KEK E391a実験における CsIクラスタリングソフトの開発

大場 智仁
大阪大学大学院理学研究科物理学専攻 山中卓グループ
博士前期課程 2 年

概 要

茨城県つくば市にある高エネルギー研究所において、2004 年に K 中間子系での CP 非保存実験、E391a 実験が行われる。実験では、CsI カロリータで計られた入射光子のエネルギーとその分布から、入射位置を精度よく求めることが必要となる。そこで、それらの情報から入射位置を算出する CsI クラスタリングソフトを開発し、またその性能について、光子の入射位置、角度、エネルギーによる依存性を調べた。

その分解能は、入射位置について 0.3∼1 cm、入射角については、角度の低いところで 1 cm、高いところでは 10cm を越えるものもあった。入射エネルギーについては、0.1 GeV で 1.5 cm、5 GeV で 0.5 cm 程度であった。入射位置とエネルギーに関しては問題なく、角度については改善を必要とすることを確認した。

目 次

第 1 章　序論 **4**

1.1　$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の物理 4

1.1.1　CP 非保存 4

1.1.2　中性 K 中間子 4

1.1.3　小林益川理論 5

1.1.4　$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊 6

1.2　E391a 実験 7

1.3　研究の目的と方法 8

第 2 章　CsI クラスタリングソフト **10**

2.1　クラスタリング概略 10

2.2　入射位置算出までのアルゴリズム 12

2.3　光子の入射位置の算出 12

2.3.1　クラスタサンプル 12

2.3.2　参照表 13

2.3.3　入射位置の算出方法 14

第 3 章　性能評価 **15**

3.1　位置分解能 15

3.1.1　入射位置依存性 15

3.1.2　入射角依存性 16

3.1.3　入射エネルギー依存性 19

第 4 章　議論 **21**

4.1　関数の傾きによる x_{cal} の変動とその補正 21

4.2　エネルギーの算出方法 21

4.3　崩壊点の撰択 23

第 5 章　結論 **24**

付 録 A　クラスタリングソフトの解説 **25**

図 目 次

1.1 CP 非保存変数の許容範囲 6
1.2 $K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊に寄与するペンギン・ダイアグラム、およびボックス・ダイアグラム 7
1.3 E391a 検出器 8

2.1 E391a 実験の事象例。CsI カロリメータの中心部にはビームが通る 12cm 角の穴がある。最内部に 4 枚のシンチレータからなる内側チャージド・ヴィトー、その外にはタングステンとシンチレータのサンドイッチ構造をしたヴィトー検出器 ($25 \times 25 \times 35$cm) が置かれている。それを 1 周するように、24 本の KTeV CsI($5 \times 5 \times 50$cm)、そのまわりに 496 本の KEK CsI($7 \times 7 \times 30$cm)、円周の一部にはその形に合わせて整形された 56 本の CsI(長さ 30cm) が並ぶ。図中の赤い四角は各ブロックの ADC の値を表し、大きいほど落としたエネルギーも大きい。青は TDC が反応したブロックである。 11
2.2 クラスタサンプルの入射位置 x_{inc} とエネルギー分布 D_{lr} の関係図。5 種類の曲線は、それぞれ $e_x = 0.0,\ 0.2,\ 0.4,\ 0.6,\ 0.8,\ 0.9$ に対応している。なお、入射エネルギーは 0.8 GeV、y 方向について $y_{inc} = 0.0$ cm、$e_y = 0.0$ である。 13

3.1 クラスタサンプルの入射位置 x_{inc} と、クラスタリングソフトから求められた入射位置 x_{cal} の関係図。入射エネルギーは 0.8GeV、y 方向については、$y_{inc} = 0.0$ cm、$e_y = 0.0$ である。エラーは x_{cal} の分布の標準偏差をとった。参照表には、0.0 cm から 3.5 cm まで 0.5 cm 間隔で値が載せられている。 15
3.2 クラスタサンプルの入射位置 x_{inc} と位置分解能 $\sigma_{x_{cal}}$ の関係図。入射エネルギーは 0.8GeV、y 方向については、入射 1 $y_{inc} = 0.0$ cm、入射角 $e_y = 0.0$ である。参照表には、0.0 cm から 0.5 cm 間隔で値が載せられている。 16
3.3 クラスタサンプルの入射角 e_x と求められる入射位置 x_{cal} との関係。参照表にある入射角は $e_x = 0.0,\ 0.2,\ 0.4,\ 0.6,\ 0.8,\ 0.9$ である。e_x が大きくなるほど、x_{cal} が真の値からずれ、最大で 2 cm 程度になる。また、参照表にある入射角 e_x^{ref} から離れるほど、x_{cal} の値もずれ、そのずれは 2 $\sim$3 cm である。サンプルの入射位置 x_{inc} は、$e_x < 0.4$ の領域では 0.0cm、$e_x \leq 0..4$ の領域では 7.0cm である。この違いは、x_{inc} が、最もエネルギーを落としたブロック B_{Emax} の中心を原点としているためである。入射角が大きくなると、$B_{E_{max}}$ は入射されたブロックではなくその隣のブロックに移り、x_{inc} は 7 cm シフトする。 17
3.4 クラスタサンプルの入射角 e_x と 入射位置の分解能 $\sigma_{x_{cal}}$ との関係。参照表にある入射角は $e_x = 0.0,\ 0.2,\ 0.4,\ 0.6,\ 0.8,\ 0.9$ である。e_x が大きいところでは、参照される e_x^{ref} が替わるたびに、$\sigma_{x_{cal}}$ の値に飛びができる。$e_x = 0.8$ のところで非常に大きくなっているのは、参照されるエネルギー分布 D_{lr}^{ref} の端で変動が大きく、x_{cal} がの分布が長いテールを引くためである。 18

3.5 クラスタサンプルの入射エネルギー E_{inc} と、算出される入射位置 x_{cal} との関係。参照表にある値は $E_{inc}^{ref} = 0.1,\ 0.2,\ 0.4,\ 0.8,\ 1.6,\ 3.2$ GeV である。エラーは x_{cal} の分布の分解能をとった。 19
3.6 クラスタサンプルの入射エネルギー E_{inc} と、算出する入射位置の分解能 $\sigma_{x_{cal}}$ との関係。参照表にある値は $e_{inc}^{ref} = 0.1,\ 0.2,\ 0.4,\ 0.8,\ 1.6,\ 3.2$ GeV である。 20

4.1 x_{cal} の分布。青が補正前、赤が補正後。補正前は、テールの影響で、x_{cal} の平均値が x_{inc} からずれている。補正後は、平均値は合っているが、分布の中心がすれてしまっている。 22

第1章　序論

1.1　$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の物理

1.1.1　CP 非保存

我々が目にする自然界の振舞いは、その裏に潜む美しい法則とは反対に、無秩序でつかみどころがないように見える。素粒子物理学においては、その振舞いを解き明かす足がかりとして、また本質を理解するために、対称性とそれに伴う保存則が重要な役割を演じてきた。

ある系の物理量にある変換を行っても、その系が全体として不変であるとき、その系はこの変換に対する対称性をもつという。対称性のなかでは、とくに C 変換 (粒子と反粒子とを反転させる変換)、P 変換 (空間反転変換)、T 変換 (時間反転変換) に対する対称性がよく知られている。

それら 3 種類の対称変換を同時に行う CPT 対称変換については、すべての現象に対して対称性が成り立っていると考えられ、現在、すべての実験結果がそれを支持している。個々の変換においても、強い相互作用、電磁相互作用、重力相互作用に対しては対称性が成り立っていると考えられている。しかし、P 対称性が弱い相互作用に対して破れていることが 1957 年、C. S. Wu [?] によって発見された。同様に、C 対称性も弱い相互作用に対して破れていることが示された。だが、弱い相互作用に対しても CP 対称性は成り立っていると考えられていた。

1964 年、K 中間子系での CP 非対称性が V. L. Fitch、J. W. Cronin ら [?] により発見された。それ以来、CP 非保存は、素粒子物理学の世界で、最も興味深い研究対象の一つとなり、多くの実験が行われた。そして現在においても、CP 非保存の起源についての研究が進められ、その謎が少しずつ明らかにされつつある。

1.1.2　中性 K 中間子

中性 K 中間子は、K^0 と $\bar{K^0}$ がある。これらは、強い相互作用においては固有状態になるが、CP 変換については、つぎのように K^0 も $\bar{K^0}$ も固有状態とはならない。

$$CP|K^0\rangle = |\bar{K^0}\rangle \tag{1.1}$$

$$CP|\bar{K^0}\rangle = |K^0\rangle \tag{1.2}$$

しかし、つぎのように両者の一次結合は、CP 変換の固有状態になる。

$$|K_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K^0}\rangle) \ : \ CP|K_1\rangle = +|K_1\rangle \tag{1.3}$$

$$|K_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K^0}\rangle) \ : \ CP|K_2\rangle = -|K_2\rangle \tag{1.4}$$

この K_1、K_2 は、CP 変換に対して異なった固有値を持つので、崩壊において CP が保存されているのならば、K_1 は $CP = +1$ の 2π 系に、K_2 は $CP = -1$ の 3π 系に崩壊する。

$$K_1 \to \pi^+\pi^-(\pi^0\pi^0) \tag{1.5}$$

$$K_2 \to \pi^+\pi^-\pi^0(\pi^0\pi^0\pi^0) \tag{1.6}$$

位相空間の大きさから考えると、K_1 のほうが崩壊しやすく、寿命が短い。実際に、中性 K 中間子の崩壊では、寿命の長い成分 K_L（寿命 5.2×10^{-8}）と短い成分 K_S（寿命 0.89×10^{-10} ）とが観測できる。

V. L. Fitch、J. W. Cronin らは、長寿命の K 中間子が $\pi\pi$ に崩壊する過程を発見した。CP 対称性が成り立っていると、長寿命の K 中間子は決して 2π 系には崩壊できない。この現象は、実際に観測される長寿命の中性 K 中間子は、式 1.7 のように K_2 成分だけでなく、ごくわずかに K_1 成分が混合しており、この K_1 成分の寄与により、$K_L \to \pi\pi$ 現象が生じうる、と説明される。

$$|K_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+\epsilon^2}}(|K_2\rangle + \epsilon|K_1\rangle) \tag{1.7}$$

この ϵ の値は、$K^0 \to \bar{K^0}$ 、$\bar{K^0} \to K^0$ 間の振幅の違いによって、有限の値をもつ。現在のところ、ϵ の値は

$$|\epsilon| = (2.271 \pm 0.017) \times 10^{-3} \tag{1.8}$$

と求められている [?]。

1.1.3 小林益川理論

CP 非保存の起源についての説明として、様々な理論があるが、その中の有力な理論として、小林益川理論 [?] がある。この理論によると、CP 非保存は 3 世代のクォークが混合することにより生じる。この混合行列は、小林益川行列と呼ばれ、3×3 の成分を持つユニタリー行列として表される。

$$U = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \tag{1.9}$$

この行列 U は、4 変数で表すことができる。そのうちの 3 変数は実数であるが、1 変数は複素数の位相であり、これが CP 非保存の起源となる。

L. Wolfenstein [?] は、行列の成分を式 1.10 のように変数化した。

$$U = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \tag{1.10}$$

この変数 η が CP 非保存を起こしていることを確かめ、この η の値を求めることが、今日の素粒子物理学の主要な目的の一つとなっている。

小林益川行列の成分 A、λ、η は、標準理論における CP 非保存の大きさを決める。式 1.9 、1.10 で示したように、変数 A、λ は、$|V_{us}|$ 成分、$|V_{cb}|$ 成分と直接関係があり、前者はストレンジ粒子の崩壊頻度、後者は B 中間子の準レプトン崩壊から求めることができる。これらは、$A = 0.81 \pm 0.04$ 、$\lambda = 0.2205 \pm 0.0018$ ともとめられている [?] 。変数 ρ 、 η の値の制限をつける実験としては、前節で述べた $|\eta|$ の測定がある。これは、小林益川行列の成分を用いて、

$$|\epsilon| = 3.4 \times 10^{-3} A^2 \eta B_K [1 + 1.3 A^2 (1 - \rho)(\frac{m_t}{m_W})^{1.6}] \tag{1.11}$$

と表される。ここで、m_t、m_W は、それぞれ、t クォーク、W ボソンの質量であり、$m_t = 174.3 \pm 5.1 GeV/c^3$ である。B_K は、量子色力学の非摂動効果による因子で、$B_K = 0.90 \pm 0.09$ である。式 1.11 より、この $|\eta|$ の値の許容範囲は、図 1.1 で示される $\rho - \eta$ 平面において、双曲線で表される。他の変数の測定による制限と合わせて、変数 ρ、η の許容範囲は、図中に示した範囲となる。ただし、この解析から得られる制約は、理論的誤差が大きいので、あまり強くはない。

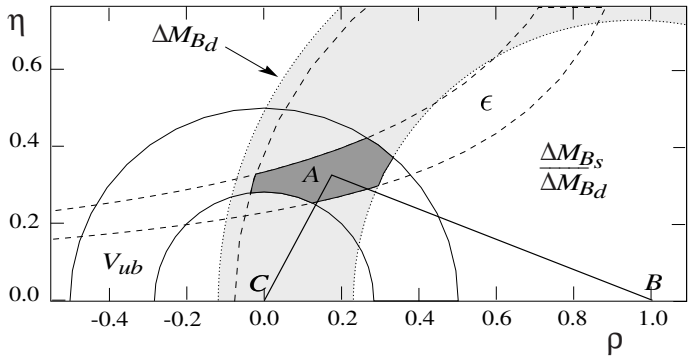

図 1.1: CP 非保存変数の許容範囲

1.1.4 $K_L \to \pi^0 \nu\bar{\nu}$ 崩壊

小林益川行列の複素成分 η の値を精度よく求める強力な方法として $K_L \to \pi^0 \nu\bar{\nu}$ 崩壊の分岐比の測定がある。この崩壊の振幅の大きさは、

$$A(K_L \to \pi^0 \nu\bar{\nu}) = \frac{1}{\sqrt{1+\epsilon^2}} [A(K_2 \to \pi^0 \nu\bar{\nu}) + \epsilon A(K_1 \to \pi^0 \nu\bar{\nu})] \tag{1.12}$$

または、式 1.3、 1.4 を用いて

$$A(K_L \to \pi^0 \nu\bar{\nu}) = \frac{1}{\sqrt{2(1+\epsilon^2)}} [(1+\epsilon) A(K^0 \to \pi^0 \nu\bar{\nu}) - (1-\epsilon) A(\bar{K}^0 \to \pi^0 \nu\bar{\nu})] \tag{1.13}$$

となる。この崩壊では、中間状態においてt クォークが介在する (図 1.2) ので、V_{td} 成分、および、V_{ts} 成分を含み、式 1.13 は

$$A(K_L \to \pi^0 \nu\bar{\nu}) \propto V_{td}^* V_{ts} - V_{ts}^* V_{td} \propto 2i\eta \tag{1.14}$$

となる。今日知られている小林益川行列の要素に基づいた $K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊の分岐比の理論予想値は、$(3.0 \pm 2.0) \times 10^{-11}$ である [?] [?]。$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩解探策実験での、現在の分岐比の上限は、アメリカ合衆国フェルミ国立研究所で行われた、KTeV 実験における $BR < 5.9 \times 10^{-7}$ (90% CL) [?] である。

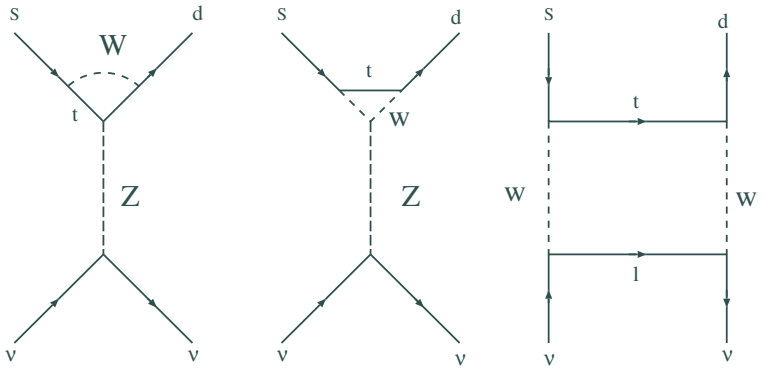

図 1.2: $K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊に寄与するペンギン・ダイアグラム、およびボックス・ダイアグラム

実際の測定において、ニュートリノは電荷を持っておらず、弱い相互作用しかしないので、直接検出することができない。そのため、中性 π 中間子の崩壊によって生じた 2 個の光子を検出することになる。このために、$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊の探策には、いくつかの困難がともなう。まず第一に、荷電粒子がないので、粒子の通った軌跡の情報がない。一般の光子検出器は、光子のエネルギーと、通った位置しか決めることができない。つまり、光子の方向から親粒子の崩壊点を決めることはできない。第二に、数多くの背景事象が存在する。$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 事象の背景事象として $K_L \to \pi^0\pi^0$, $K_L \to \pi^0\pi^0\pi^0$, $\Lambda \to n\pi^0$, $K_L \to \gamma\gamma$, $k_L \to \pi^0\gamma\gamma$ 等があり、これらの背景事象を排除する必要がある。これらの事象の中で、とくに深刻な背景事象は $K_L \to \pi^0\pi^0 \to 4\gamma$ 崩壊 ($BR = 9.27 \times 10^{-4}$) で 2 個の光子を観測できない場合である。

1.2 E391a 実験

現在、$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊を探索する実験として、2004 年に茨城県つくば市にある高エネルギー加速器研究機構 (KEK) において E391a 実験が予定されている。

12GeV 陽子シンクロトロン (12GeV-PS) をもちいて K_L を生成し、$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊を観測して、その分岐比を測定することが目的である。実験感度は 3×10^{-10} であり、理論予想値の 3×10^{-11} とは隔たりがあるが、事象の観測によって標準理論からのずれを観測することができれば、新しい物理の存在を示唆できる。またこの実験は、分岐比を測定するとともに、大強度陽子加速器施設 (J-PARC) の 50GeV-PS をもちいて行うことが将来計画されている、次世代高精度実験のための道標となるものでもある。

つぎに、E391a 実験の検出器について述べる。実験では、π^0 からくる 2 つの光子と捕らえ、そしてそれ以外の粒子がなにもないことを要求する。また背景事象として深刻なのは、$K_L \to \pi^0\pi^0$ からの 4 個の光子のうち 2 個を見失った場合であることは上に述べた。この背景事象を除くためには、非常に高い精度で光子を検出しなくてはいけない。そのために、検出器を図 1.3 のように配置した。

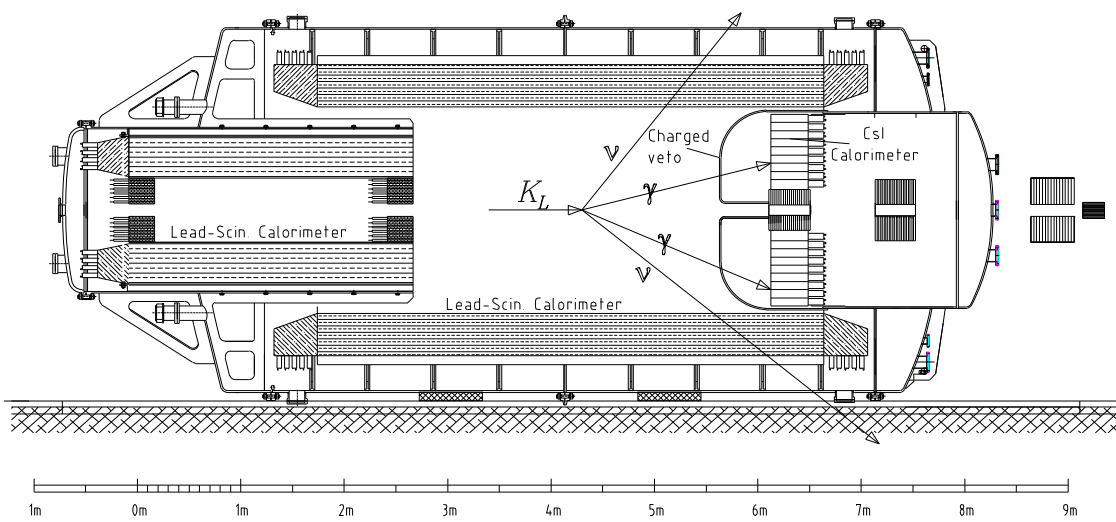

図 1.3: E391a 検出器

まず、粒子のエネルギーを測定するため、ビーム軸との垂直平面上に、576 本の CsI ブロックからなるカロリメータを置いた。また荷電粒子と中性粒子を選り分けるため、カロリメータの前面にはプラスティック・シンチレータ (以下、シンチレータ) を配置した。そして、それらとビーム軸を囲むように、鉛とシンチレータのサンドイッチ型検出器をシリンダー状に配置し、そのうち上流部をフロントバレル、下流部をメインバレルとよぶ。ここに粒子が入射した事象はヴィトーされる。ビーム軸の最近接部には、タングステンとシンチレータのサンドイッチ型検出器を、フロントバレルの先端から CsI カロリメータにかけて合計 6 個置き、これもヴィトーとする。最下流部には、ビーム軸上にシンチレータと水晶のサンドイッチ型検出器を置き、崩壊後にビーム軸にそって飛ぶ粒子を検出し、ヴィトーする。

検出器全体として、ビーム軸の上流方向を除くほぼ 4π を覆い、光子を逃さない構造になっている。

1.3 研究の目的と方法

E391a 実験では、CsI カロリメータに入射した光子の入射位置を把握することはたいへん重要である。

E391a 実験でつかわれる K_L ビームのエネルギーは、ピークが 2GeV 付近と低く、粒子は、比較的大きな角度で CsI カロリメータに入射してくる。もし粒子が高いエネルギーをもち、ほぼ垂直に入射するならば、CsI カロリメータに広がったエネルギー分布の重心をとればおよそ正確な入射位置が得られる。しかし、角度をもって入射した場合はそう簡単ではなく、入射位置とエネルギー重心とが大きく離れることもある。

とくにこの実験で探索する $K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ では、事象かどうかの判断に、2 個の光子から再構築された π^0 の横方向運動量が大きな役割を果たす。そのためには、 π^0 を精度よく再構築することが必要となる。そして π^0 は光子の入射位置とカロリメータで測定されたエネルギーのみから再構築される。よって、光子の入射位置とエネルギーを精度よく求めることが非常に重要となる。

またその重要さは、CsI カロリメータの較正においても同様である。E391a 実験は磁石やチェンバーなどの飛跡検出器を持っていない。そのため、スペクトロメータをもちいて CsI 検出器を較正することができない。そこで $K_L \to 3\pi^0$ 崩壊を使った較正方法をとることが予定されている。その方法は、まず $3\pi^0$ が崩壊してできる 6 つの光子を CsI カロリメータで捕らえ、3 つの π^0 を再構築し、それらから K_L を再構築する。次に、5 つの光子から残りの 1 つの光子のエネルギーを計算し、実際にその光子が持っていたであろうエネルギーとする。最期に、この計算値と検出器から得られたエネルギーを比較することで較正を行うというものである。

エネルギーの計算値を正確に求めるためには、K_L を精度よく再構築することが必要であり、そのためには π^0 を精度よく再構築することが必要となる。よって、ここでも光子の入射位置とエネルギーを精度よく求めることが重要になる。今回はとくに入射位置に注目した。

実験で得られるのは、光子が各 CsI ブロックに落としたエネルギーとその分布である。したがって、それらの情報のみから入射位置を求める方法が必要となる。そこでまず、モンテカルロシミュレーションをつかってそれらの間の関係を探り、よい対応をするパラメータを見つけた。そして、それをもちいて光子のエネルギーとその分布から入射位置を算出するソフトを開発した。

以下、第 2 章ではソフトのアルゴリズムやシミュレーションの方法を述べる。第 3 章では、ソフトの精度や分解能の位置依存性について調べ、性能を評価する。第 4 章では、本研究で得られた結果をもとに、改善点やこれからの展望について考察する。第 5 章では、本研究における結論を述べる。

第2章　CsIクラスタリングソフト

はじめに、CsI カロリメータ全体についての説明や入射光子のエネルギーを形成する概略を述べ、つぎに、アルゴリズムについて説明する。そして、粒子が落としたエネルギーの分布から入射位置を求める方法について説明する。

2.1　クラスタリング概略

E391a 実験の CsI カロリメータは図 2.1 に示すように、576 本の純粋 CsI の結晶を円状に積み上げたものである。このうち 496 本は 7cm × 7cm × 30cm (16 放射長) の CsI がもちいられている (以下、これを KEK CsI とよぶ)。また、CsI カロリメータの外周には、外周の形に合わせて整形した、長さ 30cm の結晶が 56 本もちいられている。CsI カロリメータの中心部には、ビームを通す 12cm 角の穴が空いていて、そのまわりに 4 枚のシンチレータからなる内側チャージド・ヴィトー、そのまわりには、鉛とシンチレータのサンドイッチ構造をした、ドーナッツ状のヴィトー検出器 (外寸 25 × 25 × 35cm) がある。そのまわりを、24 本の 5cm × 5cm × 50cm (27 放射長) の CsI の結晶が一周するように積まれている (以下、これを KTeV CsI とよぶ)。また、本論文では KTeV CsI をヴィトーとしてもちいる。

光子が CsI カロリメータへ入射したときに落とすエネルギーは、1 個または複数個の CsI ブロックに広がる。この一つのまとまりをクラスタとよぶ。1 個の、または複数個の粒子がカロリメータに入射したとき、エネルギーを落とした各ブロックについて、それが属すべきクラスタを判断し、クラスタを形成する。それから、各クラスタごとに入射粒子のエネルギーや入射位置を求める。これら一連の手続きをクラスタリングとよぶ。

実際の実験では、まず、576 本の CsI をあらかじめ 8 本ずつのグループにしておく。また、グループ内に落としたエネルギーについてのしきい値と、トリガーをかけるグループ数の条件を決めておく。粒子が入射したら、各グループごとにエネルギーの和をとり、しきい値を越えたグループ数が条件を満たせばトリガーがかかる。各 CsI に落とされたエネルギーは、光電子増倍管によって電気信号に変えられ、ADC によって数値化され、データファイルとなる。

さて、トリガーがかかったときのグループ数やそのエネルギーは、クラスタの数やエネルギー、つまり入射粒子の数やエネルギーを正確には表していない。そこで、得られたデータに対し、クラスタリングソフトをもちいて正確なクラスタを形成し、入射粒子の数やエネルギーを算出する必要がある。

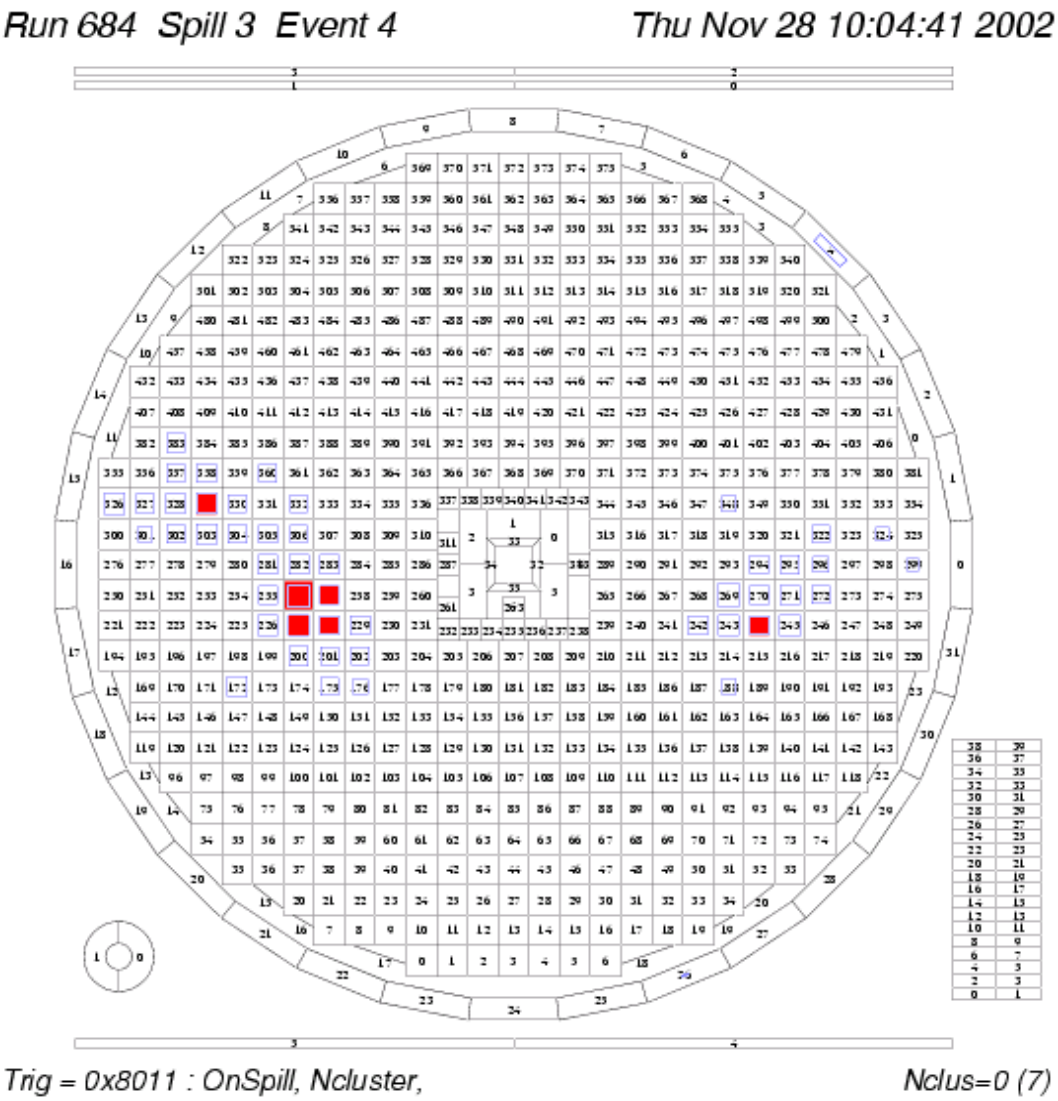

図 2.1: E391a 実験の事象例。CsI カロリメータの中心部にはビームが通る 12cm 角の穴がある。最内部に 4 枚のシンチレータからなる内側チャージド・ヴィトー、その外にはタングステンとシンチレータのサンドイッチ構造をしたヴィトー検出器 ($25 \times 25 \times 35$cm) が置かれている。それを 1 周するように、24 本の KTeV CsI($5 \times 5 \times 50$cm)、そのまわりに 496 本の KEK CsI($7 \times 7 \times 30$cm)、円周の一部にはその形に合わせて整形された 56 本の CsI(長さ 30cm) が並ぶ。図中の赤い四角は各ブロックの ADC の値を表し、大きいほど落としたエネルギーも大きい。青は TDC が反応したブロックである。

2.2　入射位置算出までのアルゴリズム

光子の入射位置を求めるためには、後に述べるが、入射角の情報が必要となる。そして、入射角を得るためには、K_L の崩壊点と光子の入射位置をしらねばならない。よって、より精度よく入射位置を求めるためには、その操作を数回繰り返すことが必要となる。

以下では、そのアルゴリズムについて説明する。

まず各ブロックについて、落としたエネルギーがしきい値を越えたものすべてを取り出し、降順にソートする。エネルギーの高いほうから見ていき、そのブロックのエネルギーがまわりの 8 個のエネルギーより大きければ、新たなクラスタとする。そうでなければ、8 個のうちでエネルギーが最大のブロックが属するクラスタに入れる。このようにして、各クラスタの数とエネルギーを求める。また、各クラスタ内でエネルギーが最大のブロックを B_{Emax} とよぶことにする。

つぎに、見つけたクラスタから光子の入射位置とエネルギーを求める。前述したように、それには入射角の情報が必要であり、そのためにまず K_L の崩壊点を求める。それは、π^0 の崩壊点から決まり、π^0 の崩壊点は、2 個のクラスタのエネルギーと B_{Emax} の中心座標から、π^0 の質量を仮定することで計算する。各崩壊モードに応じて、$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の場合は 2 個のクラスタから 1 個の崩壊点を求め、$K_L \to 3\pi^0$ の場合は 6 個のクラスタから 3 個の崩壊点を求める。後者については、クラスタの組み合せ、15 通りすべてについて 3 個の π^0 の崩壊点を求め、平均残差の自乗が最小となる組み合せを選ぶ。そして 3 個の π^0 の崩壊点の平均をとり、この事象の崩壊点とする。

つぎに、この崩壊点をつかって π^0 を再構築し、K_L を再構築する。K_L の質量、4 元運動量を求め、K_L の崩壊からきたものであるか等、クラスタリング後に事象を評価し、選択するための情報を与える。そして、クラスタ内のエネルギー分布、B_{Emax} の中心座標と崩壊点から計算される入射角、それらと入射位置とを関係づける参照表をつかって光子の入射位置を算出する。

得られた入射位置をつかい、再び π^0 の崩壊点を求めるところからはじめ、これを繰り返すことで、より確からしい入射位置を得る。

2.3　光子の入射位置の算出

ここでは、光子の入射位置を求める方法について述べる。まず、クラスタサンプルについて触れ、それをもちいて決めた入射位置と対応するパラメータを示す。つぎに、その対応をまとめた参照表について説明し、入射位置の具体的な求め方を示す。

2.3.1　クラスタサンプル

クラスタのエネルギー分布、入射角と入射位置との関係を調べるために、まず、GEANT シミュレーションもちいてクラスタサンプルをつくった。7 cm × 7 cm のブロックを 9 × 9 個配置し、入射光子のエネルギー、入射位置、入射角を変化させ、中心のブロックに光子を入射した。なお座標軸は、ビーム軸を z 軸とし、水平方向を x 軸、垂直上向きを y 軸にとる。

つくった光子のエネルギーは、0.1 GeV、0.2 GeV、0.4 GeV、0.8 GeV、1.6 GeV、3.2 GeV の 6 種類である。入射位置は、ブロックの中心を原点とし、x、y 方向それぞれについて 0.0 cm、0.5 cm、1.0 cm、1.5 cm、2.0 cm、2.5 cm、3.0 cm、3.5 cm (ただし $x \geq y$) の 8 点である。。ここでは正方形の対称性を利用している。入射角については、 単位方向ベクトルの x 成分 e_x、y 成分 e_y

を、0.0、± 0.2、± 0.4、± 0.6、± 0.8、± 0.9 と変化させた。事象数はそれぞれの条件について 10^3 発生させた。GEANT シミュレーションのカットオフ・エネルギーは、電子について 600 keV、光子について 50 keV とした。これは平均自由経路で 1 mm に対応するエネルギーである。

2.3.2 参照表

クラスタのエネルギー分布と入射角 e_x から求められる入射位置 x_{cal} について、対称性から、ここでは x 方向を取り上げて考える。まず、クラスタサンプルでの入射位置 x_{inc}、入射角 e_x の値が大きくなるにつれ、クラスタの分布が $\pm x$ 方向に非対称となる。そこでまず、各クラスタのなかで、落としたエネルギーが最大であるブロック B_{Emax} に注目し、そのまわりのブロックの非対称度をみることにした。B_{Emax} を中心に 3×3 のブロックを取り上げ、縦の列ごとに 3 個のブロックのエネルギーを足し合わせ、左から E_l 、E_c、E_r とする。左右の列に漏れたエネルギーの差と中央の列のそれとの比をとり、D_{lr} とする。

$$D_{lr} = \frac{(E_l - E_r)}{E_c} \tag{2.1}$$

これと x_{inc}、e_x との関係を図 2.2 に示す。なお、入射エネルギーは 0.8 Gev、y 方向について、入射位置 $y_{inc} = 0.0$ cm、入射角 $e_y = 0.0$ であり、x_{inc} については、B_{Emax} の中心座標を原点とした値に置き直している。これを見ると、よい対応をしていることがわかる。

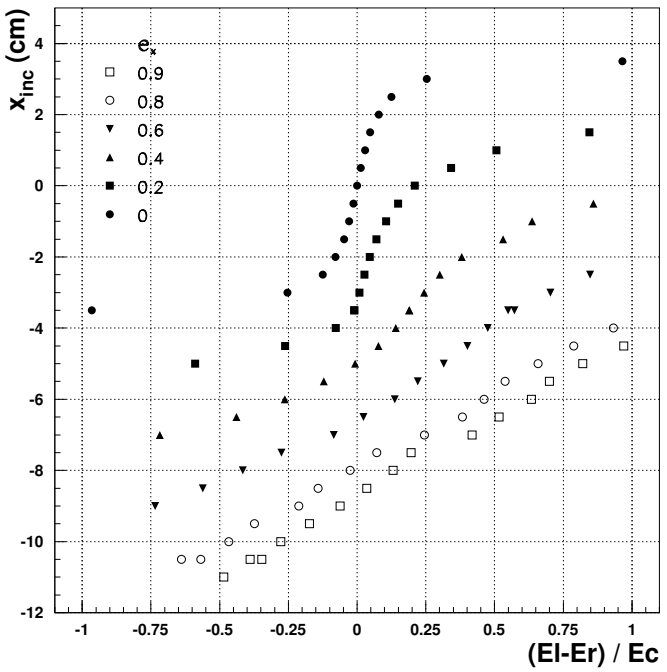

図 2.2: クラスタサンプルの入射位置 x_{inc} とエネルギー分布 D_{lr} の関係図。5 種類の曲線は、それぞれ $e_x = 0.0,\ 0.2,\ 0.4,\ 0.6,\ 0.8,\ 0.9$ に対応している。なお、入射エネルギーは 0.8 GeV、y 方向について $y_{inc} = 0.0$ cm、$e_y = 0.0$ である。

そこでこの対応関係を利用することにした。はじめに、それぞれのクラスタサンプルについて、9×9 個の各ブロックに落としたエネルギーの平均を取り、B_{Emax} を探す。もう一度 10^3 事象について、今度は最もエネルギーを落としたブロックが、先に決めた B_{Emax} と同じであった事象のみを取り出し、D_{lr} を計算する。その平均値をあらためて D_{lr} とし、すべてのクラスタサンプルについて同様の操作をする。得られた D_{lr} と x_{inc}、e_x をセットにしてまとめ、参照表とした。以下、参照表中の値を D_{lr}^{ref}、x_{inc}^{ref} などとする。

2.3.3 入射位置の算出方法

求められる入射位置 x_{cal} は、入射角 e_x、クラスタのエネルギー分布 D_{lr} から算出される。e_x は、先に得られた K_L の崩壊点と各クラスタの B_{Emax} の中心座標とを結んだ直線から計算される。D_{lr} は、各クラスタの B_{Emax} とそのまわりのブロックのエネルギーから計算される。

まず、e_x を参照表の $e_x^{ref} = 0.0,\ 0.2,\ \ldots,\ 0.9$ と照らし合わせ、値が最も近い e_x^{ref} を選ぶ。つぎに、それに対応した D_{lr}^{ref} と x_{inc}^{ref} のセット、$\left\{(D_{lr}^{ref},\ x_{inc}^{ref})_1,\ (D_{lr}^{ref},\ x_{inc}^{ref})_2,\ \ldots,\ (D_{lr}^{ref},\ x_{inc}^{ref})_n\right\}$ を取り出す。これは図 2.2 における一本の曲線に対応する。つぎに、D_{lr} を、取り出した $(D_{lr,1}^{ref},\ D_{lr,2}^{ref},\ \ldots,\ D_{lr,n}^{ref})$ と照らし合わせ、値が近いものから大小 2 点ずつ、計 4 点を取り出す。そして、$D_{lr}^{ref} - x_{inc}^{ref}$ 平面上で、これら 4 点を通る D_{lr}^{ref} の 3 次関数を決める。

最期に D_{lr} をこの式に代入し、求められる入射位置 x_{inc} を得る。

第3章　性能評価

3.1　位置分解能

参照表に含まれる入射角 e_x^{ref}、エネルギー分布 D_{lr}^{ref} などは、事象から得られる e_x や D_{lr} が連続した値であるのに対して、離散した値である。したがって、e_x や D_{lr} が、それらの値から離れたところにきたときにどのような振舞いをするか調べておく必要がある。

3.1.1　入射位置依存性

参照表にある入射位置 x_{inc}^{ref} の値は、0.0 cm から 3.5 cm まで 0.5 cm 間隔である。そこでまず、x_{inc} について、新たに 0.0cm から 3.5cm まで 1mm 間隔でクラスタサンプルを用意した。それらをクラスタリングソフトにかけ、それぞれのサンプルについて入射位置 x_{cal}、分解能 $\sigma_{x_{cal}}$ を求め、それらの入射位置依存性を調べた。x_{inc} と x_{cal} との関係を図 3.1 に、x_{inc} と $\sigma_{x_{cal}}$ との関係を図 3.2 に示す。なお、入射光子のエネルギーは 0.8 GeV、y 方向については、$y_{inc} = 0.0$ cm、$e_y = 0.0$ である。

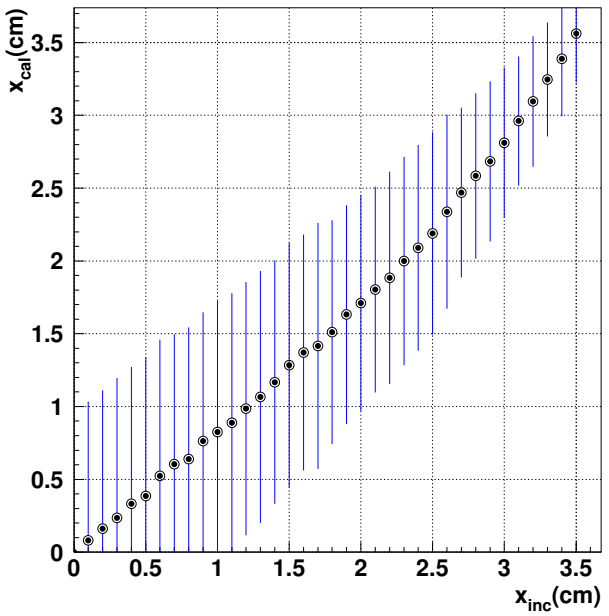

図 3.1: クラスタサンプルの入射位置 x_{inc} と、クラスタリングソフトから求められた入射位置 x_{cal} の関係図。入射エネルギーは 0.8GeV、y 方向については、$y_{inc} = 0.0$ cm、$e_y = 0.0$ である。エラーは x_{cal} の分布の標準偏差をとった。参照表には、0.0 cm から 3.5 cm まで 0.5 cm 間隔で値が載せられている。

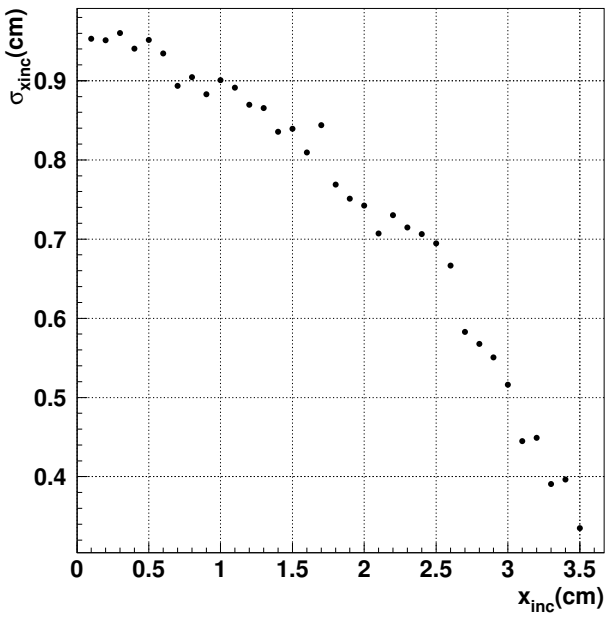

図 3.2: クラスタサンプルの入射位置 x_{inc} と位置分解能 $\sigma_{x_{cal}}$ の関係図。入射エネルギーは 0.8GeV、y 方向については、入射 1 $y_{inc} = 0.0$ cm、入射角 $e_y = 0.0$ である。参照表には、0.0 cm から 0.5 cm 間隔で値が載せられている。

この結果から、x_{inc} が参照表にある値の間にきているときも、x_{cal}、$\sigma_{x_{cal}}$ が悪くなることなく滑らかな接続をしており、参照表における x_{inc} のビン切りは適当であることがわかる。しかし、x_{inc} と x_{cal} の間にはずれがあり、これについては考察で述べる。

3.1.2 入射角依存性

参照表における入射角の値は、$e_x^{ref} = 0.0,\ 0.2,\ 0.4,\ 0.6,\ 0.8,\ 0.9$ である。これについても、$\Delta e_x = 0.04$ 間隔のビンで切ったクラスタサンプルを用意し、e_x の変化にともなう x_{cal}、$\sigma_{x_{cal}}$ の変化を調べた。e_x と x_{cal} との関係を図 3.3 に、$\sigma_{x_{cal}}$ との関係を図 3.4 に示す。なお、入射光子のエネルギーは 0.8 GeV、入射位置は $x_{inc} = 0.0$ cm、$y_{inc} = 0.0$ cm、y 方向の入射角は $e_y = 0.0$ である。

e_x が大きくなるほど、x_{cal} のずれが大きくなり、最大で 2 cm 程度ずれる。また、e_x が e_x^{ref} から離れるほど x_{cal} の値がずれ、それらのずれは、真の値 x_{inc} から上下 $2 \sim 3$ cm 程度である。分解能については、参照する e_x^{ref} が替わるたびに飛びが生じている。また $e_x^{ref} = 0.8$ のところで非常に悪くなっている。

これは、D_{lr}^{ref} の 3 次関数をつくるときに、最小値 $D_{lr,1}^{ref}$ とその次の $D_{lr,2}^{ref}$ の値が近かったため、この 2 点を通る関数の傾きが大きくなったためである。それにより、D_{lr} が少し変わっただけでも非常に大きな x_{cal} が算出され、また、その傾きは $D_{lr,1}^{ref}$ より低いところでも続いていて、x_{cal} は極端に長いテールを引き、大きなずれが生じた。

以上の結果から、e_x^{ref} のビンを細かくするとともに、参照表にある値の範囲を越えた D_{lr}^{ref} に対しての取り扱いについて検討する必要があることがわかった。

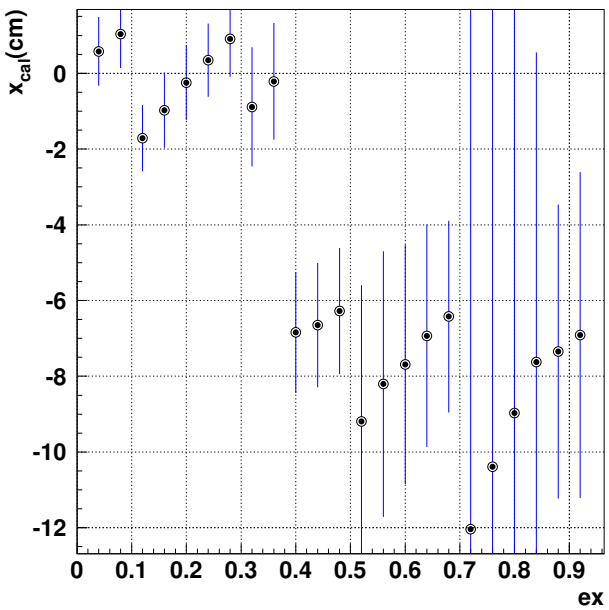

図 3.3: クラスタサンプルの入射角 e_x と求められる入射位置 x_{cal} との関係。参照表にある入射角は $e_x = 0.0,\ 0.2,\ 0.4,\ 0.6,\ 0.8,\ 0.9$ である。e_x が大きくなるほど、x_{cal} が真の値からずれ、最大で 2 cm 程度になる。また、参照表にある入射角 e_x^{ref} から離れるほど、x_{cal} の値もずれ、そのずれは 2 $\sim$3 cm である。サンプルの入射位置 x_{inc} は、$e_x < 0.4$ の領域では 0.0cm、$e_x \leq 0..4$ の領域では 7.0cm である。この違いは、x_{inc} が、最もエネルギーを落としたブロック B_{Emax} の中心を原点としているためである。入射角が大きくなると、$B_{E_{max}}$ は入射されたブロックではなくその隣のブロックに移り、x_{inc} は 7 cm シフトする。

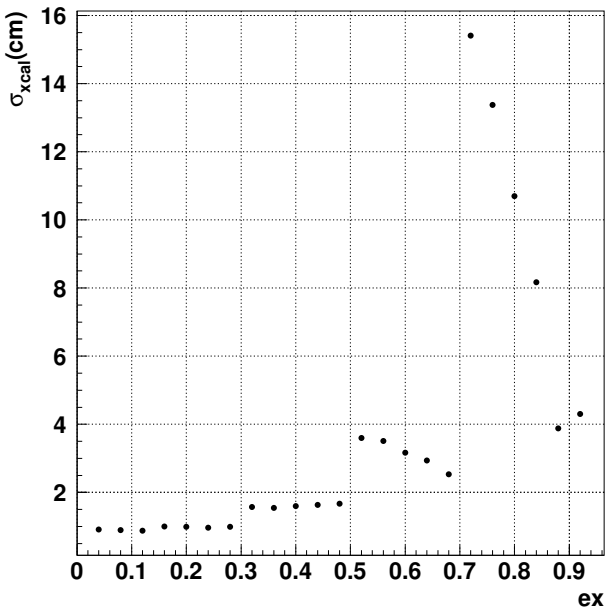

図 3.4: クラスタサンプルの入射角 e_x と 入射位置の分解能 $\sigma_{x_{cal}}$ との関係。参照表にある入射角は $e_x = 0.0,\ 0.2,\ 0.4,\ 0.6,\ 0.8,\ 0.9$ である。e_x が大きいところでは、参照される e_x^{ref} が替わるたびに、$\sigma_{x_{cal}}$ の値に飛びができる。$e_x = 0.8$ のところで非常に大きくなっているのは、参照されるエネルギー分布 D_{lr}^{ref} の端で変動が大きく、x_{cal} がの分布が長いテールを引くためである。

3.1.3　入射エネルギー依存性

入射エネルギー E_{inc} についても同様に、参照表の値の間に 3 点ずつとってクラスタサンプルをつくり、x_{cal}、$\sigma_{x_{cal}}$ の入射エネルギー依存性を調べた。

また、入射位置はブロックの中央であり、垂直に入射させた。E_{inc} と x_{cal} との関係を図 3.5 に、E_{inc} と $\sigma_{x_{cal}}$ との関係を図 3.6 に示す。

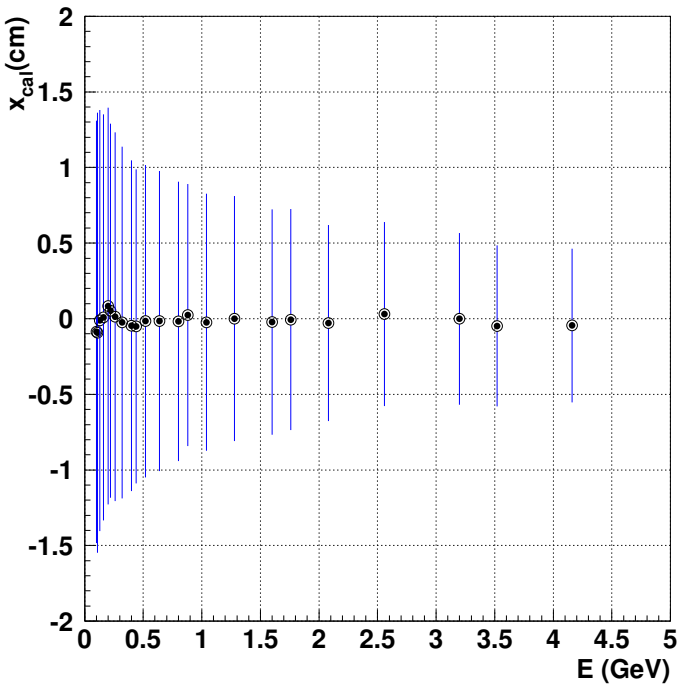

図 3.5: クラスタサンプルの入射エネルギー E_{inc} と、算出される入射位置 x_{cal} との関係。参照表にある値は $E_{inc}^{ref} = 0.1,\ 0.2,\ 0.4,\ 0.8,\ 1.6,\ 3.2$ GeV である。エラーは x_{cal} の分布の分解能をとった。

x_{cal} の分布の平均値について、変動は 0.3 GeV 以下のエネルギー領域で大きく、$\pm$ 1 mm 程度である。またそれは参照表の値 E_{inc}^{ref} からの距離に依存するものではない。また分解能は、0.1 GeV 付近で 1.5 cm、5 GeV 付近で 0.5 cm 程度であり、その間の変動は緩やかな減衰である。この結果から、エネルギーについてのビン切りは適当であったことがいえる。

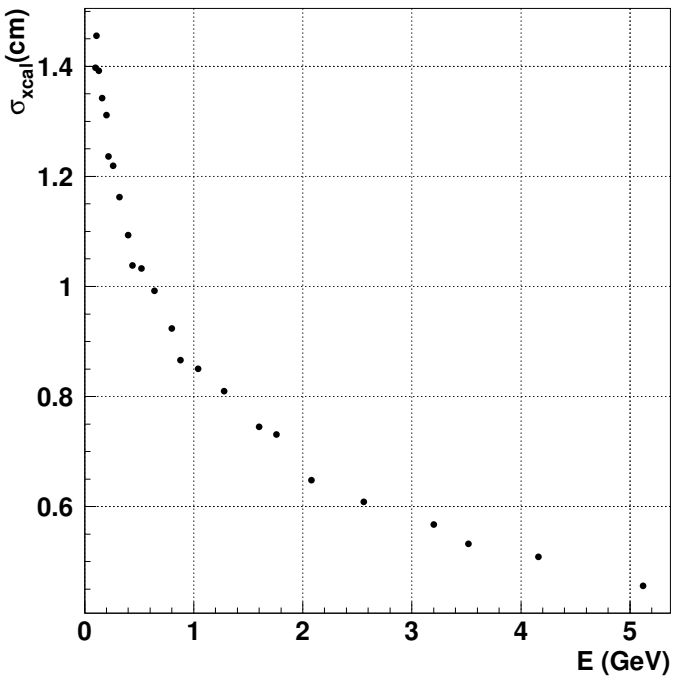

図 3.6: クラスタサンプルの入射エネルギー E_{inc} と、算出する入射位置の分解能 $\sigma_{x_{cal}}$ との関係。参照表にある値は $e_{inc}^{ref} = 0.1,\ 0.2,\ 0.4,\ 0.8,\ 1.6,\ 3.2$ GeV である。

第4章　議論

4.1　関数の傾きによる x_{cal} の変動とその補正

参照表は、クラスタサンプルをつかって入射位置 x_{inc} とエネルギー分布 D_{lr} との対応関係をまとめたものである。

しかし、ある x_{inc} のクラスタサンプルから D_{lr} の分布を得て、こんどは逆に、その D_{lr} から参照表をつかって入射位置 x_{cal} を算出すると、その分布の平均値は、元の x_{inc} とは違った値になる(図 4.1 の青いヒストグラム)。これは、D_{lr} から x_{inc} へ変換しても、すべてがもとの x_{inc} になるのではなく、D_{lr} の関数に依存した分布をするためである。また、その関数の傾きは一定でもないので、たとえばガウス分布をしている D_{lr} を変換すると、左右非対称な $xcal$ の分布になり、平均値はもとの x_{inc} とは異なる。そこで、 x_{inc} に対する 参照表の値 D_{lr}^{ref} について、この変動を減らすよう、補正を試みた。

x_{cal} を求める際にもちいられた参照値を x_{inc}^{ref}、D_{lr}^{ref}、として、補正された値 $D_{lr}^{`ref}$ は

$$D_{lr}^{`ref} = D_{lr}^{ref} \cdot \frac{x_{cal}}{x_{inc}^{ref}} \tag{4.1}$$

と計算される。これらの操作を繰り返すことで、x_{cal} を x_{inc} に近づけていった。図 4.1 のヒストグラム (赤) は、5 回の操作を施した後の x_{cal} の分布である。

平均値としては x_{inc} に近づいているが、低いほうに引いたテールの影響を受け、分布のピークは x_{inc} と違うところにくる。よって、どちらの方法が正しいかは一概にいえない。もし、なんらかの制限を設けることでこのテールを除くことができれば、より確からしい x_{inc} を得ることができると考える。

しかし、この場合は事象数を減らすことになり、較正のためにもちいることができるビームタイムとの兼ね合いにもなる。

4.2　エネルギーの算出方法

陽子ビームの強度が大きい場合、K_L の崩壊が 2 個同時に起こったり、ビームと残留気体との相互作用で生じる 2 次粒子が偶然同時入射したりする事象の増加が予想される。この場合、エネルギーがしきい値をこえるブロックの数が増え、すべてのブロックについてすべて足し合わせる方法では、より精密なエネルギーを求められなくなる

このような状況に対処するためには、クラスタリングの際、各クラスタ内で最もエネルギーを落としたブロック $B_{E_{max}}$ を中心にした 5×5 個や 3×3 個のブロックの分布から、そのまわりのブロックのエネルギーを算出するような操作が有効であると考える。

しかし、様々な入射エネルギーや位置、角度に応じた各ブロックのエネルギーを参照表に組み込んだ場合、非常に大きな量のデータを読みこむことになる。それはあまり現実的でない。よっ

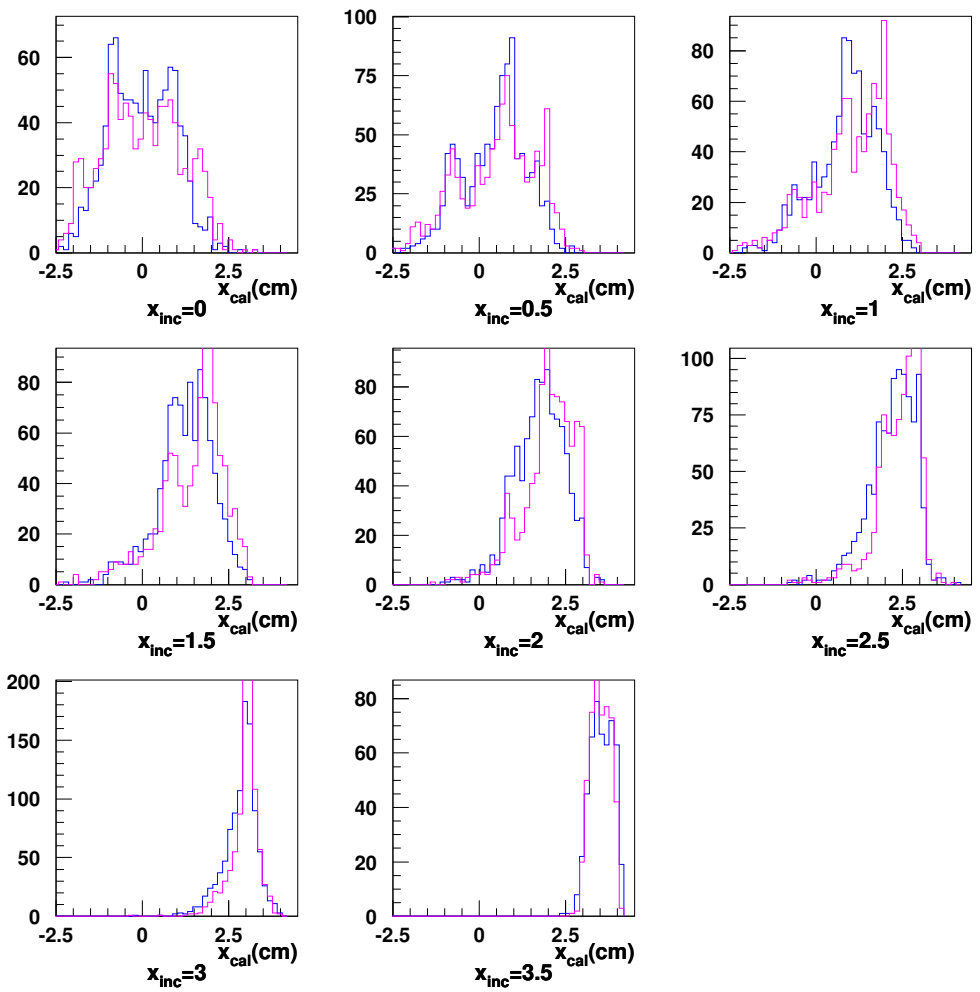

図 4.1: x_{cal} の分布。青が補正前、赤が補正後。補正前は、テールの影響で、x_{cal} の平均値が x_{inc} からずれている。補正後は、平均値は合っているが、分布の中心がすれてしまっている。

て、それらのパラメータから各ブロックのエネルギーを算出するような関数を用意することが必要となるであろう。

4.3 崩壊点の撰択

クラスタのエネルギーと入射位置から π^0 の崩壊点 z を計算する際、z の 2 次方程式になり、ここでは解の公式のプラス解しかとっていない。正しい崩解点の値を選んでいるか、どういう場合にどちらの解をとるべきか、またその影響について、シミュレーションをつかって検討する必要があると考える。

さらに、$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ の崩壊点を求める際、15 通の組み合せから崩壊点を決めるが、正しい組み合せを選ぶ精度、それを選ぶための条件についても調べておく必要がある。

第5章　結論

KEK E391a 実験では、$K_L \to \pi^0\nu\bar{\nu}$ 崩壊を探索するために、また $K_L \to 3\pi^0$ をもちいた CsI カロリメータの較正のために、より高い精度で光子の入射位置を得ることが必要とされる。そのために、CsI カロリメータに落としたエネルギー分布から光子の入射位置を算出する CsI クラスタリングソフトを開発した。

また、その基本的な性能評価を行い、算出される入射位置 x_{cal} とその分解能 $\sigma_{x_{cal}}$ が、入射位置 x_{inc} や入射角 e_x、入射エネルギー E_{inc} のそれぞれに対して、どのような依存性を示すかを調べた。そして、それらのビン切りが適当なものであるかについて検討した。

- x_{inc} について、x_{cal} の分布の平均値は最大 3 mm 程度のずれがあり、改善の余地がある。$\sigma_{x_{cal}}$ はブロック中央で 1 cm、端では 0.3 cm 程度であった。ともに、参照表にある値 x_{inc}^{cal} からの距離による変動はなく、クラスタサンプルのビン切りは適当であることを確認した。

- e_x については、e_x^{ref} を離れるほど、x_{cal} が x_{inc} から離れていき、2 cm 程度のずれが見られた。$\sigma_{x_{cal}}$ も、参照する e_x^{ref} が替わるところで段差ができており、ビンを細かくとる必要があることを確認した。

- E_{inc} については、0.3 GeV 以下の領域で x_{cal} の平均値が変動を示すが、0.1 cm 程度のものであり、参照表にある値からの距離によっていない。また分解能は、0.1 GeV 付近で 1.5 cm、5 GeV 付近で 0.5 cm 程度であり、それらの間の変動は緩やかな減衰でつながっている。以上のことから、エネルギーについての性能は適当であることを確認した。

付 録A　クラスタリングソフトの解説

はじめに、モデュール構造を以下に示す。

e391clus　　クラスタリング・ドライバ

- **E391clus()**　　変数の初期化と各参照表のセット
- **findclus()**　　クラスタを見つけ、入射位置を返値
  - **initevent()**　　イヴェントごとに変数を初期化
  - **fillenrg()**　　各ブロックのエネルギーの読み込み
  - **eblksort()**　　各ブロックのエネルギーを降順にソート
  - **sumeclus()**　　各クラスタのエネルギーを返値
  - **findpos()**　　粒子の入射位置を計算
    - **calzvert()**　　2 つのクラスタから π^0 の崩壊点を計算
    - **pi0reconst()**　　π^0 の再構築
    - **klreconst()**　　k_L の再構築
    - **calpos()**　　クラスタの分布から光子の入射位置を計算

以下の説明にある配列のインデックスのうち、**id** は各ブロックの ID を、**iblk** はブロックについて {0, 1, 2, . . . , nblk} を、iclus はクラスタについて {0, 1, 2,. . . , nclus} を表す。

E391clus では、変数の初期化や、しきい値 (**threblk**) の指定、ブロック ID からカロリメータ上の位置 (**row**[**id**]、**col**[**id**]) を、また、位置からブロックの ID (**blk**[**row**][**col**]) を引いてくる配列の詰めを行う。

fillenrg() は、各ブロックのエネルギーを配列 **eblkraw**[**id**] につめる。**eblksort()** では、エネルギーがしきい値 (**threblk**) を越えたブロックを取り上げ、降順にソートする。

sumeclus() では、クラスタを見つけて、各クラスタのエネルギーを返す。それにはまず、ソートされたエネルギーを降順にみていき、そのブロックのエネルギーがまわりの 8 個のエネルギーより大きければ新たなクラスタとする。その際、ブロックの ID を **blkemax**[**iclus**] に格納し、エネルギーを **eclus**[**iclus**] に足し入れる。反対に、8 個のどれかより小さければ、そのうちで最大のものが属するクラスタのエネルギーに、自身のエネルギーを足す。

また、クラスタの数は **nclus** に、各クラスタのエネルギーを **eclus**[**iclus**] に、各ブロックが属するクラスタの番号を **clus**[**idblk**] に格納さする。$3\pi^0$ を組む場合、**nclus** $= 6$ でない事象はここで捨てられる。

findpos() では、まず 6 個のクラスタから 3 個の π^0 を組む。クラスタの組み合せ、15 通りそれぞれについて、**calzvert()** を使って 3 個の π^0 の崩壊点を求め、平均残差の自乗が最小となる組み合せを選ぶ。それから 3 個の π^0 の崩壊点の平均をとり、このイヴェントの崩壊点とする。つ

ぎに、この崩壊点と **po0reconst()** をつかって 3 個の π^0 を再構築し、質量 (**mpi[ipi]**) と 4 元運動量 (**ppi[ipi][4]**) を求める。それらと **klreconst()** をつかって π^0、K_L の再構築を行い、質量 (**mkl**)、4 元運動量 (**pkl[4]**)、を計算し、クラスタリング後に行うカットのための情報を与える。

calpos() においては、クラスタ内のエネルギー分布、崩壊点とクラスタの中心ブロックから得られる仮の入射角、それらと位置とを関係づける参照表をつかって光子の入射位置を計算する。得られた位置を **xpos[iclus]**、**ypos[iclus]** に入れる。

そして、この値をつかって、再び π^0 の崩壊点を求めるところから計算し直し、より確からしい入射位置を得る。

関連図書

[1] C. S. Wu *et al.*, *Phys. Rev.* **105**, 1413 (1957).

[2] J. W. Cronin, V. L. Fitch, and R. Turlay, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 138 (1964).

[3] Particle Data Group, *The European Physical Journal C*, 15 (2000).

[4] M. Kobayashi and T. Maskawa, *Prog. Theor. Phys.* **49**, 652 (1973).

[5] L. Wolfenstein, *Phs. Rev.Lett.* **51**, 1945 (1983).

[6] B. Wingtein and L. Wolfenstein, *Rev. Mod. Phys.* **65**, 1113 (1993).

[7] A. Buras, *Phys. Lett.* **B333** , 476 (1994).

[8] G. Buchalla and A. Buras, *Phys. Rev.* **D54**, 6782 (1996).

[9] A. Alavi-Harati *et al.*, *Phys. Rev.* **D61**, 072006 (2000).

謝辞

はじめに、高エネルギー物理を学ぶ機会と充実した環境を与えてくださった山中卓教授に感謝いたします。私の研究が行き詰まっているとき、常に励まし、助言をあたえてくださいました。深い思慮、豊富な知識、的確な指摘、そして明るく闊達な人柄に、刺激を受け、勇気づけられることは少なくありませんでした。教授なくしてこの研究を終えることはできなかったであろうと思います。あらためてお礼を申し上げます。

原隆宣先生には、実験装置や計算器の取り扱いなど、実験物理の初歩からその先まで、非常に多くのことを教えていただきました。また直接のご指導のもとから離れても常に目をかけてくださり、研究生活を円滑に進めることができました。ありがとうございました。

秘書の杉本奈美子さんには事務手続き等、とくに出張中において負うところは多く、たいへんお世話になりました。ありがとうございました。

北条 高宗さん、小寺 克茂さん、原 康二さん、三宅 秀樹さんには、私の質問に対していつも丁寧に答えていただき、また、物理だけにとどまらず、幅広い知識を与えてくださいました。感謝いたします。

坂下健さん、池本由希子さん、池井隆起君には長期間にわたる実験をともにし、ご迷惑をおかけすることが多かったと思いますが、とても親切に、そして親しくしてくださいました。ありがとうございました。

同学年である、竹下文祐君、玉井佑治君には、研究においてのみならず、それを離れたところでも、3 年間にわたる日々を非常に楽しく充実したものにしてもらいました。たいへん感謝しています。

柴田吉輝君、田中栄一君には、私の至らないところが多く、よい先輩ではなかったと思いますが、精一杯やったつもりです。どうかご容赦ください。

その他、山中卓グループのみなさまにはたいへんお世話になりました。お礼を申し上げます。

稲垣隆雄教授をはじめ、E391a グループ、PS 加速器グループの方々には、建設から測定に至るまで、実験に携わる貴重な経験をすることができたことを感謝いたします。とくに菅谷頼仁先生、Doroshenko Mikhil さん、李相烈さんには並々ならぬ助力と刺激を与えていただきました。心からお礼を申し上げます。

最後に、私の長い研究生活を最期まで辛抱強く待ち、そして励まし続けてくれた家族に感謝いたします。ありがとうございました。