

†

第1章 序論

1.1 重荷電粒子と物質の相互作用

重荷電粒子とは、一般に陽子より大きい質量をもつ荷電粒子のことで、陽子、重陽子、粒子および加速器で高エネルギーに加速された種々の原子核を指す。以降では特に、陽子と物質の相互作用について述べたいと思う。

1.1.1 電離損失

荷電粒子が物質中の原子核の近くを通過すると、入射粒子のもつ電場によって軌道電子がクーロン力を受ける。この相互作用には二つのプロセスがあり、受けるエネルギーが軌道電子の結合エネルギーより大きい場合を電離作用、小さい場合を励起作用という。これらの反応を繰り返すことにより、入射粒子はエネルギーを失う。前者において、電子はその軌道から容易に引きはがされ、原子の結合を離れて自由電子となる。放出される電子を二次電子といい、そのうち他の原子を電離する能力を持つものを特に線という。また、内殻軌道の電子が電離されるとその準位に空席ができ、そこに他の軌道電子が遷移することによって、軌道電子の結合エネルギーの差が特性X線として原子外に放出されたり、または原子の励起エネルギーが直接外殻の軌道電子の1個に付与されて、その電子が原子外に放出（これをオージェ電子という）されたりする。後者においては、軌道電子はより高いエネルギー準位に上げられ、励起状態になった原子は、光やX線を放出してより低い励起準位や基底準位になる。原子の電離・励起作用によって発生する特性X線は、元素によって定まった固有のエネルギーを持つ。

1.1.2 物質の阻止能

荷電粒子の質量は原子中の軌道電子に比べて約1800倍の重さがあり、一回の衝突によるエネルギー損失は小さく、偏向も受けないため、飛跡はほぼ直線的である。物質中を進行すると、物質内の電子との相互作用で原子・分子の励起、電離を多数回起こし、連続的にエネルギーを失っていく。単位長さあたりに入射荷電粒子が失うエネルギーを線阻止能 ($dE/dx = S$) といい、物質の密度に依存しない阻止能である質量阻止能は、線阻止能を密度 ρ で除すことで求められ、それは Bethe-Bloch の式で表される。

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{mv^2} \ln \left\{ \frac{2m_0 v^2}{I} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right\} \quad (1.1)$$

ここで、 v は粒子の速度、 e は単位電荷、 m は粒子の静止質量、 z は粒子の電荷、 N は物質の電子密度、 I は吸収物質の平均イオン化ポテンシャル、 β は光速と入射粒子の速度の比である。陽子や α 線などの非相対論的 ($v \ll c$) 粒子は $\beta \approx 0$ となるので、阻止能は粒子のエネルギーに反比例し、物質の電子密度に比例する。また、粒子が静止するまでに進んだ距離を飛程 R という。飛程は、線阻止能の逆数を 入射してから停止するまでのエネルギーで積分することにより得られ、

$$R(E_0) = \int_0^{E_0} \frac{1}{dE/dx} dE \quad (1.2)$$

と表される。

1.1.3 ブラッグ曲線

荷電粒子線の特徴は、物質中でエネルギーが小さくなり止まりかけるときに多くの電離を起こすことである。荷電粒子が単位距離あたりに生成するイオン対 (1 個の自由電子とこれに対応する吸収物質原子の陽イオン) の総数を比電離といい、比電離と荷電粒子の飛程の関係を示す曲線をブラッグ曲線という。電離によって生成される電子は飛程が短く、飛跡に沿ってエネルギーを付与するため、ブラッグ曲線は物質中での荷電粒子の吸収線量を表す。飛程終端で急激に衝突損失が大きくなり大量のエネルギーを集中的に放出するが、この電離ピークのことをブラッグピークという。治療で利用される重粒子線の特徴については次章で述べる。

1.1.4 多重クーロン散乱

荷電粒子は、物質中の原子核のクーロン場によって散乱され、その進行方向を変える。原子核によるクーロン散乱を Rutherford 散乱といい、微分散乱断面積は、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4} \left(\frac{z_1 z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 \mu v_1^2} \right)^2 \frac{1}{(\sin \frac{\theta}{2})^4} \quad (1.3)$$

と表される。ここで、 θ は散乱角、 $z_1 e$ 、 m_1 、 v_1 はそれぞれ入射粒子の電荷、質量、速度であり、 $z_2 e$ 、 m_2 はそれぞれ標的粒子の電荷、質量である。 μ は重心系で考えたときの換算質量であり、粒子の質量を用いて

$$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \quad (1.4)$$

と書ける。特に、物質中で小角度クーロン散乱を多数回起こす場合、散乱角 θ_θ は、

$$\theta_\theta \equiv \sqrt{\langle \theta^2 \rangle} = \frac{14.1 [\text{MeV}/c]}{p [\text{MeV}/c] v_1} z_1 \sqrt{\frac{L}{L_R}} \left(1 + \frac{1}{9} \log_{10} \frac{L}{L_R} \right) \quad (1.5)$$

となる。ここで、 p は入射粒子の運動量、 L_R は物質の放射長、 L は物質の厚さである。ラザフォード散乱は弾性散乱であり、2 体間でエネルギー損失はない。

1.1.5 陽電子消滅

正の電荷を持つ電子を陽電子といい、物質中でのエネルギー損失過程は電子と同じである。陽電子は物質中で減速されて熱平衡の状態になると、近傍の電子と結合して対になって消滅し、その際正反対の方向へ2つの光子を放出する。電子・陽電子対がスピン反平衡で消滅する場合、運動量保存則とエネルギー保存則を0とすると、放出される光子はそれぞれ、電子の静止質量に相当するエネルギー $m_0c^2 = 0.511MeV$ を持つ。実際には、消滅直前の電子・陽電子対はある速度で運動しており、ドップラー効果により消滅光子の放出角は 180° からわずかに異なり、エネルギー分布も $511keV$ から数 keV 程度幅を持つ。運動している粒子の速度を v 、真空中の光速を c とすると、粒子の進行方向に対して θ なる角度の方向に放出される消滅光子のエネルギー $h\nu$ は、

$$h\nu = 511\left[1 + \frac{v}{c}\cos\theta\right] \quad (1.6)$$

と表される。陽電子消滅過程を図 1.1 に示す。

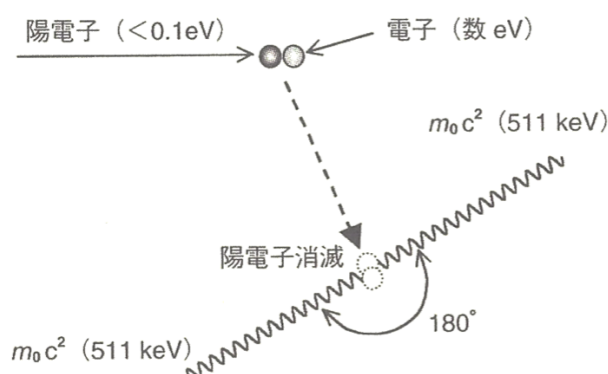


図 1.1 陽電子消滅過程 [?]

1.2 X線と物質の相互作用

X線やガンマ線と物質の相互作用において重要なものは以下に述べる3種類の反応であり、これらの過程により光子はエネルギーの一部または全部を電子のエネルギーに変換し、完全に消滅したり、または大きな角度で散乱される。相互作用断面積とエネルギーの関係を図 1.2 に示す。

1.2.1 光電吸収

光電吸収過程において、入射 X 線光子は吸収物質原子と相互作用して完全に消滅し、エネルギーを持った光電子が原子から放出される。この反応はその原子全体との間で起

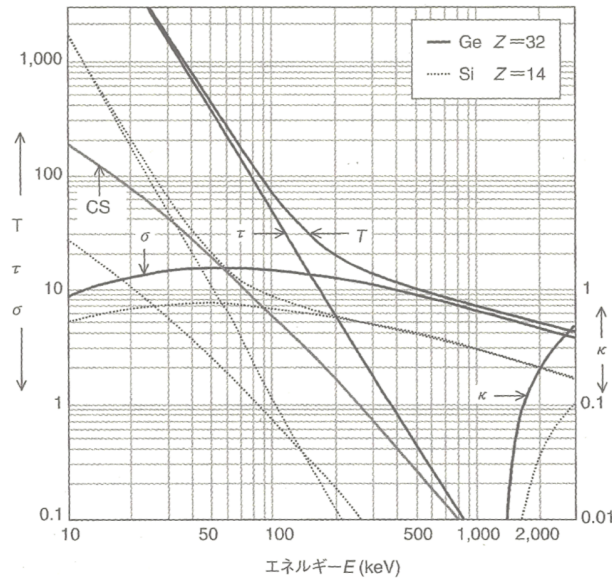


図 1.2 相互作用断面積 [?]

こるものであり、特に原子の中で最も強く結合している K 殻電子を光電子として放出する確率が高い。したがって、光電子は

$$E_{e^-} = h\nu - E_b \quad (1.7)$$

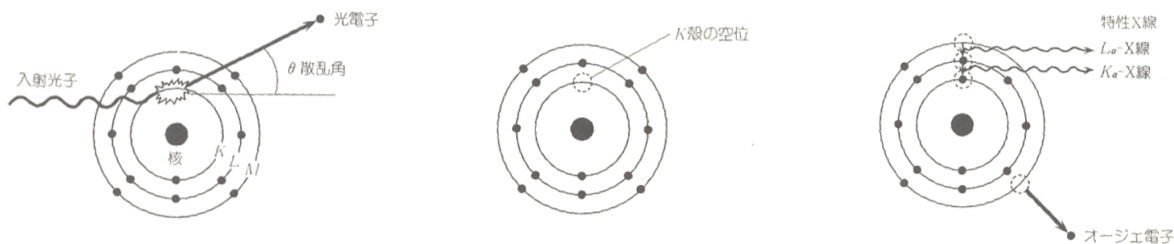
の大きさのエネルギーを持つ。ここで、 E_b は光電子が初めに存在した殻の結合エネルギーを表す。光電子を放出すると、束縛殻に一つの空孔を持つ吸収物質のイオンを作り出すが、この空孔は媒質中の自由電子捕獲や原子内の他の殻の電子の再配列により直ちに満たされ、特性 X 線が放出される。多くの場合、発生した特性 X 線は発生地点付近で、あまり緊密に結合していない殻と光電吸収作用をして再吸収される。また、特性 X 線ではなくオージェ電子を放出して原子の励起エネルギーが失われる場合もある。光電効果は比較的低エネルギーの X 線の相互作用過程として重要であり、光電吸収確率 τ は、原子番号 Z 、X 線エネルギー E を用いて近似的に

$$\tau \cong C \times \frac{Z^n}{E^{3.5}} \quad (1.8)$$

と表される。指数 n は E に依存して、4 と 5 の間で変化する。したがって、この過程は原子番号 Z が大きな吸収物質で顕著となる。光電吸収の相互作用の反応過程を図??に示す。

1.2.2 コンプトン散乱

コンプトン散乱は、入射 X 線光子と吸収物質中の 1 個の電子間で起こる反応過程である。入射 X 線光子はコンプトン散乱により入射方向から角度 θ の方向へ曲げられ、この際光子のエネルギーの一部を衝突した電子に伝達する。この電子は反跳電子と呼ばれ、全角度に散乱可能なことから、電子に伝えられるエネルギーは 0 から入射 X 線エネルギー



(a) 入射光子は軌道電子との衝突で (b) 軌道電子が放出されたことに (c) 軌道上の空位を埋めるために外全てのエネルギーを失い、軌道電より、軌道上に空位が出来る。側軌道電子が落ち込み特性 X 線を放出するか、または代わりにオージェ電子を放出する。

図 1.3 光電吸収過程の模式図 [?]

に近い値まで変化しうる。散乱 X 線エネルギーと散乱角 θ の関係は、

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2} (1 - \cos\theta)} \quad (1.9)$$

で表される。 m_0c^2 は電子の静止エネルギー (0.511MeV) であり、式からも分かる通り散乱角 θ が小さい場合にはエネルギーはほとんど伝達されない。コンプトン散乱の微分散乱断面積は、 $h\nu/m_0c^2$ として、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_0^2 \left[\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right]^2 \left[\frac{1 + \cos^2\theta}{2} \right] \cdot \left[1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos^2\theta)[1 + \alpha(1 - \cos\theta)]} \right] \quad (1.10)$$

で表される。 r_0 は古典的電子半径である。この式より得られる角度分布を、図 1.4 に示す。したがって、X 線のエネルギーが高くなると、前方散乱が顕著になる。コンプトン散乱の相互作用の反応過程を図 1.5 に示す。

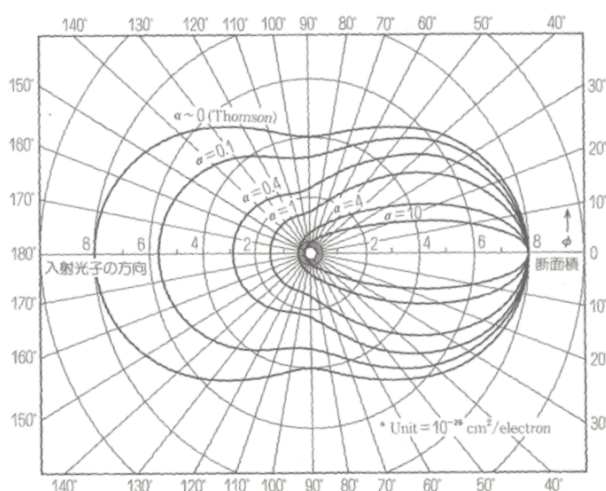


図 1.4 角度分布 [?]

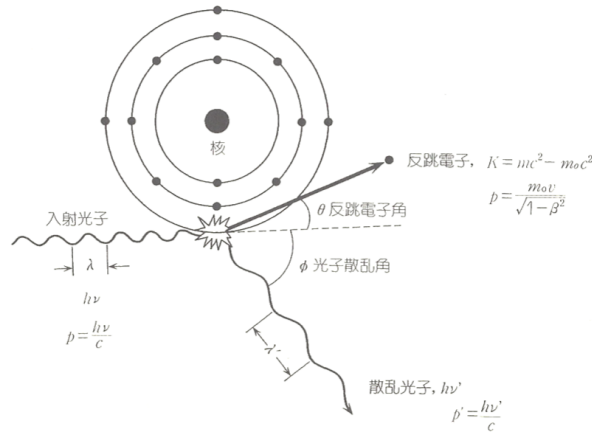


図 1.5 コンプトン散乱 [?]

1.2.3 電子対生成

入射 X 線光子のエネルギーが電子の静止質量の 2 倍である 1.022MeV 以上になると、電子対生成過程がエネルギー的に可能となる。この相互作用は原子核のクーロン場中で起こり、X 線光子は消失して電子-陽電子対に置き換えられる。また、電子対を生成するために必要な 1.022MeV 以上の入射光子が有していた余剰エネルギーは、全て電子と陽電子の運動エネルギーに分配される。また 1.1.5 の陽電子消滅の項目で述べた通り、陽電子は吸収物質中で減速した後消滅するため、二次産物として 2 個の消滅光子が生成される。電子対生成の断面積を広範囲にわたり満足する式は存在しないが、電子、陽電子のエネルギーが軌道電子によるクーロン場の遮蔽効果を見捨て、光子エネルギー $h\nu$ が小さい場合 ($2m_0c^2 < h\nu < 137m_0c^2 Z^{-1/3}$) の原子当たりの全断面積 σ_{π} は、

$$\sigma_{\pi} = \frac{Z^2}{137} \cdot r_0^2 \left(\frac{28}{9} \log \frac{2h\nu}{m_0c^2} - \frac{218}{27} \right) \quad (1.11)$$

で近似され、遮蔽効果が完全な場合 ($h\nu \geq 137m_0c^2 Z^{-1/3}$) は

$$\sigma_{\pi} = \frac{Z^2}{137} \cdot r_0^2 \left(\frac{28}{9} \log \frac{183}{Z^{1/3}} - \frac{2}{27} \right) \quad (1.12)$$

で近似される。したがって、電子対生成の原子当たりの全断面積は近似的に Z^2 に比例する。光子のエネルギー $h\nu$ が大きくなるほど電子対生成を起こす確率は急激に増すが、100MeV 以上で一定値に近づく。電子対生成の相互作用の反応過程を図 1.6 に示す。

1.3 シンチレータ

シンチレータとは、荷電粒子放射線を紫外・可視光に変換する蛍光物質である。放射線がシンチレータに入射すると、そのエネルギーを吸収する際に光電子を発生し、シンチレータ内で電離または励起作用を起こす。その状態が元に戻るときに光を放出する。理想的なシンチレーション材料が有すべき性質として、

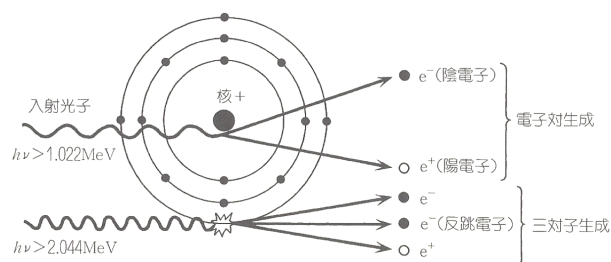


図 1.6 電子対生成過程の模式図 [?]

- 高い光変換効率をもつこと。
- 広範囲にわたり、光の収量と付与エネルギーが比例すること。
- 蛍光の自己吸収がないこと。
- 誘起したルミネセンスの減衰時間が短いこと。
- 使用用途に合わせた大きさのものが作製できること。

などが挙げられる。シンチレータは大別して有機シンチレータと無機シンチレータがあるが、これら全ての条件を満足する材料は無いため、使用するシンチレータは用途に合わせて選定することになる。本実験では、安価で、有効面積の大きいものを作りやすい、という理由から、有機シンチレータの一種であるプラスチックシンチレータを使用した。発光過程とその特徴について、以下に述べる。

1.3.1 有機シンチレータ

有機物質中の蛍光過程は単一分子のエネルギー準位間での遷移により生じるため、分子の種類によってのみ定まり、その物理的状態には依存しない。有機シンチレータの多くが電子構造としてしられるある種の対称的な性質を持った有機分子から成っている。このような電子構造をもつ有機分子のエネルギー準位図を図 1.7 に示す。基底準位 (S_0) と第一励起準位 (S_1) の間隔は 3 ~ 4eV 程度であり、各準位の上に示された点線は振動準位 (間隔: 0.15eV 程度) を表す。平均熱エネルギー (0.025eV) に比べて振動準位間隔は大きいため、室温ではほぼ全ての分子が S_{00} 状態にある。荷電粒子が入射すると、その運動エネルギーを吸収して分子は励起準位 (S_1 、 S_2 、 S_3) に励起されるが、放射を伴わない内部転換によって ps オーダで S_{10} 状態へ遷移する。シンチレーション光は S_{10} 状態から基底状態 S_0 への遷移過程で発せられる。したがって、ほとんどの有機シンチレータは減衰時間が 2 ~ 3ns 程度とかなり速い。また、図中上向きの矢印の長さはその物質中で強く吸収される光子エネルギーに対応しており、下向きの矢印で示される蛍光発生遷移は $S_{10} - S_{00}$ を除き、励起に必要な最小エネルギーより低いエネルギーしか持たないことから、蛍光の自己吸収がほとんどないことが分かる。図 1.7 に示した準位構造を持つ典型的な有機シンチレータに対する光吸収と発光スペクトルを図 1.8 に示す。

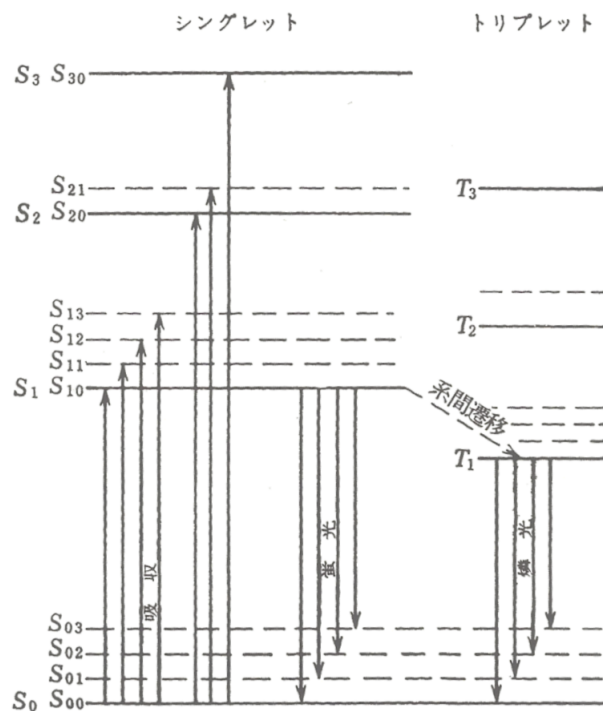


図 1.7 π 電子構造を持つ有機分子のエネルギー準位 [?]

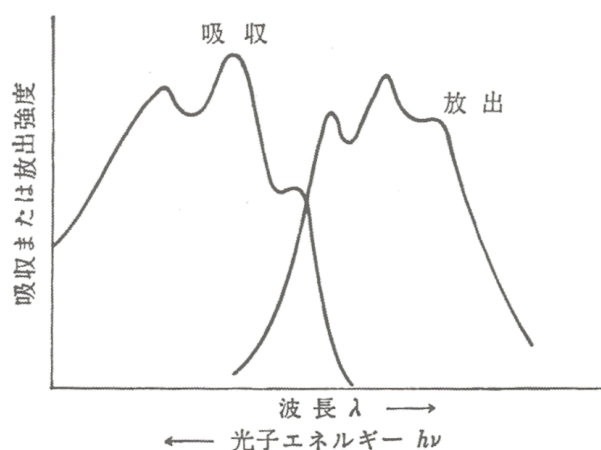


図 1.8 有機シンチレータの発光スペクトル [?]

1.3.1.1 プラスチックシンチレータ

プラスチックシンチレータは、有機蛍光体を有機溶媒に溶かした後、これを高分子化して固溶体としたものである。特徴として、

- 減衰時間が短い。
- 大容積シンチレータを安価に作製可能。
- 相対感度が低い。
- エネルギー対パルス波高値の直線性が悪い。

といったことが挙げられる。本実験では、BICRON 社の BC-408 プラスチックシンチレータを用いた。諸特性を表 1.1 に、発光スペクトルを図 1.9 に示す。

項目	仕様
プラスチックマトリックス材料	ポリビニルトルエン
密度	1.032g/cc
発光効率	64 %
立ち上がり時間	0.9 ns
減衰時間	2.1 ns
パルス幅 (FWHM)	~ 2.5 ns
最大発光波長	425 nm
放射長	210 cm
屈折率	1.58
シンチレーション効率	~ 9000 photons/MeV

表 1.1 BC408 プラスチックシンチレータの諸特性 [?][?]

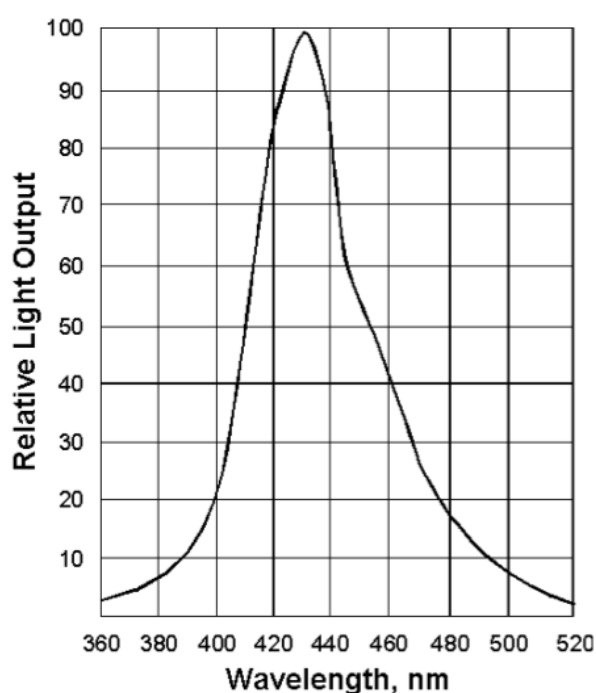


図 1.9 BC-408 発光スペクトル [?]

1.4 光検出器

シンチレータから発せられるきわめて微弱な光信号は、光電子増倍管や半導体検出器などの光検出器によって電気信号へと変換される。半導体検出器は光電子増倍管に比べ内部増幅率は低いものの、量子効率が高い、消費電力が少ない、寸法が小さい、頑丈

である、磁場の影響を受けない、といった利点が挙げられる。ここでは、半導体検出器の一種であるフォトダイオードと、それを応用したカメラについて述べる。

1.4.1 PD

photodiode(PD) は、代表的な受光デバイスである。一例として、pn 接合間に真性半導体を挟んだ pin 型フォトダイオードについて、そのバンド構造を図??に示す。逆バイアスの電圧下で用いるため、真性半導体領域には元の拡散電位より大きな電界がかかっている。受光素子は p 型半導体側に光があたるようにつくられており、光が入射すると光電効果によって電子正孔対を生成し、電子は n 型半導体へ、正孔は p 型半導体へ流れ、電流が発生する。p 型半導体・n 型半導体領域には電界がほとんどなく、電子や正孔が発生してもはすぐには流れない。したがって、応答を速くするために、電界がかかっている真性半導体領域で多くの光を吸収させる必要があり、表面側の p 型半導体領域を薄くする構造にすることが望まれる。

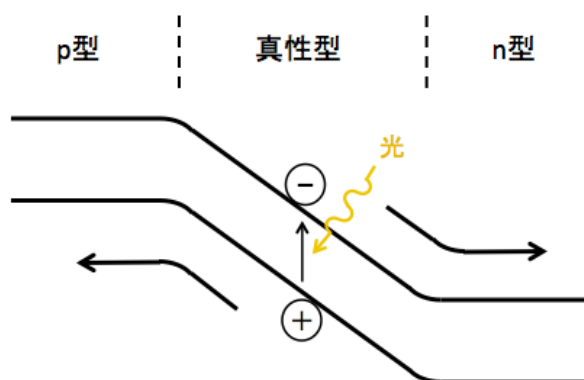


図 1.10 pin 型フォトダイオードのバンド構造

1.4.2 CCD カメラ

CCD とは charge coupled device の略であり、電荷結合素子を指す。CCD センサーは、PD と、シリコン酸化膜上に多数の転送用電極を配列した電荷転送路 (MOS 構造を持つキャパシタ) によって構成される。センサーは 1 画素に応じて 2 次元に配列された受光部を持ち、各画素それぞれの受光部に PD が配置されている。MOS キャパシタ同士を隣接させており、一方の電圧を低くすると電子が移動するという性質があるため、CCD に順番に電圧をかけていくことで、電荷を転送する。光の入射により PD で発生した電荷は、数画素の電荷を垂直に転送した後、水平方向に転送される。本研究では、BITRAN 社の冷却 CCD カメラシステム BU-51LN を用いた。表 1.2 に製品の諸特性を示す。

項目	仕様
CCD 素子	ICX285AL(モノクロ)
ピクセル数	1360 × 1024
ピクセルサイズ	6.45 × 6.45 μm
冷却温度	自然空冷時 外気温-30C°、強制空冷時 -40C°
A/D 変換	16 ビット
露光時間	1ms ~ 18 時間

表 1.2 冷却 CCD カメラシステム BU-51LN の諸特性 [?]

本研究で光検出器として CCD カメラを用いた理由は、APD や MPPC などの半導体単素子のピクセルサイズは、現状前者が $\geq \phi 0.2mm$ 、後者が $\geq 1mm \times 1mm$ となっており、解像度はこのピクセルサイズ以上に制限されるが、CCD カメラのピクセルサイズは $6.45 \times 6.45 \mu m$ であり、高解像度が可能になることが挙げられる。また、CCD カメラは一度に広範囲のデータ取得が可能であり、時間の短縮化にも繋がると考える。図 1.11 に、分光感度特性を示す。用いたプラスチックシンチレータの発光波長に対する感度は、80%程度である。

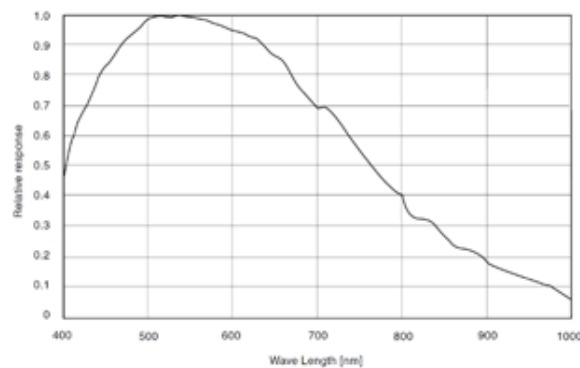


図 1.11 冷却 CCD カメラシステム BU-51LN の分光感度特性 [?]

1.5 解析的画像再構成法

本研究においては、再構成手法にフィルタ補正逆投影法 (Filter Back Projection; FBP) を用いた。特徴として、

- 逐次近似法に比べ、計算時間が短いこと
- 一度の逆投影で再構成画像が完成するため、より真値が得られること
- ランプフィルタのフーリエ変換が負の値をもつ関数であるため、再構成画像に虚数が存在すること
- 逆投影により放射状のアーチファクトが出現すること

などが挙げられる。以下で FBP 法の原理を述べる。

1.5.1 フィルタ補正逆投影法

1.5.1.1 原画像と投影の関係

図 1.12 に、断面の放射能分布を表した原画像の固定座標系 $f(x, y)$ と、計測により得られる投影の回転座標系 $g(s, \theta)$ を示す。 (x, y) は被写体に固定した静止座標系、 (s, t) は被写体の周りを回転する検出器の座標系である。光子の散乱、減弱、装置の分解能の影響がない理想的な状態を仮定したとき、これらの関係はラドン変換

$$g(s, \theta) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \delta(x \cos \theta + y \sin \theta - s) dx dy \quad (1.13)$$

によって表される。画像再構成とは、投影データ $g(s, \theta)$ から原画像 $f(x, y)$ を復元することをいい、数学的関係は投影切断面定理によって与えられる。

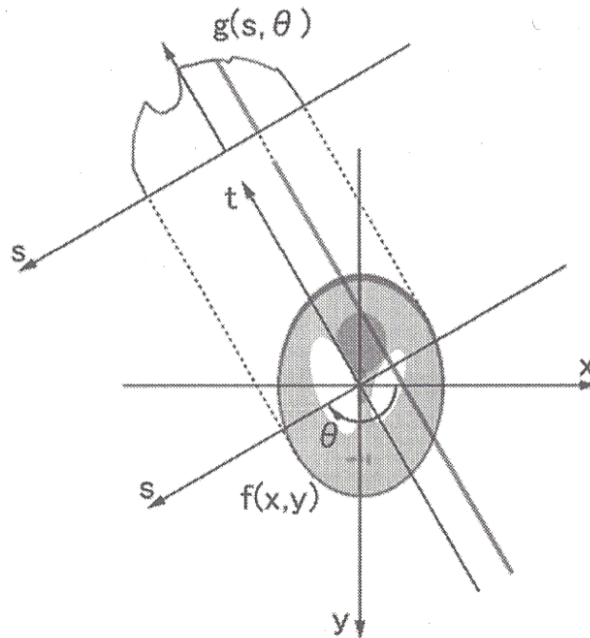


図 1.12 原画像の固定座標系 (x, y) と投影の回転座標系 $g(s, \theta)$ [?]

1.5.1.2 投影切断面定理

投影切断面定理は、投影の 1 次元フーリエ変換から原画像の 2 次元フーリエ変換が得られることを示す定理である。原画像 $f(x, y)$ の 2 次元フーリエ変換 $F(u, v)$ は、

$$F(u, v) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) e^{-i2\pi(ux+vy)} dx dy \quad (1.14)$$

で表される。ここで、 $F(u, v)$ を極座標で表すことを考える。

$$\begin{cases} u = \rho \cos \theta \\ v = \rho \sin \theta \end{cases} \rightarrow \begin{cases} s = x \cos \theta + y \sin \theta \\ x = s \cos \theta - t \sin \theta \\ y = s \sin \theta + t \cos \theta \end{cases} \quad (1.15)$$

を用いると、

$$\begin{aligned} F(\rho \cos \theta, \rho \sin \theta) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) e^{-i2\pi\rho(x \cos \theta + y \sin \theta)} dx dy \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(s \cos \theta - t \sin \theta, s \sin \theta + t \cos \theta) e^{-i2\pi\rho s} \begin{vmatrix} \frac{\partial x}{\partial s} & \frac{\partial x}{\partial t} \\ \frac{\partial y}{\partial s} & \frac{\partial y}{\partial t} \end{vmatrix} ds dt \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(s \cos \theta - t \sin \theta, s \sin \theta + t \cos \theta) e^{-i2\pi\rho s} ds dt \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} f(s \cos \theta - t \sin \theta, s \sin \theta + t \cos \theta) dt \right\} e^{-i2\pi\rho s} ds \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} g(s, \theta) e^{-i2\pi\rho s} ds (\because \text{ラドン変換}) \\ &\equiv G(\rho, \theta) \end{aligned} \quad (1.16)$$

ただし、 $G(\rho, \theta)$ は投影データの s 方向についての 1 次元フーリエ変換を表している。したがって定理は証明された。

1.5.1.3 フィルタ補正逆投影

投影データの 1 次元フーリエ変換から $G(\rho, \theta)$ を得た後に、投影切断面定理 1.16 を用いると、 $\rho, \theta (0 \leq \theta < \pi)$ の関係から $G(\rho, \theta)$ を角度別に放射状に配置しなおすことで、 $F(\rho \cos \theta, \rho \sin \theta)$ を作成でき、1.14 から $F(\rho \cos \theta, \rho \sin \theta) = F(u, v)$ の二次元フーリエ逆変換により原理的には原画像を得ることが出来る。実際には、投影データを θ について連続的に取得することが出来ないため、 $G(\rho, \theta)$ を極座標から直交座標に再配置する際に、高周波数成分で特にデータが粗くなってしまうため、補間が必要となる。

$$f(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(u, v) e^{i2\pi(ux+vy)} dx dy \quad (1.17)$$

(1.15) を用いて極座標表示にすると (1.17) は

$$\begin{aligned} f(x, y) &= \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} F(\rho \cos \theta, \rho \sin \theta) e^{i2\pi\rho(x \cos \theta + y \sin \theta)} \begin{vmatrix} \frac{\partial u}{\partial \rho} & \frac{\partial u}{\partial \theta} \\ \frac{\partial v}{\partial \rho} & \frac{\partial v}{\partial \theta} \end{vmatrix} d\rho d\theta \\ &= \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} F(\rho \cos \theta, \rho \sin \theta) e^{i2\pi\rho(x \cos \theta + y \sin \theta)} \rho d\rho d\theta \\ &= \int_0^{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\rho \cos \theta, \rho \sin \theta) |\rho| e^{i2\pi\rho(x \cos \theta + y \sin \theta)} d\rho d\theta \\ &= \int_0^{\pi} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} G(\rho, \theta) |\rho| e^{i2\pi\rho(x \cos \theta + y \sin \theta)} d\rho \right\} d\theta (\because \text{投影切断面定理}) \end{aligned}$$

ここでは投影データを 1 次元フーリエ変換し、空間周波数の絶対値で示される高周波数強調フィルタであるランプフィルタ $|\rho|$ をかけた後、1 次元フーリエ逆変換を行うことで実空間に戻している。これを θ について積分することで、原画像データを得る。

1.6 PHITS

原子力機構が中心となって開発を進める PHITS は、核反応モデルや核データなどを用いて物質中での放射線挙動をも議するモンテカルロ計算コードである。加速器の遮蔽設計や放射線治療、宇宙・地球惑星科学他、多くの分野で利用されている。本研究では、実験の際に起こった反応の正確な理解のため、また多重クーロン散乱の影響の補正方法を検討するため、PHITS を用いてシミュレーションを行った。