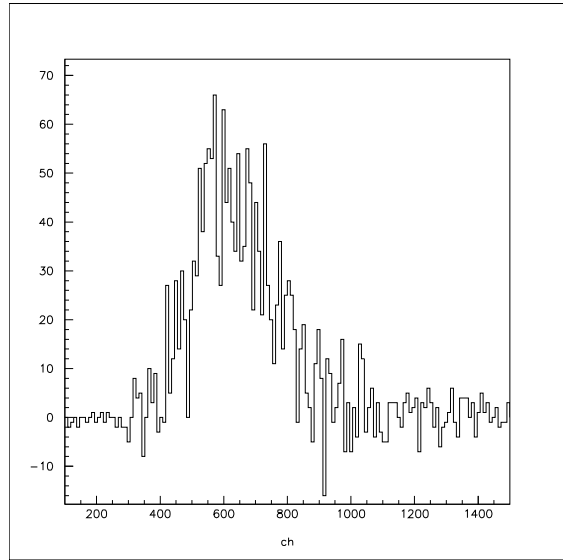


图 4.79: PMT B: Al, 裏, 180 ° - 空

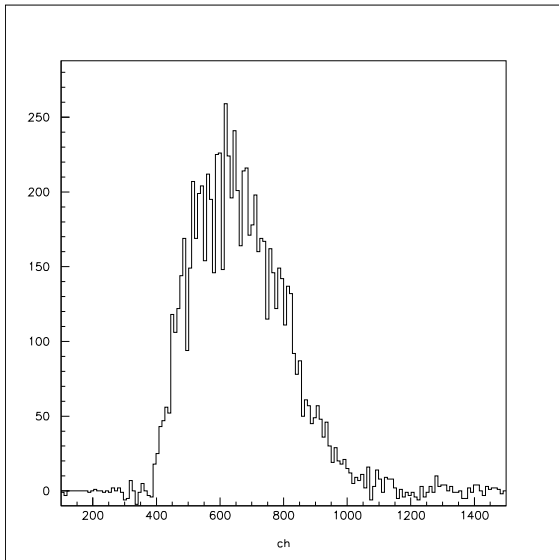


图 4.80: PMT B: Au, 表, 180 ° - 空

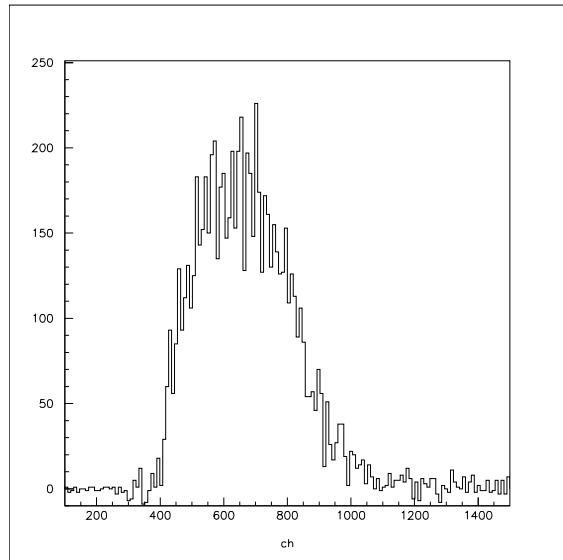


图 4.81: PMT B: Au, 裏, 180 ° - 空

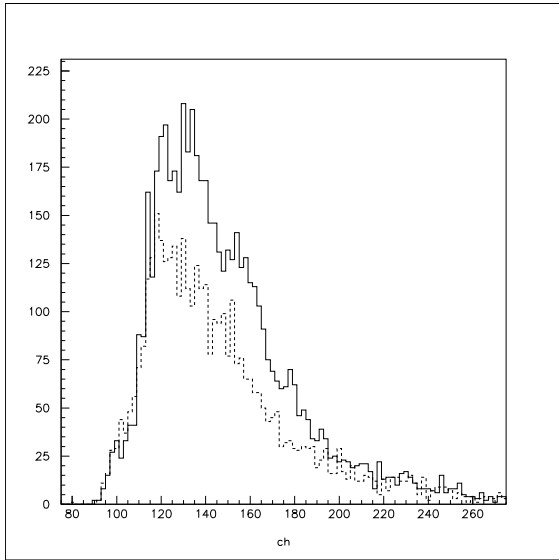


图 4.82: PMT A: Al, 表, 270 °

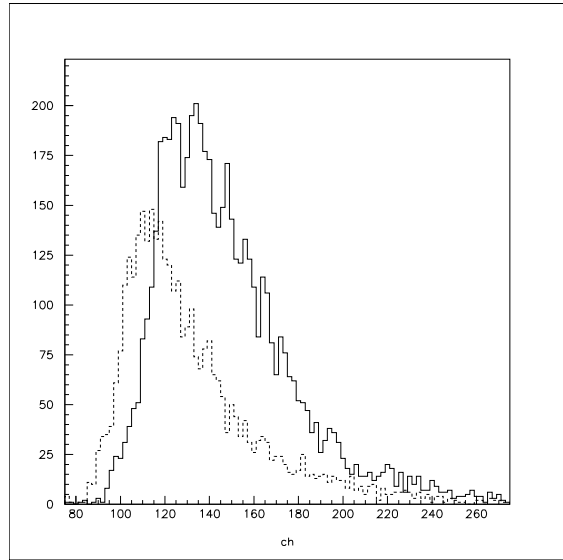


图 4.83: PMT A: Al, 裏, 270 °

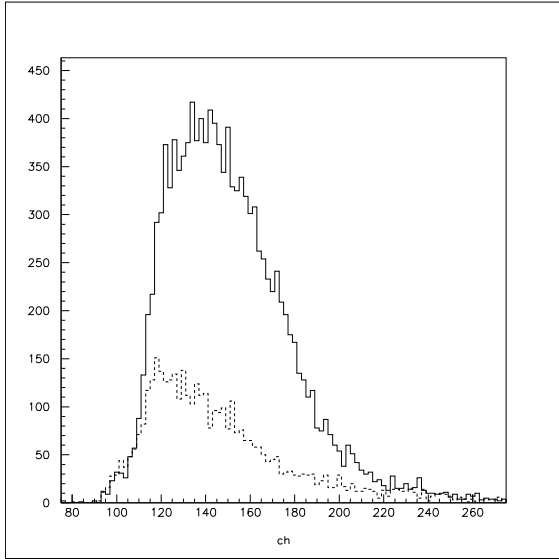


图 4.84: PMT A: Au, 表, 270 °

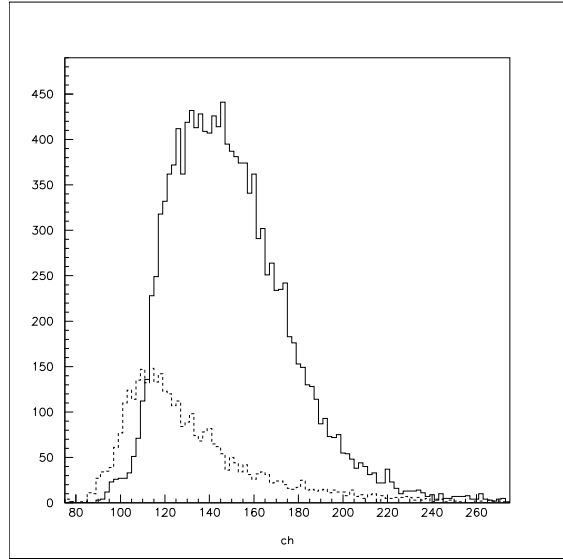


图 4.85: PMT A: Au, 裏, 270 °

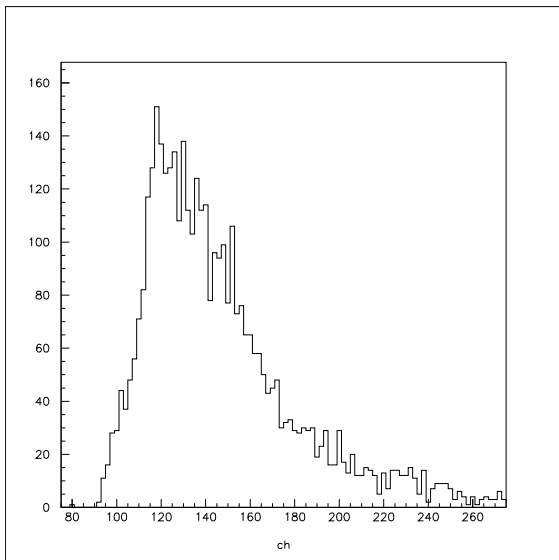


图 4.86: PMT A: 空, 表, 270 °

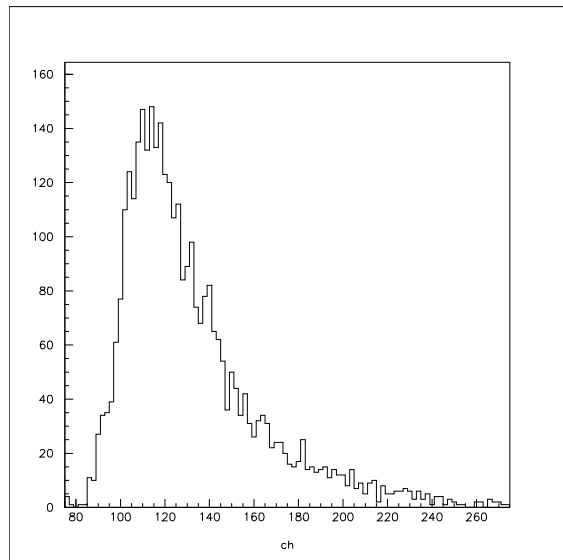


图 4.87: PMT A: 空, 裏, 270 °

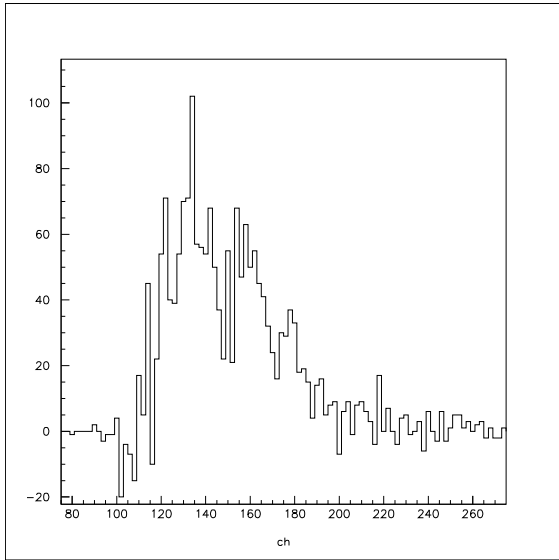


图 4.88: PMT A: Au, 表, 270 °- 空

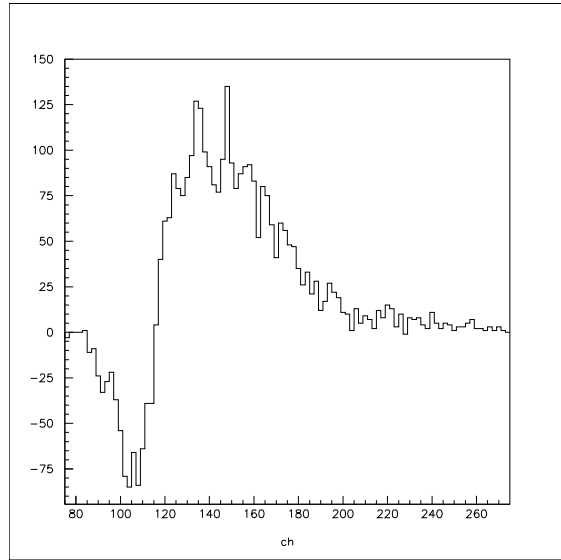


图 4.89: PMT A: Al, 裏, 270 °- 空

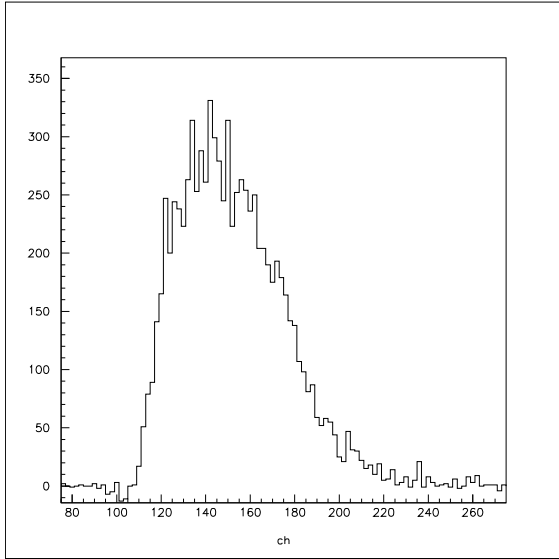


图 4.90: PMT A: Au, 表, 270 °- 空

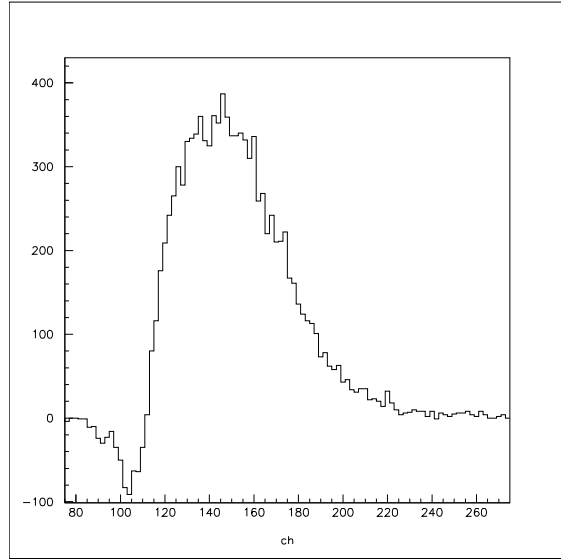


图 4.91: PMT A: Au, 裏, 270 °- 空

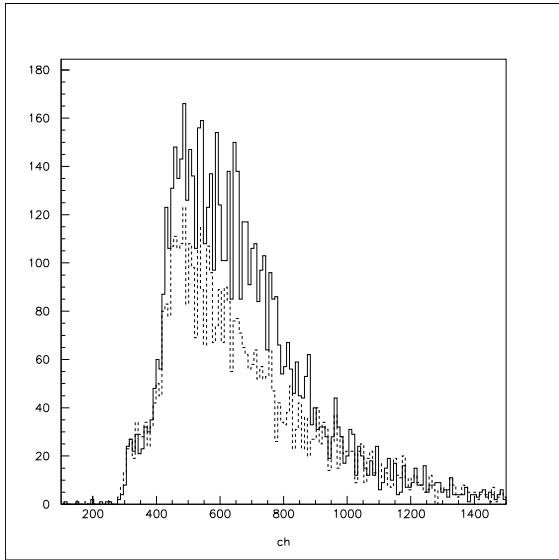


图 4.92: PMT B: Al, 表, 270 °

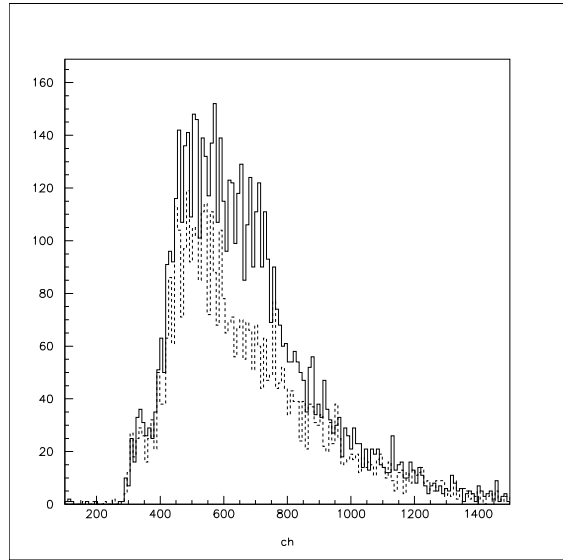


图 4.93: PMT B: Al, 裏, 270 °

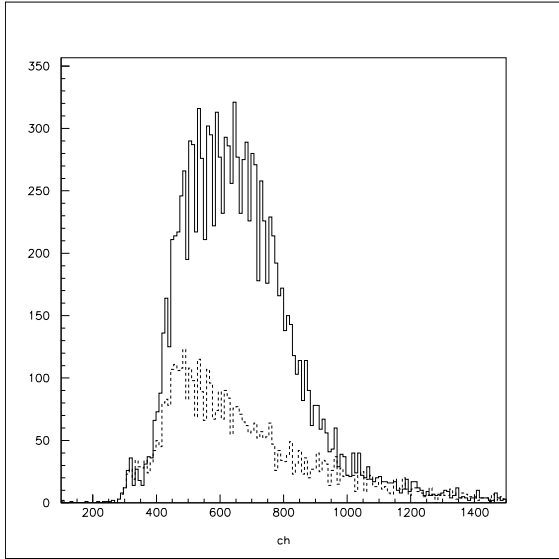


图 4.94: PMT B: Au, 表, 270 °

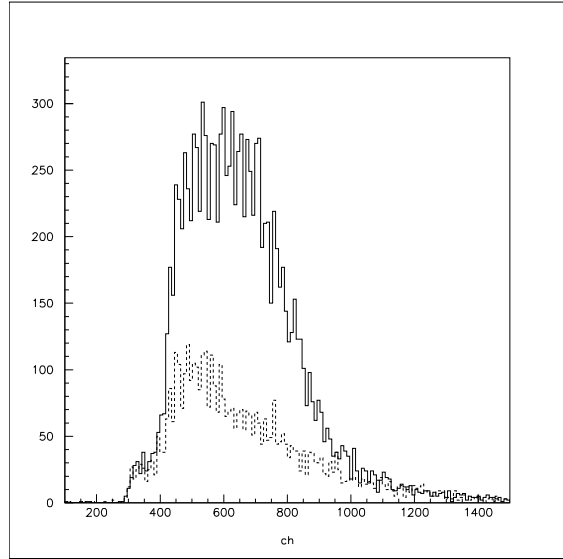


图 4.95: PMT B: Au, 裏, 270 °

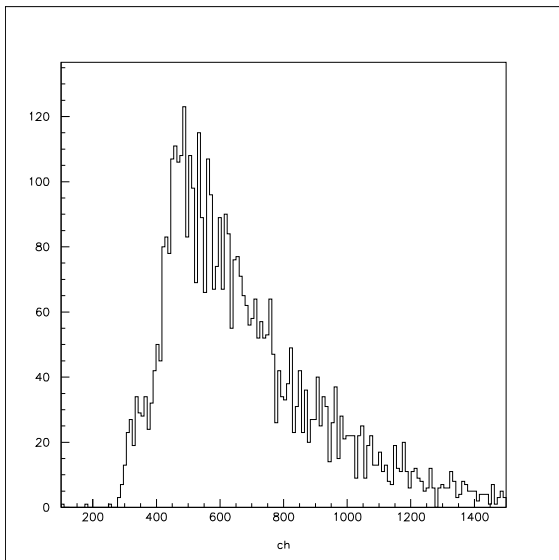


图 4.96: PMT B: 空, 表, 270 °

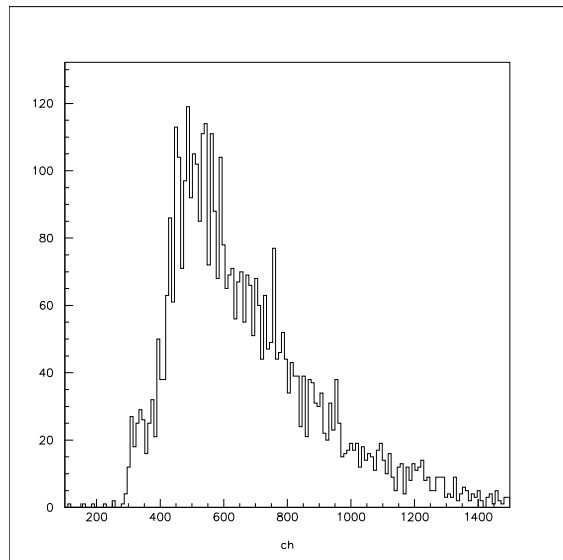


图 4.97: PMT B: 空, 裏, 270 °

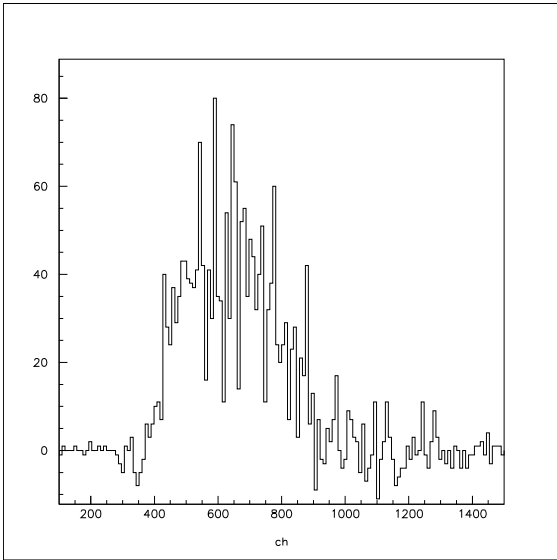


图 4.98: PMT B: Au, 表, 270 ° - 空

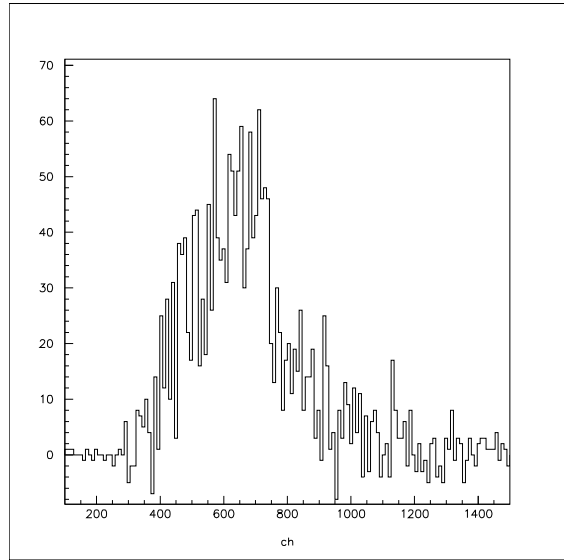


图 4.99: PMT B: Al, 裏, 270 ° - 空

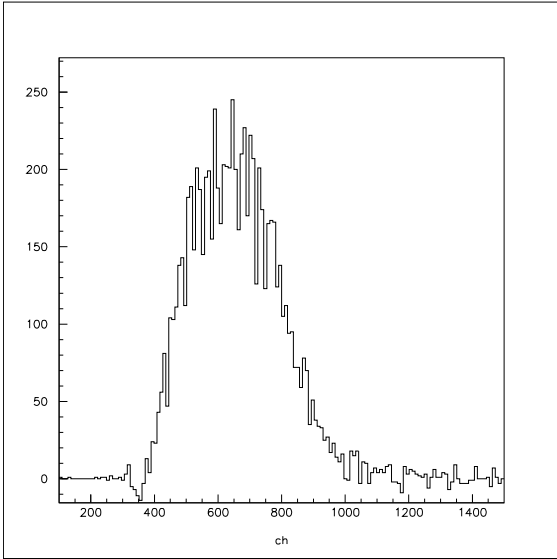


图 4.100: PMT B: Au, 表, 270 ° - 空

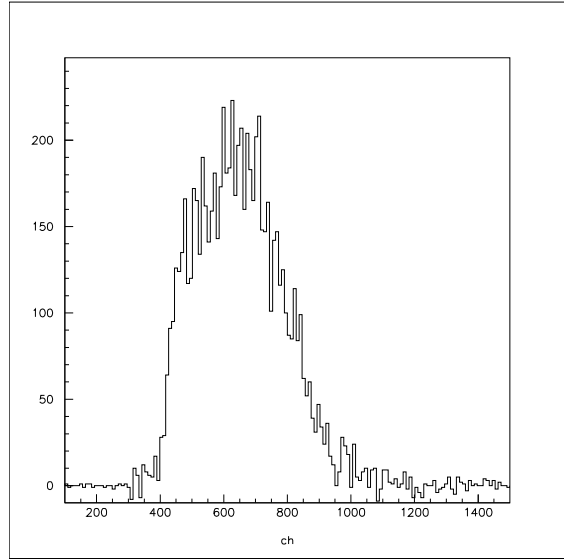


图 4.101: PMT B: Au, 裏, 270 ° - 空

前に述べたように、我々が用いた scintillator は薄いので β 線が落とすエネルギーはほぼ一定である。よって、解析に用いるデータの energy(つまり channel) の条件を threshold による条件よりも厳しくすることにより、邪魔な background を減らすことができ、より精度の高い結果が得られる可能性がある。

我々は、図 4.22-4.101 で得られた spectrum から、PMT A については 120ch-170ch、PMT B については 450ch-850ch のデータのみを用いることにした。

そうして得られたデータをまとめたのが表 4.1 である。

表 4.1: PMT A :120ch-170ch, PMT B :450ch-850ch

	PMT A			PMT B		
	Au	Al	ϕ	Au	Al	ϕ
0 °(表)	8382	3539	2183	10007	4497	2912
0 °(裏)	8580	3844	2128	9606	4574	3164
180 °(表)	8658	3413	2464	10075	4568	2954
180 °(裏)	8874	3685	2197	9767	4517	3334
90 °(表)	7983	3563	2088	10180	4195	2590
90 °(裏)	8023	3468	2125	9659	3702	2814
270 °(表)	8532	3574	2282	10021	4629	3023
270 °(裏)	9253	3645	1499	9561	4462	3016

第5章 解析

5.1 Asymmetry の評価

一般に Asymmetry As は、

$$As = \frac{R-L}{R+L} \quad (5.1)$$

で定義される。ここに R はある方向への count 数、 L はその逆方向への count 数である。

理想的な系の場合は単純に $As \stackrel{?}{=} 0$ を調べればよいが、実際の場合には、 As には装置自身の非対称性によるものも含まれてしまう。

そこで我々は target を Au とした場合に計算される Asymmetry と target を Al とした場合に計算される Asymmetry (期待される Asymmetry は Au の場合の約 $\frac{1}{10}$) を比較することによって、装置自身による影響を抑えるようにした。つまり、

$$As(Au) - As(Al) \neq 0 \quad (\text{for } 0^\circ, 180^\circ) \quad (5.2)$$

$$As(Au) - As(Al) = 0 \quad (\text{for } 90^\circ, 270^\circ) \quad (5.3)$$

を期待するのである。今回のように予想される Asymmetry が数%で $R' \approx L'$ (付きは target に Al を用いた場合の count 数) ならば、 $As(Au - Al) = As(Au) - As(Al)$ として問題ない。(Appendix A)

以上のことに留意して、 $0^\circ(90^\circ)$ を R 、 $180^\circ(270^\circ)$ を L とし、今回得られたデータをまとめたのが表 5.1-5.3 である。

表 5.1: PMT A (target:表+裏)

	As	As(Au) - As(Al)
Au(0,180 °)	0.01 ± 0.01	-0.12 ± 0.03
Al(0,180 °)	0.12 ± 0.03	
Au(90,270 °)	0.00 ± 0.01	-0.03 ± 0.04
Al(90,270 °)	-0.03 ± 0.04	

表 5.2: PMT B (target:表+裏)

	As	As(Au) - As(Al)
Au(0,180 °)	-0.09 ± 0.01	0.01 ± 0.03
Al(0,180 °)	-0.10 ± 0.02	
Au(90,270 °)	-0.03 ± 0.01	-0.13 ± 0.03
Al(90,270 °)	0.10 ± 0.03	

表 5.3: PMT A + PMT B (target:表+裏)

	As	As(Au) - As(Al)
Au(0,180 °)	0.00 ± 0.00	-0.04 ± 0.02
Al(0,180 °)	0.04 ± 0.02	
Au(90,270 °)	-0.06 ± 0.00	-0.05 ± 0.02
Al(90,270 °)	-0.01 ± 0.02	

そもそも、Asymmetry の差は (0 °-180 °) で 0 でない値をもち、(90 °-270 °) で 0 と等しくなることを期待していた。しかしながら今回の実験では (90 °-270 °) であっても 0 でない値をもっており、(0 °-180 °) の結果から Parity の破れを主張することはできない。

この問題に付いては次章で議論する。

5.2 散乱角による分布

ビームの傾きによる影響

ここでは、入射電子が想定した入射軸から δ ずれた場合、そのずれを含む平面上で Rutherford 散乱の微分断面積自身によってどの程度 Asymmetry に影響するかを計算してみた。

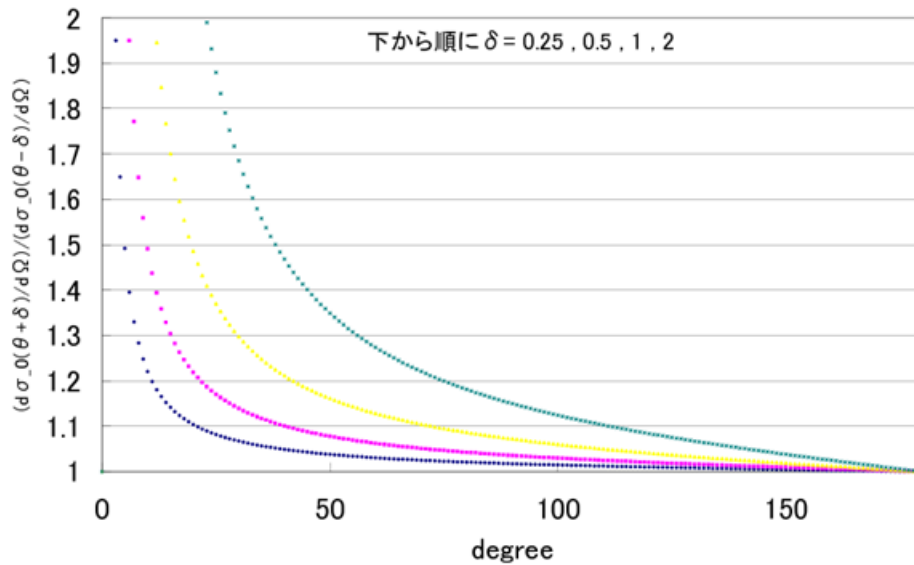


図 5.1: ビーム入射角のずれ δ による左右の微分断面積の比

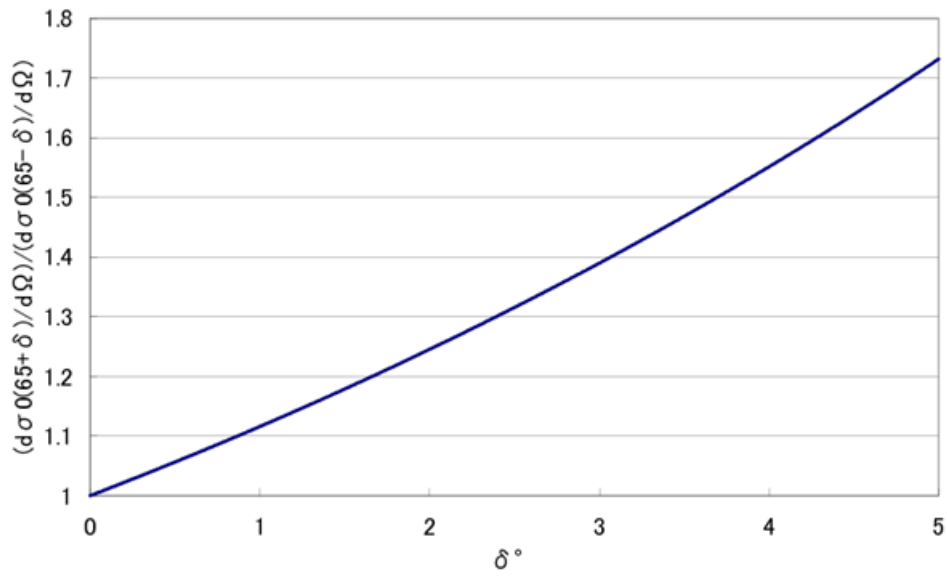


図 5.2: 散乱角 65 °における入射角のずれ δ による影響

図 5.1 は左右の微分断面積の比であり、図 5.2 は装置の setting と同じ 65 °を基準とした 依存性である。PMTA,B の中心から 1 °ずれただけで、1 割ほども count に差が出ている。

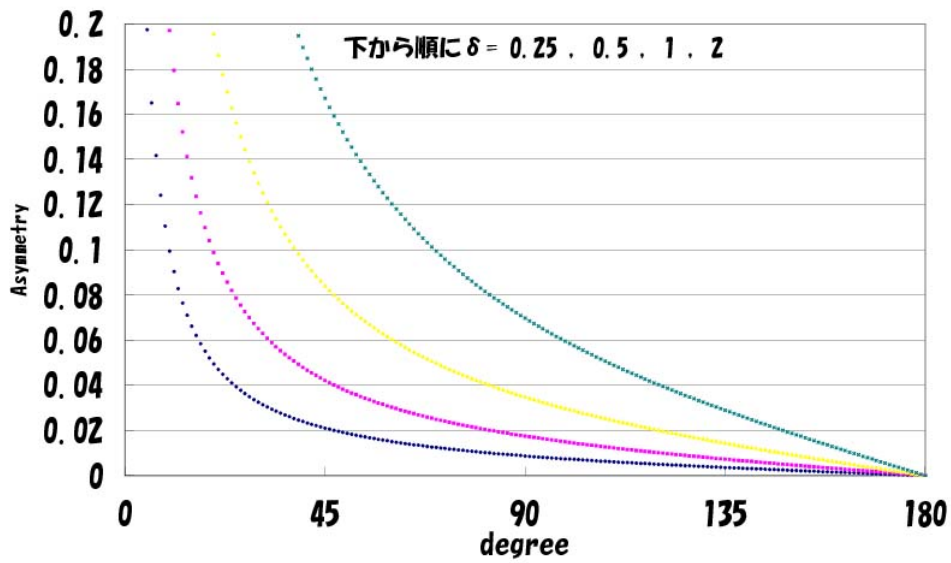


図 5.3: ビーム入射角のずれ δ による左右の Asymmetry

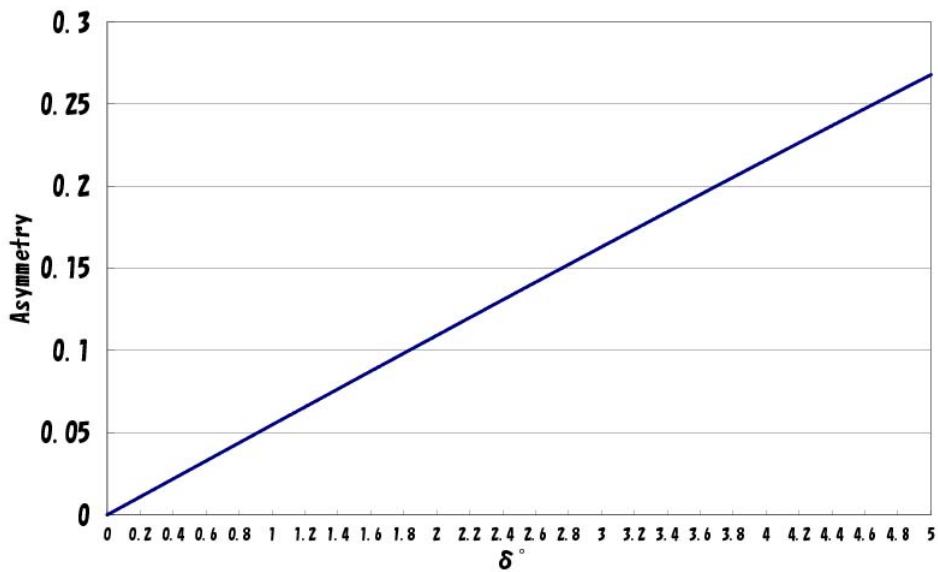


図 5.4: 散乱角 65 °での Asymmetry

図 5.3 は左右の微分断面積から求めた、散乱角毎の Asymmetry の大きさであり、図 5.4 は装置の setting と同じ 65 °を基準とした Asymmetry の 依存性である。これを見ると、わずかにビームがずれるだけで統計誤差以上に左右の違いが現れ、ずれが大きい場合は理論から予測される Asymmetry に被ってしまう可能性もある。図 5.4 を見ると分かるが、1 °程内側にビームがずれると(ビームが漏れた電場により曲がり過ぎてしまうと)、測定結果と同じだけの Asymmetry が出ることになってしまう。実際は立体角により 65 °から ± 15 °程の散乱角でも測定しているが、図 5.3 から見て取れるように 65 °辺りの散乱角では があまり大きくなければ同じ程度の Asymmetry であり、同様の Asymmetry が出ると考えられる。また、後方散乱ではビームのずれによる影響が少ないことが分かり、且つ予想される Asymmetry も大きい、装置内部でのノイズが大きく、count も少ないので測定しやすいとは言えない。

electrode から target へは、electrode(電極間 20mm、幅 30mm) を抜けて直径 30mm 長さ 100mm 程の円筒内を通らなければならないため、電極槽からのビームは最大 17 °程度の広がりを持って target 槽に入ることもできる。このため、実際に偏りがあると防ぐことはできない。

実際に、入射 線が傾いている可能性があるのか、測定結果を元に検討してみる。本来なら一周を 16 分割したデータを測定すべきであるが、時間の都合から 0,90,180,270 °のデータを用いた。単に視覚的に分かりやすいようにとの理由で、360 °以降も同じデータを繰り返し 2 度並べてある。角度は PMTA の向く角度で表してある。

ノイズの分布

まず、ターゲット無しの場合を考えてみる。この場合、線源を設置した場合と取り除いた場合、電圧をかけた場合とかけない場合で、線源から直接来るノイズと電極から来るノイズを見積もることができるが、今回線源の有無に関するデータは無いので、線源から来るノイズと電極表面から来るノイズがどの程度影響してくるかは分からない。

但し、PMT を薄い鉛で外側から覆った場合、覆わない時よりも countrate が明らかに減ったので、線源がノイズに多少の寄与はしていると考えられる。特に PMT が 90,270 °方向に位置する場合は、線源からの線が正面からプラスチックシンチレーションに入る位置と PMT の後ろが線源に向く位置で count に違いが出ないとは言いきれない。この可能性への対策として、電極内側に鉛を置くスペースを設けてあるが、今回は鉛を置かなかった。

0kV と 30kV でのターゲット無しで測定したデータを用いて、電極で曲げられた電子が装置内壁で散乱していないか、電極から放出された電子が影響していないかを考えてみよう。

30kV での後方散乱と前方散乱、0kV での前方散乱を、ターゲットホルダーの表・裏・表+裏毎に示した。表と裏でデータを分けているのは、ターゲットホルダーを回転する時に軸の歪みがあればターゲットがずれて Asymmetry が変わるからである。例えばターゲットが回転で水平方向へずれるか見るならば、A() 表(or裏)とB(+)裏(or表)の和で分布を作ればよい。下の図では、単に表のみと裏のみで分けた時の A+B の分布を与えた。これは、本来差が出ないと思われた表のみでの Asymmetry と裏のみでの Asymmetry が、大きく違った結果となったからである。以下は全て、2時間で測定されたカウントである。

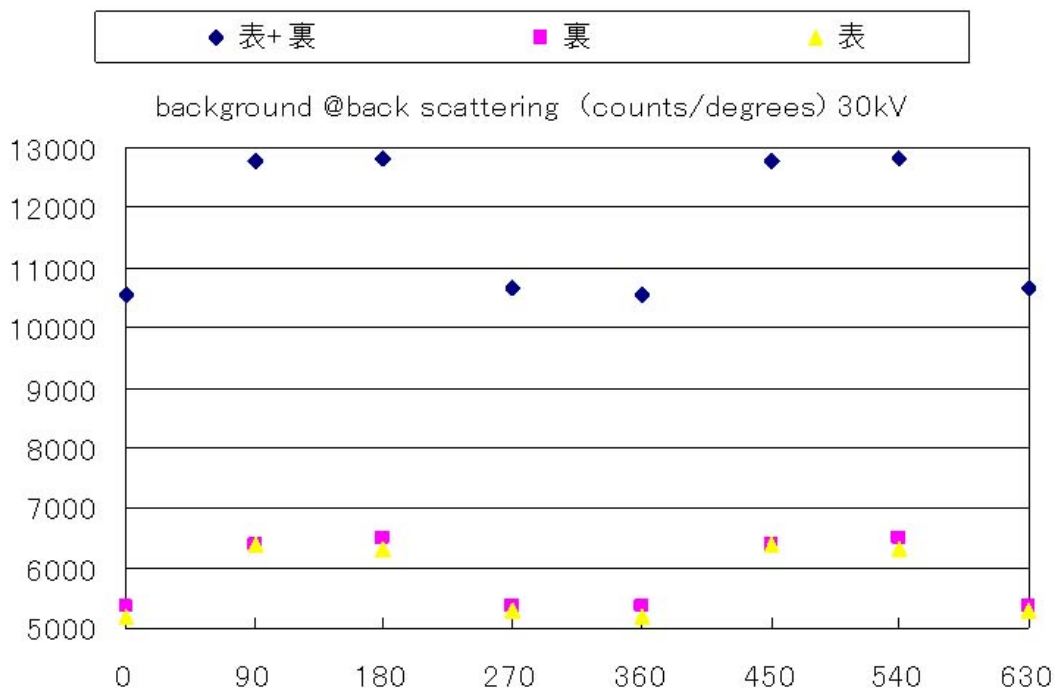


図 5.5: 後方散乱 30kV での background

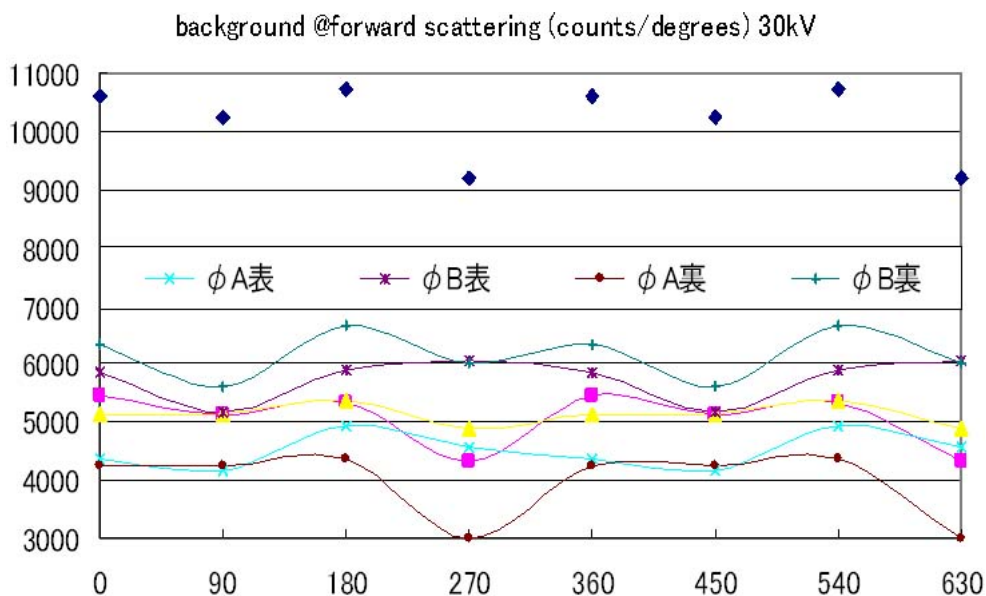


図 5.6: 前方散乱 30kV での background

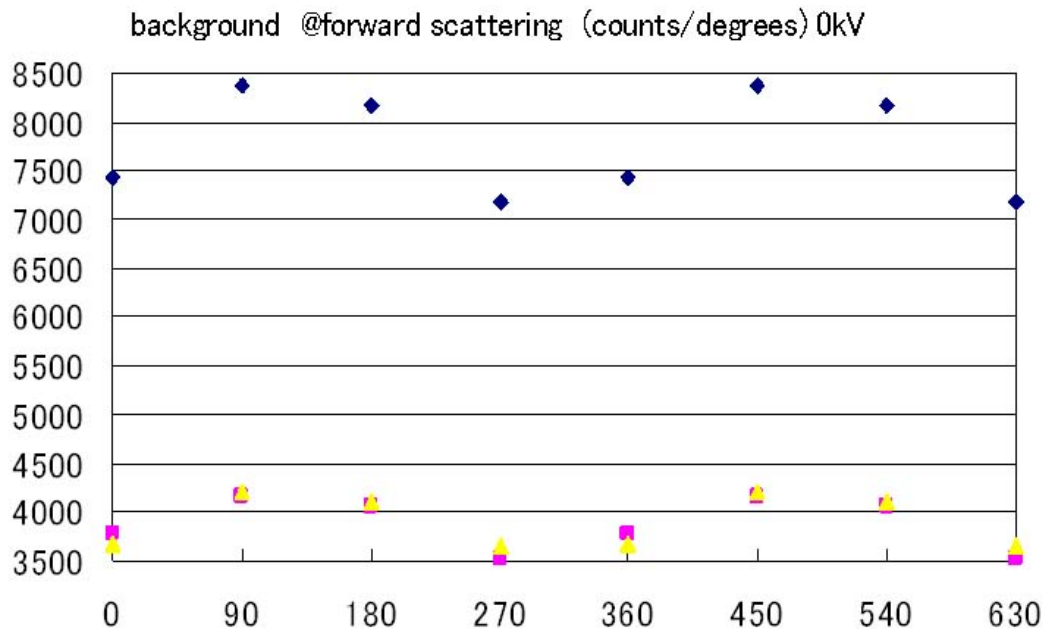


図 5.7: 前方散乱 0kV での background

ここで問題となるのは、図 5.6 以外では同様の分布となっているが図 5.6 ではその傾向が見られないことであり、どの setting でのデータが影響しているか探るために図 5.6 は各測定毎にデータを分けて分布させている。裏、特に A の裏で 270 °方向の count が著しく少ない。今回の測定では、ケーブルの接触不良や PC の停止など再現性が疑われる件もあったため、count rate から見積もられる count と測定した count に違いが大きいデータは再度測定すれば異なる結果となる可能性もある。

0kV での前方散乱は図 5.7 のような分布となり、90~180 °にピークが現れ、電子が来ていなくとも角度により偏りがあることが分かる。この偏りは本来現れるはずではなく、ターゲット槽を回転させただけで現れていることから、前述のように線源から直進してくるノイズの可能性はある。とすれば、30kV の電圧を極板に付加した場合も絶対数として count に同じ偏りが現れるはずで、そうでなければ電極から或いは電極で曲げられた電子によって更に偏りが現れていると予想される。0kV での偏りが線源の位置に大きく依存するノイズかを調べるため、30kV-0kV を示す。

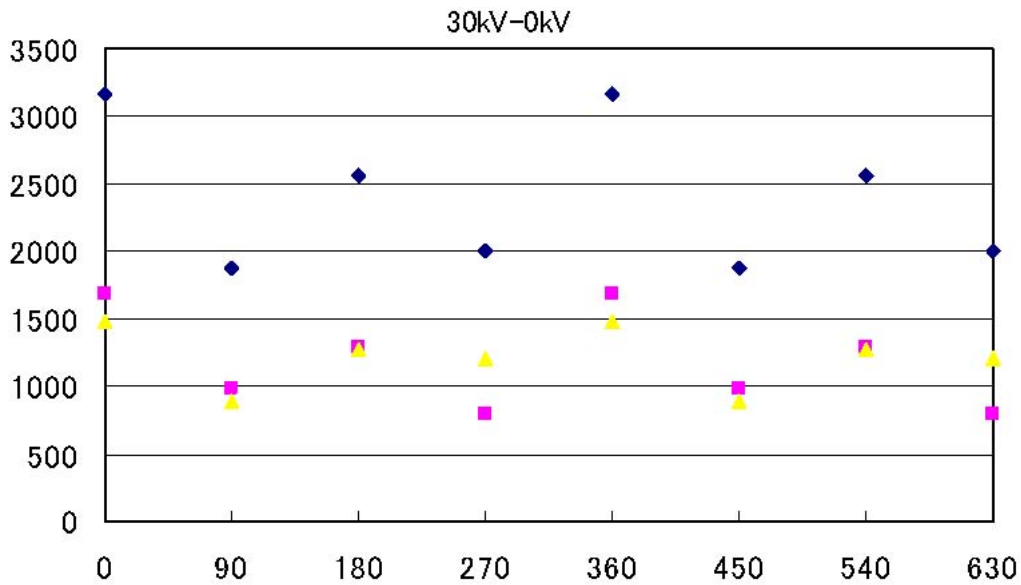


図 5.8: 前方散乱 background の 30kV - 0kV

図 5.6 から図 5.7 の偏りを除いても、図 5.6 に顕著な分布が新たに現れることは無く、逆に図 5.6 のデータが信頼できるものではないので、0kV において偏ったノイズが線源に起因するものか分からないままである。

Au,Al 散乱での角度分布

Asymmetry が出る一番大きな原因として一番に思い浮かぶのは、electrode により漏れた電場で電子を内側に曲げすぎている、又は曲げ足りないことによる、90-270 °方向へのビームの偏りである。これは対称に設計した 0-180 °方向と比べて大きな偏りを持つと予想される。実際、ターゲットで散乱させて、ビームに偏りがありそうか見てみよう。下図は単位時間あたりの count であり、和は平均を意味する。

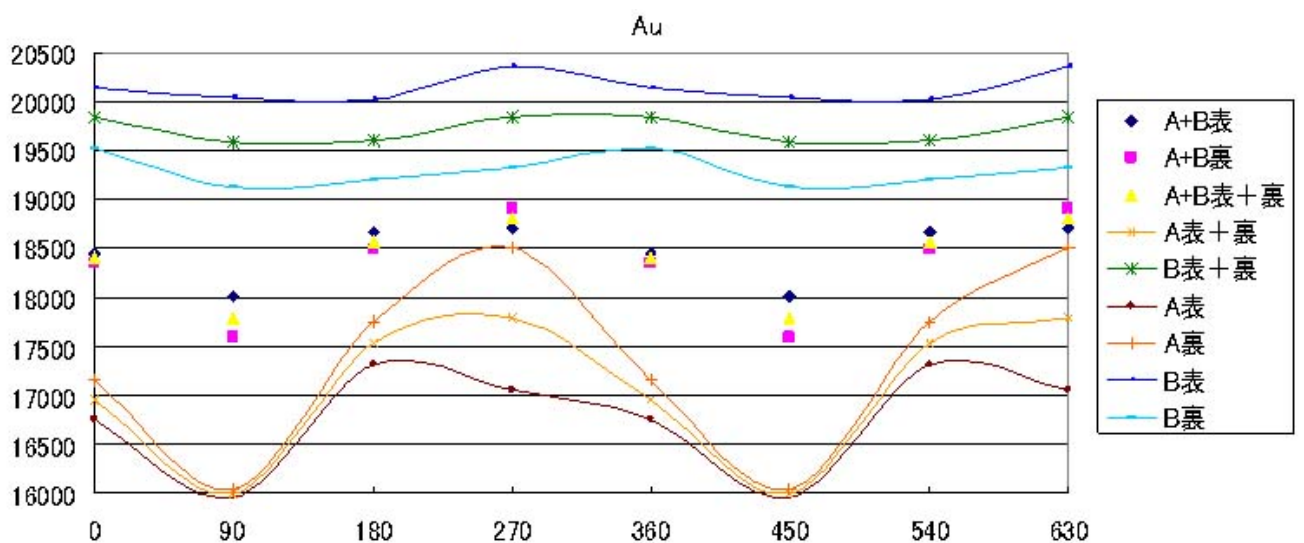


図 5.9: Au による散乱の角度分布

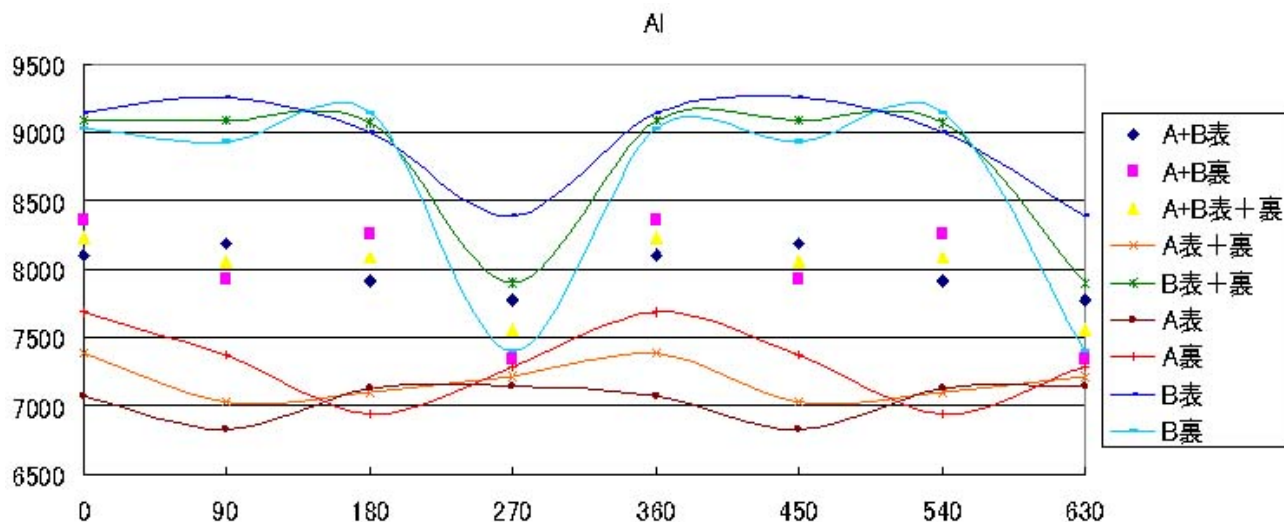


図 5.10: Al による散乱の角度分布

図 5.10 で、270 °における B の count、特に B 裏の count が著しく少ない。これは countrate から見ても異常に少なく、データが正しく取れていない可能性が大きい。B の 270 °測定に問題があるのならば、図 5.9 で PMTA に現れる分布が B に現れず平坦となっている原因として、B の 270 °count が少ない事が挙げられるかもしれない。特に、Al は Au に比べ形にばらつきが大きいので、再現性が疑わしい。測定中の事故(色々なトラブルが起こった)が災いしたのかもしれない。

図 5.9、図 5.10 で見た分布には、ノイズから来る角度依存が、ノイズの count が少ないため大きくは現れないが、当然含まれているため、ノイズを除いて散乱のみの角度依存を試みる。

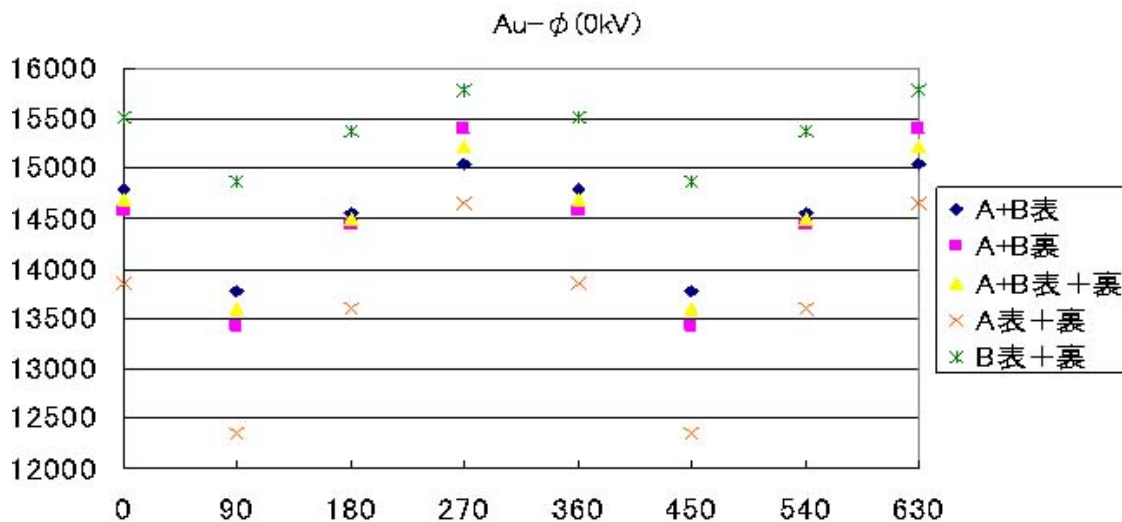


図 5.11: G 7

この分布は、Mott 散乱による Asymmetry を除けば、ビームによるずれ以外に依存する要素は無いはずである。この分布を再現するようなビームの傾きを、Rutherford 散乱で考えた図 5.4 で見積もってみると、1 °弱だけ 270 °の向きに傾いていれば(つまり線源から 91 °程電子が回転してきたら)、図 5.11 と同じような分布が得られる事が分かる。

検証

ここで注意したいのは、ターゲット槽全体の、装置による Asymmetry はターゲットの回転により消えることである。本来、Al でビームの Asymmetry を含めた装置の Asymmetry を全て消すことにより、Au に Al との違いとして Asymmetry が現れるはずであった。30kV の前方散乱バックグラウンドと Au のデータはあまり信用できないので、Asymmetry も正しい結果ではない可能性がある。正確に電子を 90 ° 曲げきれずに 90-270 ° 方向で Asymmetry が出ることもありうるし、実際図 5.9 を見ても 90-270 ° 方向に count の差が出ている。故に、Al ではなく 90-270 ° 方向の Asymmetry を 0 だとして基準とし、0-180 ° 方向の Asymmetry を出すことは当然できない。

もしここで、0-180 ° 方向にビームがどちらにも傾いておらず、中心を通っていると仮定してみよう。すると、 $As(Au) - As(\phi(0kV)) = 0.053 \pm 0.010$ となり、これは理論で予測される Asymmetry とほぼ一致している。この結果から Asymmetry が破れていることを主張するためには、電子が 0-180 ° 方向には偏りなく入射している事を実証する必要がある。

5.3 結論と改善の可能性

これまでの結果から、Asymmetry を決定することはできない。これは、

- Al の count 数が少ない (Au と対比して薄すぎた)
- 空データが正しく取れていない
- 線源有無によるノイズの依存性を測定していない (background にも角依存があるために必要)
- 適切な耐電圧ケーブルが無いため電圧を上げることができない (count、Asymmetry を稼げない)

が理由であり、時間をかけて再度測定すれば解決できる問題である。本当にビームの偏りが影響した結果が出ているのかどうかは、電極に印加する電圧を変えることでビームの傾きの程度が変化すればそれを利用して確かめられるかもしれない。更に詳しい分析は、target 槽をより細かに回転させることで行えばよい。実は測定終盤に、電極槽と target 槽は真空オイルにより、真空を切らずに好きな角度に回転できることが分かった。これを実現するには回転中心を厳密にずらさないようにする工夫が必要であるが、そうでなくとも電極槽と target 槽を繋ぐフランジは、ゴム溝が双方に付いている、ボルト穴の大きさが違い厳密に中心を保てない、という欠点があり、ビーム焦点の厳密さを考えると簡単ではない。Z の小さい原子核による散乱でターゲットを回転させ count の角度分布が詳しく得られれば、それに基づいてビーム中心がどこを向いているのか検証することも可能かもしれない。ビームが PMTC に当たる範囲であれば、C のシンチレータに可動スリットをつけ焦点を見つけることも考えられるが、我々の setting では 0.1 ° のずれをみるのに 0.1mm の分解能が必要となり、難しい。

Al を使わずに装置とビームの Asymmetry を除くことはできないだろうか。更に電圧をかけ、偏極していない conversion line の電子のみを取り出せたら、Au のみの測定でも電圧を変えさえすれば Au 自身で装置の Asymmetry を取り除くことができるかもしれないが、電圧によってビームの中心がずれないことが前提である。target を厚くして一回散乱を減らせば、Asymmetry が現れない多重散乱の割合が増え、厚い target での多重散乱と薄い target の一回散乱の比較で Asymmetry が確認できるかもしれないが、Asymmetry の値を出すことは難しい。

より厳密な測定には、電子を曲げた後、そのまま spin を変えずに一方向に収束させ揃えるような装置を加え、更にビームの位置を厳密に知らなければならない。

謝辞

この実験をするにあたって、P2の担当教官である笹尾登教授、畑浩之教授、野村正助手、及びTAの横山弘和氏、森田健氏には適切な指導と温かい助言をいただき、深く感謝いたします。

また、実験のセットアップに関して必要な部品を製作していただいた、マツオ社の松尾氏にはこの場を借りて感謝申し上げます。

京大タンデム加速器の方々にはすばらしい電源を提供していただき、感謝いたします。

今年の実験を行う基盤を作っていただき助言をいただいた、昨年のP2のmott班の方々には先駆者として、感謝いたします。

最後に、我々の実験を温かく見守ってくださった皆様に、心より感謝申し上げます。

AppendixA Asymmetry の計算

Asymmetry は通常次のように定義される。

$$A_s = \frac{R-L}{R+L} \quad (4)$$

$$\Delta A_s = \sqrt{\frac{1-A_s^2}{R+L}} \quad (5)$$

2つの Asymmetry A'_s 、 A_s を考え、 A'_s を基準とした場合の A_s を見積もりたい。単純な差 $A_s - A'_s$ を考えた場合は必ずしも-1 から 1 の範囲に収まるとは言い難いため、Asymmetry とは言い難い。このため、

$$A'_s = k_R \frac{R_1}{R_1+L_1} + k_L \frac{L_1}{R_1+L_1} \equiv 0 \quad (6)$$

$$A_s = k_R \frac{R_2}{R_2+L_2} + k_L \frac{L_2}{R_2+L_2} \quad (7)$$

となるような k_R 、 k_L を考えてみる。 $A'_s = 0$ の条件から、 $R_1 k_R = -L_1 k_L$ となるが、他に 1 つ条件が必要となる。それを本来の Asymmetry が満たす条件 $k_R - k_L = 2$ と取れば

$$A_s = 2 \left(\frac{L_1}{R_1+L_1} \frac{R_2}{R_2+L_2} - \frac{R_1}{R_1+L_1} \frac{L_2}{R_2+L_2} \right) \quad (8)$$

$$= \frac{R_2-L_2}{R_2+L_2} - \frac{R_1-L_1}{R_1+L_1} \quad (9)$$

$\frac{1}{k_R} - \frac{1}{k_L} = 2$ と取れば

$$A_s = \frac{1}{2} \left(\frac{R_1+L_1}{R_1} \frac{R_2}{R_2+L_2} - \frac{R_1+L_1}{L_1} \frac{L_2}{R_2+L_2} \right) \quad (10)$$

$$= \frac{1}{4} \left(2 + \frac{R_1}{L_1} + \frac{L_1}{R_1} \right) \left(\frac{R_2-L_2}{R_2+L_2} - \frac{R_1-L_1}{R_1+L_1} \right) \quad (11)$$

となる。しかし、Asymmetry の条件 $L_2 = 0 \Rightarrow A_s = 1$ 、 $R_2 = 0 \Rightarrow A_s = -1$ は、これだけで k_R と k_L を本来の Asymmetry の定義と同様に $k_R = 1$ 、 $k_L = -1$ と一意に定めてしまうため、これを Asymmetry とは言い難い。 $L_2 = 0$ の時、(8) = $\frac{2L_1}{R_1+L_1}$ 、(10) = $\frac{R_1+L_1}{2R_1}$ 、 $R_2 = 0$ の時、(8) = $-\frac{2R_1}{R_1+L_1}$ 、(10) = $-\frac{R_1+L_1}{2L_1}$ であるから、 $A_s > 0$ の時 $A_s|_{L_2=0}$ で割り、 $A_s < 0$ の時 $-A_s|_{R_2=0}$ で割れば、Asymmetry に似たような量が定義できる。今回は、 $R_1 \approx L_1$ であるから、単に (9) を Asymmetry として使っても特に問題は無い。

AppendixB ADC チャンネルによる選出を行う前のデータ

	PMT A			PMT B		
	Au	Al	ϕ	Au	Al	ϕ
0 °(表)	13107	5747	4160	13511	6601	4824
0 °(裏)	12991	6553	4197	12807	6994	5187
180 °(表)	12558	5409	4692	13206	6739	4890
180 °(裏)	13350	6267	4261	13001	6681	5462
90 °(表)	12123	5811	3826	13360	6304	4505
90 °(裏)	11905	5568	3892	12789	5997	4822
270 °(表)	12608	5789	4084	13215	7036	5234
270 °(裏)	13521	5826	3530	12466	6924	5019

AppendixC エネルギー範囲を絞った count と各 Asymmetry

		Au(表)	Au(裏)	Al(表)	Al(裏)	(表)	(裏)
0	photo (A)	8382	8580	3539	3844	1552	1564
	photo (B)	10007	9606	4497	4574	2139	2097
	date/time	21/18:43	22/18:30	21/10:47	22/1:10	21/16:32	22/4:29
180	photo (A)	8658	8874	3413	3685	1971	1953
	photo (B)	10075	9767	4568	4517	2113	2208
	date/time	29/8:25	23/3:13	27/3:03	23/7:41	23/17:54	23/5:28
90	photo (A)	7983	8023	3563	3468	1863	1785
	photo (B)	10180	9659	4195	3702	2086	1963
	date/time	29/1:20	28/16:32	28/21:00	4月4日	18/23:10	28/14:05
270	photo (A)	8532	9253	3574	3645	1573	1554
	photo (B)	10021	9561	4629	4462	2356	2366
	date/time	28/1:45	28/8:25	27/23:30	28/4:00	27/21:15	28/6:13

表

	Asymmetry	A(Au)-A(Al)
Au(A)	0.01057927	-0.1483592
Al(A)	0.15893847	A(Au)-A()
(A)	0.00611477	0.0044645
Au(B)	0.00593809	-0.0142157
Al(B)	0.02015375	
(B)	0.03476983	
Au(A)	-0.0641486	0.01718074
Al(A)	-0.0813294	
(A)	-0.0607834	
Au(B)	-0.0272225	-0.0646484
Al(B)	0.03742583	
(B)	0.06078343	

裏

	Asymmetry	A(Au)-A(Al)
Au(A)	0.00681639	-0.12977384
Al(A)	0.13659023	
(A)	-0.1106056	0.117422018
Au(B)	0.00331829	0.038420672
Al(B)	-0.0351024	
(B)	0.02578397	-0.02246568
Au(A)	-0.1048289	0.003279235
Al(A)	-0.1081081	
(A)	0.06918239	-0.17401126
Au(B)	-0.0336445	-0.12673444
Al(B)	0.09308996	
(B)	0.09309309	-0.12673758

表 + 裏

		Au	Al	
0	photo (A)	16962	7383	3116
	photo (B)	19613	9071	4236
180	photo (A)	17532	7098	3924
	photo (B)	19842	9085	4321
90	photo (A)	16006	7031	3648
	photo (B)	19839	7897	4049
270	photo (A)	17785	7219	3127
	photo (B)	19582	9091	4722

A+B

		Au	Al	
0	表	18457	8107	3665
	裏	18347	8361	3772
180	表	18665	7910	4110
	裏	18480	8259	4050
90	表	18004	8192	4219
	裏	17584	7930	4151
270	表	18712	7769	3659
	裏	18912	7347	3517

表 + 裏

	Au	Al	
0(手前)	36804	16468	7437
180(奥)	37145	16169	8160
90	35588	16122	8370
270	37624	15116	7176

表 + 裏

	Asymmetry	A(Au)-A(Al)
Au(A)	0.008669046	-0.1382198
Al(A)	0.146888859	
Au(B)	0.004660496	0.0120571
Al(B)	-0.007396604	
Au(A)	-0.085134735	0.00971476
Al(A)	-0.094849498	
Au(B)	-0.030342577	-0.0937477
Al(B)	0.063405136	

A+B

	Asymmetry	A(Au)-A(Al)
Au(表)	0.008075783	-0.0698179
Al(表)	0.077893715	
Au(裏)	-0.004999138	0.0381925
Al(裏)	-0.043191634	
Au(表)	-0.043969762	-0.0270206
Al(表)	-0.016949153	
Au(裏)	0.068058832	0.06135624
Al(裏)	0.006702589	

A+B

	Asymmetry	A(Au)-A(Al)
Au(0,180)	0.006546477	-0.053430049
Al(0,180)	0.059976526	
Au(90,270)	-0.05601221	-0.044031581
Al(90,270)	-0.01198063	

参考文献

- [1] J.S.GREENBERG, D.P.MALONE, R.L.GLUCKSTERN AND V.W.HUGHES 「*Mott-Scattering Analysis of Longitudinal Polarization of Electrons from Co⁶⁰*」 Phys.Rev.120, 4 (NOVEMBER 1960)
- [2] N. F. Mott Proc. Roy. Soc. (London) A124, 425(1929), A135, 429(1932)
- [3] 長島順清 「素粒子物理学の基礎 I」 朝倉物理学体系
- [4] 長島順清 「素粒子物理学の基礎 II」 朝倉物理学体系
- [5] H.A.TOLHOEK 「*Electron Polarization Theory and Experiment*」 REVIEWS OF MODERN PHYSICS 28, 3 (JULY 1956)
- [6] D.F.NELON AND R.W.PIDD 「*Mesurement of the Mott Asymmetry in Double Scattering of Elements*」 Phys.Rev.114, 3 (MAY 1959)
- [7] D.C.SIMM AND R.M.STEFFEN 「*Beta-Gamma Angular Correlation Measurements on Au¹⁹⁸.II. Transverse Polarization of the Beta Particles*」 Phys.Rev.118, 3(MAY 1960)
- [8] C.S.Wu 「*Parity Experiments in Beta Decays*」 REVIEWS OF MODERN PHYSICS 31, 3 (JULY 1959)
- [9] 電気学会放電ハンドブック出版委員会 「放電ハンドブック」 電気学会
- [10] 栗本佳典, 服部香里, 信原岳, 山本祐樹 京都大学卒業論文「Mott 散乱を用いた 崩壊における Parity の破れの検証」(2004 10)
- [11] 京都大学課題研究 P2 「ベータ崩壊におけるパリティの破れの検証」(2001)