プラスティック シンチレーターを用いた
粒子識別の研究

山形大学 クォーク核物性研究室
博士課程前期 2 年
藤野屋 大樹

平成 14 年 3 月 7 日

目 次

第 1 章　序論 **3**
1.1 背景 . . . 3
1.1.1 1.2GeV Strecher Booster Ring . . . 4
1.1.2 Radiator . . . 4
1.1.3 Tagging counter . . . 5
1.1.4 実験概要 . . . 6
1.2 研究の目的 . . . 6

第 2 章　$(\gamma, \eta p)$ 反応実験 **9**
2.1 $(\gamma, \eta p)$ 光中間子生成反応実験 . . . 9
2.1.1 目的 . . . 10
2.1.2 target . . . 11
2.2 検出器 . . . 12
2.2.1 CsI SCISSORS . . . 13
2.2.2 Veto counter . . . 14
2.2.3 $E - \Delta E$ counter . . . 16
2.2.4 不変質量解析 (invariant mass analysis) . . . 16

第 3 章　$E - \Delta E$ counter の特性と構造 **20**
3.1 粒子識別方法の検討 . . . 20
3.1.1 阻止能 (Stopping Power)-[Bethe-bloch formula] . . . 20
3.2 $E - \Delta E$ counter . . . 21
3.2.1 検出予想 . . . 22
3.2.2 ΔE counter . . . 23
3.2.3 E counter . . . 24

第 4 章　解析 1(plastic scintillator を用いた粒子識別) **28**
4.1 解析の方針 . . . 28
4.2 ΔE counter TDC spectrum . . . 29
4.2.1 左右相関 . . . 31
4.2.2 左右 counter 時間差 . . . 31
4.2.3 入射位置特定 . . . 32

4.3 ΔE counter ADC spectrum 36
4.3.1 左右相関 36
4.3.2 入射位置による ADC spectrum の変化と補正 37
4.4 E counter TDC spectrum 40
4.5 E counter ADC spectrum 42
4.6 $E - \Delta E$ plot 42
4.6.1 分解能評価 42
4.6.2 測定条件の違いに対する $E - \Delta E$ plot の比較 45

第 5 章 解析 2(不変質量解析) 50
5.1 粒子識別 (proton event の識別) 50
5.2 不変質量分布 (invariant mass spectrum) 51
5.2.1 開口角による比較 53
5.2.2 分解能評価 53
5.2.3 測定条件の違いに対する不変質量分布の比較 57

第 6 章 CsI counter による proton 検出の可能性 61
6.1 CsI counter による粒子識別 61
6.2 $E - \Delta E$ plot 62
6.3 粒子識別 62

第 7 章 まとめ 65
7.1 解析結果 65
7.2 考察 66

付 録 A Proterties of several inorganic crystal scintillators 67

付 録 B 実験に用いた光電子増倍管 68

謝辞 69

第1章　序論

1.1　背景

1997年に東北大学大学院理学研究科附属原子核理学研究施設 (LNS) にSTB(STretcher Booster)Ringと呼ばれる電子シンクロトロン (electron synchrotron) が建設された。このSTB Ringの建設によってelectronを1.2[GeV]もしくは930[MeV]のエネルギーまで加速し実験に使用することが可能となった。

またSTB Ringの建設に合わせRadiatorと呼ばれるγ beam発生装置とTagging counterと呼ばれるγ beamエネルギー測定装置が開発され、STB Ringにこれら二つの装置を装備することによって (図1.1)、最大エネルギーまで加速されたelectronからエネルギーの知られた強度のγ(tagged photon) beamを取りだす事が可能となった。

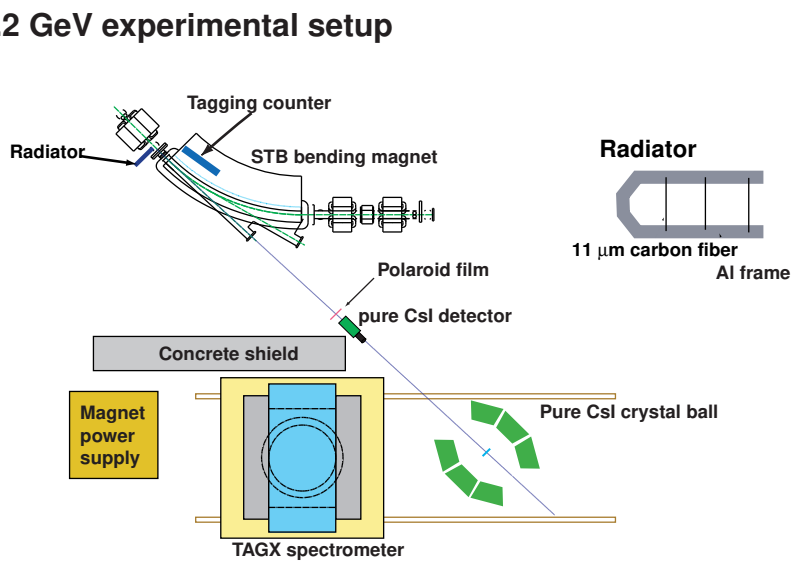


図 1.1: Ringとtarget station
1.2GeV Strecher Booster Ringからγ beamを取り出し実験を行う。

γ線は光子 (photon) であり原子核内核子と電磁相互作用しか起こさないため、γ線を実験に用いることによって原子核内共鳴の詳しい調査を行うことが可能となる (図1.5)。

そこで今後 γ 線を用いた様々な実験を行うために 6 組の CsI counter(CsI SCISSORS) が導入され、光中間子生成反応、$(\gamma,\eta),(\gamma,\eta p)$ 実験が行われた。

1.1.1　1.2GeV Strecher Booster Ring

1.2GeV STB Ring(図 1.6) は周長約 50[m]、径 14[m] で偏向電磁石 (Bending magnet-BM)8 台、四極電磁石 (Quadrupole magnet-QM)20 台、入射及び取り出し用電磁石等で構成されている。隣接する既存の 300MeV 電子線形加速器 (electron linear accelerator-electron linac) を electron 入射器として利用し、300[MeV] まで加速された electron を 1.2[GeV] もしくは 930[MeV] のエネルギーまで加速するブースター機能と、連続電子線を得るためのストレッチャー機能を持つ。

1.1.2　Radiator

STB Ring で加速された electron から γ 線を発生させ、一定量の γ beam を得るための装置 (図 1.1,1.2) である。幅 11[μm] の carbon fiber と fiber を動かすための pulse motor から構成され、STB Ring 内の electron 軌道へ carbon fiber を挿入し electron が原子核のクーロン (coulomb) 力によって軌道を変えられる際の制動放射によって γ 線を発生させる。

carbon fiber は electron を入射する際には electron 周回軌道から退避しており、electron が最大エネルギーまで加速された後、軌道上へ挿入される。pulse motor により徐々に carbon fiber の位置を electron 軌道内で変化させることによって、連続 γ beam を発生させる。

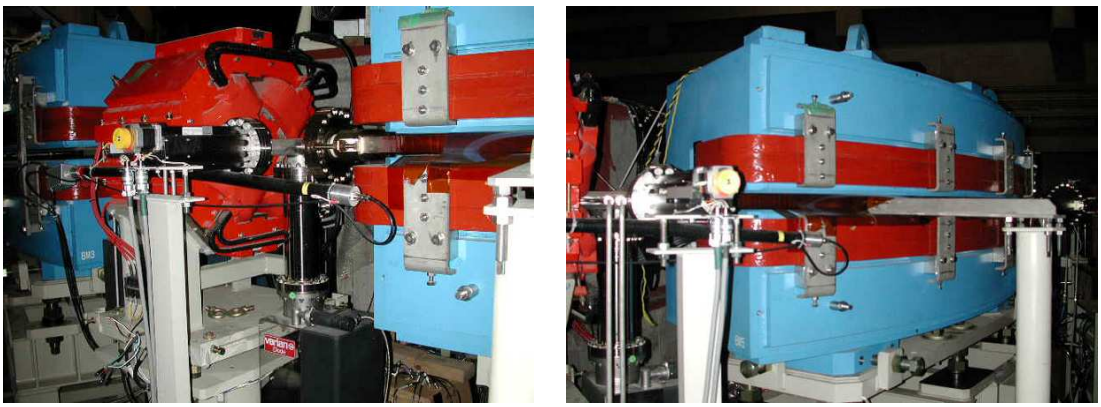


図 1.2: Radiator
STB Ring に設置された Radiator。

1.1.3　Tagging counter

γ beam のエネルギーをモニターするため Bending magnet 内に設置される測定装置 (図 1.4) である。STB Ring の軌道を周回する electron は Radiator で制動放射によりエネルギーの一部を γ 線へ

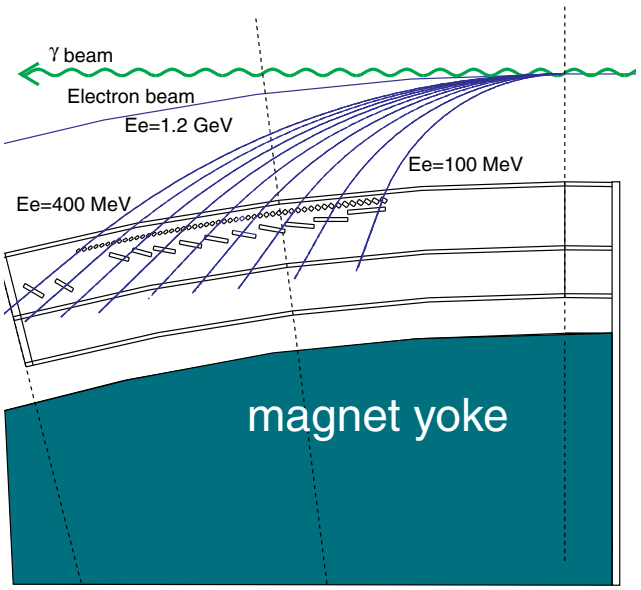


図 1.3: Tagging counter 模式図
制動放射によって γ 線を発生した electron を
Finger counter と Backup counter で捕らえる。

与え軌道を変える。したがって γ 線のエネルギー (E_γ) と Radiator 通過後の electron のエネルギー (E_{after}) は

$$E_{before} = E_{after} + E_\gamma \tag{1.1}$$

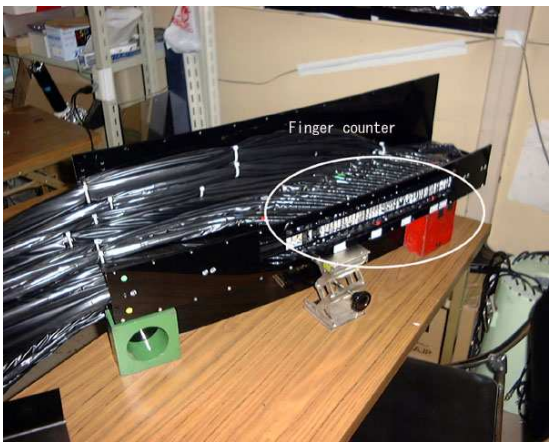
の関係となる。したがって γ 線放射後の electron のエネルギー (E_{after}) を詳しく調べることにより、1 event 毎に target へ入射した γ 線のエネルギー (E_γ) を同時に調べることが可能である。

図??～ 1.5、1.6 からわかる様に Tagging counter は STB Ring の Bending magnet の中に納められている。制動放射によってエネルギーを失った electron は Bending magnet の磁場によるローレンツ力を受け、エネルギー毎に決まった軌道を取る。そのため electron の軌道を調べることよって γ 線のエネルギー (E_γ) を求めることがで可能となる。

Tagging counter は STB Ring 軌道側に 50 本の Finger counter(plastic scintillator) が並び (図 1.3)、さらに外側に 12 枚に Backup counter(plastic scintillator) が並ぶ構造である。Bending magent で

軌道を変えられた electron が通過した Finger counter と Backup counter の組み合せから electron のエネルギーを求め、式 (1.1) から γ 線のエネルギー (E_γ) を求める。

Radiator と Tagging counter を組み合せることによって 1100[MeV]∼800[MeV](1.2GeV mode) と、830[MeV]∼620[MeV](930MeV mode) の γ beam を使用して実験を行うことが可能となった。



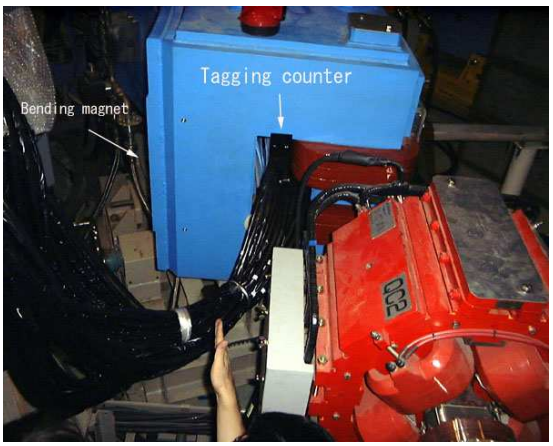


図 1.4: Tagging counter
設置前の Tagging counter(左図)。白く囲まれた部分が finger counter の plastic scintillator である。
Tagging counter が area に設置された状態 (右図)。Bending magnet 内に設置されるため、
scintillation 光を光電子増倍管へ読みだすための fiber がのびている。

1.1.4　実験概要

1.2GeV STB Ring 内を周回する electron から γ 線を取り出し、複数の target 原子核内核子との光中間子生成反応、$(\gamma, \eta p)$ 反応実験を行った。この光中間子生成反応によって生成された η 中間子や π_0 中間子は直後に 2γ へ崩壊しこれを CsI counter で測定する [4]。また反跳 proton は $E - \Delta E$ counter で測定し識別を行う。

CsI counter で測定した 2γ から不変質量分布 (invariant mass spectrum) を求め、$E - \Delta E$ counter によって反跳 proton を選び出すことにより、η 中間子と反跳 proton のエネルギー欠損から準自由過程の η 中間子を選び出す。

1.2　研究の目的

準自由過程の η 中間子を選び出すには $(\gamma, \eta p)$ 反応によって生成された η 中間子と反跳 proton を選択しなくてはならない。そこで $(\gamma, \eta p)$ 反応実験で使用した proton 識別用検出器 $E - \Delta E$ counter による粒子識別を研究し、proton event を選択することによって 2γ による不変質量分布における η

中間子の分布がどの様に変化するかを調べる。

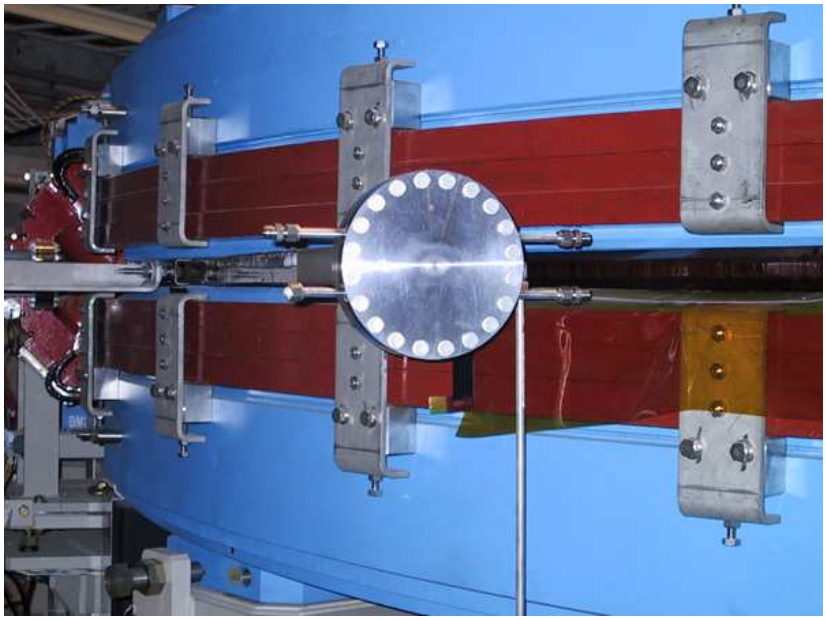


図 1.5: γ beam 取り出し口
STB Ring 内を回る electron が Radiator に取り付けられた
carbon fiber 内の原子核からクーロン力を受け、
制動放射によって γ 線を発生させる。

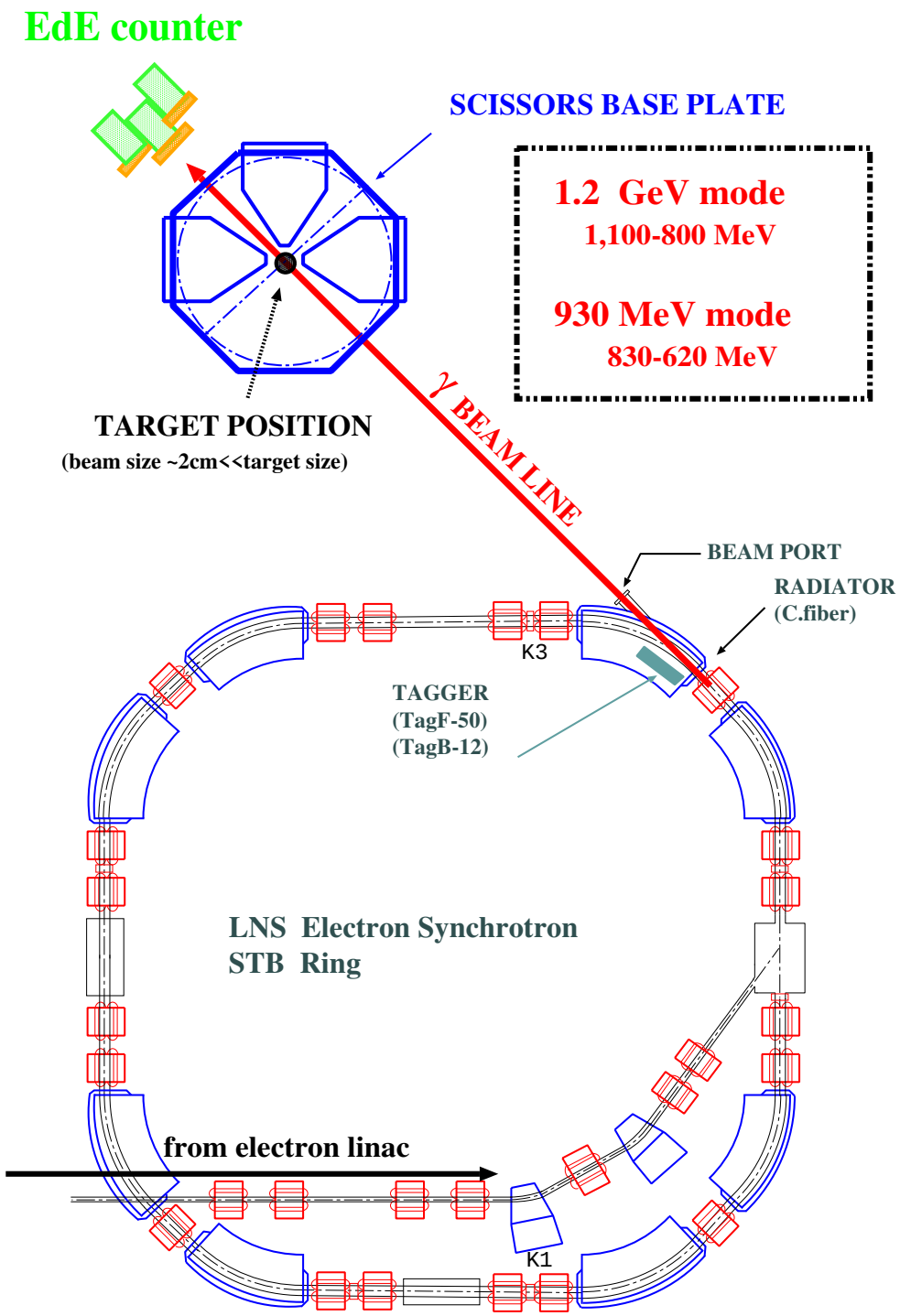


図 1.6: 1.2GeV Stretcher Booster Ring
1.2GeV Strecher Booster Ring と target 周辺の概念図。
電子シンクロトロンで 1.2[GeV](930[MeV]) まで加速された electron から
制動放射によって γ beam を取り出し、target と γ の反応を測定する

第2章　$(\gamma, \eta p)$ 反応実験

2.1　$(\gamma, \eta p)$ 光中間子生成反応実験

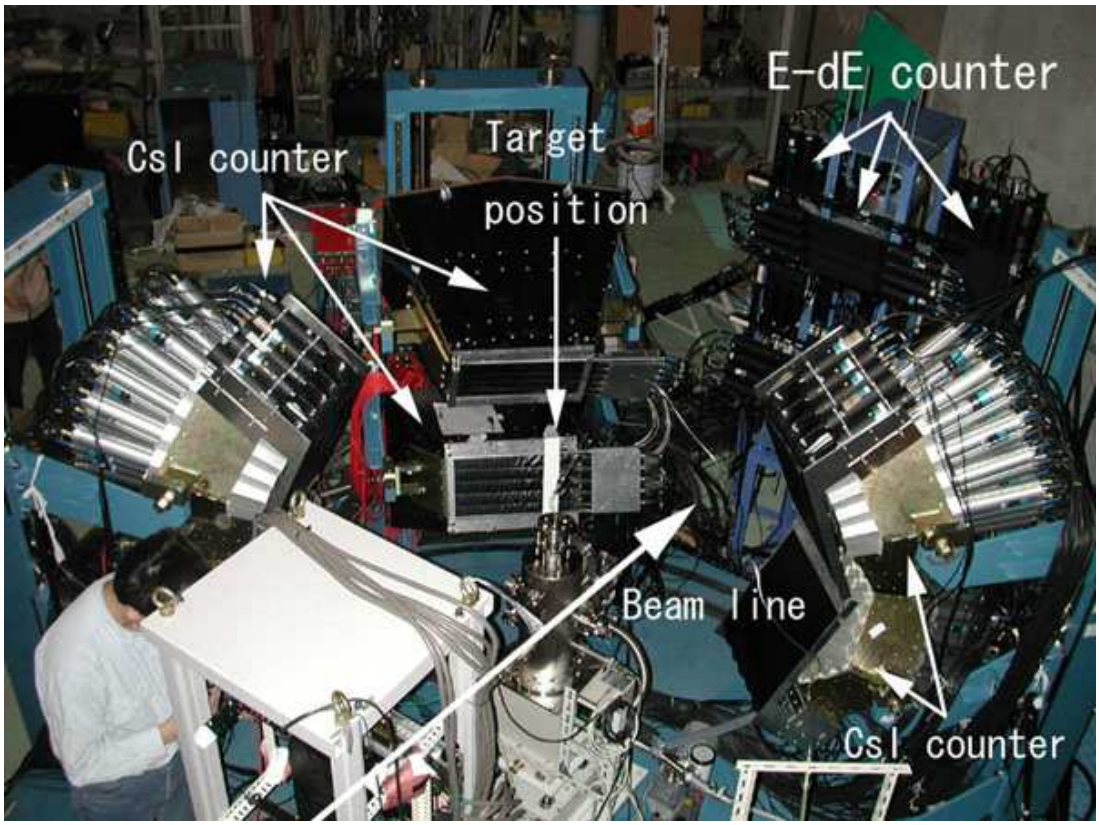


図 2.1: Base plate[1]
Base plate 上の様子。
中央の固体水素生成用 chamber を囲む様に CsI counter(CsI SCISSORS) が並び、
さらに beam line 下流に $E - \Delta E$ counter が設置されている。

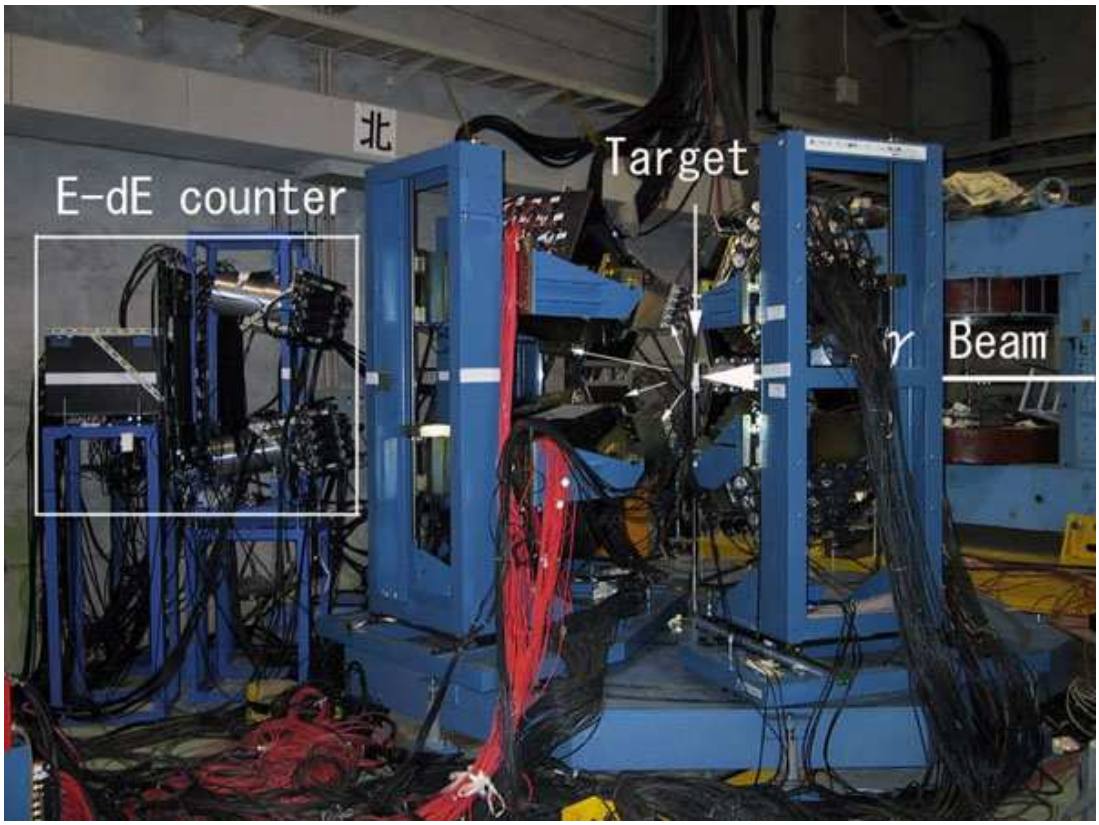


図 2.2: Base plate[2]
Base plate 側面。
γ beam が Base plate 中央に設置された target へ入射し相互作用を起こす。
相互作用によって発生した粒子は CsI counter と $E - \Delta E$ counter
によって測定される。

2.1.1　目的

原子や原子核に様々な励起状態が存在する様に、原子内核子にも様々な励起-共鳴状態が存在する。target 周辺に設置した CsI counter(CsI SCISSORS) で中性子の崩解によって発生した 2γ を測定し 2γ の開口角 (open angle) とエネルギーから不変質量 (invariant mass) 解析を行い 2γ を発生させた中間子の質量とエネルギーを求める。光中間子生成反応によって作られた π^0 中間子と η 中間子の識別を行うことにより原子核内核子の励起-共鳴状態の精密な測定を行う。

2.1.2　target

原子核内での共鳴状態の質量依存性を調査するため複数の核種の異なる target を使用し、1.2GeV と 930MeV の 2 種類のエネルギーの electron から発生させた γ 線と target 原子内核子の相互作用によって発生した中間子の測定を行った。

target には原子番号の小さい順に水素 (H)、炭素 (C)、アルミニウム (Al)、銅 (Cu) の 4 種類を使用した。炭素 (C) は直径 30.0[mm]、厚さ 1.0[mm] の黒鉛を使用し、アルミニウム (Al)、銅 (Cu) は直径 20.0[mm]、厚さ 1.0[mm] の板を 10 枚重ね厚さ 10.0[mm] で測定を行った。また素過程での散乱断面積を測定するための水素 target には固体水素 target を使用した。この固体水素 target はこの $(\gamma, \eta p)$ 実験のために新たに開発された小型冷凍機によって製作に成功した厚さ 20[mm]、高さ 20[mm] の大型の固体水素である。

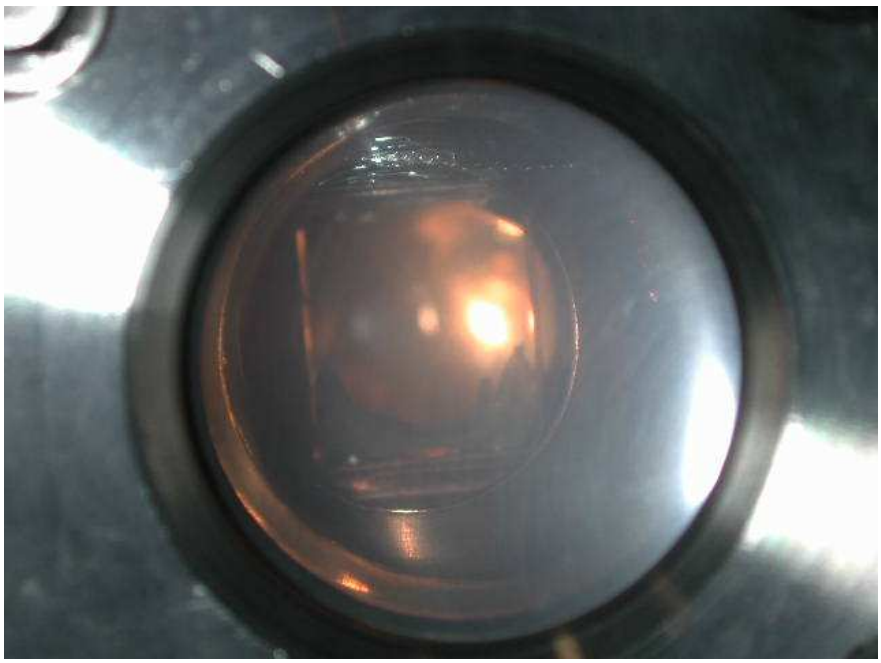


図 2.3: 固体水素 target
固体水素生成用 chamber の窓から。
中央部分が固体水素である。

2.2　検出器

実験に使用した検出器は検出目的とする粒子によって大きく 2 つの block に分けることができる。target と γ の相互作用

$$\begin{aligned} \gamma + p &\rightarrow \eta + p \\ &\rightarrow 2\gamma + p \end{aligned} \tag{2.1}$$

$$\begin{aligned} \gamma + A &\rightarrow \eta + p + X \\ &\rightarrow 2\gamma + p + X \end{aligned} \tag{2.2}$$

により target から η 中間子や π^0 中間子、proton、その他にも γ 線と target 原子核の相互作用である電子対生成 (pair production) によって発生した electron など様々な粒子が発生する。η 中間子や π^0 中間子の崩壊によって発生した 2γ の測定を行うため target の周囲には CsI counter(CsI SCISSORS)、反跳 proton を測定するため beam line 前方に $E - \Delta E$ counter を設置し測定を行った。
[CsI counter setup angle]

	S_1	S_2	S_3	S_4	S_5	S_6
Setup1	110	110	-40	-40	40	40
(degree)	(+25)	(-25)	(+25)	(-25)	(+25)	(-25)
Setup2	60	60	-60	-60	0	0
(degree)	(+25)	(-25)	(+25)	(-25)	(+25)	(-25)
Setup3	85	85	-85	-85	0	0
(degree)	(+25)	(-25)	(+25)	(-25)	(+25)	(-25)
Setup4	110	110	-44	-44	44	44
(degree)	(+25)	(-25)	(+25)	(-25)	(+25)	(-25)
Setup5	110	110	-40	-40	32.5	32.5
(degree)	(+25)	(-25)	(+25)	(-25)	(+25)	(-25)
Setup6	110(R=62.5)*	110(R=62.5)*	-44(R=50)*	-44(R=50)*	44(R=55)*	44(R=55)*
(degree)	(+25)	(-25)	(+25)	(-25)	(+25)	(-25)

*setup6 のみ CsI counter を target へ近づけ測定を行った。
下段 () 内は水平方向の設置角度。

6 つの CsI counter は 3 つに架台にそれぞれ上下 1 つずつ+25° (-25°)、$S_1 \sim S_4$ は半径 500[mm]、S_5, S_6 は半径 550[mm] の擬似球面を形成する様に固定した。Base plate 上の CsI counter は target holder を中心に回転させることが可能で、各 target 毎に 1.2GeV と 930MeV の 2mode に加え異なる角度で複数の setup(上表) による測定を行った。なお setup2 と setup3 の場合は beam line 上に CsI counter が配置されたため、同じく beam line 上に配置された $E - \Delta E$ counter による測定データは解析に含まないこととした。

この $(\gamma, \eta), (\gamma, \eta p)$ 実験は CsI counter によって 2γ の測定を行い不偏質量分布を求め、さらに $E - \Delta E$ counter によって $(\gamma, \eta p)$ event を選び出す (測定系回路、図 2.10)。そのため測定時のトリガー条件は

1. Tagging counter において、Finger counter と Backup counter により制動放射によりエネルギーを失った electron を同時に測定する。
   ($\Longrightarrow$Tagged photon)
2. 6 つある CsI counter($S_1 \sim S_6$) のうち 2 つの counter で同時に γ を測定する。
   ($\Longrightarrow 2\gamma$)

の 2 条件を同時に満たすこととした。

2.2.1　CsI SCISSORS

γ 線と target の相互作用によって発生した η 中間子が崩壊し発生する 2γ の測定を行うため、CsI(pure) crystal を scintillator に使用した counter である。crystal は前方一辺 35.3[mm]、後方

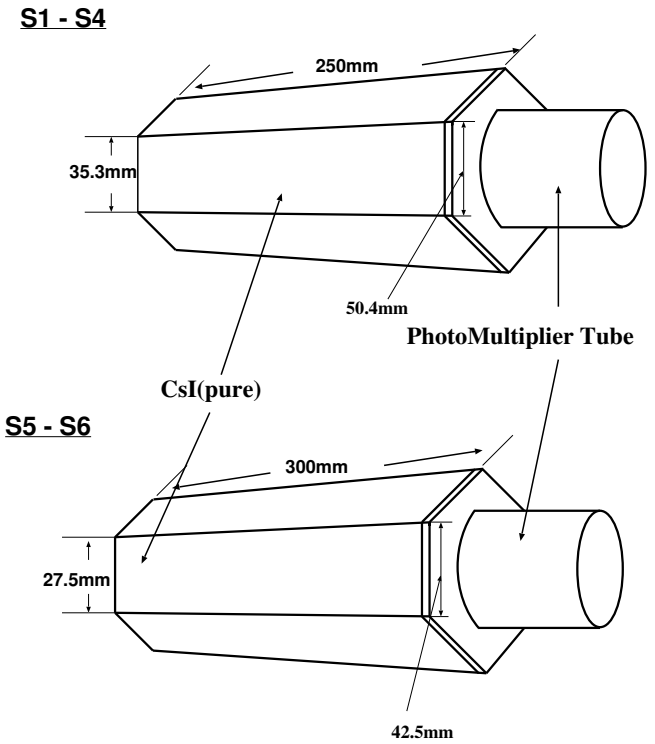


図 2.4: CsI counter
CsI counter を構成する CsI crystal と光電子増倍管。

一辺 50.4[mm] の正六角形、長さ 250.0[mm] と前方一辺 27.5[mm]、後方一辺 42.5[mm] の正六角形、長さ 300.0[mm] の二種類を使用した。前者の crystal は半径 500.0[mm] の擬似球面を形成するように設計されており、37 本 1 組で 1 つの counter として使用した $(S1, S2, S3, S4)$。同様に後者の crystal は半径 550.0[mm] の擬似球体を形成し、29 本 1 組みで使用した $(S5, S6)$。

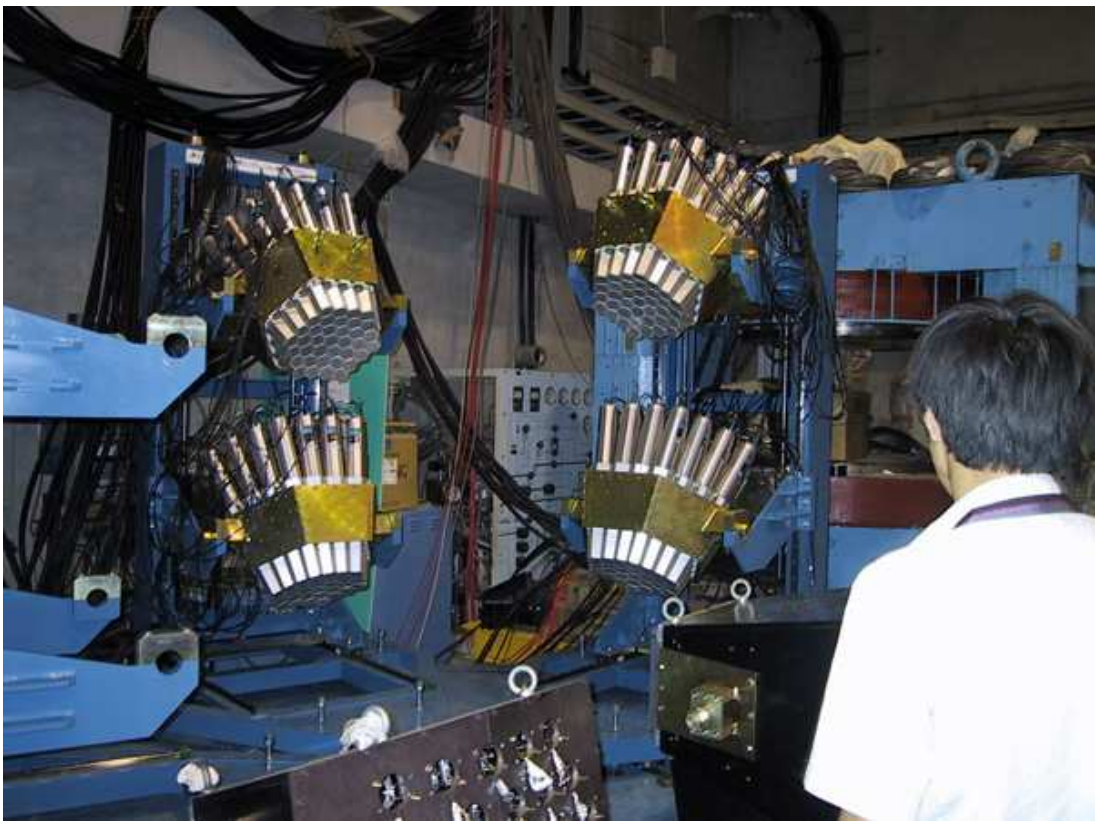


図 2.5: CsI SCISSORS
CsI SCISSORS($S_1 \sim S_4$) を側面から見た写真。
CsI counter2 つ一組で base plate 上の架台に取り付けられ、
target holder を中心に回転させることが可能である。

CsI counter は base plate 上の 3 つの架台に上下 1 つずつ設置され、架台を target holder を中心に回転させることできる (図 2.1)。

2.2.2 Veto counter

それぞれの CsI counter の前に設置された厚さ 0.5[mm] の plastic scintillator 群 (図 2.7) である。CsI counter で γ 線だけを測定するためには γ 線と荷電粒子 (electron,pion,proton 等) を識別し、荷電粒子のみを排除しなくてはならない。γ 線、荷電粒子ともに plastic scintillator を突き抜け CsI

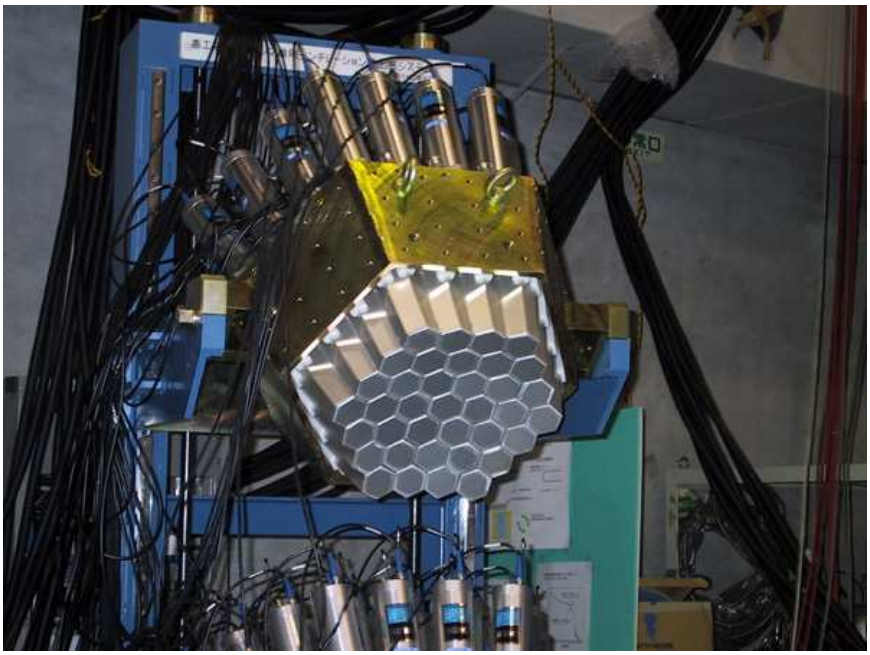


図 2.6: CsI SCISSORS S_1
$S_1 \sim S_4$ は CsI crystal37 本一組で
蜂の巣の様な外観をしている。

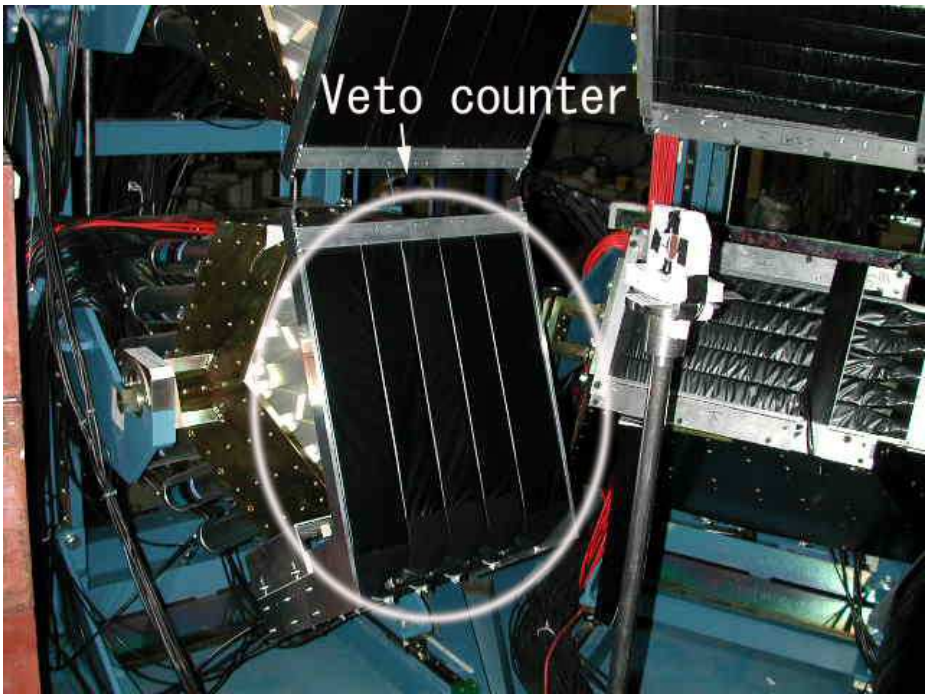


図 2.7: Veto counter
Veto counter は plastic scintillator5 枚一組で
CsI counter 全面を覆う様に取り付けられている。

counter へ入射するが、γ 線は photon であり plastic scintillator では相互作用をほとんど起こさない。そのため CsI counter の前面に設置した Veto counter と CsI counter の両方で scintillation 光を発生させた event を除く事によって γ 線による event だけを選択する。文字どおり γ 線による event 以外を veto(拒否) するための counter である。

2.2.3　$E - \Delta E$ counter

Beam line 前方に設置した反跳 proton 測定用の counter である。厚さ 10.0[mm] の plastic scintillator を使った ΔE counter(図 3.1) と BaF_2 crystal を使った E counter(図 2.9) を組み合わせた二重構造からなり、beam line 前方、target から 1960.0[mm](±9.68[degree]) の位置に beam line に対して上下に 1 counter づつ、2570.0[mm](±8.47[degree]) の位置に beam line に対して左右に 1 counter づつ設置した (図 2.2)。この $E - \Delta E$ counter は荷電粒子が物質中を通過する際のエネルギー損失が粒子毎に異なる点を利用し粒子の識別を行う。target 原子核と γ 線の相互作用によって電子対生成 (pair production) が起き、大量の electron が proton と共に測定されることが予想され、electron background 中から proton event を識別する必要がある。

2.2.4　不変質量解析 (invariant mass analysis)

target 原子核内核子と γ 線の相互作用によって中間子が発生し、原子核外へ放射される。原子核外へ放射された中間子はその直後に崩壊し、さらに別の粒子が発生する。しかし中間子がもつエネルギーと運動量は崩壊後の粒子に保存されるため、崩壊後の粒子を捕らえエネルギーと方向を求めることができれば崩壊前の中間子が何かを求めることができる。

CsI counter で同時に捕らえた 2 つの γ 線の方向ベクトルを $\vec{r}_{\gamma 1}, \vec{r}_{\gamma 2}$ とすると、2 つの γ 線の開口角 θ_o は

$$\cos\theta_o = \frac{\vec{r}_{\gamma 1} \cdot \vec{r}_{\gamma 2}}{|\vec{r}_{\gamma 1}||\vec{r}_{\gamma 2}|} \tag{2.3}$$

から求めることができる。崩壊前の中間子 (x) のエネルギーと運動量を $(\vec{P}_x, E_x)$、崩壊後の γ を $(\vec{P_{\gamma 1}}, E_{\gamma 1})$, $(\vec{P_{\gamma 2}}, E_{\gamma 2})$ と定義した場合、中間子の崩壊前後でエネルギーと運動量は保存され

$$\begin{aligned} E_x &= E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2} && (2.4)\\ \vec{P}_x &= \vec{P}_{\gamma 1} + \vec{P}_{\gamma 2} && (2.5)\\ \cos\theta_{2\gamma} &= \frac{\vec{P}_{\gamma 1} \cdot \vec{P}_{\gamma 2}}{|\vec{P}_{\gamma 1}||\vec{P}_{\gamma 2}|} \end{aligned}$$

の関係となる。エネルギーと質量、運動量の関係は

$$E_x^2 = M_x^2 + \vec{P}_x^2 \tag{2.6}$$

であるから、崩壊前の中間子の質量 M_x は

$$\begin{aligned} M_x^2 &= E_x^2 - \vec{P}_x^2 \qquad (2.7) \\ &= (E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2})^2 - (\vec{P}_{\gamma 1} + \vec{P}_{\gamma 2})^2 \\ &= E_{\gamma 1}^2 + E_{\gamma 2}^2 + 2E_{\gamma 1}E_{\gamma 2} - (\vec{P}_{\gamma 1}^2 + \vec{P}_{\gamma 2}^2 + 2\vec{P}_{\gamma 1} \cdot \vec{P}_{\gamma 2}) \\ &= 2E_{\gamma 1}E_{\gamma 2} - 2\vec{P}_{\gamma 1} \cdot \vec{P}_{\gamma 2} \\ &= 2E_{\gamma 1}E_{\gamma 2}(1 - \cos\theta_{2\gamma}) \qquad (2.8) \\ &\quad (\leftarrow |\vec{P}_\gamma| = E_\gamma, \qquad \vec{P}_{\gamma 1} \cdot \vec{P}_{\gamma 2} = |\vec{P}_{\gamma 1}||\vec{P}_{\gamma 2}| \cos\theta_{2\gamma}) \end{aligned}$$

となる。したがって崩壊前の中間子の質量 M_x は式 2.8 から崩壊後の 2γ 線のエネルギー $(E_{\gamma 1}, E_{\gamma 2})$ を測定することによって求めることができる。

$$M_x = \sqrt{2E_{\gamma 1}E_{\gamma 2}(1 - \cos\theta_{2\gamma})} \qquad (2.9)$$

不変質量解析を行うことにより 2γ を発生した中間子の質量やエネルギーの分布を求めることが可能で、target から放射された中間子 $(\pi^0, \eta, \text{etc.})$ の特定とエネルギー分布が得られる。この中間子のエネルギー分布から原子核内核子と γ 線の相互作用を詳しく調べることが可能となる。

図 2.8: $E - \Delta E$ counter
area 設置前の ΔE counter。
Plastic scintillator の両端に光電子増倍管が取り付けられている。

図 2.9: E counter
area 設置用 box に納める前の E counter 用 BaF_2 crystal と光電子増倍管。

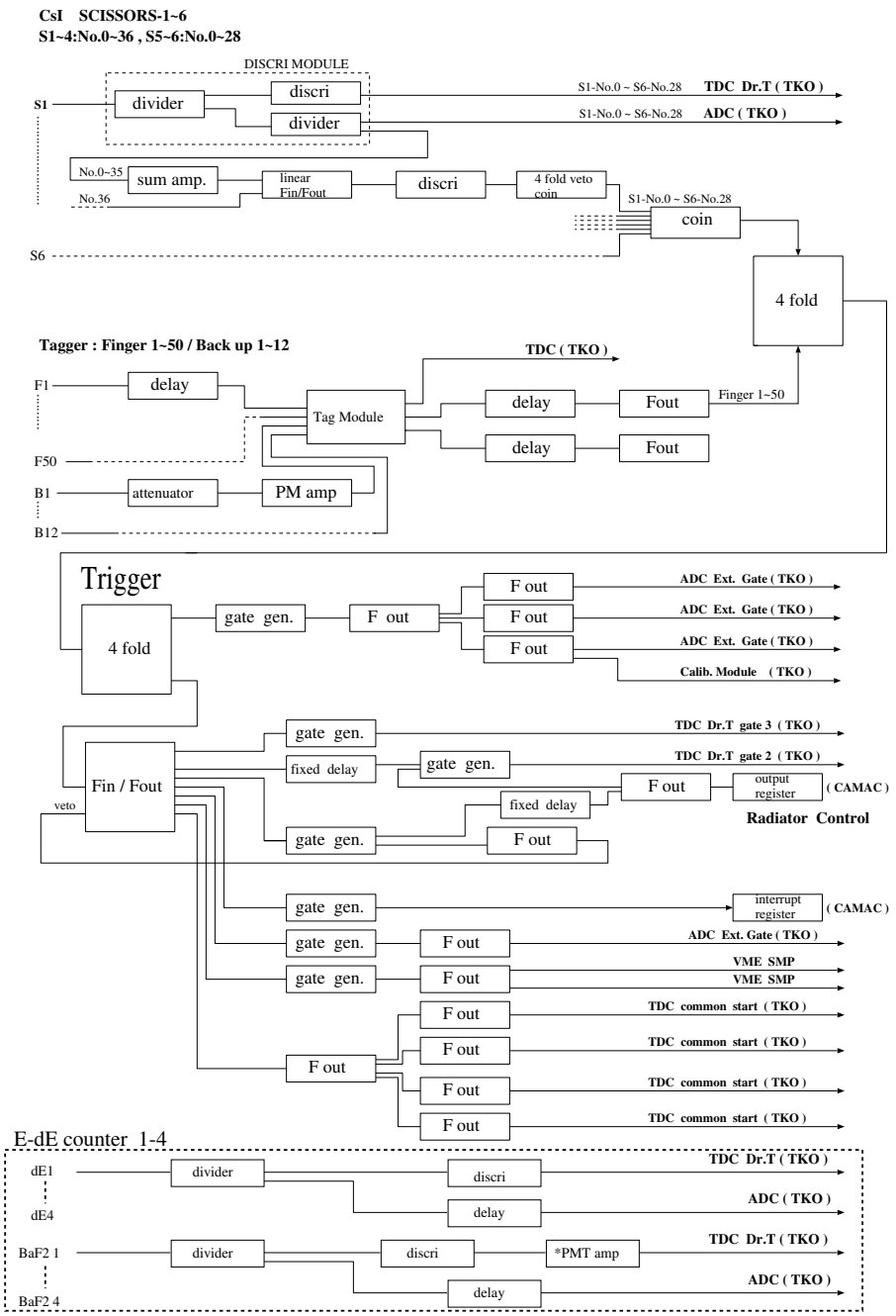


図 2.10: 回路図
測定時の回路系
(* E-dE counter 部分 PMT amp は実験後半から付け加えた。)
トリガーは CsI counter、Tagging counter で決定した。

第3章　$E-\Delta E$ counterの特性と構造

3.1　粒子識別方法の検討

target から放出された proton を捕らえる事により、γ 線と target 原子核内核子の相互作用をより選択的に研究する事が可能となる。しかし γ 線と target 原子核の相互作用によって電子対生成 (pair production) による electron が発生し、proton の測定を行うにあたっての主な background となる。そのため効果的に proton の測定、識別が可能な検出器もしくは検出方法を検討する必要がある。今回の $(\gamma, \eta p)$ 反応実験において target を設置する Base plate は実験エリア (LNS 第二実験室) 内の端の方にあり、検出器を設置するスペースには Base plate 後方直線約 2[m] 以内という制約がある。

TOF counter や Cherenkov counter の使用が検討されたが、TOF counter では設置スペースの制約から start counter と stop counter の間の距離を十分にとることができないため粒子を識別するために十分な分解能が得られない可能性があり、Cherenkov counter では荷電粒子の通過は識別できるが粒子のエネルギーを測定することが出来ない。そこで粒子を識別するうえで設置スペースの影響を受けない $E-\Delta E$ counter を proton counter として使用することとした。

エネルギー (E_{all}) を持つ荷電粒子は物質を通過する際にエネルギー損失する。物質中でのエネルギー損失 (ΔE) は Bethe-Bloch の式 (式 3.1,3.2) にしたがい、その値は粒子の種類 (A, Z) に依存する。$E-\Delta E$ counter は二つの counter で物質通過後の荷電粒子の持つエネルギー (E) と物質中でのエネルギー損失 (ΔE) を測定し、物質通過後の粒子のエネルギー (E) と物質中でのエネルギー損失 (ΔE) の関係を利用して入射粒子を識別する方法である [1] [3]。

3.1.1　阻止能 (Stopping Power)-[Bethe-bloch formula]

荷電粒子が物質中を移動する際に粒子は回りの多数の原子から同時にクーロン力を受ける。各原子はそれぞれ異なった電離、励起ポテンシャルを持つ多数の電子を持っているため、物質を移動する荷電粒子は極めて多数の電子と相互作用を起こす。エネルギー損失 $(\Delta E/\Delta x)$ を与える Bethe-bloch の式は荷電粒子の質量数 (A) と原子番号 (Z) の関数で proton 等には式 3.1、electron には式 3.2 の様に記述される [1]。

[Stopping power(p, d, t, α)][1]

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi r_0^2 z^2 \frac{mc^2}{\beta^2} NZ \left[\ln\left(\frac{2mc^2}{I}\beta^2\right) - \ln(1-\beta^2) - \beta^2 \right] \tag{3.1}$$

$$\begin{aligned} r_0 &= e^2/mc^2 = \text{古典電子半径} = 2.818 \times 10^{-15}[m] \\ mc^2 &= 0.511[MeV] \\ N &= \text{物質中 } 1[m^2] \text{ 当たりの原子の個数} \\ z &= \text{入射粒子の電荷} \\ I &= \text{物質の平均励起ポテンシャル} \end{aligned}$$

[Stopping power(e)][1]

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi r_0^2 \frac{mc^2}{\beta^2} NZ \left\{ \ln\left(\frac{\beta\gamma\sqrt{\gamma-1}mc^2}{I}\right) + \frac{1}{2\gamma^2}\left[\frac{(\gamma-1)^2}{8} + 1 - (2\gamma^2+2\gamma-1)\ln 2\right] \right\} \tag{3.2}$$

3.2　$E - \Delta E$ counter

$E - \Delta E$ counter(検出器テレスコープ) は物質中でのエネルギー損失 (ΔE) を測定するための薄い検出器と、物質を通過した後のエネルギー $(E = E_{all} - \Delta E)$ を測定する厚い検出器の二重構造の検出器である。

エネルギー (E_{all}) を持った荷電粒子が物質を通過する場合, 荷電粒子は物質の阻止能 (Bethe-bloch の式 3.1,3.2) にしたがいエネルギーの一部 (ΔE) を損失する。エネルギー (E_{all}) に対する物質中でのエネルギー損失 (ΔE) の大きさは粒子によって異なり、その大きさは粒子の質量数 (A) と原子番号 (Z) に依存する。

Bethe-bloch の式 (3.1,3.2) における proton と electron の阻止能をを比較すると、proton の阻止能は補正項を無視した場合

$$\frac{\Delta E}{\Delta x} \propto \frac{\alpha}{\beta^2}$$

の様に粒子の β^2 の関数となり双曲線を描く。それに対して electron は質量が $m_e \approx 0.511$ と非常に軽いため低いエネルギーから $\beta \approx 1$ となり、

$$\frac{\Delta E}{\Delta x} = constant$$

エネルギー損失 (ΔE) は一定の値となる。薄い検出器によって荷電粒子のエネルギー損失 (ΔE) を測定し、厚い検出器によって全エネルギー (E) を測定することによって粒子ごとの物質通過後のエネルギー (E) に対するエネルギー損失 (ΔE) の振舞の違いから荷電粒子の識別を行う。

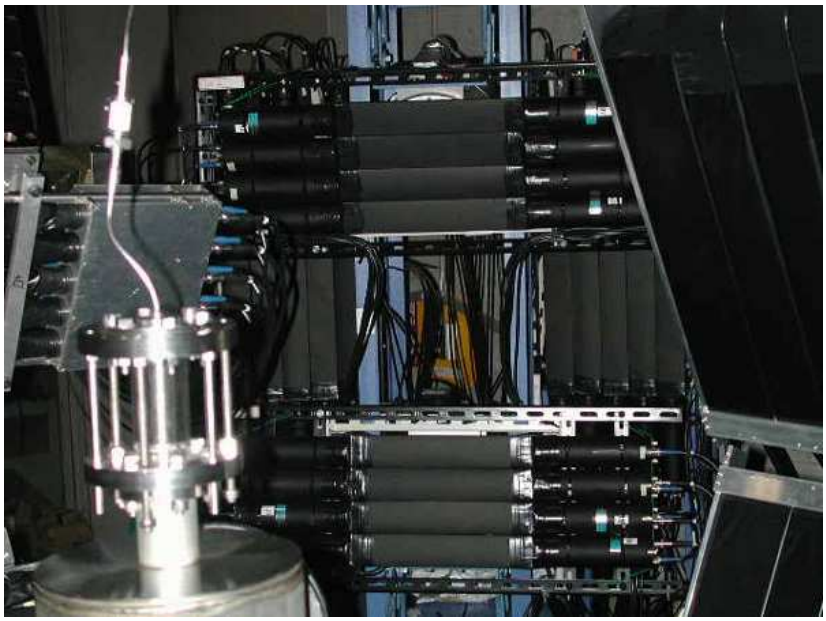


図 3.1: $E - \Delta E$ counter
area 内、beam line 上流から見た $E - \Delta E$ counter。

[$E - \Delta E$ counter を使用した場合の利点]
今回の実験における $E - \Delta E$ counter の利点は

1. 粒子識別の分解能が target から counter までの距離、counter 間の距離に依存しない。
2. エネルギー損失は Bethe-bloch の式 (3.1,3.2) から得られ、粒子毎にその振舞いは異なり、proton と electron の他にも deuteron 等の識別が可能である。
3. 測定を行う空間的領域を拡げることが容易である。

などがあげられる。

3.2.1　検出予想

electron background の中に proton が測定されることが予想されるため、Bethe-bloch の式 (3.1,3.2) を用いてコンピューターによるエネルギー損失 (ΔE) の計算を行った。厚さ 10.0[mm] の一般的な plastic scintillator と BaF_2 厚さ 180.0[mm] を仮定した場合の plastic scintillator でのエネルギー損失 (ΔE) と BaF_2 でのエネルギー損失 (E) を求めた。計算の手順は

1. proton もしくは electron にエネルギー (E_{in}[MeV]) を与え plastic scintillator へ入射させる。

$$E_{in} : 0 \sim 1100[MeV]$$

(粒子のエネルギーは γ 線の最大エネルギー 1.1GeV まででとして計算を行う。)

2. plastic scintillator 内でのエネルギー損失 (ΔE) を求める。粒子が plastic scintillator を突き抜けた場合には plastic scintillator 通過後のエネルギー (E_{out}[MeV]) を求める。

$$E_{out} = E_{in} - \Delta E$$

3. 粒子が plastic scintillator を通過した場合はエネルギー (E_{out}[MeV]) を持った粒子を BaF_2 へ入射させ BaF_2 内でのエネルギー損失 (E[MeV]) を求める。

の通りで plastic scintillator、BaF_2 とも厚さ 0.1[mm] でのエネルギー損失とエネルギーの変化を求め、それぞれの長さで積分を行った。荷電粒子が polystyrene を突き抜ける際に損失するエネルギー (ΔE) と BaF_2 で測定されるエネルギー (E) の関係を比較した。(図 3.2)

proton の場合は plastic scintillator に対して低いエネルギーではエネルギー損失が大きく、高いエネルギーではエネルギー損失が小さいため E と ΔE の関係は大きな曲線 (□ 印) を描く。proton が plastic scintillator を突き抜けるのは約 34[MeV] 以上のエネルギー (E_{in}) を持っている場合である。また BaF_2 へ入射した粒子のエネルギーが高く BaF_2 を突き抜けた場合には曲線が途中で折り返すことことが知られていおり proton が BaF_2 を突き抜けるのは plastic scintillator への入射時のエネルギー (E_{in}) が約 316[MeV](BaF_2:180.0[mm]) もしくは約 337[MeV](BaF_2:200.0[mm]) 以上に達してからということが予想される。それに対して electron は質量が小さく低いエネルギーから $beta$ が 1 に非常に近くなるため直線的な布分 (○ 印) となり、3[MeV] 近いエネルギーを plastic scintillator で損失する事がわかる (○ 印)。また plastic scintillator を突き抜けるのに必要なエネルギー (E_{in}) は約 3[MeV] 以上という結果が得られた。図 3.2 は阻止能 (Stopping power) の違いを利用し、粒子の識別が可能である事が判る。またこの計算結果では後方検出器のエネルギー分解能が十分良ければ粒子のエネルギーが 300[MeV] 程度まで粒子の識別が可能である事を示している。

この検出方法で使用する検出器に求められる条件は、エネルギー分解能が良いこと、出力パルス波高のエネルギー直線性が良いこと、さらに荷電粒子に対する不感部分が薄いことがあげられる [3]。

3.2.2　ΔE counter

荷電粒子のエネルギー損失 (ΔE) を測定するための薄い検出器である。ΔE counter には 検出部分を薄くできることに加え厚さの均一性が重要な因子となる。ΔE counter に使用される代表的な検出器には半導体検出器 (Silicon detector) やガスカウンターがある [3]。今回の実験では時間分解能が良いという点に加え、任意の形状に加工しやすいなど扱いが比較的楽という点から plastic scintillator を ΔE counter に採用した。

scintillator は plastic scintillator を使用し、両端に光電子増倍管 (Photomutiplier Tube) を 1 本ずつ取り付けた両読みの counter である。plastic scintillator は E counter の大きさに合わせて厚さ 10.0[mm]、幅 60.0[mm]、長さ 350.0[mm]($\Delta E1$,$\Delta E2$) または 500.0[mm]($\Delta E3$,$\Delta E4$) の 2 種類を使用した。plastic scintillator の回りには反射材としてアルミ箔、遮光材に黒い紙を巻き、光電子増倍管を optical cement で直接 scintillator へ接着し light guide は使用しなかった。使用した plastic

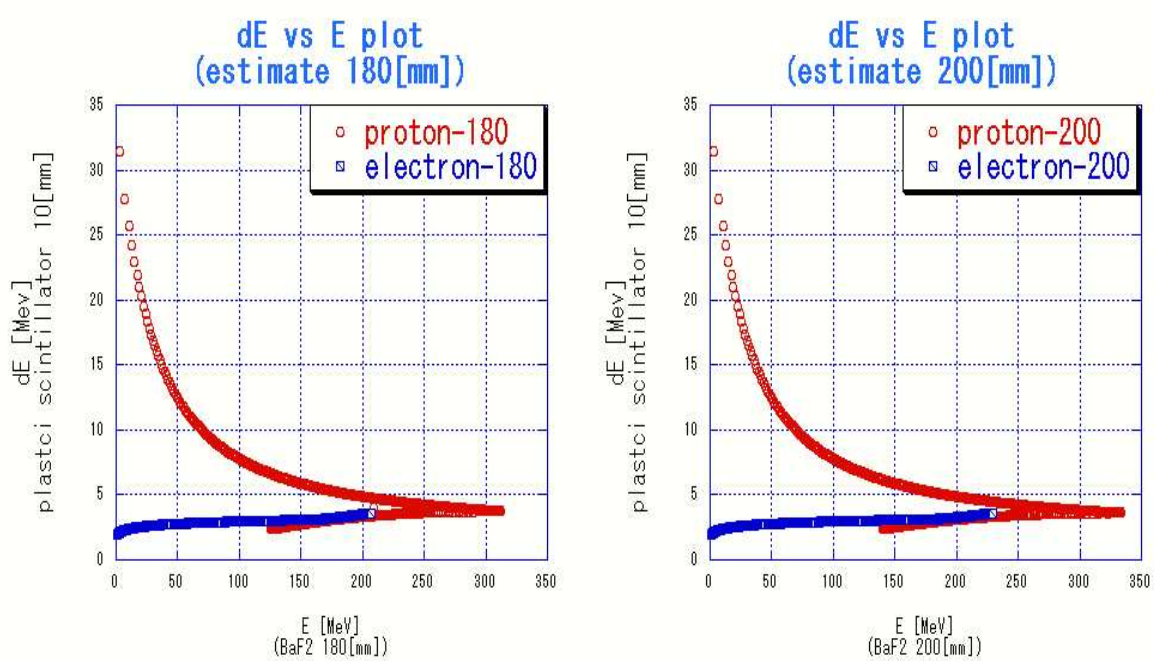


図 3.2: $E - \Delta E$ plot 予想図
左:BaF_2 180.0[mm]、右:BaF_2 200.0[mm]
あるエネルギーを持つ proton と electron が plastic scintillator を通過する際の
エネルギー損失 (ΔE) と、通過後のエネルギー (E) の関係を 2 次元で plot した。
(○:electron,□:proton)
proton の ΔE と E の関係は上の曲線の様に双曲線的な分布になるのに対して、
electron は下の直線的な分布となる。

scintillator が長いことによる獲得電荷量電荷量と時間分解能の低下を防ぐため光電子増倍管を 2 本ずつ使用する両読みを採用し、光電子増倍管には浜松ホトニクス社製 H1161 を 2 本ずつ使用した。

3.2.3　E counter

荷電粒子の物質通過後のエネルギー (E) の測定を目的とした厚い検出器である。物質通過後の荷電粒子が持つ全エネルギー

$$E = E_{all} - \Delta E$$

を測定する事を目標としており、原子核実験で良く使用される scintillator の中でも密度が高く荷電粒子のエネルギー損失 (式 3.1, 3.2) が高い Barium fluoride(BaF_2) crystal を検出器に使用した。

検出器に使用した BaF_2 crystal は一辺 28.0[mm] の正六角形をしていて、長さが 180.0[mm](8.8 radiation length) と 200.0[mm](9.8 radiation length) の 2 種類使用し、光電子増倍管は浜松ホトニ

クス社製 R2256 を使用した。BaF_2 crystal も plastic scintillator と同様に optical cement で直接光電子増倍管へ接着した。上下用 BaF_2 crysutal は反射材 (白色テフロンテープ) を 4 重に巻きケースに収納し、左右用 BaF_2 crysutal には遮光と crystal 保護のためアルミニウム製のキャップを被せ、さらにその周りを遮光テープで巻きケースに納めた。

Barium fluoride(BaF_2)

高エネルギー実験に良く使用される scintillator である。その特性 (付録 A 参照) として高密度 ($4.89[\mathrm{g{\cdot}cm^{-3}}]$) と時間応答性の速さ ($0.7{\sim}620[\mathrm{ns}]$) があげられる。$(\gamma, \eta p)$ 実験では target から $\sim$300[MeV] の proton が発生することが予想されが、上記のサイズで十分にエネルギーを吸収できると考えられる。

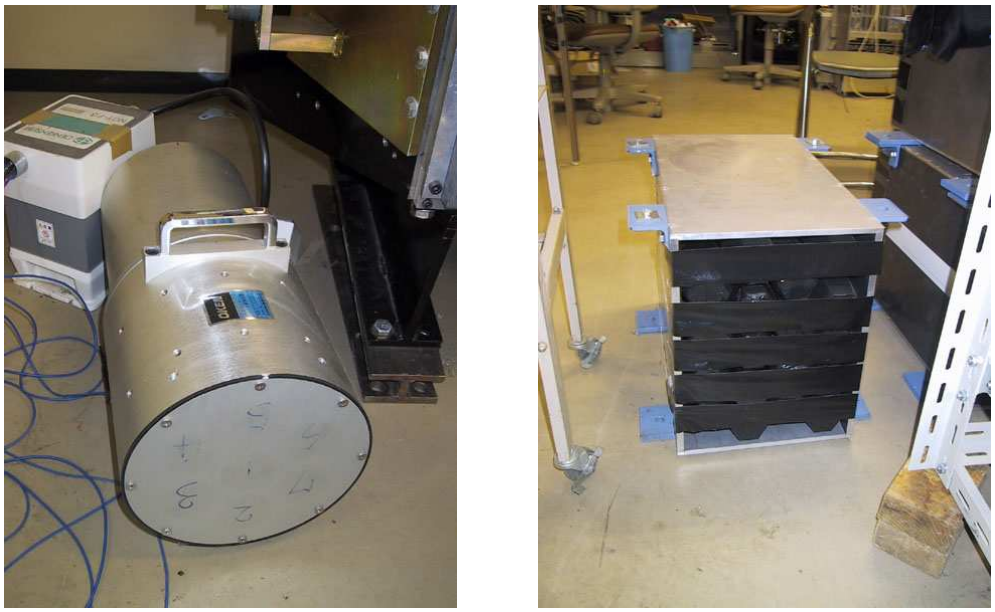


図 3.3: E counter
area 内に E counter を設置する際に使用した box。
内部に BaF_2 counter が納められている。(左 7 本、右 18 本)

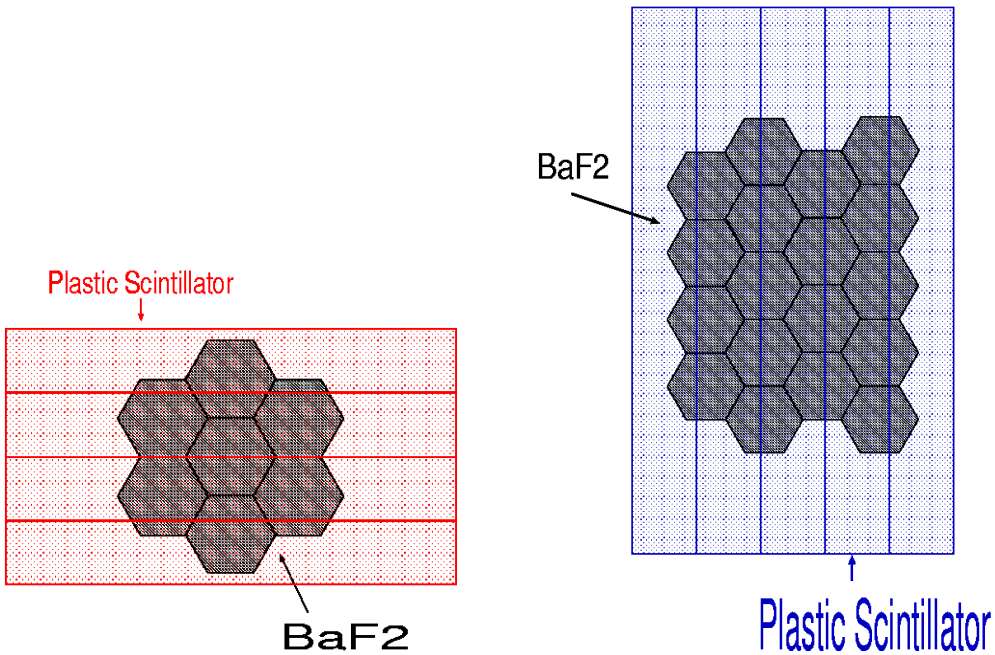


図 3.4: $E - \Delta E$ counter 設置概念図
area 内に $E - \Delta E$ counter を設置する際、
4、5 枚の plastic scintillator で BaF_2 をおおうように設置した。

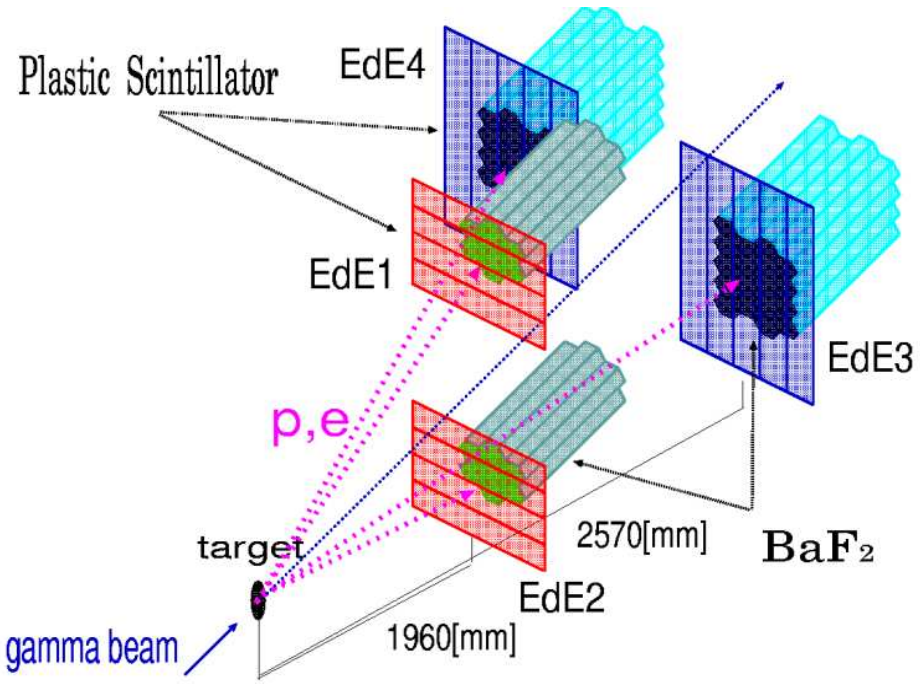


図 3.5: $E - \Delta E$ の area 内での配置図
それぞれの $E - \Delta E$ は target から 1960[mm]、
2570[mm] の距離に上下、左右対称に設置。

第4章　解析1(plastic scintillatorを用いた粒子識別)

4.1　解析の方針

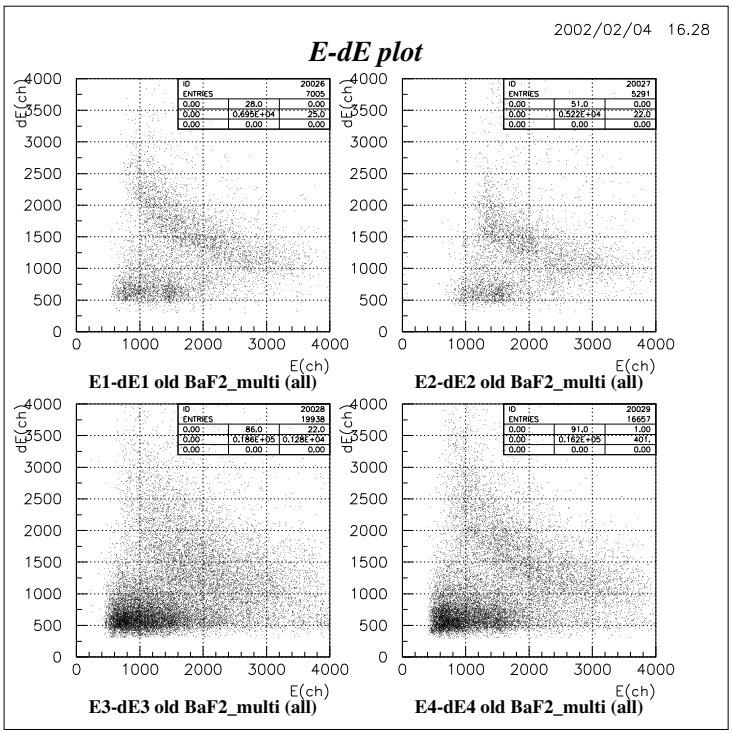


図 4.1: $E - \Delta E$ plot [1]
それぞれ counter 毎の $E - \Delta E$ plot。
proton と思われる領域が見られるが分解能が悪い。

CsI counter によって 2γ が測定されトリガーが形成された後 plastic scintillator へ荷電粒子が入射すると、荷電粒子と plastic scintillator の相互作用によって photon (scintillation 光) が発生する。発生した photon は plastic scintillator 内を伝わり減衰しながら plastic scintillator の両端に取り付けられた光電子増倍管 (Photomutiplier Tube) の光電面へ到達する。光電面へ到達した photon は光

電子増倍管により電気信号へ変換され TDC-時間情報 (図 4.2) と ADC-電荷情報 (図 4.6) として測定される。

荷電粒子と scintillator の相互作用によって発生する photon 数は荷電粒子が scintillator 内で損失したエネルギー (ΔE) に比例する。そのため ADC spectrum から荷電粒子が plastic scintillator 内で損失したエネルギー (ΔE)、TDC spectrum から CsI counter で 2γ が検出されてから荷電粒子が plastic scintillator へ到達するまでに要した時間を得ることができる。

ΔE counter、E counter ともエネルギー calibration を行えなかったので ΔE counter は ADC spectrum を突き抜け peak の channel で、E counter は ADC spectrum を宇宙線測定の peak channel で光電子増倍管の増倍率の調整を行った。

ΔE counter の plastic scintillator に取り付けたそれぞれ光電子増倍管一本づつに対して対応する後方 E counter との $E - \Delta E$ plot(図 4.1) を行ったところ、$E - \Delta E$ counter 毎に分布のばらつきが大きいためか分解能が低かった。そこで比較的 proton による event の割合が多いと思われた C(1.2GeV,930MeV) と Al(1.2GeV) のデータを使用し、分解能の向上と proton event の選択を可能にすることを目標に解析を行う。

4.2　ΔE counter TDC spectrum

CsI counter で 2γ が測定されトリガーが発生してから荷電粒子が plastic scintillator に到達するまでの相対的な時間を示す (図 4.2)。counter への入射荷電粒子は electron が最も多くなると考えられる。入射荷電粒子を electron のみとした場合、electron は低いエネルギーから光速に非常に近い速度 ($\beta \approx 1, \beta = v/c$) に達するため速度は一定と見なすことができる。したがって TDC は「CsI counter で 2γ を測定しスタート信号が出てから target から放射された粒子が plastic scintillator に到達するまでの時間」と、「target から放射された粒子が plastic scintillator のどの位置に入射したか (plastic scintillator 内で要した時間)」の和となる。よって入射荷電粒子が electron だけならば plastic scintillator の長さが 350.0[mm](550.0[mm]) であるから、6.564[ns]∼8.41[ns](8.613[ns]∼11.25[ns]) の幅を見込むことができる。

electron の速度を光速 (c) で一定と考えた場合、electron による event を選び出すことによって時間分解能を求めることができる。

トリガー発生後、荷電粒子が光電子増倍管へ到達するまでの時間の要素を細かく分けると

1. γ beam と target の相互作用によって発生した粒子から発生した 2γ が CsI counter へ入射しトリガーが形成されるタイミング。

2. 2γ によってトリガーが形成されてから target の相互作用によって発生した荷電粒子が plastic scintillator へ到達するまでの時間 (t_l)。

3. 荷電粒子と plastic scintillator の相互作用によって発生した photon が光電子増倍管まで到達する時間 (t_p)。

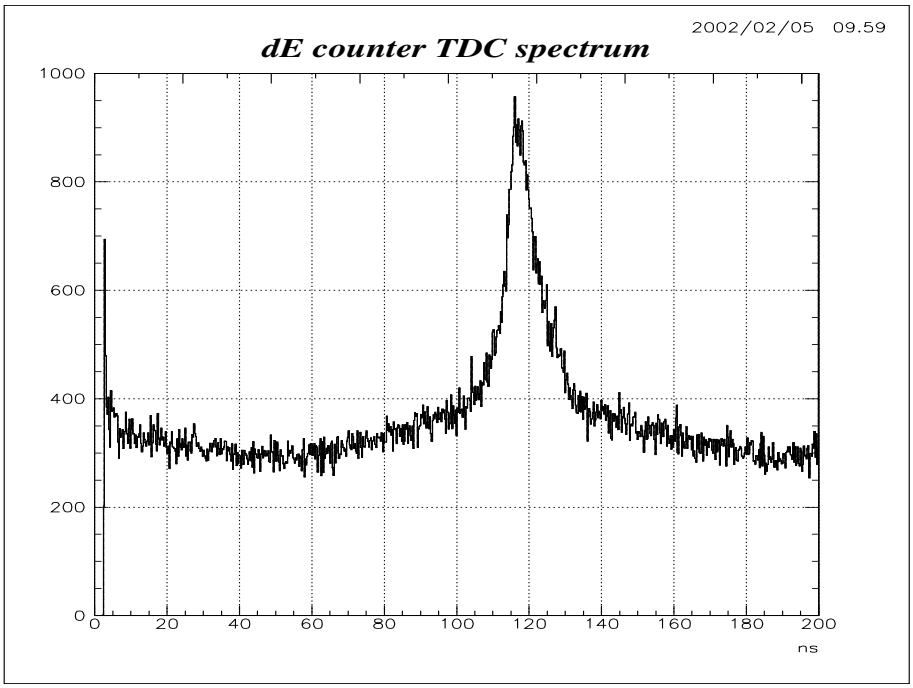


図 4.2: ΔEcounter TDC spectrum
plastic scintillator の両端に取り付けた光電子増倍管 1 本から得られた TDC spectrum

に分類することができ、実際に測定される時間情報 (T) は

$$T = t_l + t_p \tag{4.1}$$

t_l と t_p の和と測定にともなう誤差となる。さらにそれぞれの要素は固有の幅を持っている。

トリガータイミング

トリガーは「CsI counter での 2γ の測定」と「Tagging counter」の同時計測で形成され、特にそのタイミングは CsI counter での 2γ の測定に依存している。scintillator で発生した sintillation 光は光電子増倍管で電気信号へ変換され、電気信号 (アナログ信号) として出力される。光電子増倍管から出力された電気信号 (アナログ信号) は discriminator を通り電荷量がしきい値を上まわった場合デジタル信号 (NIM 信号) へ変換される。デジタル信号へ変換される際に、電荷量が高い方がしきい値を越えるタイミングが早く、γ 線のエネルギーによってタイミングが異なってしまう。また scintillator で発生した sintillation 光は光電面へ photon が入射した後に電気信号として出力されるまでの時間は光電子増倍管 1 本 1 本個体差があり実際のトリガータイミングは CsI counter の組み合せ分存在する。CsI counter で 2γ が検出されるほとんどの場合異なるタイミングでトリガーが発生しており、荷電粒子が plastic scintillator に到達するまでの時間測定へ影響を与えてしまう。

荷電粒子の飛行時間

荷電粒子 (質量 m) はその粒子がもつ運動エネルギー (T) にしたがって速度が変化し、速度の違いによって Scitillator へ到達する時間も異なる。

$$v = c\sqrt{1 - \left(\frac{mc^2}{T + mc^2}\right)^2} \tag{4.2}$$

electron は質量が小さいため低いエネルギーからほぼ $v_e \approx c$ と考えることができ、飛行時間は常に一定と考えることができる。しかし proton は質量が大きい (electron の約 1800 倍) ため運動エネルギーの変化にともない飛行時間の変化は十分考えられる。

4.2.1　左右相関

同じ plastic scintillator に取り付けられた 2 つの光電子増倍管では荷電粒子が plastic scintillator に到達するまでの飛行時間が等しいので、左右の相関を詳しく調べれば plastic scintillator 内で要した時間と荷電粒子の入射位置の関係が得られると期待できる。そこでそれぞれの plastic scintillator に取り付けられた光電子増倍管の TDC spectrum の相関を二次元 Spectrum としてその関係を調べたところ、TDC の分解能が低いため粒子の入射位置に関する情報は得られなかった。

4.2.2　左右 counter 時間差

式 4.1 の様に ΔEcounter で測定される時間情報には二つの要素が含まれる。そのため時間情報における左右の相関から直接的に荷電粒子の plastic scintillator への入射位置を特定することは困難と思われる。そこで plastic scintillator の両端に取り付けられた光電子増倍管で得られた TDC の差を取ることにより plastic scintillator での時間情報だけを求めた。plastic scintillator の両端に取り付け光電子増倍管から得られた時間情報を T_R, T_L (*以下、counter ID が偶数の場合：R、奇数の場合：L とする。) としたとき、CsI counter によってトリガーが形成されてから plastic scintillator に γ beam と target の相互作用によって発生した粒子が到達するまでの時間を t_l、粒子の plastic scintillator への入射位置によって両端の光電子増倍管まで photon が到達する時間が異なるのでそれぞれ t_{pR}, t_{pL} とするとそれぞれの光電子増倍管で測定される TDC は

$$T_R = t_l + t_{pR}$$
$$T_L = t_l + t_{pL}$$

と表すことができる。plastic scintillator の両端に取り付けた二つの光電子増倍管で測定される時間情報は plastic scintillator までの時間が常に等しくなるので、plastic scintillator の中心に粒子が入射した場合は $T_R = T_L(t_{pR} = t_{pL})$、偶数 (R) 側へ入射した場合は $T_R < T_L(t_{pR} < t_{pL})$ となり二つの光電子増倍管で測定される TDC の関係は粒子の入射位置の関係となる。したがって TDC の差を求めることによって、荷電粒子の plastic scintillator への入射位置から photon が光電子増倍管に到

達するまでの時間 T_{sa}($\propto$plastic scintillator への入射位置) だけを得ることが可能になる。

$$\begin{aligned} T_{sa} &= T_R - T_L \qquad (4.3) \\ &= (t_l + t_{pR}) - (t_l + t_{pL}) \\ &= (t_{pR} - t_{pL}) + (t_l - t_l) \\ &= t_{pR} - t_{pL} \qquad (4.4) \end{aligned}$$

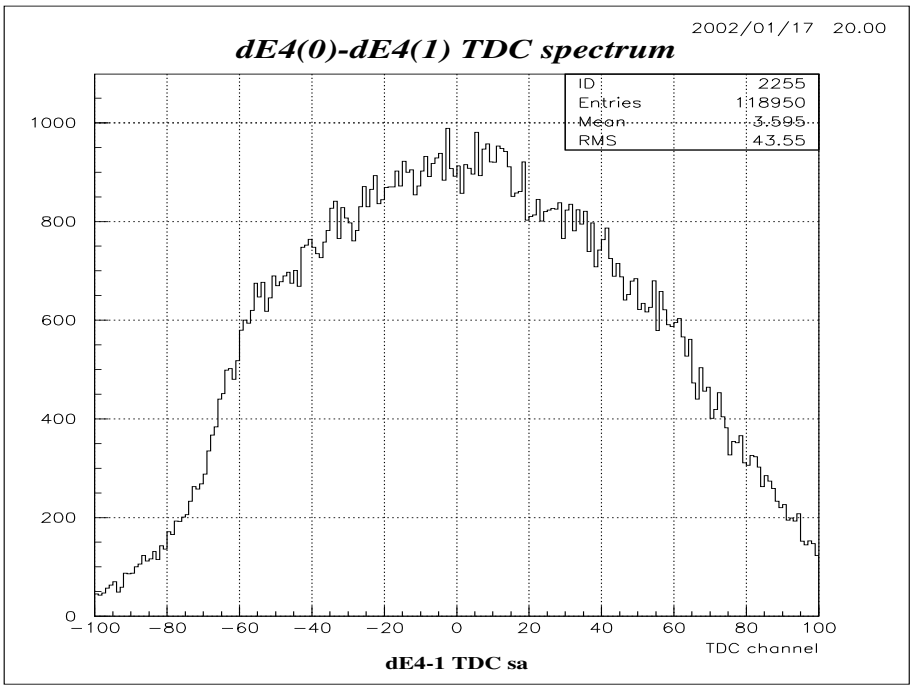


図 4.3: TDC 左右差 spectrum
2 つ光電子増倍管の TDC spectrum の差を求めた。

4.2.3　入射位置特定

TDC spectrum の差を取ることによって scintillator 内だけの時間情報を得られるようになった。しかし TDC の時間原点や plastic scintillator に取る付けられた光電子増倍管から電気信号へ変換され出力されるまでにかかる時間にも違いが生じるため、$T_{sa} = 0$ の event を荷電粒子が scintillator の中央に入射した event と判断することはできない。したがってなんらかの方法で T_{sa} と荷電粒子が scintillator の中央に入射した event の関係を結びつけなくてはならない。

そこで T_{sa} の情報と同時に後方に設置された E counter 内 BaF_2 crystal への入射条件を使用することにした。plastic scintillator へ入射した荷電粒子の一部は scintillator を突き抜け後方に設置した BaF_2 crystal へ入射し crystal との相互作用によって scintillation 光を発する。

plastic scintillator と BaF_2 crystal は 1 対 1 に対応していないが (図 3.4)、「plastic scintillator を通過し BaF_2 crystal への入射した event」という条件を使用したところ、後方に並んだ BaF_2 crystal によって荷電粒子の相対的な入射位置を得られるようになった (図 4.4)。後方 BaF_2 crystal への入射条件を用いても BaF_2 crystal は幅 (72.0∼ 62.4[mm]:向きによって異なる。) があるためその spectrum は広がりを伴う。

そこで得られた TDC spectrum の中心を求めるため peak 部分にガウス分布 (Gaussian distribution)[2] を仮定した関数を用い fitting を行い、ガウス分布の母平均 (mean) を各 BaF_2 crystal の中心として相対的な位置関係を決定した。

[ガウス分布 (Gaussian distribution)]

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \exp\left\{ -\frac{(x-m)^2}{2\sigma^2} \right\} \tag{4.5}$$

母平均　m

母分散　σ^2

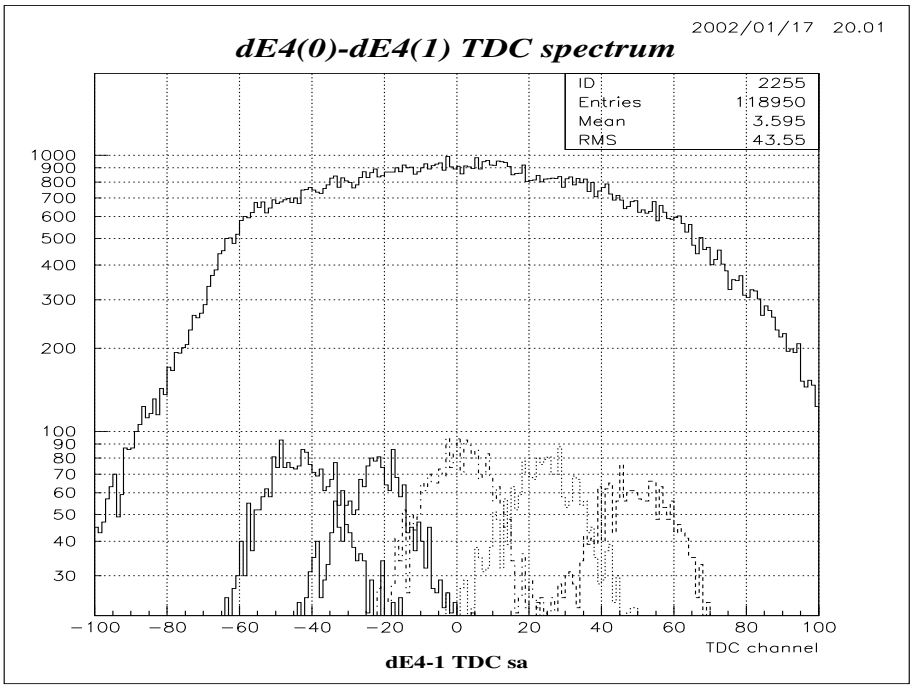


図 4.4: TDC 左右差 spectrum を BaF_2 で cut した分布
TDC spectrum の差を後方 BaF_2 へ入射状況から、
粒子の入射位置が相対的に求められるようになった。

Plastic scintillator の中心から各 BaF_2 crystal の中心までの距離と時間差の関係を全 crystal で平

均した結果、BaF_2 crystal の中心間距離に対して次の時間差

	$\Delta E1$ & $\Delta E2$									
position[mm]			-54.0		0.0		54.0			10.0[mm]
T_{sa}[ch]			-18.65		0.00		18.70			3.46
T_{sa}[ns]			-0.911		0.00		0.913			0.169
	$\Delta E3$ & $\Delta E4$									
position[mm]	-124.8	-93.6	-62.4	-31.2	0.0	31.2	62.4	93.6	124.8	10.0[mm]
T_{sa}[ch]	-49.87	-38.28	-25.24	-12.00	0.00	11.60	24.45	36.56	49.47	3.94
T_{sa}[ns]	-2.044	-1.869	-1.232	-0.586	0.00	0.566	1.194	1.785	2.416	0.1924

*Plastic scintillator の中心から counter ID が偶数側が正、
奇数側が負として位置を時間差を設定している。

が得られた。さらにこれらの距離と時間差の関係を一次関数で fitting を行い (図 4.5)、plastic scintillator の長さ (Short:350[mm],Long:550[mm]) に対して 2 つの関数 (P_{short}, P_{long}) を求めた。

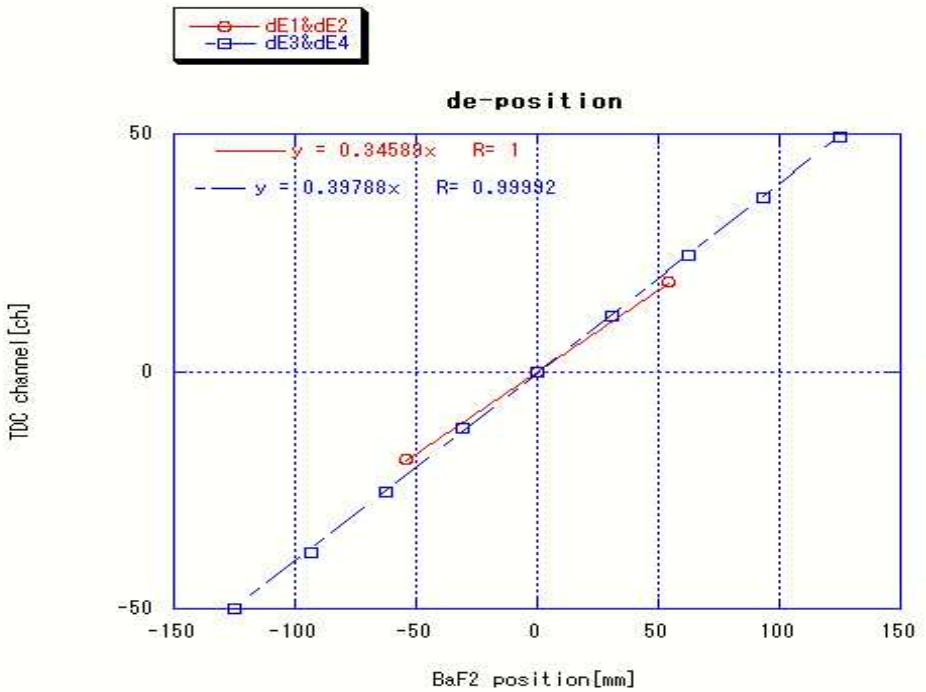


図 4.5: TDC 差 channel vs 入射位置
TDC 差 channel 平均と BaF_2 crystal 中心位置の関係。

$$\begin{aligned} P_{short} &= 2.891 \times T_{sa} \\ P_{long} &= 2.513 \times T_{sa} \end{aligned} \tag{4.6}$$

plastic scintillator の長さはそれぞれ 350[mm] と 550[mm] であるから、plastic scintillator の中心から光電子増倍管までの距離はそれぞれ 175[mm] と 225[mm] である。式 4.6 から逆算した場合、plastic scintillator の長さに対して有効な時間差は

$$\begin{aligned} \Delta E1\&\Delta E2 &: T_{sa} \leq |60| \quad [ch] \\ \Delta E3\&\Delta E4 &: T_{sa} \leq |109| \quad [ch] \end{aligned}$$

となる。ただし実験には測定による誤差や couter の分解能によってそれ以上の広がりとなっている。

4.3　ΔE counter ADC spectrum

図 4.6 は plastic scintillator で得られた ADC spectrum(電荷情報) である。plastic scintillator は厚さが 10.0[mm] と薄いため荷電粒子のほとんどは突き抜け、Bethe-bloch の式 (3.1,3.2) にしたがったエネルギーを損失する。図 4.6 の 250[ch] 付近の peak は荷電粒子、特に electron の突き抜けによる peak と考えられる。electron は質量が小さいく低いエネルギーで光速に非常に近づくため、plastic scintillator 内で損失するエネルギーはほぼ一定となることが予想される。

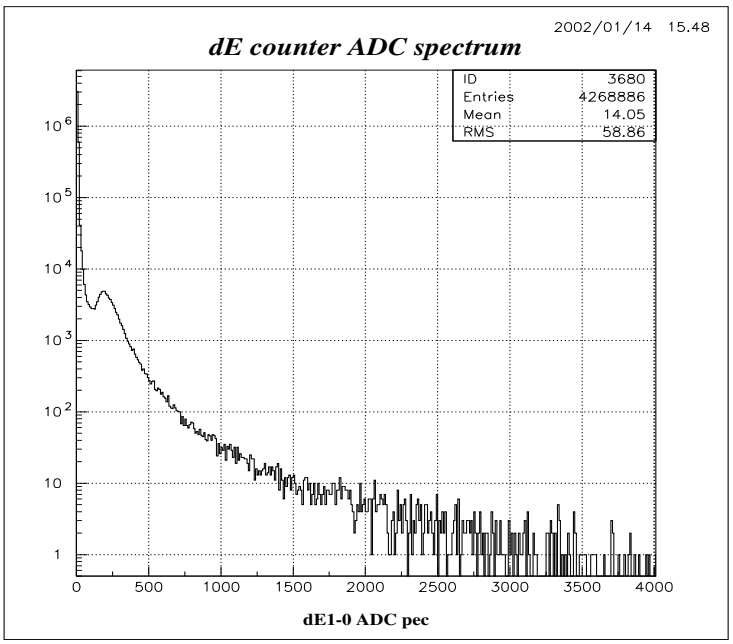


図 4.6: ΔEcounter ADC spectrum
plastic scintillator の両端に取り付けた光電子増倍管の 1 本から得られた ADC spectrum

4.3.1　左右相関

TDC spectrum と同様に一枚の plastic scintillator の両端に取り付けた 2 つの光電子増倍管における ADC spectrum の相関を調べた。光の減衰がなく側面で全て反射する理想的な scintillator を使用した場合、plastic scintillator と荷電粒子の相互作用によって発生した sintillation 光は等方的に放射されるため、sintillation 光は 2 つの光電子増倍管で同量ずつ全て測定される。したがって理想的な Scintillator による左右相関 spectrum を作ったならば、荷電粒子の入射位置に関わらず左右で等しい ADC spectrum が得られるはずである。

しかし plastic scintillator 内では減衰と側面での透過と反射により、相互作用が起きた地点からの距離に応じて scintillation 光は減少する。そのため ADC spectrum の左右相関を調べると双曲線の様な分布が得られた。この分布は plastic scintillator 内でどの程度減衰が起きているかを表している

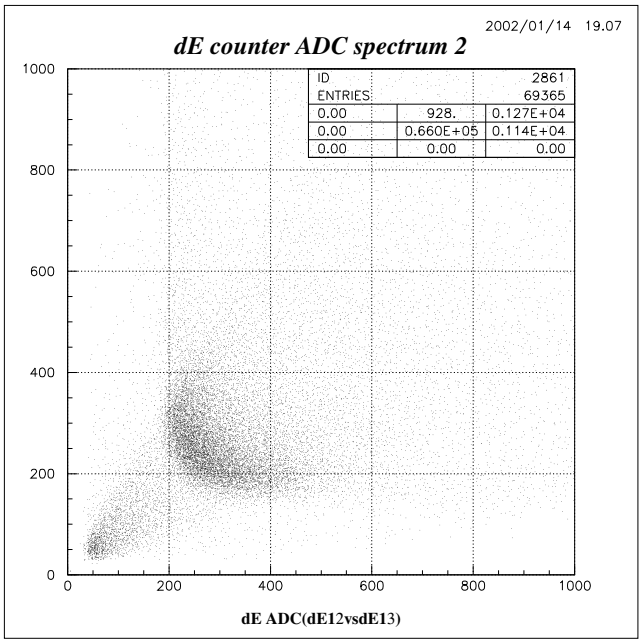


図 4.7: ΔEcounter ADC 左右相関 spectrun
原点付近に分布してるのは pedestal で、200[ch] 以降に荷電粒子、
特に electron の突き抜けによる分布が見られる。

と共に、荷電粒子の入射位置によって得られる電荷量が変化していることを表している。

4.3.2　入射位置による ADC spectrum の変化と補正

TDC 差の関係から荷電粒子の入射位置が特定できるようになったので、入射位置毎に ADC spectrum を詳しく調べた。その結果 ADC spectrum の左右相関から予想された通り、荷電粒子の入射位置によって突き抜け peak channel が変化していた (図 4.9)。

入射位置によって得られる電荷量が異なると言うことは、plastic scintillator の長さに比例し ADC spectrum が幅を持つと言うことである。そこで BaF_2 crystal への入射条件を用いて入射位置と TDC 差の関係を利用し、荷電粒子の入射位置と得られた電荷量の変化を調べた (図 4.8)。入射位置を狭い範囲 (後方 BaF_2 counter の幅) に限って ADC spectrum を見た場合、electron の突き抜け peak が比べ明らかに細くなっていることがわかる。

入射位置によって得られる電荷量が変化してしまうと言うことは、入射位置によって $E - \Delta E$ の関係が変化していることになる。そこで plastic scintillator の中央に入射した event を基準に、粒子の入射位置に関係なく常に同じ channel に electron の突き抜け peak が立つ様に以下の方法で補正を行った (図 4.12)。

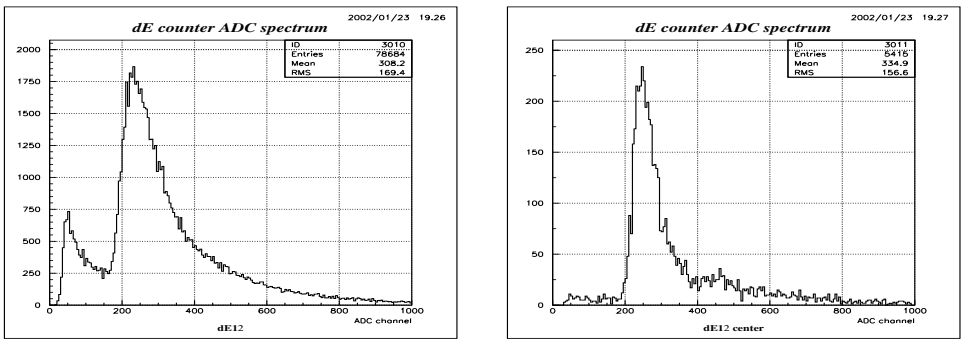


図 4.8: 入射位置による ΔE ADC spectrum の比較
一枚の plastic scintillator に取り付けた二つの光電子増倍管のうち一本での
全 ADC spectrum(左) と後方 BaF_2 crystal への入射を条件とした ADC spectrum。
入射位置を限定した場合より細い peak になっている。

1. TDC 時間差から求めた粒子の入射位置を用いて中央からの時間差 ± 10[ch] 毎に electron 突き抜け peak channel を調べる。(図 4.9)

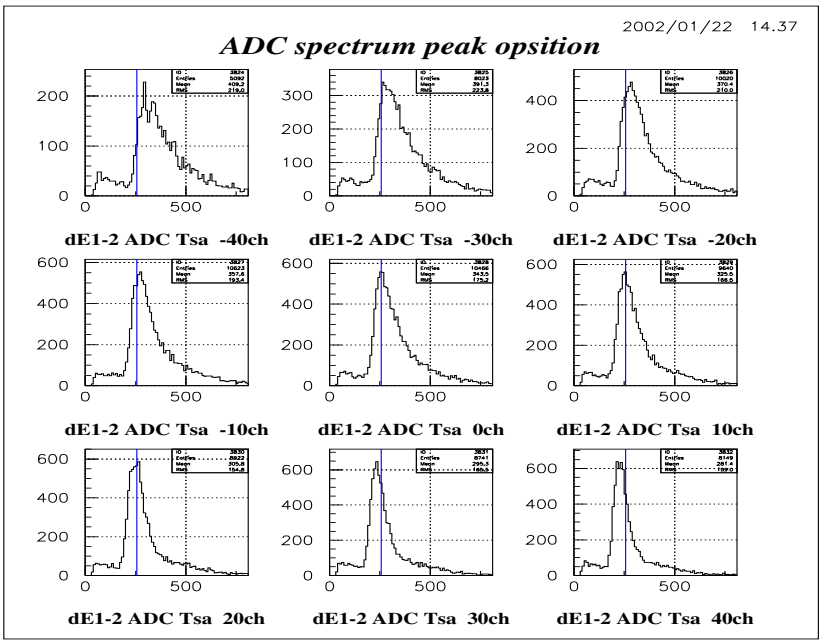


図 4.9: 粒子の入射位置による付き抜け peak の変化
TDC 差 10[ch] 毎に 2[ch] の幅で ADC spectrum を取り、比較のために
中心に入射した時の peak channel に line を引いた。plastic scintillator の
中心から離れるにしたがい peak も line から離れていくのがわかる。

2. Peak channel を plot し、３次関数 (変数 T_{sa}) で fitting し peak channel の変化を関数へ置き換える。(図 4.10)

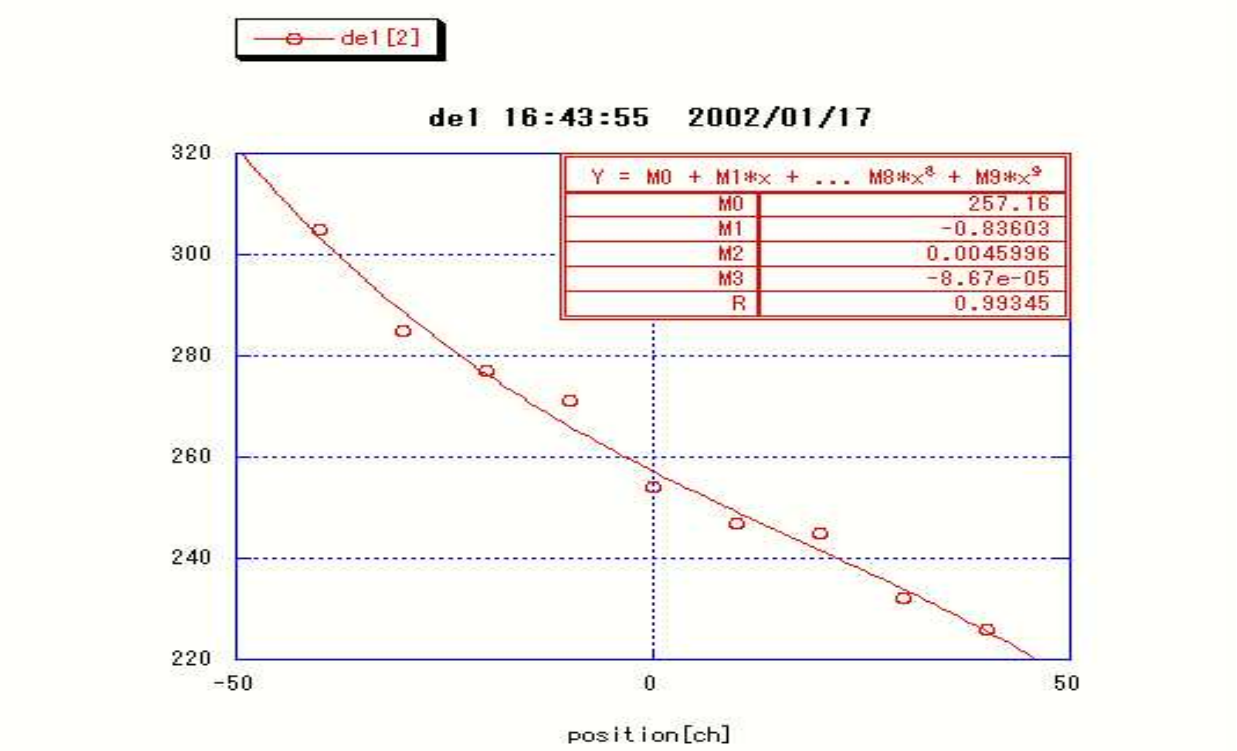


図 4.10: Peak channel の fittingADC spectrum
入射位置毎に peak channel を調べ、
3 次関数で fitting をした。

3. ADC spectrum に 2 で求めた 3 次関数の逆関数をかけ、入射位置に関係なく突き抜け peak が等しい channel になるように調整する。(図 4.11)

4. さらに全ての $E - \Delta E$ counter で同様の分布を示すように、突き抜け peak channel が 280[ch] になるように調整する。

荷電粒子の入射位置に対する電荷量の補正を行った結果、図 4.9 から図 4.11 の様に粒子の入射位置に関係なく electron 突き抜けの peak channel がそろい、ΔE counter でエネルギー分解能の改善が見られた。

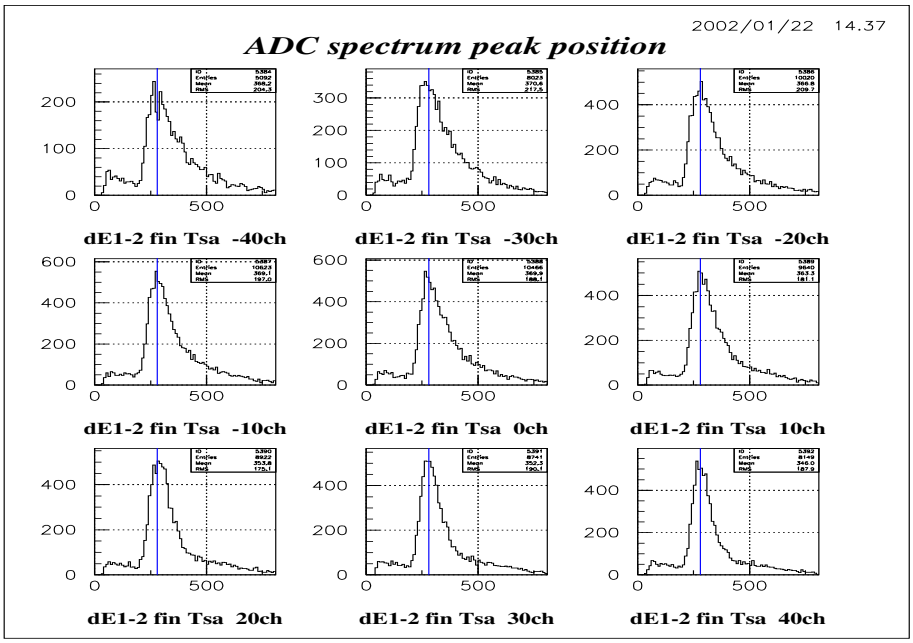


図 4.11: 補整後の ADC spectrum
補整を行うことによって electron 突き抜け peak が
粒子の入射位置に関係なく常に同じ channel に立つようになった。

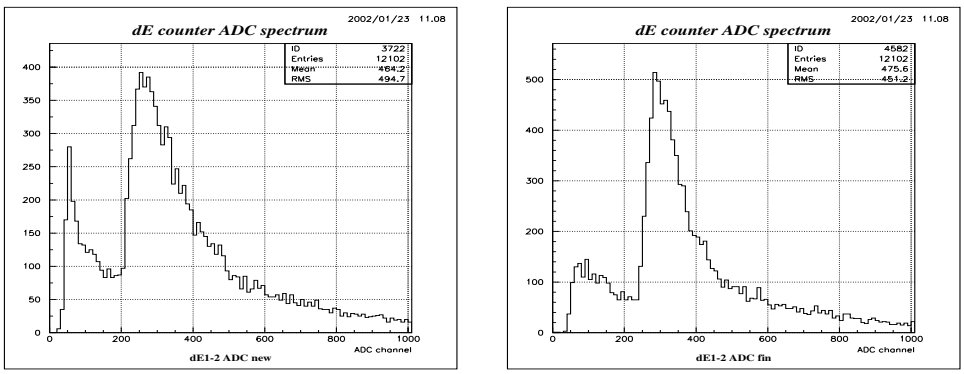


図 4.12: 入射位置による ΔE ADC spectrum の補正
入射位置による補正を行う前 (左図) と比較し、補正後 (右図) の方が
より細い peak になっていることがわかる。

4.4　E counter TDC spectrum

target から BaF_2 crystal までにかかった時間情報。BaF_2 crystal へ入射した粒子は「必ず ΔE counter を通過している」として、ΔEcounter への入射位置の特定に利用した。実験後半では PMT

amp を回路中に追加し、TDC signal を増幅したことによって threshold を相対的に下げた (図 4.13)。

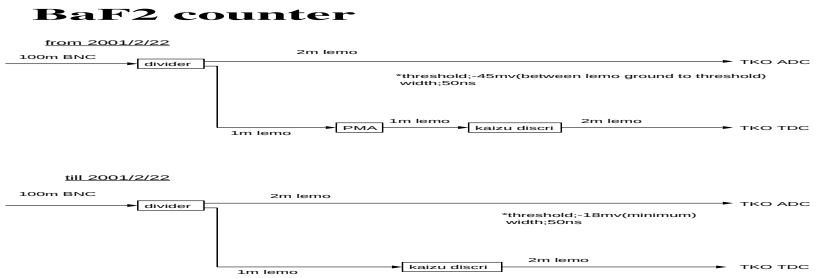


図 4.13: E counter 回路図
実験後半より PMT amp を使用したため、
TDC signal の threshold が相対的に下がった。

その結果回路的なノイズも測定してしまい、TDC spectrum が非常に汚くなってしまった。図 4.14

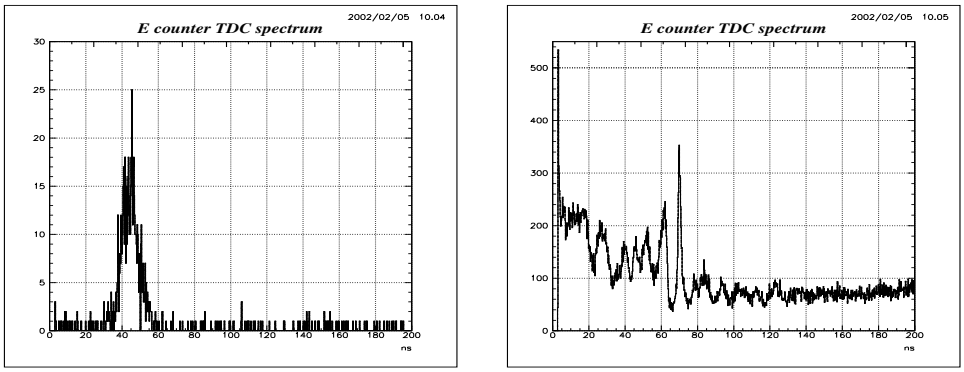


図 4.14: E counter TDC spectrum (実験前半 (左)、実験後半 (右))
実験前半 (左) の TDC spectrum は event 数は少ないが ΔE counter TDC spectrum と
同じ様な spectrum の形をしている。しかし実験後半 (右) では明らかにノイズと思われる
peak が複数形成されている。

が前半と後半の TDC spectrum である。後半の TDC spectrum は明かに回路的振動と思われるノイズが見られる。また前半の TDC spectrum でも discri モジュールが異なった counter では同様の振動が見られた。そのため BaF_2 counter の true event を決める際には、ΔE couter との相関をとり幅を決定した。

4.5　E counter ADC spectrum

荷電粒子のエネルギー ($E = E_{all} - \Delta E$) の測定を行った。粒子のエネルギー分布は幅広く ΔEcounter の様なある特定の peak が形成されるとは予想できない。そのためエネルギー calibration には宇宙線測定データを利用し、宇宙線による突き抜けの peak が全 E counter で同じ channel になるように調整を行った。

$E - \Delta E$ counter を使って粒子の識別を行う際複数の荷電粒子が同時に一本の plastic scintillator を通過した場合には、ΔEcounter でエネルギー損失 (ΔE) を求めることができない。そのような multi hit event を取り除くため、「一つの plastic scintillator の後方に並ぶ BaF_2 crystal の内、複数の crystal に同時に粒子が入射していた場合」は、その event を解析から除いた。

4.6　$E - \Delta E$ plot

ΔEcounter ADC spectrum の補正と E counter mulihit event の cut を行った結果、補正前の図 4.1 に比べ補正後の図 4.15 は奇麗に proton を分離することが可能になった。入射位置による補整を行う以前の $E - \Delta E$plot(図 4.1) では beam line の左右に設置した counter の分解能が低く粒子が BaF_2 crystal を突き抜けた場合に見られる折り返し部分が見られなかったが、図 4.15 では十分に折り返しを確認することができる様になった。Bethe-bloch の式から求めた予想と比較すると、$E - \Delta E$ counter へ入射したエネルギーが 316[MeV] と 337[MeV] を越えた proton も多くあったことがわかる。

また counter 毎の分布を比較すると上下に設置された二つの counter に比べ、左右に設置された二つの counter では electron 等による background が多く見られる。

4.6.1　分解能評価

$E - \Delta E$ plot による proton event と electron event の分離が十分可能となった。そこで分解能として定量的にどの程度分離が良くなったかを図 4.16 の様に

$$\begin{aligned} y(x) &= 2x + \alpha \\ \alpha &: -500 \sim -1000 \end{aligned} \tag{4.7}$$

の断面で比較してみた。式 4.7 は proton の分布に対して垂直な断面が得られるように選び、α を変化させて複数の位置で断面を調べた。proton の分布に対して垂直になるように式 4.7 を選んだ。式 4.7 による断面を比較した結果、明らかに解析後の方が proton による peak と electron による peak が明確に分離しているのがわかる。そこで解析を行うことによって proton peak と electron peak の分離がどの程度改善されたかを定量的に示すため、もっとも peak の間隔が広くなっている断面で分解能による評価を行う。分解能として評価方法は proton 分布部の peak にガウス分布 (Gauss distribution) を仮定した関数 (式 4.5) を用いて fitting を行い peak channel と sigma-σ_p(分散) の値を求め、electron と proton の peak channel の差と σ_p を利用して次の計算式で評価を行う。

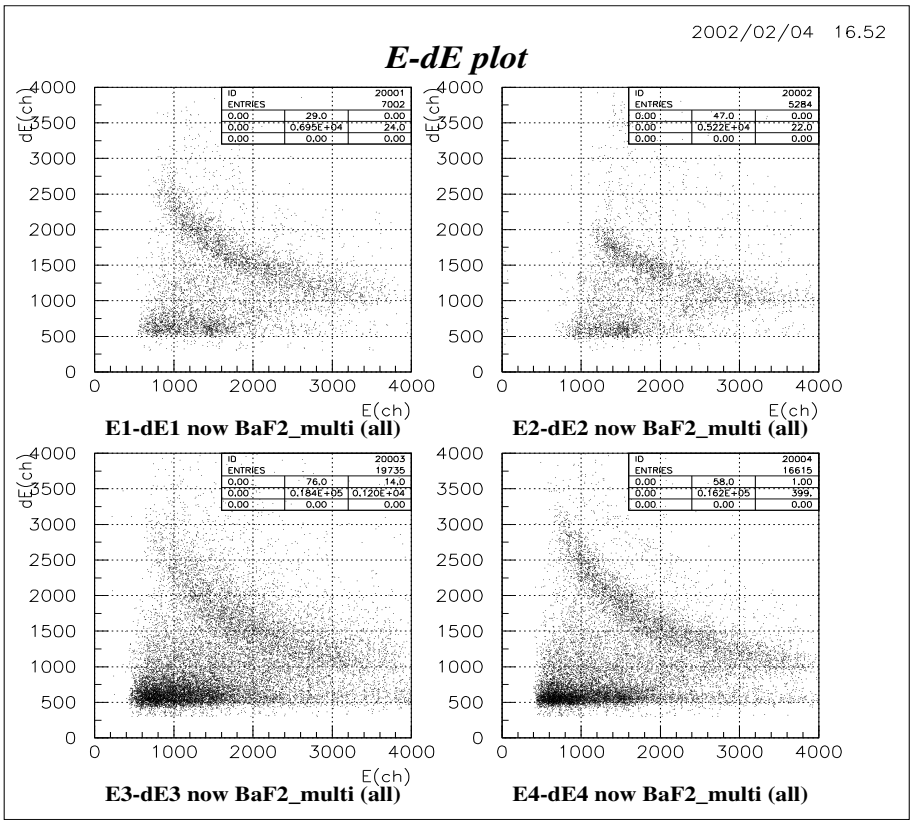


図 4.15: $E - \Delta E$ plot [2]
入射位置による補正を行った後の $E - \Delta E$ plot。
Bethe-bloch の式 (3.1,3.2) から求めた予想 (図 3.2) の様に
はっきりと proton と electron が分離されている。

[分解能計算式]

$$R = \frac{\sigma_p + \sigma_e}{(proton \quad peak \quad channel) - (electron \quad peak \quad channel)} \tag{4.8}$$

	proton peak channel	σ_p	electron peak channel	σ_e	Resolution (%)
位置による補正前	2259	395.7	843.1	139.0	45.49
位置による補正後	2343	210.4	821.0	90.85	20.44

入射位置によって ADC spectrum の補正を行うことによって、$E - \Delta E$ plot における proton event の分解能を

$$45.49 \quad \% \qquad \Longrightarrow \qquad 20.44 \quad \%$$

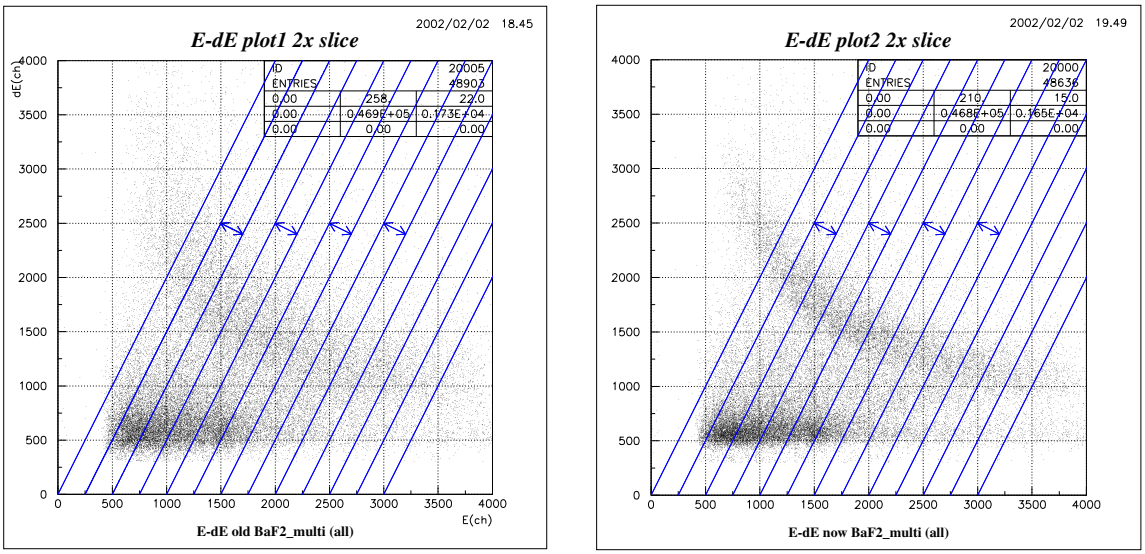


図 4.16: $E - \Delta E$ plot [3]
$E - \Delta E$ plot(左:補正前、右:補正後)。
両方の $E - \Delta E$ plot を式 4.7 の直線でスライスし、
その断面を比較し分解能として評価を行う。

に向上させることができた。

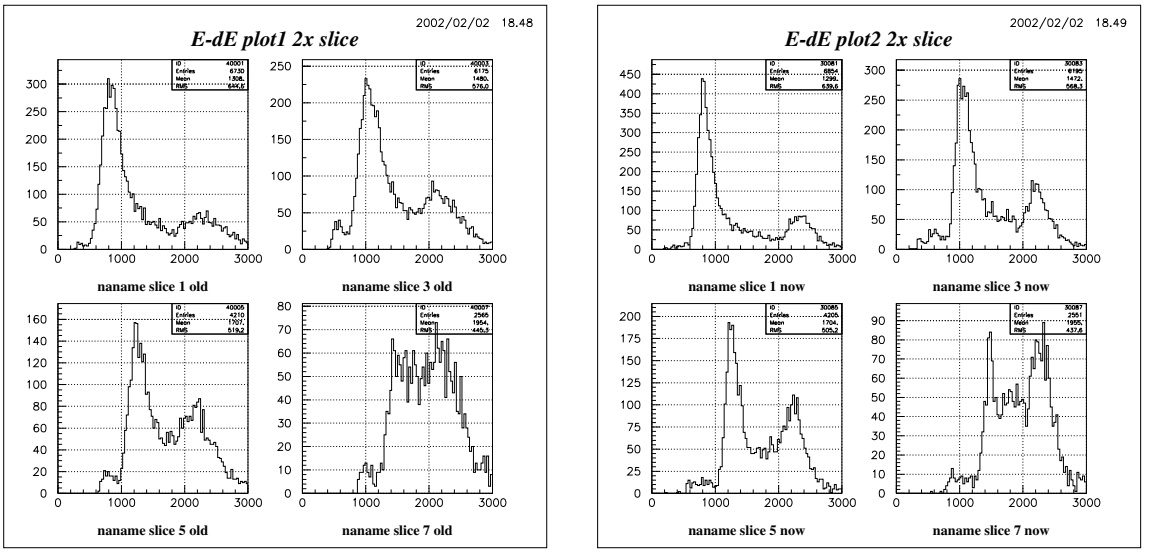


図 4.17: 断面評価 [1]
$E - \Delta E$ plot の断面 (左:補正前、右:補正後)。
$E - \Delta E$ plot の断面を順に並べた。高エネルギー側ほど peak の間隔が狭くなっている。

4.6.2　測定条件の違いに対する $E - \Delta E$ plot の比較

$(\gamma, \eta p)$ 光中間子生成反応実験は複数の target を用い、2 つの STB Ring energy mode(1.2GeV,930MeV)、6 つの setup で測定を行った。そこでそれらの違いによって測定される proton event がどの様に異なるか、補正後の $E - \Delta E$ plot によって比較した (図 4.19∼4.24)。

$E - \Delta E$ plot において proton と electron を明確に分離できたのは炭素 (C)、アルミニウム (Al) を target にして測定を行った場合のみ、固体水素 (H)、銅 (Cu) の場合は proton を確認できなかった。銅 (Cu)target は STB Ring のエネルギーに関係なく proton を測定できなかった点と質量数が大きく密度が高い事から、target 内原子核と入射 γ 線の相互作用によって電子対生成が起きる確率が高く、electron background の割合が高いため proton が background 中に埋もれてしまっている。また固体水素 target は密度が低く γ 線との相互作用を起こす確率が低いため proton の発生する可能性が低いと考えられる。しかし STB Ring 930MeV mode しか測定してないため γ 線のエネルギーが低いことも考えられなくはない。

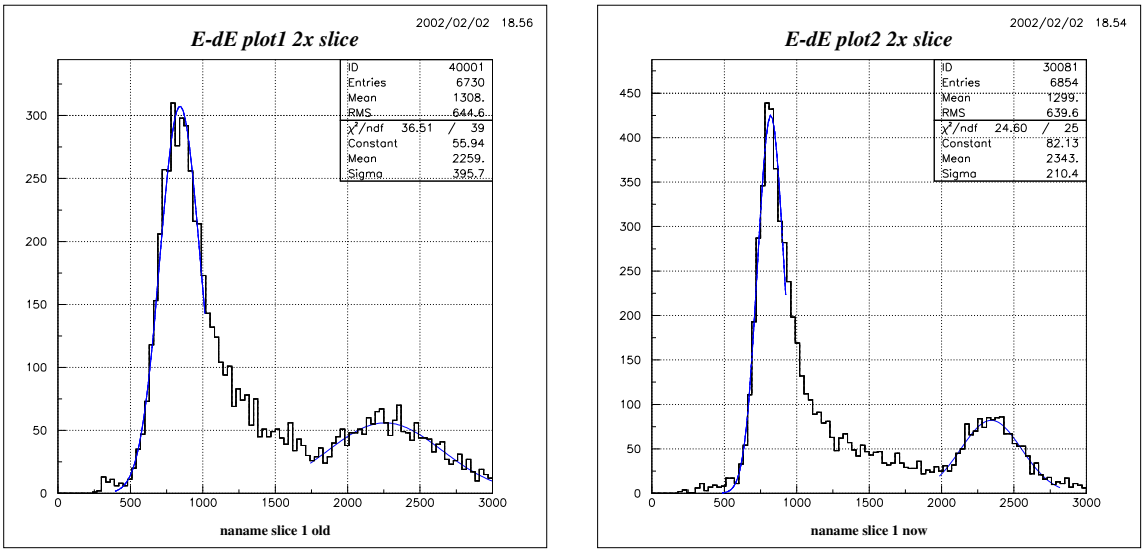


図 4.18: 断面評価 [2]
$E - \Delta E$ plot 断面いガウス分布を仮定した fitting を行った。
補正後 (左) は補正前 (右) と比較し、proton event(右側の peak) と
electron event(左側の peak) がよりはっきり分かれているのがわかる。

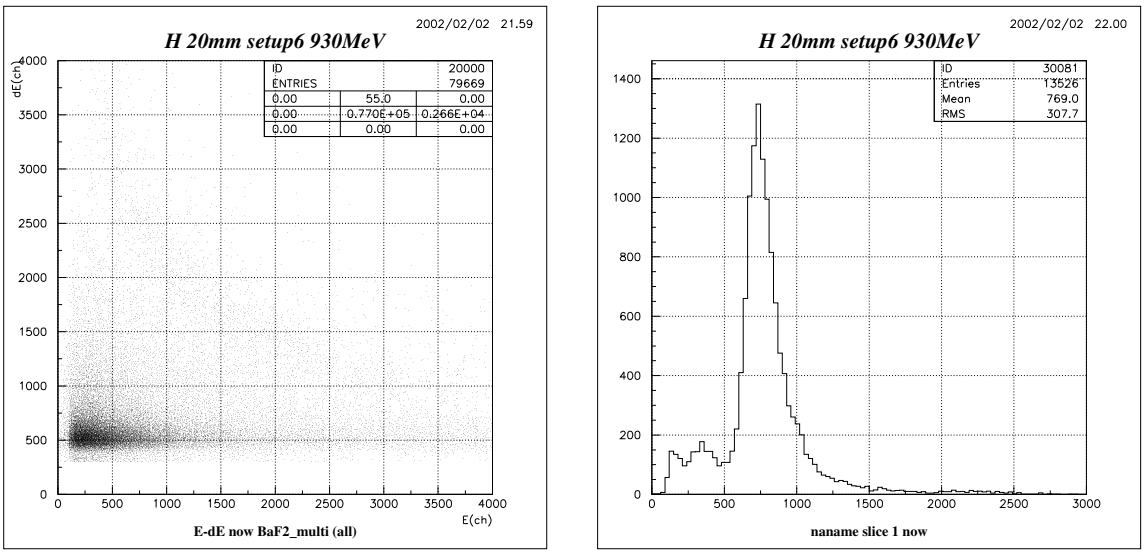


図 4.19: 水素 (H) 20[mm] 930MeV setup6
$E - \Delta E$ plot(左)、断面 (右) ともに proton event がほとんど見られない。

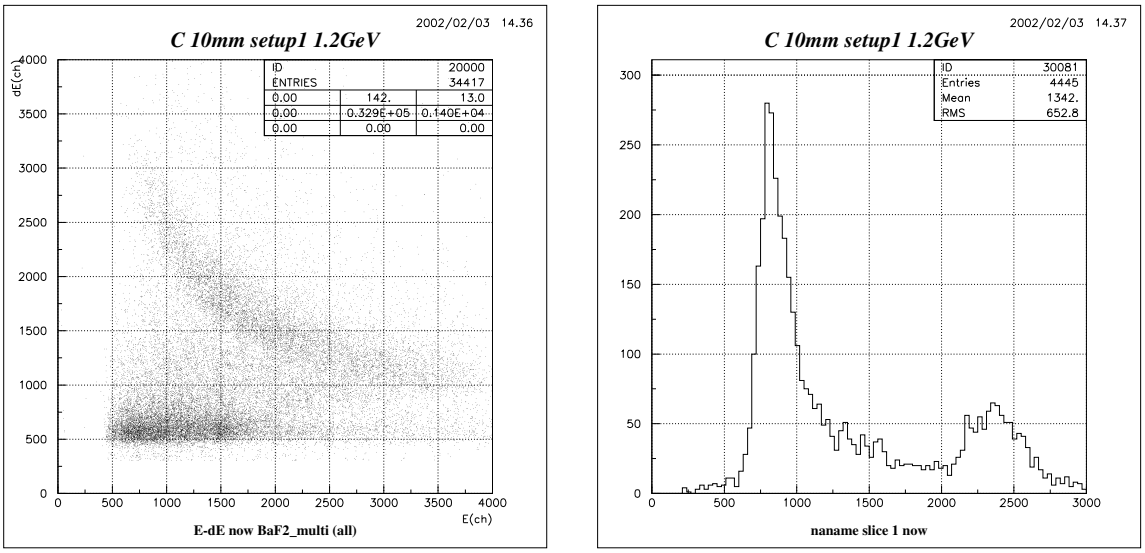


図 4.20: 炭素 (C) 10[mm] 1.2GeV setup1
奇麗に proton と electron が別れており、荷電粒子が BaF_2 crystal を
突き抜けた際の折り返しが確認できる (左)。
断面にも二つの peak に分離している (右)。

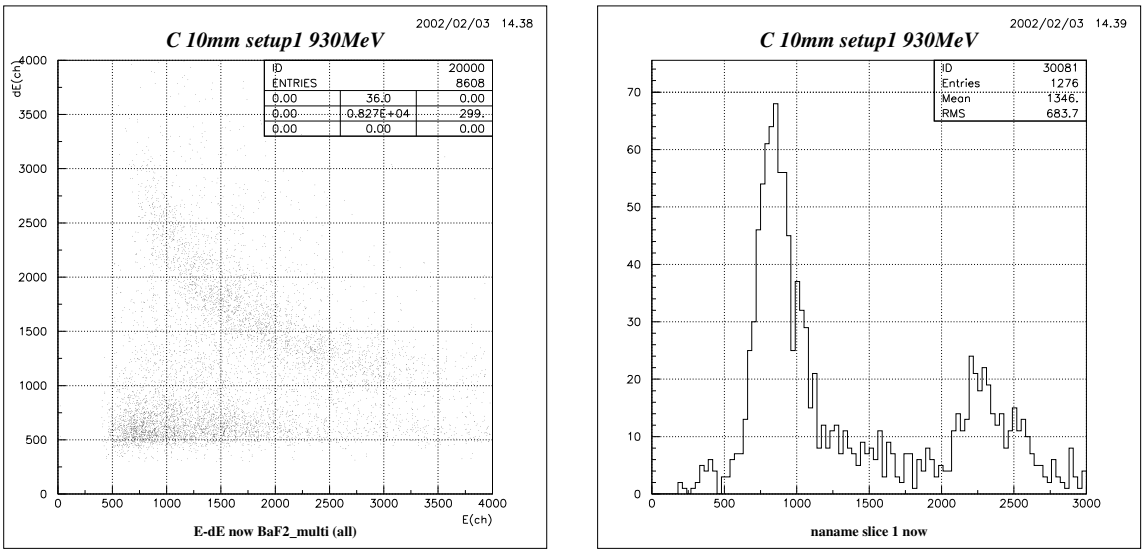


図 4.21: 炭素 (C) 10[mm] 930MeV setup1
event 数が少ないが粒子の分離がはっきり確認できる (左)。
断面にも二つの peak に分離している (右)。

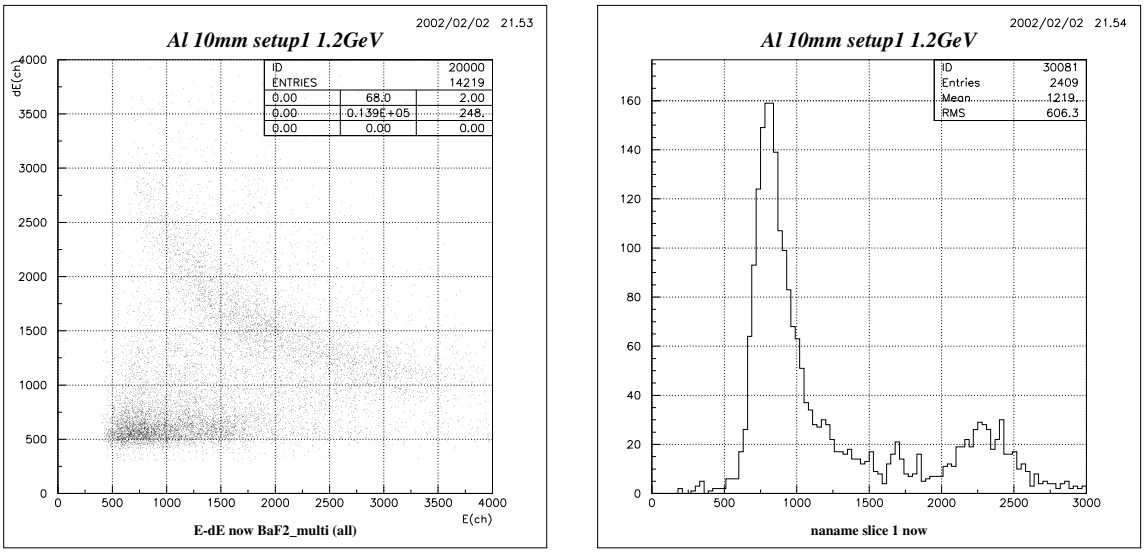


図 4.22: アルミニウム (Al) 10[mm] 930MeV setup1
奇麗に proton と electron が別れており、荷電粒子が BaF_2 crystal を
突き抜けた際の折り返しが確認できる (左)。
断面にも proton、electron の peak がはっきり見られる。
炭素の時に比べ electron の割合が高い。

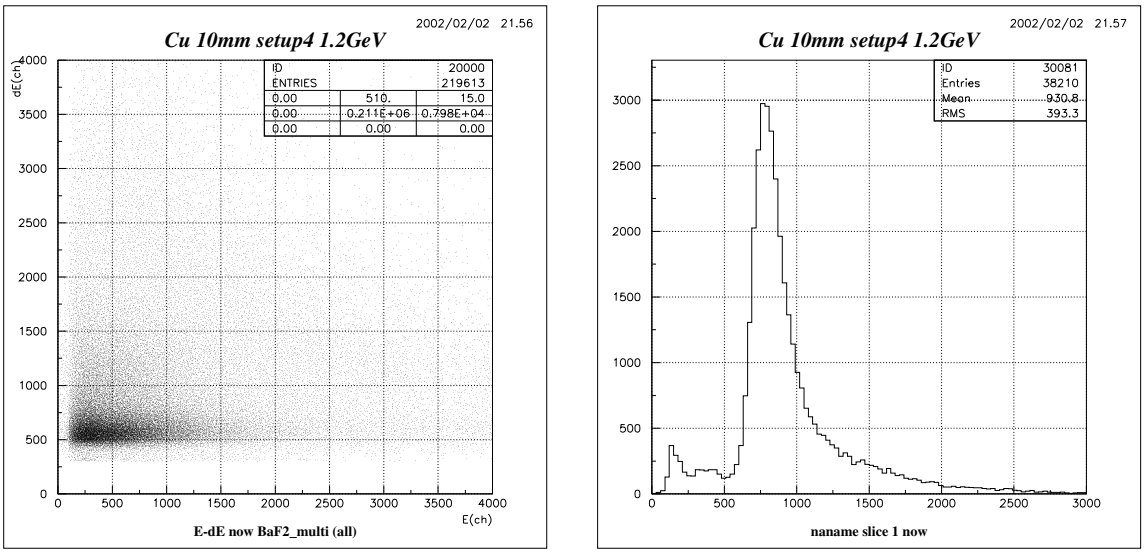


図 4.23: 銅 (Cu) 10[mm] 1.2GeV setup4
proton,electron 領域に関係なく event が多く、粒子の識別かができない。
断面を見ても proton と思われる peak は存在しない。

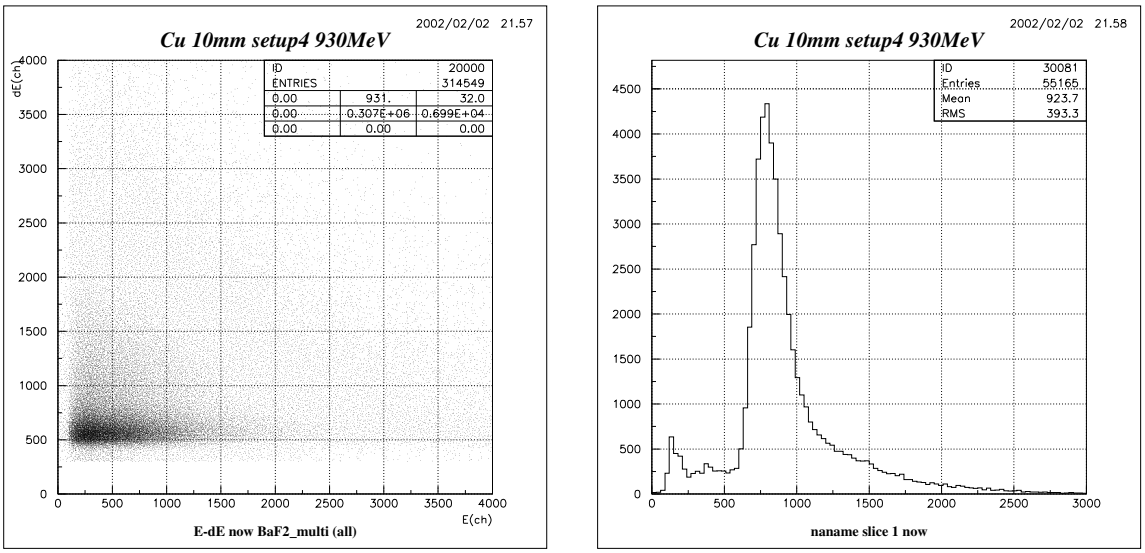


図 4.24: 銅 (Cu) 10[mm] 930MeV setup4
proton,electron 領域に関係なく event が多く、粒子の識別かができない。
断面を見ても proton と思われる peak は存在しない。

第5章　解析2(不変質量解析)

5.1　粒子識別 (proton event の識別)

前章で得られた $E - \Delta E$ plot から proton event を識別し、2γ を発生させた中間子と反跳 proton の同時測定 event を選び出す。proton event は物質中でのエネルギー損失 (式 3.1) から

$$\frac{\Delta E}{\Delta x} \propto \frac{\alpha}{\beta^2}$$

二次関数となる。そこで図 5.1 の様に二次曲線を定め、proton event の選択を行った。proton event

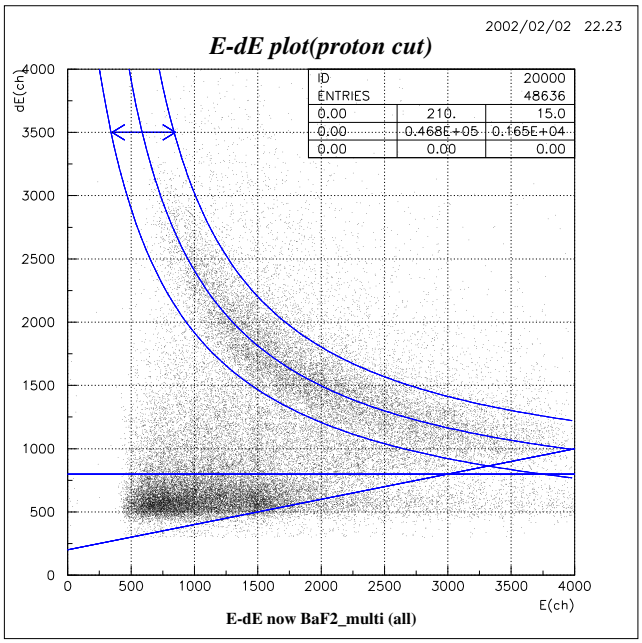


図 5.1: proton event
2 本の曲線の間 ($leftrightarrow$ の間) に分布している event を
proton event として proton の識別を行う。

を選び出すことによって 2γ を発生させた中間子が原子核内核子と γ 線の相互作用によって生成される過程をより選択することが可能となる。CsI counter では 2γ を測定し、そのエネルギーと 2 粒

子の開口角から不変質量解析を行っている。したがって $E-\Delta E$ counter によって proton event を選び出すことができれば、

$$\begin{aligned} \gamma + p &\rightarrow \eta + p \\ &\rightarrow 2\gamma + p \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \gamma + A &\rightarrow \eta + p + X \\ &\rightarrow 2\gamma + p + X \end{aligned}$$

の反応における η 中間子と反跳陽子の検出が可能となる。

光中間子生成反応に使用した target の原子核が異なっていても $E-\Delta E$ plot における粒子の分布領域には違いは無い。そこで proton event と electron event の分離をはっきりと区別することのできた炭素 (C)、アルミニウム (Al) の $E-\Delta E$ plot から proton event の領域を求め、銅 (Cu)、固体水素 (H) 測定時の $E-\Delta E$ plot にそれらの領域を当てはめ proton event の選択を行う事にした。

5.2　不変質量分布 (invariant mass spectrum)

CsI counter で捕らえた 2γ から求めた不変質量分布 (図 5.2) が、反跳 proton との同時測定を選び出すことによってどの様に変化するか調べる。CsI counter では 2γ を捕らえ、2 つの γ 線のエネル

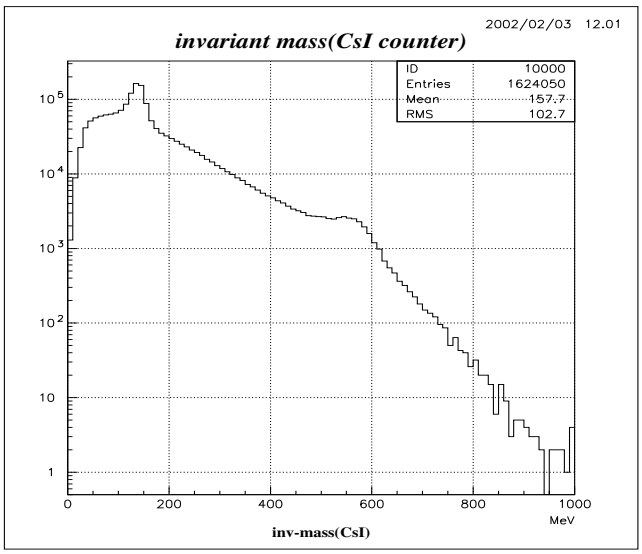


図 5.2: invariant mass spectrum(CsI only)
CsI counter で捕らえた 2η から求めた不変質量分布 (invariant mass spectrum)。
135[MeV] に π_0 中間子が 547[MeV] には η 中間子が分布している。

ギー $(E_{\gamma 1}, E_{\gamma 2})$ とその開口角 $(\theta_{2\gamma})$ から 2γ へ崩壊した中間子の質量とエネルギーを求める。

$$M_x \quad = \quad \sqrt{2E_{\gamma 1}E_{\gamma 2}(1-\cos\theta_{2\gamma})}$$

γ 線と target 原子核内核子の相互作用によって様々な粒子が生成され、π_0 中間子 $(134.9766\pm0.0006[\mathrm{MeV}])$ と η 中間子 $(547.30\pm0.12[\mathrm{MeV}])$ が 2γ に崩壊する。したがって 2γ から求めた不変質量分布には二つの中間子の peak が形成される。$E-\Delta E$ counter で反跳 proton との同時測定を選び出すことによって中間子の生成過程をより限定することが可能となる。

図 5.3 に CsI counter で捕らえた 2γ から求めた不変質量分布 (実線),$E-\Delta E$ counter と CsI counter で同時に粒子を検出した場合の不変質量分布 (点線), proton が同時に測定された場合の不変質量分布 (点線) を示す。2γ と同時に $E-\Delta E$ counter で何らかの荷電粒子が測定されたのは不変質量分布

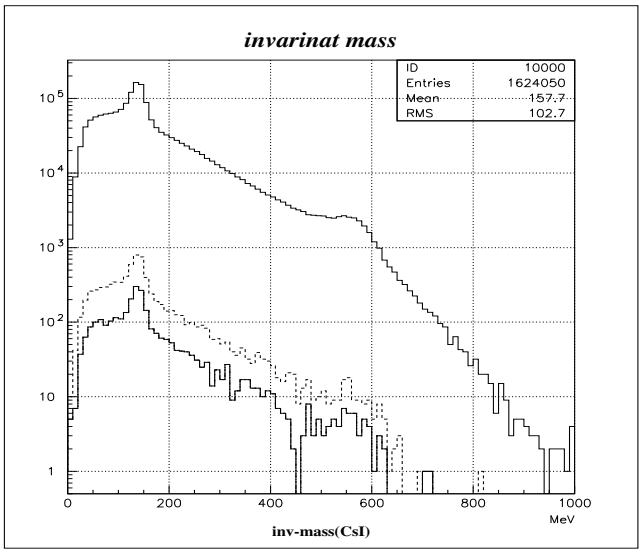


図 5.3: invariant mass spectrum の変化
CsI counter で捕らえた 2γ から求めた不変質量分布 (実線) に
$E-\Delta E$ counter での同時測定 (点線)、proton event の選択 (点線)
の順に条件を付加した場合の invariant mass の変化。

全体に対して約 0.5%、さらに proton event が同時に測定されたのは全体 event に対して約 0.2% であった。

	event 数	*ratio(%)
CsI counter のみ	1624050	100
$E-\Delta E$ counter による同時計測	7826	0.48
proton event	2736	0.17

* CsI counter で測定された 2γ の event 数を基準とした割合。

CsI counter は Base plate 上に target を中心に setup 毎に決まった開口角で設置されており, CsI counter の組合せ $(S_1\&S_1, S_1\&S_2, \dots)$ で検出される 2γ の開口角も setup 毎に限定される。したがって CsI counter の組合せによって検出される 2γ の開口角が限定されると同時に、その中間子と同時に放射される proton の方向も限定されることになる。よって CsI counter と $E-\Delta E$ counter で同時に測定された event 数が少ないことは、$E-\Delta E$ counter の設置場所が proton の放射方向を充分おおえていなかったと考えられる。

5.2.1　開口角による比較

不変質量分布 (invariant mass spectrum) は target の囲む様に設置された CsI cunter によって、中間子の崩解から発生した 2γ を測定し、不変質量解析から求めた崩壊前の中間子の質量、エネルギーの分布である。CsI counter は 3 つの架台のそれぞれ上下 1 ずつ counter が設置され (図 2.5)、6 つある counter のどれか二つで同時に γ 線を測定する事を条件にしている。

不変質料分布に proton の同時計測条件を用いる事により、

$$\begin{aligned} \gamma + p &\rightarrow \eta + p \\ &\rightarrow 2\gamma + p \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \gamma + A &\rightarrow \eta + p + X \\ &\rightarrow 2\gamma + p + X \end{aligned}$$

の反応過程から発生した η 中間子を選び出すことができると考えられていた。図 5.3 が示す様に proton event を選択した場合でも η 中間子の質量に対応するエネルギーの peak はあまり変化がなかった。そこで 2γ を捕らえた CsI counter の組み合わせをそれぞれ調べたところ、counter の組み合わせ毎に測定された不変質量分布が大きく異なっていることがわかった。不変質量分布は式 2.9 を用いて 2γ のエネルギー $(E_{\gamma 1}, E_{\gamma 2})$ と開口角 $(\theta_{2\gamma})$ から求めるため、より開口角 $(\theta_{2\gamma})$ が大きい CsI counter の組み合わせ $(S_1\&S_3, S_1\&S_4, S_2\&S_3, S_2\&S_4, S_3\&S_6, S_4\&S_5)$ に η 中間子が測定させれているのがわかる。また η 中間子より質量の小さい π_0 中間子の分布は開口角の小さい CsI counter の組み合わせに多く見られる。CsI counter の全組み合わせで測定された不変質量分布に対して開口角 $(\theta_{2\gamma})$ が大きい組み合わせで測定した不変質量分布を比較したところ、図 5.5 の様に質量が小さい側の backbround が減少しているのがわかる。

5.2.2　分解能評価

CsI counter で捕らえた 2γ から求めた不変質量分布が $E-\Delta E$ counter を用いた proton event の選択を行うことによってどの様に変化したかを、η 中間子の分布に fitting を行い、エネルギー分解能の変化を用いて評価を行った (図 5.6,5.7)。

fitting には background に指数分布 (Exponential distribution)[2] を仮定し、ガウス分布 (Gaussian distribution)[2] と組み合わせた関数を用いた。

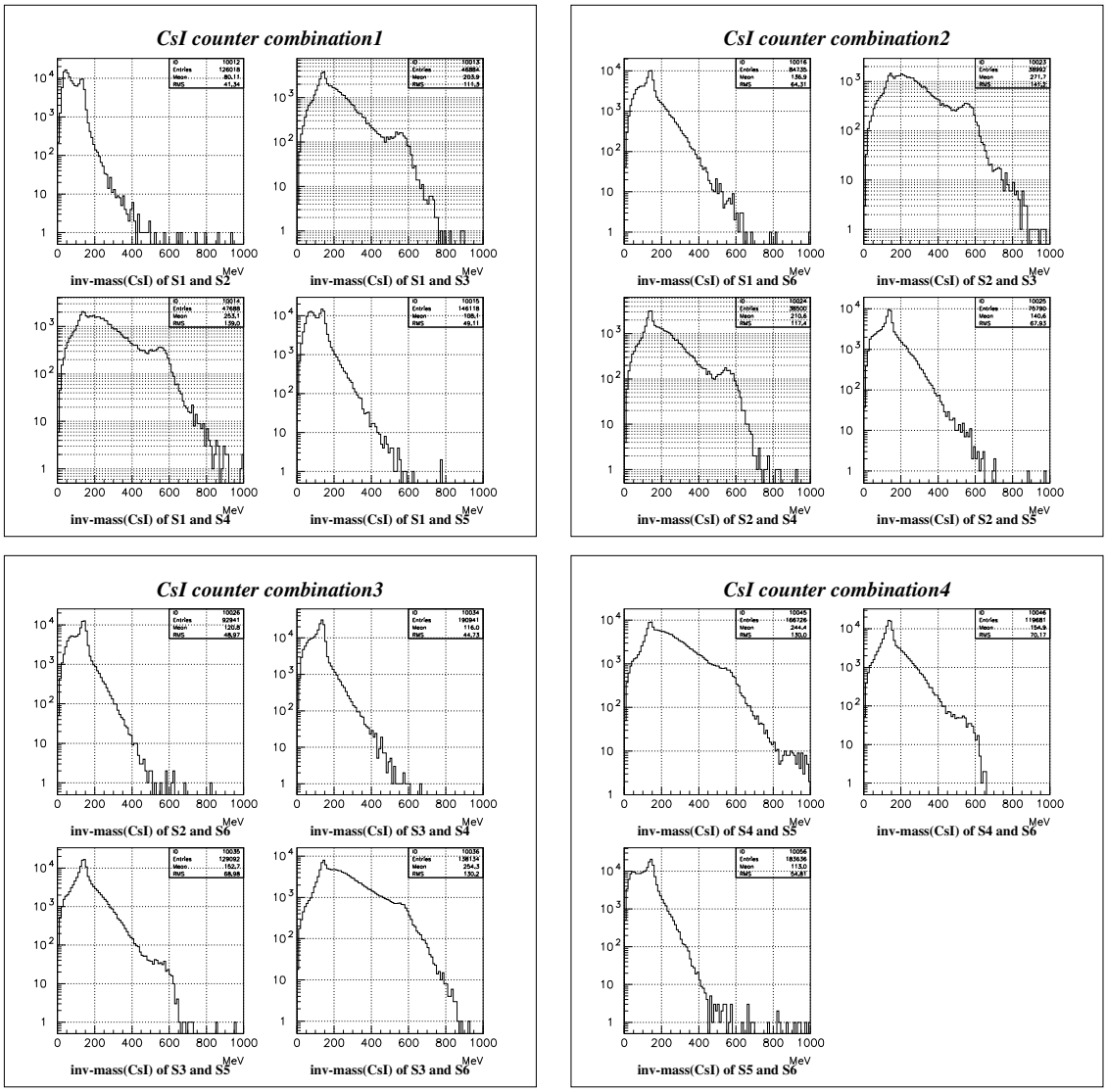


図 5.4: CsI counter の組み合わせ毎の不変質量分布
2γ を検出した CsI counter の組み合わせ毎に
不変質量分布を求めた。

[指数分布 (Exponential distribution)]

$$f_e(x) = \frac{1}{\tau}\exp^{-x/\tau} \qquad x \geq 0 \tag{5.1}$$

母平均　$m = \tau$

母分散　$\sigma^2 = \tau^2$

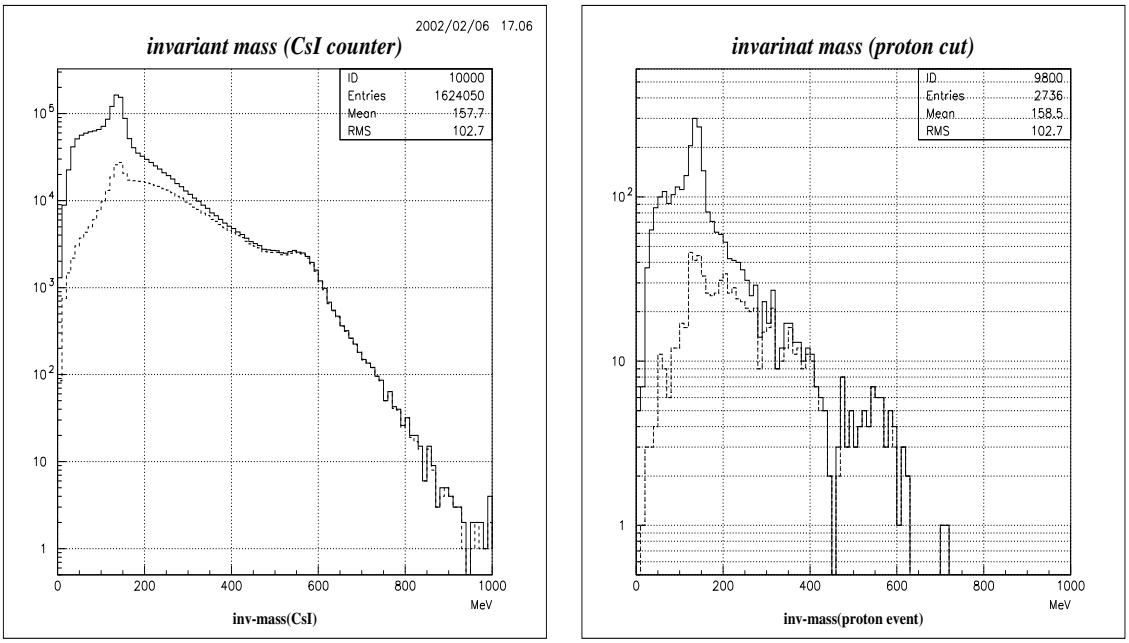


図 5.5: 不変質量分布の開口角による比較 [1]
CsI counter の開口角が大きい組み合わせを選んだ場合 (点線)、
全組み合わせで求めた不変質量分布 (実線) より background が減少している。
(左：CsI counter、右：proton event)

[Fitting 関数]

$$f_{fit}(x) = \exp^{par(1)} \exp^{par(2)x} + par(3) \exp\left\{\frac{(x-par(5))^2}{2par(4)^2}\right\} \qquad x \geq 0 \tag{5.2}$$

$$par(1) = \ln \frac{1}{\tau}$$
$$par(2) = -\frac{1}{\tau}$$
$$par(3) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}}$$
$$par(4) = \sigma$$
$$par(5) = mean(\text{母平均})$$

fitting によって得られた η 中間子の平均質量 (E_η) と sigma-σ_η からエネルギー分解能 $(R(E_\eta))$

$$R(E_\eta) = \frac{\sigma_\eta}{E_\eta}$$

を求めた。η 中間子の分布が CsI counter の選択を行った場合と行わなかった場合でどの程度分解能が良くなったかを η 中間子のエネルギー分解能 $(R(E_\eta))$ で比較すると、

	E_η[MeV]	$\sigma_\eta[MeV]$	エネルギー分解能 (%)
CsI counter	548.9	38.3	7.0
CsI counter(開口角大)	548.6	36.2	6.6
proton event	555.1	29.0	5.2
proton event(開口角大)	553.7	23.8	4.3

であった。proton event を選択し CsI counter の組み合せを最適化することによって、η 中間子のエネルギー分解能は

$$7.0 \quad \% \qquad \Longrightarrow \qquad 4.3 \quad \%$$

と改善させることができた。不変質量分布は CsI counter で 2γ を測定し求めるため、その分解能は CsI counter の位置分解能とエネルギー分解能に依存している。したがって proton との同時計測を選ぶことによって分解能が向上したことは、これらの η 中間子が準自由過程を経ている事を表している。

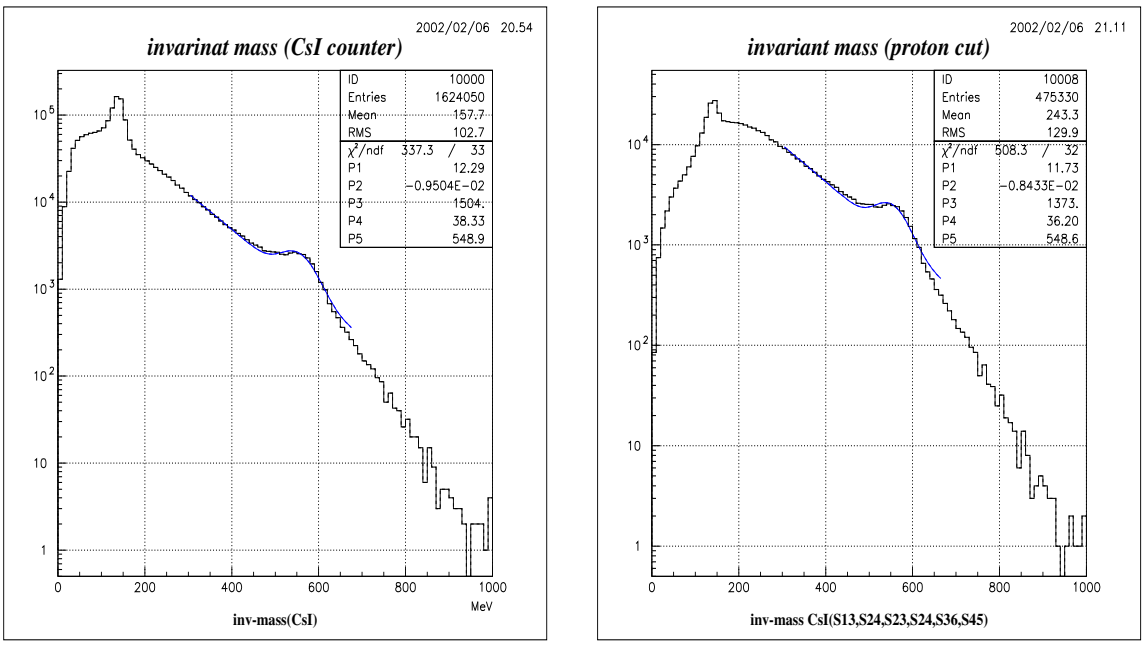


図 5.6: 不変質量分布の fitting[1]
全 CsI counter の組み合せから不変質量を求め fitting を行った (右)。
開口角の大きい CsI counter の組み合せから不変質量を求め fitting を行った (左)。

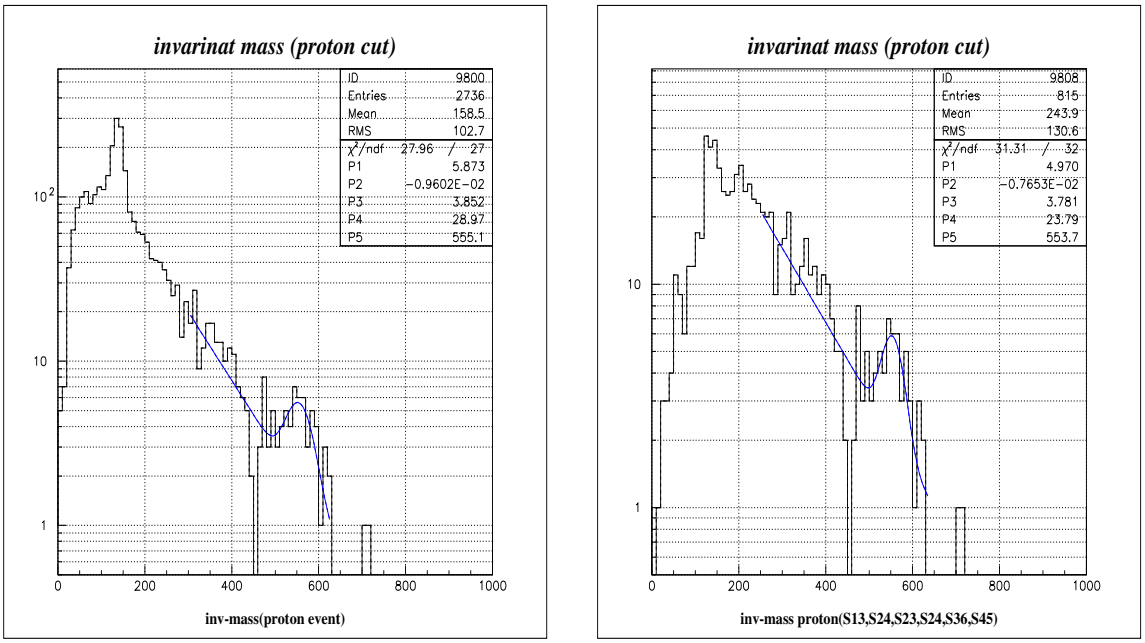
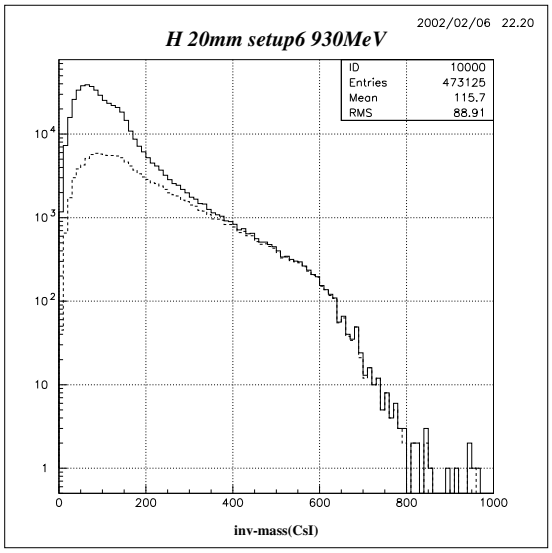


図 5.7: 不変質量分布の fitting[2]
2γ と proton の同時測定による不変質量分布に対する fitting(右)。2γ と proton の同時測定に CsI counter の組み合せの条件を加えた不変質量分布に対する fitting (左)。

5.2.3　測定条件の違いに対する不変質量分布の比較

$E - \Delta E$ plot と同様に測定条件の違いによる不変質量分布の違いを比較した (図 5.8∼5.13)。実線が全 CsI counter で測定された 2γ のみから求めた不変質量分布で、点線は開口角の大きい CsI counter の組み合せから求めた不変質量分布である。

2γ と proton の同時測定による不変質量分布を比較すると、入射 γ が STB Ring energy mode の違いによって η 中間子の分布に違いが見られる。STB Ring 1.2GeV mode で測定を行ったアルミニウム (図 5.11)、炭素 (図 5.9)、銅 (図 5.12) では event 数が少ないため大きな peak は見られないが、η 中間子 (547.30±0.12[MeV]) の分布が見られる。しかし STB Ring 930MeV mode での測定 (図 5.8, 5.10,5.13) ではほとんど η 中間子の分布が見られない。CsI counter での 2γ の測定のみから求めた不変質量分布には η 中間子の分布が見られるため、η 中間子と共に target から放射される proton を十分測定できる位置に $E - \Delta E$ counter が設置されていない可能性が高いと考えられる。



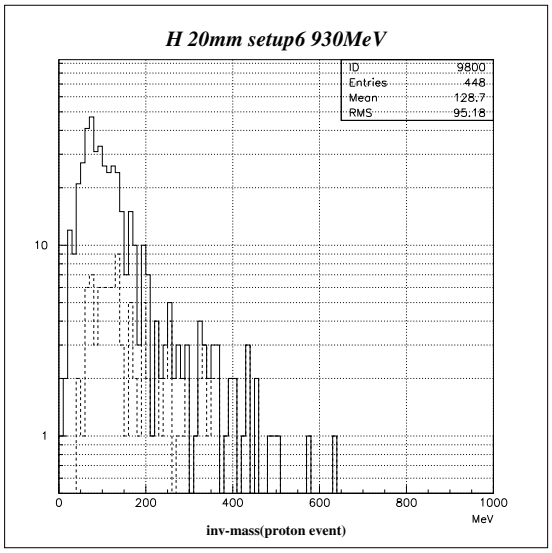
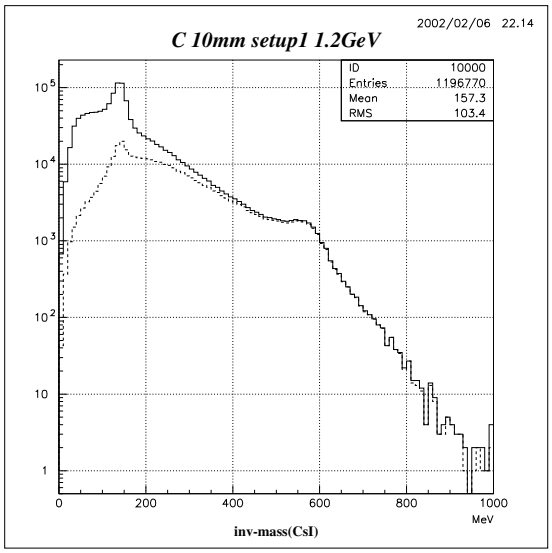


図 5.8: 水素 (H) 20[mm] 930MeV setup6
左：CsI counter による 2γ のみ, 右：2γ と proton event
η 中間子に加え、π_0 中間子も少ない。



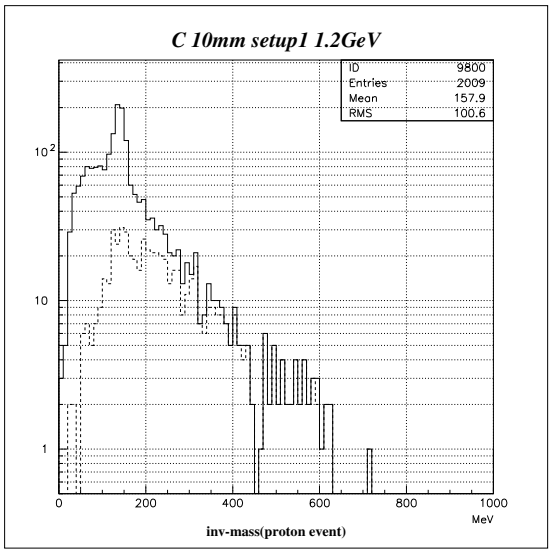


図 5.9: 炭素 (C) 10[mm] 1.2GeV setup1
左：CsI counter による 2γ のみ, 右：2γ と proton event
左右両方とも π_0 中間子の分布と共に η 中間子の分布が見られる。

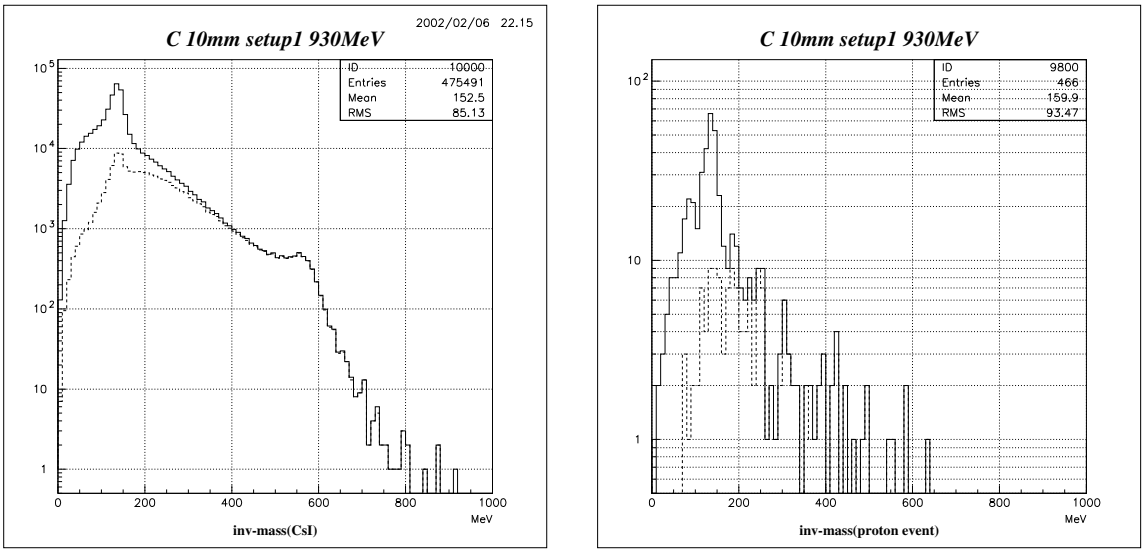


図 5.10: 炭素 (C) 10[mm] 930MeV setup1
左：CsI counter による 2γ のみ, 右：2γ と proton event
左では η 中間子の分布が見られるが、右ではほとんど確認できない。

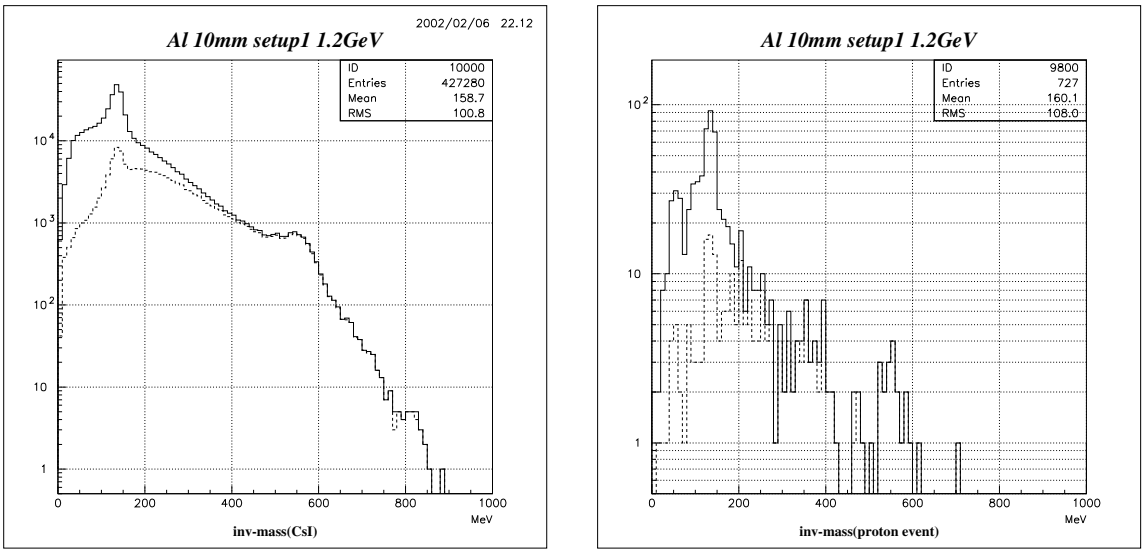


図 5.11: アルミニウム (Al) 10[mm] 930MeV setup1
左：CsI counter による 2γ のみ, 右：2γ と proton event
左右両方とも π_0 中間子の分布と共に η 中間子の分布が見られる。

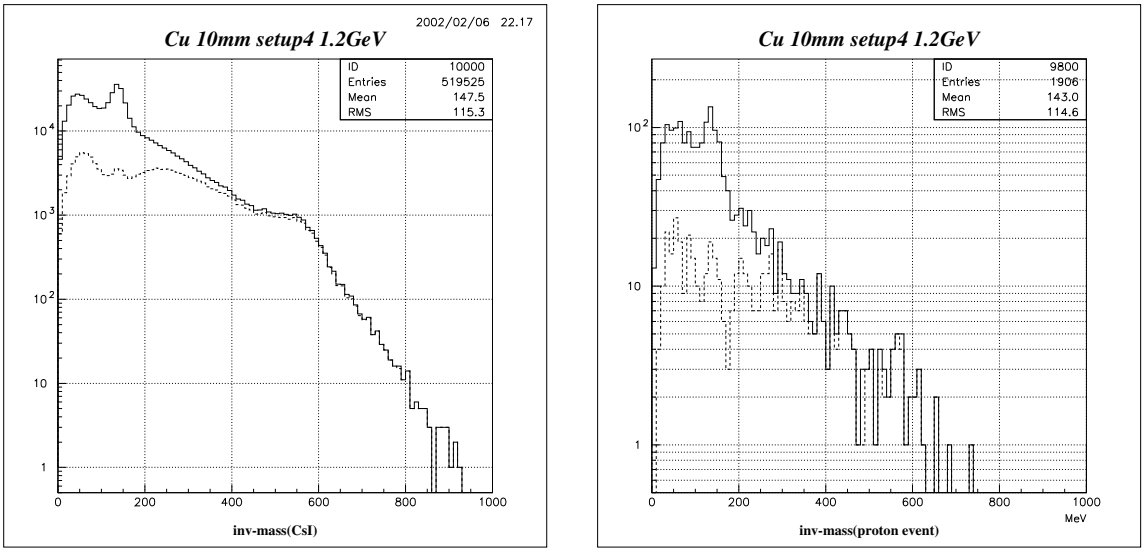


図 5.12: 銅 (Cu) 10[mm] 1.2GeV setup4
左：CsI counter による 2γ のみ, 右：2γ と proton event
左右両方とも π_0 中間子の分布と共に η 中間子の分布が見られるが、
低エネルギー側の background の割合が使用した target の中で一番高い。

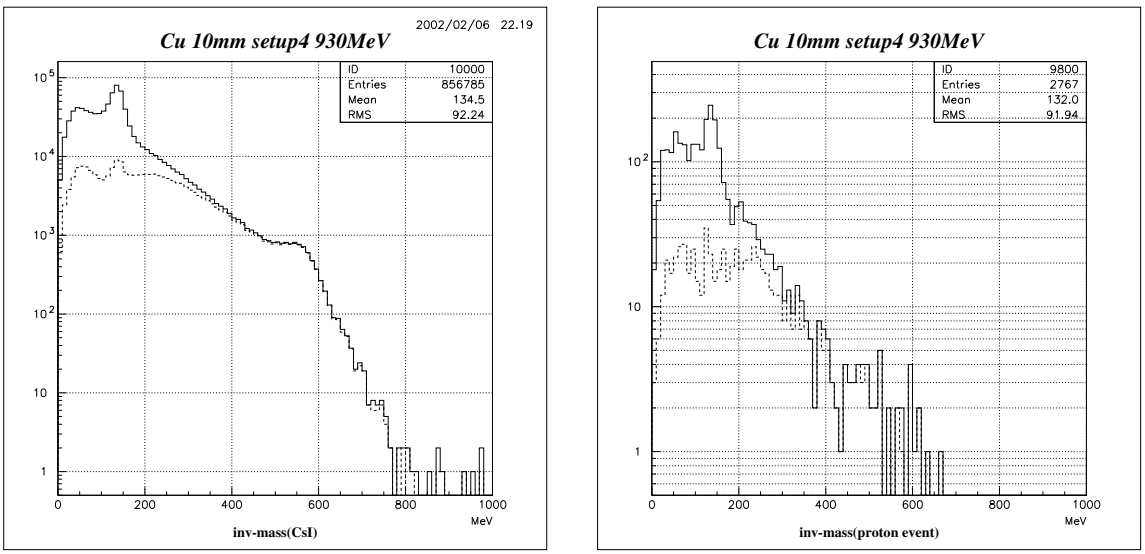


図 5.13: 銅 (Cu) 10[mm] 930MeV setup4
左：CsI counter による 2γ のみ, 右：2γ と proton event
proton event を選択した場合 η 中間子の分布が見られない。

第6章　CsI counterによるproton検出の可能性

6.1　CsI counterによる粒子識別

γ線検出器として使用したCsI counterは荷電粒子によるイベントを排除するため、検出器の前面を薄いplastic scintillatorでおおった構造 (図2.7) をしている。plastic scintillatorの使用目的は異なるが薄い検出器と厚い検出器の二重構造と言う基本構造は$E-\Delta E$ counterと同じであることから、$E-\Delta E$ counterと同様にエネルギー損失を利用した粒子識別への利用が考えられる。そこで本章では$(\gamma,\eta p)$の際にCsI counterへ入射した粒子を利用し、CsI counterにおける粒子識別の可能性を調べる。

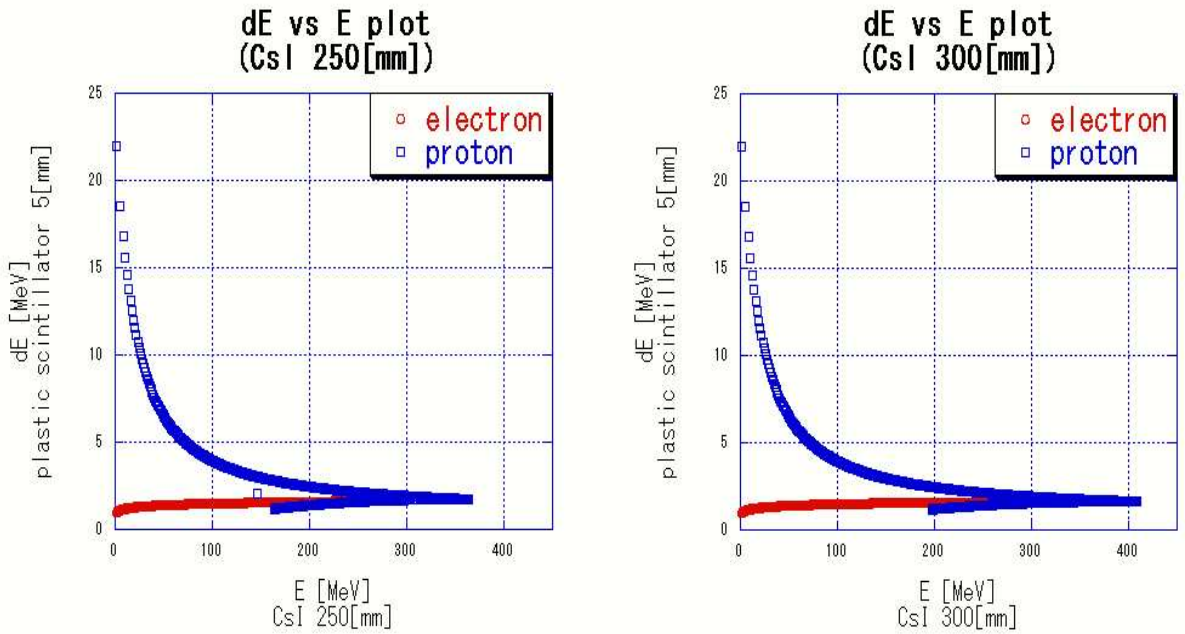


図 6.1: $E-\Delta E$ plot 予想図
左:CsI 250.0[mm]、右:CsI 300.0[mm]

$E-\Delta E$ counterと同様にエネルギー損失 (Bethe-blochの式) からprotonとelectronがCsI counterへ入射した際の振舞を求めた結果、図6.1に示すようにCsI crystalが250[mm]の場合は約360[MeV]、300[mm]の場合は約410[MeV]までprotonのエネルギーを測定することが可能であることがわかった。

6.2　$E - \Delta E$ plot

CsI counter に plastic scintillator(Veto counter) とその後方にある CsI counter によるエネルギー損失 (ΔE) と損失後のエネルギー (E) の関係を plot した結果、$E - \Delta E$ counter の様に入射位置に対する補正なしでも十分に proton と electron の分離を行うことができた (図 6.2)。

Veto counter は荷電粒子の入射を調べることを目的としているため gain の調整がなされていない。そのため各 plastic scintillator 毎に分布にバラツキが見られるが、粒子を識別するという目的においては proton と electron の分離の様子から十分な精度が得られている。

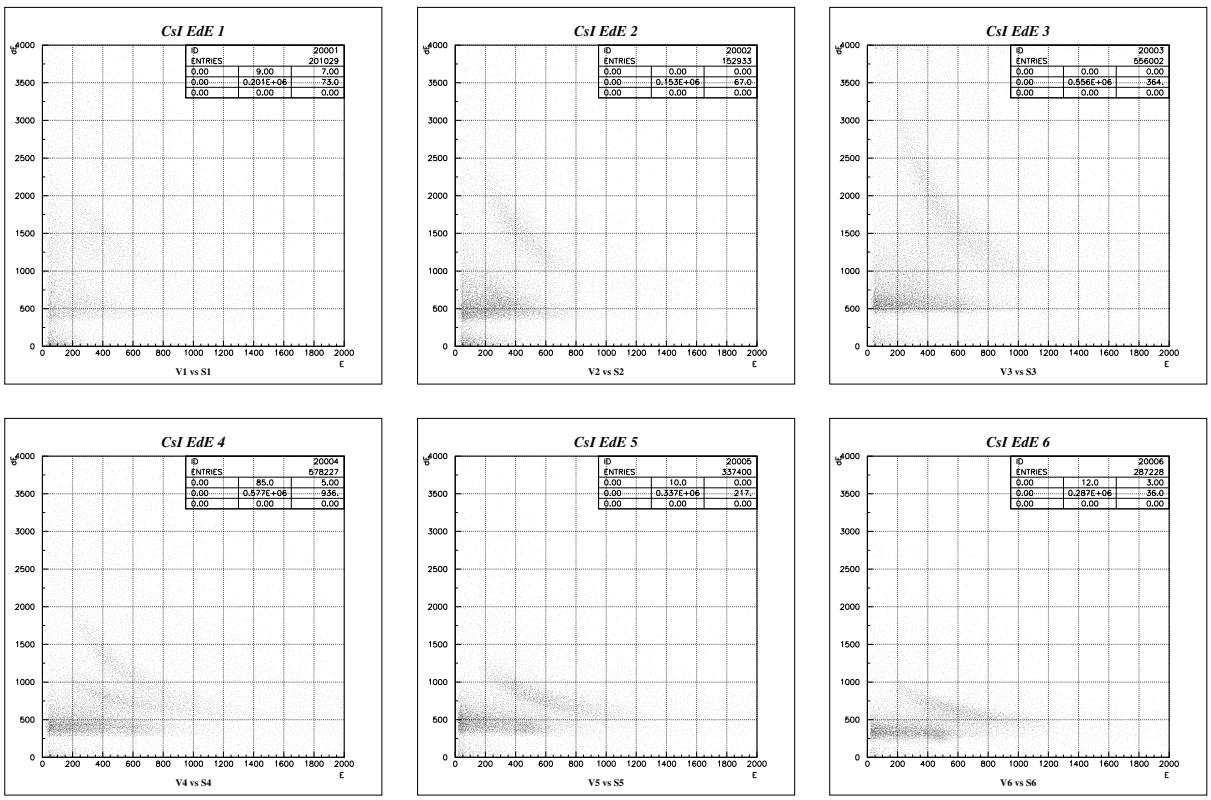


図 6.2: $E - \Delta E$ plot

各 CsI counter による $E - \Delta E$ plot。Veto counter の plastic scintillator における $E - \Delta E$ plot を重ね書きした。Veto counter の gain を各々の光電子増倍管でそろえていないため多少のバラツキが見ら得るが、十分に粒子の識別ができる。

6.3　粒子識別

$E - \Delta E$ plot によって proton と electron を分離可能であることがわかったので、$E - \Delta E$ plot から proton によるイベントを選び出し CsI counter によって捕らえた proton と 2γ の同時計測による

不変質量分布の変化を調べた。CsI counter は $E-\Delta E$ counter(target から約 2[m]) に比べ target に近い位置に設置されているため target から counter を見込む立体角が大きく、2γ と同時に何らかの粒子が検出される可能性が高い。そこで 2γ と同時に検出された proton の数を調べたところ、6 つある CsI counter で proton 検出の割合は図 6.3 の様に 1 個の場合が多いがまれに複数個測定される

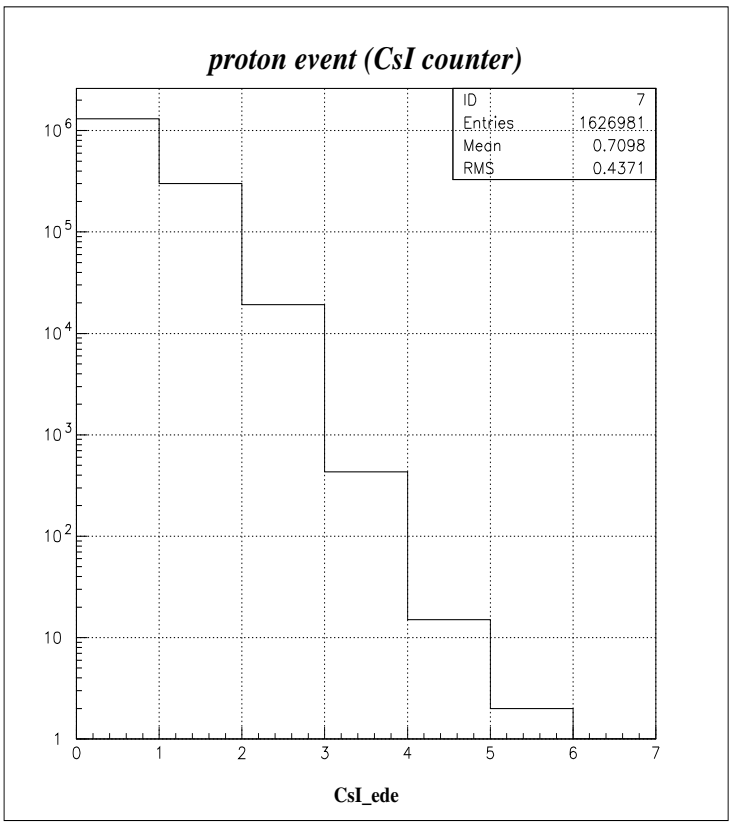


図 6.3: proton 検出数
2γ と同時に検出された proton 数の割合

場合がある。2γ と同時に検出された proton が 1 個だけであることを条件に不変質量分布を求めたところ、図 6.4 の様な分布が得られた。

$E-\Delta E$ counter を用いて 2γ と proton の同時測定を選び出した場合と比較すると、$E-\Delta E$ counter を用いた場合では不変質量分布における η 中間子の分布にエネルギー分解能の向上が見られたが、CsI counter を用いた場合では不変質量分布に変化は見られない。この事から CsI counter で検出された proton に関しては

1. 原子核内核子の相互作用によって 2γ と共に放射された場合でも, 準自由過程を経ていない proton の割合が非常に多い。

2. CsI counter で検出された proton が中間子と共に放射された反跳 proton ではない可能性が

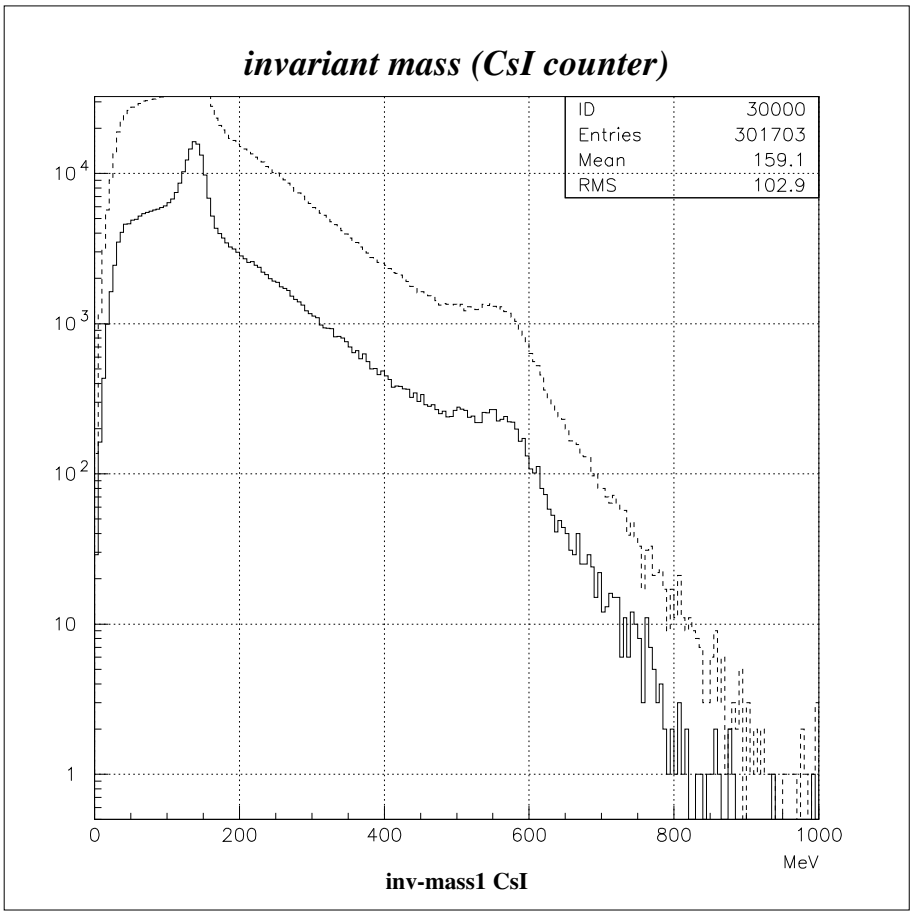


図 6.4: 不変質量分布
2γ と 1 個の proton の同時検出を条件に不変質量分布を求めた。
実線:条件有り、点線:条件無し

高い。

という 2 つの可能性が考えられる。

第7章　まとめ

7.1　解析結果

本論文では東北大学大学院理学研究科附属原子核理学研究施設 (LNS) で行われた $(\gamma,\eta),(\gamma,\eta p)$ 光中性子生成反応実験に用いられた $E-\Delta E$ counter による粒子識別と 2γ と proton の同時測定における不変質量分布について述べた。

$E-\Delta E$ counter は荷電粒子の物質中でのエネルギー損失と物質通過後のエネルギーの関係 ($E-\Delta E$ plot) を利用して粒子の識別を行う counter である。今実験では γ 線と target 原子核の相互作用によって電子対生成が起き electron が background とし発生するため、光中性子反応によって発生した proton の識別に使用された。γ 線と target 原子核内核子の相互作用によって発生した中間子と共に放射された proton を選択することによって、γ 線と原子核内核子の相互作用をより詳しく調べることが可能となる。

ΔE counter の長さ (350.0[mm],550.0[mm]) のため、入射位置による獲得電荷量の違いから $E-\Delta E$ plot における proton と electron の分離は十分ではなかった。そのため plastic scintillator と後方 BaF_2 の相対的な位置関係から荷電粒子の入射位置を特定し、入射位置に対する獲得電荷量の補正を行った。その結果 ΔE counter におけるエネルギー損失の分解能が向上し、proton と electron をより高い分解能で分離することが可能となった。

proton event の選択が可能になったので、CsI counter で捕らえた 2γ から求めた不変質量分布が proton event を選択することによってどの様に変化するのか調べた。2γ から求めた不変質量分布は CsI counter の開口角によって大きく異なる。そこで 2γ を測定した CsI ocunter の開口角と得られた不変質量分布の関係を調べ、CsI counter の組み合せの最適化を行った。その結果 proton event の選択を行うと共に CsI counter の組み合せを最適化することによって、不変質量分布における η 中間子の分解能が 7.0%から 4.3%へ向上した。不変質量分布の分解能は CsI counter の位置分解能とエネルギー分解能だけに依存する。そのため η 中間子のエネルギー分解能の向上は、それら η 中間子の多くが準自由過程を経ている事を表していると考えることができる。

また $E-\Delta E$ counter と同じ構造をした CsI counter を利用し粒子の識別が可能かを調べたところ、十分粒子の識別が可能であることがわかった。しかし $E-\Delta E$ counter の場合と同様に proton event を選び出し 2γ との同時計測による不変質量分布の変化を調べた結果、不変質量分布にはほとんど変化が見られなかった。これは CsI counter で捕らえた proton は準自由過程を経ていないかその発生自体が 2γ へ崩壊した中間子に起因していないと考えることができる。

7.2　考察

$E-\Delta E$ counter と CsI counter で捕らえた proton による 2γ と proton の同時計測による不変質量分布を比較すると、CsI counter において大量の proton が測定されているが準自由過程を経た反跳 proton と考えられる event は少ない。したがって π_0 中間子や η 中間子と共に放射された反跳 proton の多くが CsI counter へ入射したため $E-\Delta E$ counter での反跳 proton の検出量が少ないとは考えにくい。

粒子の散乱から考えた場合、中間子と共に放射される反跳 proton の方向は一定の幅になるはずである。よって $E-\Delta E$ counter で検出された 2γ に伴う反跳 proton が少ない問題は

1. γ 線と target 原子核内核子の相互作用によって η 中間子が発生する際、準自由過程を経て反跳 proton が発生する確率が予想よりはるかに少ない。

2. 2γ を検出するための CsI counter の設置位置に対し、反跳 proton を検出するための $E-\Delta E$ counter の設置位置が反跳 proton を高い効率で検出できるであろう位置に設置されていなかった。

の 2 つの原因が考えられる。

付 録A　Proterties of several inorganic crystal scintillators

	BaF_2	$CsI(pure)$	$NaI(Tl)$	BGO	$CsI(Tl)$	$PbWO_4$	CeF_3
密度 (g cm^{-3})	4.89	4.53	3.67	7.13	4.53	8.28	6.16
放射長 (cm)	2.05	1.85	2.59	1.12	1.85	0.89	1.68
モリエール半径 (cm)	3.4	3.8	4.5	2.4	3.8	2.2	2.6
dE/dx(per mip) (MeV/cm)	6.6	5.6	4.8	9.2	5.6	13.0	7.9
Nucl.int.length (cm)	29.9	36.5	41.4	22.0	36.5	22.4	25.9
崩解時間 (ns)	0.7^f 620^s	$10,36^f$ $\sim1000^s$	250	300	1000	5-15	10-13
最大発光波長 (nm)	220^f 310^s	305^f $\sim480^s$	410	480	565	420-440	310-340
屈折率	1.56	1.80	1.85	2.20	1.80	2.3	1.68
相対的発光率	0.05^f 0.20^s	0.10^f 0.02^s	1.00	0.15	0.40	0.01	0.10
潮解性	わずか	やや	きわめて	無し	やや	無し	無し

* Bialkali 製の photocathode を持つ、一般的な光電子増倍管に対して。
f= 速い成分,s= 遅い成分

付 録B　実験に用いた光電子増倍管

光中間子生成実験ので $E-\Delta E$ counter では二種類の ϕ51mm(2") ヘッドオン型光電子増倍管 (ΔE counter=H1161、E counter=R2256) を使用した。H1161 と R2256 は入射窓に使用される窓材が異なるだけで同じ構造をしており、H1161 には硼珪酸ガラス (Borosilicate)、R2256 は UV 透過ガラス (UV glass) が使用されている。光電子増倍管は入射窓に使用されているガラスによって分光感度の短波長側のカットオフが異なる。光電面素材にはバイアルカリ金属 (Bialkali) を使用し、電子増倍部 (Dynode) はライン・フォーカス型 (Linear focused) の時間応答性と pluse linearity の高い光電子増倍管である。

光電面の直径	51 [mm](2 inch)
光電面の素材	バイアルカリ金属 (Bialkali)
ダイノード構造	ライン・フォーカス型 (Linear focused)
ダイノード段数	12
電流増倍率	9.4×10^4
最大電圧	2700 [V]
応答速度・上昇時間	2.6 [ns]

表 B.1: H1161 の主な特徴

謝辞

本論文を作成するにあたって非常に多くの方々に協力して頂きました。この場を借り感謝の意を述べさせて頂きます。

加藤静吾教授にはゼミを通じ原子核に関する様々な知識を与えて頂くと共に、科学全般に興味を持つきっかけを作って頂きありがとうございました。清水肇教授には直接指導を受ける機会は短くはありましたが、データ解析の方法や考え方を教えて頂くと共に解析の方向性を見失った時に的確なアドバイスを頂きました。さらに核理研という素晴しい環境下で解析を進めるきっかけを作って頂き、大変感謝しております。吉田浩司講師、田島靖久助手にはクォーク核物性研究室に配属されてからの三年間、時には厳しく、毎日の様に御指導して頂きました。吉田浩司講師には物理に様々なことを教えて頂き、田島靖久助手には論文の書き方から細かく御指導頂きありがとうございました。

また同じクォーク核物性研究室の有賀雄一君、飯嶋晶子さん、伊藤祐輔君に研究以外のことでも大変お世話になりました。同様に M1、四年生のみなさんありがとうございました。

そして夏以降お世話になっていた核理研の笠木治郎太教授をはじめ、山崎寛仁博士、木下忠志氏に大変わかりやすく御指導して頂くと共に、研究の場を与えて頂きありがとうございました。同じ実験の解析を行った中林匡氏、同期の加藤篤志君、勝山知義君には良き友人として、研究以外でも大変お世話になりました。22 番 M1 の清水孝英君、宮原房史君には同室ということもあり、日頃から協力ありがとうございました。またその他の核理研教職員、学生の方々にも半年間お世話になり、ありがとうございました。

最期になりますが卒業された諸先先輩や同期の友人、物理学科の先生方、また学外の多くの方々の支えによってこの論文を書き上げることができました。みなさん本当にありがとうございました。

関連図書

[1] 阪井英次 (訳), 放射線計測の理論と演習, 現代工学社,(1986)

[2] 吉澤康和, 新しい誤差論 実験データ解析法, 共立出版株式会社,(1989)

[3] 社団法人日本化学会, 実験科学講座 14「核・放射線」, 丸善株式会社,(1992)

[4] 依田哲彦, 東北大学博士論文,(1998)