

# Compton 散乱のエネルギーと散乱断面積の角度依存性の 検証

2025 年度前期 課題演習 A1

奥村亮輔 栗林裕太 定光虎太郎 福田大樹 古市智滉 松永大

2025 年 9 月 29 日

## 概要

Compton 散乱とは X 線や  $\gamma$  線が物質に入射し、その中の電子と相互作用して波長が長くなる現象である。この現象は光の波動性と古典電磁気学では説明できず、光の粒子性と量子電磁力学を考慮する必要がある。この散乱の角度依存性は Klein-Nishina の公式に従う。

Compton 散乱の散乱角度は確率的に決まる。今回の実験では  $\text{Cs}^{137}$  から放射される放射線を  $\text{LaBr}_3$  シンチレーターに入射させ、散乱された放射線を  $\text{NaI}$  シンチレーターで検出し電子と放射線の持つエネルギーの角度依存性を検証した。さらに一定の回数の Compton 散乱が観測されるまでの時間を比べることで散乱断面積の角度依存性を検証した。

その結果、放射線と電子のエネルギー和については全ての角度で理論値から同程度小さくなり Compton 散乱が起こっていることが検証できた。また、微分散乱断面積については角度が大きいところが微分断面積が小さく、角度が小さいところで大きくなっていることが検証できたが理論値 (Klein-Nishina の公式) からはずれてしまった。これは線源とシンチレーター、またシンチレーター同士の距離が十分に離れていなかったことと計測数が十分でなかったためだと考えられる。

## 目次

1	理論	3
2	実験のセットアップ	4
2.1	実験器具	4
2.2	実験器具の配置	4
2.3	モジュールの配線	5
2.4	実験方法	6
2.4.1	キャリブレーション	6
2.4.2	Compton 散乱	6
3	解析結果	6
3.1	誤差計算	6
3.2	キャリブレーション	7
3.3	Compton 散乱のエネルギー角度分布	8
3.4	微分散乱断面積	12
4	考察	13
4.1	Compton 散乱のエネルギー角度分布に関する考察	13
4.2	微分散乱断面積に関する考察	14
5	結論	15



# 1 理論

Klein-Nishina の公式とは、コンプトン散乱の実験室系での微分断面積を表す公式である。2 粒子 (電子、光子)  $\rightarrow$  2 粒子 (電子、光子) の散乱を摂動の 1 次まで計算すれば導出することができる。計算は大幅に省くが、以下導出である。

まず、散乱断面積は以下のように定義される。

$$\sigma \equiv \frac{N}{VT\rho_A\rho_Bv_{AB}} \quad (1)$$

微分散乱断面積は、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{VT\rho_A\rho_Bv_{AB}} \frac{dN}{d\Omega} \quad (2)$$

である。N は注目している散乱が起こった回数、 $\rho_A, \rho_B$  は粒子 A, B の密度、 $v_{AB}$  は相対的な速さである。N は

$$N = \rho_A V \rho_B V \frac{(2\pi)^6}{V^2} \int dk'_1 dk'_2 |\langle k'_1, k'_2 | k_1, k_2 \rangle|^2 \quad (3)$$

とかける。不変散乱振幅  $\mathcal{M}$  を

$$i(2\pi)^4 \delta^4(k_{in} - k_{out}) \mathcal{M} \equiv \prod_i \sqrt{(2\pi)^3 E_i} \prod_f \sqrt{(2\pi)^3 E_f} \langle k_{in} | k_{out} \rangle \quad (4)$$

と定義する。 $\mathcal{M}$  と  $d^3k_1 = k_1^2 dk_1 d\Omega$  を用いて計算を進めると、微分散乱断面積は以下のようになる。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{64\pi^2 (E_{CM})^2} \frac{|k'_1|}{|k_1|} |\mathcal{M}|^2 \quad (5)$$

$E_{CM}$  は重心系でのエネルギーである。

不変散乱振幅  $\mathcal{M}$  は、ファインマンダイアグラムを書くことで摂動的に計算できる。LSZ 簡約公式より  $\langle k_{out} k_{in} \rangle$  はグリーン関数を計算すれば求められ、グリーン関数はファインマンダイアグラムにより摂動的に計算できるという流れである。以下、ファインマンダイアグラムの計算である。系のラグランジアンは、

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi - e\bar{\psi}\gamma^\mu \psi A_\mu \quad (6)$$

と書ける。1 項目が光子の運動項、2 項目が電子の運動項と質量項、3 項目が電子と光子の相互作用項である。ラグランジアンより、vertex や propagator が分かる。

図 1 のファインマンダイアグラムより、

$$i\mathcal{M} = -ie^2 \epsilon_\mu^*(k') \epsilon_\nu(k) \bar{u}(p') \left[ \frac{\gamma^\mu (\not{p} + \not{k} + m) \gamma^\nu}{(p+k)^2 - m^2 + i\epsilon} + \frac{\gamma^\nu (\not{p} - \not{k} + m) \gamma^\mu}{(p-k)^2 - m^2 + i\epsilon} \right] u(p) \quad (7)$$

spinor を  $u(p)$ 、偏光ベクトルは  $\epsilon_\mu$ 。散乱前の電子、光子の運動量を  $p, k$  とし、散乱後の運動量を  $p', k'$  とした。今回の実験ではスピンや偏光に関する情報には興味がないのでそれらについて平均をとる。つまり、

$$\sum_{spin} \sum_{polarization} \frac{1}{4} |\mathcal{M}|^2$$



図 1: 計算すべきファインマンダイアグラム

を微分散乱断面積の式に代入することになる。計算は大幅に省略してあるが、以上の手続きで実験室系での微分散乱断面積が得られて

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{2m^2} \left(\frac{\omega'}{\omega}\right)^2 \left(\frac{\omega'}{\omega} + \frac{\omega}{\omega'} - \sin^2 \theta\right) \quad (8)$$

ここで  $\alpha$  は微細構造定数とした。これが Klein-Nishina の公式である。

四元運動量保存則から

$$\omega' = \frac{\omega}{1 + \frac{\omega}{m}(1 - \cos \theta)} \quad (9)$$

であり、これを Klein-Nishina の公式に代入すると、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{2m^2} \frac{1}{\left(1 + \frac{\omega}{m}(1 - \cos \theta)\right)^2} \left(\frac{1}{1 + \frac{\omega}{m}(1 - \cos \theta)} + \left(1 + \frac{\omega}{m}(1 - \cos \theta)\right) - \sin^2 \theta\right) \quad (10)$$

のように微分散乱断面積を角度のみの関数で表すことができる。

## 2 実験のセットアップ

### 2.1 実験器具

- シンチレーター
  - LaBr<sub>3</sub> シンチレーター -1550V で使用 Cs<sup>137</sup> からの放射線を入射させ、Compton 散乱と相互作用した電子のエネルギーを測定するために使用
  - NaI シンチレーター 1450V で使用 LaBr<sub>3</sub> シンチレーターから Compton 散乱された放射線を検出するために使用
- 線源
  - Co<sup>60</sup> キャリブレーションのために使用
  - Cs<sup>137</sup> キャリブレーションに加えてメインの測定にも使用
- 鉛塊 放射線を遮蔽するために使用
- オシロスコープ パソコンで記録する前に正しく回路が組めているか確認するために使用
- モジュール
  - DIVIDER (DIV) 入力と同じ信号を2つに分けて出力する
  - COINCIDENCE (COIN) 複数の入力信号が同時に存在するかを検出する。2つのシンチレーターの双方に信号がある時のみ信号が出力されることで、放射線が LaBr<sub>3</sub> シンチレーターに吸収されただけの反応を除外する
  - DISCRIMINATOR (DISC) アナログ信号の閾値を判定し、デジタル信号に変換する装置
  - GATE GENERATOR (GG) DISCRIMINATOR からの信号を一定幅のゲート信号に変換する装置
  - ADC Analog-to-Digital Converter。アナログ信号をデジタル値に変換する装置 [1]
- 延長コード 電気信号がモジュールに届くまでの時間を遅らせ、COINCIDENCE の信号が出ている時間とシンチレーターから信号が出ている時間を合わせるために使用

### 2.2 実験器具の配置

角度依存性を調べるために 10° 刻みで紙に放射線を引いた。中心に LaBr<sub>3</sub> シンチレーターを配置し、20cm 離れたところに Cs<sup>137</sup> 線源と NaI シンチレーターを図 2 のように配置した。NaI

シンチレーターには LaBr<sub>3</sub> シンチレーターで散乱された放射線のみが入射するように鉛塊で遮蔽した。LaBr<sub>3</sub> シンチレーターは立てて置き、NaI シンチレーターは横に倒しておいた。

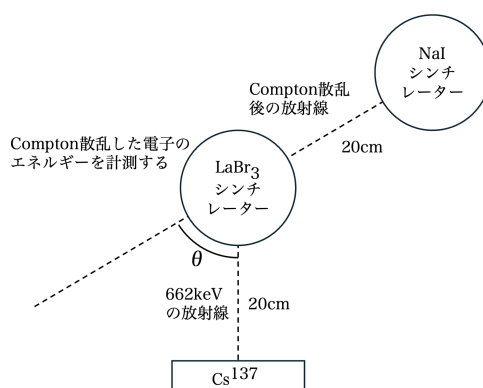


図 2: 実験器具の配置

### 2.3 モジュールの配線

1. それぞれのシンチレーターからの信号を DIV に入力する。
2. DIV からの信号を一方は延長ケーブルで delay させ ADC に入力し、もう一方は DISC に入力する。
3. DISC からの信号を GG に入力し、出力の 1つを同じ GG の VETO に入力する。こうすることで、GG が信号を出力している時は入力を無視することができる。
4. GG からの信号を COIN に入力する。
5. COIN からの信号を GG に入力し WIDTH を 500ns にする、この GG からの信号を ADC に入力する。

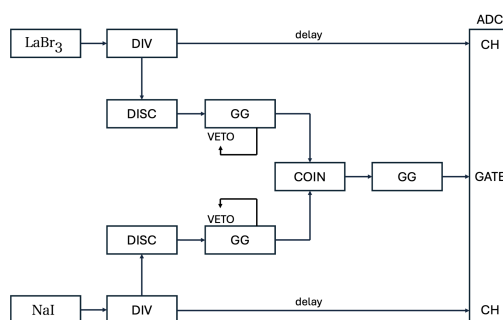


図 3: モジュールの配線

これらの3つの信号を ADC に入力する前にオシロスコープで波形を確認する必要がある。図 4 のように GG からの矩形の信号 (紫) の範囲内にシンチレーター (NaI-黄,LaBr<sub>3</sub>-青) がからの信号が完全に含まれていることを確認してから ADC に入力し計測を開始した。

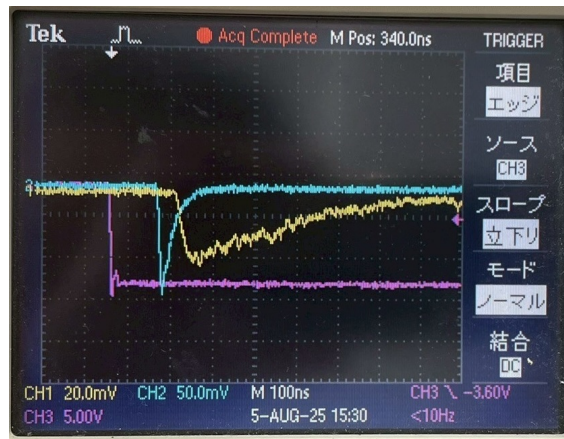


図 4: オシロスコープでの波形の確認  
紫:GG, 黄:NaI, 青:LaBr<sub>3</sub>

## 2.4 実験方法

### 2.4.1 キャリブレーション

ADC が記録するのはそれぞれのシンチレーターの電荷量のみなので、同じエネルギーを吸収してもシンチレーターが異なれば、異なる電荷量が記録される。エネルギーと電荷量の対応を見るためにキャリブレーションをする必要がある。本実験では放射線のエネルギーが既知の Co<sup>60</sup> と Cs<sup>137</sup> を使用した。

線源を放射線がそれぞれのシンチレーターに直接入射するようにして、それぞれの線源とシンチレーターの組み合わせ 4 つについて、4000 回記録した。

### 2.4.2 Compton 散乱

NaI シンチレーターと LaBr<sub>3</sub> シンチレーターに同時に信号が検出された場合のみ双方の信号の大きさを記録する設定で 1000 回信号を検出し、1000 回信号を検出するまでの時間を測定した。0° では、線源から NaI シンチレーターに直接入射する放射線を遮蔽することができないので、線源を動かし 10° から 10° 刻みで 150° まで記録し、それまでの時間も測定した。

## 3 解析結果

### 3.1 誤差計算

ここでは後に示される測定値の誤差についてどのように計算したかを説明する。

- ADC 値 ピークにおける ADC の値  $x$  の誤差は、フィッティングしたガウス分布のピーク幅  $\sigma_{Gauss}$  とピークに含まれるカウント数  $N$  を用いて近似的に、

$$\sigma_x \approx \frac{\sigma_{Gauss}}{\sqrt{N}} \quad (11)$$

と表せる。

- 較正直線における傾きと切片 ADC の値を  $x$ 、エネルギーの値を  $y$ [keV] として  $y=ax+b$  の形で表されるとする。また、 $y_i$  の誤差  $\sigma_i = \text{一定} = \sigma$  として  $\sigma = \sqrt{\frac{1}{n-2} \sum_{i=1}^n (y_i - ax_i - b)^2}$

で求められる。ここで最小二乗法を用いて、

$$a = \frac{1}{n \sum_{i=1}^n x_i^2 - (\sum_{i=1}^n x_i)^2} (n \sum_{i=1}^n x_i y_i - \sum_{i=1}^n x_i \sum_{i=1}^n y_i) \quad (12)$$

$$b = \frac{1}{n \sum_{i=1}^n x_i^2 - (\sum_{i=1}^n x_i)^2} (\sum_{i=1}^n x_i^2 \sum_{i=1}^n y_i - \sum_{i=1}^n x_i \sum_{i=1}^n x_i y_i) \quad (13)$$

と表される。ここから誤差伝播の式を用いて、

$$\sigma_a = \sqrt{\frac{n}{n \sum_{i=1}^n x_i^2 - (\sum_{i=1}^n x_i)^2}} \cdot \sigma \quad (14)$$

$$\sigma_b = \sqrt{\frac{1}{n \sum_{i=1}^n x_i^2 - (\sum_{i=1}^n x_i)^2} \sum_{i=1}^n x_i^2} \cdot \sigma \quad (15)$$

と表せる。

- エネルギー値 エネルギーは  $E=ax+b$  と表せることから、誤差伝播の式を用いて、

$$\sigma_E^2 = a^2 \sigma_x^2 + \left(\frac{E-b}{a}\right)^2 \sigma_a^2 + \sigma_b^2 \quad (16)$$

と表される。[2]

### 3.2 キャリブレーション

ADC に記録された値とエネルギーを対応させるための較正直線を求めた。今回の実験では  $\text{Cs}^{137}$  のピーク値 662keV と  $\text{Co}^{60}$  のエネルギーピーク値 1173keV, 1333keV を既知として用いた。ピークにおける ADC の値を分布図のピーク付近でガウス関数にフィッティングして求め、その ADC の値を横軸、既知のエネルギー値を縦軸にとり、最小二乗法を用いて較正直線の傾きと切片を得た。

なお、較正は実験室の環境に依存するため、各実験日ごとに実施した。(以下では一例として 7 月 14 日に行ったキャリブレーションの結果を示す。)

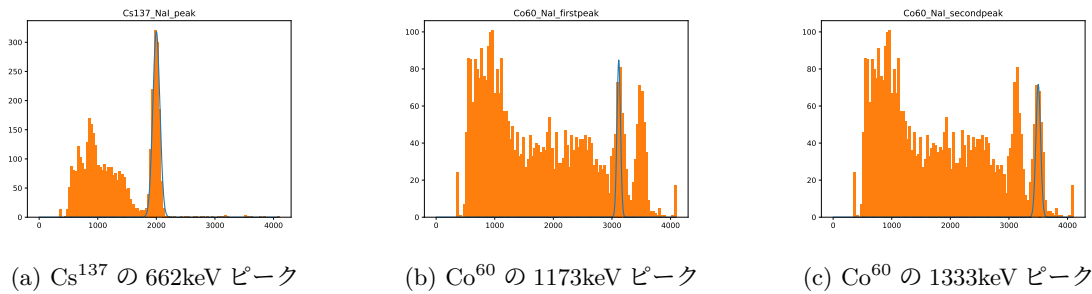


図 5: NaI シンチレーターのキャリブレーション

表 1: シンチレーター較正結果

シンチレータ	傾き a	切片 b
LaBr <sub>3</sub>	0.46±0.0013	-167.85±3.6
NaI	0.45±0.0048	-227.29±14

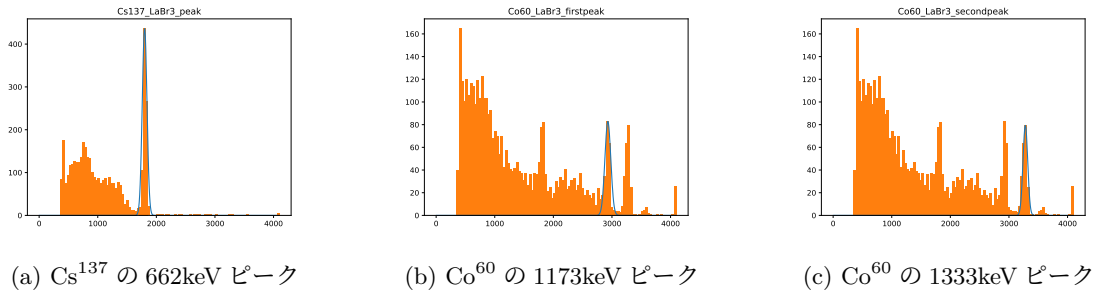


図 6: LaBr<sub>3</sub> シンチレーターのキャリブレーション

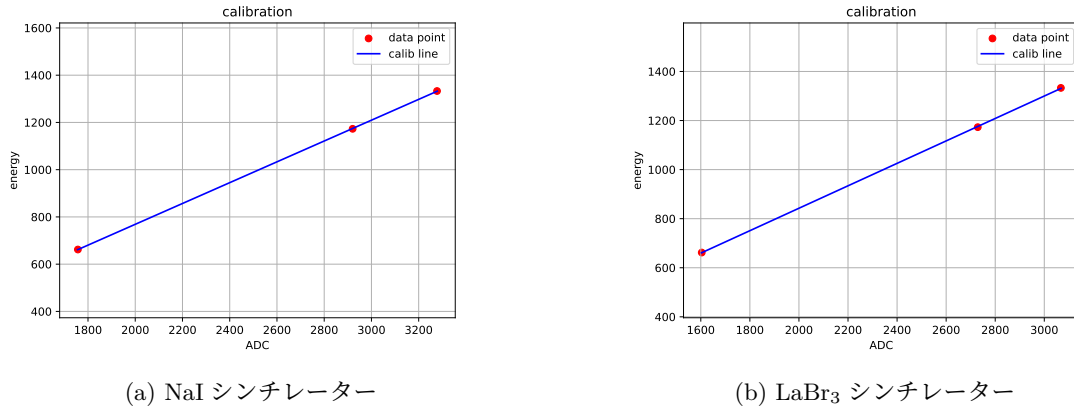
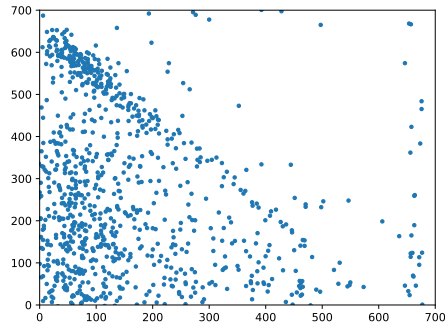


図 7: 較正直線

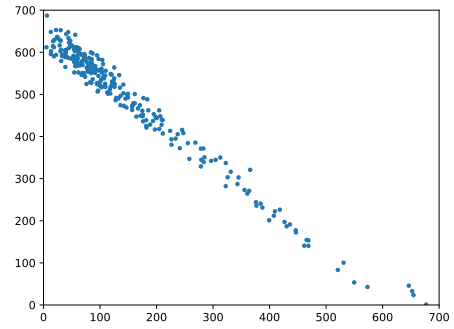
### 3.3 Compton 散乱のエネルギー角度分布

3.2 節で求めた較正直線によってシンチレーターで計測した値をエネルギーに読み替えることができるようになった。これをコンプトン散乱の角度毎に、NaI シンチレーターと LaBr<sub>3</sub> シンチレーターで得られた値に用いてエネルギー散布図を作成する。ただし、ここには環境放射線などのノイズが含まれているため、コンプトン散乱が起こっているデータを抽出する必要がある。今回は、散布図において二つのシンチレーターのエネルギー和が一定の直線状にデータ点の集まった密度の高い部分を目視で判別し、範囲を設定して抜き出した。(今回は 600keV～700keV という範囲で設定した。)

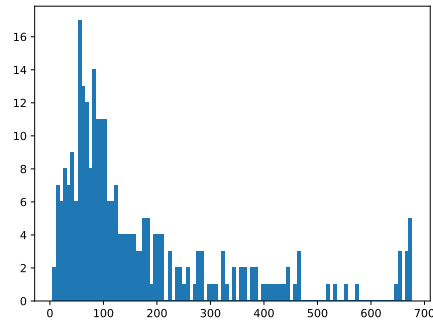
この抜き出したデータをヒストグラムにしガウス関数でフィッティングすることで、コンプトン散乱の角度毎に放射線が二つのシンチレーターに落としたエネルギーを求めた。グラフの軸の単位はどちらも keV である。



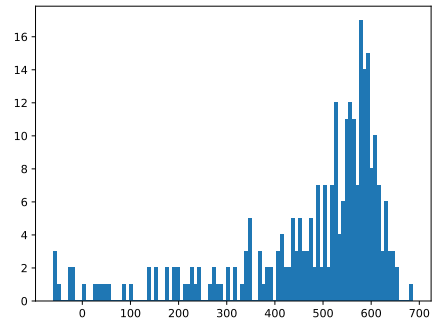
(a) 元の散布図



(b) コンプトン散乱の散布図

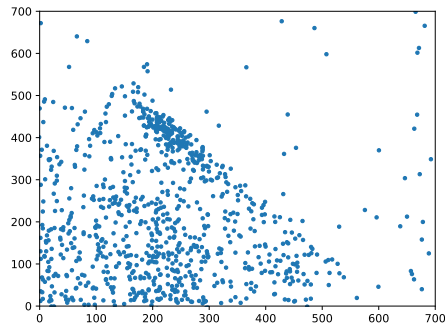


(c) LaBr<sub>3</sub>

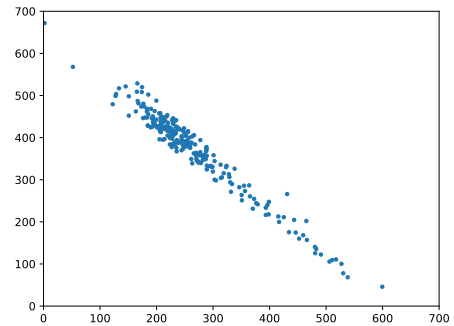


(d) NaI

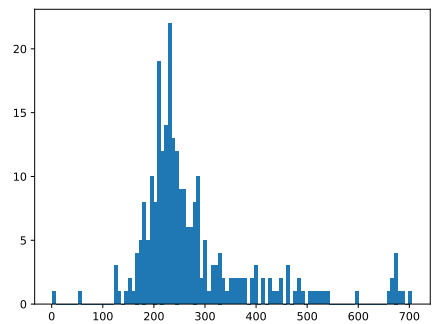
図 8: 30°



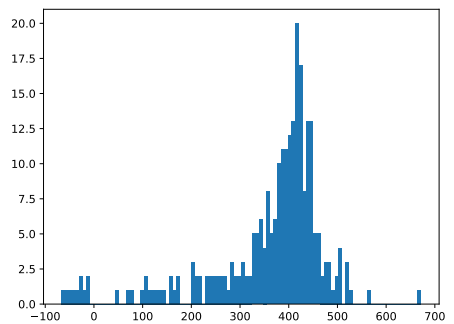
(a) 元の散布図



(b) コンプトン散乱の散布図

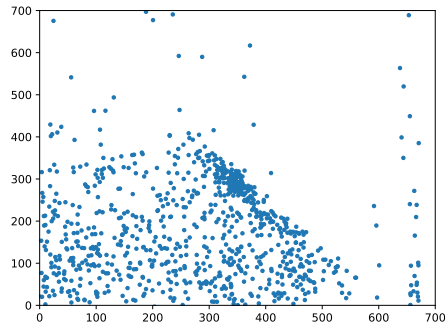


(c) LaBr<sub>3</sub>

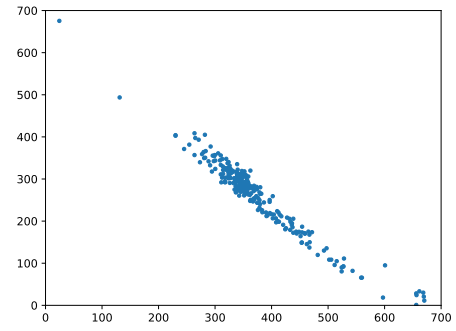


(d) NaI

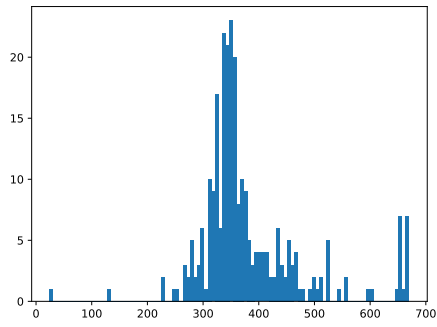
図 9: 60°



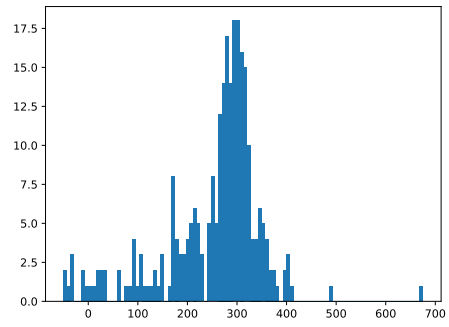
(a) 元の散布図



(b) コンプトン散乱の散布図

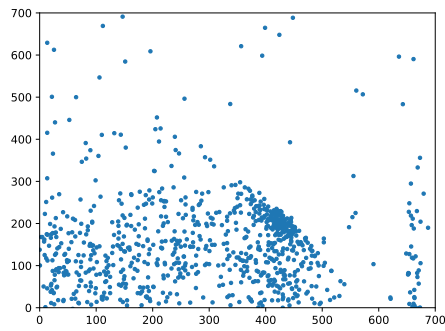


(c) LaBr<sub>3</sub>

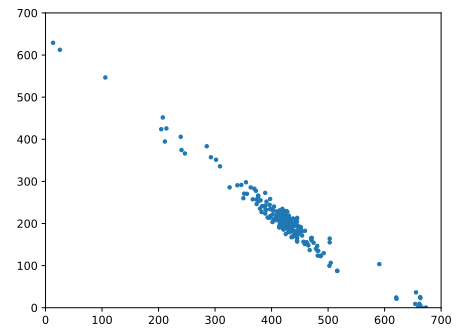


(d) NaI

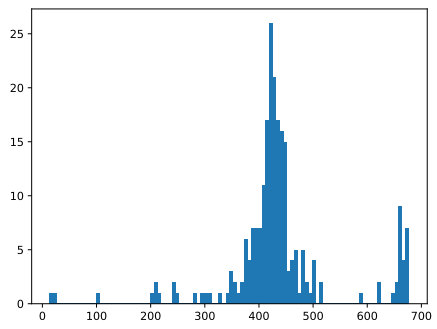
図 10: 90°



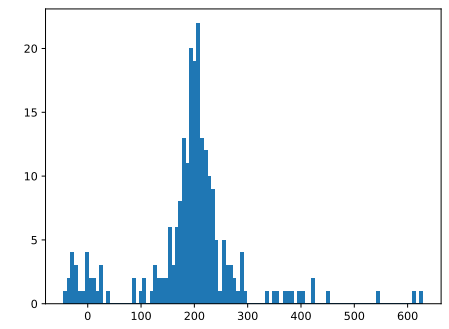
(a) 元の散布図



(b) コンプトン散乱の散布図

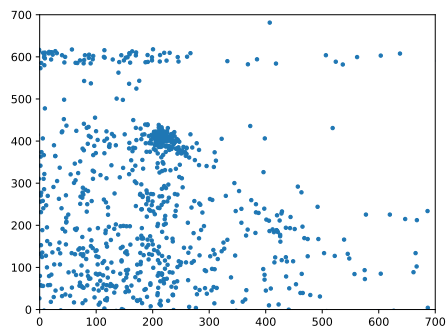


(c) LaBr<sub>3</sub>

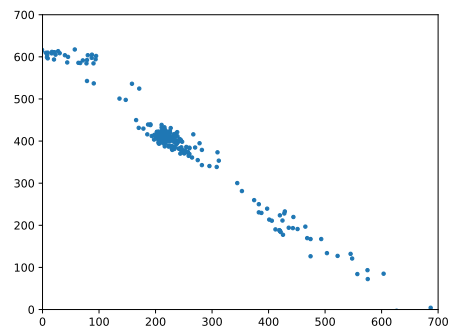


(d) NaI

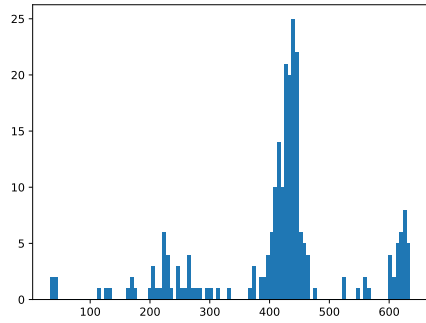
図 11: 120°



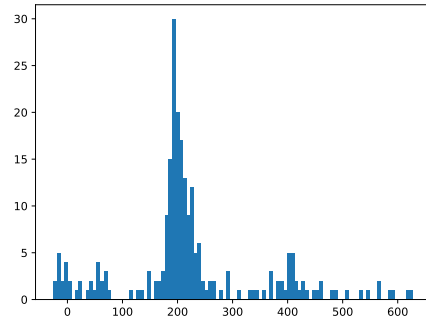
(a) 元の散布図



(b) コンプトン散乱の散布図



(c) LaBr<sub>3</sub>



(d) NaI

図 12: 150°

表 2: エネルギー角度分布に関するデータ

散乱角 (°)	LaBr <sub>3</sub> (keV)	NaI(keV)	エネルギー和 (keV)
10	4.86±3.63	621±15.4	626±19.0
20	27.7±3.67	606±17.3	633±21.0
30	81.2±3.71	574±16.3	655±20.0
40	125±3.73	519±14.9	644±18.6
50	182±3.75	458±14.3	640±18.1
60	228±3.75	411±14.3	640±18.0
70	271±3.75	373±14.2	644±17.9
80	318±3.76	330±14.1	648±17.9
90	346±3.75	294±14.1	640±17.8
100	381±3.77	253±14.1	634±17.9
110	405±3.73	220±14.1	625±17.8
120	424±3.75	201±14.1	625±18.1
130	385±4.76	245±14.4	630±18.1
140	395±4.77	228±14.4	623±18.1
150	431±4.12	203±14.2	634±17.9

### 3.4 微分散乱断面積

コンプトン散乱が起きているデータと点の数を、計測にかかった時間で割ることで、微分散乱断面積に比例する値を求めることができる。そこで 3.3 節で設定した範囲での抽出に加えて、さらに密集した部分だけを抜き出すため、LaBr<sub>3</sub> シンチレーターのエネルギーで 100keV の幅で適当な範囲を設定し、その範囲におけるデータ点の数をカウントした。

表 3: 微分散乱断面積に関するデータ

散乱角 (°)	データ点の個数 (回)	計測時間 (s)	微分散乱断面積に比例する値 (回/s)
10	551	208	2.65
20	551	194	2.84
30	465	176	2.64
40	405	206	1.97
50	402	222	1.81
60	371	268	1.38
70	358	298	1.20
80	312	337	0.926
90	313	345	0.907
100	316	362	0.873
110	314	347	0.905
120	332	367	0.905
130	374	419	0.893
140	337	405	0.832
150	300	257	1.17

## 4 考察

### 4.1 Compton 散乱のエネルギー角度分布に関する考察

3.3 節で求められた結果を理論値と比較する。図 13 を見ると、エネルギーの増減など大まか

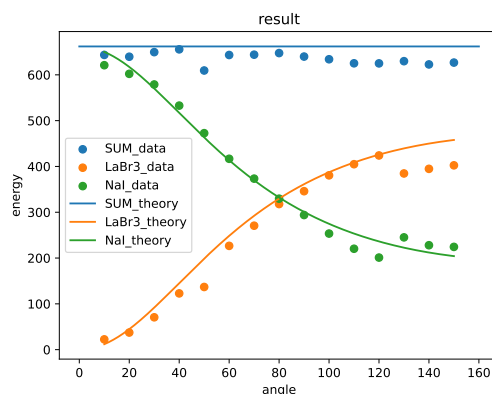


図 13: エネルギー角度分布と理論値の比較  
縦軸の単位は keV、横軸は °

な傾向は理論と整合しており、コンプトン散乱現象が確認できたといえる。しかし、理論的にはコンプトン散乱が起きているデータは  $\text{LaBr}_3$  シンチレーターと  $\text{NaI}$  シンチレーターそれぞれで観測されたエネルギーの和が  $662\text{keV}$  となるはずであるが、実際に観測されたデータは、誤差が  $20\text{keV}$  程度あることを加味しても、全ての角度において理論値よりも小さい値となっている。この系統誤差についての考えられる原因はいくつかあるが、その一つとして、今回の実験では  $662\text{keV}$ 、 $1173\text{keV}$ 、 $1333\text{keV}$  のエネルギーに対する ADC の値をもとにしてキャリブレーション直線を得たが、既知としたエネルギーよりも小さいエネルギーにおけるキャリブレーション直線の非線形性が影響したことが挙げられる。よって、より小さい既知のエネルギーをもつ線源を利用すればより今回より正確なキャリブレーション直線を得られ、この系統的な誤差を減らせる可能性がある。他にも、キャリブレーションの際の測定が上手くいっていなかった可能性や、実験器具の影響、コインシデンスをとって二つのシンチレータからの信号を積分した際に、積分範囲が十分でなく、一部の信号が欠損してしまった可能性 (同時計測が正しく行っていない可能性) などが考えられる。

また、図 13 を見ると、 $120^\circ$  までと  $130^\circ$  から得られた値が不連続のように感じられ、さらに二つのシンチレータで読み取ったエネルギーと理論値との差も大きいことが読み取れるが、この理由は分からなかった。 $130^\circ$  以降のデータはそれまでのデータとは別日に測定したので、その日の測定において何らかの測定ミスが起こったという可能性がある。

そして、表 2 を見ると、特に  $\text{NaI}$  シンチレーターで観測したエネルギーの値の誤差が大きくなっている。これは表 1 の  $\text{NaI}$  シンチレーターのキャリブレーション直線の切片の誤差が大きくなっていることに起因している。このことは、キャリブレーション直線を得る際に既知として用いた値が 3 つのみであったことが主な原因として考えられる。3.1 節で考えた  $\sigma$  の自由度は  $n-2$  であり、今回  $n=3$  なので自由度が 1 しかなく 1 つの残差にすべて依存し非常に不安定になることが分かる。

## 4.2 微分散乱断面積に関する考察

3.4 節で求められた結果を理論値と比較する。本来、微分散乱断面積の解析の際には、実験装置の幾何学的配置を考えて立体角を計算する必要があるが、今回の実験では線源と LaBr<sub>3</sub> シンチレータ、および LaBr<sub>3</sub> シンチレータそれぞれの距離を一定に保っていたので、これらの情報は角度に依存しない定数とみなせる。つまり、カウント数を  $N$ 、計測時間を  $T$  とすると、これら二つの商は微分散乱断面積に比例する値となると考えられる。この比例定数を  $C$  とすると (10) の式を用いて

$$\frac{N}{T} = C \frac{d\sigma}{d\Omega} = C \frac{1}{\left(1 + \frac{\omega}{m}(1 - \cos\theta)\right)^2} \left( \frac{1}{1 + \frac{\omega}{m}(1 - \cos\theta)} + \left(1 + \frac{\omega}{m}(1 - \cos\theta)\right) - \sin^2\theta \right) \quad (17)$$

とできる。この比例定数  $C$  を最小二乗法で求め、得られた値で実験結果にフィッティングした結果を次図に載せる。

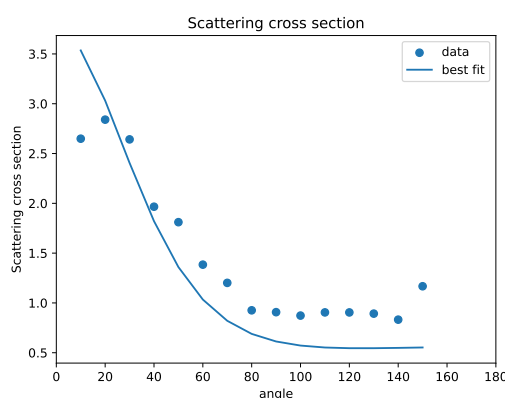


図 14: 散乱断面積と理論値の比較

表 4: Klein-Nishina の公式のフィッティングの比例定数  $C$

比例定数 $C$	1.87
最小二乗法の誤差の大きさ	0.772

図 14 について、散乱断面積が角度が小さい範囲 (前方散乱) では大きく、角度が大きい範囲 (後方散乱) では小さいという傾向は Klein-Nishina の公式に整合していると言える結果になった。しかし、まず前提としてコンプトン散乱しているデータを、目視で判定し範囲を設定して抽出しているため、そもそもデータ点がすべてをコンプトン散乱が起きているとみなすことの信頼性がそこまで高くないことを述べておく。

また、フィッティング曲線との誤差の原因を考察する。各散乱角  $\theta$  において、LaBr<sub>3</sub> シンチレータが円柱の形であるため散乱角よりも少し大きいあるいは少し小さい角度  $\theta \pm \Delta\theta$  のデータも観測される。このとき、散乱角微分散乱断面積の振れ幅  $\Delta\sigma$  は (17) の式から  $\Delta\theta$  を用いて表される。 $\Delta\theta$  が十分小さいとき、線源と LaBr<sub>3</sub> シンチレータの間の距離を  $L$  とするとシンチレータの半径を  $R$  として

$$\Delta\theta \approx \frac{R}{L} \quad (18)$$

となることから線源と LaBr<sub>3</sub> シンチレータの間の距離を長くすると微分散乱断面積の振れ幅は小さくすることができる。しかし、振れ幅を小さくするためにデータの個数を多くとること

も重要であるが線源と  $\text{LaBr}_3$  シンチレーターの間の距離を長くすると、立体角  $\Omega$  が

$$\Omega \approx \frac{\pi R^2}{L^2} \quad (19)$$

と大きくなり、このとき記録されるデータの個数  $N$  は測定時間を  $T$  として

$$N \propto \text{線源強度} \times \text{散乱断面積} \times \Omega \times T \quad (20)$$

と表せることからコンプトン散乱に該当するデータを十分に得るためには多大な時間が必要となる。今回はある程度の時間で十分なデータ数を得るために線源と  $\text{LaBr}_3$  シンチレーターの間の距離を 20cm、 $\text{LaBr}_3$  シンチレーターと NaI シンチレーターの間の距離を 20cm としたが、この距離が十分に長くなく誤差が大きくなった可能性が考えられる。また、散乱角が大きくなると得られるコンプトン散乱が起こっているデータが少なくなるのでその分誤差が大きくなることも考えられる。

## 5 結論

線源と  $\text{LaBr}_3$  シンチレーターの間の距離を 20cm、 $\text{LaBr}_3$  シンチレーターと NaI シンチレーターの間の距離を 20cm 離して実験したところ、図 13 のように散乱された放射線と標的電子の持つエネルギーの和は誤差を加味しても理論値よりも小さくなったが、その下がり幅がどの角度でも同程度なので Compton 散乱が起こっていることが確認できた。Klein-Nishina の公式については角度が大きいところが微分断面積が小さく、角度が小さいところで大きくなっていることが検証できたが、理論値からは図 14 のようにずれてしまった。これは計測数と距離のためだと考えられる。

## 6 謝辞

最後に、本実験を行うにあたり、ご指導いただきました鈴木惇也さんに感謝いたします。また、実験に際して丁寧にご助言・ご協力くださった印藤孝太郎さんにも御礼申し上げます。

## 参考文献

- [1] Nomura, T., & Sasao, N. (2002). A2 実験で使われる装置に関する基礎知識.  
[https://www-he.scphys.kyoto-u.ac.jp/gakubu/A2/A2-02/A2text\\_20020527.pdf](https://www-he.scphys.kyoto-u.ac.jp/gakubu/A2/A2-02/A2text_20020527.pdf)
- [2] 物理学実験\_\_付録 1.  
[https://panda.ecs.kyoto-u.ac.jp/access/content/group/2025-105-8250-000/%E5%AE%9F%E9%A8%93%E3%82%BC%E3%83%9F/%E7%89%A9%E7%90%86%E5%AD%A6%E5%AE%9F%E9%A8%93\\_%E4%BB%98%E9%8C%B21.pdf](https://panda.ecs.kyoto-u.ac.jp/access/content/group/2025-105-8250-000/%E5%AE%9F%E9%A8%93%E3%82%BC%E3%83%9F/%E7%89%A9%E7%90%86%E5%AD%A6%E5%AE%9F%E9%A8%93_%E4%BB%98%E9%8C%B21.pdf)
- [3] Compton 散乱理論の実験的検証  
<https://www-he.scphys.kyoto-u.ac.jp/gakubu/A1/reports/a1report21b.pdf>
- [4] Sakamoto, M. (2023). *QUANTUM FIELD THEORY II focus on Feynman graphs and renormalization 3rd*. SHOKABO.