

2台のアドバンスドコンプトンカメラを用いたSPECT画像復元法に関する研究

石井, 秀明 / ISHII, Hideaki

(発行年 / Year)

2010-03-24

(学位授与年月日 / Date of Granted)

2010-03-24

(学位名 / Degree Name)

修士(工学)

(学位授与機関 / Degree Grantor)

法政大学 (Hosei University)

目次

Abstract	2
第1章 はじめに	4
第2章 提案手法	6
2.1 アドバンスドコンプトンカメラ	6
2.2 Modified source space tree algorithm	9
2.3 パラメトリックウィナーフィルタ	13
2.3.1 パラメトリックウィナーフィルタの概要	13
2.3.2 ハニング処理	14
2.3.3 ゼロパディング処理	15
2.4 画像分割フィルタリング	16
2.4.1 分割フィルタリングの概論	16
2.4.2 分割領域設定	16
2.4.3 前処理の変更	18
第3章 シミュレーション方法と結果	19
3.1 1台の検出器におけるシミュレーション	19
3.1.1 シミュレーション条件	19
3.1.2 結果	21
3.1.3 性能評価	26
検出効率評価	26
Γ の値による遷移	26
3.2 2台の検出器におけるシミュレーション	28
3.2.1 シミュレーション条件	28
3.2.2 結果	29
3.2.3 性能評価	34
3.3 分割フィルタリングにおけるシミュレーション	37
3.3.1 シミュレーション条件	37
3.3.2 結果	38
3.3.3 性能評価	38
第4章 考察	40
4.1 1台の検出器におけるシミュレーションに関する考察	40
4.2 2台の検出器におけるシミュレーションに関する考察	42
4.3 分割フィルタリングのシミュレーションに関する考察	43
第5章 まとめ	44

謝辞	46
参考文献	47
発表論文	48
付録A コンプトン散乱	49
付録B 座標変換	51
付録C EGS5	54
C.1 EGS5の概要	54
C.2 アルゴリズム	55
C.2.1 MAIN	56
C.2.2 AUSGAB	57
C.2.3 HOWFOR	57



Abstract

We developed an image restoration method for an advanced Compton camera (ACC) making use of Compton scattering and recoiled electrons. In this paper, we simulated a system with two ACCs located perpendicular to each other with an Electron Gamma Shower ver.5 (EGS5) code, and reconstructed images with a modified source space tree algorithm. Moreover, we deblurred the reconstructed images with a parametric Wiener filter. The results of simulations confirmed the validity of our proposed methods.

第1章 はじめに

現在の医療現場では SPECT(Single Photon Emission Computed Tomography) や PET (Positron Emission computed Tomography) などの核医学診断装置が脳疾患, 心疾患, 癌などの早期発見に対して重要な役割を担っている。これらの装置の目的は体内の臓器や組織の形状よりもそれらの機能を調べることにある。これらの装置の特徴は体内に放射性医薬品と呼ばれる放射性核種で標識化された医薬品を投与し, 医薬品が目的とする臓器や病巣に集積した後に, 体外にある検出器によって放射線が出ている位置を検出し画像化することにある。放射性医薬品には様々な種類があり, 目的とする臓器や病態によって適するものが用いられる。

我々が研究の対象としているのは SPECT の方である。陽電子崩壊を起こし陽電子を放射する放射性医薬品を用いる PET とは異なり, SPECT はガンマ線を放射する放射性医薬品が用いられる。図 1.1 に示されるように PET では検出器が円環状に配置されている。放射性医薬品から放出された陽電子は電子と対消滅反応を起こすことで反対方向に 2 個のガンマ線を放出する。そのガンマ線を検出したそれぞれの検出位置を結ぶ直線上に線源があると推定できる。PET の利点としては検出効率が非常に高く, また分解能が高いため細かいものまで画像化できることである。しかし PET に用いられる放射性医薬品は半減期が数分~数時間と非常に短く, 放射性医薬品を精製したらすぐに患者に投与しなくてはならない。そのため PET の近くに放射性医薬品を精製するための大型のサイクロトロンを用いせねばならず, 大病院などの大きな施設でしか使用することが難しいという大きな欠点がある。

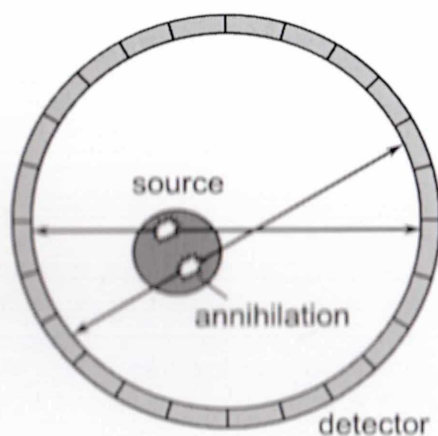


図 1.1: PET の略図

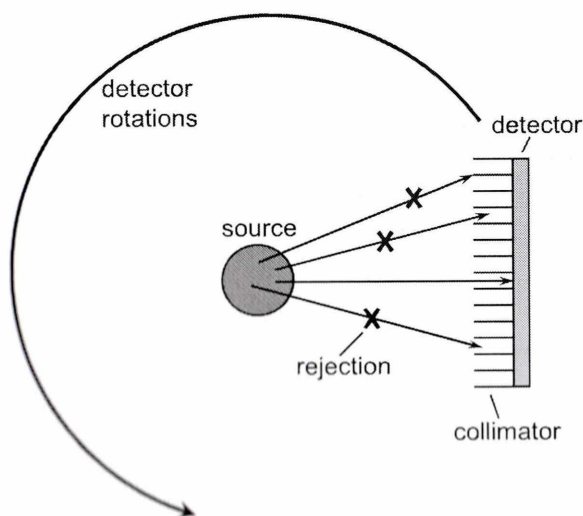


図 1.2: SPECT の略図

一方 SPECT で用いられる放射性医薬品の半減期は数時間～数十時間と非常に長く、工場
で精製してから病院まで出荷を行うことが可能なため比較的小さな病院でも検査を行うこと
ができるという利点を持っている。しかしながら図 1.2 に示されるように SPECT では放出
される単一ガンマ線の飛来方向を限定するために検出器の前にコリメータと呼ばれる装置を
取り付けなくてはならない。このコリメータは鉛を格子状に組んだもので、格子の穴に対し
て水平に飛んできたガンマ線のみを通過させることによって飛来方向を特定している。しか
し同時にその他のガンマ線を全て除去してしまうために検出効率が非常に悪いという欠点を
持っている。

この問題に対して京都大学の谷森教授らによって宇宙線用に開発されたアドバンスドコン
プトンカメラ [1]-[3] を医療用に改良する試みが行われた。アドバンスドコンプトンカメラは
コンプトン散乱と呼ばれる物理現象によって発生する散乱光子(散乱ガンマ線)と反跳電子を
測定することによってガンマ線の飛来方向を特定することができる。このためコリメータを
取り付ける必要がなく、コリメータによって著しく低下させられていた検出効率を大幅に向
上させることができる。またそれに伴い患者の被ばく量を大幅に軽減させることが期待され
ている。さらにアドバンスドコンプトンカメラは様々な角度で飛来してくるガンマ線を検出
することができるため、検出器を固定したままで 3次元画像の生成が可能であり、検査時間も
従来のもより速いという利点も併せ持っている。しかしアドバンスドコンプトンカメラは
コンプトン散乱時に散乱光子に対するドップラー広がりや反跳電子の測定精度の影響を大き
く受けてしまうため画像にボケが生じてしまい、画像精度の面ではまだ現在の検出器の性能
には及ばない。またこの問題をハードウェアの面からのアプローチによって改善することは
現在の技術では非常に困難である。

そこで我々はソフトウェアからのアプローチによる画像精度の改善を試みた。我々はドップ
ラー広がりや電子の測定精度の影響による誤差を予め考慮できる再構成手法である m-SSTA
法 [4] とパラメトリックウィナーフィルタ [5] を組み合わせた手法によって線源画像を完全
に復元することに成功した。さらに 1 台の検出器では検出器に対して垂直方向のボケを上手
く除去することができなかつた問題点に対しても、もう 1 台のカメラを直交方向に配置して 2
台のカメラで収集したデータによる画像を合成させることによって改善することができた。

次の章でアドバンスドコンプトンカメラの仕組みからその画像再構成手法までを順を追っ
てより詳細に説明していく。

第2章 提案手法

2.1 アドバンスドコンプトンカメラ

アドバンスドコンプトンカメラは宇宙から放射される放射線を測定するために開発されたガンマカメラの一種である。そしてこのアドバンスドコンプトンカメラは医療用機器であるSPECTのガンマカメラとしても使用できる可能性を秘めている。

アドバンスドコンプトンカメラをSPECT検出器として使用する場合の長所はいくつかある。まず1つめが患者の被ばく量を大幅に減らすことができることである。現在一般的に使用されているSPECT検出器であるシンチレーション型検出器は飛んできた光子に対し光電吸収と呼ばれる物理現象を起こさせ、そこで放出された光電子をその後方にある光電子増倍管によって電気信号を増幅、測定し検出器のどの位置で光子が吸収されたのかを判別している。しかしながらこの方法で検出できるのは光子の吸収された位置エネルギーのみであり、光子の飛んできた方向まで測定することはできず、それ単体では画像を作成することはできない。そこで光子の飛んできた方向を検出するために検出器の前にコリメータと呼ばれる格子状の機器を取り付けている。コリメータは光子を透過させない鉛で作られているため、コリメータの格子状の穴に対して水平に進入した光子のみが検出器で検出されることになる。このように、コリメータに対して水平に飛んでくる光子のみを検出することによって光子の飛来方向を特定している。しかしながらこの方法はコリメータに水平に飛んできた光子以外を全て棄却してしまうため、検出できる光子は放出された光子全体の0.01%程になってしまう。このようにこの方法は検出効率が非常に悪いため投与する放射線核種の量を多くせねばならず、患者の被ばく量が増加してしまうという問題点を抱えている。これに対してアドバンスドコンプトンカメラはコリメータを用いず、コンプトン散乱と呼ばれる物理現象を用いて飛来方向を特定しているためこの問題を解決することができ、患者の被ばく量を大幅に減らすことができる。

2つめは検出器を固定したままで3次元の画像を作成することができることである。従来の検出器は前述したようにコリメータに水平に飛んできた光子しか検出できないため、3次元の画像を作成するためには検出器を被写体に対して回転させなくてはならない。そのため検査時間が長くなってしまい患者の負担が大きくなってしまふ。これに対してアドバンスドコンプトンカメラは斜めの方向から飛んできた光子も検出できるため検出器を固定したままで3次元の画像を再構成することができる。そのため検出器を回転させる必要がなく検査時間を短縮することができる。

このアドバンスドコンプトンカメラは図2.1に示されるように第1検出器と第2検出器の2層で構成されており、第1検出器で飛来光子(ガンマ線)にコンプトン散乱を起こさせ第2検出器でコンプトン散乱によって発生した散乱光子を光電吸収する。コンプトン散乱は飛来光子が電子と衝突し光子のエネルギーが電子に与えられ双方はじけ飛ぶ物理現象である。このため飛来光子は散乱光子となりエネルギーと進行方向が変化する。このときの散乱光子の角度変化成分はコンプトン散乱角とよばれ、この値は電子に付与したエネルギーによって式2.1で求めることができる。

$$\cos \theta_c = 1 - \frac{mc^2 (E_b - E_a)}{E_b E_a} \quad (2.1)$$

ここで、 θ_c はコンプトン散乱角、 E_b はコンプトン散乱前の光子のエネルギー、 E_a はコンプトン散乱後の光子のエネルギー、 m は静止質量、 c は光速を表しており、 mc^2 で電子の静止質量エネルギーを表すこととなる。式 2.1 はコンプトン波長シフト式から導出された式であるが、コンプトン散乱及びコンプトン散乱波長シフト式の説明は付録 A に記すものとする。

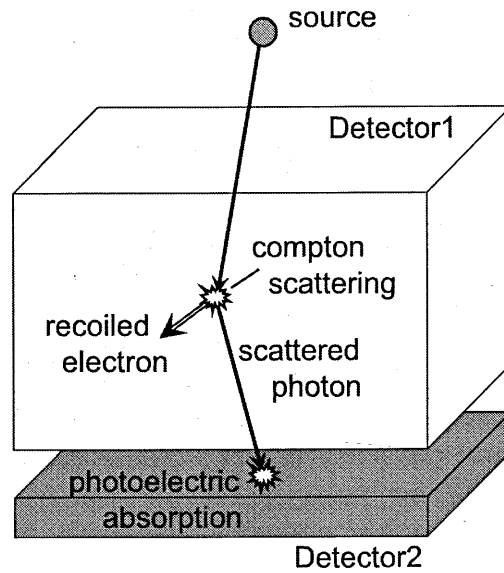


図 2.1: アドバンスドコンプトンカメラ 1

アドバンスドコンプトンカメラは図 2.2 に示されるように第 1 検出器で飛来光子に対してコンプトン散乱を起こさせそこで散乱光子と反跳電子が発生する。このときにコンプトン散乱点 P_1 、コンプトン散乱で光子が失ったエネルギー E_1 、反跳電子の進行方向 \vec{e} を検出する。しかし電子は飛程が短くすぐに吸収されて消滅してしまうため固体の物質では検出することが難しい。そこでアドバンスドコンプトンカメラの第 1 検出器は気体であるガスで構成されている。ガスを用いることによって反跳電子がすぐに消滅せず電子のベクトルを検出するのに十分な飛程を保つことができる。さらに第 2 検出器ではコンプトン散乱で発生した散乱光子を吸収し、そのエネルギー E_2 とエネルギー吸収点 P_2 を検出する。これらの検出したパラメータを用いてまず E_1 と E_2 から式 2.1 によってコンプトン散乱角 θ_c を計算する。次に P_1 と P_2 から散乱光子の進行方向 \vec{p} を計算する。さらに \vec{p} と \vec{e} の間の角 α を求める。そして式 2.2 に示されるようにこれらのパラメータを利用したベクトル式によって入射光子の飛来方向 \vec{s} を求めることができる。またこれらのパラメータの関係図を図 2.3 に示す。理論上は複数の光子に対してこの計算を行い \vec{s} が多く交わる部分が線源であると言える。

$$\vec{s} = \left(\cos \theta_c - \frac{\sin \theta_c}{\tan \alpha} \right) \vec{p} + \frac{\sin \theta_c}{\tan \alpha} \vec{e} \quad (2.2)$$

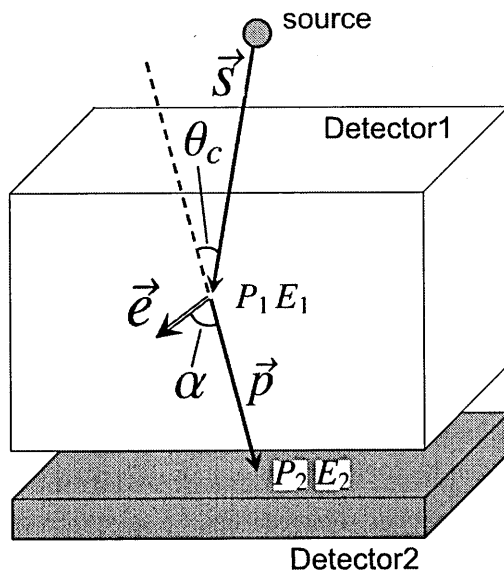


図 2.2: アドバンスドコンプトンカメラ 2

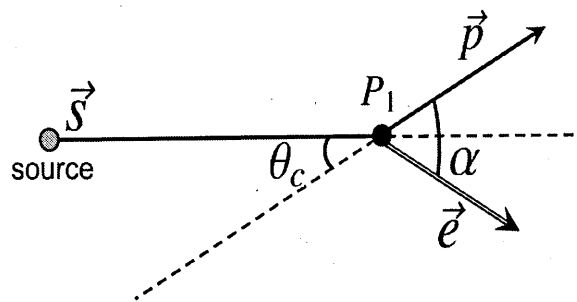


図 2.3: 式 2.2 に関するパラメータの関係図

しかしながら実際にはそのように上手くはいかないのが現状である。その原因の主なものがコンプトン散乱の時に起こるドップラー広がりという現象による影響と反跳電子の測定精度の影響である。式 2.1 を用いて導き出されるコンプトン散乱角 θ_c は電子が静止していると仮定した上での数値である。しかし実際には電子は運動を行っておりこの影響を受けてしまう。したがって式で求めるコンプトン散乱角に対して電子の運動量が加わりわずかに誤差を生じさせる。この現象をドップラー広がりという。またアドバンスドコンプトンカメラは光子の飛来方向を求めるために電子の測定を行っている。しかし電子というのは極めて飛程が短くまた多重散乱を起こしやすい。本来であれば式 2.2 に適用する \vec{e} は 1 度も散乱を起こしていない反跳電子のベクトルが用いられなければならない。しかしガス検出器を使用しても電子の多重散乱を防ぐのは今の技術では困難であり、実際に測定されたデータは既に複数回散乱を起こした後の反跳電子のベクトルであるということが多々ある。このため \vec{e} の成分に大きな誤差が生じてしまう。これら 2 つの成分による影響を受け、式 2.2 で導出される \vec{s} にも大きな誤差が生じてしまい正確な線源位置を測定することができない。そこで我々はこの問題に対して予めこれらの誤差を考慮して再構成を行う Modified source space tree algorithm (m-SSTA) を用いて再構成を行った。m-SSTA については次のセクションで詳細に述べてゆく。

2.2 Modified source space tree algorithm

Modified source space tree algorithm はアドバンスドコンプトンカメラを用いた測定データに対する画像再構成に特化したアルゴリズムである。先のセクションで述べたようにアドバンスドコンプトンカメラを用いて得られたデータはドップラー広がりや電子の測定精度の影響を受けており、これをそのまま式 2.2 に適用しても正確な画像再構成を行うことができない。そこで我々はこれらの誤差を予め考慮して画像再構成を行った。まず我々はドップラー広がりによって発生する角度誤差と電子の測定精度の角度誤差がどの程度のものなのかを予め測定した。これらの角度誤差をそれぞれ θ_{ARM} と ϕ_{SPD} として定義する。次に再構成を行う際に図 2.4 のようにこれらの角度誤差 θ_{ARM} と ϕ_{SPD} の誤差を考慮した領域である逆投影領域全体に重みをつける。このような方法を用いることによって、仮に式 2.2 で求めた方向に誤差が生じていたとしても実際の線源位置に必ず重みをつけることができる。またこの処理を複数の光子に対して行えば統計的に線源位置の重みの値が最も高くなるため線源位置を確認することができる。

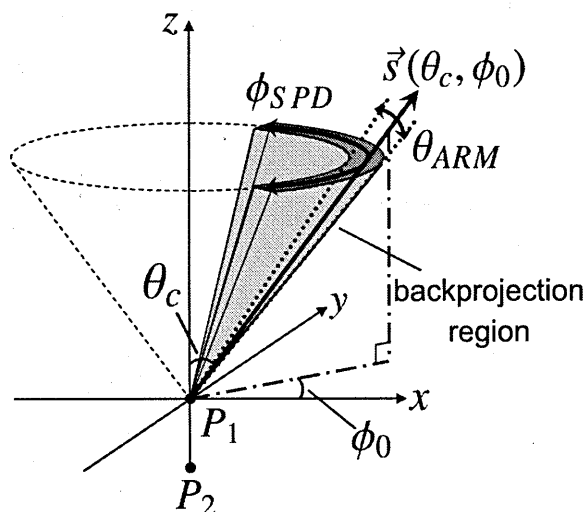


図 2.4: 誤差を考慮した重み付け範囲

m-SSTA 法の手順を述べる。まず線源が再構成空間という多数の小さなボクセルで構成される空間内にあると考える。この再構成空間上に図 2.4 に示される逆投影領域を作るものとする。次にこの逆投影領域全体に逆投影領域の原点であるコンプトン散乱点 P_1 から逆投影領域上に複数の直線を引くその線上に一定の間隔で参照点を配置する。そしてこの参照点を含むボクセルに直線の角度 θ と ϕ に応じて計算された重みを加えていく。

具体的にこれらを説明する。図 2.6 に示されるようにまず式 2.2 で計算される角度を持つ直線 $\vec{s}(\theta_c, \phi_0)$ を引く。そしてその直線上に間隔 Δd で参照点を配置する。ここで効率の良い重み付けを行うために Δd は再構成空間のボクセルの 1 辺の長さとはほぼ同じ距離に設定することが望ましい。そうすることによって 1 つのボクセルに 1 つの参照点を含むことができるようになるため効率的な重み付けをすることができる。続いてこの参照点を含むボクセルに式 2.3 に示されるコーシー分布に従う重みを加える。

$$W(\Theta, \Phi) = \frac{\theta_{ARM}^2}{(\Theta - \theta_c)^2 + (\theta_{ARM}/2.0)^2} \cdot \frac{\phi_{SPD}^2}{(\Phi - \phi_0)^2 + (\phi_{SPD}/2.0)^2} \quad (2.3)$$

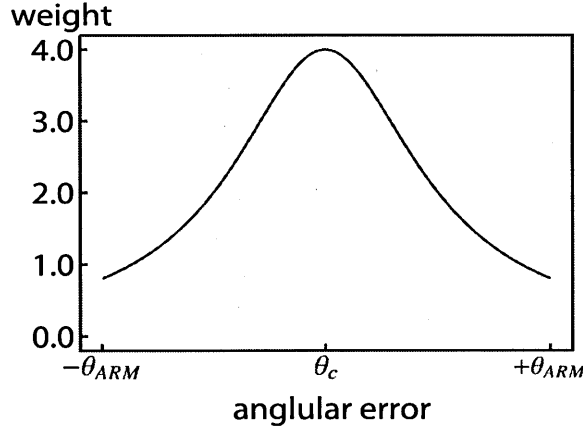


図 2.5: コーシー分布のグラフ

図 2.5 は式 2.3 の θ 方向の重みの変化を表している. このようにコーシー分布は裾の長い関数となっており変化をつけながらも逆投影領域全体にしっかりと重みをつけることができる. また ϕ 方向も同様の関数で表される. したがってこの式を用いて重み付けを行うことによって式 2.2 で求められる $\vec{s}(\theta_c, \phi_0)$ 上の重みが最も大きく, そこからの角度誤差が大きくなるにつれて小さな重みをつけることができる. 次にこの線の角度をずらして新たな線 $\vec{s}(\theta, \phi)$ を引き先程の処理を繰り返す. この時の角度遷移は $\Delta\theta$ と $\Delta\phi$ とする. この時の $\Delta\theta$ と $\Delta\phi$ は図 2.7 に示されるようにそれぞれの線の間隔が Δd になるように設定する. これはやはり効率の良い重み付けを行うための工夫である. また線の長さ L_{max} はアドバンスドコンプトンカメラの第 1 検出器の深さと再構成空間の長さを足した長さには設定してある. また単純にそれぞれの線に均等に参照点を配置してしまえば中心付近が密になり過ぎてしまうので, これを防ぐために中心の部分で式 2.4 に示すような式で参照点配置の開始位置 L_{min} を求めることによって効率化を図っている. ここで式 2.4 に示される γ_i は 2, 4, 2, 8, 2, 4, 2, 16, 2, 4, 2, 8, 2, ... のような数列で表されるものとする.

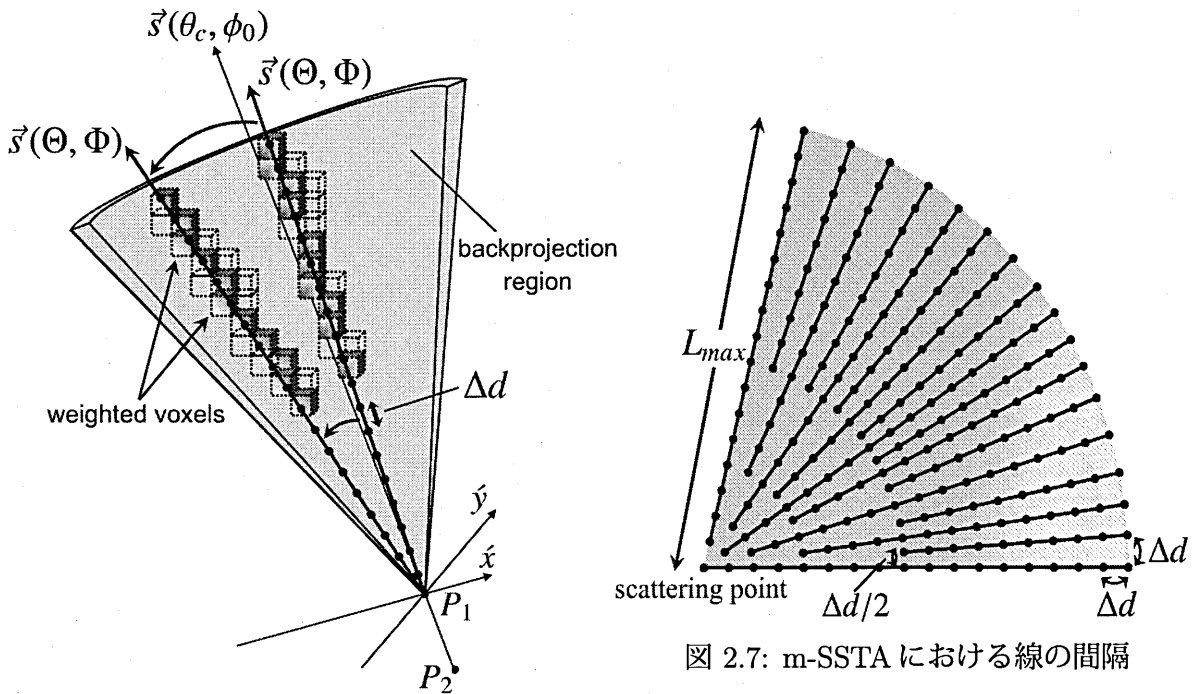


図 2.6: m-SSTA 法の概略図

$$L_{min} = \frac{L_{max}}{\gamma_i} \quad (2.4)$$

ここで $\Delta\theta$ と $\Delta\phi$ の導出について論ずる。m-SSTA 法は参照点を配置する線ごとに重みを計算して参照点を含むボクセルに重みを付けてゆく逐次的手法である。このため参照点の数が多すぎるとそれに応じて莫大な計算時間がかかってしまうという欠点がある。そのため効率的な参照点の配置というのは重要な要素と成り得る。この問題のために先に述べたように図 2.6 のように中心の参照点の数を減らす作業を行っている。さらに参照点だけでなく線も効率的に配置しなければならない。そのためには 1 つの逆投影領域の中の全てのボクセルに 1 回ずつ重みを加えるのが理想である。そこで図 2.6 のようにそれぞれの線の間隔が Δd になるように設定する。従ってそのような状態になるように $\Delta\theta$ と $\Delta\phi$ を設定することが必要である。

まず $\Delta\theta$ について説明する。図 2.7 の逆投影領域の θ 方向のみを抽出すると図 2.8 のようになる。線の間隔を Δd で分割するためには弧の部分 $L_{max}\theta_{ARM}$ を Δd で割れば良い。弧の長さは半径と中心角の積で表されるので $\Delta\theta$ は式 2.5 のように示すことができる。

$$\Delta\theta = \frac{L_{max}\theta_{ARM}}{\Delta d} \quad (2.5)$$

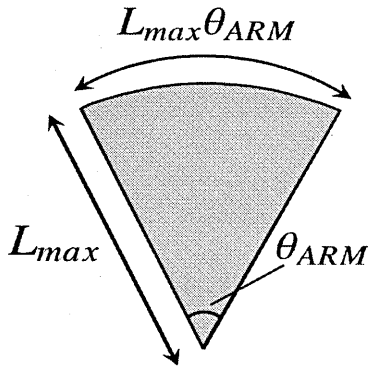


図 2.8: $\Delta\theta$ の計算

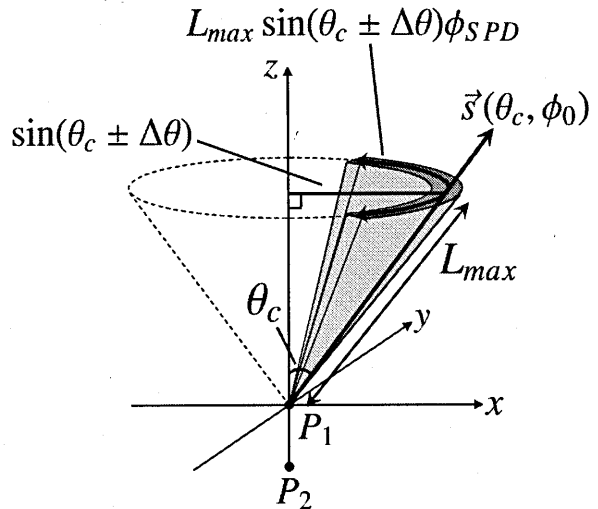


図 2.9: $\Delta\phi$ の計算

次に $\Delta\phi$ を求める。 $\Delta\phi$ の求め方も理論的には $\Delta\theta$ の場合と同様であるが、 $\Delta\theta$ の値によって中心からの距離が多少変化するためにそれを考慮しなければならない。中心からの距離は $L_{max} \sin(\theta_c \pm \Delta\theta)$ と表すことができる。従って $\Delta\phi$ は式 2.6 のように表すことができる。

$$\Delta\phi = \frac{L_{max} \sin(\theta_c \pm \Delta\theta) \phi_{SPD}}{\Delta d} \quad (2.6)$$

m-SSTA 法では重み付けをする際に図 2.6 のようにコンプトン散乱点 P_1 とエネルギー吸収点 P_2 を z 軸の基準とする相対座標系を考慮しなくてはならない。これは斜めの方向から飛んできた光子に対してもその方向に垂直で正確な重み付けを行わなくてはならないためである。

m-SSTA 法では前述したようにコンプトン散乱角はエネルギーから計算されるため、この角度は図 2.11 に示されるように P_1 と P_2 を軸とした相対座標系で考えなくてはならない。一方 \vec{p} や \vec{e} 、またそこから計算される \vec{s} は図 2.10 に示される絶対座標系で表されるため、 \vec{s} の角

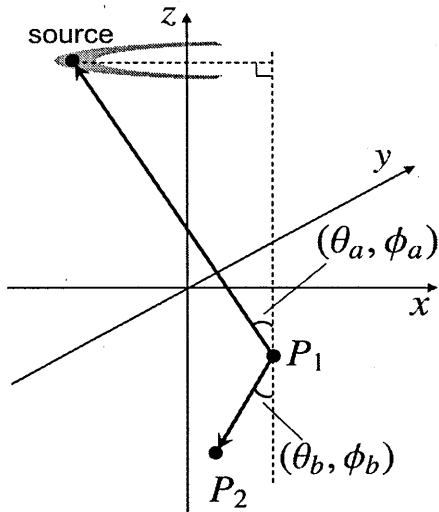


図 2.10: 絶対座標系

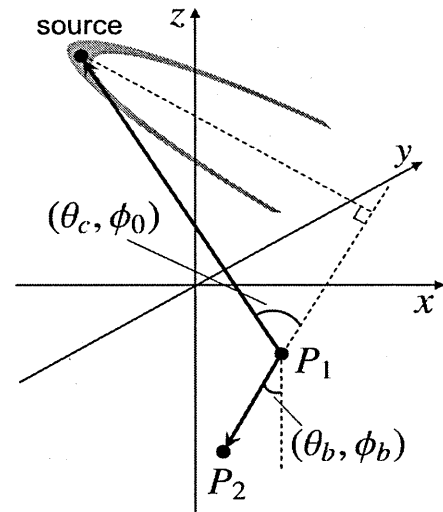


図 2.11: 相対座標系

度というのはすべて絶対座標系を基準とした角度となる。従ってこれらの角度を相対座標系に置き換えなくてはならない。まず図 2.11 の相対座標系における θ_c はコンプトン散乱角であるため計算する必要はない。ここで計算しなくてはならないのが方位角 ϕ_0 である。これを計算するためには回転座標系を考慮した座標変換を考えなくてはならないが、詳細は付録 B に示すこととする。ここで図 2.10 に示されるように \vec{s} の絶対座標系での θ と ϕ をそれぞれ θ_a と ϕ_a , \vec{p} の絶対座標系での θ と ϕ をそれぞれ θ_b と ϕ_b とする。これらのパラメータを用いて式 2.7 と 2.8 によって座標の変換を行い、正確で効率のよい重み付けを実現することができる。

$$\cos \phi_0 = \frac{\cos \theta_a \cos \theta_c - \cos \theta_b}{\sin \theta_a \sin \theta_c} \quad (2.7)$$

$$\sin \phi_0 = \frac{\cos \phi_a (\cos \theta_a \sin \theta_c \cos \phi_0 + \sin \theta_a \cos \theta_c) - \sin \theta_b \cos \phi_b}{\sin \phi_a \sin \theta_c} \quad (2.8)$$

このように相対座標系で重み付けを行う線を考え、参照点を配置することによって正確な重み付けが可能である。しかしながら実際に重みを加えるボクセルは全ての光子に対して統一されているため絶対座標系で考えなければならない。必然、参照点の位置はこの逆の処理を行い絶対座標系に戻さなくてはならない。このように m-SSTA 法は全ての光子の全ての参照点に対して座標変換という複雑な計算を行わなくてはならないため膨大な計算時間が必要であるという欠点を持っている。

2.3 パラメトリックウィナーフィルタ

2.3.1 パラメトリックウィナーフィルタの概要

m-SSTA 法による画像再構成はあらかじめ誤差範囲を考慮して再構成を行うため、線源の位置は確認できるがその他の領域に余計な重みが増えるため画像全体にボケが発生してしまうという欠点を持っている。図 2.12 と 2.13 は、中心に点線源を置き $\theta_{ARM} = 6.0, \phi_{SPD} = 80.0$ の誤差を考慮して再構成を行った画像を示している。この画像からも中心の点に値が集中していることがはっきりと見て取れるが、それと同時に周囲に大きなボケが生じていることも確認できる。なお図 2.13 の画像のボケが縦に伸びてしまっているのはアドバンスドコンプトンカメラの特性のためである。アドバンスドコンプトンカメラを用いた場合、線源の飛来方向である z は計算することができるがその位置までを測定することはできない。そのため様々な方向に飛んだ複数の光子を再構成することによって統計的に強い重みが線源位置に付くために線源位置を確認する。しかしながら再構成領域に対してアドバンスドコンプトンカメラが小さい場合はどうしても第 1 検出器に入る時の入射角度が狭まるために図 2.13 のように縦長のボケになってしまっている。

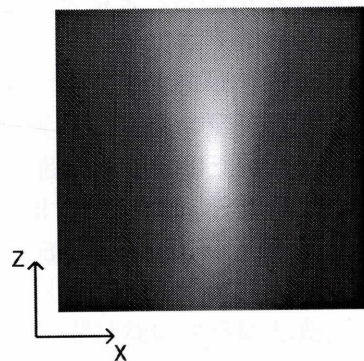
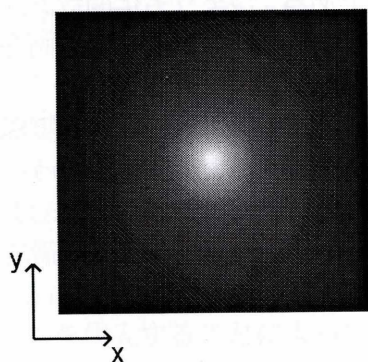


図 2.12: m-SSTA 法によるボケ ($x - y$ 方向) 図 2.13: m-SSTA 法によるボケ ($x - z$ 方向)

我々はこのボケを取り除き線源の位置をはっきりさせるためにフィルタリングという画像処理を再構成画像に対して施した。今回用いたフィルタは逆フィルタを改良したパラメトリックウィナーフィルタである。ここで図 2.14 に示されるように原画像 f が劣化関数 h によって劣化させられさらにそこに雑音成分 v が混ざり、結果として画像 g が出力されたとする。

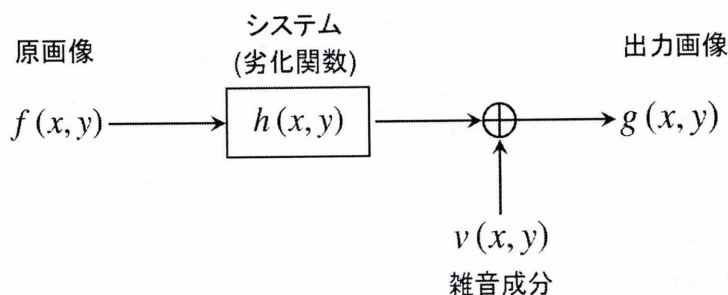


図 2.14: 画像劣化の概略図

ここで仮に雑音が含まれなかったとすると出力画像 g は式 2.9 のようにあらわされる。

$$g(x, y) = f(x, y) * h(x, y) \quad (2.9)$$

この式はコンボリューション演算が用いられている。コンボリューション演算はフーリエ変換を行った周波数空間上では乗算として表すことができるので関数 f のフーリエ変換を F 、関数 g のフーリエ変換を G 、関数 h のフーリエ変換を H と表すとするとこの計算は式 2.10 のように表すことができる。

$$G(u, v) = F(u, v)H(u, v) \quad (2.10)$$

従って仮にこの劣化関数 h が分かるとすると式 2.11 に示されるように H と G から F を復元することができる。

$$F(u, v) = \frac{G(u, v)}{H(u, v)} \quad (2.11)$$

m-SSTA 法を用いた再構成画像は点広がり関数 (PSF) によって劣化させられている。この PSF は点線源を用いることによって求めることが可能である。つまり劣化関数 h が分かるので再構成画像 g にデコンボリューション演算を加えてあげればボケが取れて原画像が復元できると考えることができる。

しかしながら逆フィルタには欠点がある。図 2.14 にも示されているように、実際には結果画像には劣化関数だけではなく雑音成分も含まれているため g は式 2.12 のようにあらわされる。また雑音成分 $v(x, y)$ が含まれている場合デコンボリューション演算の式は式 2.13 のように変化する。このとき高周波成分などの $H(u, v)$ が小さな値をとる周波数帯では雑音成分が増幅されてしまう。

$$g(x, y) = f(x, y) * h(x, y) + v(x, y) \quad (2.12)$$

$$F(u, v) = \frac{G(u, v)}{H(u, v)} - \frac{V(u, v)}{H(u, v)} \quad (2.13)$$

そこでその影響を低減するために我々は式 2.12 に示されるパラメトリックウィナーフィルタを用いた。ここで Γ は雑音を低減するために任意で入力する定数。 $H^*(u, v)$ は $H(u, v)$ の共役複素数を表している。

$$F(u, v) = \frac{H^*(u, v)}{H^2(u, v) + \Gamma} G(u, v) \quad (2.14)$$

またフィルタリングを考えるとときに前処理としてハニング処理とゼロパディング処理を行っている。

2.3.2 ハニング処理

ここではハニング処理とは画像に対してハニング窓関数をかけることを指す。ハニング窓関数とは図 2.15 に示されるような形をしており、これを画像に対してかけることによって画像の端同士の位置ずれを防ぐことができる。

デコンボリューションはフーリエ変換の割り算として表すことができるため、我々も離散フーリエ変換を利用してデコンボリューションを実現している。しかしフーリエ変換という

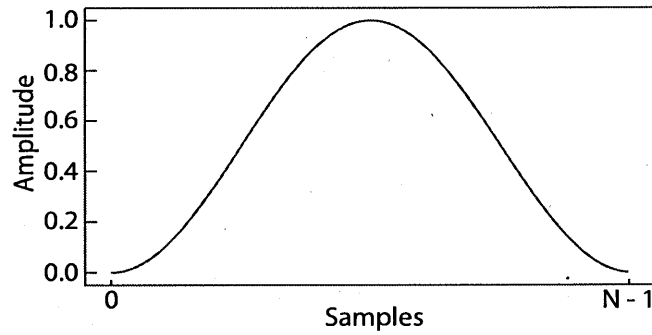


図 2.15: ハニング窓関数

分が発生してしまうため結果に影響が生じてしまう。そこでハニング窓をかけることによって両端の値をほぼ0で統一しそのような影響を抑えることができる。

2.3.3 ゼロパディング処理

ここでいうゼロパディング処理はサンプリング周波数の関係上画像領域を x, y, z 方向にそれぞれ2倍に拡張し、拡張部分に0を代入する処理である。サンプリング周波数の関係上、画像全体の1/2の帯域幅よりも外の領域は折り返し雑音成分となってしまう。したがって通常では帯域幅を1/2でとるためのローパスフィルタがかけられるのだが、完全にボケを除去するためには高周波成分も保存しておく必要があるため、帯域幅を1/2に制限することは得策ではない。そこでわれわれは帯域幅を1/2にするかわりに画像領域を2倍に拡張し、拡張した空白部には0を代入することによって折り返し雑音の効果を受けないようにした。

2.4 画像分割フィルタリング

2.4.1 分割フィルタリングの概論

これはこのシステムにおけるボケの形が全ての場所によってそれぞれわずかに異なる shift-variant(図 2.17)であることが原因であると思われる. Simulation1 と Simulation2 では共にフィルタリングの簡略化のためにボケの形が画像のどの部分でも同様である shift-invariant(図 2.16)なシステムであると仮定し, このシステムを中心に点線源を置いて測定した PSF を画像全体に適用した. つまり画像の全ての部分のボケが中心のものと同様であると仮定し, 中心の PSF を画像全体に適用したこととなる. しかしながら実際にはこのシステムは shift-variant であるため, 最適なフィルタがかけられている中心部から離れるにつれて次第にボケが残り, またフィルタの形が異なるためノイズや歪みが現れてしまう.

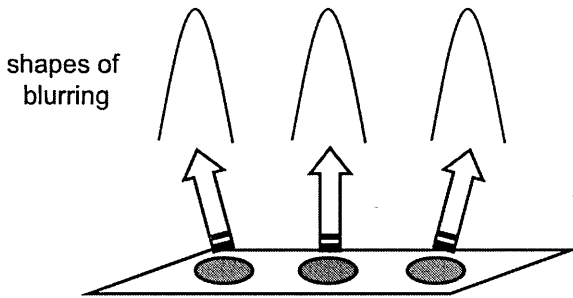


図 2.16: shift-invariant システム

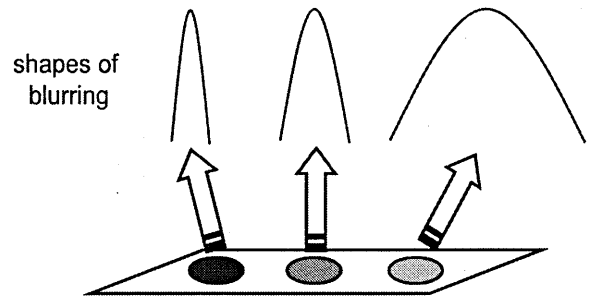


図 2.17: shift-variant システム

この問題を解決するために我々は画像を複数の領域に分割してフィルタリング処理を行う手法を用いた. 手順としてはまずボケ画像を複数の領域に分割する. 次にそれぞれの領域の中心に点線源を置いて PSF を測定する. そしてそれぞれ分割領域をそれぞれの領域において測定した PSF でボケ除去を行うという方法である. 最も最適なのはフィルタリング時において shift-variant なシステムを考慮することだが, 全てのピクセルの PSF を測定しなくてはならないという問題が発生するため現実的ではない. 従って我々は1つの PSF でボケが完全に除去できる範囲を測定し, その大きさで画像を分割して別々にフィルタリングを行うことにした.

なお本来なら2台のアドバンスドコンプトンカメラを用いて3次元で領域分割を行うべきであるが, 今回は1台のアドバンスドコンプトンカメラを用いて2次元で領域分割を行った. そのため $z = 63$ の平面の x - y 方向のボケ除去のみを考えるものとする.

2.4.2 分割領域設定

画像の分割領域の大きさを定めるために以下のような検証を行った. まず6つの点線源を用意した. これらの点線源はそれぞれ図 2.18 に示されるような配置で, それぞれ中心から約 10 *pixel* ずつ離れるように作られている. それらの画像それぞれに対して中心に置いた点線源から得られた PSF でフィルタリングを行い, どの位置からボケがとれきれずノイズが発生するのかを確認する. またこのシステムにおいてボケの形は中心から等方位のガウス分布であるため, ボケの形の変化も中心からの距離のみに依存する点対称性をもっていると考えられる. 従って本来であれば y 方向や斜めの方向などにも点を配置するべきであるところを, 1

方向のみの結果で平面全体の評価を行うことができるため、今回は x 方向のみの結果において評価を行った。その結果を図 2.19 に示す。

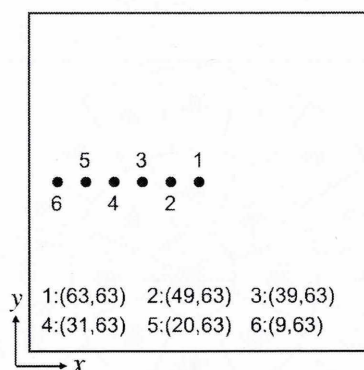


図 2.18: それぞれの点線源の位置

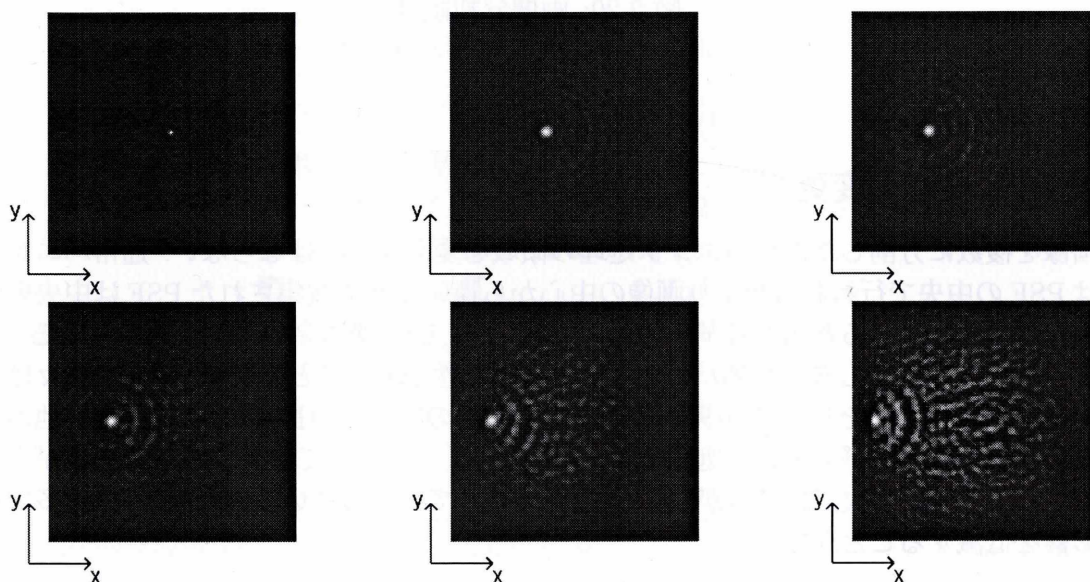


図 2.19: 点線源をずらした場合の検証結果

左上から右下へ $x = 63, x = 49, x = 39, x = 31, x = 20, x = 9$ の点の結果

図 2.19 の結果を確認すると全ての画像で点線源は復元できているものの、やはり x の位置が中心から離れれば離れるほどに点線源の形も歪になり画像全体に大きなノイズが発生してしまっていることが分かる。またそれぞれの画像を確認すると $x = 39$ の画像の時点は点線源はほぼ歪みなく完全に復元できているが、僅かではあるが既にノイズが点の周囲に発生してしまっていることが確認できる。点線源の画像では無視できるほどに僅かなボケかもしれないが、線源の形が大きくなった場合は大きなノイズとなってしまう恐れがあるためこれよりも内側に領域の境界をとらなければならない。そこでそれより内側の $x = 49$ の画像を見てもほぼ完全に点が復元できていることが確認できる。また周囲にノイズもほとんど発生していないため、この位置ならば中心に点線源を置いて測定した PSF を用いることができる。そこで分割する画像の半径をおよそ 12 pixel すなわち直径 24 pixel で画像を分割することにした。またボケの形は中心から離れる程に徐々に変わっていくこと、なるべく 1 つの分割領域

の面積は等しい方が良く、なるべく切れ目を重ねない方が良く、これを考慮し図 2.20 のような領域分割を行い、それぞれの分割領域の中心に点線源を置きそこから測定された PSF をそれぞれ用いてフィルタリング処理を行い画像を合成した。ここで $d = 24(\text{pixel})$ である。

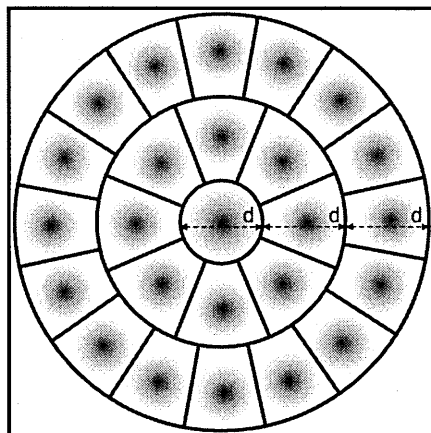


図 2.20: 画像分割領域

2.4.3 前処理の変更

画像を複数に分割したためハニング処理の領域を変えなければならない。通常ハニング処理は PSF の中央で行われるがより画像の中心から遠い領域で収集された PSF は中央の位置が画像の端の方にあるため PSF の領域が小さくなり、いわゆる余白の部分が多くなる。また PSF が途中で切れてしまうためハニング処理の重要性が増すこととなる。そこで我々はハニング窓関数の大きさを PSF の中央から最も近い画像の端までの長さに制限し、その他の領域を全て 0 にするゼロパディング処理を行った。このことによってサンプリング領域が小さくなってしまいうという欠点はあるが PSF が途中で切れている、余白の部分が多いなどの影響を低減することができる。

第3章 シミュレーション方法と結果

3.1 1台の検出器におけるシミュレーション

3.1.1 シミュレーション条件

まずアドバンスドコンプトンカメラ1台を図3.1のように配置してシミュレーションを行った。ここでアドバンスドコンプトンカメラのデータ収集は電子のデータを取るためにシミュレーションコード EGS5 を用いてシミュレーションを行った。EGS5 については付録 C において詳細に述べるものとする。その他の条件は表 3.1 のようになっている。

表 3.1: シミュレーション条件 1

光子数	50000 (個)
ボクセルの数	$128 \times 128 \times 128$ (個)
ピクセルサイズ	1 辺 0.15625 (cm)
第 1 検出器の媒質	$Ar \& C_2H_6$ (90% : 10%)
第 2 検出器の媒質	NaI
線源	^{67}Ga (300 keV)
θ_{ARM}	6 (度)
ϕ_{SPD}	80 (度)
Δd	0.15 (cm)
モンテカルロコード	EGS5

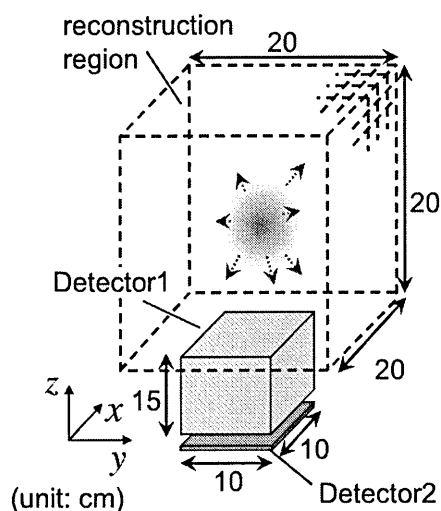


図 3.1: シミュレーションジオメトリ 1

ここで線源を ^{67}Ga にした理由は高エネルギーの線源を用いることによってドップラー広がり
の影響を極力低減できるためである。第1検出器の媒質はコンプトン散乱を起こしやすい
ガス検出器になるように選ばれた組み合わせである。また第2検出器は厚さを考慮しなかつ
たが、これはシミュレーションの効率上第2検出器に入った散乱光子は全てその全エネルギー
を吸収されるものとして仮定したためである。 Δd は効率的な重み付けを行うためにピクセ
ルサイズに近似させた。 θ_{ARM} と ϕ_{SPD} の値はそれぞれ京都大学の試作機で得られたデータ
を元としている。また今回フィルタリングに用いたPSFはこのジオメトリの中心に点線源を置
き得られたデータを参考に作られている。さらに今回の結果ではプロファイルを見やすくす
るために意味のある情報を持たない負の値は全て0としてある。

今回用いた5つの3次元線源を図3.2~3.6にそれぞれ示す。

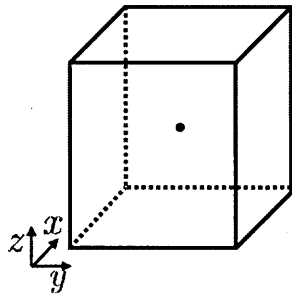


図 3.2: 点線源 (a)

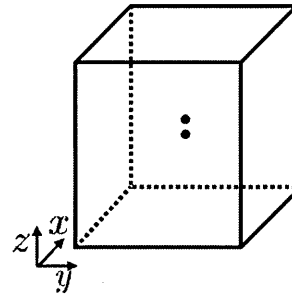


図 3.3: 2点線源 1 (b)

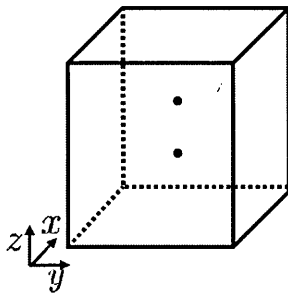


図 3.4: 2点線源 2 (c)

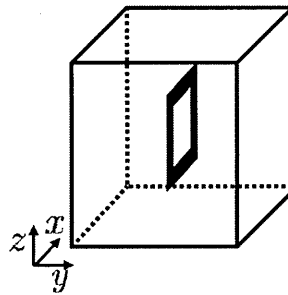


図 3.5: 線線源 (d)

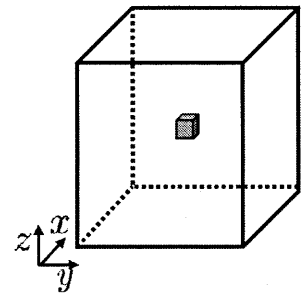


図 3.6: 立方体線源 (e)

またそれぞれの線源の座標を以下に示すこととする。

(a) : $(x, y, z) = (63, 63, 63)$

(b) : $(x, y, z) = (63, 63, 60) \& (63, 63, 66)$

(c) : $(x, y, z) = (63, 63, 43) \& (63, 63, 83)$

(d) : $(x, y, z) = (63, 63, 63)$ を中心として1辺21(pixel)の正方形

(e) : $(x, y, z) = (63, 63, 63)$ を中心として1辺7(pixel)の立方体

3.1.2 結果

線源 (a) の結果を図 3.7~3.9 に示す.

$\Gamma = 0.01$ でフィルタリングを行っている.

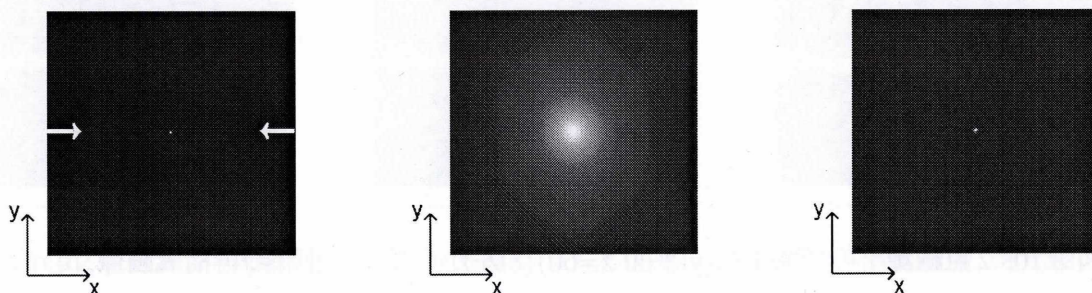


図 3.7: 点線源の結果 1 (x-y 平面 $z=63$) 左から順に 原画像, 再構成画像, 復元画像

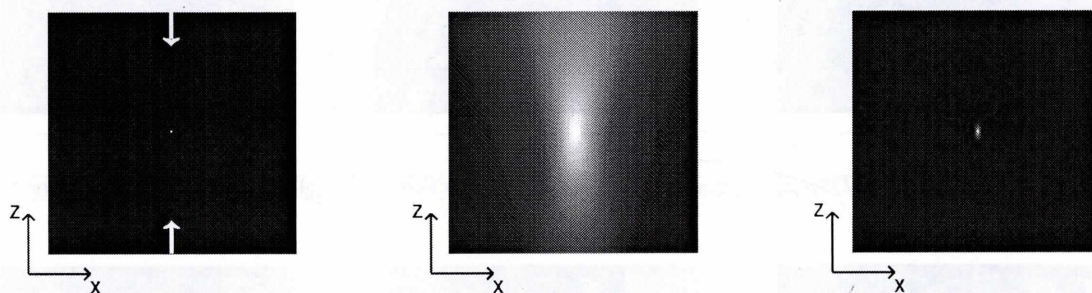


図 3.8: 点線源の結果 2 (x-z 平面 $y=63$) 左から順に 原画像, 再構成画像, 復元画像

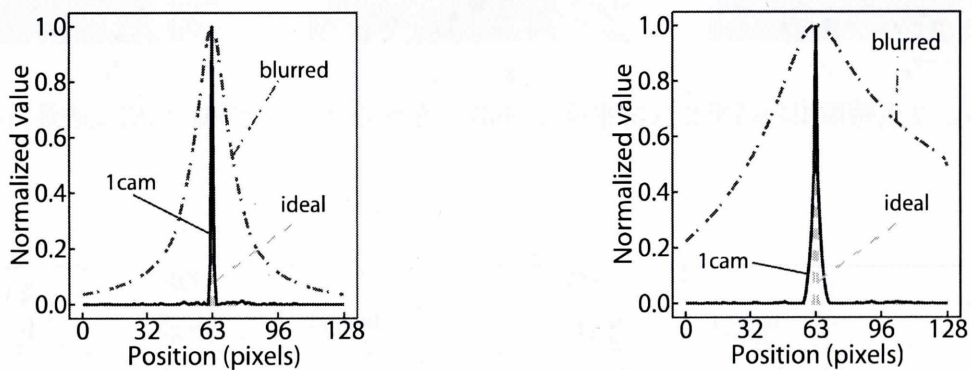


図 3.9: 点線源画像のプロファイル

左: 図 3.7 のプロファイル ($y=63$) 右: 図 3.8 のプロファイル ($x=63$)

線源 (b) の結果を図 3.10~3.13 に示す。
 $\Gamma = 0.01$ でフィルタリングを行っている。

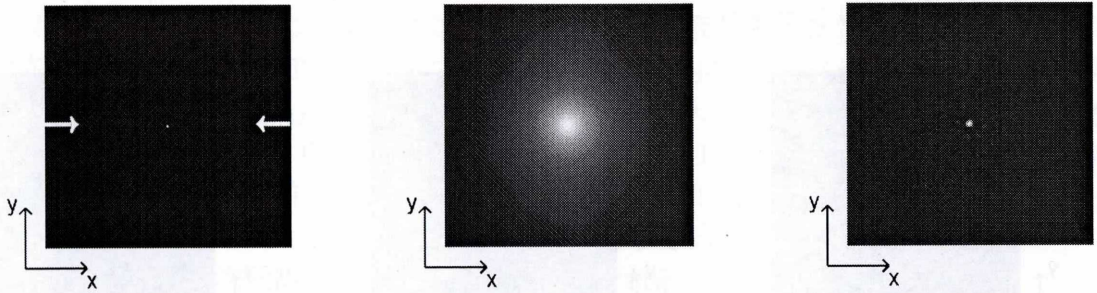


図 3.10: 2点線源 1 の結果 1 (x-y 平面 $z=60$) 左から順に 原画像, 再構成画像, 復元画像

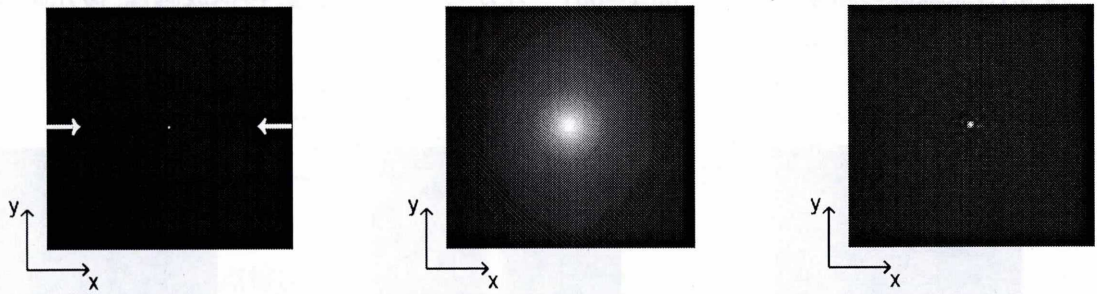


図 3.11: 2点線源 1 の結果 2 (x-y 平面 $z=66$) 左から順に 原画像, 再構成画像, 復元画像

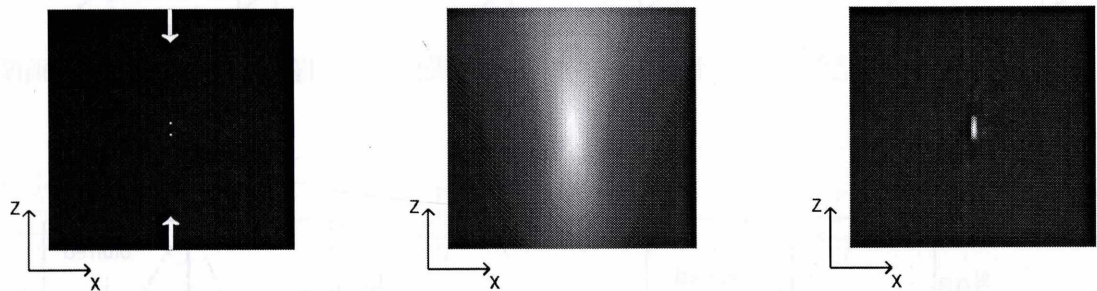


図 3.12: 2点線源 1 の結果 3 (x-z 平面 $y=63$) 左から順に 原画像, 再構成画像, 復元画像

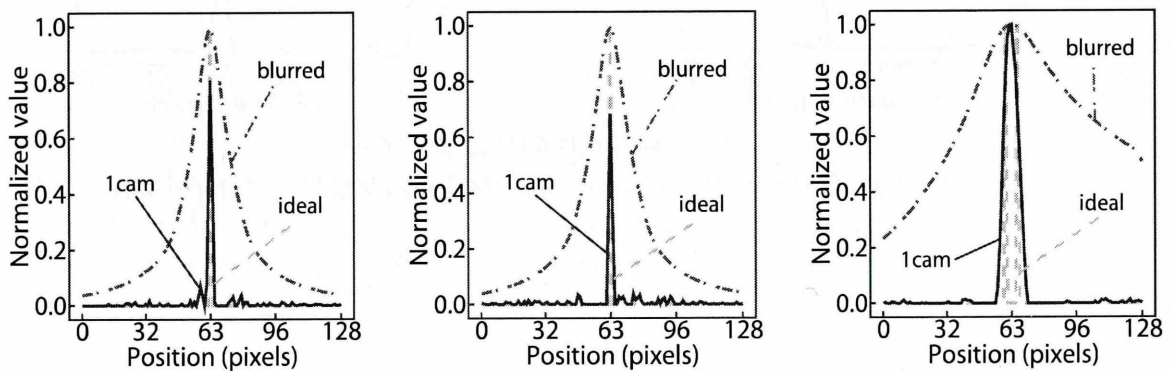


図 3.13: 2点線源 1 の画像のプロファイル
 左: 図 3.10 のプロファイル ($y=63$) 中: 図 3.11 のプロファイル ($y=63$)
 右: 図 3.12 のプロファイル ($x=63$)

線源 (c) の結果を図 3.14~3.17 に示す。
 $\Gamma = 0.01$ でフィルタリングを行っている。

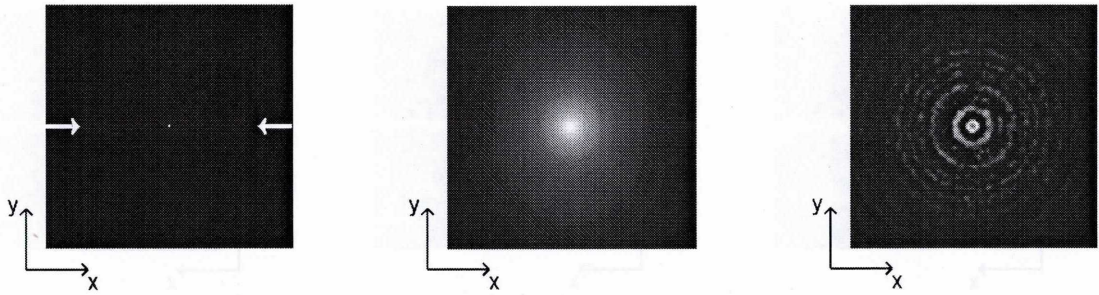


図 3.14: 2点線源2の結果1 (x-y 平面 $z=43$) 左から順に 原画像, 再構成画像, 復元画像

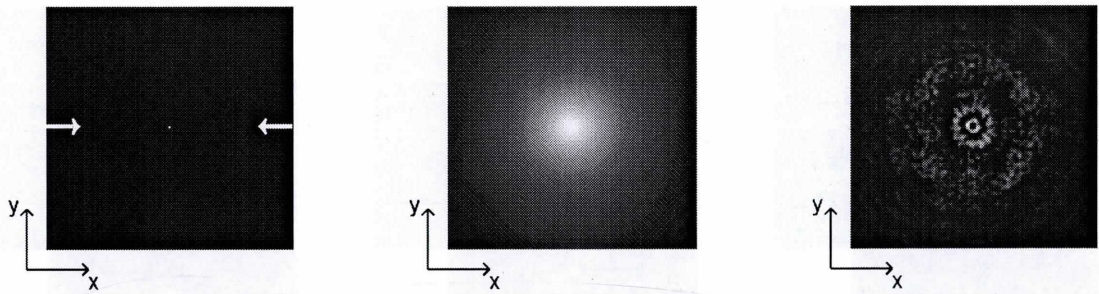


図 3.15: 2点線源2の結果2 (x-y 平面 $z=83$) 左から順に 原画像, 再構成画像, 復元画像

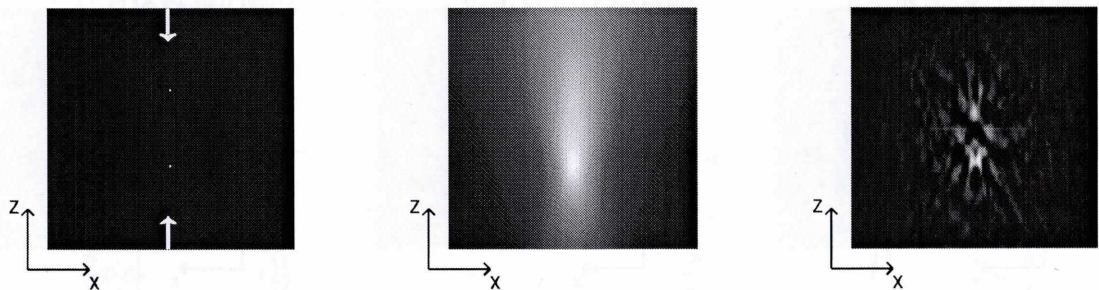


図 3.16: 2点線源2の結果3 (x-z 平面 $y=63$) 左から順に 原画像, 再構成画像, 復元画像

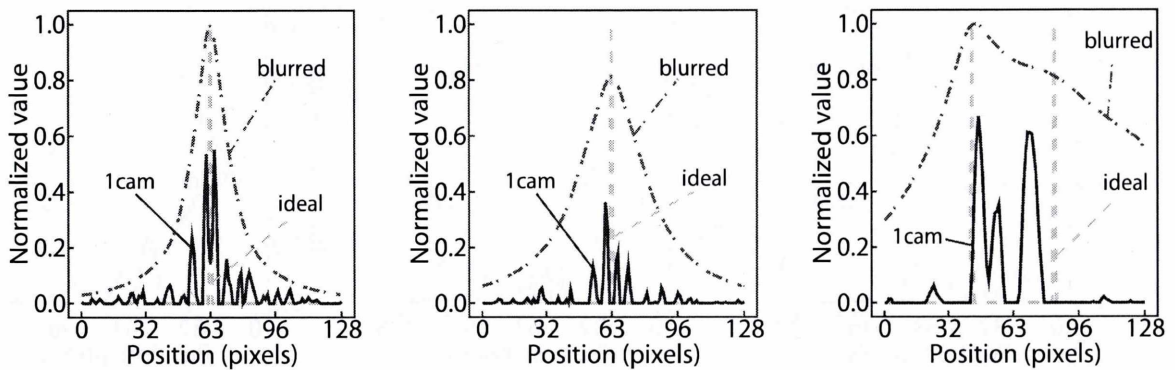


図 3.17: 2点線源2の画像のプロファイル

左: 図 3.14 のプロファイル ($y=63$) 中: 図 3.15 のプロファイル ($y=63$)

右: 図 3.16 のプロファイル ($x=63$)

線源 (d) の結果を図 3.18~3.21 に示す。
 $\Gamma = 0.2$ でフィルタリングを行っている。

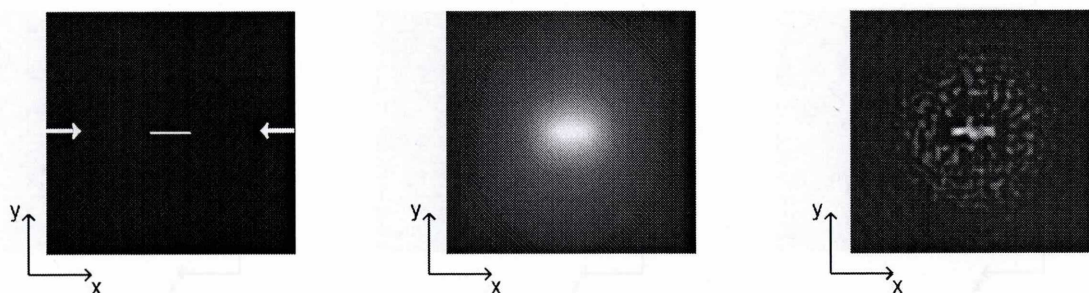


図 3.18: 線線源の結果 1 (x-y 平面 $z=53$) 左から順に 原画像, 再構成画像, 復元画像

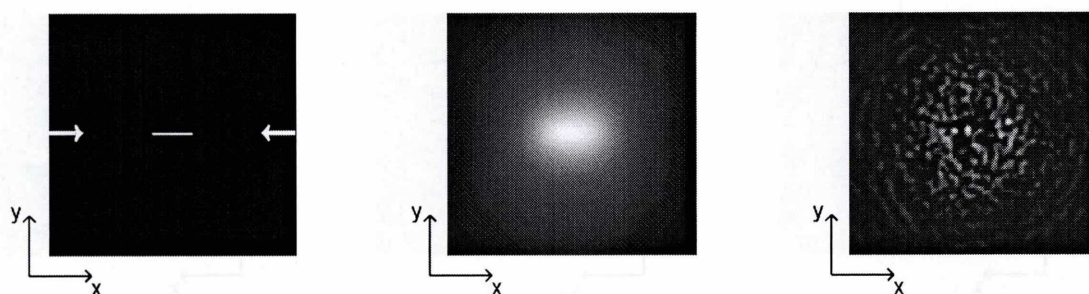


図 3.19: 線線源の結果 2 (x-y 平面 $z=73$) 左から順に 原画像, 再構成画像, 復元画像

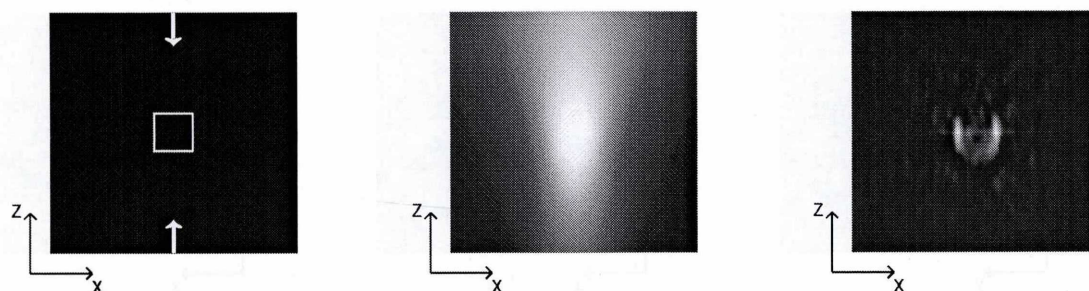


図 3.20: 線線源の結果 3 (x-z 平面 $y=63$) 左から順に 原画像, 再構成画像, 復元画像

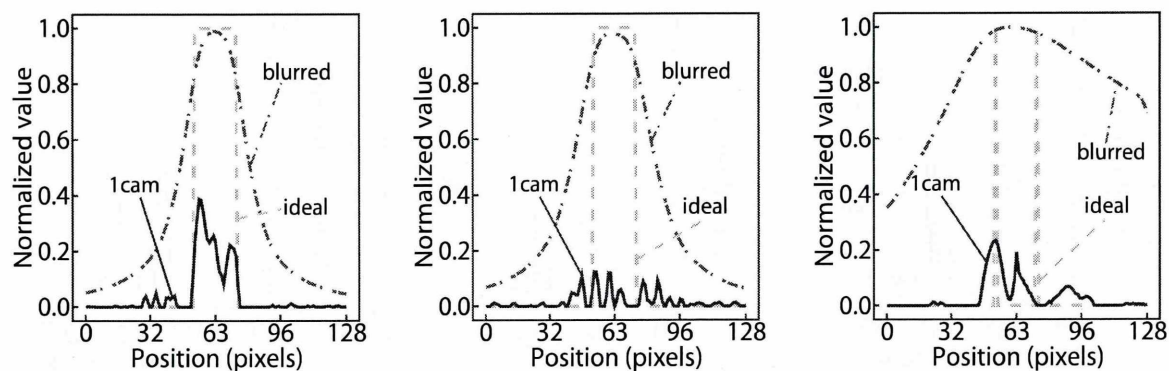


図 3.21: 線線源画像のプロファイル
 左: 図 3.18 のプロファイル ($y=63$) 中: 図 3.19 のプロファイル ($y=63$)
 右: 図 3.20 のプロファイル ($x=63$)

線源 (e) の結果を図 3.22~3.24 に示す.

$\Gamma = 0.05$ でフィルタリングを行っている.

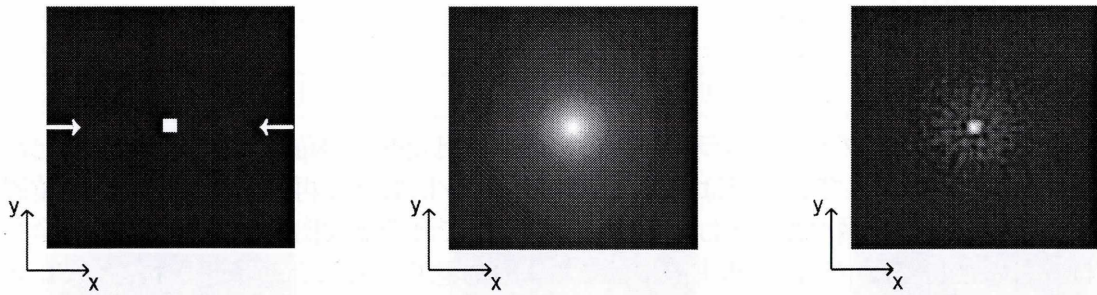


図 3.22: 立方体線源の結果 1 (x-y 平面 $z=63$) 左から順に 原画像, 再構成画像, 復元画像

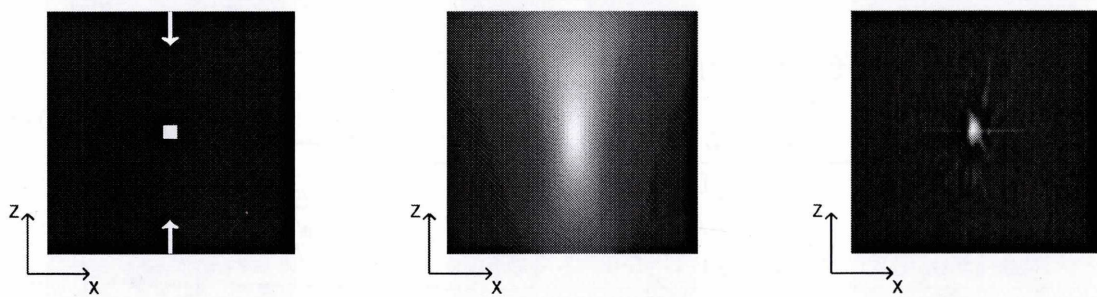


図 3.23: 立方体線源の結果 2 (x-z 平面 $y=63$) 左から順に 原画像, 再構成画像, 復元画像

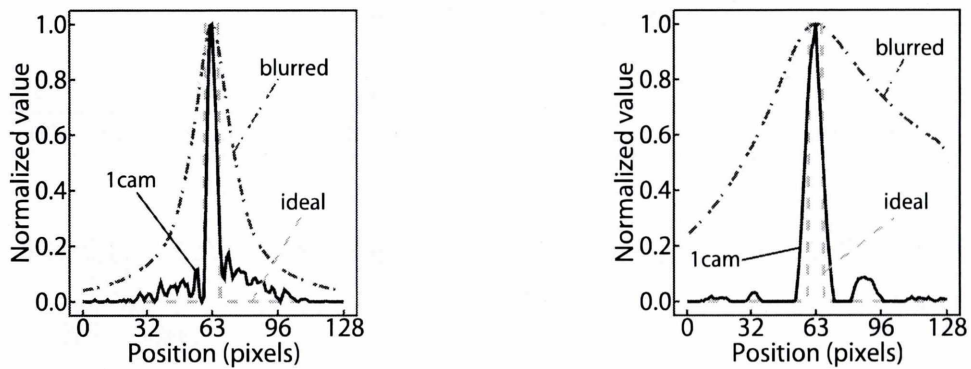


図 3.24: 立方体線源画像のプロファイル

左: 図 3.22 のプロファイル ($y=63$) 右: 図 3.23 のプロファイル ($x=63$)

3.1.3 性能評価

この項ではアドバンスドコンプトンカメラの性能を数値的に評価する。

検出効率評価

アドバンスドコンプトンカメラの最大の特徴は検出効率を飛躍的に向上させることができる点にある。したがってここでは本シミュレーションにおける再構成領域内の点の位置による検出効率の変化を調べた。なおシミュレーションでは第2検出器に入った光子は全て吸収されるものとして仮定したため実際にはこれよりも悪くなることが予想される。また光子は線源から全方位に均等に放射されるものとする。それぞれの点の位置は図3.25と表3.2にそれぞれ示すものとする。その結果を表3.3に示す。

表 3.2: それぞれの点の座標

	1	2	3	4	5	6	7	8
x	0.0	0.0	0.0	-5.0	0.0	0.0	-5.0	-5.0
y	0.0	0.0	0.0	0.0	-5.0	5.0	-5.0	5.0
z	10.0	5.0	15.0	10.0	5.0	15.0	5.0	15.0

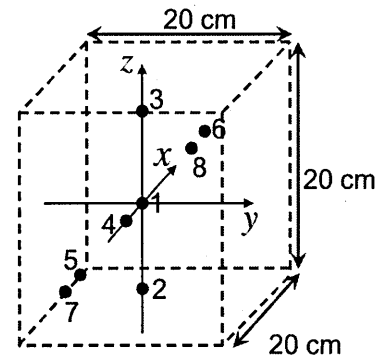


図 3.25: それぞれの点の位置

表 3.3: それぞれの点の検出効率

	1	2	3	4	5	6	7	8
detection efficiency	0.13	0.24	0.09	0.12	0.20	0.08	0.18	0.07

また第1検出器に入射した光子のうちコンプトン散乱を起こしたものは23%程であった。

Γ の値による遷移

続いて Γ の値を変化させることによる画像の変化を評価した。 Γ はパラメトリックウィナーフィルタに適用する対ノイズのためのパラメータであり、この値が大きいほどノイズの影響が低減されるが同時に画像がボケてしまう。ここでは線源(e)の画像に対して $\Gamma = 0.01, 0.02, 0.05, 0.1, 0.2, 0.5$ でそれぞれフィルタリングを行った。またこのデータを得るために行ったシミュレーションは図3.1に示されるジオメトリと表3.1に示されたシミュレーション条件と同一である。その結果を図3.26の画像と図3.27のプロファイル、そしてそれぞれのFWHMを示した表3.4にそれぞれ示す。

表 3.4: それぞれの FWHM (mm)

Γ	0.01	0.02	0.05	0.1	0.2	0.5
FWHM	9.18	9.22	9.27	9.31	9.33	9.36

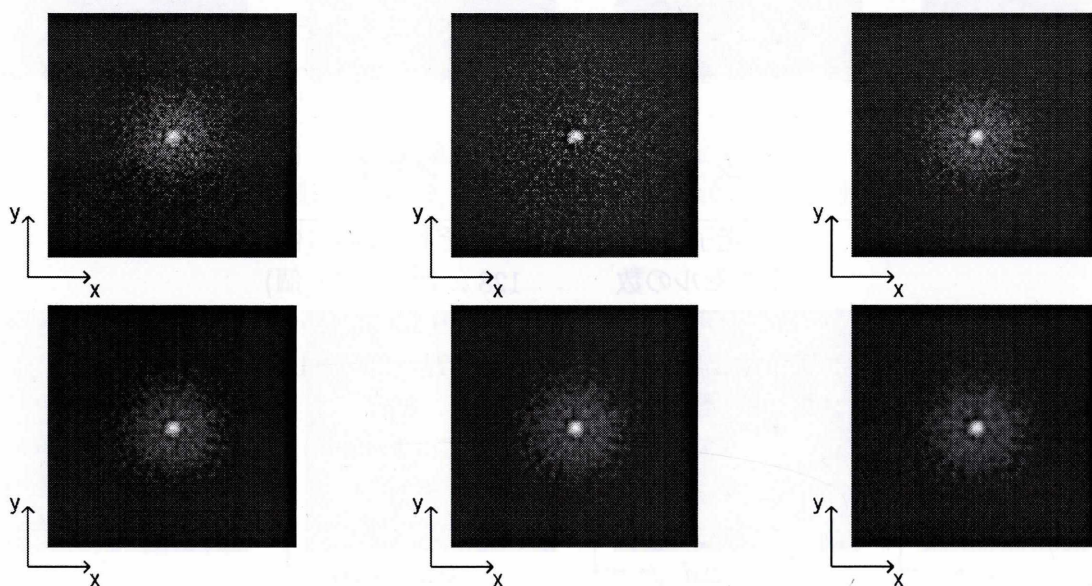


図 3.26: Γ の遷移による画像の変化 (x-y 平面 $z=63$)
 左上から右下へ $\Gamma = 0.01, 0.02, 0.05, 0.1, 0.2, 0.5$

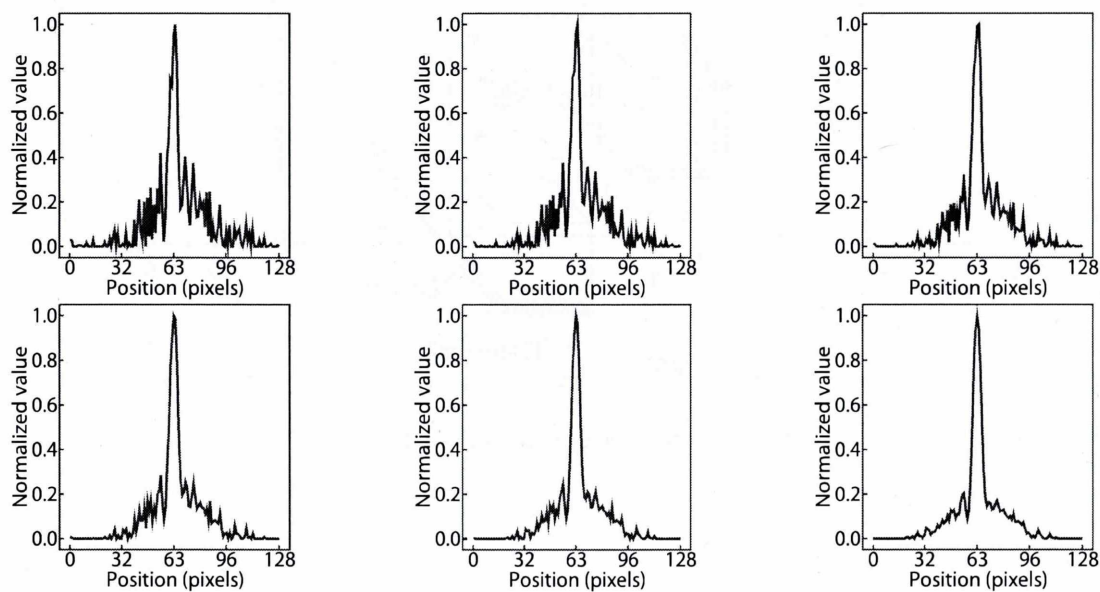


図 3.27: 図 3.26 のプロフィール ($y=63$)
 左上から右下へ $\Gamma = 0.01, 0.02, 0.05, 0.1, 0.2, 0.5$

3.2 2台の検出器におけるシミュレーション

3.2.1 シミュレーション条件

アドバンスドコンプトンカメラ2台を図3.28のように配置してシミュレーションを行った。1台のアドバンスドコンプトンカメラのみでは z 方向に発生する縦長のボケをとることが難しかったため、今回は2台のアドバンスドコンプトンカメラを用いてシミュレーションを行った。ここで光子数は2台のアドバンスドコンプトンカメラそれぞれで収集した光子数である。今回もアドバンスドコンプトンカメラのデータ収集はEGS5を用いて行った。その他の条件は表3.5のようにになっている。なお今回もPSFはそれぞれジオメトリの中心に点線源をおいて測定されたものを参考としている。また線源は図3.2~3.6のものと同じ5つの線源を用いた。

表 3.5: シミュレーション条件2

光子数	それぞれ 50000 (個)
ボクセルの数	128 × 128 × 128 (個)
ピクセルサイズ	1辺 0.15625 (cm)
第1検出器の媒質	Ar&C ₂ H ₆ (90% : 10%)
第2検出器の媒質	NaI
線源	⁶⁷ Ga(300keV)
θ_{ARM}	6 (度)
ϕ_{SPD}	80 (度)
Δd	0.15 (cm)
モンテカルロコード	EGS5

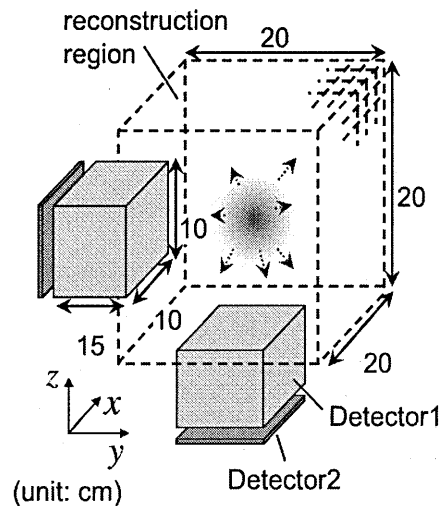


図 3.28: シミュレーションジオメトリ2

3.2.2 結果

線源 (a) の結果を図 3.29~3.31 に示す.

$\Gamma = 0.01$ でフィルタリングを行っている.

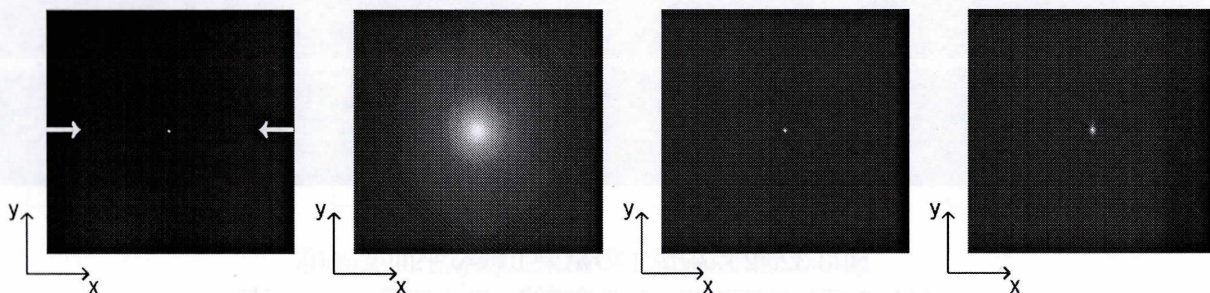


図 3.29: 点線源の結果 1 (x-y 平面 $z=63$)
左から順に 原画像, 再構成画像, 1cam 画像, 2cam 画像

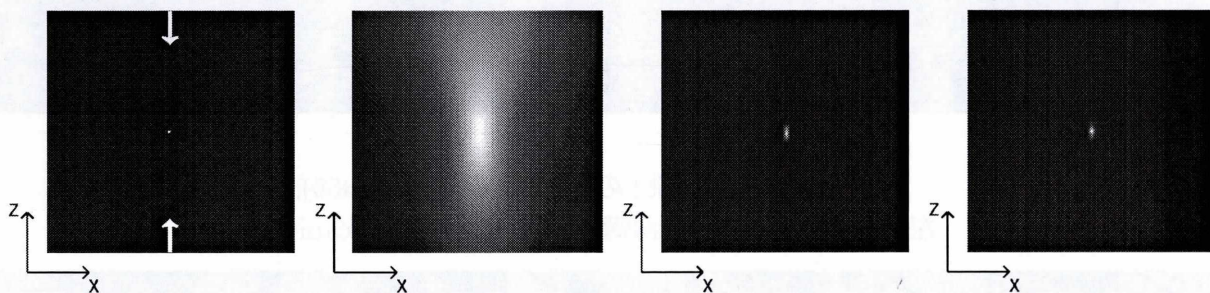


図 3.30: 点線源の結果 2 (x-z 平面 $y=63$)
左から順に 原画像, 再構成画像, 1cam 画像, 2cam 画像

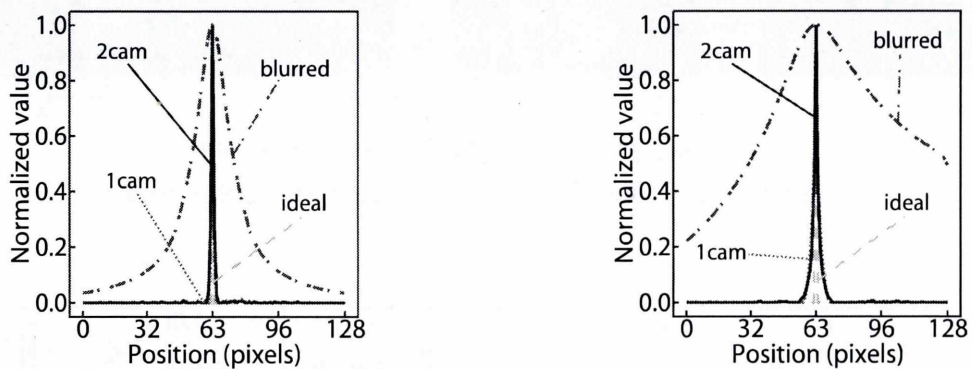


図 3.31: 点線源画像のプロファイル
左: 図 3.29 のプロファイル ($y=63$) 右: 図 3.30 のプロファイル ($x=63$)

線源 (b) の結果を図 3.32~3.35 に示す。
 $\Gamma = 0.01$ でフィルタリングを行っている。

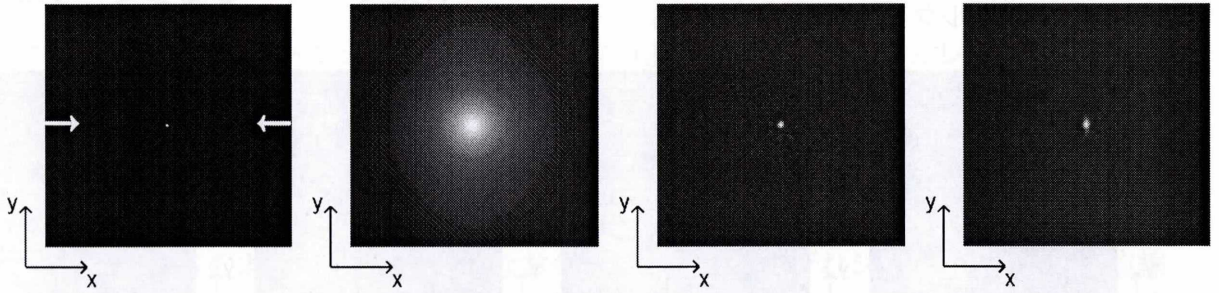


図 3.32: 2点線源 1 の結果 1 (x-y 平面 $z=60$)
 左から順に 原画像, 再構成画像, 1cam 画像, 2cam 画像

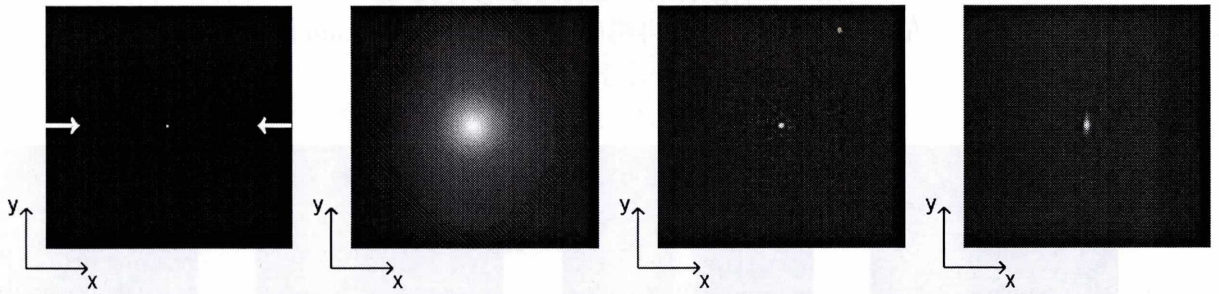


図 3.33: 2点線源 1 の結果 2 (x-y 平面 $z=66$)
 左から順に 原画像, 再構成画像, 1cam 画像, 2cam 画像

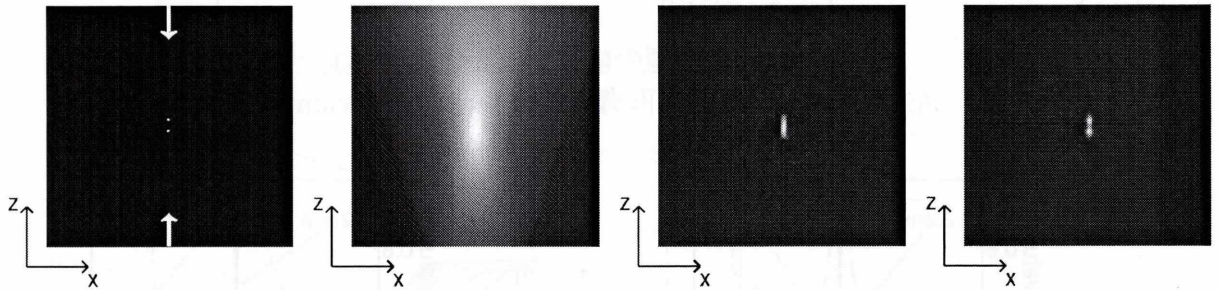


図 3.34: 2点線源 1 の結果 3 (x-z 平面 $y=63$)
 左から順に 原画像, 再構成画像, 1cam 画像, 2cam 画像

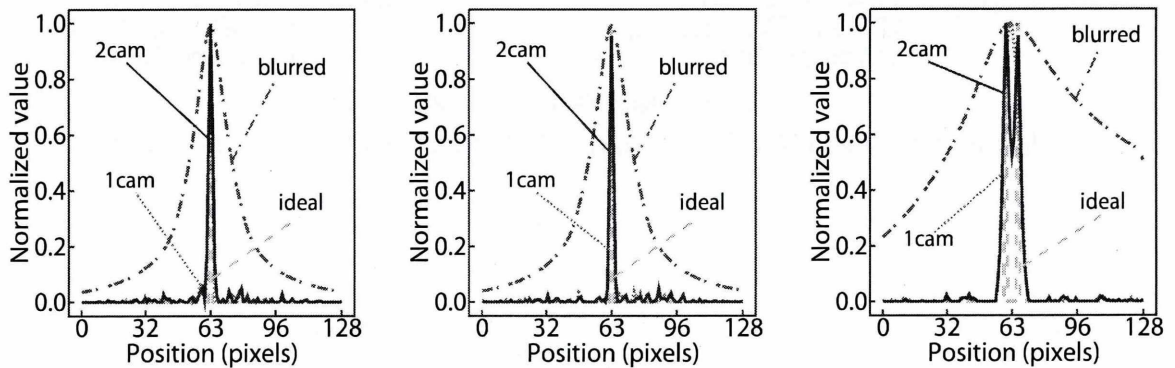


図 3.35: 2点線源 1 の画像のプロファイル
 左: 図 3.32 のプロファイル ($y=63$) 中: 図 3.33 のプロファイル ($y=63$)
 右: 図 3.34 のプロファイル ($x=63$)

線源 (c) の結果を図 3.36~3.39 に示す.

$\Gamma = 0.05$ でフィルタリングを行っている.

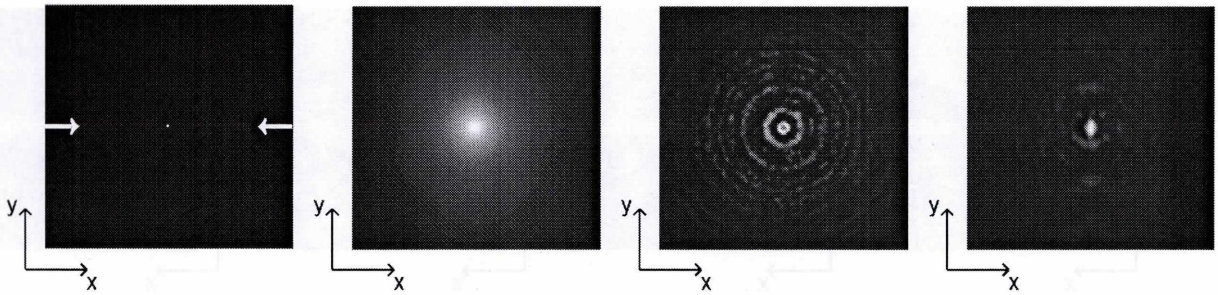


図 3.36: 2点線源2の結果1 (x-y 平面 $z=43$)
左から順に 原画像, 再構成画像, 1cam 画像, 2cam 画像

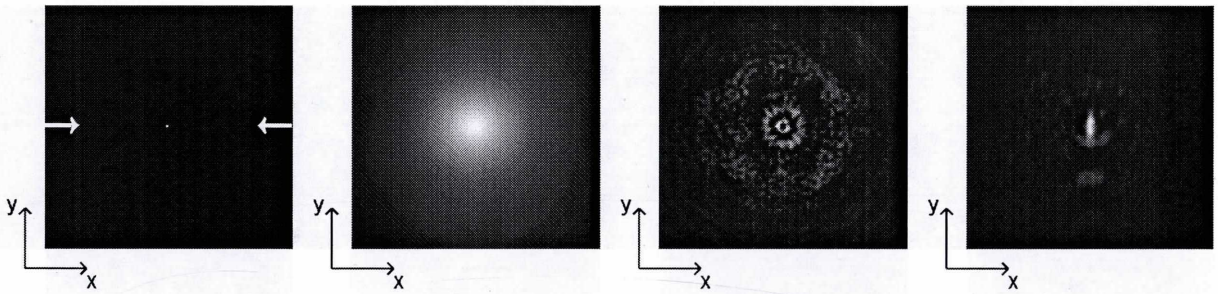


図 3.37: 2点線源2の結果2 (x-y 平面 $z=83$)
左から順に 原画像, 再構成画像, 1cam 画像, 2cam 画像

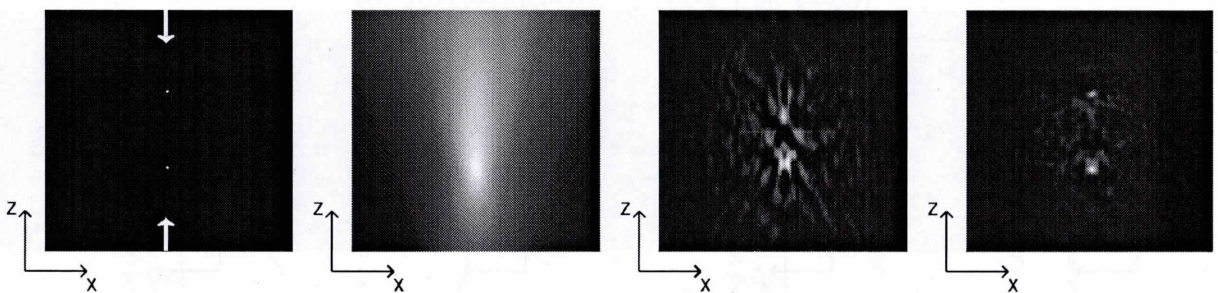


図 3.38: 2点線源2の結果3 (x-z 平面 $y=63$)
左から順に 原画像, 再構成画像, 1cam 画像, 2cam 画像

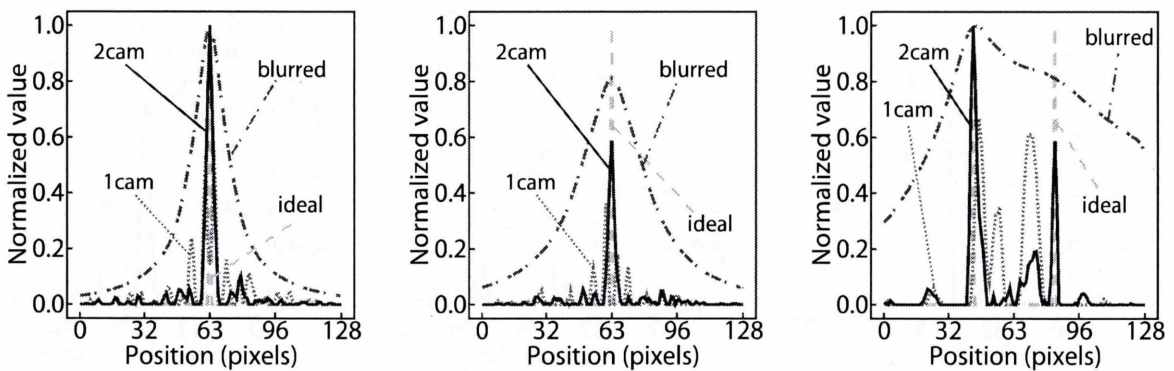


図 3.39: 2点線源2の画像のプロファイル
左: 図 3.36 のプロファイル ($y=63$) 中: 図 3.37 のプロファイル ($y=63$)
右: 図 3.38 のプロファイル ($x=63$)

線源 (d) の結果を図 3.40~3.43 に示す。
 $\Gamma = 0.5$ でフィルタリングを行っている。

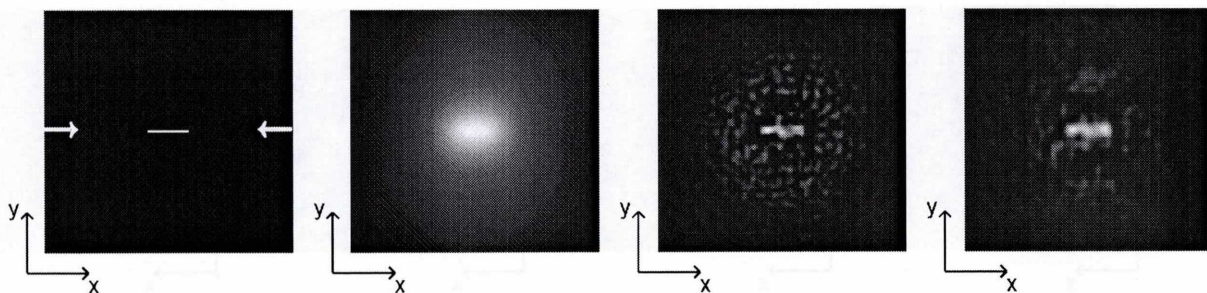


図 3.40: 線線源の結果 1 (x-y 平面 $z=53$)
 左から順に 原画像, 再構成画像, 1cam 画像, 2cam 画像

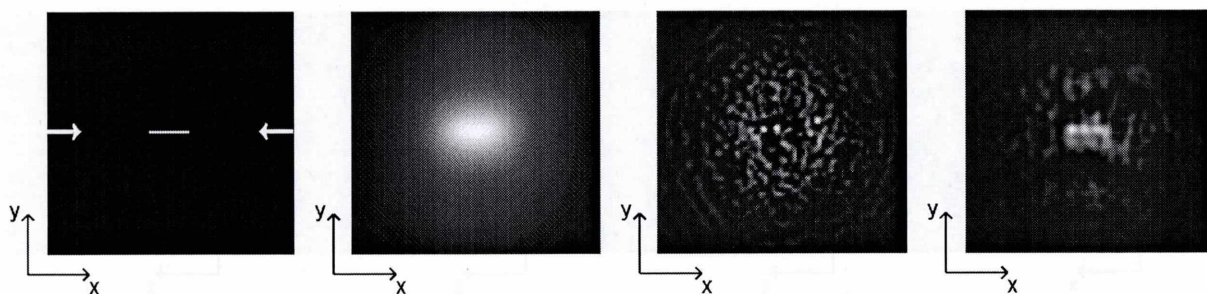


図 3.41: 線線源の結果 2 (x-y 平面 $z=73$)
 左から順に 原画像, 再構成画像, 1cam 画像, 2cam 画像

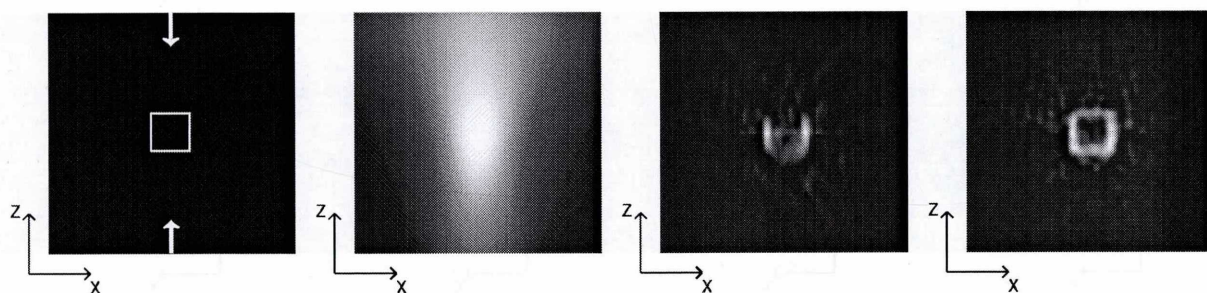


図 3.42: 線線源の結果 3 (x-z 平面 $y=63$)
 左から順に 原画像, 再構成画像, 1cam 画像, 2cam 画像

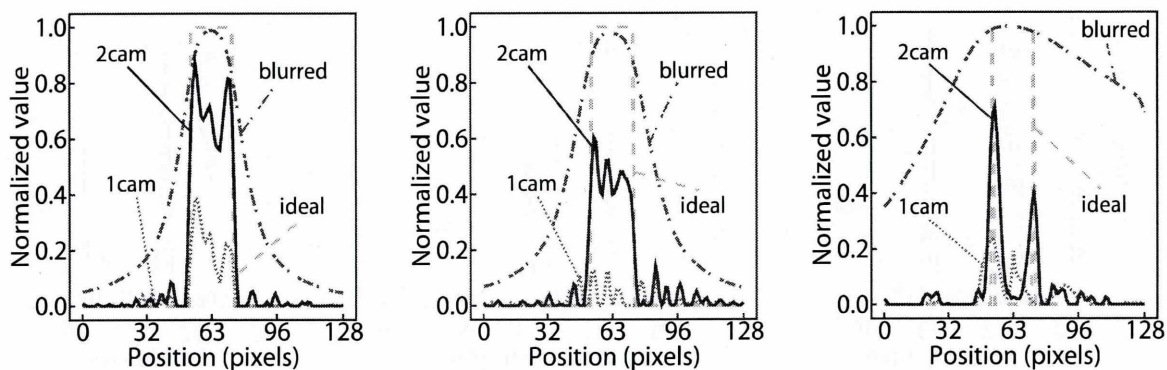


図 3.43: 線線源画像のプロファイル
 左: 図 3.40 のプロファイル ($y=63$) 中: 図 3.41 のプロファイル ($y=63$)
 右: 図 3.42 のプロファイル ($x=63$)

線源 (e) の結果を図 3.44~3.46 に示す。
 $\Gamma = 0.2$ でフィルタリングを行っている。

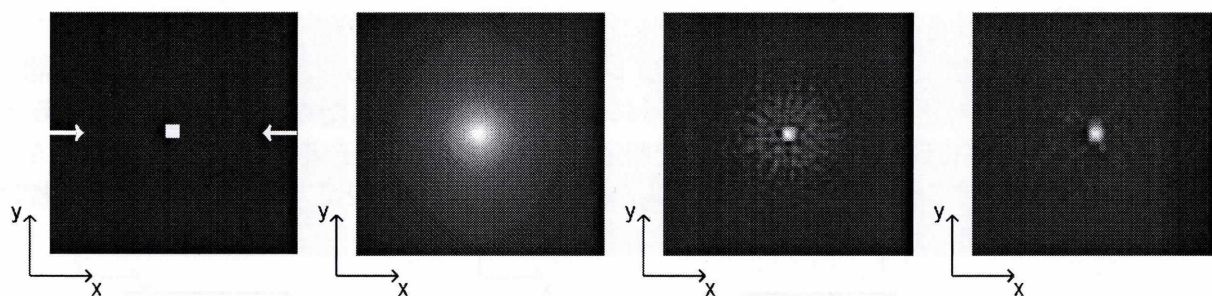


図 3.44: 立方体線源の結果 2 (x-y 平面 $z=63$)
 左から順に 原画像, 再構成画像, 1cam 画像, 2cam 画像

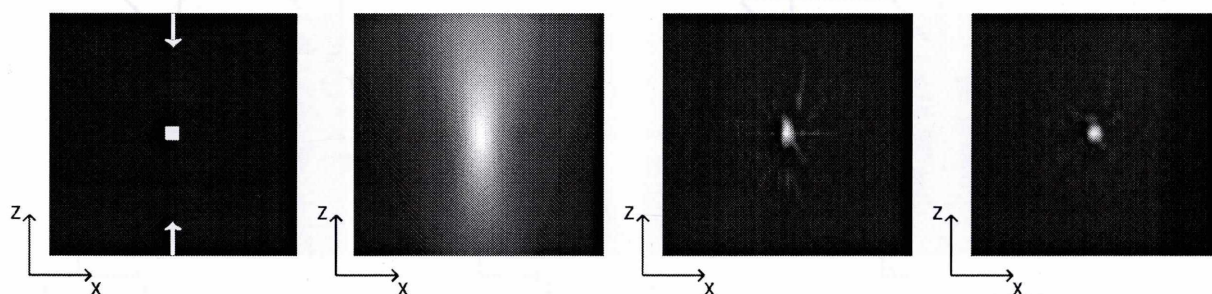


図 3.45: 立方体線源の結果 2 (x-z 平面 $y=63$)
 左から順に 原画像, 再構成画像, 1cam 画像, 2cam 画像

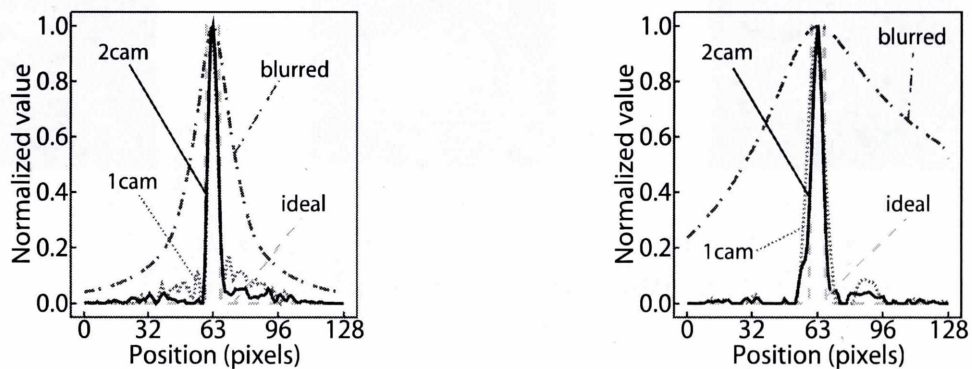


図 3.46: 立方体線源画像のプロファイル
 左: 図 3.44 のプロファイル ($y=63$) 右: 図 3.45 のプロファイル ($x=63$)

3.2.3 性能評価

続いてこの手法を数値的, また実践的に評価するためにさらに2つのファントムを用いてシミュレーションを行った. 1つは図3.47に示されるように人体の心筋を模擬した m-cat ファントムであり実際に人体を模擬したシミュレーションに対しても対応可能かどうかを確認した. またもう1つは図3.48に示されるように複数の点を立体的に配置したファントムであり, これを用いて FWHM を算出し分解能を測定した. また収集光子数はそれぞれ 50 万と 5 万とした. ちなみに (g) の画像は 1 点の間隔をそれぞれ 16(pixel) としてあり, 中心点の座標は $(x, y, z) = (63, 63, 63)$ である.

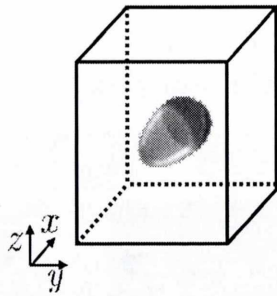


図 3.47: m-cat 線源 (f)

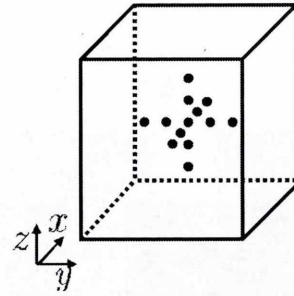


図 3.48: 複合点線源 (g)

線源 (f) の結果を図 3.49, 3.50 に示す.
 $\Gamma = 0.5$ でフィルタリングを行っている.

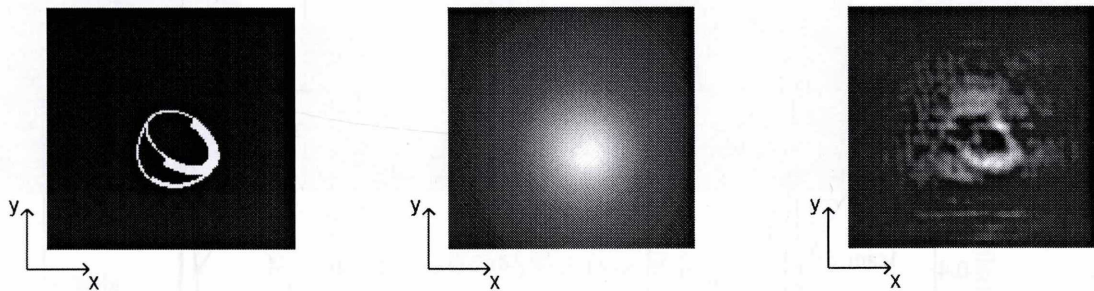


図 3.49: m-cat 線源の結果 1 (x-y 平面 $z=63$)
 左から順に 原画像, 再構成画像, 復元画像

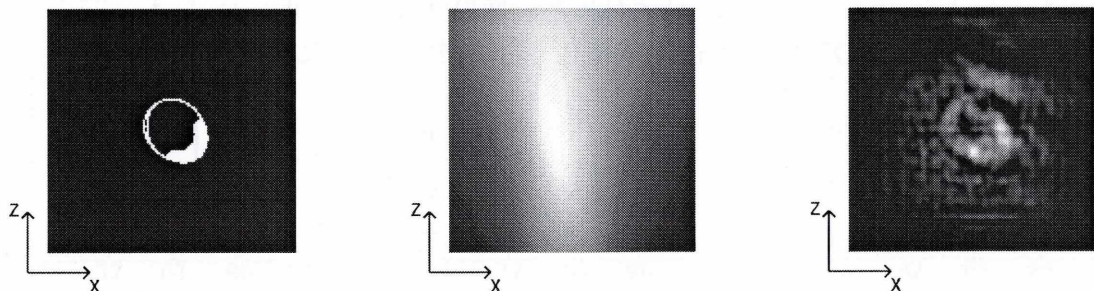


図 3.50: m-cat 線源の結果 2 (x-z 平面 $y=63$)
 左から順に 原画像, 再構成画像, 復元画像

線源 (g) の結果を図 3.51~3.53 に示す。
 $\Gamma = 0.05$ でフィルタリングを行っている。

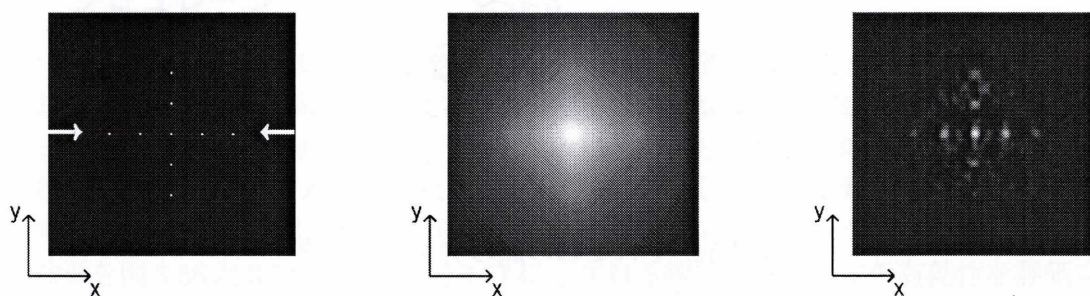


図 3.51: 複合点線源の結果 1 (x-y 平面 $z=63$)
 左から順に 原画像, 再構成画像, 復元画像

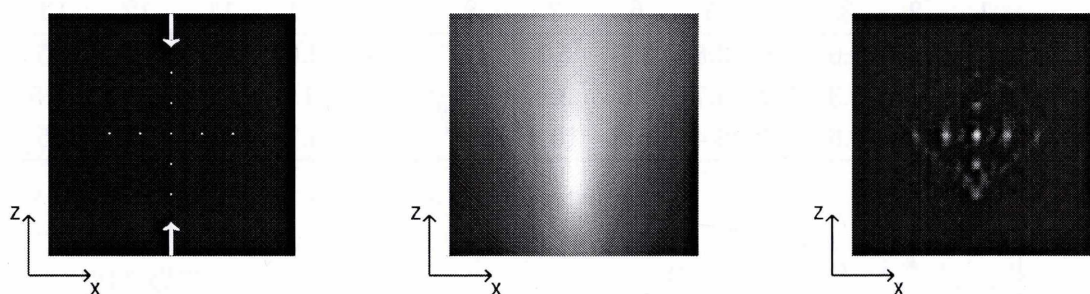


図 3.52: 複合点線源の結果 2 (x-z 平面 $y=63$)
 左から順に 原画像, 再構成画像, 復元画像

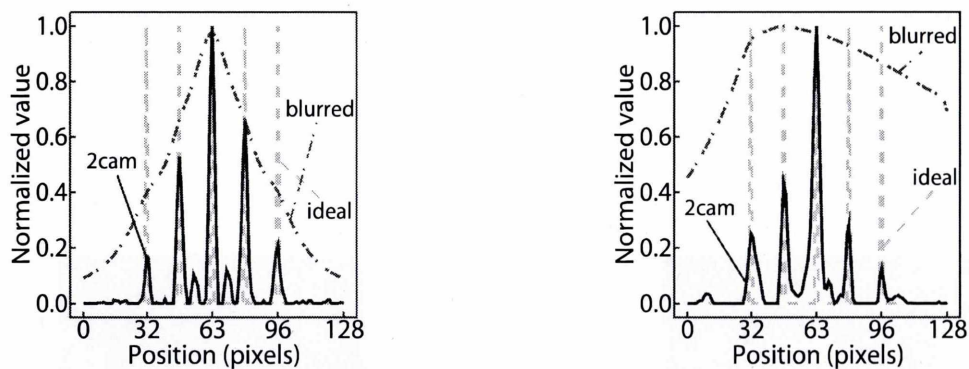


図 3.53: 複合点線源画像のプロファイル
 左: 図 3.51 のプロファイル ($y=63$) 右: 図 3.52 のプロファイル ($x=63$)

また次ページの表 3.6 に図 3.54 においてナンバリングされたそれぞれの点の x, y, z 全ての方向での FWHM の値を示す。

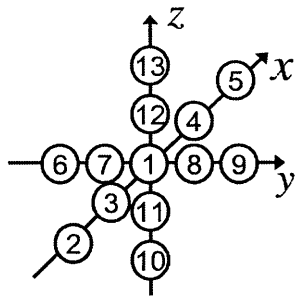


図 3.54: それぞれの点のナンバリング

表 3.6: それぞれの点の FWHM (mm)

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
x	3.1	3.8	3.6	3.8	3.8	3.1	5.1	4.9	2.6	3.0	4.7	4.2	2.5
y	4.8	5.0	5.3	5.2	4.7	4.6	3.9	2.7	3.6	11.0	10.7	11.8	15.5
z	4.8	5.8	5.6	5.4	6.4	11.8	10.4	11.7	15.2	4.7	3.8	2.6	3.5

3.3 分割フィルタリングにおけるシミュレーション

3.3.1 シミュレーション条件

アドバンスドコンプトンカメラ1台を図3.55のように配置してシミュレーションを行った。その他の条件はこれまでと同じで表3.7に示した。しかしながら今回はフィルタリングをこのシミュレーションで得られた3次元データ中の $z = 63$ の平面画像のみを対象とし、その画像に対して図2.20に示されるような25個の領域に分割し、それぞれの領域の中心に点線源を配置して得られたPSFを用いてそれぞれの画像でフィルタリングを行った。また今回用いた線源を図3.56と3.57に示す。図3.57に示される線源は提案手法の有効性を評価するために図2.20に示される分割領域のそれぞれ中心に点線源を置いたものである。また全ての分割領域に $\Gamma = 0.1$ でフィルタリングを行っている。その結果を図3.58と3.59に示す。

表 3.7: シミュレーション条件3

光子数	10000 (個)
ボクセルの数	128 × 128 × 128(個)
ピクセルサイズ	1辺 0.15625 (cm)
第1検出器の媒質	Ar&C ₂ H ₆ (90% : 10%)
第2検出器の媒質	NaI
線源	⁶⁷ Ga(300keV)
θ_{ARM}	6 (度)
ϕ_{SPD}	80 (度)
Δd	0.15 (cm)
モンテカルロコード	EGS5

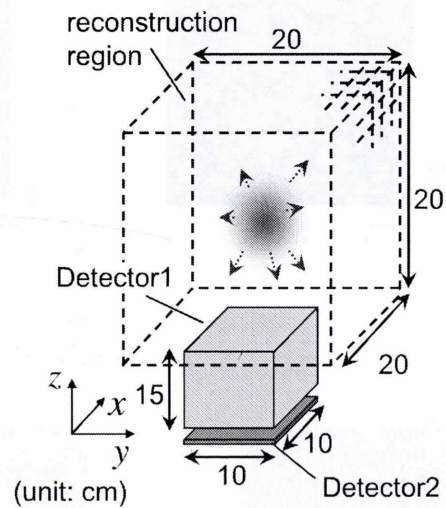


図 3.55: シミュレーションジオメトリ3

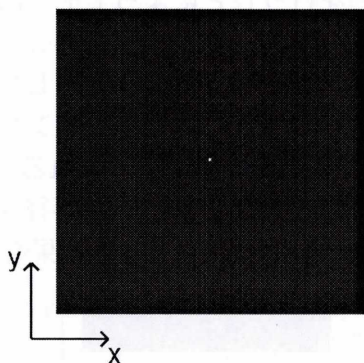


図 3.56: 点線源画像

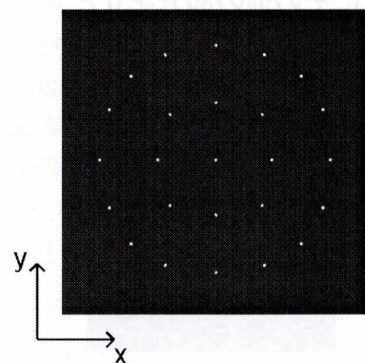


図 3.57: 複数点線源画像

3.3.2 結果

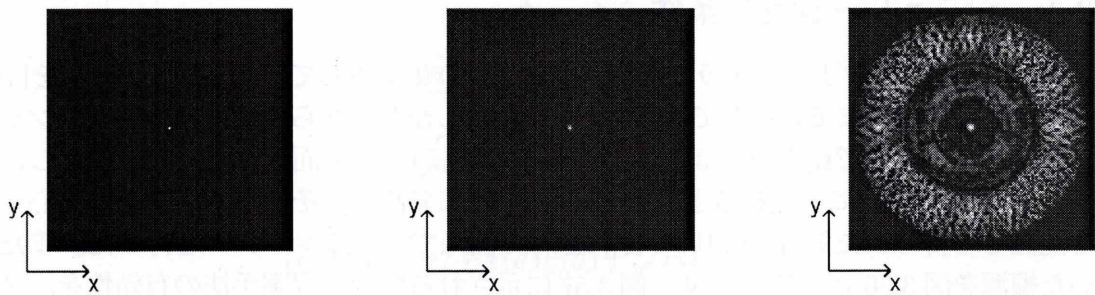


図 3.58: 点線源の結果

左: 原画像 中: shift-invariant 右: 画像分割

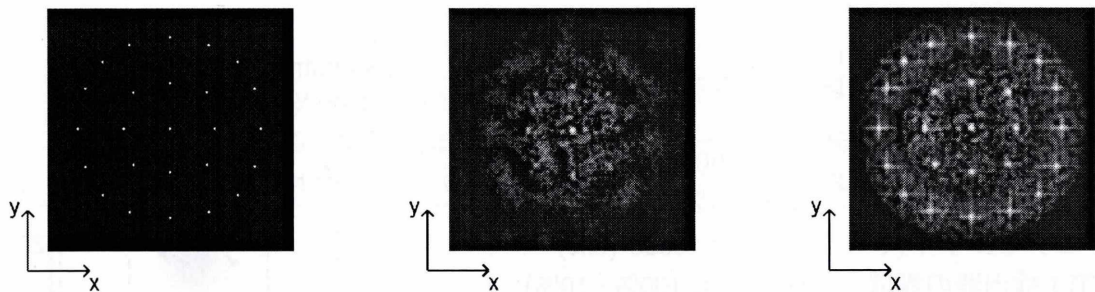


図 3.59: 複数点線源の結果

左: 原画像 中: shift-invariant 右: 画像分割

3.3.3 性能評価

分割フィルタリングを行う際、画像の中心から離れた位置にある PSF は画像の端で PSF がきれてしまい、周波数空間に変換したときにその部分が不要の高周波成分を生み出してしまふ。そこで本シミュレーションでは PSF の中心から画像の端までの領域でハニング処理を行い、さらにその他の部分を 0 とするゼロパディング処理を行うことによってその影響を低減している。しかしこの方法は同時にサンプリング領域を少なくしてしまうためこのことも画像に対して影響をおよぼすことが考えられる。そこでハニングの領域を小さくしてフィルタリングを行ったときの結果にどのような影響があらわれるかをシミュレーションにおいて確認した。このシミュレーションの条件は前回と同様で表 3.7 と図 3.55 に示される。また線源は図 3.57 に示されるものを用い、この PSF のハニング領域を図 3.60 のように半径 50 pixel から 10 pixel まで遷移させ画像にどのような影響が起こるかを確認した。その結果を図 3.61 に示す。

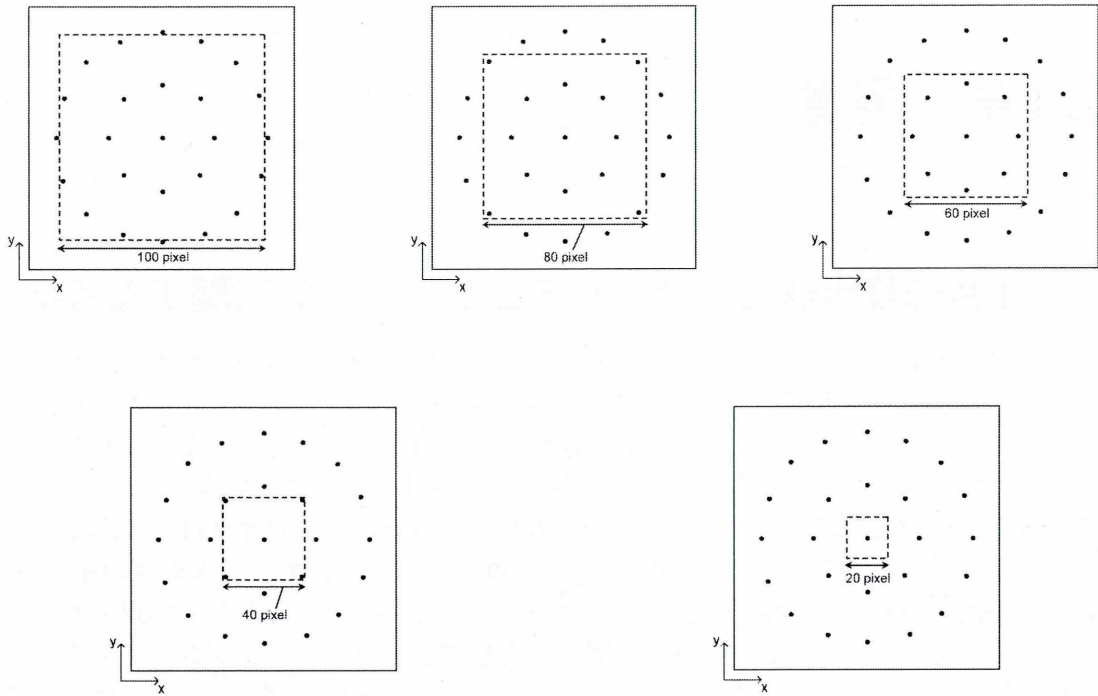


図 3.60: それぞれのサンプリング領域
 左上から右下へ 半径 50 pixel, 40 pixel, 30 pixel, 20 pixel, 10 pixel

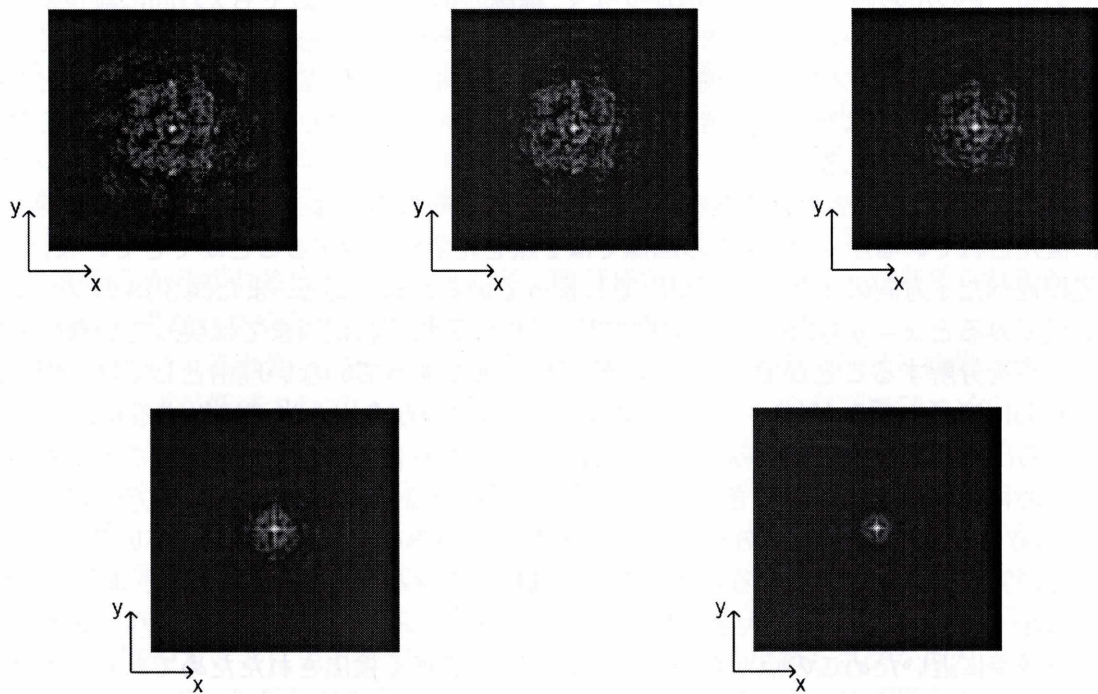


図 3.61: サンプリング領域の縮小による遷移の結果
 左上から右下へ 半径 50 pixel, 40 pixel, 30 pixel, 20 pixel, 10 pixel

第4章 考察

4.1 1台の検出器におけるシミュレーションに関する考察

まず図 3.7 と 3.8 を見てみると m-SSTA 法を用いた再構成法ではかなり大きなボケが発生してしまっていることが確認できる。特に図 3.8 の再構成画像ではかなり大きく縦長のボケが広がってしまっている。これは m-SSTA 法の性質によって発生してしまう特殊なボケである。以前にも述べたがアドバンスドコンプトンカメラは光子の飛来方向、つまりベクトルは計算できるが位置までは測定することができない。そのため m-SSTA 法は逆投影領域全体に直線を引き重み付けを行うが、1本の線に配置された参照点は全て同じ大きさの重みとなる。また線に配置された全ての参照点に重みを付けるため、1つの光子に対しては飛来方向に対して長い方向に強く重みが付いてしまう。従ってもしアドバンスドコンプトンカメラの大きさが再構成領域の大きさに対して小さい場合にはアドバンスドコンプトンカメラに対して垂直方向に長く余計な重みが付いてしまう。そのため図 3.8 の再構成画像のような縦長のボケが発生してしまっていると考えられる。さらに図 3.7 と 3.8 の復元画像を比べると図 3.7 の復元画像は完全にボケが除去できているのに対して、図 3.8 の復元画像では僅かではあるが完全にボケが取りきれれていない。これは先程述べたような縦に長いボケのせいである。現在のジオメトリでのアドバンスドコンプトンカメラの大きさは再構成領域に対してかなり小さいものである。そのため傾きのある直線が少なく、線源のある中心付近でも z 方向に縦長に強い重みが付いてしまっているためうまくボケがとれずにそのまま残ってしまっていると考えられる。また図 3.9 のプロファイルを確認しても $x-z$ 方向では少し広がりが出ていることが確認できる。この線源ではあまり大きな影響はないと考えられるが、その他の線源になるとその影響は大きくなってしまう。

次に図 3.10, 3.11, 3.12 を見てみるとやはり $x-y$ 方向の画像は $z = 60, z = 66$ 共に線源は完全に復元されているが、 $x-z$ 方向の画像では 2 点を完全に分解することができていない。これは先程述べた z 方向のボケの影響が出てしまっているためである。また図 3.13 のプロファイルを見てみると $x-y$ 方向の 2 つのプロファイルはそれぞれ頂点までは戻っていないものの完全に点を分解することができている。値が頂点まで戻っていない理由としては先程と同様で、 z 方向に縦長に重みが付いてしまうため $z = 60$ の点から出た光子に対する重みと $z = 66$ の点から出た光子に対する重みとその中間地点で重なり合いより強い重みとなってしまっているために点が頂点まで戻りきっていないと考えられる。その証拠に $x-z$ 方向のグラフでは $z = 60$ と $z = 66$ の中間である $z = 63$ のあたりで重みの値が頂点に戻っている。しかしながら点が完全に分解できているためこのことは特に大きな問題とはならない。また $z = 60$ の値の方が $z = 66$ の値よりも大きいのが、これは単純に $z = 60$ の点の方がアドバンスドコンプトンカメラに近いのでこの点から出た光子の方がより多く検出されたためであると考えられる。

次に図 3.14, 3.15, 3.16 を見てみると全ての画像で大きなノイズが発生し点が全く復元されていないことが確認できる。これは先程述べた z 方向の縦長のボケの問題ではなくボケの形自体が中心のものとは変わってしまっていることが原因であると考えられる。今回用いた PSF は再構成領域の中心で測定したものを画像全体に対して適用している。しかしながらボケの形

というのは画像全体で同一である shift-invariant ではなく、場所によって異なる shift-variant である。さらにその影響はジオメトリの都合上 $x-y$ 方向よりも z 方向の方が顕著に現れる。そのため中心から z 方向に大きく離れた位置にある $z = 43$ と $z = 83$ の両点ではボケの形が中心のものとは大きく異なり、ボケがとれず逆にそれがノイズや歪みとなりこのように現れてしまっていると考えられる。

次に図 3.18, 3.19, 3.20 を見てみると $z = 53$ の線はある程度復元できているように見えるが、 $z = 73$ の線は全く復元できていない。また $x-z$ 方向の画像を見てみると縦線はしっかりと復元できているのだが横線はあまり復元できていない。この場合は縦線は復元できているので、shift-variant の影響よりも縦長のボケの影響によって上手く横線が復元できていないと考えられる。また下の線はある程度復元できているのに対して上の線が全く復元できていないのはやはりこれも下の線の方がアドバンスドコンプトンカメラに近いので収集できた光子数が多かったためと考えることができる。

次に図 3.22, 3.23, 3.24 を見てみると z 方向では完全にボケが取りきれていないものの $x-y$ 方向、 $x-z$ 方向共に画像を復元することができている。これはこの線源が立体ではあるが中心付近からあまり大きく広がっていないために形が復元できていると考えられる。

ここから分かったように提案手法の欠点は z 方向のボケが完全には除去できないこと、そして shift-variant の影響を受けてしまうため中心付近の画像はしっかりと復元できるが中心から離れた部分の画像は完全に復元できなくなってしまうことが挙げられる。

最後にアドバンスドコンプトンカメラの性能を評価するためにシミュレーションにおける検出効率の測定を行った。また同時にパラメトリックウィナーフィルタの対ノイズパラメータである Γ の値の変化によって画像がどのように変化するかを確認した。まず検出効率の面では中心にある点 1 では全体の 0.13% が検出できた。現在用いられている SPECT の平均的な感度が 0.01% 以下であることを考えると 10 倍以上の検出効率を得られたこととなる。しかし今回のシミュレーションでは第 2 検出器に入った全ての光子が光電吸収を起こして全エネルギーが吸収されると仮定しているため、検出効率はさらに落ちることが予想される。ただしそれを踏まえても従来の検出器を遥かに超える検出効率を得られていることは事実であるため、この検出器を用いることによって患者の被ばく量の軽減が期待できるといえる。また当然ではあるが点の位置が検出器に近ければ多くの光子を検出することができ、遠ければ検出できる光子数は減少することも確認できた。ここで点 4 のように x 軸方向に遷移した点の検出効率が低下してしまっている理由としては、検出器が再構成空間に対して小さいために検出器の中心からずれるほど検出できる光子数が減少してしまうことが考えられるためである。同様の結果が点 7 や点 8 でも確認することができる。

次に Γ の変化による画像への影響を確認する。 Γ の値が大きくなるほどに画像の周囲に発生しているノイズが低減されていることが図 3.26 の画像と図 3.27 のプロファイルからも確認できる。パラメトリックウィナーフィルタは逆フィルタを改良したもので、逆フィルタの式に定数 Γ を足すことによって、逆フィルタであれば $H(u, v)$ が小さな値をとる場合は増幅されてしまうノイズ影響を低減することができる。しかしこの係数は画像全体にかかることになるので、本来画像を復元するために適切な値がとられているはずの $H(u, v)$ の値を増やすことによって完全にボケが除去できなくなってしまうという欠点も発生する。実際に表 3.4 からは Γ の値を増やすことによって FWHM が増加している、すなわちボケが取りきれていないことが確認できる。ただし Γ の値が小さすぎる場合はノイズによって画像がかなり劣化してしまう。したがって Γ の値を適切に設定することが肝心であるといえる。パラメトリックウィナーフィルタというのは線源画像と復元画像との平均 2 乗誤差を最小にするような復元フィルタである。本来であれば Γ の値は信号と雑音のエネルギー密度比 $S_n(u, v)/S_f(u, v)$ であることが理想である。しかし多くの場合において原画像は未知であるためこの値を導出す

ることは不可能である。そのため本シミュレーションにおいてもこのことを考慮し、複数回の試行を繰り返し最もボケ除去とノイズ低減のバランスが取れている定数 Γ を選んでいく。

4.2 2台の検出器におけるシミュレーションに関する考察

まず図3.29,3.30に示される点線源の結果を見てみる。図3.29に示されている $x-y$ 方向の画像ではアドバンスドコンプトンカメラが1台の場合と2台の場合どちらも点線源がはっきりと復元されていることが分かる。2台のカメラを用いた画像の方がやや y 方向に広がりを持っているように見えるが、これは $x-z$ 方向に置かれたカメラの画像を合成しているため $x-y$ 方向の画像における y 方向が $x-z$ 方向のアドバンスドコンプトンカメラに対する垂直方向であるため縦長のボケが多少混ざってしまいこのように見えると考えられる。しかしながらこの程度では1camの画像と全く遜色のないレベルであるため完全に復元できていると言える。一方で図3.30に示されている $x-z$ 方向の画像では1台の場合は z 方向に発生する縦長のボケが完全には除去出来なかったのに対して、2台では多方向からとった画像を合成させこの影響を低減することに成功したため点線源が完全に復元できている。

次に図3.32,3.33,3.34を見てみると $x-y$ 方向の2つの点は共に点線源が完全に復元されていることが確認できる。一方で1台では完全に分解できなかった $x-z$ 方向の2点が2台の結果では完全に分解できていることが確認できる。これも2つの点をはっきりと写すことができる $x-z$ 方向に置かれたカメラの画像を合成することによって得られた結果だと考えられる。また図3.35の $x-z$ 方向のプロファイルを見ても2点が完全に分解できていることが確認できる。さらに画像の精度には影響はないが1台では $x-y$ 方向の2点のプロファイルの値が完全には戻っていなかったのに対して、2台ではほぼ完全に頂点まで戻っている。これも画像合成によって得られた結果であると考えられる。

次に図3.36,3.37,3.38を見てみると1台では z 方向のshift-variantの影響を受けてしまい画像が全く復元できなかった。しかしながら2台のカメラでは完全ではないものの2点を復元することができた。これは2点に対して z 方向のshift-variantの影響を余り受けずに $x-z$ 方向の画像を合成したためである。しかしながら $x-z$ 方向の画像から見ても2点はそれぞれ中心から離れていること、また $x-y$ 方向の画像における z 方向のshift-variantの影響が強いことなどから少し歪んだ画像になってしまっている。さらにその影響はあまり多くの光子を収集出来ていない $z=83$ の位置にある点に対して顕著であることも確認できる。またやはりshift-variantの影響のせいと考えられるノイズや歪みが画像全体に見られるため、この影響は野放しにしてはおけず解決しなくてはならない。

次に図3.40,3.41,3.42の画像を見るとこれまでと同様に1台では完全に復元できていなかった線が2台のカメラでは完全に復元できている。また図3.44,3.45の画像に関しても1台のカメラよりも良い結果となっていることが確認できるためこの提案は成功といえる。

2台のアドバンスドコンプトンカメラを用いた方法では5つの線源全てを完全に復元することができた、つまり点だけでなく平面や立体などの基本的な線源全てで良い結果を残すことができたので、続けてこの提案手法はより複雑な線源にも適用可能であるかどうかを確かめた。またこの提案手法はどれだけの大きさの物体を見ることができのかわを確認するために再構成領域全体に複数の点を配置しそれぞれの点のFWHMを測定した。まず図3.49と3.50の画像を見てみると多少画像に歪みはあるが共にSPECTとしては十分なレベルの画像が得られている。このことからこの手法は効果的であると言える。

次に図3.51,3.52の画像を見るとやはりshift-variantの影響によって端の方の点がやや見えにくくなってしまっているがどの点も復元できていることが確認できる。また図3.54でナン

バリグされた FWHM を示している表 3.6 を見てみる。まず中心付近の点の FWHM はおよそ 5mm 前後で大きな変化はない。したがってこの手法は再構成領域の中央付近ならばおよそ 5mm の物体を分解できることが可能であると言える。しかしながら全体的にみると 15mm などの大きな値や、理論的にはもっとも値が小さくなるはずの中心よりも分解能の良い 2mm 程の値も見られる。これらは shift-variant の影響によってノイズや歪みが発生したために測定された信頼できない数値であると考えている。ここでもう一度確認しておく、カメラは $x-y$ 方向と $x-z$ 方向に設置されているため shift-variant と縦長のボケの影響が大きくなる、すなわちカメラに対して垂直な方向は画像全体で見ると y 方向と z 方向である。そのため両方のカメラで共に歪みが少なく良質な画像を得ることができる x 軸上に線源を持つ 1 番～5 番の画像は 2 画像の合成によってどの方向もある程度良質な FWHM が得られている。しかしながら y 軸上の点は $x-y$ 方向からのカメラの画像によって z 方向にボケが発生してしまう。しかしながらこの影響はその垂直方向にある $x-z$ 方向のカメラでは低減することができないばかりか shift-variant の影響を受けさらに歪んでしまう。したがって y 軸上に線源を持つ 6 番～9 番の点の z 方向の FWHM は共に大きな値となってしまうと考えられる。さらに同様のことが z 軸上に線源を持つ 10 番～13 番の点の y 方向の FWHM にも言える。このようにあまり画像には現れていなくとも shift-variant の影響は大きな画像を復元するにあたって大きな障害であり、解決しなければならない問題である。

4.3 分割フィルタリングのシミュレーションに関する考察

まずそれぞれの結果である図 3.58 と 3.59 を確認する。shift-invariant を定義した中央の画では、図 3.58 では点線源が中心にあるので完全に点線源を復元することができたが、図 3.59 では復元できているといえるのは中心付近にある 9 点のみで、画像の中心から大きく離れている 16 点はその形を確認することができなかった。この原因は前にも述べたように、中心から離れるにつれてボケの形が大きく変わってしまうため、それに伴いボケが完全に除去できなくなったためだと考えられる。またこの場合はハニング処理を画像の中心から全体に対して行っている。ハニング窓関数は図 2.15 のような形をしているため画像の中心から離れた点では値が小さくなってしまうためこれも原因の 1 つであると考えられる。それに対して図 3.58 と 3.59 の右側にある分割フィルタリングの結果では全ての点を完全に復元することができている。これはそれぞれの点に最も適した PSF をかけ、さらにそれぞれの領域を中心としてハニング処理を行っているため、点の値も劣化が少なくボケを完全に除去できたのだと考えられる。しかし図 3.58 の点線源を分割フィルタリングで復元した画像では中心から離れた領域においてノイズが発生してしまっている。また図 3.59 の複合点線源では中心から離れた領域において点は復元できているのだが周囲に十字のブロックノイズが発生してしまっている。この原因は図 3.61 の結果からも分かるようにサンプリング領域の減少から起こると考えられる。サンプリング領域が小さくなる、すなわち窓関数の範囲が小さくなると周波数空間上では窓関数のテールが長くなってしまうため、コンボリューションの後の画像も周波数空間上においてテールが長くなり、高周波成分が多く残ってしまう。これがブロックノイズとなり画像にあらわれてしまっていると考えられる。したがって分割フィルタリングは効果的ではあるが外の領域ではノイズが発生してしまうという欠点ももっていることが確認された。しかしハニング処理の範囲を広げると今度は PSF が途中でできてしまうという問題が発生し、これもまた結果画像にノイズを発生させてしまうため、この問題は解決するのが困難である。もっとも良い方法としては再構成空間をなるべく大きくとり、なるべく線源全体が再構成空間の中心付近にあるようにするのが最も効果的であるといえる。

第5章 まとめ

アドバンスドコンプトンカメラは現在の SPECT の問題点である低すぎる収集効率を改善できる可能性を持つ新しい検出器である。アドバンスドコンプトンカメラの前身としてコンプトンカメラがあったが、コンプトンカメラはアドバンスドコンプトンカメラと違い電子の方向を測定できなかつたためコンプトン散乱角に従う円環状の領域までしか特定することができなかつた。そのため画像精度があまり良くなかつた。それに対してアドバンスドコンプトンカメラは第1検出器のガス層で電子を測定できるため正確な飛来方向を特定できる。しかしながら電子は測定精度が悪く角度誤差 ϕ_{SPD} が発生するため逆投影領域が図 2.4 のような特殊な形の範囲になってしまうため、従来コンプトンカメラに用いられてきた再構成法 [7]-[9] を使うことができない。そのため我々は SSTA 法 [6] を改良し、逐次的に重み付けを行うことによって特殊な形の逆投影領域全体に均等に重みを付けることのできる m-SSTA 法を提案し、これとパラメトリックウィナーフィルタによるボケ除去を組み合わせることによって3次元画像を復元することに成功した。しかしながら1台のアドバンスドコンプトンカメラではカメラに対して垂直方向に発生するボケを完全に除去することができないという問題点が発生してしまった。この問題はジオメトリの構造に関わるものであり画像処理の技術で解決することは難しかった。そこで我々はアドバンスドコンプトンカメラを2台用いてほぼ完全な復元画像を得ることに成功した。しかしながら実際の状況においてアドバンスドコンプトンカメラの台数を増やすことは実は非常に困難である。アドバンスドコンプトンカメラは試作機のみが現存するがその制作費は現時点で驚くほどに高額である。そのためこのカメラを複数用意することは現実的ではない。しかしそうすると複数回検査を行って複数枚の画像を得なければならないがその場合の検出効率は1台の場合の台数倍となってしまう。したがってカメラの台数は極力増やしたくない。実際にいくらかでも増やして構わないのであれば多ければ多いほどより良い3次元画像が得られることは容易に想像がつく。しかし台数を増やせば増やすほどアドバンスドコンプトンカメラの最大の特徴である検出効率が低下してしまうため、我々はなるべく少ない台数のカメラで画像復元を行いたいということがまず念頭にあった。そのため画質と検出効率の兼ね合いを考えて2台のアドバンスドコンプトンカメラでの画像復元を行った結果、提案手法を用いることによって良い画像を得ることができた。

しかしながらまだ解決できていない問題点として shift-variant の問題がある。先にも述べたが今回のシミュレーションでは画像の全ての部分でボケの形が同一である shift-invariant の状況であると仮定して再構成領域の中心においた点で測定した PSF を無理やり画像全体に適用した。これはシミュレーションの簡略化のために行ったのだが、そのせいで画像の中心から離れるほどに画質が低下してしまうという現象が起きてしまった。これは実際の画像がその位置によってそれぞれ異なるボケをもつ shift-variant であり、そのせいで画質の低下が引き起こされてしまったためである。この問題を解決するためにはこちらも shift-variant のフィルタリングを考えなければならないがボケというのは画像の全てのピクセルでそれぞれ異なるのでこれは現実的ではない。そこである程度の誤差には目をつぶり、画像を複数の領域に分割しそれぞれの領域で PSF を変えてフィルタリングを行う画像分割フィルタリング法が有効であると考え、今回の論文には間に合わせることはできなかつたためにここに簡単な考えのみを示した。

しかしながら結果としては shift-invariant を考えたシステムにおいてもかなり良質な画像をえることができているので我々の提案手法の有効性は証明することができた.

謝辞

本研究にあたり、全般に渡りご指導を頂きました尾川浩一教授、様々な的確なアドバイスをして頂いた彌富仁助手、及び尾川研究室の全ての方々に感謝致します。

参考文献

- [1] A. Tanaka, K. Hattori, H. Kubo, et al., "Development of an advanced Compton camera with gaseous TPC and scintillator," Nucl. Inst. Meth. Phys. Res., Section A, vol. 546, pp. 258-262, 2005.
- [2] T. Tanimori, K. Hattori, S. Kabuki, et al., "Advanced Compton camera with the ability in electron tracking based on micro pixel gas detector for medical imaging," Conf. Rec. Nucl. Sci. Symp. Med. Imag., pp. 3870-3874, 2006.
- [3] T. Tanimori, Y. Nishi, A. Ochi, Y. Nishi, "Imaging gaseous detector based on micro-processing technology," Nucl. Inst. Meth. Phys. Res., Section A, vol. 436, pp. 188-195, 1999.
- [4] T. Kurihara, K. Ogawa, "New reconstruction method for the advanced Compton camera," Med. Imag. Tech., vol. 25, No. 1, pp.49-55, 2007.
- [5] T. Kurihara, K. Ogawa, "Restoration of reconstructed images in the advanced Compton camera," Bulletin of Computer Center, Hosei Univ., vol. 21, pp.65-70, 2008.
- [6] R.C. Rohe, M.M. Sharfi, K.A. Kecevar et al., "The spatially-variant backprojection point kernel function of an energy-subtraction Compton scatter camera for medical imaging," IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 44, No. 6, pp. 2477-2482, 1997.
- [7] L.C. Parra, "Reconstruction of cone-beam projection from Compton scattered data," IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 47, no. 4, pp. 1543-1550, 2000.
- [8] M. Hirasawa and T. Tomitani, "An analytical image reconstruction algorithm to compensate for scattering angle broadening in Compton cameras," Phys. Med. Biol., vol. 48, pp.1009-1026, 2003.
- [9] T. Hebert, R. Leahy, and M. Singh, "Three-dimensional maximum-likelihood reconstruction for an electronically collimated single-photon-emission imaging system," Optical Society of America, vol. 7, no. 7, pp. 1305-1313, 1990.

発表論文

原著および査読付国際会議論文

1. Hideaki Ishii, Koichi Ogawa, "Image restoration with two advanced Compton cameras", IEICE Technical Report, MI2008, No.122, pp.273-276, 2009
2. Hideaki Ishii, Koichi Ogawa, Shigeto Kabuki, Toru Tanimori, "Image Restoration in the Dual Advanced Compton Camera", IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, Conference record CD-ROM, 2009

国際会議における発表

1. Hideaki Ishii, Koichi Ogawa "Image restoration with two advanced Compton cameras", IEICE Technical Report, MI2008, No.122, pp.273-276, International Forum on Medical Imaging in Asia (IFMIA) 2009, (Taipei, Taiwan), Jan 19-21, 2009
2. Hideaki Ishii, Koichi Ogawa, Shigeto Kabuki, Toru Tanimori, "Image Restoration in the Dual Advanced Compton Camera", IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference, (Orland, USA), Oct 25-31, 2009

国内の学会での発表

1. 石井 秀明, 尾川 浩一, 株木 重人, 谷森 達, "直交させた2台のアドバンスドコンプトンカメラを用いた画像再構成", 第98回日本医学物理学会大会報文集, vol.29, No.3, pp.197-198, 日本医学物理学会 第98回学術大会, (京都), 2009年9月17-19

付録A コンプトン散乱

コンプトン散乱は図 A.1 のように光子と電子が弾性衝突を起こし、散乱光子と反跳電子を発生させる物理現象である。図 A.1 では原子核に拘束された電子を模擬しているが、光子のエネルギーが十分に高ければ原子との結合エネルギーを無視することができるので原子核に拘束されていない自由電子との場合と同じように考えることができる。

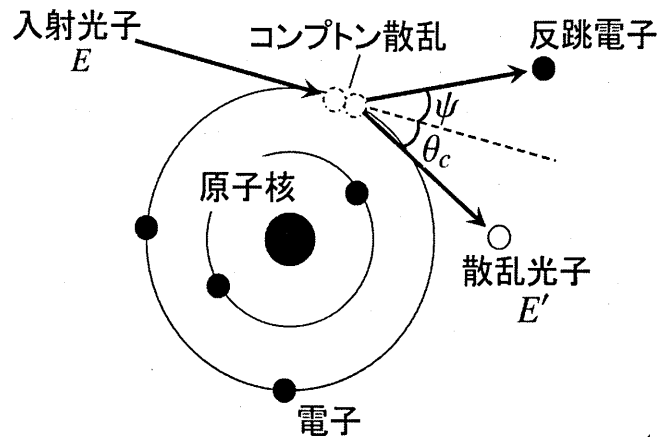


図 A.1: コンプトン散乱

入射した光子はコンプトン散乱を起こした際にそのエネルギーの一部を電子に与え、自身はエネルギーを失い散乱光子となり進行方向を変えて飛んでいく。一方エネルギーを与えられた電子は原子核の結合を離れ反跳電子となり飛んでいく。このときの散乱光子の散乱角と反跳電子の散乱角をそれぞれ θ_c, ψ とする。コンプトン散乱では散乱光子の散乱角 θ_c が大きいほど大きなエネルギーを失ったこととなる。すなわち 180° の時に最大となり、そのとき波長の変化も最大となる。仮に入射光子のエネルギーを E 、散乱光子のエネルギーを E' とすると、この関係はコンプトン波長シフト式を改良した式 A.1 で表される。

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{mc^2}(1 - \cos \theta_c)} \quad (\text{A.1})$$

この式を導きだすためにこれからコンプトン波長シフト式を導出する。

まずプランクの公式(式 A.2) と振動数と波長の関係(式 A.3) より入射光子のエネルギーと散乱光子のエネルギーはプランク定数 h を用いてそれぞれ $\frac{h}{\lambda}, \frac{h}{\lambda'}$ と表すことができる。ここで ν は入射光子の振動数 ν' は散乱光子の振動数、 λ は入射光子の波長、 λ' は散乱光子の波長、 c は光速をそれぞれ表す。

$$E = h\nu \quad (\text{A.2})$$

$$\nu = \frac{c}{\lambda} \quad (\text{A.3})$$

ここで反跳電子の速度を v , 電子の質量を m , すなわち電子の運動量を mv とするとエネルギー保存則より式 A.4 が導かれる. また光子の入射方向とそれに垂直な方向それぞれの運動量保存則より式 A.5 が導かれる.

$$\frac{hc}{\lambda} = \frac{hc}{\lambda'} + \frac{1}{2}mv^2 \quad (\text{A.4})$$

$$\begin{cases} \frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} \cos \theta_c + mv \cos \psi & (\text{光子の入射方向}) \\ 0 = \frac{h\nu'}{c} \sin \theta_c + mv \sin \psi & (\text{光子の入射方向に垂直な方向}) \end{cases} \quad (\text{A.5})$$

ここで式 A.5 を変形して

$$\begin{cases} mv \cos \psi = \frac{h\nu}{c} - \frac{h\nu'}{c} \cos \theta_c \\ mv \sin \psi = \frac{h\nu'}{c} \sin \theta_c \end{cases} \quad (\text{A.6})$$

式 A.6 を連立させて

$$mv = \frac{h}{c} \sqrt{\nu^2 + \nu'^2 - 2\nu\nu' \cos \theta_c} \quad (\text{A.7})$$

式 A.7 をエネルギー保存則の式 A.4 に代入して v を消去し式 A.3 を再び適用すると

$$\frac{c}{\lambda} = \frac{c}{\lambda'} + \frac{h}{2m} \left(\frac{1}{\lambda^2} + \frac{1}{\lambda'^2} - \frac{2 \cos \theta_c}{\lambda \lambda'} \right) \quad (\text{A.8})$$

両辺に $\lambda \lambda'$ を掛けて,

$$c\lambda' = c\lambda + \frac{h}{2m} \left(\frac{\lambda'}{\lambda} + \frac{\lambda}{\lambda'} - 2 \cos \theta_c \right) \quad (\text{A.9})$$

ここで $\lambda' = \lambda + \Delta\lambda$ としたとき, もし $\Delta\lambda \ll \lambda$ ならば $\Delta\lambda/\lambda \approx 0$ となるので,

$$\begin{aligned} \lambda'/\lambda &= 1 + \Delta\lambda/\lambda \approx 1 \\ \lambda/\lambda' &= 1/(1 + \Delta\lambda/\lambda) \approx 1 \end{aligned}$$

となる. よってコンプトン波長シフト式は

$$\lambda' \approx \lambda + \frac{h}{mc} (1 - \cos \theta_c) \quad (\text{A.10})$$

と導くことができる. さらに式 A.10 に式 A.3 と式 A.4 を代入して式 A.1 が導くことができる.

付録B 座標変換

光子がコンプトン散乱を起こしたとき、その散乱角はコンプトン波長シフト式 A.10 で与えられる。しかしその角度は前の散乱の方向を z 軸とした相対座標系 (図 B.1) で表されてしまい、ファントムに対して設定した絶対座標系 (図 B.2) とずれが生じてしまう。今回扱う座標変換は絶対座標系を相対座標系で置き換えるものであるが、普段我々が使用している絶対座標系に置き換える変換のほうが分かりやすく説明が行えるためここでは相対座標系を絶対座標系に置き換える計算を紹介した後に、その式を変換して相対座標系への変換を説明することとする。

まず線源から光子が放出され点 P_1 でコンプトン散乱を起こし、その散乱光子が点 P_2 で吸収されたと仮定する。その時の座標系が図 B.1 である。これを線源 P_1, P_2 の位置を変えずに絶対座標系に直したものが図 B.2 である。本来ならば相対座標系におけるコンプトン散乱時の散乱角 θ_c と方位角 ϕ_0 を求めるのだが、ここでは分かりやすい説明をするため相対座標系を絶対座標系に変換するためにこれを既知とし、絶対座標系 (図 B.2) の θ_a と ϕ_a を求めるものとする。ここで θ_b と ϕ_b は散乱光子の絶対座標系における単位ベクトルの対頂角と方位角、 θ_a と ϕ_a は入射光子の絶対座標系における単位ベクトルの対頂角と方位角をそれぞれ示している。相対座標系の座標はそれぞれ軸を (x', y', z') として区別している。また線源の座標をそれぞれの座標系で $(x_{rel}, y_{rel}, z_{rel}), (x_{abs}, y_{abs}, z_{abs})$ と定義する。

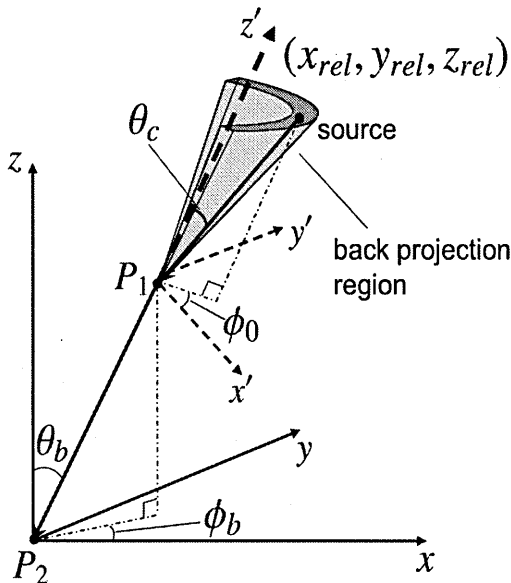


図 B.1: 相対座標系

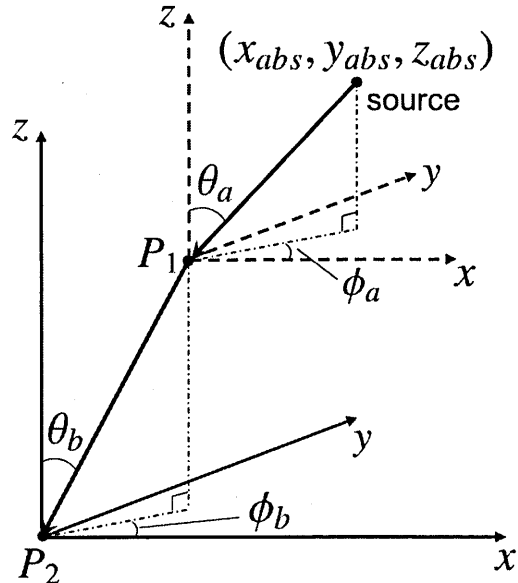


図 B.2: 絶対座標系

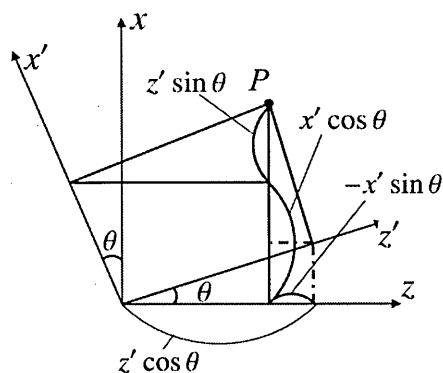


図 B.3: 座標回転 θ 方向

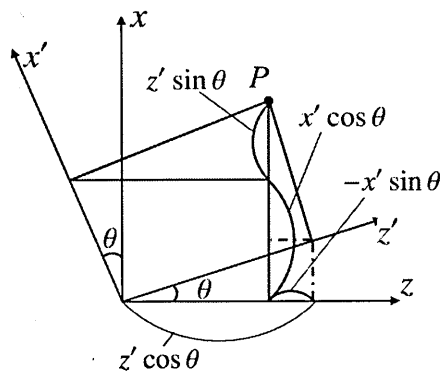


図 B.4: 座標回転 ϕ 方向

図 B.3 より, $x - z$ 平面において y 軸を中心に θ 回転させる回転行列 $R(\theta)$ は,

$$R(\theta) = \begin{pmatrix} \cos \theta & 0 & \sin \theta \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta & 0 & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (\text{B.1})$$

また, $X-Y$ 平面において Z 軸を中心に ϕ 回転させる回転行列 $R(\phi)$ は,

$$R(\phi) = \begin{pmatrix} \cos \phi & -\sin \phi & 0 \\ \sin \phi & \cos \phi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{B.2})$$

またそれぞれの座標系での P_s の座標のベクトル方向は

$$\begin{pmatrix} x_{rel} \\ y_{rel} \\ z_{rel} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin \theta_a \cos \phi_a \\ \sin \theta_a \sin \phi_a \\ \cos \theta_a \end{pmatrix} \quad (\text{B.3})$$

$$\begin{pmatrix} x_{abs} \\ y_{abs} \\ z_{abs} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin \theta_c \cos \phi_0 \\ \sin \theta_c \sin \phi_0 \\ \cos \theta_c \end{pmatrix} \quad (\text{B.4})$$

ここで相対座標系から絶対座標系への変換式は,

$$\begin{pmatrix} x_{rel} \\ y_{rel} \\ z_{rel} \end{pmatrix} = R(\theta)R(\phi) \begin{pmatrix} X_{abs} \\ Y_{abs} \\ Z_{abs} \end{pmatrix} \quad (\text{B.5})$$

以上のことから, 式 (3.23), 式 (3.24), 式 (3.25), 式 (3.26) を式 (3.27) に代入して,

$$\cos \theta_a = \cos \theta_b \cos \theta_c - \sin \theta_b \sin \theta_c \cos \phi_0 \quad (\text{B.6})$$

$$\sin \theta_a = \sqrt{1 - \cos^2 \theta_a} \quad (\text{B.7})$$

$$\cos \phi_a = \frac{\cos \phi_b \cos \theta_b \sin \theta_c \cos \phi_0 + \cos \phi_b \sin \theta_b \cos \theta_c - \sin \phi_b \sin \theta_c \sin \phi_0}{\sin \theta_a} \quad (\text{B.8})$$

$$\sin \phi_a = \frac{\sin \phi_b \cos \theta_b \sin \theta_c \cos \phi_0 + \sin \phi_b \sin \theta_b \cos \theta_c - \cos \phi_b \sin \theta_c \sin \phi_0}{\sin \theta_a} \quad (\text{B.9})$$

となり, 式 B.6~B.9 を適用することによって絶対座標系への変換が可能となる. またこれらを連立しなおし, θ_c と ϕ_0 について求めると式 B.10~式 B.13 が得られ, 絶対座標系から相対座標系の変換も可能となる.

$$\cos \theta_c = \cos \theta_a \cos \theta_b + \sin \theta_a \sin \theta_b (\cos \phi_a \cos \phi_b + \sin \phi_a \sin \phi_b) \quad (\text{B.10})$$

$$\sin \theta_c = \sqrt{1 - \cos^2 \theta_c} \quad (\text{B.11})$$

$$\cos \phi_0 = \frac{\cos \theta_b \cos \theta_c - \cos \theta_a}{\sin \theta_b \sin \theta_c} \quad (\text{B.12})$$

$$\cos \phi_0 = \frac{\cos \phi_b (\cos \theta_b \sin \theta_c \cos \phi_c + \sin \theta_b \cos \theta_c) - \sin \theta_a \cos \phi_a}{\sin \phi_b \sin \theta_c} \quad (\text{B.13})$$

付録C EGS5

C.1 EGS5の概要

EGS5は2005年にKEK(高エネルギー加速器研究機構)の平山,波戸らによって作られた電磁カスケードモンテカルロコードである。

EGSシステムの始まりは1963年頃にNagelによって作られたSHOWER1とよばれるシステムである。この頃はエネルギーが1000MeV以下の高エネルギーの粒子を対象としており,専ら宇宙線シミュレーションの分野で用いられてきた。その後の1977年に開発されたEGS3,1985年のEGS4の頃から低エネルギーの粒子を扱うことができるようになってきたため医療物理学研究の分野で広まりをみせるようになった。

今回用いたEGS5はFortran77を用いて書かれたシミュレーションコードであり,さまざまな物理的相互作用を扱うことができるため,より実際の状況に近いシミュレーションが可能となっている。EGS5の大きな特徴はユーザフレンドリー化とあって,学生などのイーージーユーザにとっても使いやすいように組み合わせジオメトリが提供されていることである。組み合わせジオメトリとは用いたいジオメトリの座標を入力することによって図C.1のようにCGによってジオメトリを出力し視覚的にジオメトリを確認することができる。また例えば立方体や円柱ジオメトリといったように用いることができるジオメトリの形には制限があるが,それらを複数組み合わせることができるため実際にはかなり複雑なジオメトリも作ることが可能である。同様に図C.1に示されるようにシミュレートした結果をCGで出力できるため,視覚的に粒子の飛跡を確認することもできる。また媒質もジオメトリ毎に設定することができるため,例えば人間の臓器を模擬したシミュレーションなどの複雑なジオメトリ設定も容易に作ることができるというメリットも持っている。

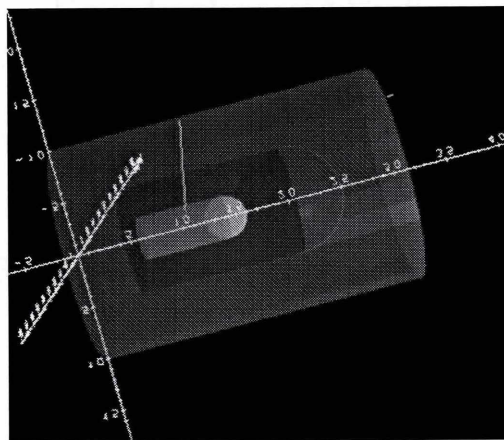


図 C.1: CG 出力の例

C.2 アルゴリズム

まず最初に EGS5 システムのフローを図 C.2 に示す。

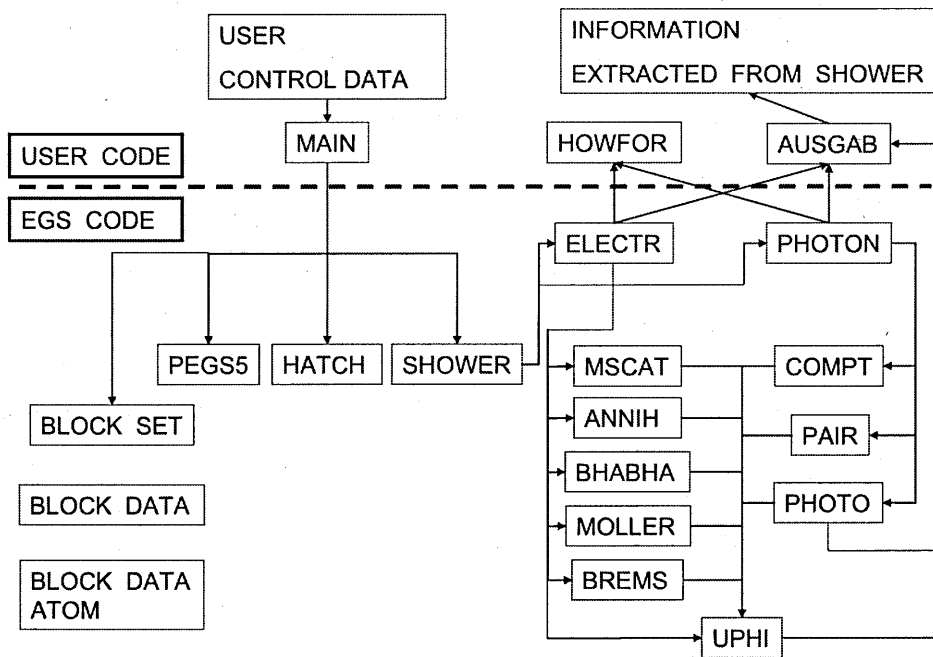


図 C.2: EGS のフロー

図 C.2 から分かるように、実際にユーザがプログラミングを行う EGS5 のユーザーコードは MAIN, AUSGAB, HOWFOR の 3 つの部分から成り立っている。

またそれらの他に関数呼び出し部として定義されるエグスコードが存在する。この中で重要なものはジオメトリや媒質の定義ファイルを扱う PEGS5 と実際に粒子輸送を行う SHOWER である。PEGS5 では別ファイルとして定義した媒質定義ファイルとジオメトリ定義ファイルを組み合わせ EGS に組み込む役割を持っている。また PEGS5 では MAIN プログラムや媒質定義ファイルで設定されるジオメトリごとのオプションなども管理している。EGS5 の中で最も重要な役割を持つ SHOWER は光子や電子などのさまざまな粒子輸送を行う役割をもっている。図 C.2 に示されるように SHOWER 関数はまず現在追跡している粒子が光子か電子や陽電子などを判別し、光子ならば PHOTON を電子ならば ELECTR を呼び出す。その後それぞれの散乱が起こるかどうかをモンテカルロ法を用いて計算し、例えば制動放射を扱う BREMS やコンプトン散乱を扱う COMPT などの関数を呼び出している。その後データは一度 UPHI で整理され、ユーザーコードである AUSGAB へと出力される。このルーチンは 1 回の粒子輸送に対して何回も繰り返される。例えば他の媒質に入っただけでも 1 度この処理が行われ AUSGAB へと出力される。このようにかかなり細かな状態までもユーザーコードである AUSGAB に出力することによってユーザの細かな要求までも満たせるように作られている。

C.2.1 MAIN

MAIN のプログラムコードは、全部で9つのステップに分かれている。EGS5 のメインプログラムは以下のような流れで書かなくてはならない。

- ステップ1
一般的なプログラムと同様に、最初にヘッダーファイルの定義や変数の定義などを行う。また、入力、出力ファイルの読み込みもこの部分で行う。
- ステップ2
物質データを作成する PEGS5 を呼び出す準備として、ここで使用する媒質の定義を行う。主に使用する物質をナンバリングしたり、物質の最も小さい部分の距離を把握させたりする。そして最後に PEGS5 を呼び出す
- ステップ3
CG 出力の定義、散乱中に起こる相互作用のオプション (レイリー散乱は加えるか?, オージェ電子は発生させるか?等) の設定、使用する乱数発生器 (Ranlux) の初期値 (seed) の決定等を行い、最後に乱数発生器のコードを呼び出す。
- ステップ4
このステップでは入射粒子の種類、初期エネルギー、入射位置、入射角等の、入射粒子の初期値を定義する。
- ステップ5
PEGS5 で作成したジオメトリデータを読み込む HATCH 関数を呼び出す。
- ステップ6
粒子の境界までの距離を計算し、粒子が今いる境界を判定してくれる関数である HOW-FOR で用いる変数の初期化を行う。
- ステップ7
ユーザの欲しい情報を保存しておく関数である AUSGAB で用いる変数の初期化を行う。この部分で発生させたい粒子数や記録したい粒子数を定義する。
- ステップ8
このステップ8 で実際に光子輸送を行う関数である SHOWER 関数を呼び出すための準備を行う。そしてステップ7 で定義した回数だけ SHOWER を呼び出して光子輸送を行う。
- ステップ9
最後にデータの出力を行う。

C.2.2 AUSGAB

AUSGABはユーザーの求める情報を記録するためのサブルーチンで、いつこれを呼び出し、どの情報を記録するのは全てユーザーが設定することができる。つまりこのAUSGABでどの情報をどのような形式でまとめて表示するのかを決定することができる。すなわちユーザーにとってはEGS5で最も大事な部分であるといえる。またここでは自分の要求を様々なオプションで簡単に設定することができる。例えばコンプトン散乱が起きたときのみAUSGABを呼び出すなどの設定も行えるため、欲しい情報のみを選別し計算することが容易にできるように作られている。

C.2.3 HOWFOR

HOWFORは粒子の進行方向での領域の境界までの距離を計算し、相互作用が起こった点までの距離と比較し、もし境界までの距離のほうが短かった場合は粒子の移動距離を境界までの距離に置き換え領域を変更するというようなMFPと領域の管理を行ってくれる関数である。その他にも検出領域外に粒子が出てしまったときに輸送を終了させたり、ある条件が起こったときに強制的に輸送を終了させたりすることもできる。