

千葉大学大学院理学研究科
修士論文

炭素線治療時に生じる
二次粒子の炭素同位体の成分評価に向けた
レンジカウンタの開発

平成 24 年 2 月提出

基盤理学専攻
物理学コース

金山 沙緒里

目次

第1章 序論	1
1.1. 重粒子線治療	1
1.2. フラグメント反応	4
1.3. 本論文の構成	6
第2章 原理	7
2.1. ΔE -E法(カウンターテレスコープ法)	7
2.2. レンジカウンタ	9
2.3. ΔE -E法+レンジカウンタ	10
第3章 実験装置と実験方法	11
3.1. 実験環境	11
3.1.1. HIMAC	11
3.1.2. 930型AVFサイクロトロン	13
3.2. シンチレーション検出器	14
3.2.1. ΔE / トリガー検出器.....	15
3.2.1.1. プラスチックシンチレータ EJ-212	15
3.2.1.2. 光電子増倍管(PMT; Photo Multi Tube)	16
3.2.2. E検出器	16
3.2.2.1. プラスチックシンチレータ EJ-240 / CsI	17
3.2.2.2. フォトダイオード	18
3.3. イメージインテンシファイア(I.I.)と CCD カメラ	19
3.3.1. イメージインテンシファイア(I.I.; Image Intensifier)	19
3.3.2. CCD カメラ / HiPic	22
3.4. 実験体系	25
3.5. 測定回路	28
3.6. データ収集(DAQ; Data Acquisition)システム	30
3.7. 受光量の理論的見積り	31

第4章 データ解析	34
4.1. DAQ	34
4.1.1. DAQデータの選定	34
4.1.2. DAQシステムの分解能評価	35
4.2. レンジカウンタ	38
4.2.1. 画像形式の変換	39
4.2.2. Image Jを用いた画像処理	39
4.2.2.1. フィルタ①(離散的な光点から飛跡として線を読み取る)	39
4.2.2.2. 画像の2値化	42
4.2.2.3. フィルタ②(複数のROIを関連付ける)	43
4.2.2.4. ROIの選定とStop pointの読み取り	46
4.3. 実験結果	49
4.4. シミュレーション結果との比較	53
第5章 結論	58
5.1. 実験のまとめ	58
5.2. 今後の課題と展望	59
5.2.1. レンジカウンタのエネルギー検出	59
5.2.2. 他粒子への応用	61
5.2.3. 角度分布の測定	62
5.3. 本論文のまとめ	64
参考文献	65
謝辞	67

第1章 序論

1.1. 重粒子線治療

悪性新生物(がん)は1981年に我が国における死因の1位となってから現在に至るまで一貫して増加傾向にある(図1-1)。表1-1に示す厚生労働省の人口動態統計[1]によれば、2010年のがんによる死亡者数は353,318人に至り、総死亡数の29.5%を占めている。政府はがん対策として、1984年から「対がん10カ年戦略」、1994年から「がん克服新10カ年戦略」、2004年から「第3次対がん10カ年総合戦略」、さらに2007年には「がん対策基本法」が施行され、継続してがんの予防・診断・治療に関する研究を総合的に推進している。今後、人口の高齢化が加速され、さらなるがん患者数の増加が予測されており、がん治療の研究はますます重要な課題となってくると考えられる。

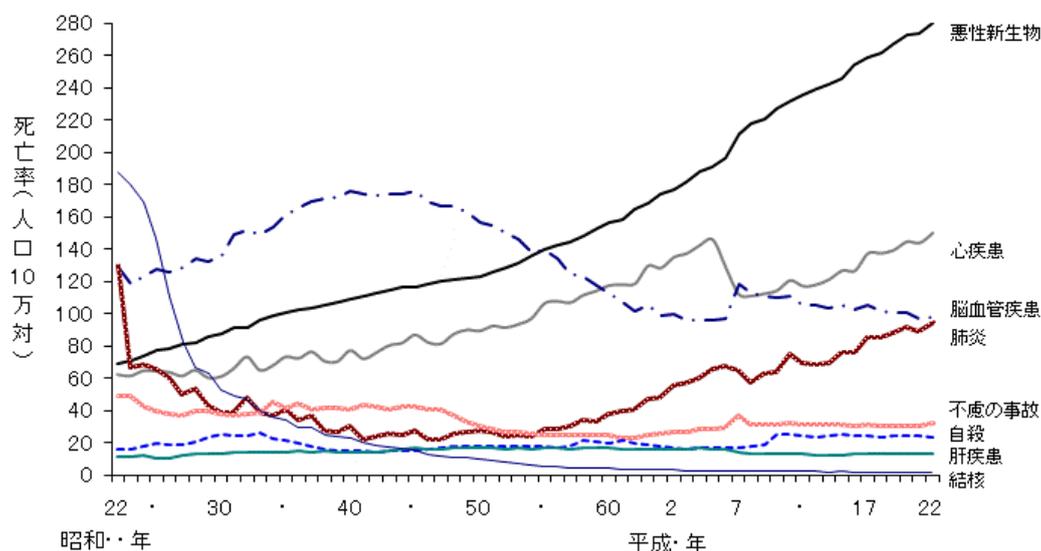


図1-1 主な死因別死亡率の年次推移

表1-1 主な死因別死亡数の割合(2010年)

	率	数
総数	100	1,197,066
悪性新生物	29.5	353,318
心疾患	15.8	189,192
脳血管疾患	10.3	123,393
肺炎	9.9	118,806
老衰	3.8	45,323
不慮の事故	3.4	40,583
自殺	2.6	29,524
その他	24.8	296,927

第1章 序論

現在、がんの主な治療法には外科的手術、放射線治療、化学療法、免疫療法がある。この中で、原発部位のがんの根治を期待できるのは外科的手術と放射線治療である。外科的手術は腫瘍が小さく、体を切開して物理的に腫瘍を摘出可能な場合のみ有効な方法である。放射線治療は放射線の殺細胞効果を利用して腫瘍を消滅させるもので、消化管等の動きの激しい部位への適用は難しいが、外科手術では困難な部位に対する治療が可能であるという利点もある。また、近年は単に高い治療効果だけでなく、治療後の生活の質(QOL; Quality Of Life)を温存することが求められるようになった。放射線治療は組織・形態を良好に保存できることから、その重要性が高まっている。

図 1-2 に外部放射線治療に用いられる様々な放射線の深部線量分布を示す[2]。光子線や中性子線のような非荷電粒子は粒子数が体内で深さと共に指数関数的に減衰するため、体内深部にある腫瘍に照射すると、その手前にある正常細胞に大きな線量を与えてしまう。そのため、病巣の形状に合わせて照射方向・範囲・強度を調整して照射する強度変調放射線治療(IMRT; Intensity Modulated Radiation Therapy)などのように様々な工夫をして正常細胞の線量を減らしているが、散乱線や透過線が存在するため腫瘍周辺の重要臓器への被ばくは避けられない。一方、荷電粒子の場合は、主要なエネルギー損失が物質に含まれる電子との間のクーロン相互作用による連続減速である。荷電粒子の運動エネルギーと単位長さ辺りのエネルギー付与との間には **Bethe-Bloch** の式に従う反比例の関係が成立する[3]。飛程の前半、すなわち粒子が高速で移動している状態ではエネルギー付与はほぼ一定を保ち(プラトー領域)、終端に近づき速度が低下すると急激にエネルギー付与が大きくなる。最終的には周囲の電子が付着して中性となり静止する。これによって、飛程の終端部分にブラッグピークと呼ばれる鋭いエネルギー付与ピークが形成される。ブラッグピークを腫瘍に重ね合わせることで、腫瘍を集中的に破壊しつつも、正常細胞への損傷は腫瘍に比べ十分低く抑えることができる。重粒子線と同じ荷電粒子である陽子線を比較すると、質量の大きい放射線ほど散乱角度が小さくなるため、腫瘍に限定して照射することが可能である。15cm の飛程をもつビームで比較すると、飛程終端での照射野の半影(ペナンプラ)は陽子の 10mm に対して炭素線は 3mm と、1/3 以下である[4]。また、ビーム軸方向の広がり(ストラグリング)も陽子より小さいため、結果として陽子線よりも急峻なブラッグピークを得ることができる。

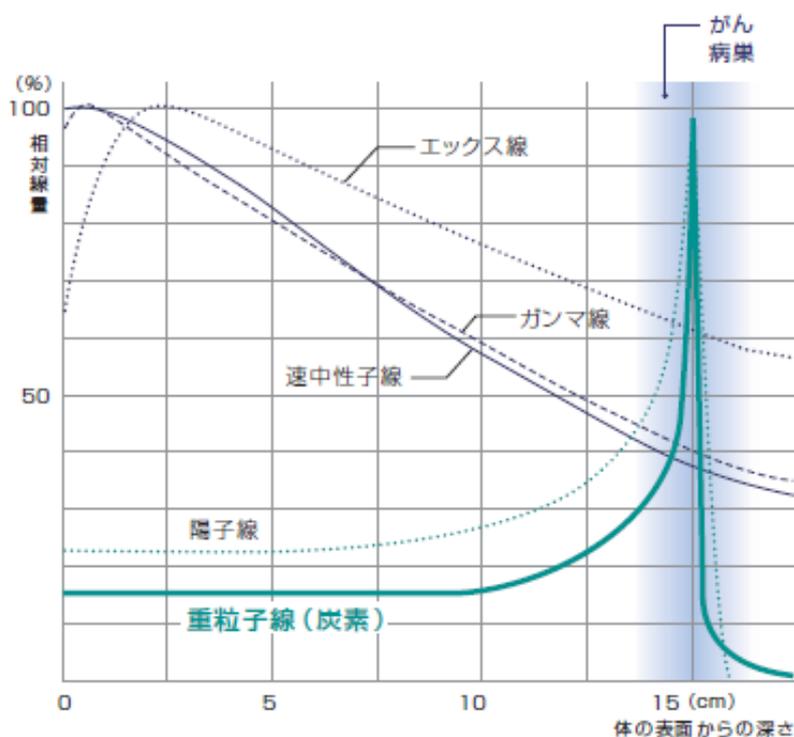


図 1-2 様々な放射線の深部線量分布

さらに、ヘリウム以上の原子番号をもつ重粒子線は、中性子線のように抵抗性の細胞に対しても高い生物効果がある。このような生物効果は生物効果比(RBE; Relative Biological Effectiveness)と酸素効果比(OER; Oxygen Enhancement Ratio)として数値的に表すことができる。RBE とはその放射線が基準放射線(X線あるいは ^{60}Co - γ 線)に比べて何倍の生物効果があるかを示した値(式 1-1)であり、OER とは酸素が豊富にある場合では低酸素状態に比べて効果が何倍に増加するかを示す値(式 1-2)である。

$$RBE = \frac{\text{ある効果を得るのに必要な基準放射線の吸収線量[Gy]}}{\text{同じ効果を得るのに必要な試験放射線の吸収線量[Gy]}} \quad \text{式 1-1}$$

$$OER = \frac{\text{無酸素条件下である効果を得るのに必要な吸収線量[Gy]}}{\text{酸素存在下で同じ効果を得るのに必要な吸収線量[Gy]}} \quad \text{式 1-2}$$

RBE は高く OER は低い方が腫瘍を殺傷するには良いとされる。 γ 線や X 線や陽子線では RBE がほぼ 1 であるのに対し、炭素線ではブラッグピークに近づくにつれて大きくなり、ピーク付近では約 3 となるので、高い生物効果を腫瘍に限定して与えることができる。また光子線や陽子線では、主に水分子や酸素分子を励起した後にできたラジカルが DNA 分子を破壊する間接作用の割合が高いため OER が約 3 と高い。一方で、重粒子線では DNA 分

子を直接作用で破壊する割合が高いため OER が低く、腫瘍内の低酸素細胞でもあまり効果が落ちないという利点がある。他に重粒子線では細胞周期や患者個人差による細胞の放射線感受性のばらつきが少ないといった利点もある。しかし、原子番号が高いほど核反応断面積が増加して入射粒子のフラグメント反応が起こりやすくなるため、そこで発生したフラグメント粒子による横方向の拡がりや飛程を超えて線量を与えるといったことも考慮しなくてはならない。さらに、あまりに原子番号が高すぎると細胞の殺傷に十分なエネルギー量以上が付与される overkill によりピーク付近の RBE が小さくなり、結果、RBE を加味した生物線量として peak/plateau 比を低下させてしまう。そのため、それらのバランスを考えて、現在の重粒子線治療は数百 MeV/n の炭素線を使って行なわれている。

1.2. フラグメント反応

先にも述べたように、重粒子線治療においてフラグメント反応は考慮されるべき問題である。深部の病巣を治療する場合、治療ビームは水中で 15~30cm 程度の飛程が必要である。炭素イオンの場合、290~430MeV/n、 $\beta=v/c\sim 0.8$ という相対論的領域に至る。このエネルギー領域では、入射する原子核と物質中の原子核とが衝突した際、双方が複数の破砕片(フラグメント)に砕けるフラグメント反応が生じる。図 1-3 に、abrasion-ablation モデル [5]として知られるフラグメント反応の様子を示す。入射核と標的核のうち反応に関与した部分(participant)は非常に高温となり、核内からその部分の核子が四散する。残りの部分(spectator)は取り去られた核子が持っていた運動量分だけ反跳を受けるが、衝突前の入射粒子の運動量に比して一般的に小さいことから、反応前の入射粒子の速度をほぼ保って飛散する(abrasion 過程)。pre-fragment が励起状態にあり、不安定な場合には崩壊して安定状態に移行する。このときの核反応エネルギーは初期のエネルギーに比べて十分小さいため、放出された粒子も元の fragment 同様、projectile-fragment となる(ablation 過程)。

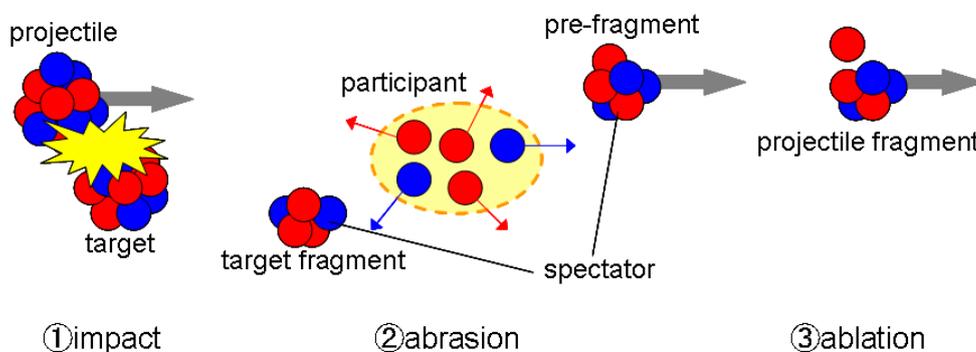


図 1-3 abrasion-ablation モデル

その結果、体内を進行する治療ビームに様々なエネルギーをもった様々なフラグメント核種が混入することになる。これらのフラグメント核種は一次粒子よりも質量が小さいため、一次粒子の飛程を超えてより深い領域に到達し、ブラッグピークの奥に”fragment-tail”と呼ばれる、フラグメント粒子によって線量が付与される領域をもたらす。現代の生物学では、荷電粒子の RBE は微視的にはマイクロメートル以下の領域に付与されるエネルギー量、巨視的には入射粒子の種類とエネルギーに依存すると考えられている[6]。したがって、重粒子線の生物効果を正しく評価するには、ビームの線量に加え、”線質”、すなわち粒子の種類別のフルエンス及びエネルギー分布の情報を取得する必要がある。

また一方で、そのフラグメント反応を積極的に利用した研究もなされている。腫瘍に集中的に線量を与えることができる陽子線・重粒子線治療において患者体内の陽子や重粒子線の飛程は厳密に調べられている必要がある。しかし、治療計画作成から治療までの数週間の間腫瘍の形状が変化したりするリスクは否定できず、数週間後の予後診断以外に計画通りの照射が行なわれたかを確認する方法がないのが現状である。そこで、図 1-4、図 1-5[7]に示すように照射ビームが引き起こす核破砕反応によって生成(auto-activation)される ^{11}C などの陽電子放出核を陽電子断層撮影 (PET; Positron Emission Tomography) の原理で画像化する方法が注目されている。陽子線治療では陽電子放出核として主に ^{15}O が生成され、炭素線治療では加えて ^{10}C と ^{11}C が生成される。生成された不安定核 ^{10}C ・ ^{11}C ・ ^{15}O は β^+ 壊変($A(Z,N)\rightarrow A(Z-1,N+1)+e^++\nu_e$)をする。核内陽子が中性子に変化することで放出されたエネルギーは一部ニュートリノによって持ち去られるため、放出された陽電子は連続的なエネルギースペクトルを持っている。例えば、 ^{11}C から放出された陽電子の場合、最高で 960keV、平均で 368keV のエネルギーを持つ。このような陽電子は静止して近隣の電子と対消滅($e^++e^-\rightarrow\gamma+\gamma$)するまでに体内で 4mm まで進む。陽電子の多重散乱により、陽電子の飛跡は直線からかけ離れたものとなっているため、平均通過距離は実際の飛跡より短くなる。1MeV の電子では平均通過距離は飛跡の半分程度となり、その結果 ^{11}C によって放出された陽電子の場合、ほとんどが放出された場所から 2mm 以内で対消滅することがわかっている[8]。多重散乱された陽電子は減速し e^++e^- 対消滅はほぼ静止した状態で起こるため、2つの光子は約 180° 方向に放出される。この光子を標的外に設置されたポジトロンカメラや PET 等の検出器によって測定される。ここから、シミュレーションに基づき、再構成アルゴリズムを用いることで陽電子放出体の分布に近いであろう対消滅の分布を得ることができる。さらに、陽子や重粒子線によって引き起こされる β^+ 壊変の空間分布は対応する線量分布に強く関係しているため、そこから実際の線量分布を確かめるといった試みがなされている[9]。

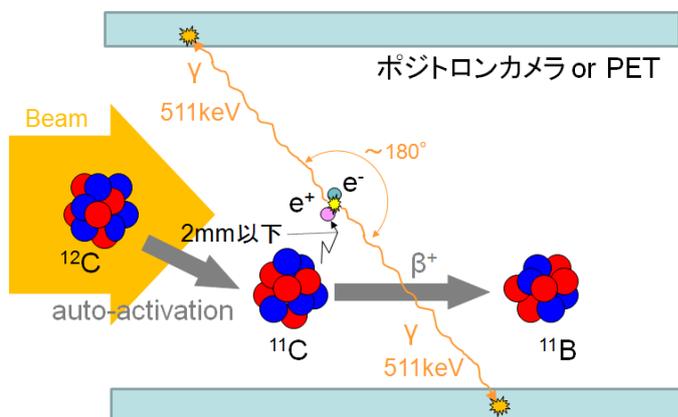


図 1-4 フラグメント反応から生じた陽電子放出核を利用した線量分布測定

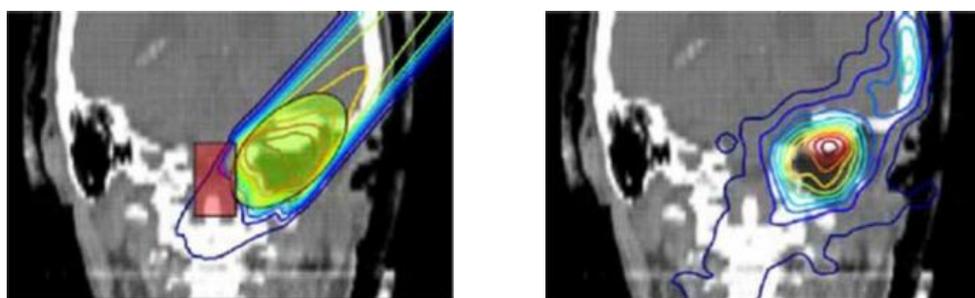


図 1-5 治療計画の線量分布(左)と図 1-4 の測定によって算出された線量分布(右)

以上のことから、炭素線治療時に生じる二次粒子の成分評価が必要とされる。ほとんどの場合、二次粒子の成分を評価するというと原子番号の違いしか考慮されていなかったが、本研究ではその今まで実験的な検証が行われてこなかった同位体の成分評価を目的としている。今回はその第一段階として、炭素の同位体 ^{11}C と ^{12}C の同定を試みた。

1.3. 本論文の構成

本論文は以下の 5 章からなる。

第 2 章では、本研究で使用した粒子識別・測定システムである ΔE -E 法とレンジカウンタの原理的説明を行なう。

第 3 章では、重粒子線がん治療装置 HIMAC と大型サイクロトロンの概略及び各ビームの特徴、また $^{11}\text{C}/^{12}\text{C}$ 判別の実験体系と使用した各機器の原理と特性を記述した。

第 4 章では、データ収集システム(DAQ)とレンジカウンタから得られたデータの解析方法とその結果、特に画像処理を中心とした取得したデータの解析方法について順を追って説明している。また、Geant4 を用いたシミュレーション結果との比較も行なった。

以上の成果を受けて第 5 章では総括を行ない、今後の課題と展望について言及している。

第2章 原理

治療用重イオンのビームの体内における線質を調べる際には、人体を模擬するターゲット(水、PMMA 等)に重イオンを照射し、その後方でどのような種類・エネルギーの粒子がどれくらい発生したかを検出する。本章では、治療ビームの線質測定に適した計測システムとその原理について説明する。

2.1. ΔE - E 法(カウンターテレスコープ法)

ΔE - E 法とは粒子のエネルギー損失 ΔE とエネルギー E から粒子種を弁別する方法である。図2-1に主な実験例の体系を示す。検出体系は粒子が通過する程の薄いシンチレータを用いた ΔE 検出器と粒子が完全に静止する程の厚いシンチレータを用いた E 検出器から構成される。

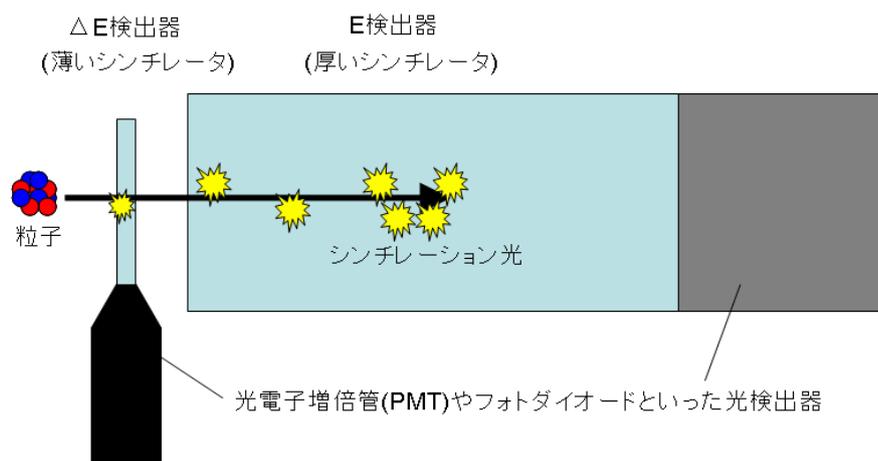


図2-1 ΔE - E 法

荷電粒子の単位長さ当たりのエネルギー損失 dE/dx とエネルギー E はBethe-Blochの式(式2-1)で関係付けることができる[10]。

$$\frac{dE}{dx} \approx \frac{2\pi e^4 z^2}{m_e E} mNZ \left[\ln \frac{4m_e E}{I m} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right] \quad \text{式 2-1}$$

z : 粒子の電荷、 E : エネルギー、 m : 質量、 $\beta = v/c$: v は速度・ c は光速
 Z : 標的物質の電荷、 N : 単位体積当たりの原子数、 I : 平均励起ポテンシャル
 m_e : 電子の静止質量、 e : 電荷素量

ここで、 ΔE 検出器が非常に薄く観測されるエネルギー損失が全エネルギー量と比較して、無視できれば、一次近似として式 2-2 のような比例関係が成り立つ。

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{mz^2}{E} \quad \text{式 2-2}$$

そのため、図 2-2 に示すように、同時に測定された ΔE 検出器と E 検出器の出力を 2 次元プロットにすると、粒子の質量数 m と電荷 z の違う粒子は異なった線を描き粒子を同定することができる[11]。

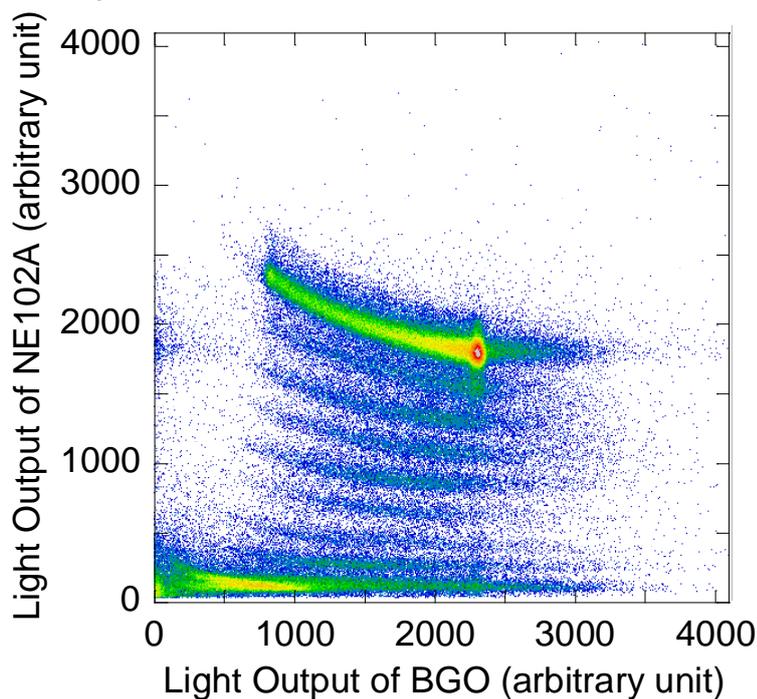


図 2-2 PMMA60mm を挿入し
 ^{20}Ne 400MeV/n、SOBP 60cm を入射した場合の
 ΔE 検出器(NE-102)と E 検出器(BGO)の出力関係

式 2-2 から誤差の伝搬は式 2-3 で与えられる。

$$\frac{\langle \delta(mz^2) \rangle}{mz^2} = \sqrt{\left(\frac{\delta E}{E}\right)^2 + \left(\frac{\delta(dE/dx)}{dE/dx}\right)^2} \quad \text{式 2-3}$$

電荷 $z \leq 6$ の粒子を電荷の違いで弁別する場合、 ΔE 検出器と E 検出器合わせて約 30%の分解能が必要になる。しかし、 ^{11}C と ^{12}C を弁別する場合、約 8%の分解能が必要となる。加えて、 ΔE 、 E 検出器にシンチレータを用いた場合には原子番号が大きい粒子ほどエネルギーに対する応答が鈍くなる消光特性が知られている。このように、 ΔE - E 法は電荷 z の違いには敏感であるが、特に z が大きい場合には質量数 m の違いまでは弁別することは困難である。

2.2. レンジカウンタ

質量数の差を弁別する場合、一般には上述の ΔE - E 法に飛行時間法（TOF; Time-Of-Flight）が併用されることが多い。TOFは距離の既知な二点間を粒子が飛行するのに要する時間から速度を決定し、 ΔE - E 法で測定したエネルギー情報と組み合わせることで質量数の情報を得ることができる。しかし、十分な速度分解能を得るためには、治療ビームの速度領域では5m以上の飛行距離を準備する必要があり、空間の制限された治療室環境にはそぐわない。そこで、治療室といった限られたスペースで同位体も含めた粒子の弁別を行なうためには、他の測定方法を考える必要がある。そこで、本研究では粒子の飛程に着目した。粒子の飛程は式2-4のように表される[10]。

$$x = \int \frac{1}{dE/dx} dE \propto \frac{E}{mz^2} \quad \text{式 2-4}$$

この式は式2-1の逆数の積分の形となっているため、 ΔE - E 法では弁別困難な粒子の質量 m による違いがより観測されやすいのではないかと考えることができる。

本研究における粒子の飛程の測定は、粒子飛程よりも厚いシンチレータに入射させ、その発光分布をイメージインテンシファイア(I.I.)で増強し CCD カメラで撮影することで行なう(3.2.参照)。ここで得た画像データから、粒子の飛程を読み取った。詳細は4.3.と5.2.1.で述べるが、その飛程の分解能は約2%と高分解能であるのに対し、画像データから読み取ることができるエネルギーの分解能は高密度で発光量の多いシンチレータであるCsIを用いたとしても約30%であった。ここで、式2-4から誤差の伝搬は式2-5で与えられる。

$$\frac{\langle \delta(mz^2) \rangle}{mz^2} = \sqrt{\left(\frac{\delta E}{E}\right)^2 + \left(-\frac{\delta x}{x}\right)^2} \quad \text{式 2-5}$$

290MeV/nの ^{12}C と ^{11}C を弁別する場合、

$$\frac{\delta E}{E} = \sqrt{\left(\frac{\langle \delta(mz^2) \rangle}{mz^2}\right)^2 - \left(\frac{\delta x}{x}\right)^2} \approx 0.08 \quad \text{式 2-6}$$

となって、エネルギー分解能は約8%必要であることがわかる。

よって、同位体も含めた粒子の弁別を行なうにはエネルギー分解能をより向上させる必要があり、現状ではレンジカウンタ単独での測定では難しい。

2.3. ΔE -E 法+レンジカウンタ

レンジカウンタにおいて重要な役割を果たす CCD カメラは外部の TTL 信号を入力することでシャッターをきることができる。そのトリガー信号を生成するために、レンジカウンタの前に、粒子が通過するほどの薄いシンチレータを置く。この構成は ΔE -E 法に共通するものである。 ΔE -E 法は 2.1. で述べたように粒子弁別において広く使われており粒子の電荷の違いによる弁別の実績もあることから、本研究ではレンジカウンターシステムに ΔE -E 法を取り入れた。これによって、2.2. で述べたようなレンジカウンタのエネルギー分解能の悪さを補い、粒子の同位体も含めた弁別が可能になると考えた。

第3章 実験装置と実験方法

3.1. 実験環境

本研究では放射線医学総合研究所の HIMAC(Heavy Ion Medical Accelerator in Chiba)[12]を用いて、主目的である $^{11}\text{C}/^{12}\text{C}$ の判別実験を行なった。また、930 型 AVF サイクロトロン(大型サイクロトロン)から照射される proton を用いて、補助的な実験も行なった。

3.1.1. HIMAC

HIMAC の加速器部は主に線形加速器と主加速器に大別される。イオン源から取り出された重イオンはあらかじめ RFQ とアルパレという 2 つの線形加速器で核子あたり 6MeV まで加速され、主加速器であるシンクロトロンに入射される。この際、シンクロトロンの電磁石は入射したばかりの低エネルギービームを周回させるために低い磁場に設定されている。入射が完了すると加速が開始され、また同時にビーム軌道半径を一定に保つため徐々に磁場を高めていく。ビームが目的のエネルギーまで加速されると磁場を一定に保ち、この間にビームはシンクロトロンから取り出され治療室、生物照射室、物理汎用照射室等に運ばれる。HIMAC の場合、入射・加速・取り出しの一連は 3.3s(ビーム取り出し(スピル)時間 約 2s)の固定周期で運転されている。現在 HIMAC では H、He、N、O、C、Ne、Si、Ar 等のイオンについて最大で核子あたり 800MeV まで加速することが可能である。

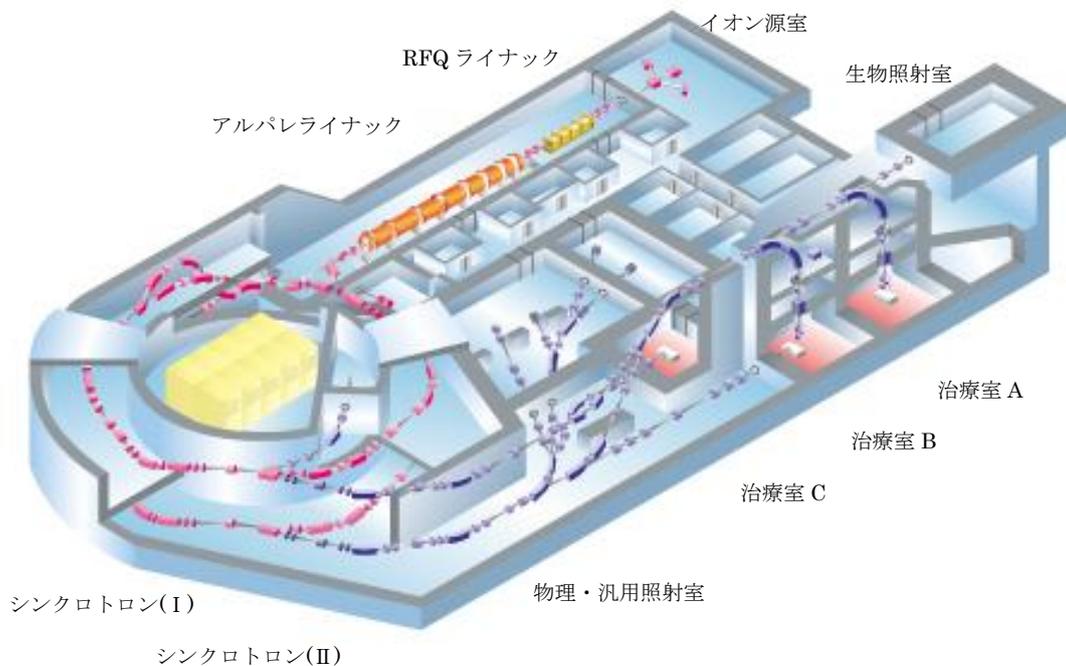


図 3-1 HIMAC の概略図

第3章 実験装置と実験方法

シンクロトロン輸送系から出てくるビームは幅が狭く、エネルギーの分散がない単色のビームである。ビームを三次元的な広がりをもつ腫瘍に照射するためには、このビームをビーム軸垂直方向と進行方向に拡大する必要がある。ビーム軸垂直方向の拡大には2重散乱体法、ワブラー法、ビーム走査法がありHIMACでは1994年の治療開始以来ワブラー法で照射野を形成してきた[13]。2011年からは新たにビーム走査法に基づいた治療ビーム照射も並行して実施されている。今回はワブラー法によって拡大されたビームを用いた。ワブラー法では、ビームは垂直・水平1対の偏向電磁石により円形に走査された後、散乱体を通すことによって平坦な照射野が形成されている。ビーム軸垂直方向に広げられたビームはコリメータによって余分な照射野をカットされると、最大照射野22cmφ、照射野平坦度±2.5%以内の一様な強度のビームを作ることができる。進行方向の拡大はリッジフィルターと呼ばれる不均等厚のアルミ製の板(リッジ)に通して、リッジ通過後の残飛程に腫瘍の大きさに合わせた幅をもたせたSOBPビームにする。飛程は様々な厚さのPMMA板から成るレンジシフタで調整する。治療の場合はさらに真鍮製の患者コリメータやマルチリーフコリメータで腫瘍の形状に合わせ照射範囲を限定し、ビームが腫瘍深部側の形状に合わせて止まるように調節されたボラスと呼ばれるポリエチレン製の吸収体を通過して体内に照射される。

本研究のHIMACを用いた実験はHIMAC棟内の治療室、及び治療室と同等の照射野形成機器をもつ生物照射室で行なった。

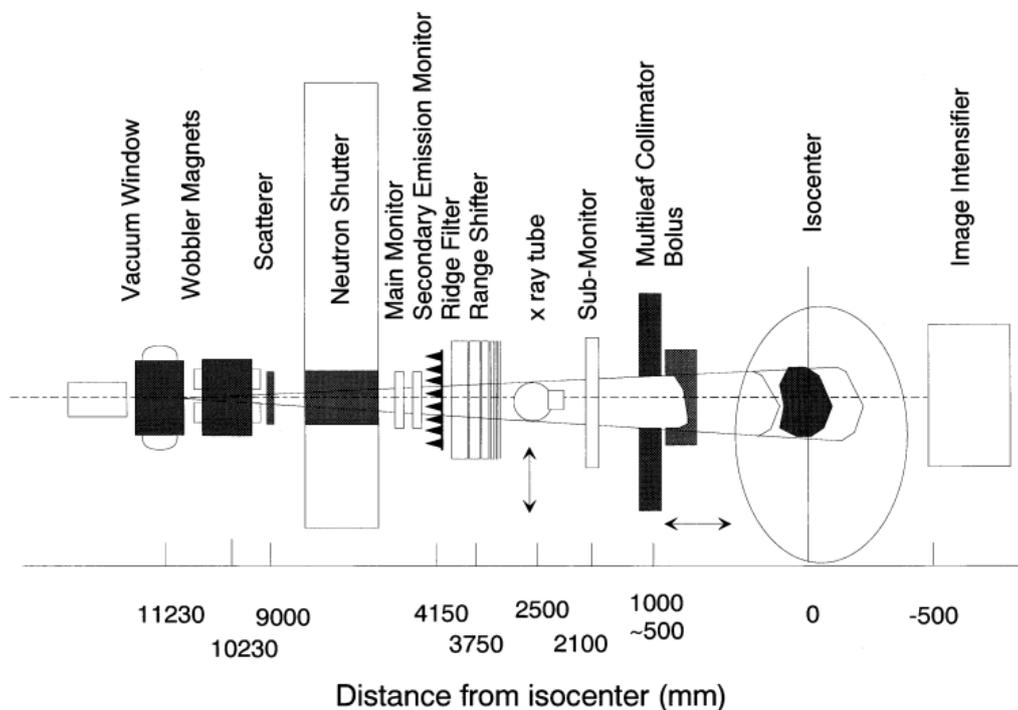


図 3-2 ビームライン

3.1.2. 930 型 AVF サイクロトロン

AVF サイクロトロンは円型加速器の一種で、電磁石と高周波発生装置が主な構成要素である(図 3-3)。電荷を帯びたイオンは磁場中では直進することができず、エネルギーに応じた半径で円軌道を描き、その周回周期は磁場の強さとイオンの質量・電荷によって決まる(サイクロトロン運動)。円軌道を半分ずつ覆うように 2 個の電極を置き、高周波発生装置で電極の間に一定の周期で電場の向きが入れ替わる交流電場を発生させて、イオンが電極間を通過するタイミングと高周波電場の周期を同期させれば、イオンは電極を通過する毎に少しずつ加速され、最終的には高いエネルギーまで加速される。イオンのエネルギーが高くなると当然周回軌道の半径は大きくなるが、半径と速度が厳密に比例する様に磁場をデザインすれば、エネルギーによらず高周波電場とイオンの運動を同期させることができる。このような性質を持つ磁場を等時性磁場と呼び、AVF サイクロトロンは一台の電磁石で等時性磁場を作り出すタイプのサイクロトロンである。イオンは電磁石の磁極の間に設置された真空槽の中を運動し、十分なエネルギーに加速されてその軌道がある所定の半径(取り出し半径)に達したら、イオンビームはサイクロトロンから引き出されて、真空ダクトの中を通過してビームラインに導かれる。そのため、シンクロトロンとは異なり、連続的にビームを取り出すことができるという特徴がある。放射線医学総合研究所の大型サイクロトロンでは、proton の場合、最大約 80MeV、強度は $10^2 \sim 10^{13}$ pps と広範囲のビームを生成できる。

本研究では補足実験として、このサイクロトロンで生成した proton を用いた実験も行った。

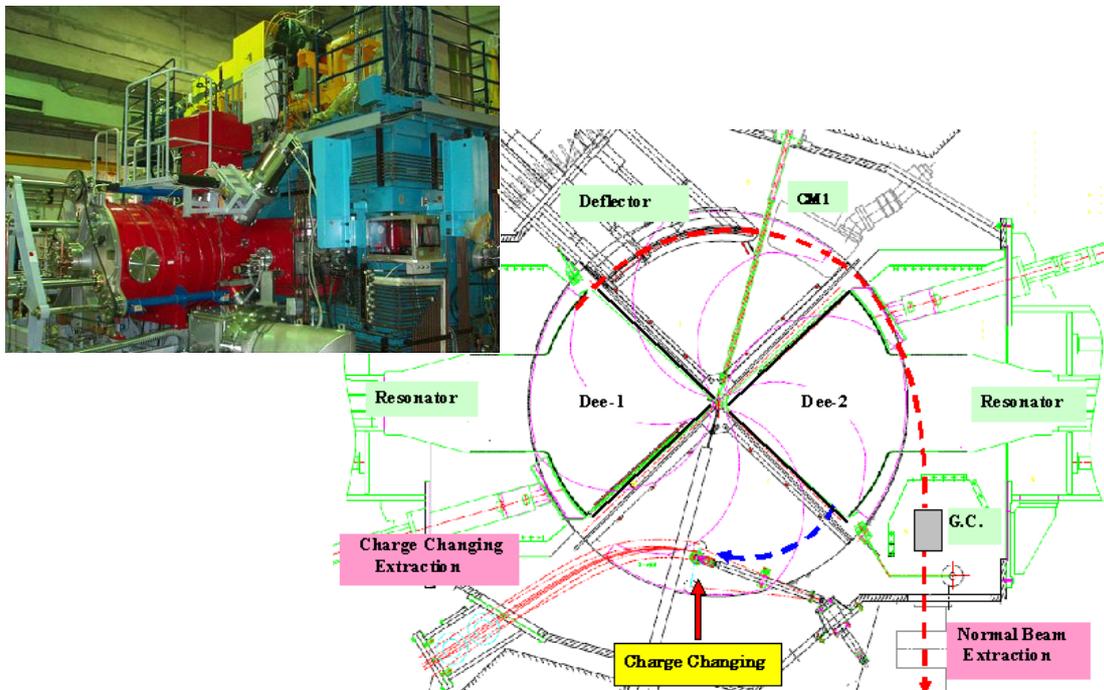


図 3-3 AVF サイクロトロン

3.2. シンチレーション検出器

放射線(高エネルギー光子及び荷電粒子)がある種の物質中を通過すると、そのエネルギーは物質中の電子を励起し、電子が基底状態に戻る時にそのエネルギーの一部が光として放出される。この現象をシンチレーション、放出光をシンチレーション光、シンチレーション光を発する物質をシンチレータという。シンチレーション光の光子数が入射放射線の個数、エネルギーに比例するというシンチレータの性質を利用することで放射線の計測に幅広く用いられている。シンチレーション光は、即発蛍光、遅発蛍光、燐光の3種類に分けられる。即発蛍光とは、外部からのエネルギーによって励起した物質から即発的にシンチレーション光が放出されることである。遅発蛍光は即発蛍光と同じ波長の光が放出されるが、励起後の発光時間ははるかに長いという特徴を持つ。燐光は蛍光より波長の長い光が放出され、かつその発光時間が長いという特徴を持つ。これら以外に、励起分子のエネルギーが可視光に変換されず主に熱によって失われる遷移があり、このような蛍光現象を伴わない過程を消光という。

シンチレータの荷電粒子に対する応答は、単位長さあたりに放出される蛍光エネルギー dL/dx と荷電粒子のエネルギー損失 dE/dx の間の関係式で表される。Birksによって初めて提唱され、その後よく用いられている関係は、粒子の飛跡に沿った高い電離密度のところは損傷を受けた分子によって消光され、その結果としてシンチレーション効率の低下を招くという過程に基づいている[14]。粒子の作用によって損傷を受けた分子の密度は直接電離に比例すると仮定すると、その値を $B(dE/dx)$ (B :比例定数)で表すことができる。Birksはこのうちの一部 k が消光を受けると仮定した。さらに消光がない場合、光の収率はエネルギー損失に比例するという過程をする(式3-1)。

$$\frac{dL}{dx} = S \frac{dE}{dx} \quad \text{式 3-1}$$

消光の確率を説明するため Birks は式 3-2 のように書いた。

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx}} \quad \text{式 3-2}$$

この式は Birks の式としてよく用いられる。実際には、積 kB は特定のシンチレータに対する実験に合うように調整するパラメータとして扱われる。ほとんどの場合、絶対値の規格化をした S の値を用い、この1個のパラメータを調整するだけで実際の応答特性を精度よく再現することが出来る。

シンチレータは有機シンチレータと無機シンチレータに大別されるが、本研究では前者のプラスチックシンチレータ EJ-212、EJ-240 と後者の CsI を用いた。これらの各特性を表 3-1 にまとめる。

表 3-1 EJ-212, EJ-240, CsI の特性[15][16][17]

	光出力 [%]*	最高放出波長[nm]	減衰定数 [ns]	屈折率	水素/炭素比	密度 [g/cm ²]	kB [g/cm ² MeV]
EJ-212	65	423	2.4	1.58	1.103	1.032	
EJ-240	41	428	285	1.58	1.109	1.032	0.825 (z=1-3) 0.718 (z=4-10)
CsI	320	550	1000	1.86		4.51	1.08

※アントラセンを 100%とする

3.2.1. ΔE / トリガー検出器

ΔE 検出器(CCD カメラのトリガーとしての機能も兼ねている)は図 3-4 のようにプラスチックシンチレータ EJ-212 と光電子増倍管(PMT)から構成されている。EJ-212 の大きさは約 40×40×5mm³ である。



図 3-4 ΔE 検出器 / トリガー

以下、EJ-212 と光電子増倍管(PMT)について説明していく。

3.2.1.1. プラスチックシンチレータ EJ-212

一般的にトリガーに求められる性能は時間応答が良いことであり、時間分解能に優れた EJ-212 が用いられる。本実験もその例外ではない。

3.2.1.2. 光電子増倍管(PMT: Photo Multiplier Tube)

通常シンチレータによって発生したシンチレーション光は微弱であるため、光センサを介して電氣的に増幅する必要がある。光電子増倍管(以下 PMT)はこの用途で最も広く用いられる光センサである。PMT は光センサの中でも高速応答特性に優れる光検出器である。図 3-5[18]に示すように、光を電子に変換する陰極(光電面)、集束電極、電子増倍部、電子を集める陽極を真空の容器に収めたものである。光が光電面に入射すると、光電面から真空中に光電子が放出される。その光電子は集束電極によって電子増幅部に導かれ、電子増幅部では二次電子放出によって増倍されていく。増倍された電子は陽極に収集され、出力信号となる一般の PMT では 10^6 倍程度の増幅度を得ることが出来る。

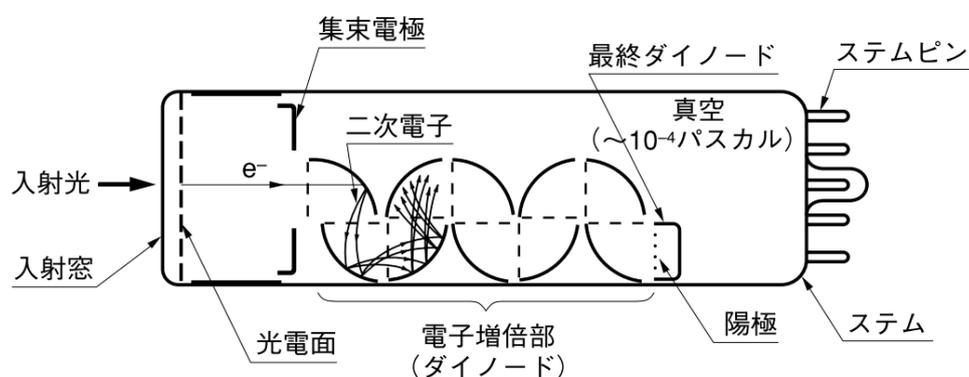


図 3-5 光電子増倍管(PMT) [18]

3.2.2. E 検出器

E 検出器は図 3-6 のようにプラスチックシンチレータ EJ-240 とフォトダイオードから構成されている。EJ-240 は $45 \times 45 \times 374 \text{mm}^3$ の直方体である。また、EJ-240 よりも出力光量の大きい CsI による測定も行った。CsI は高さ約 $120 \text{mm} \cdot 114 \text{mm}\phi$ の円柱状(図 3-7)または $43 \times 43 \times 43 \text{mm}^3$ の立方体形状のものを用いた(図 3-8)。



図 3-6 E 検出器 (EJ-240)

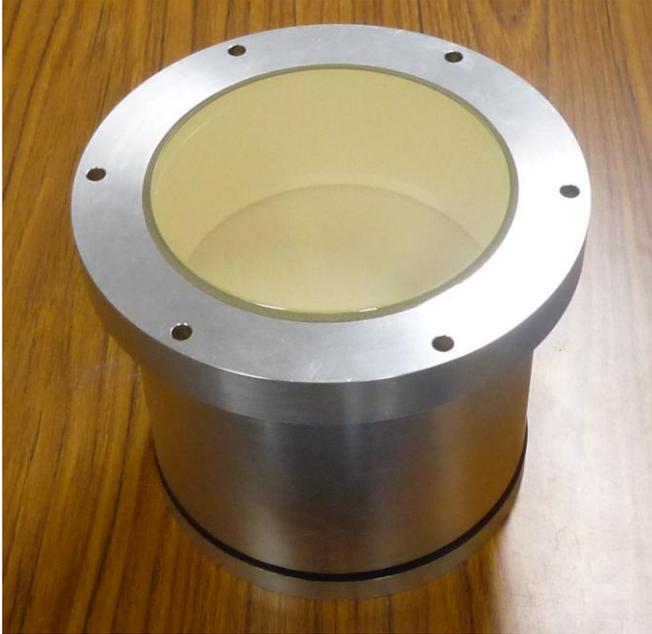


図 3-7 CsI(円柱状)

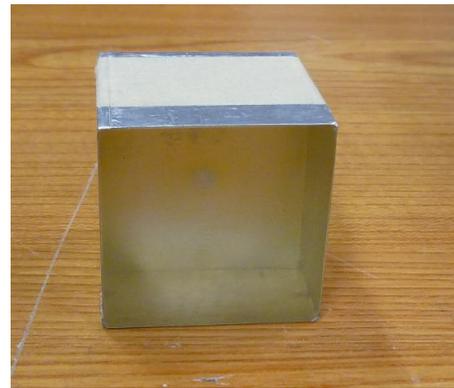


図 3-8 CsI(立方体形状)

以下、EJ-240 / CsI とフォトダイオードについて説明する。

3.2.2.1. プラスチックシンチレータ EJ-240 / CsI

ΔE 検出器で生成された信号は CCD カメラのトリガーとしても使用される。しかし、放射線検出器に比べると CCD カメラの時間応答は遅く、そのままではトリガー信号がカメラに入力し、撮影されるまでに粒子は後方の厚いシンチレータをすでに通過してしまっている。そのため、E 検出器に求められる性能は発光量が多いことに加え、発光時間が長いことが挙げられる。一方で人体組織を模擬できるように理想的には水に近い構成であることが望ましく、飛程差を大きくするためにも密度は小さい方がよい。そういった特徴をもつシンチレータとして、EJ-240 を選択した。表 3-1 にその特性をまとめている。

加えて、より発光量と発光時間に重点を置いて選択したものが CsI である。表 3-1 に示すように、発光量は先程の EJ-240 よりも約 7.8 倍大きく減衰定数は約 5.3 倍長い、密度が 4.51 で水の密度と比較して大きく異なっていることがわかる。

本研究では E 検出器として、この 2 種類のシンチレータを用いた。

3.2.2.2. フォトダイオード

E 検出器では治療に用いられている程の高エネルギーの重イオンを完全に静止させ、その全エネルギー損失から発生した光を検出する。その莫大な光を測定するために PMT よりも時間分解能は劣るがダイナミックレンジが大きい特徴を持つフォトダイオードを使用した。

図 3-9[19]はフォトダイオードの断面図構造の例である。受光面側の P 型領域と基盤側の N 型領域は PN 接合を形成し、光電変換部として働いている。そこに光が照射され、光エネルギーがバンドギャップ E_g よりも大きいと、価電子帯の電子は伝導帯に励起され、もとの価電子帯に正孔を残す。この電子・正孔対は P 層、空乏層、N 層の至るところで生成し、空乏層中では電界のため、電子は N 層へ正孔は P 層へ加速される。N 層中で生じた電子・正孔対のうち、電子は P 層から流れてきた電子と共に N 層伝導帯に残り、正孔は N 層中を空乏層まで拡散し加速されて P 層価電帯に残る。このように入射光量に比例して発生する電子・正孔対はそれぞれ N 層・P 層中に蓄積され、そこから電極を取り出し外部回路を接続することで信号として得ることができる。

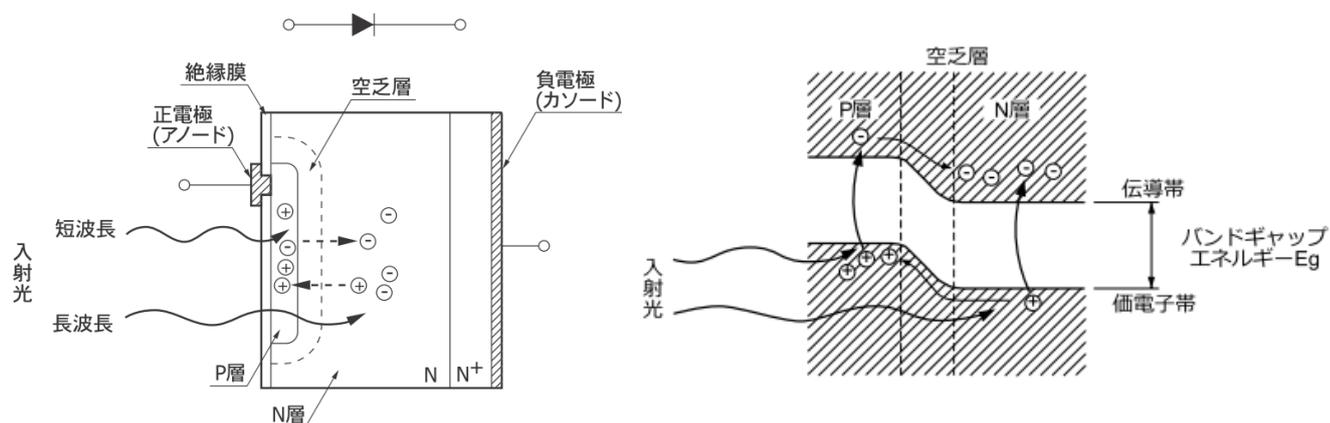


図 3-9 フォトダイオード[19]

3.3. イメージンテンシファイア(I.I.)と CCD カメラ

シンチレータから発生した光は図 3-10 のような I.I. と CCD カメラのセットで画像として取得した。



図 3-10 I.I.と CCD カメラ

以下、その I.I. と CCD カメラについて説明する。

3.3.1. イメージンテンシファイア(I.I.; Image Intensifier)

シンチレータから発生した微弱な光学像はまずイメージンテンシファイア(以下 I.I.)で増強される。図 3-11 に示すように[20]、I.I.に入射した光は光電面で光電子に変換される。光電子は強い電界に引かれてマイクロチャンネルプレート(以下 MCP; Micro Channel Plate)に入射する。ここで、MCP は図 3-12 のような構造である[20]。MCP は内壁を抵抗体および二次電子放出体とした内径 6~20 μm のガラスキャタピラリ(チャンネル)多数を束ねた板状構造をもち、それぞれのチャンネルは独立した二次電子増倍器を形成している。入射した光電子により壁から放出される二次電子は MCP の両端に印加された電圧による電界で加速され、さらに壁に衝突して二次電子を放出する。この過程がチャンネル内で繰り返される結果、増倍された多数の電子が出力端より放出される。増倍された電子は蛍光面へ衝突し光学像となる。

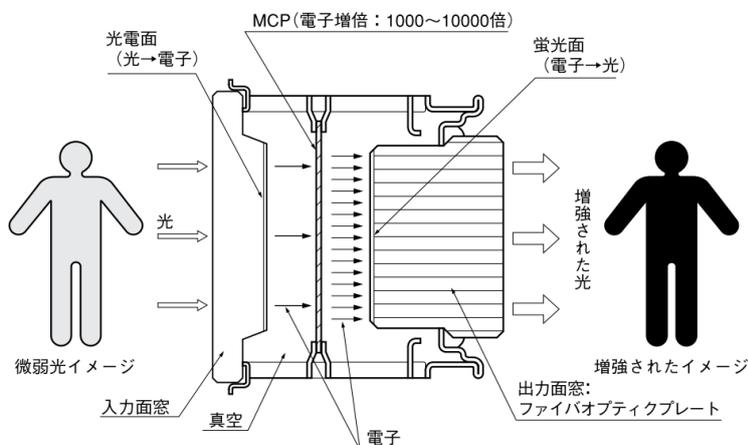


図 3-11 I.I.

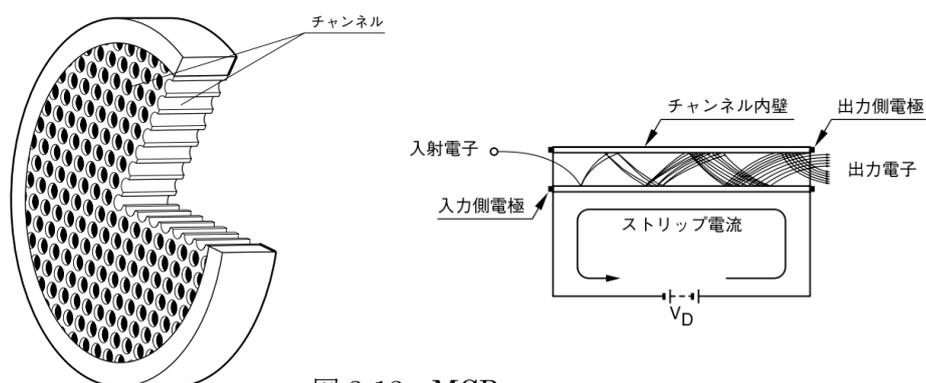


図 3-12 MCP

また、I.I.はシンチレータから発せられた光を CCD カメラが動作を開始するまで保持するバッファとしての役割も果たしている。既述の通り、 ΔE 検出器の信号を CCD カメラのトリガーとして用いていることから、CCD カメラのシャッターがきれられる頃にはすでにその粒子は存在しない。しかし、I.I.を CCD カメラの前に挟むことによって、粒子が過ぎ去ってからも蛍光の残光をとらえることができる。この残光と時間との関係は図 3-16 に示す。

本実験では浜松ホトニクス製イメージンテンシファイアユニット C9016-02 を Gain 最大に設定して使用した。その主な特性を表 3-2 と図 3-13～図 3-16 にまとめる[21]。

表 3-2 I.I.の特性

陰極感度	ルーメン感度	700 [$\mu\text{A}/\text{lm}$]
	放射感度	214 [mA/W]
	量子効率	50 [%]
光電面	有効径	17 [mm]
	窓材	硼硅酸ガラス
	材質	GaAsP
	感度波長範囲	280～720 [nm]
	最高感度波長	530 [nm]
蛍光面	窓材	FOP
	材質	P43
	残光時間	図 3-17 P43 参照
映像強度		5.0×10^6 [(lm/m^2)/lx]
ラジアントエミッタンス		3.4×10^6 [(W/m^2)/(W/m^2)]
等価背景入力	ルーメン	3×10^{-12} [lm/cm^2]
	ラジアント	8×10^{-15} [W/cm^2]
限界解像度		36 [Lp/mm]
最大入射光量		7.0×10^{-6} [lx]
		1.6×10^{-12} [W/cm^2]

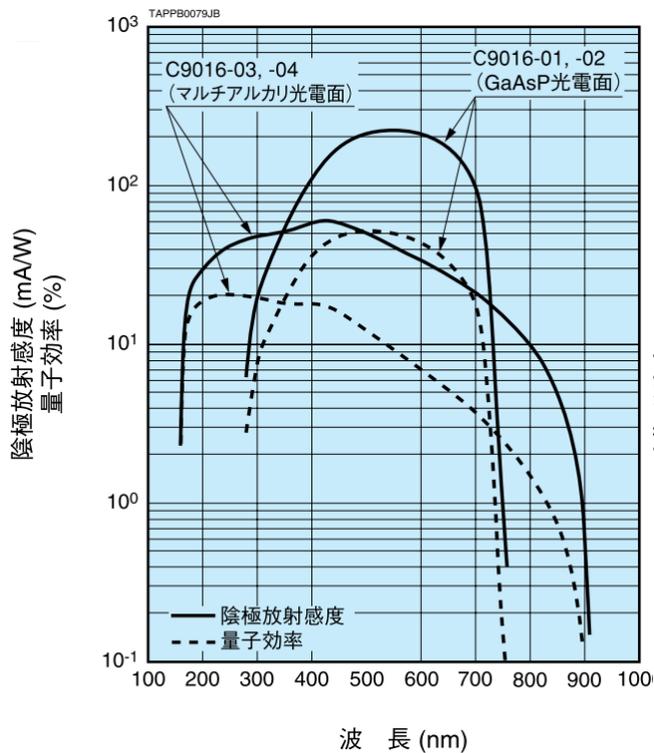


図 3-13 I.I.の分光感度特性

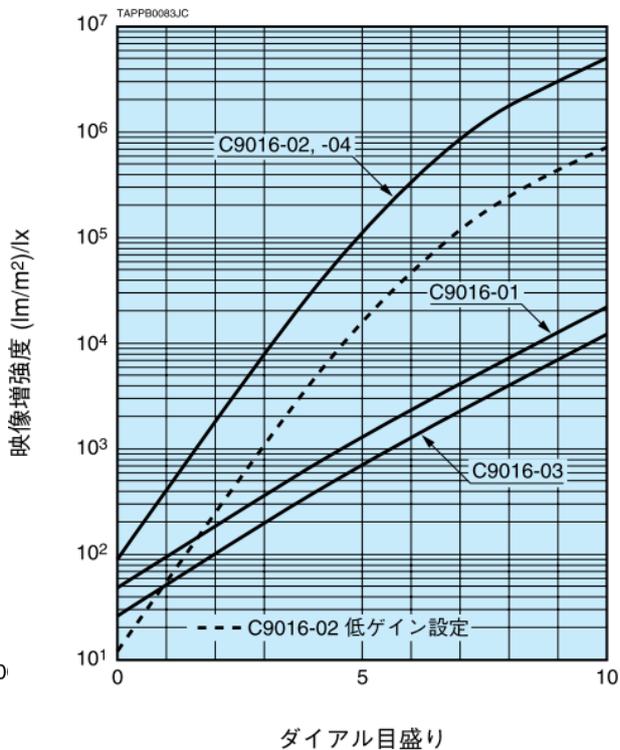


図 3-14 I.I.の Gain 特性

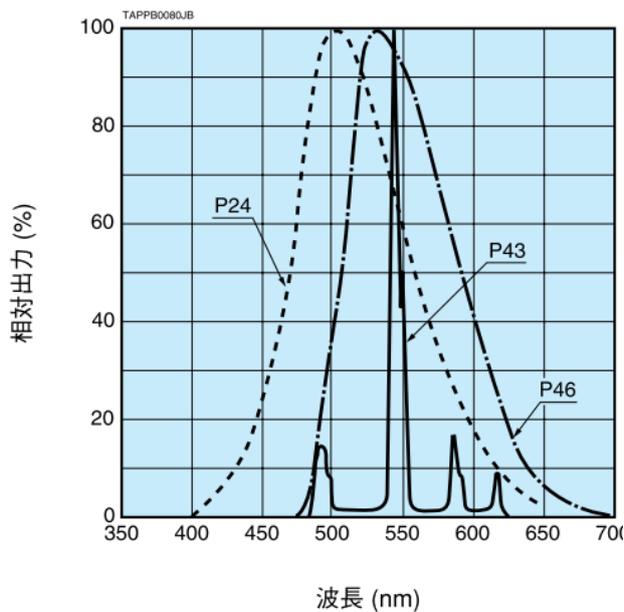


図 3-15 I.I.の蛍光面発光特性

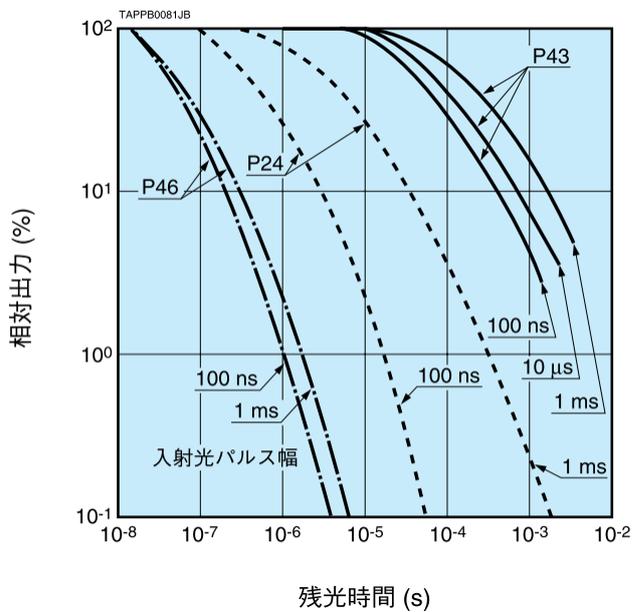


図 3-16 I.I.の蛍光面残光特性

3.3.2. CCDカメラ / HiPic

II.で増強された光は CCD カメラで画像として取得される。CCD は電荷転送デバイスの1つであり、ポテンシャルウェルを利用して半導体中で電荷を転送するイメージセンサである。図 3-17 に示すように CCD のポテンシャルウェルは複数の MOS(Metal Oxide Semiconductor)構造の電極の1つに他と異なる電圧を加えることによって実現する。ポテンシャルウェルに閉じ込められた信号電荷は半導体中を出力部に向かって順次転送される。したがって CCD はアナログシフトレジスタとも呼ばれる。CCD は転送方式によって、FT(Frame Transfer)型、FFT(Full Frame Transfer)型、IT(Interline Transfer)型、FIT(Frame Interline Transfer)型、1次元型に分類される。本実験で用いられる CCD カメラで使用されている FT 型は、図 3-18 のように、受光部と蓄積部から成る2つの垂直シフトレジスタと1つの水平シフトレジスタ及び出力部より構成されている[19]。受光部に入射した光が CCD の半導体中に入ると光電変換が行われ信号電荷が発生する。この信号電荷は特定の蓄積時間に電極下のポテンシャルウェルに集められる。その後、信号電荷は垂直帰線期間を利用してフレームごと蓄積部に高速転送される。さらに蓄積部1ラインごと水平帰線期間に水平シフトレジスタへ電荷が転送される。これによって、受光部の信号を蓄積部へ転送直後、受光部内では次フレームの信号の蓄積を開始することができるため、信号蓄積と読み出しが同時にロスなくすることが可能である。

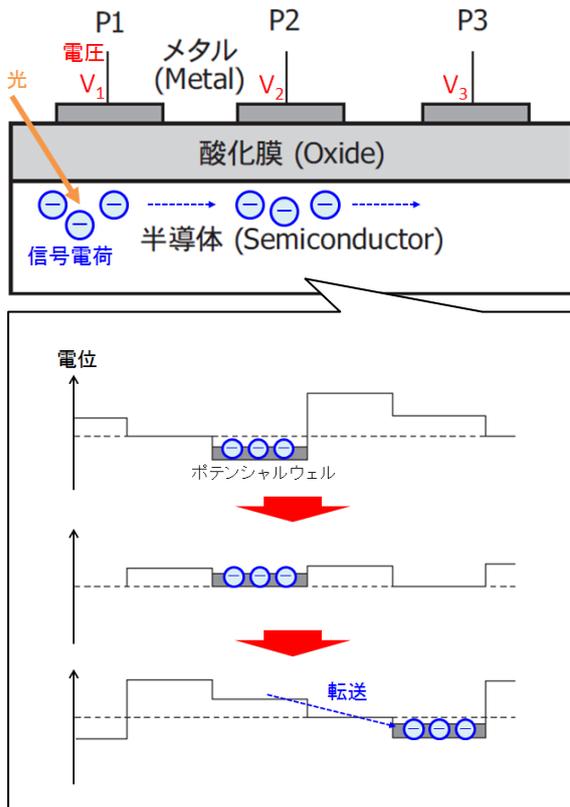


図 3-17 CCD の電荷転送

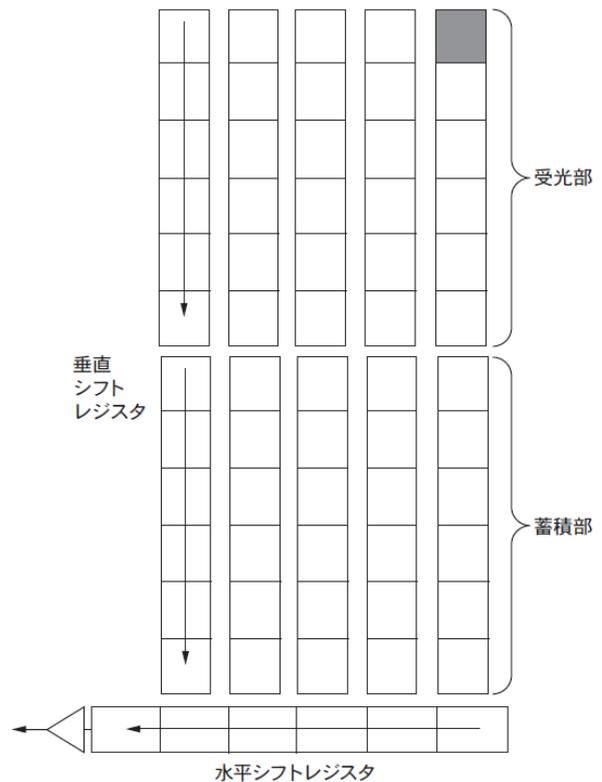


図 3-18 FT 型 CCD

本実験では浜松ホトニクス製デジタル CCD カメラ C8800-01C を使用した。その特性[21] を表 3-3 と図 3-19～図 3-20 にまとめる。

表 3-3 CCD カメラの特性

画像素子	フレームトランスファ CCD
有効画像素数	1000×1000
飽和電荷量	23000 electrons
フレームレート	32.6Hz (ノーマル読み出し)
読み出しノイズ	22electrons
ダイナミックレンジ	920:1
A/D コンバータ	12bit
露光時間	500 μ s～1s
サブアレイ読み出し	サイズ、位置を 8 ライン単位で設定可能
ビンング読み出し	2×2, 4×4, 8×8

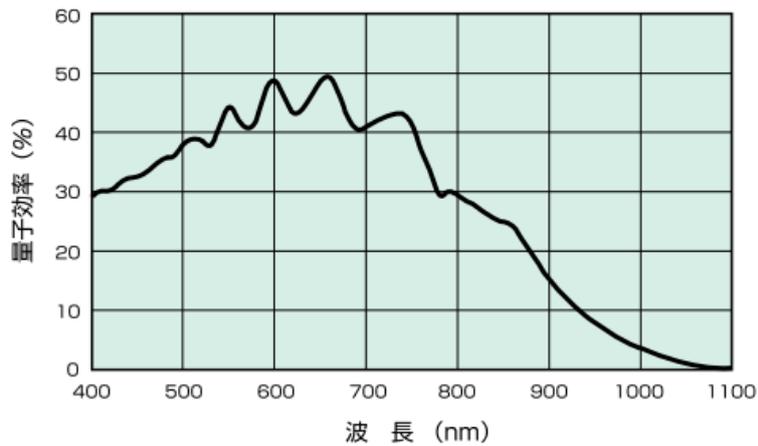


図 3-19 CCD カメラの分光感度特性

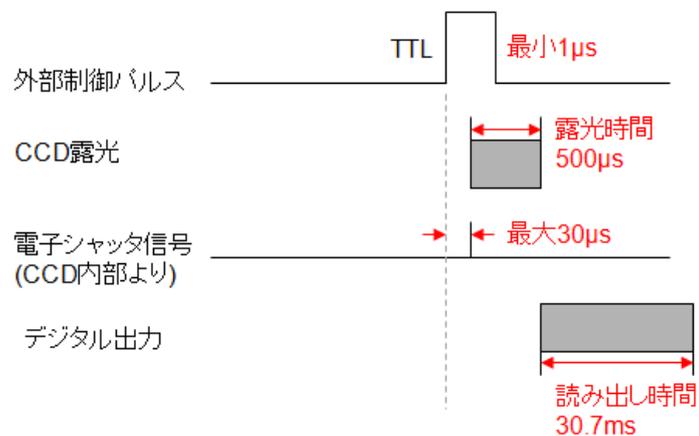


図 3-20 CCD カメラ動作タイムテーブル

第3章 実験装置と実験方法

この CCD カメラを制御し画像取得するためのソフトウェアとして、浜松ホトニクス製の HiPic (High Performance image control) [21]を使用した。これによって、CCD カメラの露光時間や Gain といった基本的な設定ができる他、様々な画像取得モードの選択、また HiPic 定義で記述したプログラムを用いて自動的なカメラ操作をすることも可能である。

本実験では HiPic を用いて、表 3-4 のように CCD カメラの基本的な設定と画像取得モードの選択を行なった。

表 3-4 CCD カメラの基本設定

撮影モード	Sequence (Live)
トリガーモード	外部トリガー (Reading edge)
Gain	最大
露光時間	500 μ s

3.4. 実験体系

$^{11}\text{C}/^{12}\text{C}$ の判別実験は HIMAC 生物照射室で行なった。 ΔE 検出器として EJ-212 を、E 検出器として CsI または EJ-240 を用いた。ただし、E 検出器の発光量の取得は EJ-240 のみについてフォトダイオードを接続して行った。

まず、発光量に優れる CsI (高さ約 120mm・114mmφ の円柱状) を用いた実験を行なった。 ^{12}C 290 MeV/n の mono ビームを 100mmφ に広げ、コリメータで照射野を 4mm×40mm と限定して使用した。実験体系を図 3-21 に示す。CCD カメラからシンチレータ表面までは約 143mm、Bethe-Bloch の式で得られたシンチレータに入射した際の ^{12}C の飛程終端がカメラの撮影範囲内に来るように配置した。このとき、ビーム上流の散乱体(Ta 水等価厚 3.8mm) と ΔE 検出器である EJ-212(5mm) でのエネルギー損失を加味している。さらにビームがシンチレータの表面から約 68mm を通るように設置した。

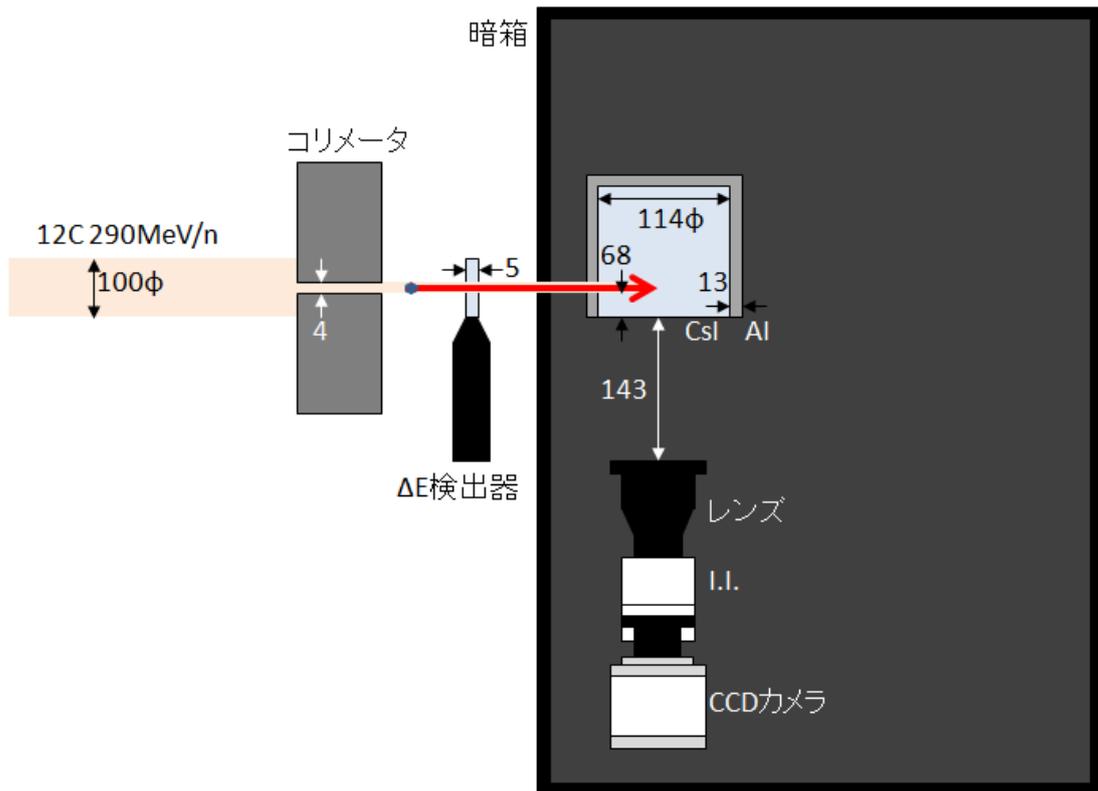


図 3-21 実験体系 (CsI)

第3章 実験装置と実験方法

次に、EJ-240 を用いた実験を行なった。 ^{12}C 290 MeV/n の mono ビームを 100mmφ に広げ、コリメータで照射野を 4mm×4mm と限定して使用した。本システムのデータ収集はカメラシステムの撮影速度が律速となる。ビーム強度は ΔE 検出器のカウント数で約 40counts/spill 程度になるよう調整した。実験体系を図 3-22 に示す。CCD カメラのレンズからシンチレータ表面までを約 200mm とし、ビーム上流の散乱体(Ta 水等価厚 3.8mm) と ΔE 検出器である EJ-212(5mm) でのエネルギー損失を加味して予測される ^{12}C の飛程終端がカメラの撮影範囲内に来るように配置した。さらにビームがシンチレータの表面から約 11mm を通るよう設置した。

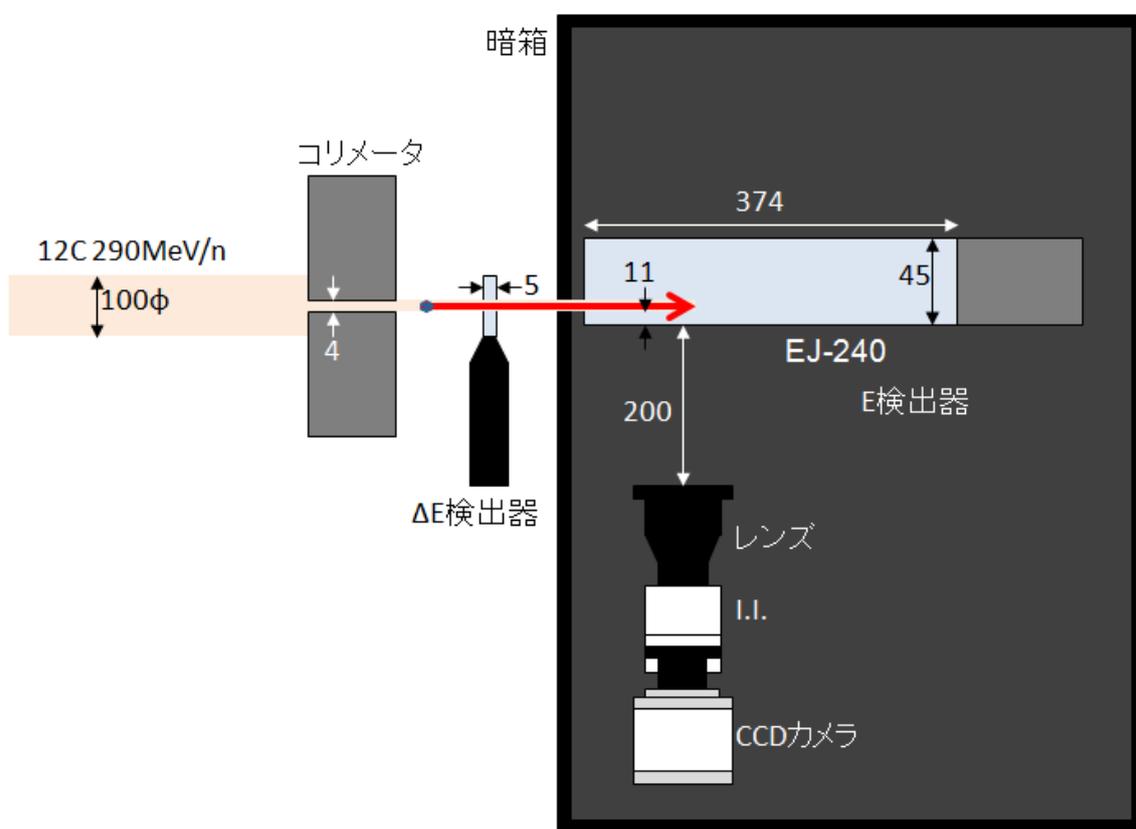


図 3-22 実験体系 (EJ-240)

さらに、測定システムの飛程分解能を検証するため、PMMA 製のレンジシフトをビーム軸上に水等価厚 2.94、4.95、10.26mm 入れた測定も行なった。

補助実験としてレンジカウンタで検出できる光量の下限を検証するために、サイクロトロンで生成された proton を用いて実験も行なった。proton ビームは 80MeV、10mmφ、強度 8.0×10^2 pps に設定した。実験体系は HIMAC を用いて行った実験とはほぼ同じであるが、ここではビームをコリメータで限定せずに 10mmφ をそのまま入射させた。また、ノイズ対策のため独立な ΔE 検出器を 2 つ用いて Coincidence をとっている(図 3-23)。暗箱内のシンチレータには EJ-240 または CsI ($43 \times 43 \times 43$ mm³)を用いた。なお、いずれもフォトダイオードによる発光量の取得は行わなかった。CCD カメラのレンズからシンチレータ表面までが約 5mm、Bethe-Bloch の式で得られたシンチレータに入射した際の proton の飛程(EJ-240 の場合約 40.41mm、CsI の場合約 16.85mm)がカメラの撮影範囲内となるように配置した。さらにビームがシンチレータの表面から約 5mm となるように設置した。

また、発光が proton 入射によるものか二次放射線によるものかを確認するため、CsI の前方に Al(25mm)を挿入し proton が CsI に入射しないようにした実験も行なった。

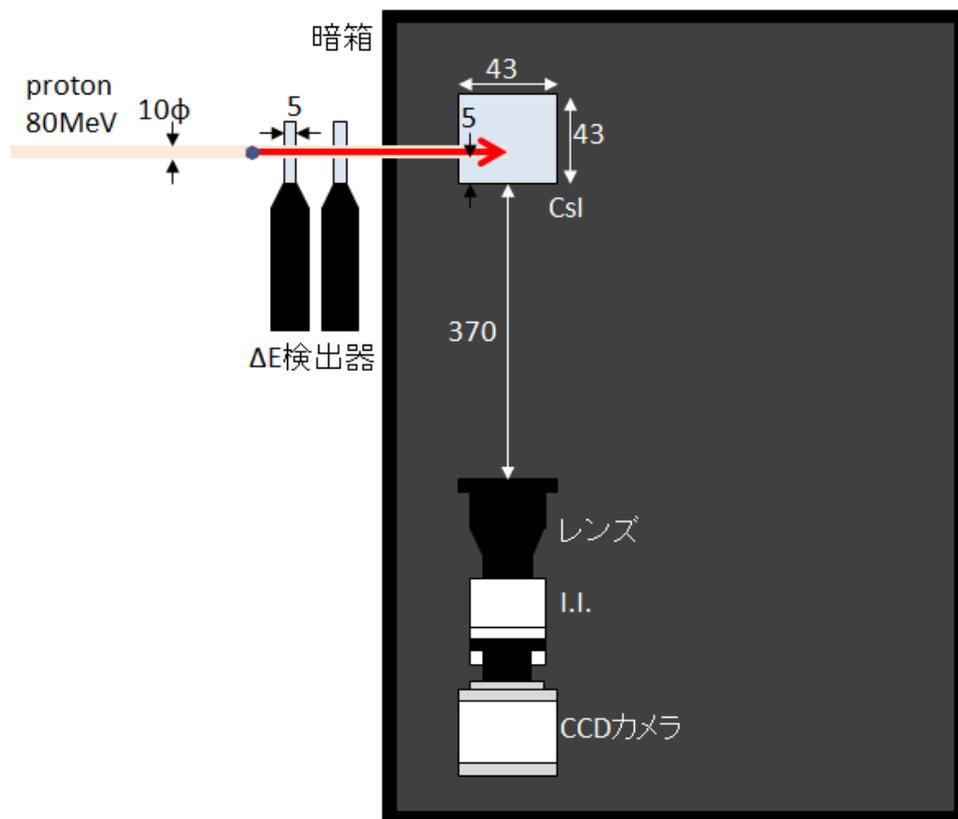
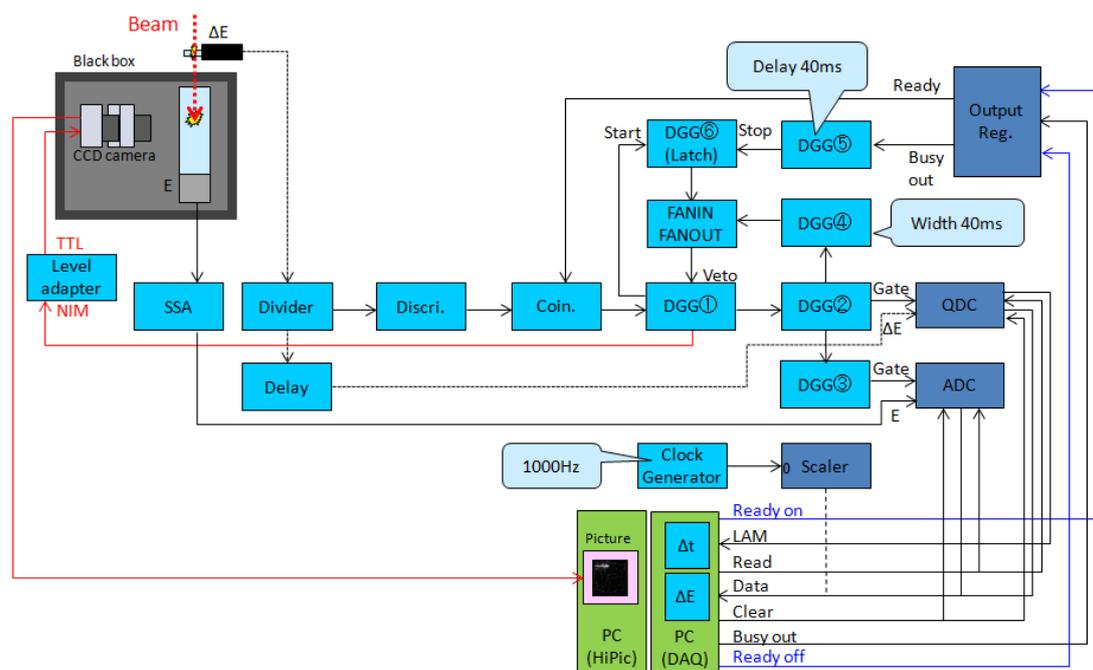


図 3-23 実験体系(CsI を用いた例)

3.5. 測定回路

本実験の測定回路において、データ収集(DAQ)システムとレンジカウンタを同期させ DAQ で得られた粒子のエネルギーE/エネルギー損失 ΔE の情報と CCD カメラからの画像情報を対応付けること、シンチレーション光の減衰を最小限に抑えるためにトリガー信号を CCD カメラに出来る限り早く送ることが求められる。これらを考慮して、図 3-24 のように測定回路を構成した。



NIM モジュール

- SSA (Spectroscopy Amplifier); ORTEC 671
- Divider; HOSHIN 8040
- Discri. (Discriminator); Lecroy 465
- Coin. (Coincidence); KAIZU 470
- DGG (Delay and Gate Generator); KAIZU KN1500
- Fanin/Fanout; Technoland N-TM102
- Level Adapter; KAIZU KN200
- Clock Generator; KAIZU KN270
- Delay; KL6015A

CAMAC モジュール

- Output Reg. (Output Register); KAIZU KC3471
- ADC (Analog Digital Converter) 電荷積分型; LeCroy 2249W
- ADC (Analog Digital Converter) 波高分析型; LeCroy 2259B
- Scaler; LeCroy 2511

図 3-24 測定回路

E 検出器からの信号は正極性であるが、本実験で用いた DAQ は負極性の信号を処理する。そこで、SSA で波形を成形すると同時に信号の極性を反転した後、Delay を通し ADC(波高分析型)に入力する。ΔE 検出器からの信号は Divider でデータとして取得する信号と Gate 生成用の信号に分ける。データとして取得する信号は Delay を通して ADC(電荷積分型)に入力する。Gate 生成用の信号は Discriminator でデジタル信号に変換し、Coincidence で DAQ の Ready 信号が出ている間、すなわち DAQ が起動している間に信号が出力されるようにする。次に DAQ システムとレンジカウンタシステムといった 2 つのデータ取得速度の異なるシステムを同期させるための構成を説明する。DGG①にデータ取得間隔が 40ms 以上になるように、1 度信号が DGG①から出力されたら 40ms 間 Veto 信号が入るようになっている。この Veto 信号は DAQ からの Busy-out 信号を DGG⑤で遅らせ、DGG⑥(Latch) に Stop 信号として入れることで作られた信号と、より直接的に DGG④で作られた信号を Fanin/Fanout で組み合わせることによって生成されている。DGG①から出力された信号は DAQ の Gate 生成用の信号とカメラのトリガー信号に分かれる。そして ΔE 検出用の Gate 信号は DGG②によって、E 検出用の Gate 信号は DGG③によって生成される。この Gate 内にデータとなるアナログ信号を入れるために、適宜アナログ信号回路に Delay を挟みタイミングを調整する。これによって、ほとんどの場合は 40ms 以内の間隔でデータは入って来ず DAQ システムと CCD カメラは同期する。しかし、稀に Veto 信号の生成が上手く出来ずに CCD カメラの画像情報を失うことがある。これは多くの統計量を必要とされ、その 1 つのずれによってデータが統合できなくなってしまう本システムにおいて重大な問題となる。ここで、Clock Generator で生成された 1000Hz のデジタル信号を CAMAC モジュールの Scaler に入力し、Scaler をデータが取得される度に読み込んでリセットすることで、データ取得時間間隔を記録した。DAQ で得られたデータにおいて、このデータ取得時間が CCD カメラの周期 32ms 以上のものだけを採用する。

3.6. データ収集(DAQ; Data Acquisition)システム

本実験で使用した DAQ システムの検出効率を計測することで、Dead time を調べた。図 3-25 がイベント率と検出効率の関係を表したものである。測定点を式 3-3 でフィッティングすることで、Dead time を得ることができる[22]。

$$\text{CollectionEfficiency} = \frac{1}{1 + \text{EventRate} * \text{DeadTime}} \quad \text{式 3-3}$$

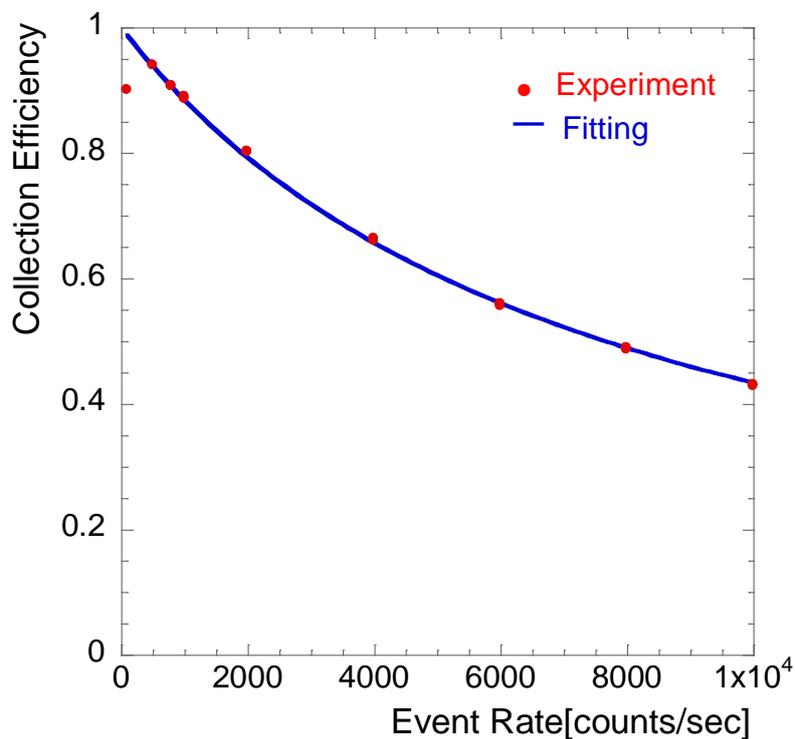


図 3-25 イベント率と検出効率の関係

その結果、得られた Dead time は 131 μ s であった。この値は CCD カメラの読み出し速度(約 32ms)と比較して非常に小さい。また、CCD カメラには DAQ システムのような Busy-out 信号を出す機能が備わっていないことから、この 2つのシステムの間でデータ取得速度の違いを考慮して図 3-22 のように回路を組み、同期させる必要がある。

3.7. 受光量の理論的見積り

今回使用した CsI と EJ-240 について実験の前に本システムで取得可能な受光量の理論的見積りを行なった。各条件設定を行なったときの相対的な粒子種毎の光量については、Bethe-Bloch の式と Birks の式及び I.I. の特性から概算することができる。Bethe-Bloch の式 2-1 より得られる深さ毎のエネルギー損失 dE/dx を Birks の式 3-2 に代入することで、単位長さ当たりに放出される蛍光エネルギー dL/dx を求めることができる。このうちレンズを通して I.I. に入る光量は使用したシンチレータの屈折率 n と入射ビーム軸からシンチレータ表面までの距離 (r_{scinti})・シンチレータ表面から I.I. に取り付けられたレンズまでの距離 (r_{air})、また光の発生した場所によっても異なってくる。ここでは簡単のため、光の発生点はすべてレンズ中心の延長線上にあるとして近似計算を行なった(図 3-26)。

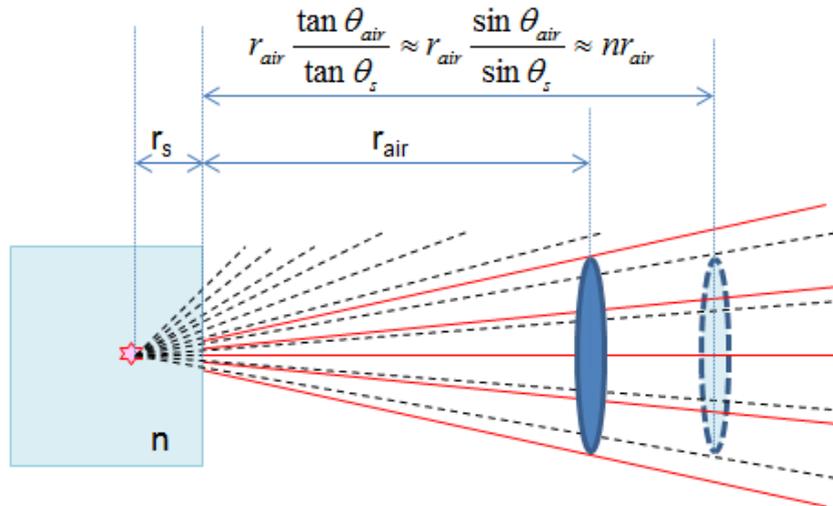


図 3-26 レンズに入る光の模式図

これにより、レンズを通して I.I. に入る光量は式 3-4 で表すことができる。

$$\frac{dL_{lens}}{dx} = \frac{dL}{dx} \frac{S_{lens}}{4\pi(r_{scinti} + nr_{air})^2} \quad \text{式 3-4}$$

ただし、 S_{lens} ; レンズの面積

r_{scinti} ; 入射ビーム軸からシンチレータまでの距離

r_{air} ; シンチレータ表面からレンズまでの距離

I.I.の分光感度特性(図 3-16)より、光電面の種類と入力されるシンチレーション光の波長に依存して、量子変換効率が変化し、I.I.から CCD カメラに伝達される光量も変わってくる。表 3-1 にあるように EJ-240 と CsI の最高放出波長は 428nm と 550nm であるため、本実験で使用した I.I.の光電面 GaAsP における量子効率はいずれも約 40%と約 50%である。また、シンチレーション光は時間と共に減衰し、式 3-5 のように表すことができる。

$$I = I_0 e^{-t/\tau_{scinti}} \quad \text{式 3-5}$$

ただし、 I ; t 秒後の光強度、 I_0 ; $t=0$ のときの光強度 (最大値)

CCD カメラの露光開始時間が粒子入射後約 30 μ s、露光時間が 500 μ s の場合(図 3-23)、I.I.の蛍光残光特性(図 3-19)より EJ-240 と CsI の光は露光中ほぼ減衰することなくカメラに届いていると考えることができる。粒子入射後 t 秒後に発生したシンチレーション光の $t+t'$ 秒後の残光は式 3-5 と蛍光残光特性より $I_0 \exp(-t/\tau_{scinti}) \exp(-t'/\tau_{phosphor})$ (τ_{scinti} : シンチレータの減衰定数、 $\tau_{phosphor}$: 蛍光面の減衰定数)となる。よって、最終的に CCD カメラに入る光量は式 3-6 のような t と t' の 2 重積分で表される。

$$\begin{aligned} \frac{dL_{cam}}{dx} &= \int_0^{t_{start}} \int_t^{t+exposure} I_0 e^{-t/\tau_{scinti}} e^{-t'/\tau_{phosphor}} dt' dt \\ &= I_0 \tau_{scinti} \frac{\tau_{phosphor}^2}{\tau_{scinti} + \tau_{phosphor}} \left(1 - e^{-exposure/\tau_{phosphor}}\right) \left(1 - e^{-(1+t_{start}/\tau_{phosphor})}\right) \\ &= \frac{dL_{lens}}{dx} \frac{\tau_{phosphor}^2}{\tau_{scinti} + \tau_{phosphor}} \left(1 - e^{-exposure/\tau_{phosphor}}\right) \left(1 - e^{-(1+t_{start}/\tau_{phosphor})}\right) \end{aligned}$$

ただし、 t_{start} : 露光開始時間、 $t_{exposure}$: 露光時間、
 τ_{scinti} : シンチレータの減衰定数、 $\tau_{phosphor}$: 蛍光面の減衰定数 式 3-6

以上により、入射粒子種・シンチレータの種類・シンチレータとレンズの距離等の条件を変えたときの相対的な光強度の分布を計算することができる。これを用いて、実際の実験条件における光強度の分布を図 3-27 に示す。これより、CsI の場合 ^{11}C と ^{12}C の飛程差は約 5mm と小さいが dL_{cam}/dx は比較的大きく、EJ-240 の場合飛程差は約 12.5mm と大きいと dL_{cam}/dx は比較的小さいことがわかる。また、測定系は斜線部以上の部分において感度を有すると見積もられたが、いずれのシンチレータでも飛程全般にわたってこの測定下限を上回っており、光が観測できるものと考えられる。

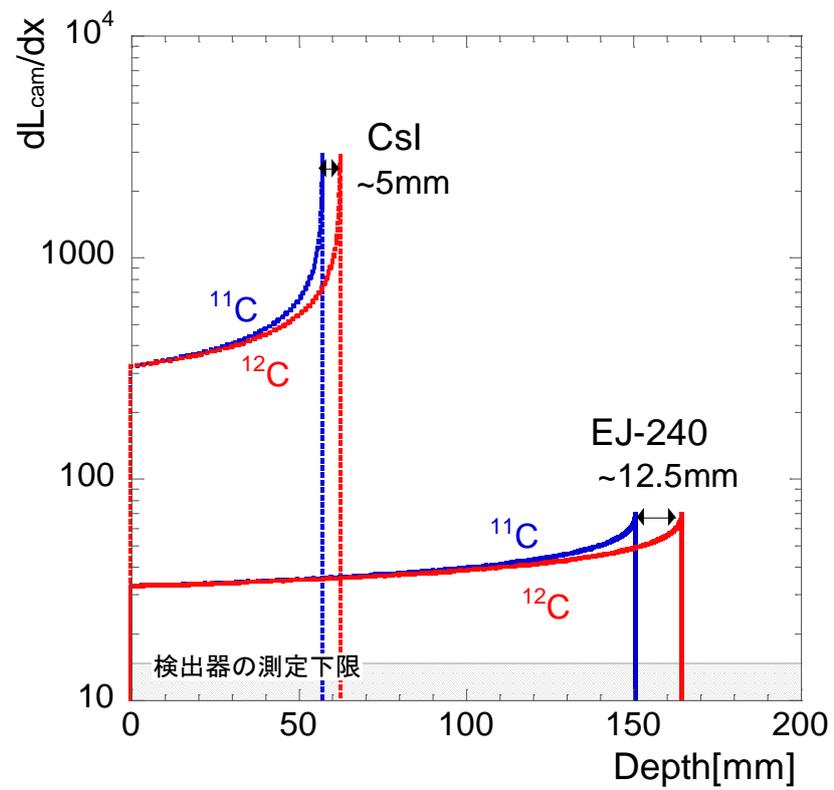


図 3-27 各実験条件における光強度分布

第4章 データ解析

4.1. DAQ

4.1.1. DAQデータの選定

DAQで記録される情報はE検出器からの電荷情報、 ΔE 検出器からの電荷情報、そのデータ取得時間間隔の3つである。データ取得時間間隔は32ms以上となるよう設定したが、稀に回路の誤動作に起因して32ms以内で次のイベント処理が生じたケースがあった。これは、Busy状態のCCDカメラにトリガー信号が入り画像情報は得られていないという状態が起こったためと考えられる。そのため、データ取得時間間隔情報から、イベント間の時間差が32ms以上のデータだけを採用した。図4-1はHIMACを用いた $^{11}\text{C}/^{12}\text{C}$ 判別実験のデータ取得時間間隔ヒストグラムである。このうちの32ms以上(赤点線領域内)のデータについてはDAQのデータ数が取得画像数とは完全に一致し、画像情報とその時のエネルギー損失 ΔE 、エネルギーEの情報とを関連付けることができた。

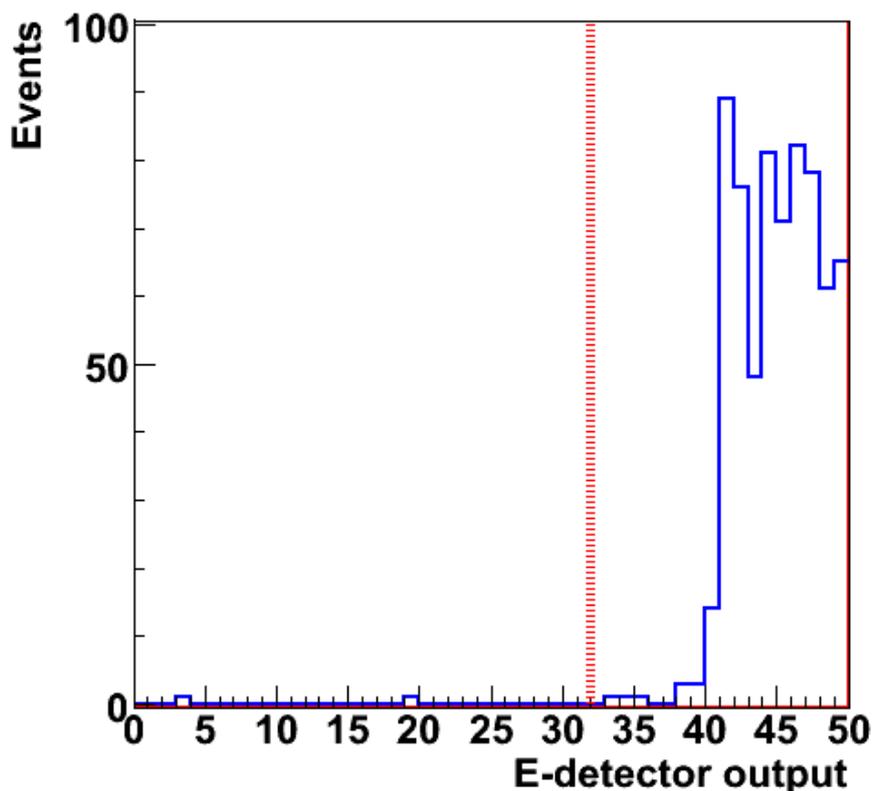


図4-1 DAQで取得したデータ取得時間間隔のヒストグラム

4.1.2. DAQ システムの分解能評価

DAQ では粒子の個々の入射粒子についてエネルギー損失 ΔE とエネルギー E の情報を収集している。 ΔE と E それぞれに値する各検出器の出力の1次元ヒストグラムを図4-2、図4-3に示す。

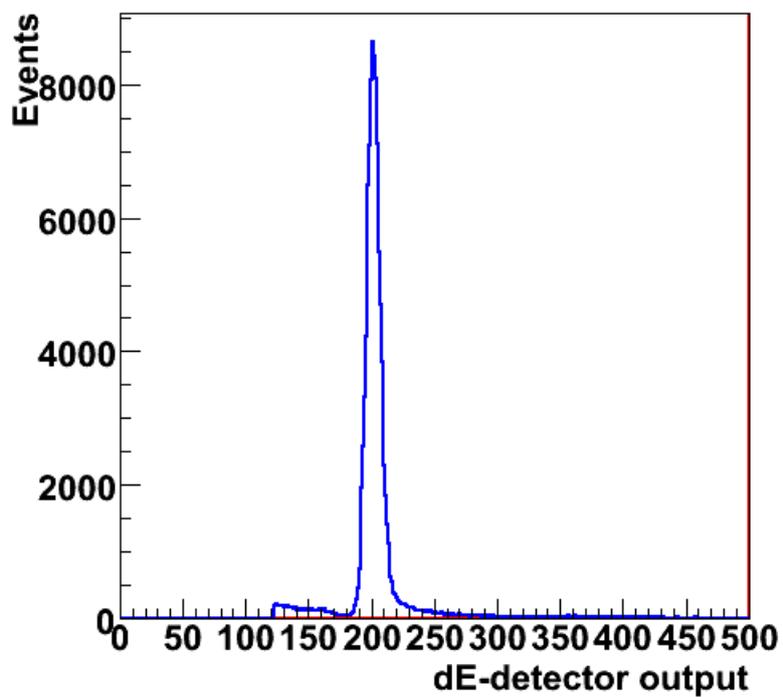
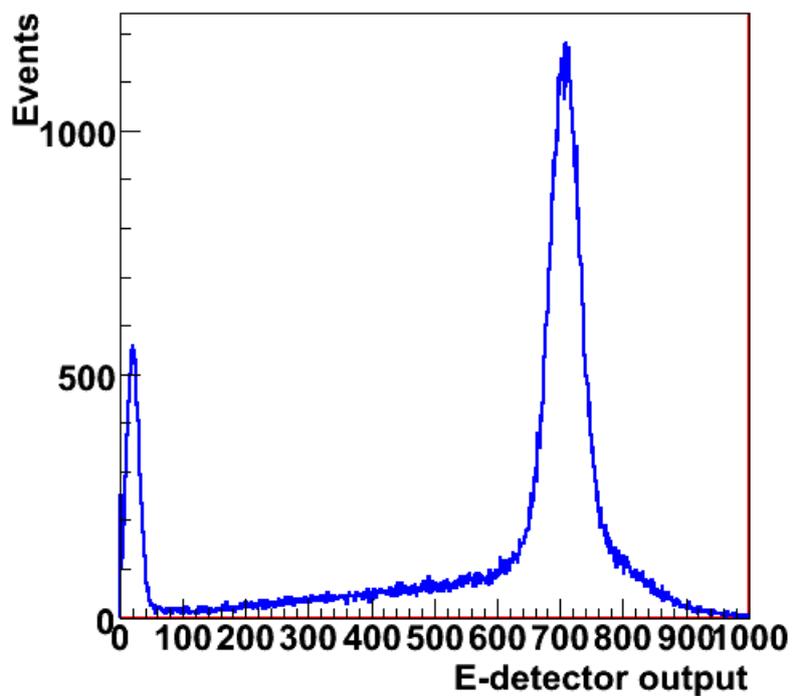
図 4-2 ΔE 検出器の出力ヒストグラム

図 4-3 E 検出器の出力ヒストグラム

図 4-2 と図 4-3 において、信号ピークをガウス分布(式 4-1)でフィッティングし平均 μ と分散 σ^2 を導いた。この平均 μ から事前に計測した信号を入れない状態での出力 μ_0 (QDC のゼロ点)を補正し、 σ を割ることによって分解能を求めた(式 4-2)。結果は表 4-1 に示すように、エネルギー損失 ΔE とエネルギー E の分解能はそれぞれ 7.4%と 9.3%であった。これらの値は $\Delta E \cdot E$ 法によって粒子を電荷の違いによって分けるのに必要な分解能を満たしているが、同位体を $^{11}\text{C}/^{12}\text{C}$ を弁別するのに必要な分解能にはわずかに足りない結果となった(2.2.参照)。しかし、フォトダイオードや側面の窓形状、反射特性の最適化、また光出力の高い CsI 等の使用によっては達成されうる分解能であると考ええる。

$$f(x) = a \exp\left(-\frac{(\mu - x)^2}{\sigma^2}\right) \quad a : \text{const.} \quad \text{式 4-1}$$

$$\text{分解能} = \frac{FWHM}{\mu - \mu_0} = \frac{2\sigma\sqrt{2\ln 2}}{\mu - \mu_0} \quad \text{式 4-2}$$

表 4-1 各検出器の分解能評価

	ΔE 検出器	E 検出器
μ_0	31.5	23.0
μ	201.7	708.3
σ	5.4	27.0
分解能[%]	7.4	9.3

次に ΔE 検出器の出力と E 検出器の出力の 2 次元ヒストグラムを図 4-4 に示す。

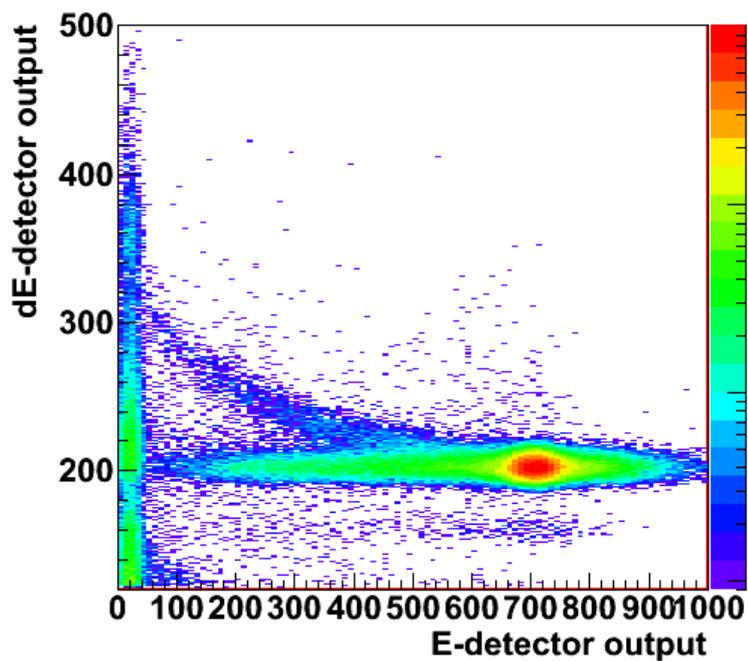


図 4-4 ΔE -E 検出器の出力ヒストグラム

ここで、赤で示されるピークが入射粒子の ^{12}C によるものと考えられる。E 検出器の出力が 0 付近でのイベントは、 ΔE 検出器を通過したが、散乱等により E 検出器には到達しなかったイベントと推定される。 ^{12}C のピークとつながる反比例の曲線は ΔE 検出器に入る前のコリメータ等によってエネルギーを失った ^{12}C によって形成されたと考えられる。

4.2. レンジカウンタ

実験の結果、レンジカウンタシステムによって図4-5(CsI)と図4-6(EJ-240)のような画像を得ることができた。CsIで得られた画像には鮮明に粒子の飛跡を読み取ることができるが、EJ-240では光量が小さく光点も離散的となっている。これらの画像から飛程を数値として読み取るため、それぞれに画像処理を行なった。

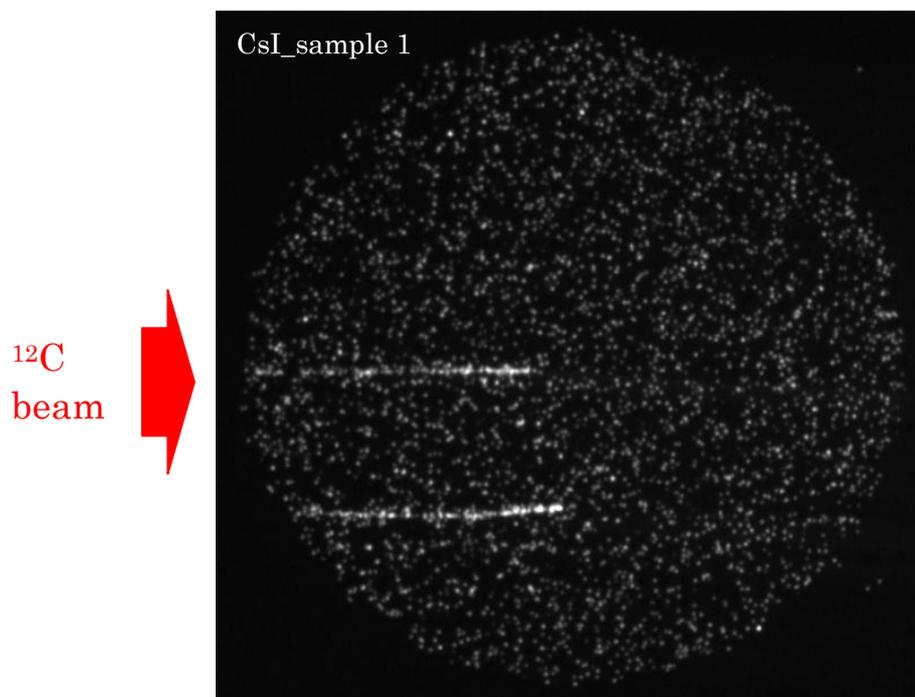


図4-5 CsIに¹²Cを入射した際の画像



図4-6 EJ-240に¹²Cを入射した際の画像

4.2.1. 画像形式の変換

CCDカメラで得られた画像はカメラ製造元の浜松ホトニクス独自の画像形式HIS (Hamamatsu image sequence)形式で保存される。この解析に際し、より汎用的なTIFF形式に変換して画像処理を行なった。変換にはCCDカメラ付属の制御ソフトHiPic[21]を用いた。

4.2.2. Image Jを用いた画像処理

Tiff形式に変換した画像の解析にはImage J[23]を用いた。Image Jはアメリカ国立衛生研究所(NIH)で開発されたパブリックドメインのJava画像処理及び分析プログラムである。マクロを用いて自動的に決まった画像処理を繰り返すことができ、Javaプラグインを用途に合わせてインストールすることで機能拡張が可能である。本研究ではこのImage Jを用いて画像処理を行なった。

まずCCDカメラの設置の際に画像の傾きが生じた場合、暗箱内に設置したシンチレータの画像を基準に回転させ、順次、以下の処理を行なった。

4.2.2.1. フィルタ①(離散的な光点から飛跡として線を読み取る)

粒子のシンチレータにおけるエネルギー損失によって発生した光は離散的であり、特にCsIと比較して密度が小さいEJ-240において顕著である。これを粒子の飛跡としてとらえるには、その離散的な光がより集中している箇所を線として見えるようにしなければならない。そのため、フィルタを用いて処理を行なう。

CsIの場合、ノイズも飛跡を構成する光点と同等の輝度をもつ場合が多いため、図4-7のようにその点の輝度よりも光点の連続性に重みをかけるフィルタを用いた。このフィルタをかけた結果が図4-8である。

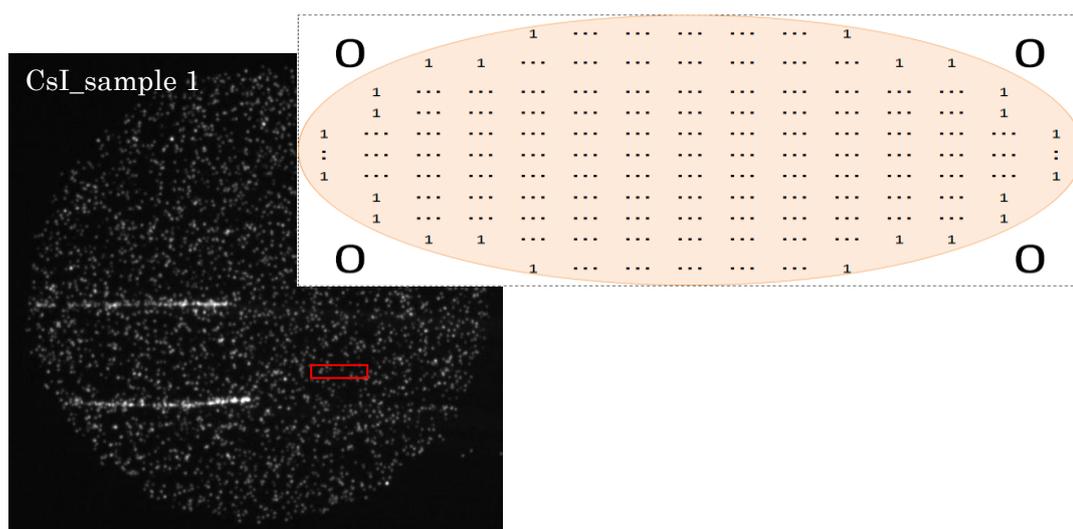


図 4-7 CsI 画像にかけるフィルタ

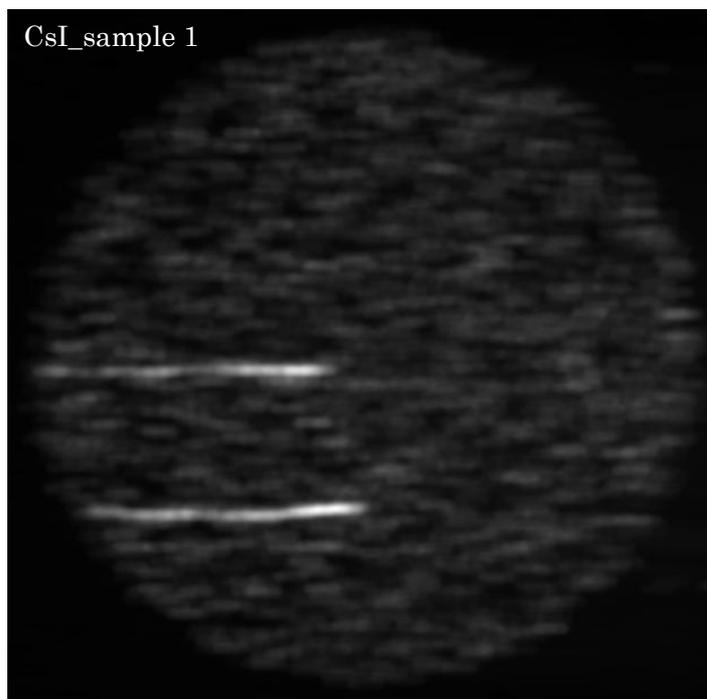


図 4-8 図 4-7 のフィルタ後 (CsI)

EJ-240 の場合、Image J に備わっている“Background maxima”というアルゴリズムを使用した。これは pixel 単位で指定された水平方向 x と垂直方向 y の領域内で“Maximum filter”、“Minimum filter”、“Border-limited mean filter”をかけたものと同様である。“Maximum filter”で白い部分(光点)を強調し(図 4-9) “Minimum filter”で黒い部分(バックグラウンド)を強調することで(図 4-10)、密集した光だけを強調することができる。さらに、“Border-limited mean filter”で注目した画素の近隣の指定された領域内で平均値を算出し減算しなめらかにつなぐことで、ノイズを除去し、連続的な飛跡を描いている(図 4-11)。指定するフィルタの領域は光点の分布と実際にサンプルをいくつか画像処理して決定した。離散的な光点から 1 本の線を読み取るため、 x (ビーム軸方向)は y (ビーム軸垂直方向)よりも長めに設定した。



図 4-9 “Maximum filter”で白い部分(光点)を強調 (EJ-240)



図 4-10 “Minimum filter”で黒い部分(バックグラウンド)を強調 (EJ-240)



図 4-11 “Border-limited mean filter”で
領域内の平均値を減算しなめらかにつなぐことで、
ノイズを除去した飛跡を得る (EJ-240)

4.2.2.2. 画像の2値化

バックグラウンドよりも明るい部分だけを取り出すために輝度の閾値を決めて2値化を行なう。CCDカメラを連続使用することによって発生する熱によるバックグラウンド増加の可能性を考慮すると、一定の閾値で処理することは適当でない。そのため、Image Jに備わっている AutoThreshold 機能[24]を使って2値化を行なった(図4-12・図4-13)。AutoThresholdはCsIの場合は“RenyiEntropy[25]”、EJ-240の場合は“Li[26]”を用いた。前者は画像のエントロピー(平均情報量)を最大化する閾値決定の方法で、後者は画像のクロスエントロピーを最小化する閾値決定の方法である。

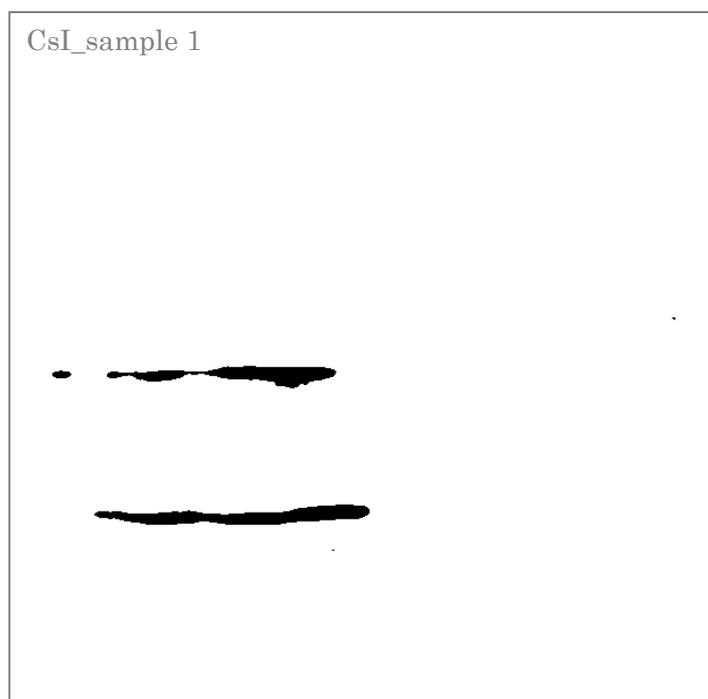


図4-12 2値化後 (CsI)

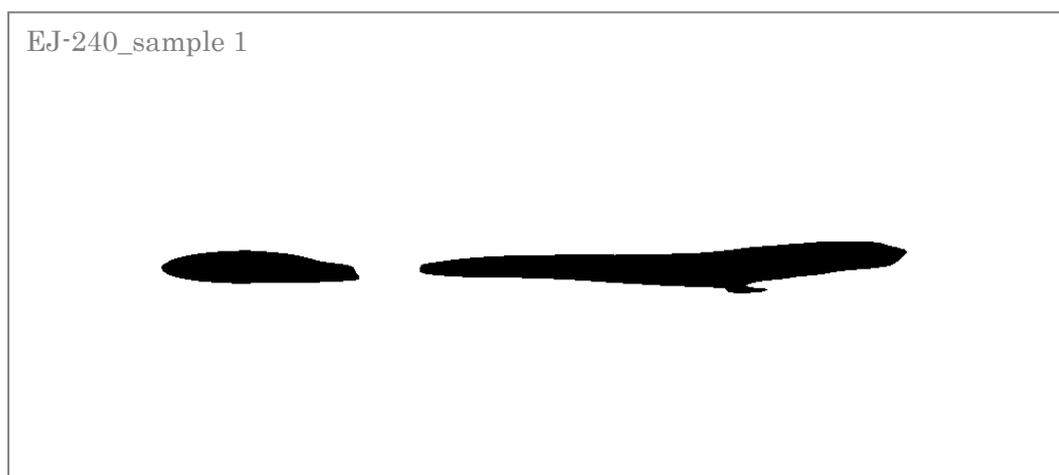


図4-13 2値化後 (EJ-240)

4.2.2.3. フィルタ② (複数の ROI を関連付ける)

画像の2値化によりバックグラウンドと区別された ROI が複数の場合、1つの粒子に起因するトラックが処理の過程で分離された可能性がある。次節で最終的な ROI を決定する際、ROI の長さによる判別を行なうため、関係する ROI 同士は一つに融合させる必要がある。そのため、Image J に備わっている“Maximum filter”と“Minimum filter”をかけた。“Maximum filter”により各 ROI 部分が拡張され(図 4-14・図 4-16)、“Minimum filter”により再度縮小される(図 4-15・図 4-17)。このとき、“Maximum filter”で接続された ROI は“Minimum filter”をかけても接続したままであり、接続されなかった ROI は元の大きさに戻る。指定するフィルタの領域は ROI の分布と実際にサンプルをいくつか画像処理して決定した。4.2.2.1. でかけたフィルタ同様に、 x (ビーム軸方向)は y (ビーム軸垂直方向)よりも長めに設定されている。



図 4-14 “Maximum filter” (CsI)

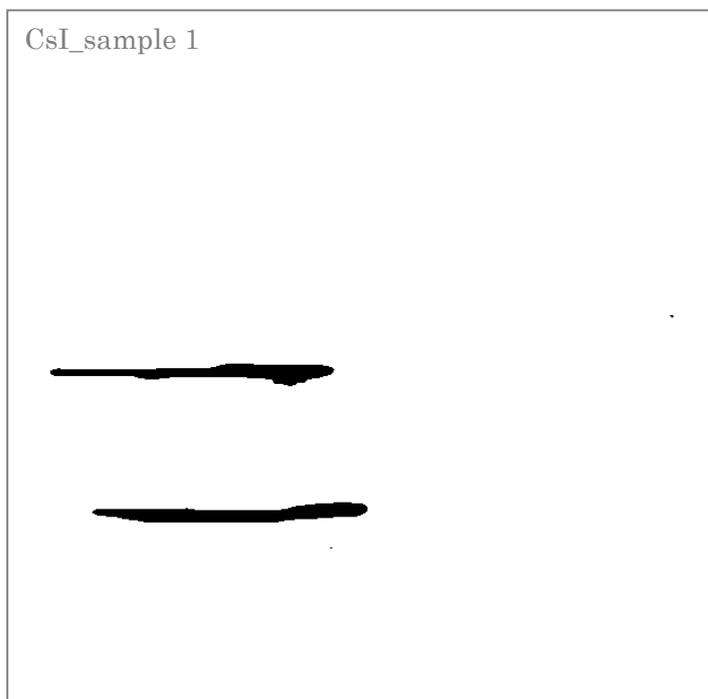


図 4-15 “Minimum filter” (CsI)

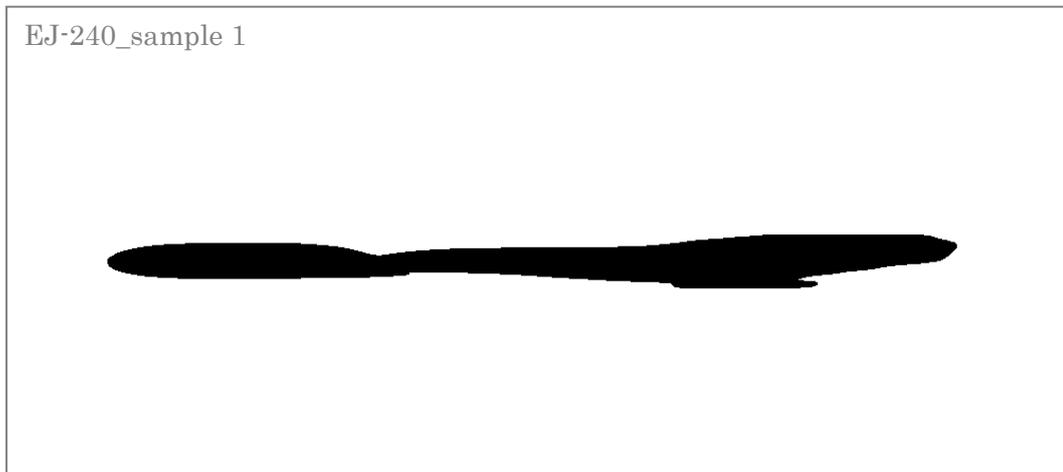


図 4-16 “Maximum filter” (EJ-240)

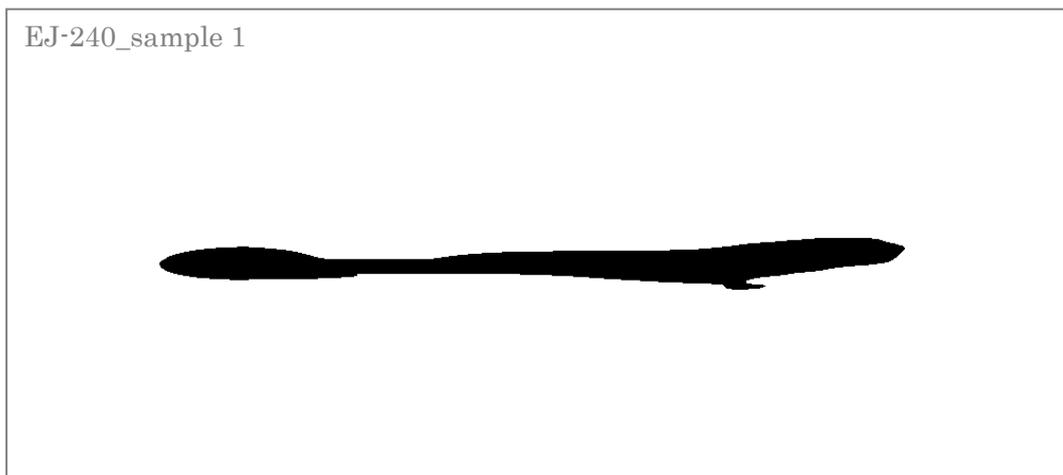


図 4-17 “Minimum filter” (EJ-240)

4.2.2.4. ROI の選定と Stop point の読み取り

以上のように決定された ROI から Stop point を読み取るための ROI を選択していく。

CsI の場合、 ΔE -E 法を併用しておらず画像データのみであることから、1 画像に複数の飛跡がある場合には、面積と長さがある一定の閾値以上の条件を満たした ROI 個々に Stop point を読み取った。閾値については、実際にサンプルをいくつか画像処理することで決定した。最終的に選定された ROI を画像上に描いたものを図 4-18 に示す。この選ばれた ROI から、Stop point とビーム軸に対する角度(ϕ)を読み取る。

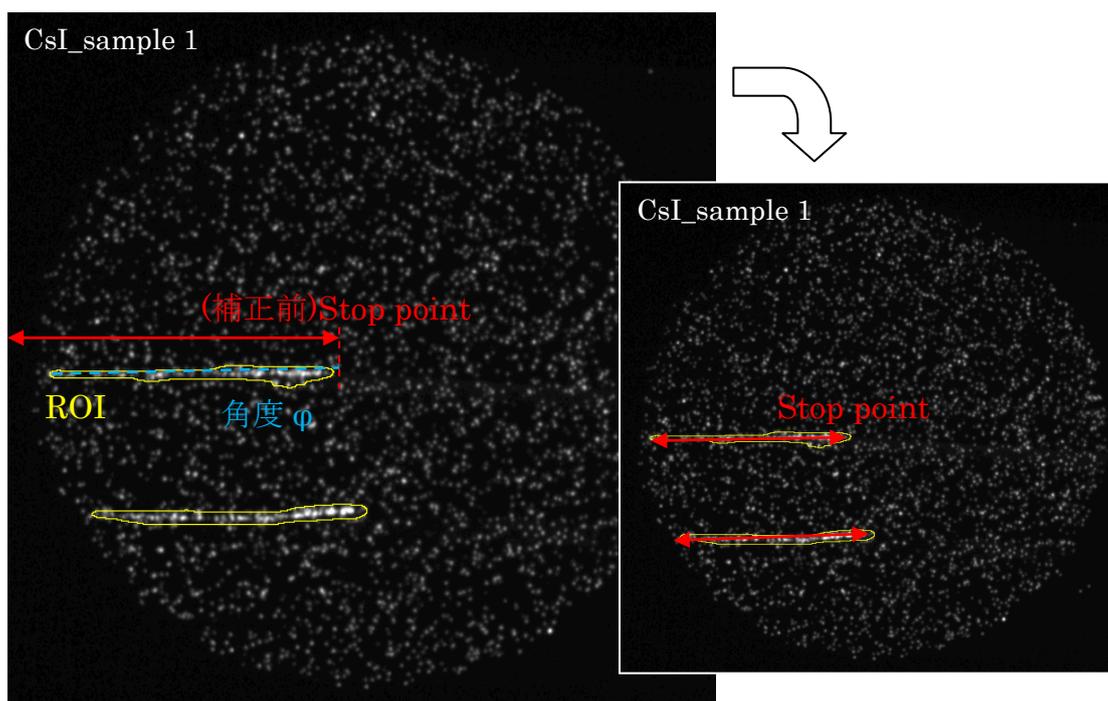


図 4-18 ROI の選定 (CsI)

図 4-18 で見られるように、CsI が円柱状であることから得られた画像上の Stop point の分布は入射位置(y)による物質厚の違いが影響している。そこで、y(入射位置)-x(補正前 Stop point)の 2 次元プロットを描き、式 4-4 で fitting する方法で Stop point の補正と長さのキャリブレーションを行なった。CsI は設置誤差によって、図 4-19 のように映っていた。画像において輝いて見える円形の形は CsI の表面であると考えられるため、この円と実際にビームが通過した深さ 68mm のところにおける円の中心はずれていることに注意してほしい。

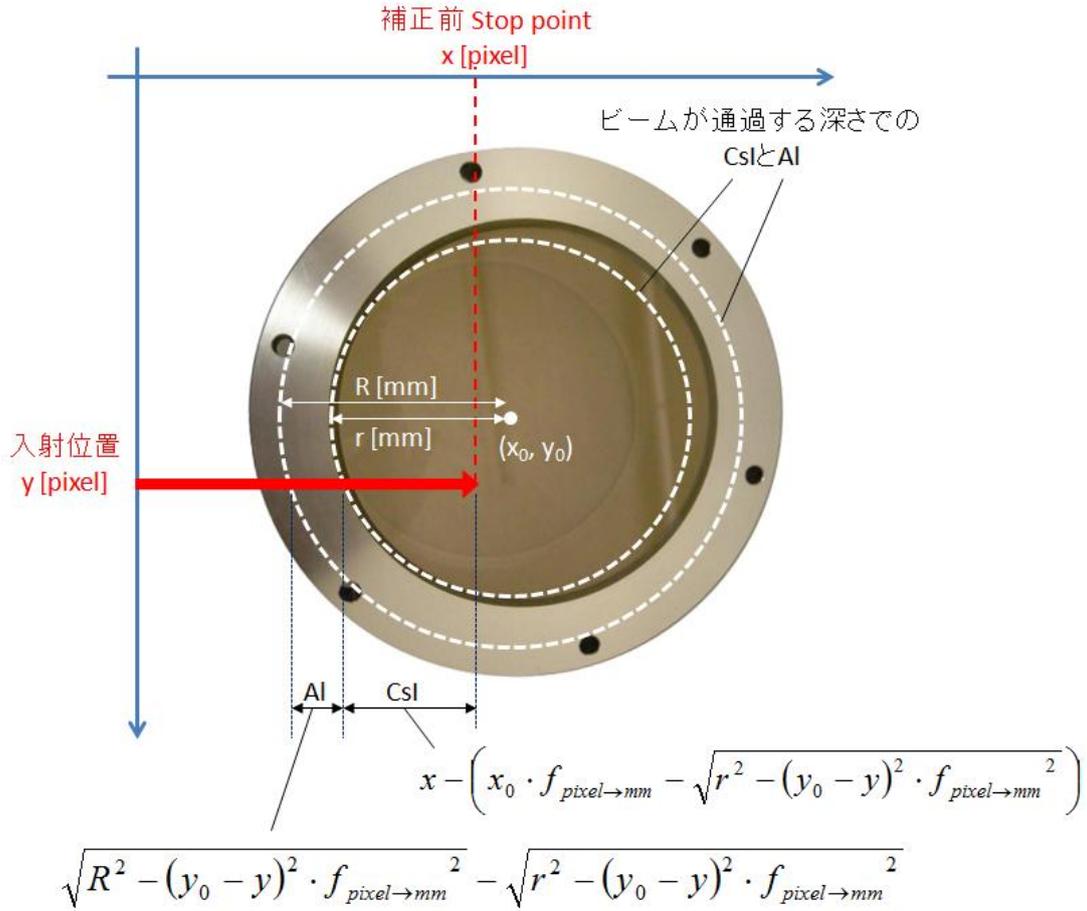


図 4-19 カメラに映った CsI

図 4-19 のように、CsI の半径を r (=約 114)[mm]、Al の半径を R (=約 140)[mm]、1pixel あたりの長さを $f_{\text{pixel} \rightarrow \text{mm}}$ [mm/pixel]、さらに補正前の Stop point を x 、入射位置を y として、ビームが通過する深さにおける CsI の中心を $(x_0[\text{pixel}], y_0[\text{pixel}])$ とおいた。ここで、Al における長さを CsI に換算する係数 $F_{\text{Al} \rightarrow \text{CsI}}$ (=約 0.81) は Bethe-Bloch の式を用いて、Al における飛程と CsI における飛程の比から求めることができる。これを用いて補正された Stop point の ^{12}C ピーク S_{peak} (=約 59.12)[mm] を式 4-3 で表す。

$$S_{\text{peak}} = F_{\text{Al} \rightarrow \text{CsI}} \cdot \left(\sqrt{R^2 - (y_0 - y)^2 \cdot f_{\text{pixel} \rightarrow \text{mm}}^2} - \sqrt{r^2 - (y_0 - y)^2 \cdot f_{\text{pixel} \rightarrow \text{mm}}^2} \right) + \left(x - \left(x_0 \cdot f_{\text{pixel} \rightarrow \text{mm}} - \sqrt{r^2 - (y_0 - y)^2 \cdot f_{\text{pixel} \rightarrow \text{mm}}^2} \right) \right) \quad \text{式 4-3}$$

この式 4-3 を変形すると fitting に用いる式 4-4 となる。

$$x = \left(\begin{array}{l} S_{\text{peak}} + x_0 \cdot f_{\text{pixel} \rightarrow \text{mm}} - F_{\text{Al} \rightarrow \text{CsI}} \sqrt{R^2 - (y_0 - y)^2 \cdot f_{\text{pixel} \rightarrow \text{mm}}^2} \\ - (1 - F_{\text{Al} \rightarrow \text{CsI}}) \sqrt{r^2 - (y_0 - y)^2 \cdot f_{\text{pixel} \rightarrow \text{mm}}^2} \end{array} \right) / f_{\text{pixel} \rightarrow \text{mm}} \quad \text{式 4-4}$$

式 4-4 を fitting することで x_0 、 y_0 、 $f_{pixel \rightarrow mm}$ を求めた。これらの結果と角度 ϕ を用いて式 4-5 のように補正を行なった。

StopPoint

$$= \left(\left(x - \left(\frac{S_{peak} + x_0 \cdot f_{pixel \rightarrow mm} - F_{Al \rightarrow CsI} \sqrt{R^2 - (y_0 - y)^2 \cdot f_{pixel \rightarrow mm}^2}}{-(1 - F_{Al \rightarrow CsI}) \sqrt{r^2 - (y_0 - y)^2 \cdot f_{pixel \rightarrow mm}^2}} \right) \right) / f_{pixel \rightarrow mm} \right) \cdot f_{pixel \rightarrow mm} + S_{peak} \Bigg) / \cos \phi$$

式 4-5

EJ-240 の場合、 ΔE -E 法を併用しており、原理的には 1 画像には 1 つの ROI のみ存在する。ROI はまず、その長さ(width)が x の最大値(x_{max})の 1/3 以上あるものを選択する。例えば、図 4-17 の ROI は $width/x_{max} > 1/3$ であるため、選択することができる。ただし、これを満たす ROI が複数ある場合(全体の 2 割程度が該当)、 $width/x_{max}$ の割合が最も大きいものを 1 つ選ぶこととした。最終的に選定された ROI を画像上に描いたものを図 4-20 に示す。この選ばれた ROI から、(補正前)Stop point を読み取る。

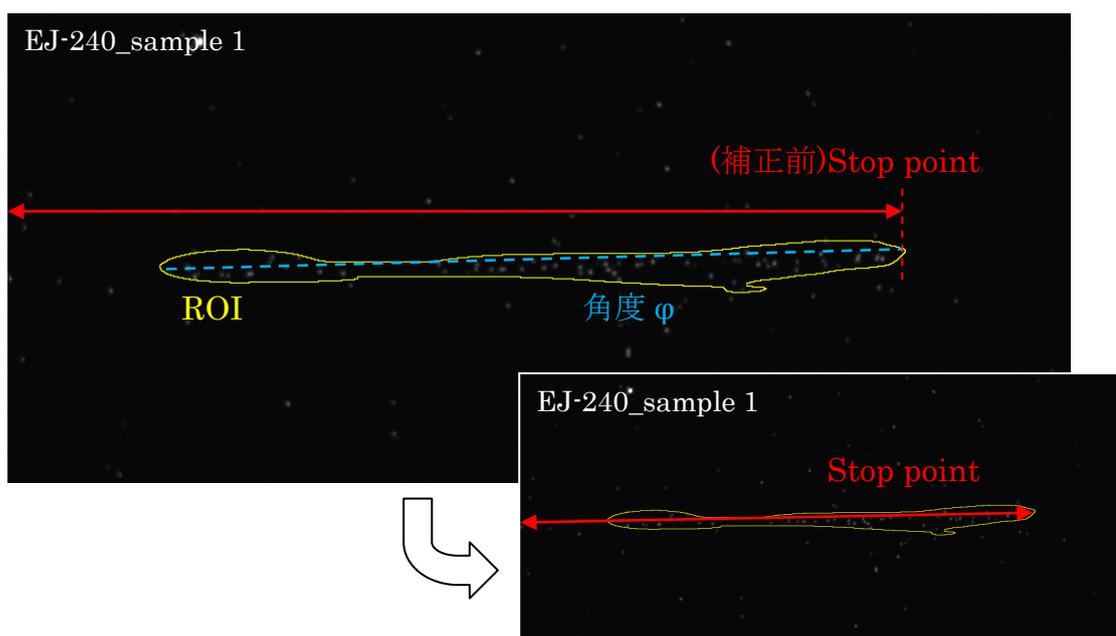


図 4-20 ROI の選定と Stop point の読み取り (EJ-240)

画像長さのキャリブレーションはレンジシフトを挿入した際の Stop point ヒストグラムの分布のずれ[pixel]とレンジシフト厚を EJ-240 における長さに変換したものととの比から行なうことができた。またその結果について CsI 同様に角度 ϕ を用いて補正した。

4.3. 実験結果

CsI を用いた場合の Stop point 分布を図 4-21 に示す。

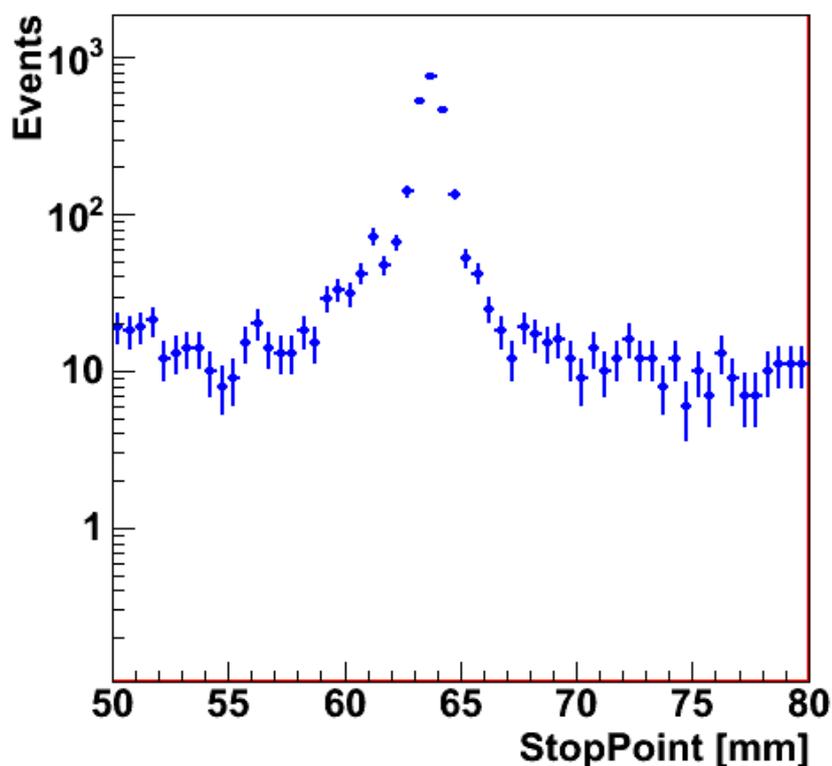


図 4-21 Stop point 分布 (CsI)

図 4-21 の最も大きなピークは ^{12}C で生成されていると考えられるため、ここではそのピーク位置を次節で行なったシミュレーションの結果得られた ^{12}C のピーク(64mm)の位置と一致させてある。この値はおおよそ得られた画像から読み取った値とも一致していた。このときの ^{11}C と ^{12}C の最大飛程差は 5mm 程度となる。(64-5)=59mm 付近から ^{12}C のピークまでに非対称な構造は認められたが、明確な ^{11}C のピークを観察することはできなかった。また、 ^{12}C のピークから求められるレンジカウンタの分解能は約 1.3mm であった。これは 30MeV/n の $^{11}\text{C}/^{12}\text{C}$ の飛程差程度の値である。

EJ-240 を用いた場合の Stop point 分布を図 4-22 に示す。ΔE 検出器に入ったが E 検出器に入らなかったイベントをカットし(図 4-23 左 灰色部分)、各 Stop point に対して ROI が十分に広く囲まれていないものをカットした(図 4-23 右 灰色部分)。

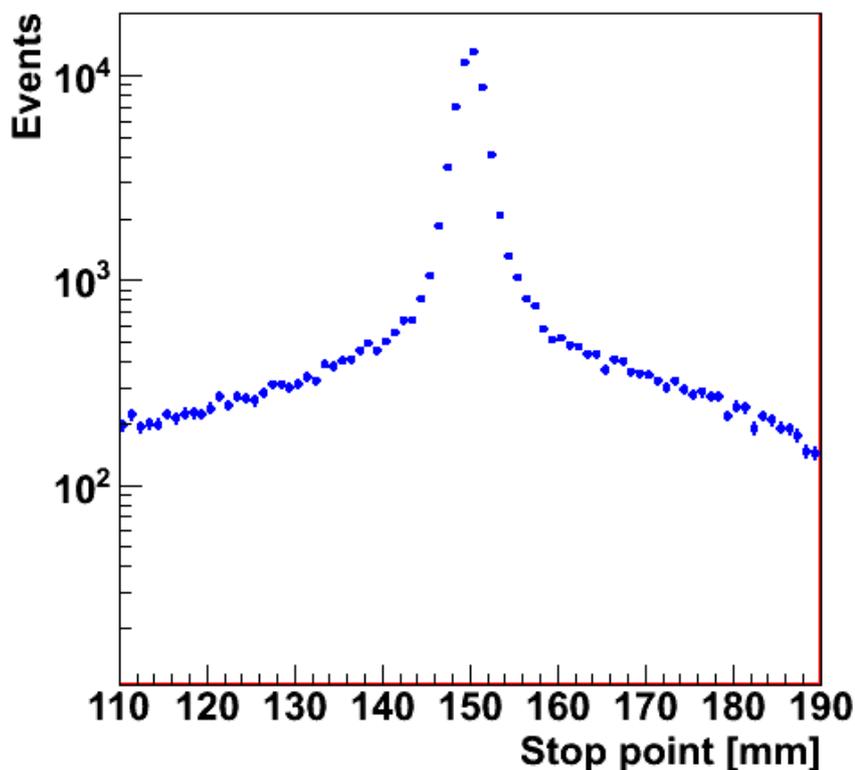


図 4-22 Stop point 分布 (EJ-240)

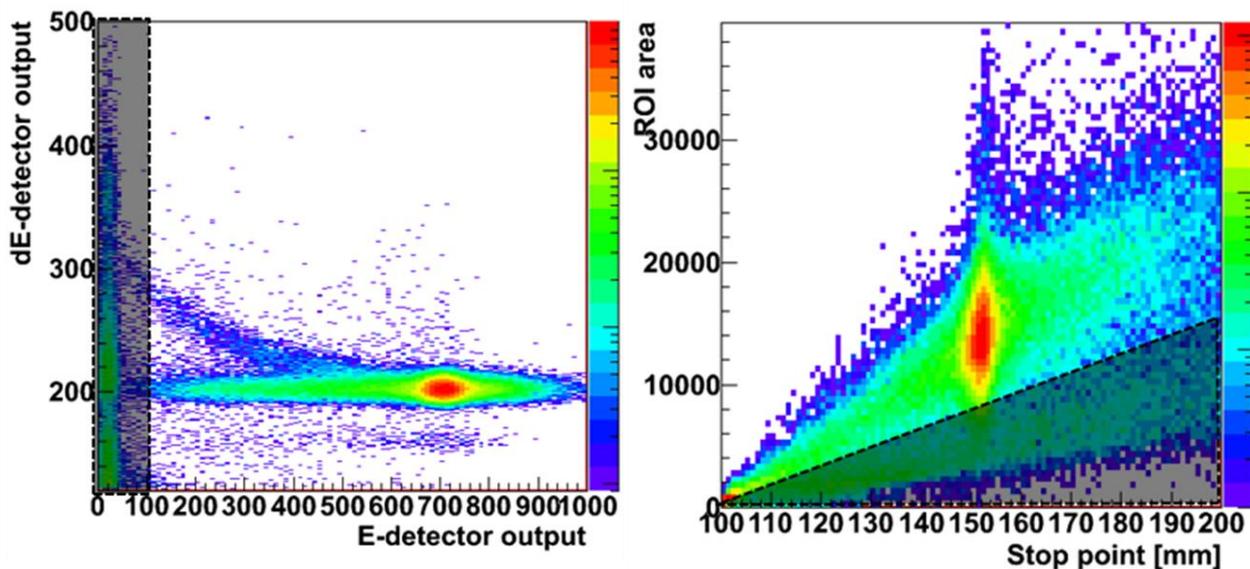


図 4-23 Stop point ヒストグラムに用いるカット領域 (灰色部分)

図 4-22 においても最も大きなピークは ^{12}C で生成されていると考えられるため、ここではそのピーク位置を次節で行なったシミュレーションの結果得られた ^{12}C のピーク(152mm)の位置と一致させてある。この値はおおよそ得られた画像から読み取った値とも一致していた。このときの ^{11}C と ^{12}C の最大飛程差は 12.5mm 程度となるが、 $(152-12.5)=149.5\text{mm}$ 付近から ^{12}C のピークまでに ^{11}C と示唆される分布構造を観察することはできなかった。また、 ^{12}C のピークから求められるレンジカウンタの分解能は約 3.8mm であった。これは 34MeV/n の $^{11}\text{C}/^{12}\text{C}$ の飛程差程度の値である。

proton を用いた補助実験では EJ-240 を用いた場合は光を観察することはできなかったが、CsI を用いた場合は図 4-24 の画像で示すように proton と思われる飛跡を確認することができた。ここで、proton を Al で遮った場合の CsI の画像(図 4-25)においても離散的な光点が見られたため、proton を入射した中心に示す画像の飛跡以外の光点は中性子による寄与が含まれていると考えられる。中心に示した画像を 4.2.2. と同様の方法で画像処理を行なうことで、Stop point を測定した(図 4-24 左)。結果を図 4-26 に示す。

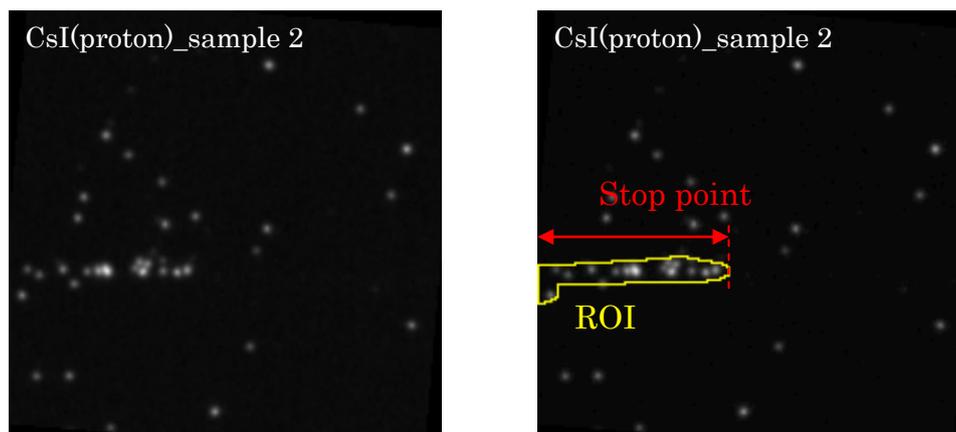


図 4-24 proton を CsI に入射した際の画像(左)と処理の結果(右)

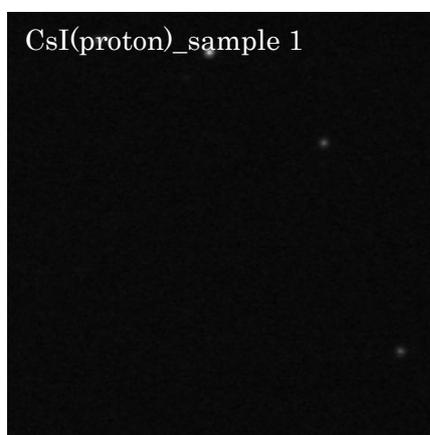


図 4-25 proton を Al で遮った際の CsI の画像

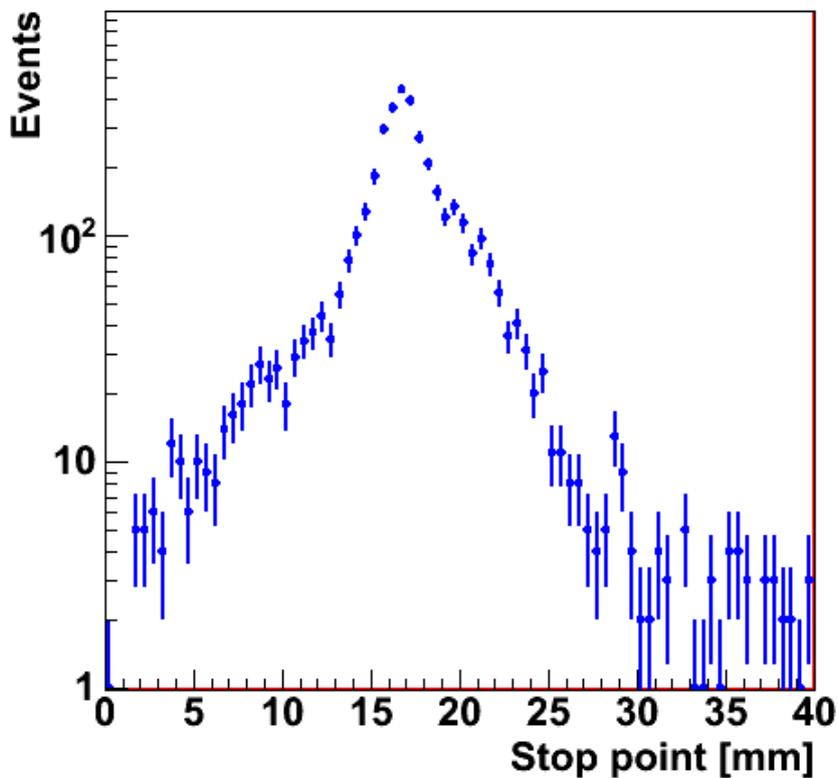


図 4-26 Stop point の分布 (proton/CsI)

入射した proton 80MeV の理論的に算出される飛程付近に Stop point のピークを確認することができた。proton はフラグメント反応によって高エネルギーの粒子を生成しないため、このピークは明らかに proton によるものと考えられる。光の散乱と先に示した中性子の影響で裾野に広がりが見られるが、proton のピークを用いて分解能を評価したところ約 2.8mm であった。

4.4. シミュレーション結果との比較

この実験を模擬して、Geant4[27]を用いたシミュレーションも行なった。Geant4は物質中の粒子輸送のモンテカルロシミュレーションを行なう大規模なソフトウェアである。物理プロセス、検出器のジオメトリ、入射粒子・二次粒子のトラッキング、視覚化等を含む多くのツールキットから構成される。C++で書かれておりオブジェクト指向を実現しているため、高エネルギー物理学・宇宙線・原子核物理学等様々な分野で適用されている。

まずCsIを用いた実験を模擬した図4-27のようなジオメトリを組み¹²Cを入射させ、シミュレーションを行なった。CsIは実験同様の円柱状ではなく、簡単のため $120 \times 140 \times 140 \text{mm}^3$ の直方型Al内に $120 \times 114 \times 114 \text{mm}^3$ の直方体CsIを入れ込む形で再現した。入射される¹²Cのエネルギーは、実験で $100 \text{mm}\phi$ にビームを広げる際に散乱体(Ta 水等価厚 3.80mm)によって失われるエネルギー約 40MeV を $290 \times 12 = 3480 \text{MeV}$ より差し引いた値 3430MeV を用いた。適用される物理プロセスには粒子の多重散乱と電磁相互作用を含んでおり、それらの過程を経て粒子が静止した深さを読み取ることができる。さらに実験同様にビーム軸とCsIの表面の距離が 68mm とし、CsIから外に出てしまったときの粒子の到達深さも読み取った。すなわち、粒子は静止しなくても検出範囲外に出た瞬間に光が途絶え、カメラの画像からは粒子が静止したと認識されることも考慮されているため、これらの読み取った深さが計測したStop pointにあたる。

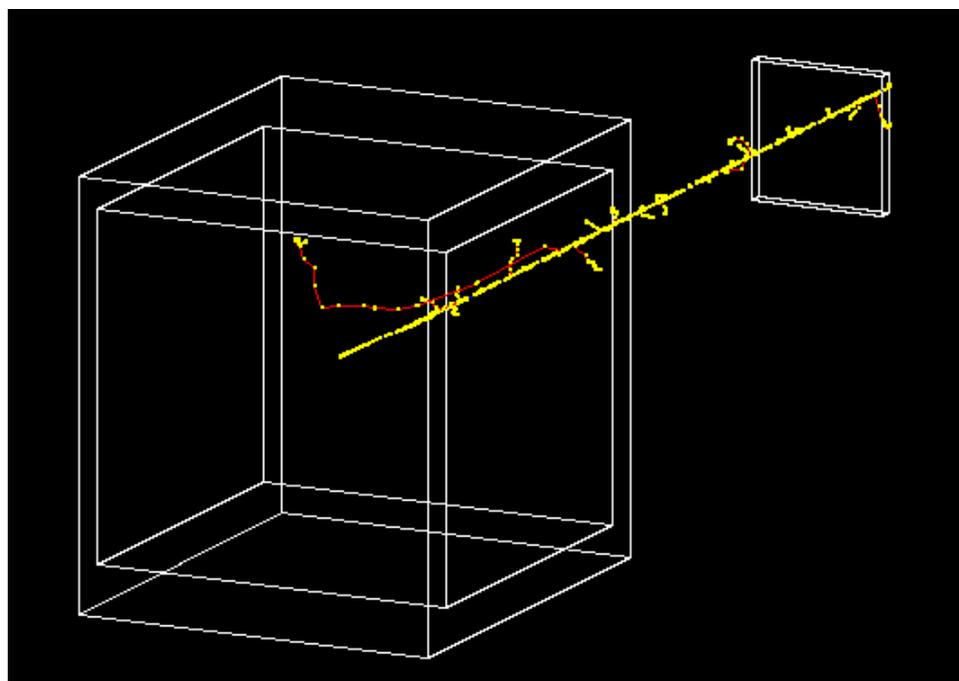


図 4-27 シミュレーションにおけるジオメトリ (CsI)

図4-28がCsIを用いた場合のシミュレーション結果で得られた粒子種毎のStop pointの分布である。青のプロットは ^{11}C 、赤のプロットは ^{12}C 、緑のプロットは電荷 $z=3\sim 6$ の粒子の総和を表している。CsIの場合、Light outputの見積りとしてはprotonまで観察が可能であるのだが、より重い粒子の明るいイベントによって見えなくなってしまうと考えられる。そのため、軽いprotonとHeは総和から除いた。

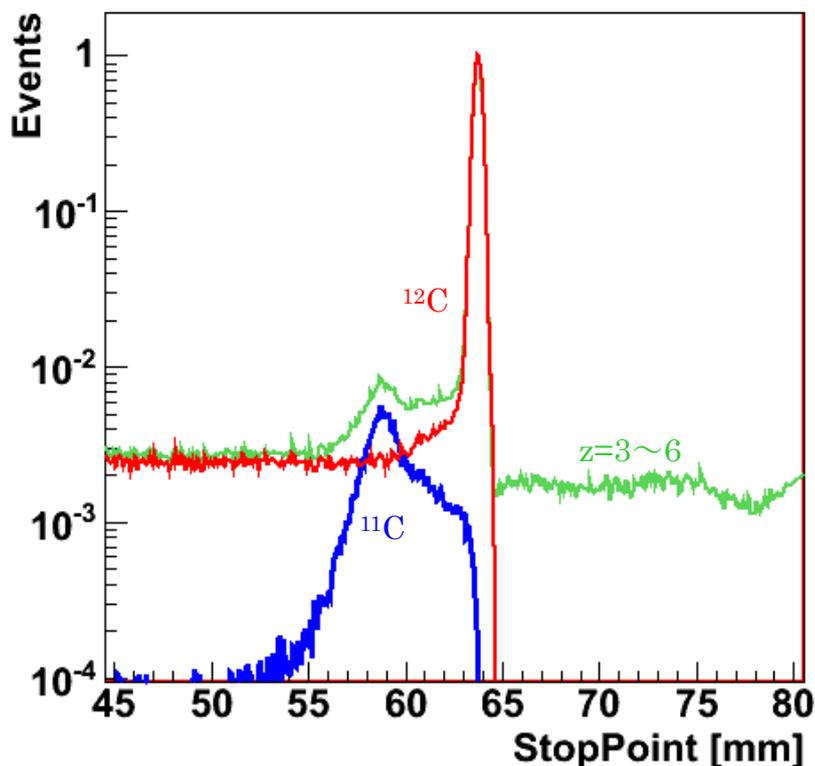


図4-28 シミュレーションのStop point 分布 (CsI)

実際にCCDカメラで観測されるStop pointの分布は光の散乱や画像処理によるゆがみによって大きな広がりがあると考えられる。これを計測されたStop point分布の ^{12}C ピークの分解能に合うように、シミュレーションで得られたStop pointヒストグラムにGauss分布を重畳積分することで全体的に広がりをもたせた。これをレンジカウンタで計測されたStop point分布と比較したものが図4-29である。

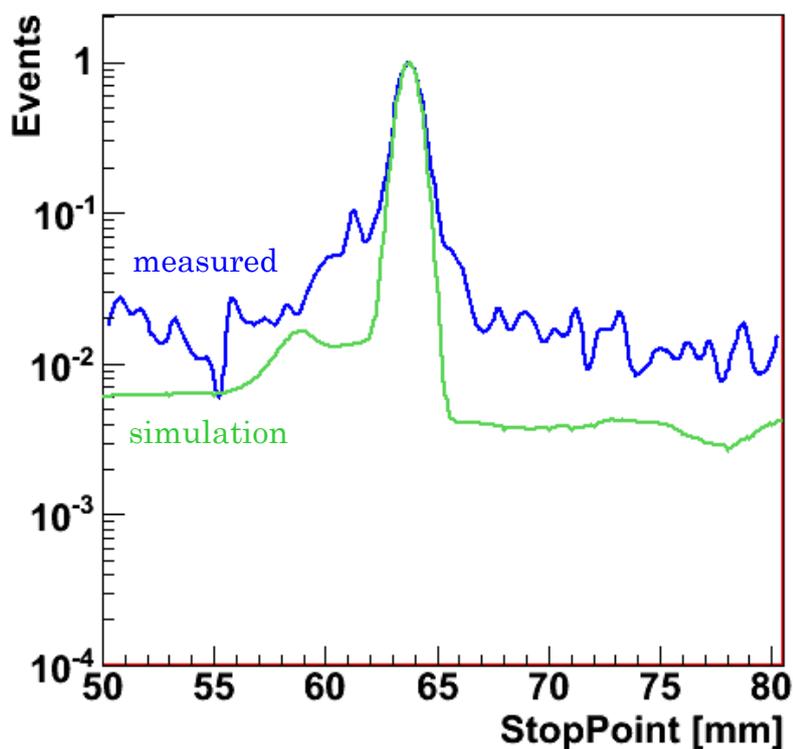


図 4-29 Gaussian 処理後のシミュレーションの Stop point 分布とレンジカウンタで得られた Stop point 分布の比較 (CsI)

次に EJ-240 を用いた実験を模擬した図 4-30 のようなジオメトリを組み ^{12}C を入射させ、シミュレーションを行なった。EJ-240 の形状は実験で用いたものと同様に $45 \times 45 \times 374 \text{mm}^3$ とした。入射される粒子の条件、物理プロセス、Stop point の読み取りは CsI の場合と同様である。ただし、実験同様にビーム軸と EJ-240 の表面の距離が 11mm となっている。

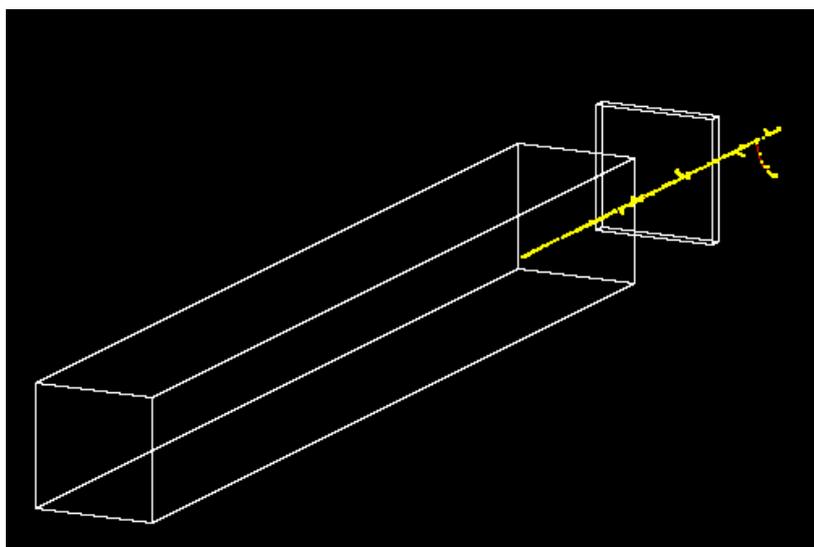


図 4-30 シミュレーションにおけるジオメトリ (EJ-240)

図 4-31 が EJ-240 を用いた場合のシミュレーション結果で得られた粒子種毎の Stop point の分布である。青のプロットは ^{11}C 、赤のプロットは ^{12}C 、緑のプロットは電荷 $z=3\sim 6$ の粒子の総和を表している。EJ-240 の場合、Light output を見積もると proton と He は観察できないことがわかったため、総和から除いた。

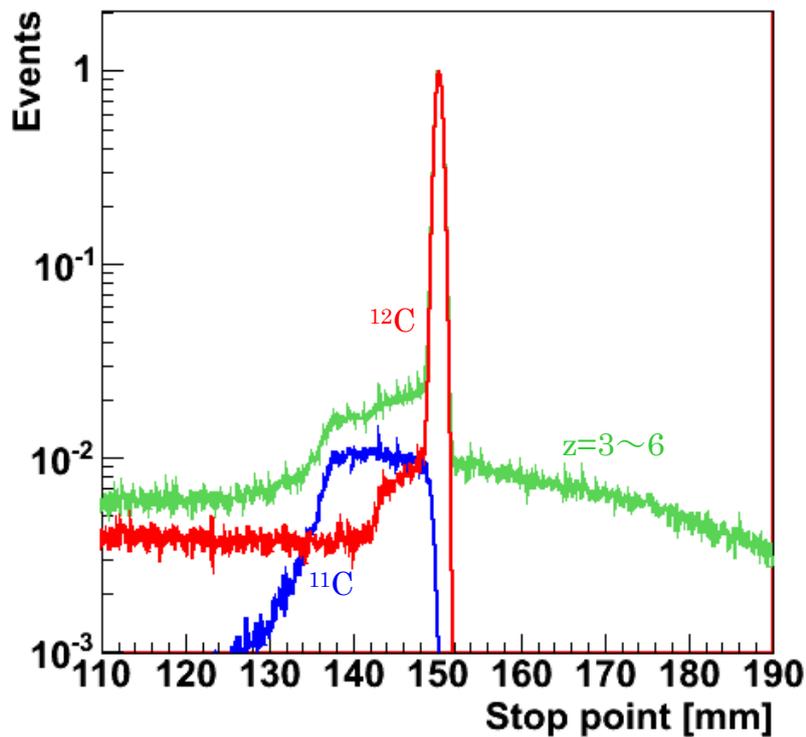


図 4-31 シミュレーションの Stop point 分布 (EJ-240)

CsI の場合と同様に、計測された Stop point 分布の ^{12}C ピークの分解能に合うように、シミュレーションで得られた Stop point 分布に Gaussian をかけて全体的に広がりをもたせた。これをレンジカウンタで計測された Stop point と比較したものが図 4-32 である。

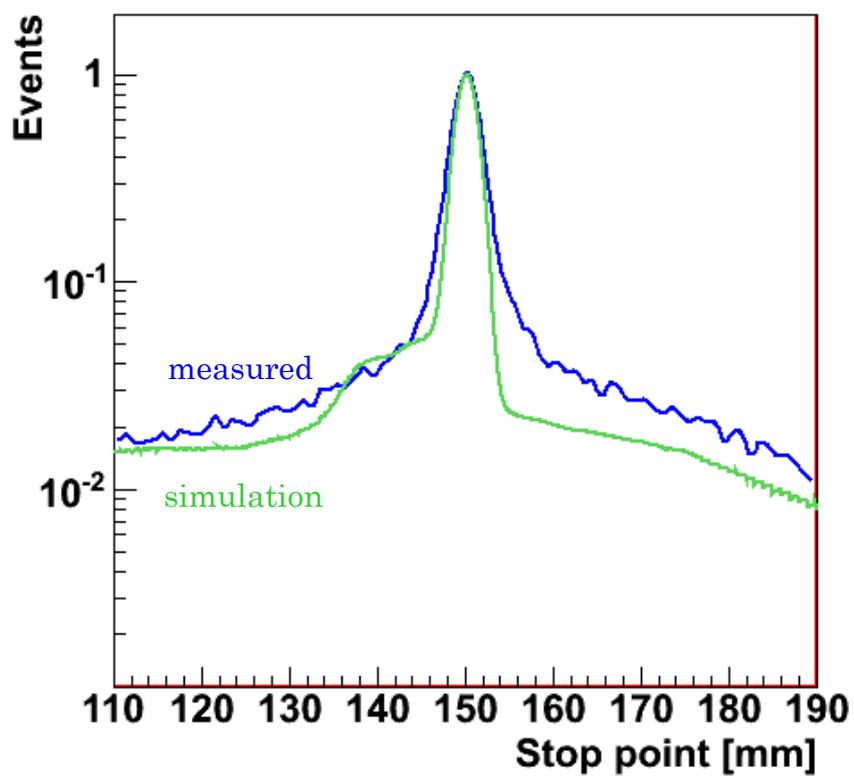


図 4-32 Gaussian 処理後のシミュレーションの Stop point 分布とレンジカウンタで得られた Stop point 分布の比較 (EJ-240)

第5章 結論

5.1. 実験のまとめ

CsI と EJ-240 を用いたレンジカウンタシステムと ΔE -E 法を用いて、 $^{11}\text{C}/^{12}\text{C}$ の判別を試みた。光出力も大きく減衰定数の長い CsI の実験では、 ^{12}C の停止位置分布を明瞭に得ることができ、またその非対称性から ^{11}C の停止位置分布も部分的に測定できたと考えられる。しかし、光出力の小さい EJ-240 の場合 ^{11}C による分布上の特徴も見ることができなかった。また、 ^{12}C のピークを用いて分解能を評価したところ、CsI は約 1.3mm(約 30MeV/n の $^{11}\text{C}/^{12}\text{C}$ の飛程差に相当)であり、EJ-240 は約 3.8mm(約 34MeV/n の $^{11}\text{C}/^{12}\text{C}$ の飛程差に相当)であった。分解能の面で評価するといずれも本システムにおいて $^{11}\text{C}/^{12}\text{C}$ の判別は可能な範囲と言える。しかし、絶対的な光量の不足により光点が離散的となってしまうことと、中性子や光の反射によるノイズ、さらに今回行なった画像処理の特性上、**Stop point** が長い方に重みがかかったと考えられる。これはシミュレーション結果との比較でも明らかである。よって今後、光感度等のレンジカウンタ自体の性能の向上と画像処理アルゴリズムの改善が求められる。

以上が本研究の主たる目的として行なった実験についてのまとめである。本システムは新たに開発したもので、今後の展開として大きな可能性がある。最後にそれら応用の可能性について示す。

5.2. 今後の課題と展望

ここでは、レンジカウンタでとらえた光量を用いた粒子のエネルギー測定と角度分布の測定、また $^{11}\text{C}/^{12}\text{C}$ だけではなく他のフラグメント粒子($z=1\sim 5$)への応用の可能性について議論する。

5.2.1. レンジカウンタのエネルギー測定

$^{11}\text{C}/^{12}\text{C}$ 判別実験で得られた画像のROI内の輝度の積分値を用いた粒子のエネルギー測定を試みた。

図 5-1 が CsI を用いた場合の輝度の積分値分布である。この分解能は約 30%で E 検出器の分解能 9.3%と比較して非常に悪い結果となった。

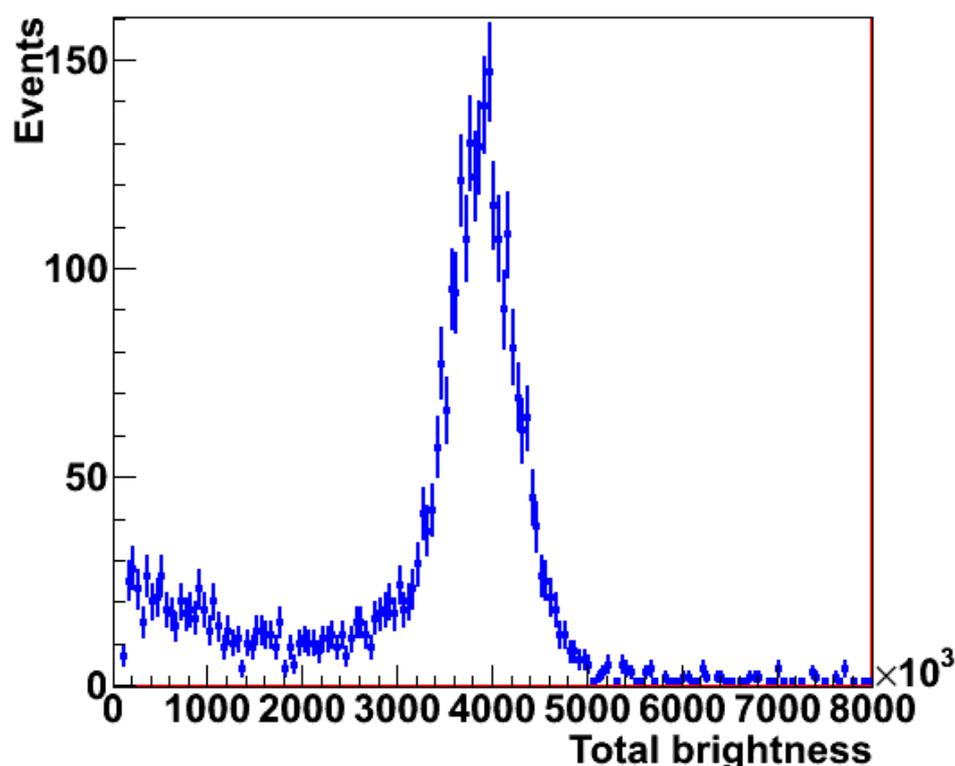


図 5-1 輝度の積分値分布 (CsI)

図 5-2 に EJ-240 を用いた場合の輝度の積分値分布を示す。この分布においても図 4-23 を用いてノイズをカットした。やはり EJ-240 は光量が少ないため、分解能は約 47%で CsI の結果と比較してもかなり悪い結果となった。図 5-3 に輝度の積分値とそれと同時に計測した E 検出器の出力の 2 次元分布を示す。E 検出器の出力が小さいところでは輝度の積分値はほとんど 0 であるが、E 検出器の出力との相関性は見ることができた。

いずれの場合も分解能は E 検出器と比較して非常に悪く、やはり現状では ΔE -E 法を併用したレンジカウンタの測定が望ましいと考えられる。

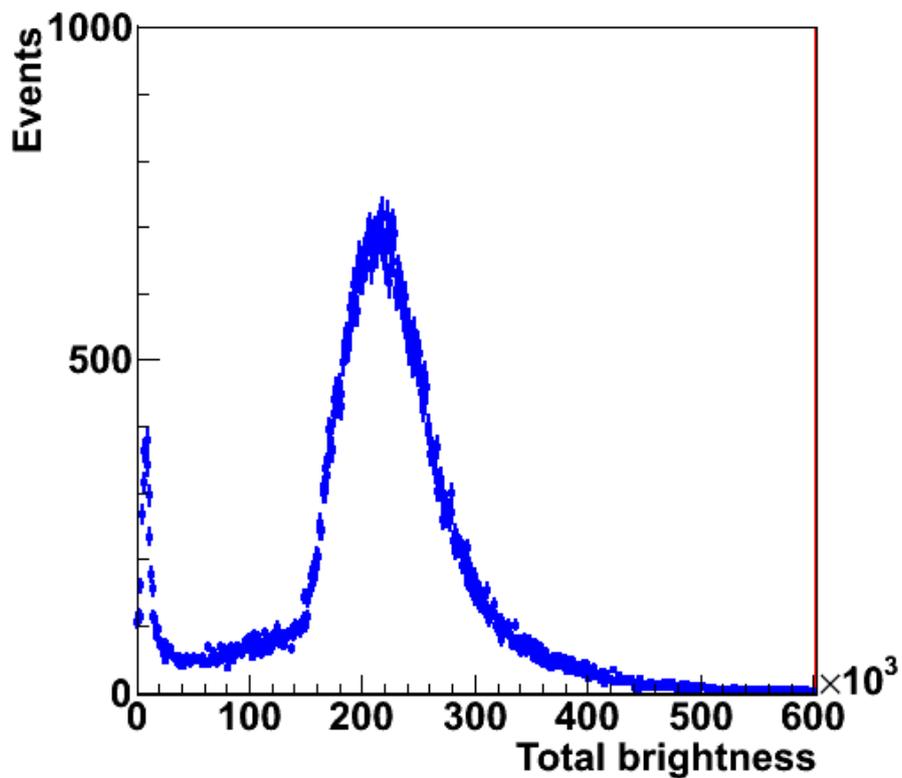


図 5-2 輝度の積分値分布 (EJ-240)

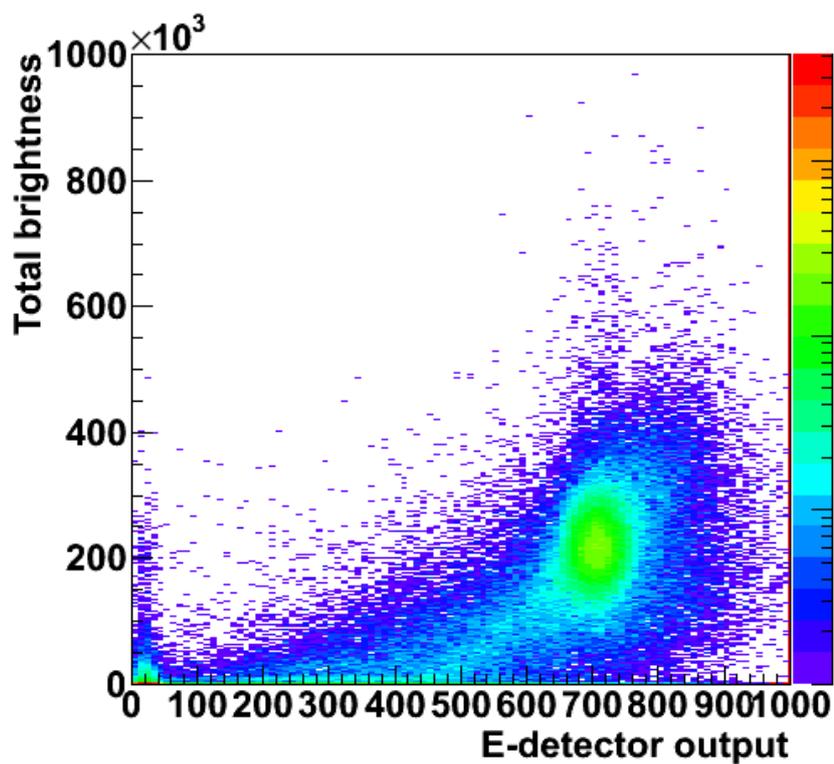


図 5-3 輝度の積分値と E 検出器の 2 次元分布 (EJ-240)

5.2.2. 他粒子への応用

図 5-4 は 3.7.と同様の方法で、CsI に電荷 $z=1\sim 6$ の粒子 290MeV/n を入射した際の各深さにおける Light output の見積りを表している。ここからも proton は最も電荷が小さく単位長さ当たりのエネルギー損失 dE/dx が小さいため、他粒子と比較して最も光が観察しにくいことがわかる。しかし、CsI を用いることで proton の Stop point を計測することができた。すなわち、他のすべての粒子が CsI を用いることによって、本システムで観察が可能であることが示された。今後、他の粒子にも焦点をあてた実験についても行なう必要がある。

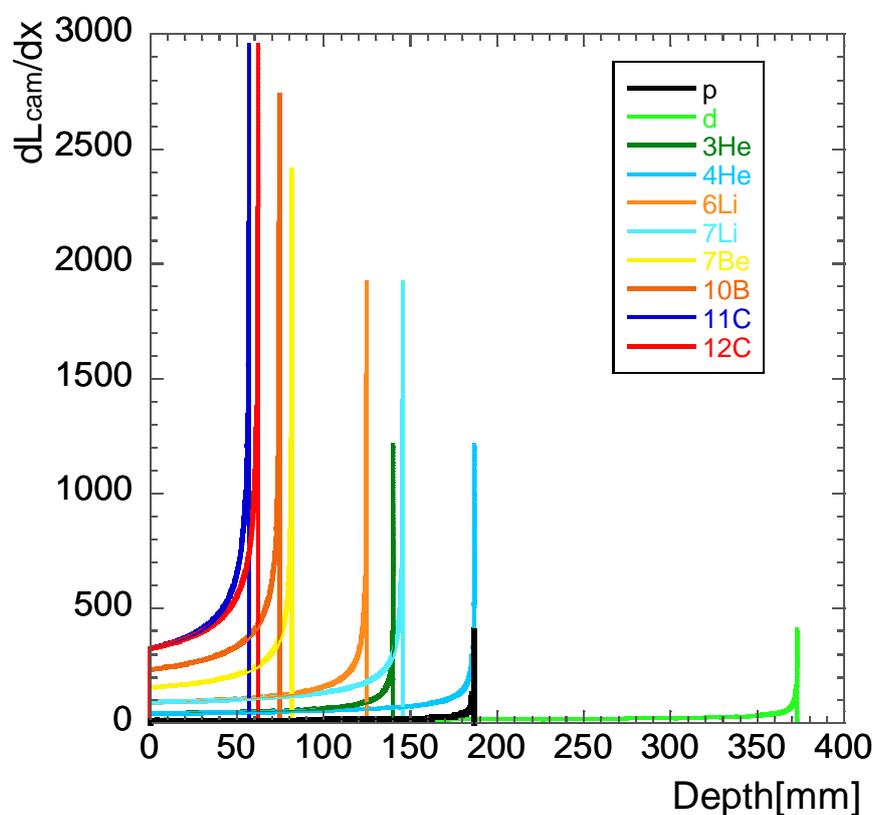


図 5-4 CsI における各粒子の Light output

5.2.3. 角度分布の測定

$^{11}\text{C}/^{12}\text{C}$ 判別実験で得られた画像の ROI から読み取った Stop point 毎角度分布についても解析を試みた。これらは CsI の場合も EJ-240 の場合も完全な Gauss 分布ではなく複数の Gauss 分布の足し合わせの形状が見られた。今回、実験データを十分取得した EJ-240 について Stop point 毎角度分布を 2 つの Gauss 分布の和の式 5-1 でフィッティングした(図 5-5)。

$$Events = C_{small} \exp\left(-\frac{(x - \mu_{small})^2}{\sigma_{small}^2}\right) + C_{large} \exp\left(-\frac{(x - \mu_{large})^2}{\sigma_{large}^2}\right) \quad \text{式 5-1}$$

大きい σ に対応する Gauss 分布
小さい σ に対応する Gauss 分布

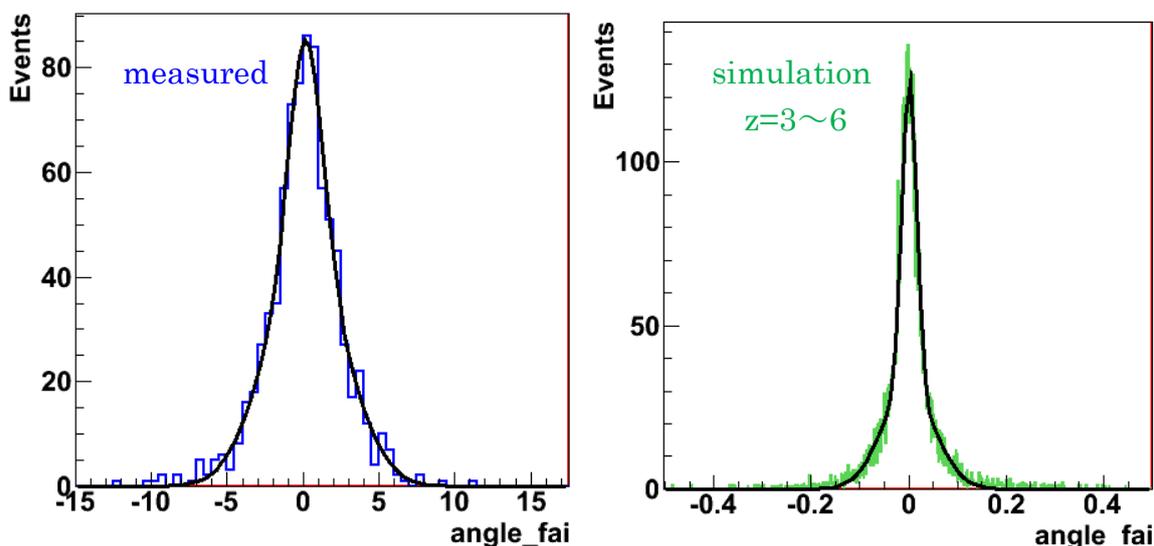


図 5-5 2 つの Gauss 分布の和でフィッティング
(Stop point=144~145[mm]の例)

測定結果の方がシミュレーション結果よりも全体的に広がりをもった角度分布となった。

これらの形状を比較するため、図 5-6 に示すようにフィッティングの結果得られた σ の比 ($\sigma_{small}/\sigma_{large}$) を Stop point 毎に比較した。青のプロットは測定結果、赤のプロットはシミュレーション結果を式 5-1 でフィッティングして得られた σ の比を示しており、良く一致していることがわかる。

図 5-6 の上に示されるように、シミュレーションで得られた角度分布を粒子種毎に分けると、それぞれの分布は正確な Gauss 分布ではなく特に角度の大きい領域において exponential での減衰が見られた。また、Stop point の値によって 3 つの角度分布の傾向を確認することができた。Stop point の ^{12}C ピーク未満の領域においては、ほぼ ^{12}C の鋭いピ

ークと ^{11}C の幅広いピークで角度分布が形成されていると考えられる(図 5-6①)。そこで、 ^{12}C と ^{12}C 以外の粒子(主に ^{11}C)に分けて Gauss 分布でフィッティングし、 σ の比を赤でプロットした。これは測定結果と良く一致している。次に Stop point の ^{12}C ピーク付近においては ^{12}C のイベント数が他の粒子と比較してほぼ ^{12}C だけで角度分布が形成されていると考えられるため(図 5-6②)、 ^{12}C だけの分布を式 5-1 でフィッティングし σ の比を橙色でプロットした。これも測定結果と良く一致している。さらに Stop point の ^{12}C ピークより下流においては電荷 $z=3\sim 5$ のフラグメント粒子が混ざり合って分布を形成していると考えられる(図 5-6③)。

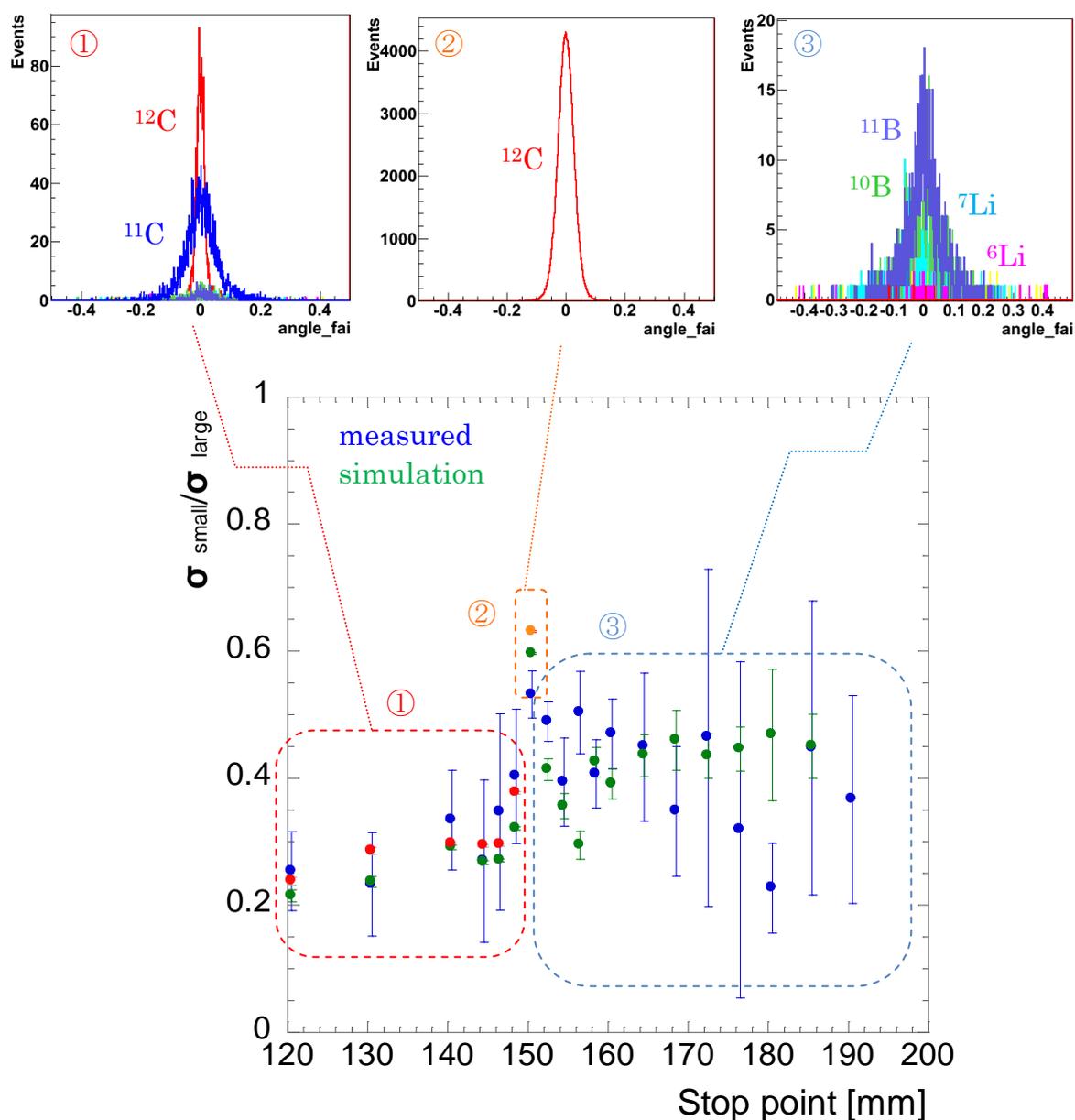


図 5-6 Stop point 毎角度分布の σ の比

5.3. 本論文のまとめ

本論文において、 $^{11}\text{C}/^{12}\text{C}$ の判別といった目的でレンジカウンタシステムによる計測と評価を行なった。E 検出器として CsI を用いた場合、統計量の問題もあり明確なピークとはならなかったが、 ^{11}C の停止位置を推定することができた。EJ-240 を用いた場合、光出力の不足から ^{11}C のピークを観察することができなかった。しかし、分解能の面ではどちらも 2%程度で Stop point の情報を得ることができたため、原理的には本システムを用いた $^{11}\text{C}/^{12}\text{C}$ の判別は可能な範囲と言える。今後、レンジカウンタの自体の性能向上と画像処理アルゴリズムの改善が求められる。

また、他の補助実験・評価も行なった。結果、現状の画像の輝度の積分値をエネルギー情報として使うには分解能が十分でなく、本システムは $\Delta E \cdot E$ 法を併用しなければならないことがわかった。しかし、CsI を用いることによって proton より重い全荷電粒子が観察可能であることが示されたため、今後 $^{11}\text{C}/^{12}\text{C}$ 以外に焦点をおいた実験もする必要がある。画像から得られた粒子飛跡の角度分布は、二成分として解析したところシミュレーションと良い一致を示し、特に ^{12}C ピーク前においては ^{11}C と ^{12}C の 2 つの成分と対応付けることができた。そのため、飛程だけではなく空間分布についても本システムで取得できる可能性が考えられる。このように本システムは全く新たな試みであるため、ビームの分布をコンパクトかつダイナミックに観察できる点を活かした幅広い応用が期待される。

参考文献

第 1 章

- [1] 厚生労働省大臣官房統計情報部編、“平成 22 年人口動態統計” (2011)
- [2] 放射線医学総合研究所、“<http://www.nirs.go.jp/publication/pamphlets/pdf/bro-j.pdf>”
- [3] R. D. Evans, “The Atomic Nucleus”, McGraw-Hill (1972)
- [4] H. Tomura et al., Jpn. J. Med. Phys., 18, 42 (1998)
- [5] J. Hufuer, Phys. Rev. C, 12, 1888 (1875)
- [6] M. Belli et al., Int. J. Raboat. Biol., 55, 93 (1989)
- [7] D. Schardt et al, Rev. Mod. Phys., 82, 383-425(2010)
- [8] I. Pshenichnov et al., Phys. Med. Biol., 51, 6099 (2006)
- [9] T. Inaniwa, Phys. Med. Biol., 51, 4129–4146 (2006)

第 2 章

- [10] 飯田博美編、“放射線概論” (2010)
- [11] N. Matsufuji et al., Phys. Med. Biol., 48, 1605–1623 (2003)

第 3 章

- [12] 放射線医学総合研究所、
“<http://www.nirs.go.jp/publication/pamphlets/pdf/himac-d.pdf>”
- [13] T. Kanai et al., Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys., 44, 201–210 (1999)
- [14] J. B. Birks, “The Theory and Practice of Scintillation Counting”,
Pergamon Press (1964)
- [15] SAINT-GOBAIN CRYSTALS,
“<http://www.detectors.saint-gobain.com/MaterialsGasTubes.aspx>”
- [16] D. Fox et al., Nucl. Ins. Meth. A, 374, 63-69 (1996)
- [17] Y. Koba et al., Nucl. Sci. Technol. Vol. 1, 218-221 (2011)
- [18] 浜松ホトニクス、“光電子増倍管 —その基礎と応用—
http://jp.hamamatsu.com/resources/products/etd/pdf/PMT_handbook_v3aJ.pdf”
- [19] 浜松ホトニクス、“光半導体素子ハンドブック
http://jp.hamamatsu.com/sp/ssd/tech_handbook.html”
- [20] 浜松ホトニクス、“イメージインテンシファイア
http://jp.hamamatsu.com/resources/products/etd/pdf/II_TII0004J04.pdf”
- [21] 浜松ホトニクス、各種製品取扱説明書
- [22] W. R. Leo, “Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments” (1993)

第 4 章

[23]Image J、<http://rsbweb.nih.gov/ij/>

[24]Auto Threshold-Fiji、http://fiji.sc/wiki/index.php/Auto_Threshold

[25] Kapur, JN, Sahoo, PK & Wong, ACK,

Graphical Models and Image Processing 29(3): 273-285 (1985)

[26] Li, CH & Tam, PKS, Pattern Recognition Letters 18(8): 771-776(1998)

[27]Geant4、“<http://geant4.web.cern.ch/geant4/index.shtml>”

謝辞

本研究は独立行政法人放射線医学総合研究所の重粒子線がん治療装置(HIMAC)を用いて行ないました。このような素晴らしい環境で研究する機会を与えて下さった河合秀幸准教授、野田耕司客員教授、福田茂一客員准教授には心から感謝申し上げます。

放医研物理工学部の松藤成弘氏、古場裕介氏には日頃から熱心にご指導いただきました。特に実験機器の取り扱いといった基礎から教えていただき、ゼミや実験にて適切なアドバイスをいただきました。誠に世話になりました。同じく、放医研物理工学部の松崎有華氏、久保田佳樹氏、片桐健氏にはまた違った側面から研究を支えていただきました。重粒子運転室の高田栄一氏、加速器エンジニアリング(株)の皆様には HIMAC 運転において大変お世話になりました。その他、特に放医研の重粒子推進棟の皆様にはいろいろとお世話になりました。厚く御礼申し上げます。

放医研で共に研究をしていただいた和田麻美さん、桑江常和さん、山下航さん、原洋介さん、脇田明尚さん、深堀麻衣さん、難波将夫さん、中尾稔さん、野元大輔君、坂本晴香さん、丸橋健太君、山本治君、赤羽直幸君、玉津早駿君にはゼミや実験また研究だけではない様々な場面で多くのことを教えていただき刺激を受け、皆様のおかげで充実した学生生活を送ることができました。ありがとうございます。

粒子線物理学研究室の吉田滋准教授、間瀬圭一助教授、同研究室に所属されていた小野美緒さん、稲葉未南さん、長谷川裕介さんには研究に関する概念や、特にプログラムの基礎から教えていただき、本研究でも活かすことができました。同研究室の岸祐太さん、佐藤剛士君、久保将人君にもお世話になりました。誠に感謝しております。

他、サークル活動でお世話になった友人、物理学を共に学んだ友人を含め多くの方々の支えがあって、本研究を行なうことができました。皆様、本当にありがとうございます。

最後に大学院生としての研究生生活を支えてくれた家族に心より感謝します。