

KAMIOKANDE-II に於ける  
中性子-反中性子振動の探索

大阪大学大学院理学研究科 長島研究室

小寺 英司

平成3年2月20日

## Abstract

1985年11月から1990年4月まで稼働した KAMIOKANDE-II (有感質量 1036ton の大型水 Cherenkov 型検出器) の多重リング event を 3.62kton-years 解析し、大統一理論で予言されている中性子-反中性子振動 event を探した。この event の特徴は、核子の質量の二倍のエネルギーが多重 $\pi$ 粒子という形で解放される事と全ての多重 $\pi$ 粒子の運動量を再構成すると核子二個分の Fermi 運動量 ( $\sim 300\text{MeV}/c$ ) になることである。そこで、解析は、event の不変質量と運動量を用いた。解析の際バックグラウンドとなるのは、大気ニュートリノと原子核との非弾性散乱による多重 $\pi$ 粒子である。多重 $\pi$ 粒子の受ける核力の効果のため検出効率は 26.5% になった。解析の結果、real data には、中性子-反中性子振動らしき event はなかった。KAMIOKANDE-I からの結果と合わせると $^{16}\text{O}$  原子核内での中性子-反中性子振動の振動時間の下限値は信頼度 90% で、 $0.96 \times 10^{32}$  年であった。これを自由な中性子の振動時間にすると  $1.7 \times 10^8$  秒となった。

# 目次

1	序論	3
1.1	理論的背景及び実験動機	3
1.1.1	標準模型と大統一理論	3
1.1.2	Left-right symmetry と中性子-反中性子振動	4
1.2	現象論	6
2	KAMIOKANDE-II 検出器	8
2.1	検出原理	8
2.2	KAMIOKANDE-II 検出器の構造	10
2.3	読み出し回路	10
2.3.1	KAM-I 回路	10
2.3.2	KAM-II 回路	11
2.4	較正	12
2.5	観測される event	13
3	モンテ・カルロ・シミュレーション	15
3.1	中性子-反中性子振動のモンテ・カルロ・シミュレーション	15
3.1.1	核内での中性子-反中性子振動の発生	15
3.1.2	反中性子-核子反応	15
3.1.3	原子核内での $\pi$ 中間子が受ける核力の効果	16
3.2	大気ニュートリノのシミュレーション	18
3.3	水中での軌跡と Cherenkov 光の発生	19
4	解析	20
4.1	fully contained events の選択	20
4.1.1	Data Reduction	20
4.1.2	リングの構成 (ADC fit)	21
4.1.3	リングの構成 (TDC fit) と有感体積による cut	22
4.1.4	粒子の種類と運動量	22
4.2	中性子-反中性子振動 events の選択	24

4.2.1	リングの数による cut . . . . .	24
4.2.2	$\mu - e$ 崩壊による cut . . . . .	24
4.2.3	不変質量と運動量 . . . . .	25
4.3	解析結果 . . . . .	25
<b>5</b>	<b>考察</b> . . . . .	<b>26</b>
5.1	自由場での振動時間 . . . . .	26
5.2	誤差 . . . . .	27
5.2.1	$T_{n\bar{n}}$ の誤差 . . . . .	27
a	モンテ・カルロ・シミュレーションからの誤差 . . . . .	27
b	系統誤差 . . . . .	27
5.2.2	$\tau_{n\bar{n}}$ の誤差 . . . . .	28
5.2.3	バックグラウンドの誤差 . . . . .	28
5.3	他の実験との比較 . . . . .	28
5.3.1	KAMIOKANDE-I からの結果との合併 . . . . .	29
5.3.2	原子炉を用いた実験 . . . . .	30
5.3.3	陽子崩壊観測装置による実験 . . . . .	30
<b>6</b>	<b>結論</b> . . . . .	<b>32</b>
<b>7</b>	<b>図の説明</b> . . . . .	<b>33</b>

# 1 序論

## 1.1 理論的背景及び実験動機

### 1.1.1 標準模型と大統一理論

自然界は、重力、電磁力、弱い力、強い力の四つの力に支配されている。この四つの力の内、電磁相互作用と強い相互作用は、それぞれ  $U(1)_{em}$ 、 $SU(3)_c$  の対称性を持つゲージ理論で記述される。ところが、 $\sim 100$  GeV のエネルギー領域では、弱い相互作用と電磁相互作用は、統一的に扱えて  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  の対称性を持つゲージ理論で表現されることが、Glashow、Weinberg、Salam によって理論的に提唱された。[1] この電弱相互作用と強い相互作用を含んだ  $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  ゲージ理論を標準模型と呼ぶ。その特徴を以下に列記する。

- i)  $\sim 100$  GeV より低いエネルギー領域では、 $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  の対称性が自発的に破れることによって、フェルミオンと弱い相互作用の媒介ボゾン  $W^\pm, Z$  は質量を持つ。即ち、 $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  だった対称性が破れ、 $SU(3)_c \otimes U(1)_{em}$  の対称性のみが残る。( *Higgs* 機構 ref.[2] )
- ii) ニュートリノは質量を持たない。
- iii) 実験事実を良く再現している。特に、中性カレントの存在を予言し、 $SU(2)_L$  と  $U(1)_Y$  の結合定数の比である Weinberg-Salam 角と  $\beta$  崩壊の結合定数から  $W^\pm, Z$  の質量を予言した事が実験的に確認されたことは有名である。[3]
- iv) バリオン数 (B) とレプトン数 (L) は独立に保存される。

一方、

- i) 電荷が量子化されていない。
- ii) フェルミオンや  $W^\pm, Z$  の質量、 $SU(3)_c$ 、 $SU(2)_L$ 、 $U(1)_Y$  のそれぞれの結合定数を未知数として含んでいる。

といった未解決の問題がある。そこで、100GeV より十分に高いエネルギー領域では、標準模型を含む対称性を持つゲージ理論、大統一理論 (GUT) が成立していると期待された。

[4] 即ち、大統一理論の持つべき対称性  $G_{GUT}$  は少なくとも、

$$G_{GUT} \supset SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \quad (1)$$

を満足していなければならない。大統一理論は次のような特徴を持っている。

- i ) 電荷が量子化されている。
- ii ) フェルミオンや  $W^\pm, Z$  の質量間の関係が結合定数を通して予言される。
- iii ) 結合定数の間の関係を予言できる。(  $SU(2)_L$  と  $U(1)_Y$  の結合定数の比である Weinberg-Salam 角の予言)
- iv ) バリオン数 (B) とレプトン数 (L) を必ずしも保存しない。

式 (1) を満たす対称性のうち最も小さい  $SU(5)$  を対称性にも持ちさらに最も Higgs 粒子を少なくとった minimal  $SU(5)$  GUT が Georgi 等によって提唱された。[5] この理論によれば、ニュートリノは質量を持たず、 $B-L$  が保存される。そのため安定粒子とされていた陽子が崩壊し、その寿命は  $\sim 10^{29-30}$  years と予言していた。しかし、陽子崩壊観測実験は、陽子崩壊にたいしては陽子の寿命を  $\geq 8.8 \times 10^{32}$  years (信頼度 90%) と否定的な結果を示した。[6]

### 1.1.2 Left-right symmetry と中性子-反中性子振動

$SU(5)$  の他にも式 (1) を満たす対称性は色々あるが、そのなかでも  $SO(10)$  や  $E(6)$  では、次のように対称性が破れていく模型が考えられる。

$$\begin{array}{ccc}
 G_{GUT} & \longrightarrow & SU(4)_c \otimes SU(2)_L \otimes SU(2)_R \\
 & & \downarrow \\
 & & SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)_{B-L} \\
 & & \downarrow \\
 & & SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \quad (\text{標準模型}) \\
 & & \downarrow \\
 & & SU(3)_c \otimes U(1)_{em}
 \end{array}$$

$SU(4)_c$  はクォークとレプトンを統一的に扱うために考えられた Pati-Salam 模型 [7] を模したもので強い相互作用の三つの色量子数に四番目の色として ( $B-L$ ) を加えた対称性

を表している。[8] 又、 $SU(2)_L \otimes SU(2)_R$ は、left-right symmetric な相互作用を表し、これは高エネルギー領域でのパリティの保存を仮定している。この時、

$$Q = I_{3L} + I_{3R} + \frac{1}{2} \times (B - L) \quad (2)$$

が成立している。但し、 $Q$  は電荷、 $I_{3L}$ は弱いアイソスピン、 $I_{3R}$ は右巻き相互作用のアイソスピンをそれぞれ表す。又、この left-right symmetric モデルでは、フェルミオンは右巻きの粒子を一重項で表す標準模型と異なり、

$$\begin{pmatrix} U \\ D \end{pmatrix}_{left}, \begin{pmatrix} U \\ D \end{pmatrix}_{right}, \begin{pmatrix} l \\ \nu_l \end{pmatrix}_{left}, \begin{pmatrix} l \\ \nu_l \end{pmatrix}_{right}$$

といった二重項で表される。右下の添え字は右巻き粒子、左巻き粒子であることを表している。標準模型が成立しているエネルギー領域では、超電荷  $Y = 2Q - 2I_{3R}$ が保存しているので、式(2)から

$$\Delta I_{3R} = -\frac{1}{2} \Delta(B - L)$$

が成立する。即ち、パリティが破れると同時に(B-L)対称性が破れる。[9] 更に、 $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes U(1)_{B-L}$ 対称性の破れの際の Higgs 粒子の  $I_{3R}$ の大きさが1である為、minimal SU(5) GUT の  $\Delta(B - L) = 0$  則にかわり、

$$|\Delta(B - L)| = 2 \quad (3)$$

が選択則となる。その結果、このモデルでは陽子は安定で、水素-反水素振動 ( $\Delta B = 1, \Delta L = -1$ ) や中性子-反中性子振動 ( $\Delta B = 2$ )、マヨラナ型ニュートリノ ( $\Delta L = 2$ ) 等の現象が予言される。[10] 図 1-1(a) には中性子-反中性子振動のファインマン図形を表す。図中の  $\Delta$  は Higgs 粒子を表している。一般には、Higgs 粒子の質量と Higgs 粒子-クォーク間の結合定数がわからないので振動時間は予言できないが、SO(10)GUT である種の対称性の破れ方を仮定したうえで最も Higgs 粒子を少なくとったモデルでは、振動時間を  $10^8 \sim 10^9 \text{sec}$  と予言している。[11] 本論文の解析では酸素原子核中の中性子が反中性子に変わり、その反中性子が原子核中の他の核子と反応してつくった多重  $\pi$  中間子を探索することを目的としている。(図 1-1(b)) この解析に於いてバックグラウンドとなりうる現象としては大気ニュートリノが原子核と非弾性的に散乱して多重  $\pi$  中間子を生成する現象(図 1-1(c)) が考えられる。

## 1.2 現象論

外場のない系での中性子-反中性子振動は、中性 K 中間子のスレンジネス振動と同様に扱える。[12] 中性子と反中性子を二重項で表し、

$$\psi = \begin{pmatrix} |n\rangle \\ |\bar{n}\rangle \end{pmatrix}$$

とかくと、全ハミルトニアン  $H_{Vac}$  は、CPT 不変性と CP 不変性<sup>1</sup>を仮定して、

$$H_{Vac} = \begin{pmatrix} A & \delta m \\ \delta m & A \end{pmatrix}$$

とかける。このとき、質量の固有状態及び固有値は、

$$\begin{aligned} |n_{1,2}\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|n\rangle \pm |\bar{n}\rangle) \\ M_{1,2} &= A \pm \delta m \end{aligned} \quad (4)$$

となるので、中性子の崩壊幅  $\gamma$  を用いて、時刻  $t=0$  で中性子であった粒子が時刻  $t$  で反中性子になる確率  $P(t)$  を

$$P(t) = e^{-\gamma t} \sin^2\left(\frac{t}{\tau_{n\bar{n}}}\right) \quad (5)$$

とかける。ここで、 $\tau_{n\bar{n}}$  は自由場での振動時間で、

$$\tau_{n\bar{n}} \equiv \frac{1}{\delta m} \quad (6)$$

である。次に、外場中での中性子-反中性子振動を考える。中性子が外場から受けるポテンシャルを  $V_n$ 、反中性子が外場から受けるポテンシャルを  $V_{\bar{n}}$  とすると、全ハミルトニアンは、

$$\begin{aligned} H &= H_{Vac} + V_{Potential} \\ &= \begin{pmatrix} A & \delta m \\ \delta m & A \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} V_n & 0 \\ 0 & V_{\bar{n}} \end{pmatrix} \end{aligned}$$

とかける。今、中性子と反中性子の外場中でのエネルギー差を  $\Delta E$  とすると、

$$\Delta E = \frac{1}{2}|V_n - V_{\bar{n}}| \quad (7)$$

<sup>1</sup>現在のところ、中性子の電気双極子モーメントを測定する実験から  $< 10^{-24} \text{ e}\cdot\text{cm}$  という結果が得られており、中性子に関しては CP は保存している。ref.[13]



となる。このとき、質量の固有状態と固有値は、

$$\begin{pmatrix} |n_1\rangle \\ |n_2\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |n\rangle \\ |\bar{n}\rangle \end{pmatrix} \quad (8)$$

但し、

$$\begin{aligned} \tan\theta &= \frac{\delta m}{\Delta E + \sqrt{\delta m^2 + \Delta E^2}} \\ M_{1,2} &= \frac{(A + V_n) + (A + V_{\bar{n}})}{2} \pm \sqrt{\delta m^2 + \Delta E^2} \end{aligned} \quad (9)$$

となる。 $\Delta E \gg \delta m$  より、式(8)は

$$\begin{cases} |n_1\rangle \simeq |n\rangle + \frac{\delta m}{\Delta E} |\bar{n}\rangle \\ |n_2\rangle \simeq -\frac{\delta m}{\Delta E} |n\rangle + |\bar{n}\rangle \end{cases} \quad (10)$$

となる。明らかに、 $\Delta E$ が大きいほど、中性子-反中性子振動は起こりにくくなる。特に、原子核内に束縛されている中性子について考えると、中性子は崩壊しないので、中性子が反中性子として観測される確率(5)で $\gamma=0$ とし、更に式(10)を用いると、

$$\begin{aligned} P(t) &= \frac{1}{2} \frac{\delta m^2}{\delta m^2 + \Delta E^2} \{1 - \cos(t\sqrt{\delta m^2 + \Delta E^2})\} \\ &\simeq \frac{1}{2} \left(\frac{\delta m}{\Delta E}\right)^2 \{1 - \cos(\Delta E \cdot t)\} \end{aligned} \quad (11)$$

となる。原子核中の中性子と反中性子とのエネルギー差 $\Delta E$ は中性子や反中性子の核内での位置と軌道角運動量にも依存するが、 $\Delta E \simeq 10^2 - 10^3$  (MeV) である。又、観測時間は $t \simeq 3$  (years)  $\simeq 10^{28}$  (MeV $^{-1}$ ) だから、 $\Delta E \cdot t \gg 1$  となり、式(11)は、

$$P(t) \simeq \frac{1}{2} \left(\frac{\delta m}{\Delta E}\right)^2 \quad (12)$$

とかける。時刻 $t$ での中性子の数を $N(t)$ とすると、式(12)から

$$\begin{aligned} N(t) \times \frac{1}{2} \left(\frac{\delta m}{\Delta E}\right)^2 &= -\frac{dN(t)}{dt} \\ \therefore N(t) &\propto \exp\left\{-\frac{1}{2} \frac{1}{\Delta E^2} \frac{t}{\tau_{n\bar{n}}^2}\right\} \end{aligned}$$

がえられ、外場中の振動時間 $T_{n\bar{n}}$ は、

$$T_{n\bar{n}} = T_R \tau_{n\bar{n}}^2 \quad (13)$$

$$T_R \equiv 2(\Delta E)^2 \quad (14)$$

とかける。ここで、 $T_R$ は補正因子 (reduced lifetime) である。Dover 等の計算によれば、 $^{16}\text{O}$  原子核内での中性子-反中性子振動では、 $T_R \sim 10^{23}$  (sec $^{-1}$ ) である。[14]

表 1: KAMIOKANDE-I と KAMIOKANDE-II の比較

	KAMIOKANDE-I		KAMIOKANDE-II
	PHASE 1	PHASE 2	
稼働期間	Jun '83 ~ Nov '85		Nov '85 ~ Apr '90
data 量	1.3 kton-years		3.62kton-years
検出器上の物質質量 (水深に換算)	2700m		2700m
総質量	3000ton		3000ton
有感体積	880ton	780ton	1036ton
trigger しきい値 (50%効率)			
電子	30MeV/c	13.5MeV/c	7.6MeV/c <sup>†</sup>
μ粒子	205MeV/c	175MeV/c	165MeV/c
運動量分解能			
電子	$4/\sqrt{P(\text{GeV}/c)} \%$		
μ粒子	4 %		
NS/S 分類正誤率	2.2 ± 0.9 %		1.4 ± 0.7 %

†1988年6月に光電子増倍管にかける電圧を2倍にして、しきい値を6.1(MeV/c)まで下げた。その後1990年には~5(MeV/c)まで下げた。

の方向に光を発する。従って、光検出器を二次元的に配置した壁で純水を囲めば、純水中を走る荷電粒子の発する Cherenkov 光が光検出器をリング状に反応させるので荷電粒子を検出できる。(図 2-1 参照) そして、各光電子増倍管の光電子数及び光子の光電子増倍管への到着時間の情報から、その event の発生点、運動量、粒子の種類を測定することが可能である。

## 2.2 KAMIOKANDE-II 検出器の構造

KAMIOKANDE-II 検出器は、岐阜県吉城郡神岡町の神岡鉱業(株)茂住鉱内の地下 1000m (水深 2700m 分の水の下に相当)にある。(図 2-2) 図 2-3 に KAMIOKANDE-II の断面図を示してある。KAMIOKANDE-II 検出器は内水槽と外水槽から成っており、内水槽には 20inch の光電子増倍管が  $1\text{m}^2$  ごとに一本ずつ計 948 本設置されている。外水槽には計 123 本の光電子増倍管が  $9\text{m}^2$  ごとに設置されており、内水槽を囲んでいる。この外水槽によって、宇宙線の  $\mu$  粒子を veto し、岩盤からの  $\gamma$  や中性子などに対する遮蔽をしている。また、内水槽内の水は放射性同位元素等の不純物やバクテリアを除去した純水を保つために、脱気装置、濾過器、イオン交換装置、ウラン除去装置、紫外線殺菌灯を用いた純水装置で循環させられている。

## 2.3 読み出し回路

20inch の光電子増倍管からきた信号は KAMIOKANDE-II から入った回路 (KAM-II 回路) にはいり、そこで三つに分けられ、一方の信号は KAMIOKANDE-I からあった回路 (KAM-I 回路) で処理され、他の二つは KAM-II 回路へおくれる。trigger は KAM-II 回路でつくられる。(図 2-4)

### 2.3.1 KAM-I 回路

図 2-4 からわかるように、KAM-I 回路は 1000channel 分の線形加算器 (KEK-LINEAR ADDER) と ADC (Lecroy 2285A)、4 台の flash-ADC からなる。光電子増倍管からきた信号はまず線形加算器にはいり、二つに分けられる。そのうち一方の信号は 300nsec の delay をされた後 1.87 倍に増幅され、Le Croy 社製の ADC (2285A) で処理される。この ADC は 15bit の分解能を持ち、full scale は検出器を突き抜ける  $\mu$  粒子の出口で saturate しないように設定されている。また、分解能は光電子を 1 個まで測るのに十分な精度である。こ

の論理信号の各 crate ごと和をとり、その和を master trigger module に送り、その値が 112mV (～20 本分の光電子増倍管に相当) を越えたときに全体の trigger をかける。信号が光電子増倍管から入力した後 400nsec 以内に trigger がかった段階で、信号を各 data buffer に analog の状態で貯める。貯められた data は順次 ADC, TDC に送られ、処理される。trigger rate は 0.45 ～ 1.5Hz であり、trigger の効率は 7.6(MeV/c) の電子で 50%、10(MeV/c) の電子で 90% である。また、 $\mu$  粒子では、165(MeV/c) で 50%、180(MeV/c) で 90% であった。(図 2-6) 1988 年 6 月に光電子増倍管にかける電圧を 2 倍にした結果、trigger の効率は 6.1(MeV/c) の電子で 50% となった。その後、順次 trigger しきい値を下げて、最終的には 1990 年には  $\sim 5$ (MeV/c) まで下げられた。

## 2.4 較正

各光電子増倍管の利得の較正は、幅数十 nsec、波長 440nm の早い光パルスを内水槽内で光らせて行う。これによって、利得の相対的なばらつきは、 $\sim 8\%$  であることがわかった。中性子-反中性子振動の event においては、平均して数百本の光電子増倍管が反応するので、光電子増倍管の利得のばらつきからくるエネルギーの測定精度は  $\frac{8}{\sqrt{100}}\%$  となる。一方、モンテ・カルロ・シミュレーションによれば 500(MeV/c) の電子に対するエネルギー分解能は光電子数の統計的なばらつきできまり  $\sim 5\%$  であるから、利得のばらつきはエネルギーの測定精度に殆ど影響しない。エネルギーの絶対値の較正は、検出器を突き抜ける  $\mu$  粒子と検出器内で止まる  $\mu$  粒子の崩壊で出てくる電子のスペクトラム (Michel スペクトラム) を用いている。検出器を上面から下面へ突き抜けるような  $\mu$  粒子は検出器内で、約 4GeV のエネルギーを落とす。このことを利用すれば、数 GeV のエネルギーを較正できる。数百 MeV のエネルギーの較正は上面から検出器内に入射したが、外水槽に達する前に止まった  $\mu$  粒子を用いた。また、 $\mu$  粒子の崩壊からできた電子のエネルギー分布 (Michel spectrum) を用いれば、数十 MeV のエネルギーを較正できる。これらによれば、1MeV の電子は光電子数にして約 3.4 個に相当し、エネルギーの絶対値を較正すると誤差は 3% であった。図 2-7 に運動量と光電子数の関係が示してある。

また、後ほど述べるが、KAM-II 回路による時間情報は event の再構成や粒子の種類識別等に重要な役割をしている。そこで時間情報の較正は重要である。これは等方的に光を発生させることのできる diffusing ball (コロイド状の液体の入っているフラスコ) とレーザーを組み合わせた装置を用いている。内水槽内に diffusing ball を吊るし、レー

ザーから 2nsec 幅のパルス状の光を diffusing ball を通して内水槽内に等方的に光を発生させる。Cherenkov 光の光子の飛行時間を引くことによって、各光電子増倍管の相対的な timing を校正できる。図 2-8(T-Q Map) は縦軸に trigger に対する飛行時間を差し引いた相対時間差を表し、横軸にはその信号の記録された光電子数をとっている。図 2-8 の上図は一本の光電子増倍管の典型的な T-Q Map を表す。下図は 20 本分をまとめて表している。この手順は各光電子増倍管に対して行われ、これを用いて記録時間を補正する。校正の結果、時間分解能は 1 個の光電子が出たときに約 4.7nsec であった。(図 2-9)

## 2.5 観測される event

今回の解析に使用した data は、1280 日分で、trigger は  $2.3 \times 10^8$  個あり、そのうち  $8.3 \times 10^7$  個が記録された。図 2-10 には KAMIOKANDE-II 検出器で観測される典型的な event の例を示してある。KAMIOKANDE-II 検出器の trigger rate は 0.45 ~ 1.5Hz であり、その内 ~0.37Hz は宇宙線の  $\mu$  粒子 (図 2-10(a)(b)) である。この図は KAMIOKANDE-II 検出器の展開図である。図中の丸の大きさはその光電子増倍管の光電子数に比例している。但し、丸の大きさは event 内での各光電子増倍管の相対量を表しており、他の event と比較できない。右下に示してあるのは既に述べた flash-ADC の情報を横軸に時間 (full scale  $7.6\mu\text{sec}$ ) をとり、縦軸に event の総光電子数に値する電圧にとって示してある。横軸のゼロ点はこの event の発生した時間である。左上の展開図は外水槽での光電子増倍管の反応を図示している。例えば、図 2-10(a) では、粒子が検出器の上面から入射してきた事が左上の図から分かり、flash-ADC の図からこの event の後約  $1.5\mu\text{sec}$  に event が発生した事が分かる。従って、この event は  $\mu$  粒子が検出器の上面から入り、その後崩壊した event である事が分かる。これを stopping  $\mu$  event と呼ぶ。図 2-10(b) は上面から入射した  $\mu$  粒子が下面にまで突き抜けた event である。(through going  $\mu$  event) 検出器の形状の都合で図 2-10(b),(c) のような event もある。図 2-10(c) は検出器の角をかすめるように通って行った  $\mu$  粒子が作った event である。(corner clipping  $\mu$  event) 図 2-10(d) は  $\mu$  粒子が検出器の壁をかすめて行った跡である。(scratching  $\mu$  event) これらの event は外水槽の光電子増倍管も反応しているので判断できる。図 2-10(e) は外水槽に入射してきた  $\mu$  粒子が外水槽内で崩壊し、できた電子が内水槽にはいった event である。図の左下の flash-ADC は trigger の  $21\mu\text{sec}$  前からの信号を記録しており、 $\mu$  粒子が入射したことがわかる。(invisible stopping  $\mu$  event) 図 2-10(f) は  $\gamma$  による event と思われる。図 2-10(g),(h)

は電氣的なノイズによる event である。図 2-10(f) の flash-ADC を見るとノイズである事が明らかである。図 2-10(g) は KAM-II 回路の crate 単位でのノイズである。

### 3 モンテ・カルロ・シミュレーション

解析に当たり、まず中性子-反中性子振動、及びバックグラウンドである大気ニュートリノによる多重リング events をモンテ・カルロ法に基づいてシミュレートした。そして、これらのモンテ・カルロ events と 1985 年 11 月から 1990 年 4 月までの 3.62kton・years 分の data を同等に扱って解析した。但し、解析は光電子増倍管の光電面から 1.5m 以上離れた領域を有感体積 (1036ton) として行った。(図 2-3 の斜線部)

#### 3.1 中性子-反中性子振動のモンテ・カルロ・シミュレーション

我々は 155 個の中性子-反中性子振動の event (以下、 $n\bar{n}$  M.C.events と呼ぶ) を有感体積内で発生させた。以下では、モンテ・カルロ・シミュレーションの手順を述べる。

##### 3.1.1 核内での中性子-反中性子振動の発生

中性子-反中性子振動の発生地点を乱数を振ることによって有感体積内の一点に決める。 $^{16}\text{O}$  原子核内の中性子の軌道角運動量を選び、その中性子を反中性子に変換する。そのときの反中性子の核内の位置を軌道角運動量を考慮にいれた Dover 等の計算 [14] を用いて求める。Dover 等は、反中性子の軌道角運動量が  $S_{1/2}, P_{1/2}, P_{3/2}$  のそれぞれの場合について、Schrödinger 方程式を解いて、波動関数を求めた。その際、ポテンシャルとして局所的な Wood-Saxon 型複素光学ポテンシャル (図 3-1(a))

$$V(r) = \frac{-U_{\bar{n}} - iW_{\bar{n}}}{1 + \exp \frac{r-R}{a}} \quad (15)$$

を用いた。ポテンシャル (15) のパラメータは表 2 に表した通り二つのモデルを仮定している。モデル I を仮定した場合の反中性子の確率分布を図 3-1(b) に表す。今回の解析では、モデル I とモデル II を一対一の割合でモンテ・カルロ・シミュレーションをした。

##### 3.1.2 反中性子-核子反応

この節の詳細は ref.[15] に記述されている。中性子から変わった反中性子と  $^{15}\text{O}$  原子核内の核子は、Fermi 運動量  $\sim 150\text{MeV}/c$  を持って衝突する。この反応による生成粒子は、

表 2:  $\bar{n}$ - $^{15}\text{O}$  系でのポテンシャルのパラメーター

	$U_{\bar{n}}$ (MeV/c <sup>2</sup> )	$W_{\bar{n}}$ (MeV/c <sup>2</sup> )	R(fm)	a(fm)
モデル I	249	107	2.545	0.500
モデル II	107	222	2.388	0.523

水素やデュートリウムを標的にした低エネルギーの $\bar{p}$ beamの泡箱実験からの結果 [16] に基づいている。本来なら、 $\bar{n}$  beam を用いた実験の結果を使いたいところだが、残念ながら $\bar{n}$  beam はないのでこの実験結果を用いている。分岐比は表3の通りである。シミュレーションでは、反中性子と反応する核子を選んだ後、核子に Fermi 運動量を考慮に入れて、表3に従って生成される $\pi, \omega$ 中間子の多重度を決定する。各中間子の運動量は、多重度を考慮して相対論的な位相空間で均一になるように決めた。このようにして得られた $\pi$ 中間子の分布を図3-2に示す。一方、米国の Bevatron で行われた $\bar{p}d, \bar{p}p$  衝突実験の結果が図3-3 [17] と図3-2の黒丸である。 $n\bar{n}$  M.C.events の $\pi^{\pm}$ 及び全 $\pi$ 中間子の多重度平均値はそれぞれ3.4個, 5.3個であった。また、 $\pi^{\pm}$ 中間子の運動量の平均値は360(MeV/c)であった。

### 3.1.3 原子核内での $\pi$ 中間子が受ける核力の効果

核内で発生した粒子は核外に出るまでに核力を受ける。この核力の効果は、光学ポテンシャルを用いた計算に基づいてシミュレートされている。この計算には、Pauli の排他律や核子の Fermi 運動量も考慮に入れてある。シミュレーションによって得た分布と $^{12}\text{C}(\gamma, \pi)$  [18] 及び $^{16}\text{O}(\pi^+, \pi^+)$  [19] の実験結果を比較した図が図3-4(a)、(b)である。又、図3-4(c)は $^{16}\text{O}(\pi^+, \pi^+)$  実験 (図中の丸) と $^{12}\text{C}(\gamma, \pi)$  実験の結果に基づいて $^{16}\text{O}$  原子核内での反応をシミュレートした結果 (図中の線) を比較した図である。これから分かるように、 $\pi^{\pm}$ を入射する実験から得られる反応断面積 (図3-4(c)の点) が、 $^{16}\text{O}$  原子核内での photoproduction によってできた $\pi^{\pm}$ が被る反応断面積と較べて $\sim \frac{5}{3}$ 倍大きいことである。photoproduction による実験と $\pi$ 中間子を入射した実験では $\pi$ 中間子が核力を受ける場所が異なるので、この違いは、原子核内の核子の密度分布に起因するものと思われる。中性子-反中性子振動やニュートリノの非弾性散乱では $\pi$ 中間子は原子核内で発生するので、シミュレーションのパラメーターとしては photoproduction の実験 $^{12}\text{C}(\gamma, \pi)$  の結果を $^{15}\text{O}$  に規格化した値を使った。なお、この反応断面積の違いは検出効率の系統的な誤差として扱っている。以上



のような核力の効果を受けた後の  $n\bar{n}$  M.C.events の  $\pi$  中間子の運動量及び多重度の分布は図 3-5 のようになった。多重度及び運動量の平均値はそれぞれ 2.9 個, 290 (MeV/c) であった。

### 3.2 大気ニュートリノのシミュレーション

大気ニュートリノのモンテ・カルロ・シミュレーションは 1989 年までは、Gaisser 等の計算によるニュートリノのフラックス [15][20] (図 3-6) をもとにしていたが、その後、L.V.Volkova によってこの計算には、 $\mu$  の偏極の効果が考えられていないとの指摘があった。[21] そこで、改めて偏極の効果を考慮にいったモンテ・カルロ・シミュレーションを行い、[22] この計算結果をバックグラウンドの見積りに用いた。偏極による効果は本解析には影響が少ないので、ここに詳述はしない。本論文の解析では、20.8kton·years 分の大気ニュートリノのシミュレーション events (以下、 $\nu$  M.C.events と呼ぶ) を使って、バックグラウンドの見積りを行った。検出器内に入射してきた大気ニュートリノは、水中の核子と以下のような反応をする。

1. 荷電カレントによる準弾性散乱  $\nu N \rightarrow lN'$
2. 荷電カレントによる  $\Delta$  共鳴の生成  $\nu N \rightarrow lN'\pi$   
 $W \leq 1.4(\text{GeV}/c^2)$
3. 荷電カレントによる多重  $\pi$  中間子の生成  $\nu N \rightarrow lN'm\pi$   
 $W > 1.4(\text{GeV}/c^2), (m \geq 1)$
4. 中性カレントによる  $\Delta$  共鳴の生成  $\nu N \rightarrow \nu N'\pi$   
 $W \leq 1.4(\text{GeV}/c^2)$
5. 中性カレントによる多重  $\pi$  中間子の生成  $\nu N \rightarrow \nu N'm\pi$   
 $W > 1.4(\text{GeV}/c^2), (m \geq 1)$

ここで  $W$  は、ハドロンの変質量を表す。これらの反応をシミュレートするために用いたパラメータは、Argonne 12-foot 泡箱実験 [23]、BEBC 泡箱実験 [24]、Gargamelle の泡箱実験の実験結果を用いた。図 3-7 はシミュレーションに使用した  $\nu-H_2O$  散乱の全断面積である。図 3-8 にシミュレーションと実験データの比較を表す。このようにしてできた  $\pi$  中間子も核内で核力を受けるので、前節 3-1-3 と同じ手続きでその効果をシミュレートする。シミュレーションの結果  $\pi^\pm$  の多重度及び運動量はそれぞれ 1.4 と 330 (MeV/c) であった。

### 3.3 水中での軌跡と Cherenkov 光の発生

$e^\pm$  や  $\gamma$  は EGS version 3 を用いて、水中での振る舞いをシミュレートした。 $\pi^\pm$  は水中の核子と弾性散乱、非弾性散乱、及び核内吸収の 3 種類の反応をするが、これらは CERN synchro-cyclotron の  $\pi^\pm-^{12}\text{C}$  実験結果 [25] などに基づいてシミュレートされている。Cherenkov 光の発生に当たっては以下のことに留意している。

1. 光電子増倍管が反応する波長の光の水中での平均減衰長は約 35m である。
2. 430nm より短波長の光にたいして Rayleigh 散乱の式を使い、それより長波長の光に対しては吸収のみを考える。
3. 検出器の壁のシートの反射率は 10% である。
4. 光電子増倍管の磁気遮蔽シールドによって、入射光の 13% が吸収される。

以上の手順で発生させたモンテ・カルロ・シミュレーション events を図 3-9 に挙げる。図 3-9(a) は中性子-反中性子振動をシミュレートした結果であり、図 3-9(b) は大気ニュートリノをシミュレートした結果である。

b (外水槽内の総光電子数) > 20 個

または (外水槽内の光電子の内 1 個以上の光電子を出した光電子増倍管の数)  
< 5 本

宇宙線の $\mu$ 粒子による event を落とす。

c (最大光電子数) < 200 個

(最大光電子数) / (総光電子数) < 0.3 etc.

光電子増倍管及び回路からのノイズを落とす。(event パターンによる cut もしている。)

ここで、総光電子数は全光電子増倍管の光電子数の総和を表し、最大光電子数は全光電子増倍管のうち光電子を最も多く出した光電子増倍管の光電子数を表す。図 4-2,4-3,4-4 はそれぞれ data, $\nu$  M.C.events, $n\bar{n}$  M.C.events の分布を表し、横軸に総光電子数、縦軸に最大光電子をとっている。図中の黒枠の内側は条件 (a),(b),(c) を満たしている。図 2-9(a)(b)(c)(d) のような $\mu$ 粒子による event は外水槽の光電子増倍管も反応しているので条件 (b) で落とされる。特に図 2-9(d) のような event は条件 (c) でも落とされる。又、図 2-9(e)(f) は条件 (a) や (b) で落とされる。ノイズ (図 2-9(g)(h)) は条件 (c) で落とされる。この段階で、data, $n\bar{n}$  M.C.events, $\nu$  M.C.events はそれぞれ $\sim 0.045\%$  ( $1.05 \times 10^5$  個)、 $\sim 95\%$ 、 $\sim 60\%$  づつ残っている。

#### 4.1.2 リングの構成 (ADC fit)

リングパターンは、グラフィックディスプレイ (図 2-9) を使い、目でパターン認識して各リングに寄与する光電子増倍管を選ぶ事によって event のリング数とリングパターンを決める。各リングを作る Cherenkov 光円錐の頂点が一点の common vertex になると仮定すれば、各リングを作る粒子の運動量の方法は選んだ光電子増倍管の作るリングの中心方向として近似できる。この値を用いて、期待されるリングパターンを計算し、各リングに寄与すると期待される光電子増倍管と選んだ光電子増倍管との距離で $\chi^2$ を計算する。次に  $1\text{m} \times 1\text{m}$  の二次元で内水槽の壁を分割し、運動量の方法を変えて、 $\chi^2$ を最小にするような方向を探す。こうして決めた運動量方法を仮定し、検出器内を  $2\text{m} \times 2\text{m} \times 2\text{m}$  の格子で $\chi^2$ を最小にする common vertex を探す。さらに、運動量の方法を決める格子を  $0.5\text{m} \times 0.5\text{m}$ 、common vertex を決める格子を  $1\text{m} \times 1\text{m} \times 1\text{m}$  に狭くして $\chi^2$ を小さくするように

同じ手順を繰り返す。最終的にはこの手順を common vertex の格子を  $0.5\text{m} \times 0.5\text{m} \times 0.5\text{m}$  にして  $\chi^2$  fitting を行う。こうして得た  $\chi^2$  が収束するまで、目視によるパターン認識をする。

#### 4.1.3 リングの構成 (TDC fit) と有感体積による cut

図 2-1 のように Cherenkov 光が発生した場合、 $i$  番目の光電子増倍管は  $j$  番目光電子増倍管より時間的に早く反応する。正しい common vertex の位置を与えれば、Cherenkov 光の通った距離から計算して、Cherenkov 光の光子の飛行時間を差し引くことによって光電子増倍管自身の時間分解能と一致した分布が得られるはずである。このことを利用した fit を TDC fit と呼ぶ。これによって、各リングの Cherenkov 角も決まる。

ADC fit で得た common vertex を初期値として行った TDC fit をした後、common vertex が有感体積にあるような event を選択する。(fiducial volume cut) その結果、 $3.62 \text{ kton} \cdot \text{years}$  で 408 個の real data が残った。(表 4) これらの殆ど全てが大気ニュートリノによる event であったことが後ほどの解析で分かる。又、 $n\bar{n}$  M.C.events は 86% が残った。円筒座標系での検出器の半径方向の位置分解能  $\Delta r$  を

$$\Delta r = \left| (\text{fitした結果の common vertex の } r \text{ 方向の位置座標}) - (\text{シミュレーションで発生した点の } r \text{ 方向の位置座標}) \right|$$

と表し、 $z$  方向の位置分解能  $\Delta z$  を

$$\Delta z = \left| (\text{fitした結果の common vertex の } z \text{ 方向の位置座標}) - (\text{シミュレーションで発生した点の } z \text{ 方向の位置座標}) \right|$$

とする。この時の位置分解能の分布は図 4-5 である。位置分解能を  $\sqrt{\Delta r^2 + \Delta z^2}$  と定義したとき、位置分解能は  $n\bar{n}$  M.C.events で 25cm であった。

#### 4.1.4 粒子の種類と運動量

$\mu^\pm, \pi^\pm$  は、粒子自身が Cherenkov 光を発生しながら水中を進むのに対して  $\gamma, e^\pm$  はシャワーを作り、シャワーが Cherenkov 光を発生する。従って、 $\mu^\pm, \pi^\pm$  が作る Cherenkov リングはより輪郭が鮮明である (図 4-6(a)) のに対して、 $\gamma, e^\pm$  は輪郭のぼやけたリングを作る

表 4: KAMIOKANDE-II 検出器の fully contained events(3.62kton · years)  
 (総光電子数) < 4500 個

	data		$\nu$ M.C.events	
	event 数	$\mu$ -e 崩壊を伴う	event 数	$\mu$ -e 崩壊を伴う
一リング event	228	81	324.1	159.2
二リング event	60	20	84.2	32.7
三リング event	23	13	24.8	10.7
四リング以上 event	13	3	7.7	3.3
多重リング event	96	36	116.7	49.3
総数	324	117	440.8	208.4

(総光電子数) > 4500 個

	data	$\nu$ M.C.events
一リング event	38	34.1
二リング event	18	18.7
三リング event	15	15.8
四リング以上 event	13	16.4
多重リング event	46	50.9
総数	84	85.0

(図4-6(b))。このことを利用して、各リングをNS型粒子( $\mu^\pm, \pi^\pm$ 図4-6(a))とS型粒子( $\gamma, e^\pm$ 図4-6(b))とに分類する。(NS/S分類)更に、各リングの光量から運動量がわかり(図2-7)、TDC fit から Cherenkov 角が決まるので、粒子の質量がわかる。 $\nu$  M.C.events と宇宙線の $\mu$ 粒子を用いて、NS/S分類を間違える確率を調べると、総光電子数が4500個より小さいニュートリノによる一リング event で $\sim 1.3\%$ であった。運動量分解能は、図4-7である。

## 4.2 中性子-反中性子振動 events の選択

この段階で残った event の display を図4-8に挙げる。中性子-反中性子振動 event とバックグラウンドの大気ニュートリノ event の違いはこの章のはじめに述べた通りである。これらの性質を考慮して次に挙げる手順で解析した。

### 4.2.1 リングの数による cut

図4-9は、リング数の分布を表している。 $n\bar{n}$  M.C.events は、 $\nu$  M.C.events と比べて明らかにリング数が多い。そこで、4リング以上の event を選択する。又、リング数の分布を見ると data は $\nu$  M.C.events と良く一致していることがわかった。

### 4.2.2 $\mu - e$ 崩壊による cut

KAMIOKANDE-II 検出器は、以下の方法で $\mu - e$ 崩壊を観測する事ができる。まず、 $\mu$ 粒子が捉えられた後0.5 $\sim$ 7.6  $\mu$ sec に flash-ADC に15(MeV/c)以上の電子による信号がある。次に、KAM-II 回路は不感時間をほとんど持たないので0.4 $\sim$ 20  $\mu$ sec に event として電子を捉えられる。また、trigger 後400nsec 以内に $\mu$ 粒子が崩壊した場合は、 $\mu$ 粒子による event の中の一リングとして電子を捉え、このリングの各光電子増倍管の時間情報からこれが $\mu - e$ 崩壊からの電子である事が認識される。 $\mu$ 粒子の崩壊による電子の検出効率は、宇宙線の $\mu$ 粒子のうち検出器内で止まったもの(図2-9(a))を用いて調べた結果、 $80 \pm 1\%$ であった。

中性子-反中性子振動による event では、多重 $\pi$ 粒子を観測する事になる。運動量の小さい $\pi^+$ は検出器内で止まり、 $\mu^+$ 粒子に崩壊する。従って、 $\pi^+$ は運動量が小さければ、 $\mu^+$

粒子が崩壊する信号を数 $\mu\text{sec}$ のオーダーで捉えることができる。そこで、総光電子数が2500個より少ないeventには $\mu - e$ 崩壊の信号があることを要求する。

#### 4.2.3 不変質量と運動量

核外にでた後 Cherenkov 光を出す粒子の種類と運動量をすべて正確に捉えられた場合にそのeventの不変質量と全運動量のベクトル和( $\Delta P$ )の分布をとると図4-10になる。この図からわかるように、不変質量と $\Delta P$ を用いたcutは有効である。そこで、まずNS/S分類を用いて各リングを $\pi^\pm$ か $\gamma$ かに同定する。このとき、eventによっては、NS型ともS型ともとれるリングが存在することもあるが、この場合次に示す関数(16)を最小にするように各リングを $\pi^\pm$ または $\gamma$ にとる。

$$(M - 1900)^2 + (\Delta P - 300)^2 \theta(\Delta P - 300) \quad (16)$$

但し、 $M$ は不変質量( $\text{MeV}/c^2$ )、 $\Delta P$ は構成された運動量( $\text{MeV}/c$ )、 $\theta$ は階段関数を表す。これは、同event内の各粒子の種類を組み合わせの中で最も中性子-反中性子振動eventらしい組み合わせを採ることを意味する。こうしてえられた不変質量と $\Delta P$ の分布(図4-11)に示す。これに対して kinematical cut

$$1100(\text{MeV}/c^2) < M < 2200(\text{MeV}/c^2)$$

$$\Delta P < 600(\text{MeV}/c)$$

を行う。(図4-11の黒枠の内側)

### 4.3 解析結果

前節までのcutを表5にまとめる。この解析の結果、検出効率は26.5%であり、3.62kton $\cdot$ years ( $9.7 \times 10^{32}$  neutron $\cdot$ years 相当)分のdataには中性子-反中性子振動eventらしきeventはなかったので、 $^{16}\text{O}$ 原子核内での中性子-反中性子振動の振動時間は、

$$T_{n\bar{n}} > \frac{9.7 \times 10^{32} \times 0.265}{2.31} = 1.1 \times 10^{32} \text{ years (90\%C.L.)} \quad (17)$$

である。

表 5: cut の効果

	data	$n\bar{n}$ M.C.events	$\nu$ M.C.events
Reduction	408 個	86%	525.8 個
リング数による cut	16 個	62.6%	21.2 個
$\mu$ -e 崩壊による cut	12 個	58.7%	13.6 個
kinematical cut	0 個	26.5%	$0.7 \pm 0.35$ 個

## 5 考察

### 5.1 自由場での振動時間

前章の 4.3 の解析結果 (17) から自由な中性子の振動時間  $\tau_{n\bar{n}}$  を導き出すためには、式 14 を用いればよい。第三章 1-1 節の計算で得られた波動関数を用いて、Dover 等は各角運動量に対する幅  $\Gamma_{S_{1/2}}, \Gamma_{P_{1/2}}, \Gamma_{P_{3/2}}$  を求めた。

$$\begin{aligned}\Gamma &= \frac{1}{T_{n\bar{n}}} \\ &= \frac{1}{T_R \tau_{n\bar{n}}^2}\end{aligned}$$

から、各角運動量での補正因子がもとまる。表 6 に各角運動量及び各モデルに対する補正因子の値を列記した。

表 6:  $\bar{n}$  の軌道角運動量を仮定したときの補正因子  $T_R (\times 10^{23} \text{sec}^{-1})$

	$S_{1/2}$	$P_{1/2}$	$P_{3/2}$	平均値
モデル I	1.63	0.94	1.11	1.2
モデル II	1.21	0.75	0.85	0.8

我々はこの二つのモデルの平均値  $T_R = 1.0 \times 10^{23} (\text{sec}^{-1})$  と式 (14) を用いて、自由な中性子の振動時間に対して

$$\tau_{n\bar{n}} > 1.9 \times 10^8 \text{sec}$$

という下限値を与えた。



## 5.2 誤差

### 5.2.1 $T_{n\bar{n}}$ の誤差

a モンテ・カルロ・シミュレーションからの誤差 前章の式 (17) から分かるように、 $T_{n\bar{n}}$  の誤差は検出効率の誤差に起因する。そこで、まずモンテ・カルロ・シミュレーションからの誤差について議論する。第三章の 1-1 節で述べたように  $\pi$  中間子の核内での吸収断面積が、 $^{12}\text{C}(\gamma, \pi)$  実験と  $^{16}\text{O}(\pi, \pi)$  実験とでは異なる実験結果を示している。[19] 今回の解析では  $^{12}\text{C}(\gamma, \pi)$  実験結果を  $^{16}\text{O}$  に規格化して核力の効果を見積もっているので  $^{16}\text{O}(\pi, \pi)$  実験と比べると核力の効果を小さく見積もっていることになる。(図 3-4(c)) そこでこの違いを見るために以下で述べるようなことをした。まず、核力を  $^{12}\text{C}(\gamma, \pi)$  実験結果で見積もった  $n\bar{n}$  M.C.events で、Cherenkov 光を発生させる粒子をすべてその種類と運動量を正確に捉えることができたとしたときの不変質量と  $\Delta P$  の分布をとってみた。(図 5-1 の実線) 但し、核外での核力は無視した。次に、核力を  $^{16}\text{O}(\pi, \pi)$  実験結果で見積もった  $n\bar{n}$  M.C.events で、Cherenkov 光を発生させる粒子をすべてその種類と運動量を正確に捉えることができたとしたときの不変質量と  $\Delta P$  の分布をとった。(図 5-1 の点線) これらを比較すると、 $^{16}\text{O}(\pi, \pi)$  実験の結果を用いた  $n\bar{n}$  M.C.events は、 $^{12}\text{C}(\gamma, \pi)$  実験を用いた  $n\bar{n}$  M.C.events と比べて核力を強く受けているので、不変質量は全体的に 12% 小さくなり、再構成した event の全運動量は 4% 大きくなる。又、リング数も 17% 小さくなる。このことを反映するために、kinematical cut として

$$1230(\text{MeV}/c^2) < M < 2460(\text{MeV}/c^2)$$

$$\Delta P < 520(\text{MeV}/c)$$

を用いると、検出効率は 15% となった。リング数も一様に少なくなったすると、検出効率は 13% となる。従って、核力の効果の不定性による検出効率の誤差は 50% である。また、 $n\bar{n}$  M.C.events の発生した数からのモンテ・カルロ・シミュレーションの統計誤差は 16% であった。この誤差は、 $n\bar{n}$  M.C.events を多くつくれば小さくなるが、時間の都合上出来なかった。

b 系統誤差 次に、検出器の性能に起因する系統誤差を計算する。エネルギー分解能、及び運動量分解能はそれぞれ 3%, 17% であった。これを検出効率に反映させるために先ほどと同様に kinematical cut の範囲を変えて見積もった結果、誤差は  $\pm 10\%$  であったので、

検出効率の誤差は $\pm 16(\text{M.C.stat})_{-51}^{+10}(\text{sys})(\%)$ である。これから検出効率は

$$\epsilon = 26.5 \pm 4.2_{-13.5}^{+2.7}(\%)$$

となるので、 $^{16}\text{O}$  原子核内での中性子-反中性子振動の振動時間の下限値は、

$$T_{n\bar{n}} > 1.1 \pm 0.2_{-0.6}^{+0.1}(\times 10^{32} \text{ years})$$

となる。

### 5.2.2 $\tau_{n\bar{n}}$ の誤差

Dover 等によれば、補正因子の誤差は 30% である。従って、

$$\frac{\Delta\tau_{n\bar{n}}}{\tau_{n\bar{n}}} = \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{\Delta T_{n\bar{n}}}{T_{n\bar{n}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T_R}{T_R}\right)^2}$$

から、自由な中性子の振動時間の誤差としては $\pm 18_{-32}^{+0}\%$ となる。これから、 $\tau_{n\bar{n}}$  の下限値は

$$\tau_{n\bar{n}} > 1.9_{-0.6}^{+0.3}(\times 10^8 \text{ sec})$$

となった。

### 5.2.3 バックグラウンドの誤差

一方、バックグラウンドの誤差の要因は、大気ニュートリノのフラックスの絶対値の誤差 $\pm 20\%$ とニュートリノ-核子間の反応断面積の誤差 $\pm 20\%$ である。ニュートリノ核子反応でできた $\pi$ 中間子の核内での核力の効果は $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^+)$  実験を用いて計算しているので、核力の効果を見誤っていたとしてもでてくる $\pi$ 中間子の数を多めにとっている事になるので、バックグラウンドの評価は安全な方にとっている。これらの誤差とモンテ・カルロ・シミュレーションの統計誤差からバックグラウンドの期待値は $0.7 \pm 0.4$  (個) である。

## 5.3 他の実験との比較

中性子-反中性子振動を観測する実験としては、原子炉からの準自由な中性子を用いる実験と原子核内に束縛されている中性子を観測する陽子崩壊観測装置を用いた実験の二通りがあり、本論文は後者に当たる。

### 5.3.1 KAMIOKANDE-I からの結果との合併

KAMIOKANDE-I 検出器は、外水槽を持たないことと読みだし回路が異なること以外は基本的にはその構造は KAMIOKANDE-II 検出器と同じである。性能については、表 1 に表している。既に KAMIOKANDE-I 検出器の data (1.3 kton · years) を用いた解析が行われている [26] ので、この結果と今回の解析結果とを組み合わせる。表 7 に KAMIOKANDE-I 及び KAMIOKANDE-II からの結果とともにその組み合わせた結果を表記する。

表 7: KAMIOKANDE-I 及び KAMIOKANDE-II からの結果

検出器	有感体積 ton	data 量 kton · years	検出効率 %	期待される バックグラウンド (個)	観測された event (個)
KAM-I	880	1.3	33	1.3	1
KAM-II	1036	3.62	26.5	0.7	0
KAM-I+KAM-II		4.92		2.0	1

	バックグラウンド を差し引かない場合		バックグラウンド を差し引いた場合	
	$T_{n\bar{n}}$	$\tau_{n\bar{n}}$	$T_{n\bar{n}}$	$\tau_{n\bar{n}}$
	$\times 10^{31}$ years	$\times 10^7$ sec	$\times 10^{31}$ years	$\times 10^7$ sec
KAM-I	2.9	9.5	3.6	10.6
KAM-II	11	19	バックグラウンド無し	
KAM-I+KAM-II	9.6	17	14	21

従って、 $^{16}\text{O}$  原子核内での振動時間は

$$T_{n\bar{n}} > 0.96 \times 10^{32} \text{ 年 (バックグラウンドを差し引かない場合)}$$

$$T_{n\bar{n}} > 1.4 \times 10^{32} \text{ 年 (バックグラウンドを差し引いた場合)}$$

となった。

### 5.3.2 原子炉を用いた実験

この方法は、原子炉から出る極低温の中性子（運動エネルギーにして $\sim 10^{-4}eV$ 、速度にして $\sim 160m/sec$ ）を真空に引いた管の中で $\sim 20m$ 程走らせ、このあいだに中性子が反中中性子になるのを管の端にあるカロリメータで観測する。この方法の利点は中中性子が準自由場で反中中性子になるのを観測できる事にある。式 10 からわかるように、 $\Delta E$  は小さいほどは反中中性子になり易い。又、外場が地球磁場なので、 $\Delta E = 2\mu_{neutron} \times B_{Earth} \sim 10^{-11}eV (B_{Earth} \sim 450mGauss)$  と明かである点も、 $\tau_{n\bar{n}}$  を求めるのに有利である。一方、原子炉からの中中性子を観測しているため、フラックスが小さく（ $\sim 10^9$ neutron/sec）統計的には非常に不利である。この方法による代表的な結果を表 8 に示す。将来的には、極低温の中中性子を電磁氣的に蓄える storage vessel を用いることによって統計的に不利である点を補い  $\tau_{n\bar{n}} \sim 10^9(sec)$  まで測る方法が提唱されている。[29]

表 8: 原子炉実験による中中性子-反中中性子振動の振動時間の下限値  
(信頼度 90%、バックグラウンドは差し引かれていない)

原子炉	$\tau_{n\bar{n}} (\times 10^7 \text{ sec})$
ILL [6]	5.0( <i>preliminary</i> )
ILL [30]	1.0( <i>published</i> )
Pavia [31]	0.05

### 5.3.3 陽子崩壊観測装置による実験

この方法の利点は、大質量であるため、容易に統計をためられる点である。一方、原子核中では、式 (14) の  $\Delta E$  に原子核固有の不確定性があるため、補正因子  $T_R$  の誤差が大きくなる。そのため、 $T_{n\bar{n}}$  から  $\tau_{n\bar{n}}$  に変換するときその不確定性を含む事になるのが欠点である。陽子崩壊観測装置は、水 Cherenkov 型とトラッキング型と二種類に大別できる。前者は、水を観測対象とし、KAMIOKANDE や IMB がこの型である。後者は、鉄と比例計数管の層を幾層にも並べ、鉄中での中中性子-反中中性子振動を観測する。Frejus がこの型に当たる。今回の解析結果と KAMIOKANDE-I からのデータを合わせた結果と共にこの型の実験結果を表 9 にまとめてある。基本的には、データの量が多ければ良い下限値が得られるので、近い将来には、IMB-3 検出器による結果が発表されることが期待される。

表 9: 陽子崩壊観測装置による中性子-反中性子振動の振動時間の下限値  
 (信頼度 90%、バックグラウンドは差し引かれていない)

検出器	物質	data 量 kton · years	観測された event	期待される Background	$T_{n\bar{n}}$ $\times 10^{31}$ years	$\tau_{n\bar{n}}$ $\times 10^7$ sec
Frejus [27]	Fe	1.56	0 個	2.5 個	6.5	12
IMB [28]	H <sub>2</sub> O	1.2	3 個		2.4	8.8
KAMIOKANDE	H <sub>2</sub> O	4.92	1 個	2.0 個	9.6	17

## 6 結論

1985年11月から1990年4月までの3.62kton・years分のKAMIOKANDE-II検出器のdataを解析した結果、 $^{16}\text{O}$ 原子核内での中性子-反中性子振動の振動時間の下限値は

$$1.1 \pm 0.2(M.C.stat)_{-0.5}^{+0.1}(sys)(\times 10^{32}\text{年})$$

であった。これから自由中性子の振動時間の下限値は

$$1.9_{-0.6}^{+0.3} \times 10^8 \text{sec}$$

であった。この結果とKAMIOKANDE-I検出器の結果を合わせると $^{16}\text{O}$ 原子核内での振動時間は、

$$T_{n\bar{n}} > 0.96 \times 10^{32}\text{年}(\text{バックグラウンドは差し引いていない})$$

であり、自由中性子の振動時間は

$$\tau_{n\bar{n}} > 1.7 \times 10^8 \text{sec}$$

である。表8および9から分かるようにこの結果は現在の所最も良い値である。

## 7 図の説明

### 第一章

#### 図 1-1(a) 中性子-反中性子振動のファインマン図形

図中の $\Delta$ は Higgs 粒子である。この Higgs 粒子の質量と結合定数が分からないため、理論から、振動時間を予言することができない。

#### 図 1-1(b) $^{16}\text{O}$ 原子核内での中性子-反中性子振動

本論分の解析の目的はこのような event を探すことである。この event の特徴は、 $\pi$ の多重度が大きいこと、全運動量の和が $\sim 150(\text{MeV}/c)$ より小さいこと、不変質量が核子の質量の約 2 倍であることである。

#### 図 1-1(c) 大気ニュートリノによる原子核との非弾性散乱

このような event が主なバックグラウンドになると思われる。しかし、この event では、全運動量の和は入射してきたニュートリノと同じ大きさになり、不変質量は連続的な分布をする筈である。

### 第二章

#### 図 2-1 Cherenkov 検出器の原理

上図からわかるように検出器の壁に二次元的に光検出器を配置する事によってリングパターンを作る Cherenkov 光を認識できる。下図のように斜めに進入してくる荷電粒子の作るリングの場合、Cherenkov 光の光子は  $j$  番目の光電子増倍管に  $i$  番目の光電子増倍管より早く到着する。これを利用すれば、荷電粒子の方向、Cherenkov 光円錐の開いている角度が分かる。

#### 図 2-2 KAMIOKANDE-II の設置場所

#### 図 2-3 KAMIOKANDE-II の断面図

斜線部は光電子増倍管の光電面から 1.5m 以上はなれた領域（有感体積）である。

#### 図 2-4 KAM-I 回路の概念図

#### 図 2-5 KAM-II 回路の概念図

#### 図 2-6 trigger 効率の運動量分布

横軸に運動量をとったときの trigger 効率。但し、1988 年 6 月以前の値である。

### 図 2-7 運動量の光電子数分布

運動量方向を軸にとった時に、 $\pm 70^\circ$ で開いた光円錐内に含まれる光電子増倍管の光電子数を縦軸に表し、横軸にその Cherenkov 光を発生させた粒子の運動量を表す。

### 図 2-8 T-Q Map

Timing のキャリブレーションはこの図に基づいて行う。上図は一本の光電子増倍管の timing response を光電子数を横軸にとって表している。下図は 20 本の光電子増倍管の timing response を表す。

### 図 2-9 時間分解能

内水槽内の 948 本の光電子増倍管を平均した時間分解能

### 図 2-10(a) stopping $\mu$ event

検出器内に入射し内水槽内に止まった $\mu$ 粒子。右下に flash-ADC を表しているが、これに $\mu - e$ 崩壊の信号を認めることができる。図の中の $\times$ 印は、その event が発生したときには、故障していた光電子増倍管を表し、丸は反応した光電子増倍管を表す。丸の大きさは光電子増倍管が受けた光子数を表すが、その event 内での相対的な量を表し、他の event の丸とは比較できない。又、右下の図は、内水槽の全光電子増倍管の信号の和である flash-ADC を表し、横軸は原点をその event が発生した時間にとった full scale が  $7.6\mu\text{sec}$  の時間軸であり、縦軸はその event 内での総光電子数に当たる電位にとってある。

### 図 2-10(b) 突き抜け $\mu$ event

検出器を突き抜けて行った $\mu$ 粒子による event。外水槽に $\mu$ 粒子が入射してきた信号が認められる。

### 図 2-10(c) corner clipping $\mu$ event

検出器の上面の一部をかすめて行った $\mu$ 粒子。

### 図 2-10(d) scratching $\mu$ event

検出器の側面の一部をかすめて行った $\mu$ 粒子。

### 図 2-10(e) invisible $\mu$ event

外水槽に入射した $\mu$ 粒子が崩壊し、その電子が内水槽内で Cherenkov 光を発生した event。左下の flash-ADC は、外水槽の光電子増倍管を記録している。横軸は原点をその event の発生した  $21\mu\text{sec}$  前にとってある。これから本 event の約  $2\mu\text{sec}$  前に外水槽に粒子が来たことがわかる。

### 図 2-10(f) $\gamma$ event

### 図 2-10(g) ノイズによる event

flash-ADC からこれはノイズであることがわかる。

### 図 2-10(h) ノイズによる event

これは KAM-II 回路の crate 単位のノイズである。

## 第三章



図 3-1(a)  $\bar{\pi} - {}^{16}\text{O}$  系での  $\bar{\pi}$  の感じるポテンシャル [14]

本文のポテンシャル (15) をプロットした図である。

図 3-1(b)  ${}^{16}\text{O}$  原子核中での  $\bar{\pi}$  の確率分布

ポテンシャル (15) を仮定したときの  $\bar{\pi}$  の原子核内での確率分布

図 3-2(a)  $\bar{\pi} N$  反応による多重  $\pi$  の多重度分布 [17]

図 3-2(b)  $\bar{\pi} N$  反応による多重  $\pi$  の運動量分布 [17]

ヒストグラムは今回の解析に使用したシミュレーションの結果、  
黒丸は  $\bar{p}$ -d 実験の結果。

図 3-3  $\bar{p} d, \bar{p} p$  反応による多重  $\pi$  の運動量分布 [17]

Bevatron で行われた  $\bar{p}$ -d 及び  $\bar{p}$ - $\text{H}_2$  実験の結果。

図 3-4(a)  ${}^{12}\text{C}(\gamma, \pi)$  実験結果とシミュレーションの比較 [18] 368 (MeV/c) の光子 (a)、468 (MeV/c) の光子 (b) を用いた  ${}^{12}\text{C}(\gamma, \pi^-)$  実験の結果。

図 3-4(b)  ${}^{16}\text{O}(\pi^+, \pi^+)$  実験結果とシミュレーションの比較 [19]

運動量をそれぞれ 353 (MeV/c), 268 (MeV/c), 213 (MeV/c) としたときの  ${}^{16}\text{O}(\pi^+, \pi^+)$  実験から得た微分断面積。

図 3-4(c)  $\pi^+ - {}^{16}\text{O}$  反応に置ける非弾性散乱、吸収断面積 (シミュレーションと実験との比較)

$\pi^+ - {}^{16}\text{O}$  反応における非弾性散乱、核内吸収、荷電交換反応の断面積。実験値は Li, C, Al など  
を標的にした実験から  ${}^{16}\text{O}$  に規格化した結果。

図 3-5 核力の効果を考慮にいれて得られた中性子-反中性子振動による多重  $\pi$  の多重度、及び  
運動量分布。核外の核力の効果を無視した。

図 3-6 神岡における大気ニュートリノのエネルギースペクトラム

Gaisser 等の計算。但し、 $\mu$  の偏極による効果は無視している。ref.[20]

図 3-7 シミュレーションに用いた  $\nu - \text{H}_2\text{O}$  散乱の全断面積

図 3-8  $\nu d \rightarrow \mu^- \pi^- \pi^+ p$  における運動量分布 (シミュレーションと Argonne[23] の実験結果との比較。)

図 3-9(a) 中性子-反中性子振動のシミュレーションの event

図 3-9(b) 大気ニュートリノのシミュレーションの event

図中の三角は、fit した結果の common vertex の位置を表す。上面と下面の三角はそれぞれ  
common vertex を射影した点である。即ち、上面及び下面の三角は円筒座標の  $r$ - $\phi$  平面での  
位置を表し、側面の三角は  $z$  軸の座標を表す。点線が Cherenkov 光によるリングを表す。

## 第四章

図 4-1 解析手順

図 4-2 光電子数の分布 (data)  
黒枠内は data reduction を通る event。

図 4-3 光電子数の分布 ( $\nu$  M.C.events)  
黒枠内は data reduction を通る event。

図 4-4 光電子数の分布 ( $n\bar{n}$  M.C.events)  
黒枠内は data reduction を通る event。

図 4-5(a) 位置分解能—検出器の半径方向  
図 4-5(b) 位置分解能—検出器の鉛直方向

図 4-6(a) NS 型粒子による Cherenkov 光  
図 4-6(b) S 型粒子による Cherenkov 光

図 4-7 運動量分解能の運動量依存性

図 4-8 Data reduction 後残った event  
ともに検出器の上面から入射してきたニュートリノによる event

図 4-9 リング数の分布  
丸は data、実線は  $n\bar{n}$  M.C.events、点線は  $\nu$  M.C.events のリング数である。縦軸は 100 に規格化してある。この図から data は  $\nu$  M.C.events と良く一致していることがわかる。

図 4-10(a) 理想的な Cherenkov 型検出器でとらえたときの不変質量の分布  
図 4-10(b) 理想的な Cherenkov 型検出器でとらえたときの  $\Delta P$  の分布  
核外にでてきた粒子の内 Cherenkov 光を発生させる粒子を選び、その粒子の運動量とエネルギーから計算された不変質量と全運動量の和の分布。これは検出器のエネルギー分解能と運動量分解能が無限によいと仮定したときの分布である。予想どおり、ニュートリノ event (点線) は連続的な分布を示しているのに対して、中性子—反中性子振動 event (実線) はピークを持つ。

図 4-11(a) 観測された不変質量と  $\Delta P$  の分布 ( $n\bar{n}$  M.C.events)

図 4-11(b) 観測された不変質量と  $\Delta P$  の分布 ( $\nu$  M.C.events)

図 4-11(c) 観測された不変質量と  $\Delta P$  の分布 (data)

NS/S 分類で分類しきれなかった粒子の組み合わせに対して  $(M-1900)^2 + (\Delta P - 300)^2 \theta(\Delta P$

-300)

を最小にするような粒子の組み合わせでとった分布。これは、最も中性子-反中性子振動 event らしい組み合わせを選んだ事に相当する。黒枠内を selection criteria とした。

## 第五章

図 5-1 理想的な Cherenkov 型検出器でとらえたときのリング数及び不変質量と運動量の分布 エネルギー分解能及び運動量分解能が無限によいと仮定したときの分布を核力の効果を変えて表した。これから分かるように、核力の効果の効果をj変える事によってリング数と不変質量に影響の分布が変わることがわかる。これに基づいて、核力の効果の不定性による誤差を出した。実線は $^{12}\text{C}(\gamma, \pi)$ 実験結果で見積もった核力の効果をいれた場合の  $n\bar{n}$  M.C.events event を表し、点線は $^{16}\text{O}(\pi, \pi)$ 実験結果で見積もった核力の効果をいれた場合の  $n\bar{n}$  M.C.events event を表す。

## 謝辞

本論分を書き終えるに当たり、私に高エネルギー物理学を勉強する機会を与えて下さった長島先生に感謝の意を表したいと思います。先生のご指導、ご助言はあらゆる意味で貴重なものでした。又、KAMIOKANDE 実験の立案者でもあり、その建設、解析の主導者でもられる小柴先生には深い尊敬の念を禁じ得ません。そのたいへん興味深い実験に私が参加する事に同意して下さいました共同研究者のみなさまに感謝いたします。戸塚先生、鈴木洋一郎先生、中村先生には神岡現地でも色々とお世話になり、先生方には実験の基礎から教えていただきました。特に、昨年（平成二年）は五年ぶりに検出器をあげ、光電子増倍管を交換するという貴重な体験をしました。この時、諸先生方を含めた共同研究者のみなさまには色々とお世話になりました。特に、高エネルギー研究所では、高橋先生、鈴木厚人先生、谷森先生、森先生、大山先生、武井さん、山田さんには、ひとかたならぬお世話になりました。ここに感謝の意を表したいと思います。東京大学宇宙線研究所の中畑先生、梶田先生、柳沼さん、佐藤さんにはシフトの事など何も知らない私に丁寧に説明して下さいました。

長島研究室のみなさまには特にお世話になりました。杉本先生のご指導、幅先生のゼミ及びご指導無くしては本論文は完成しませんでした。瀧田先生には特に感謝したいと思います。私が、長島研究室に入って以来高エネルギー物理学に全く無知であった私にその基本から辛抱強くご指導下さいました。瀧田先生のご尽力のおかげで本論文を書き終えられました。長島研究室の先輩方のお話はたいへん有意義なものでした。金行さん、福田さんには神岡や高エネルギー研究所でお世話になりましたし、鈴木さん、高木さん、神田さんのお話はたいへん有意義でした。井手君、森君、柚木君との議論は解析の上で、ずいぶんと役に立ちました。後輩の皆さんからのご指摘も貴重なものでした。特に、同じく神岡で実験をしている横山君には色々とお手伝っていただきました。本論文の原稿は後輩の花井君のパソコンをかりて書き上げました。ここに感謝をします。

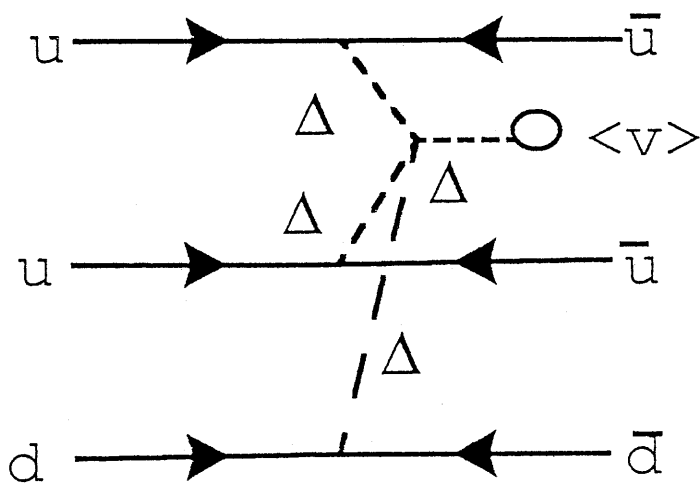
## 参考文献

- [1] S.L.Glashow,Nucl.Phys.22,579(1961);  
A.Salam,Phys.Lett.13,168(1964);  
S.Weinberg,Phys.Rev.Lett191264(1967).
- [2] M.Sher,Phys.Rep.C179,273(1989).
- [3] G.Arnison *et al.*, Phys.Lett.122B,103(1983);  
G.Arnison *et al.*, Phys.Lett.126B,398(1983);  
P.Bagnaia *et al.*, Phys.Lett.129B,130(1983);  
E.Pasierb *et al.*, Phys.Rev.Lett.43,96(1979).
- [4] P.Langacker., Phys.Rep.72,185(1981).
- [5] H.Georgi and S.L.Glashow.,Phys.Rev.Lett.32,438(1974);  
H.Georgi,H.R.Quinn, and S.Weinberg.,Phys.Rev.Lett.33,451(1974).
- [6] K.Nakamura.,Univ. of Tokyo preprint ICRR-Report-224-90-17,November 1990;
- [7] J.C.Pati and A.Salam,Phys.Rev.D10,275(1974).
- [8] R.N.Mohapatra and R.E.Marshak,Phys.Rev.Lett.441316(1980).
- [9] G.Senjanovic and R.N.Mohapatra,Phys.Rev.D121502( ).
- [10] G.Senjanovic,BNL-32378,Talk given at The Neutrino Mass Conference ,  
Cable,Wisconsin,Sep.23-25(1982);  
J.F.Nieves,Nucl.Phys.B189,(1981).
- [11] D.Chang *et al.*, Phys.Rev.D31,1718(1985).
- [12] R.N.Mohapatra and R.E.Marshak,Phys.Lett.B94,183(1980).
- [13] K.F.Smith *et al.*, Phys.Lett.B234,191(1990).
- [14] C.B.Dover,A.Gal, and J.M.Richard.,Phys.Rev.D27,1090(1983).
- [15] M.Takita,Doctoral Thesis,Univ. of Tokyo preprint ICRR-Report-186-89-3,February 1989.
- [16] R.Armenteros and B.French,in*High Energy Physics*,edited by E.H.S Burshop(Academic,  
New York,1969),Vol.4,p.237;  
P.Pavlopoulos *et al.*, in *Nucleon-Nucleon Interactions,1977*,proceedings of the Second Inter-  
national Conference, Van-couver, edited by H.Fearing, D.Measday, and A.Strathdee (AIP  
Conf.Proc.No.41) (AIP,New York,1978),p.340.;  
A.Backenstoss *et al.*, Nucl.Phys.B228,424(1983).

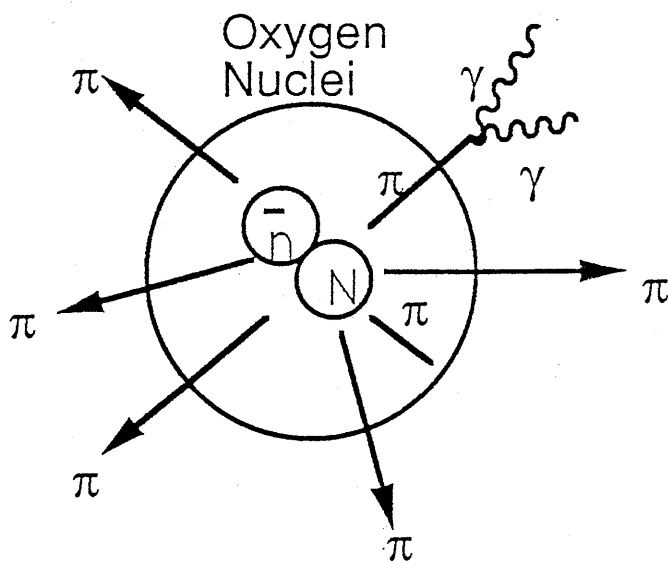
- [17] N.Horowitz *et al.*, Phys.Rev.115,472(1959).
- [18] D.Ashery *et al.*, Phys.Rev.C23,2173(1981).
- [19] C.H.Q.Ingram, Nucl.Phys.A734,319C(1982).
- [20] T.K.Gaisser,private communication (1984);  
T.K.Gaisser,private communication (1987);  
T.K.Gaisser, T.Stanev and G.D.Barr, Bartol Report No.BA-88-1
- [21] L.V.Volkova, Sov.J.Nuc.Phys.31,784(1980);  
private communication.
- [22] G.Barr,T.K.Gaisser and T.Stanev,Phys.Rev.D39,3532(1989);  
private communication
- [23] G.M.Radecky *et al.*, Phys.Rev.D25,1162(1982).
- [24] H.Sarikko, Neutrino'79(1979),p.507.
- [25] F.Binon *et al.*, Nucl.Phys.B17,168(1976).
- [26] M.Takita *et al.*, Phys.Rev.D34,902(1986);  
上述の論文では、1.11kton · years 分までデータを解析している。今回この解析を更に  
1.3kton·years まで進め、KAMIOKANDE-I からのデータを全て解析した。
- [27] Ch.Berger *et al.*, Phys.Lett.B240,237(1990)
- [28] T.W.Jones *et al.*, Phys.Rev.Lett.52,720(1984)
- [29] A.Bottino *et al.*, Z.phys.C47,31(1990).
- [30] M.Baldo-Ceolin *et al.*, Phys.Lett.B236,95(1990)
- [31] G.Bressi *et al.*, Z.Phys.C43,175(1989);  
G.Bressi *et al.*, Nuovo Cim. 103A,731(1990)

Fig 1-1

(a) 中性子-反中性子振動の  
ファインマン図形



(b)  $^{16}\text{O}$  原子核内での  
中性子-反中性子振動



(c) 大気ニュートリノによる  
原子核との非弾性的散乱

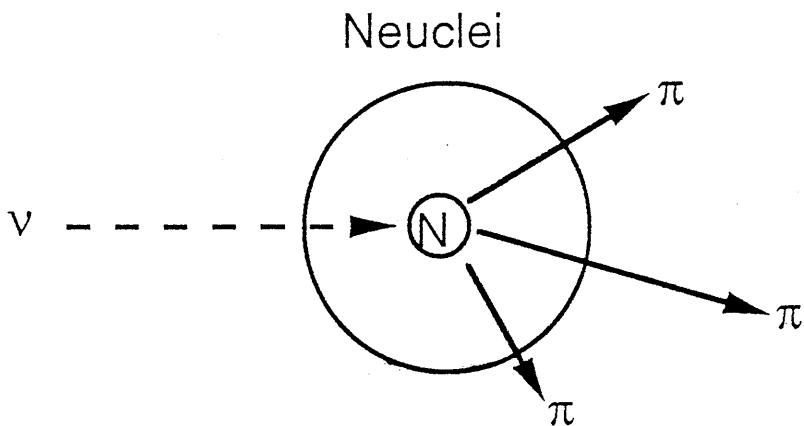


Fig 2-1

Cherenkov 検出器の原理

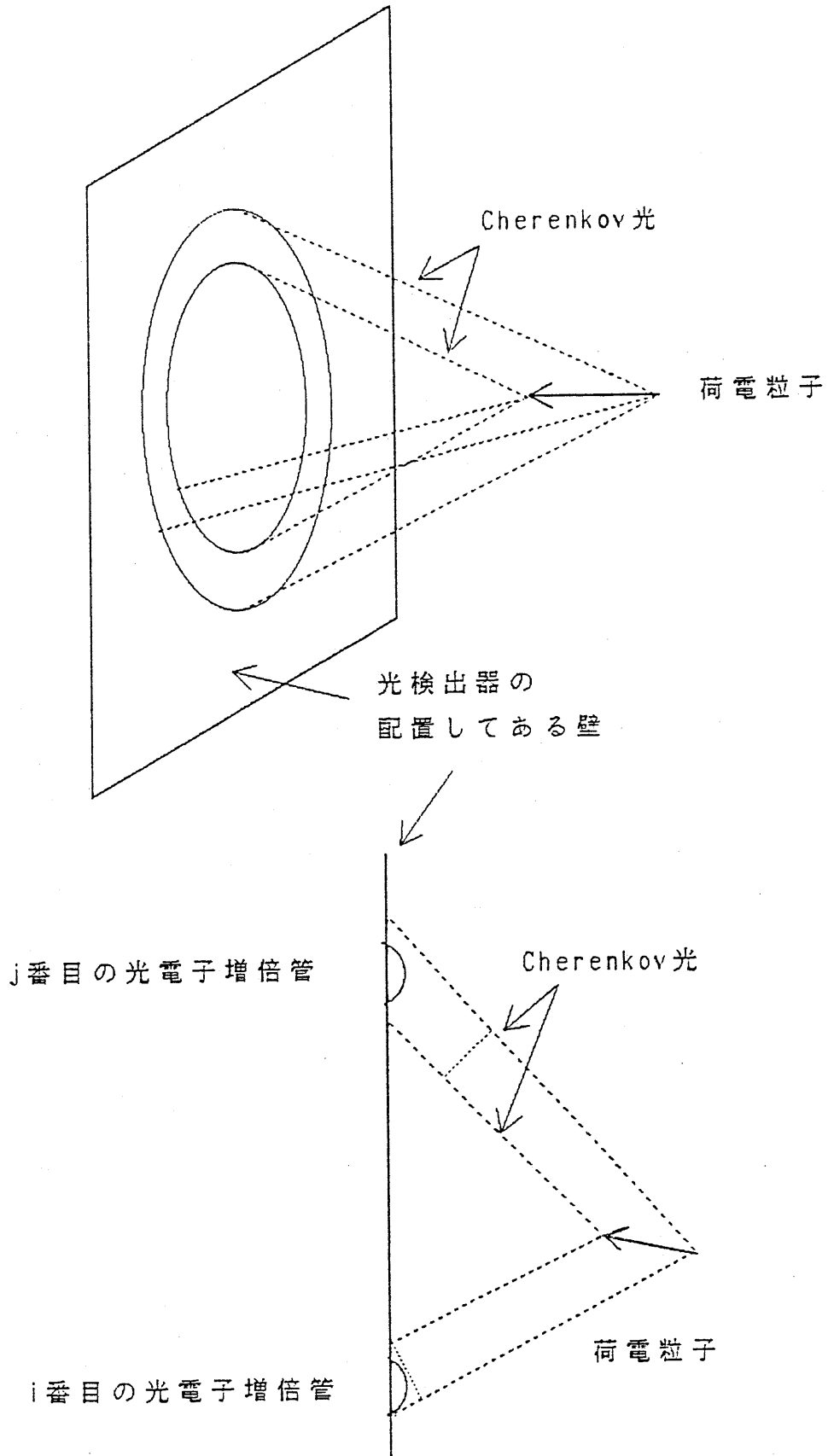




Fig 2-3

KAMIOKANDE-II の断面図  
(斜線部は有感体積)

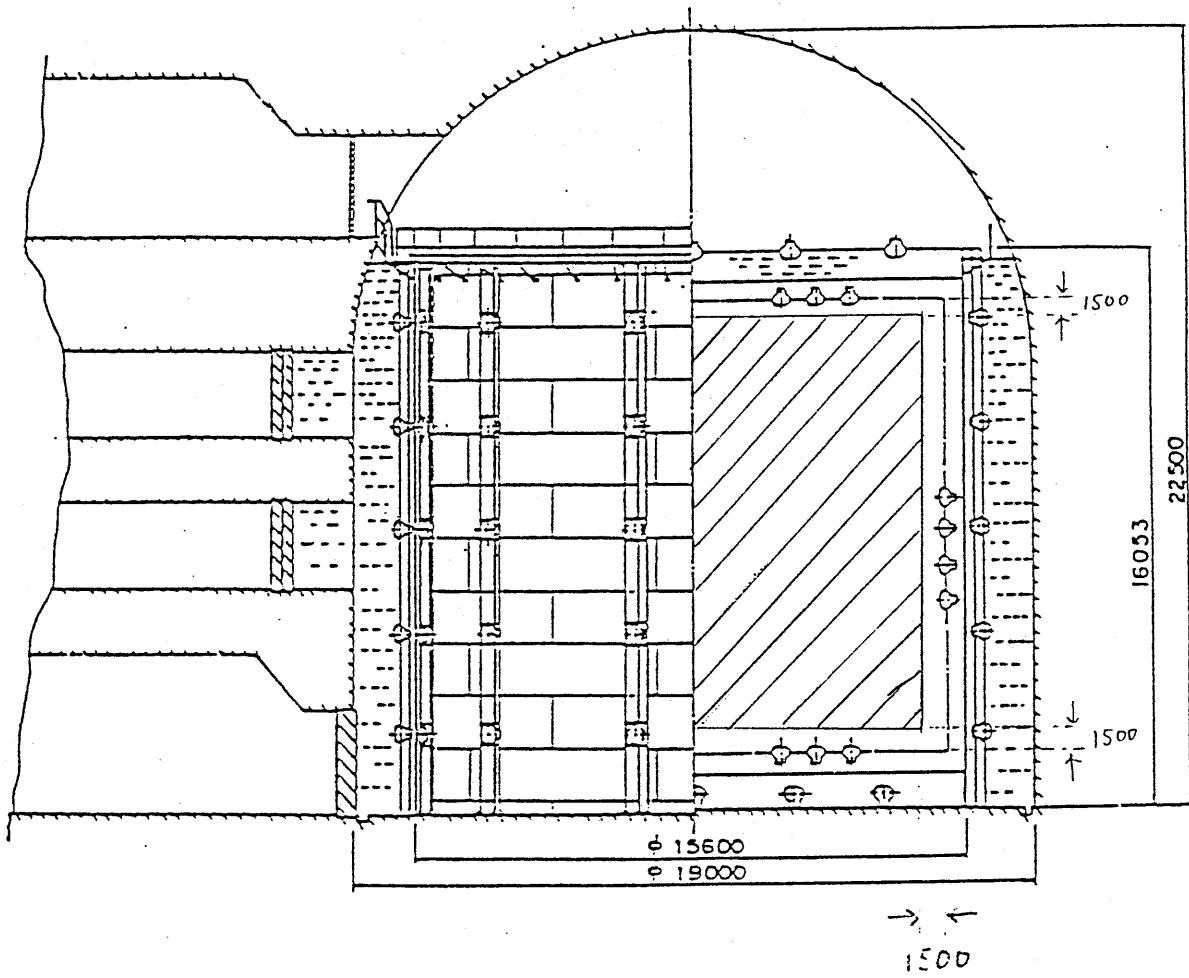


Fig 2-4

KAM-I 回路の概念図

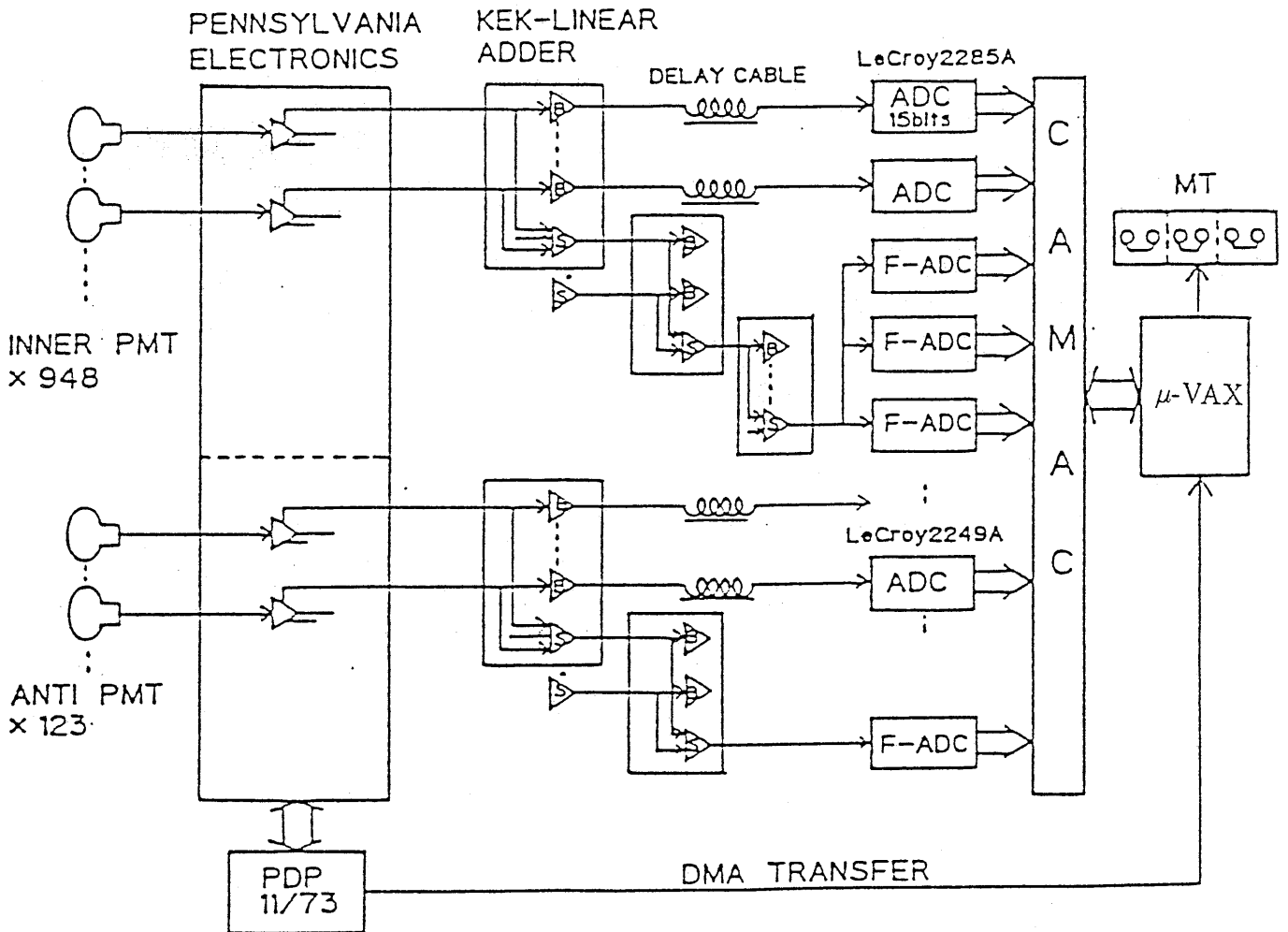


Fig 2-5

KAM-II 回路の概念図

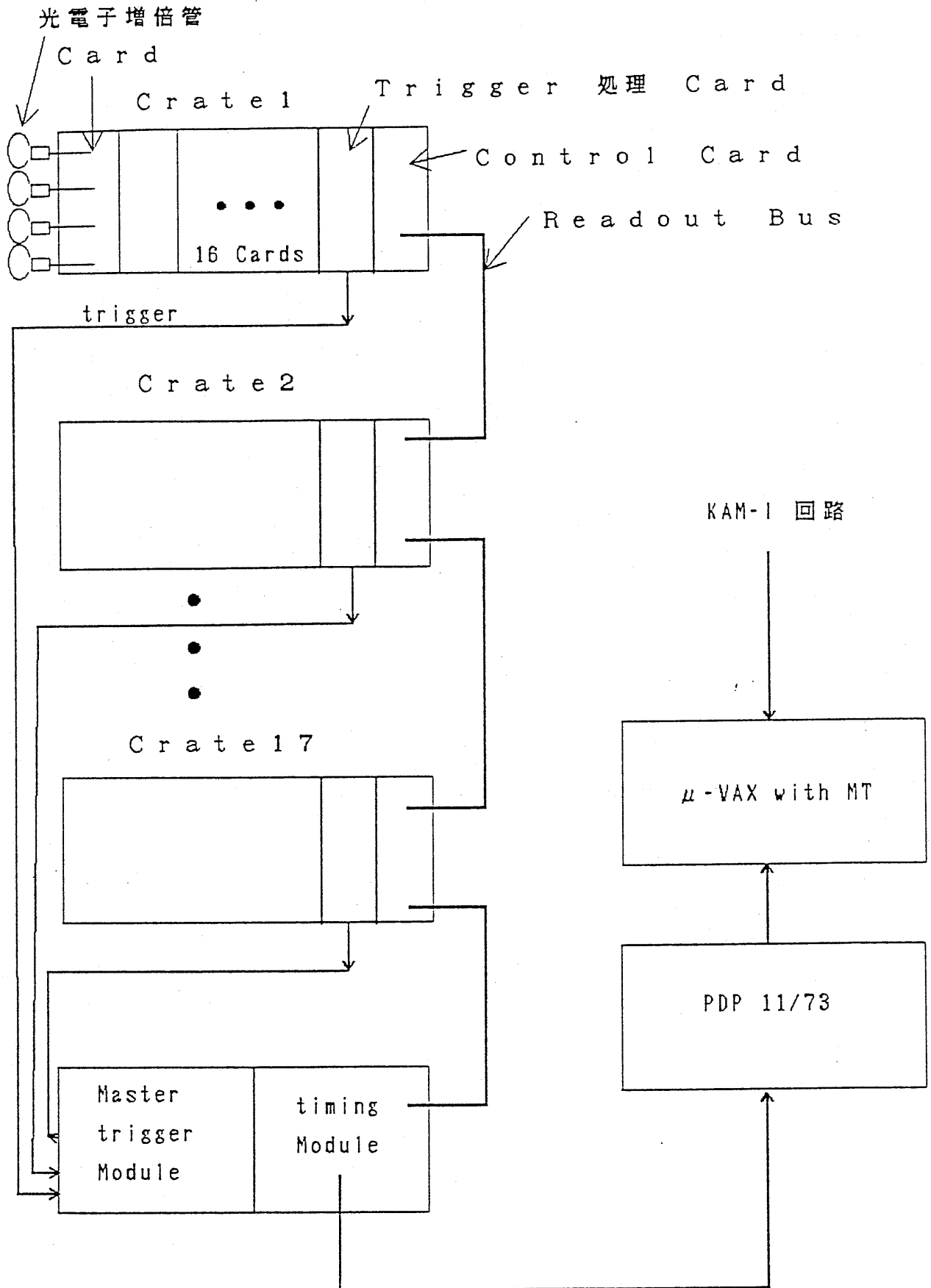
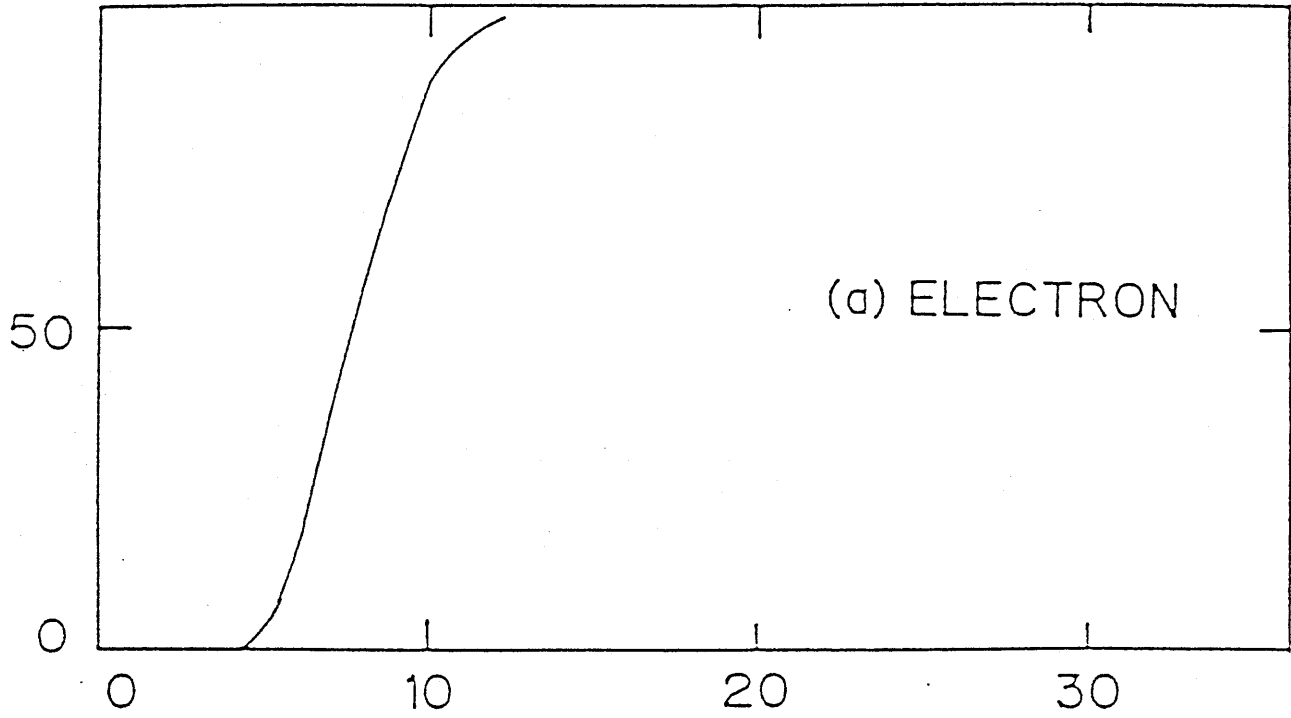


Fig 2-6

trigger 効率の運動量分布

Kamiokande-II

100 TRIGGER EFFICIENCY (%)



100

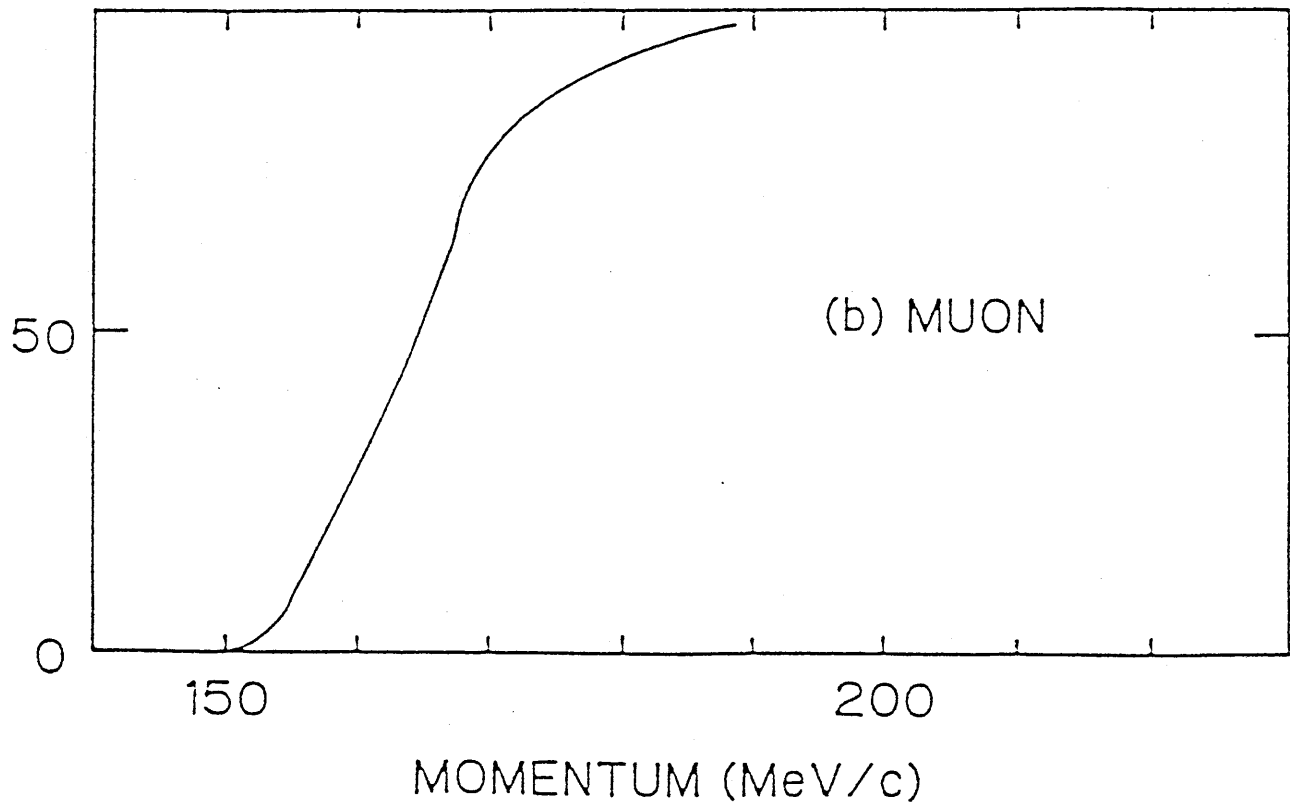


Fig 2-8

T-Q Map

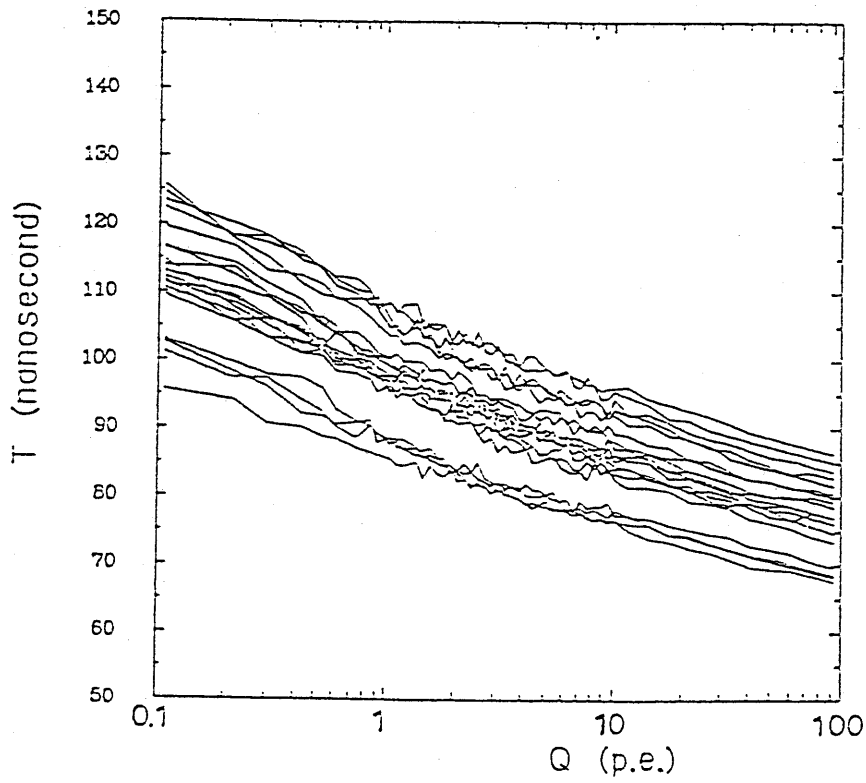
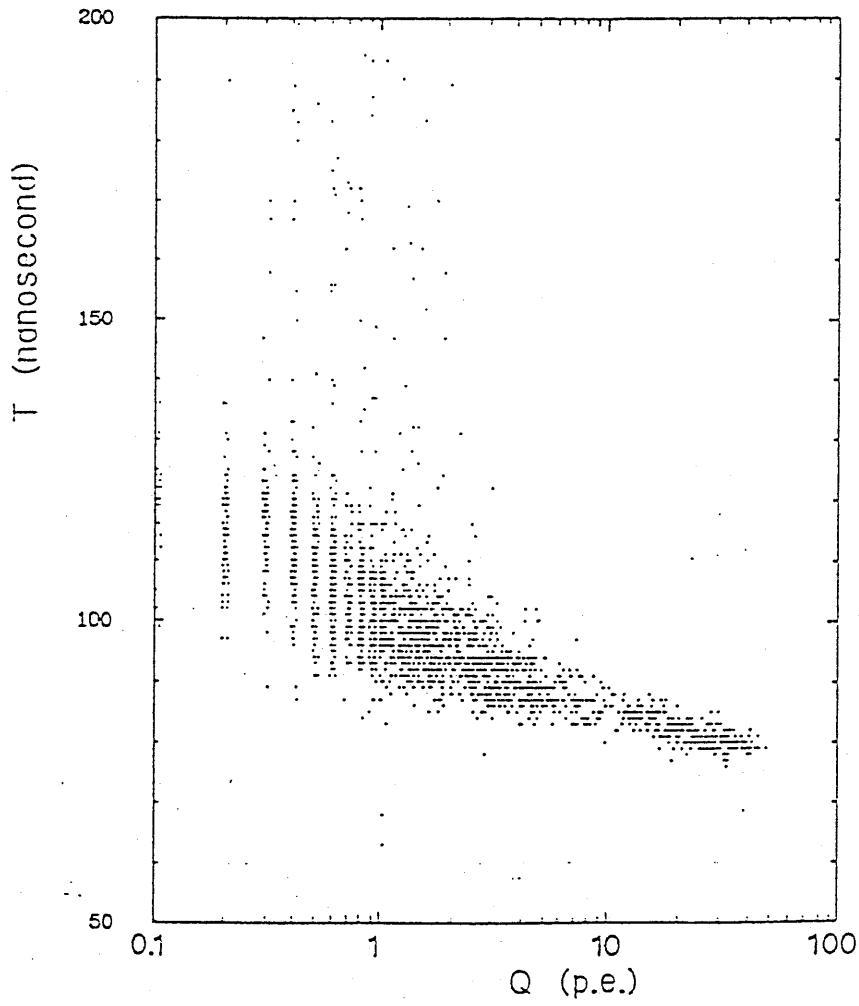


Fig 2-9

時間分解能と光電子数との関係

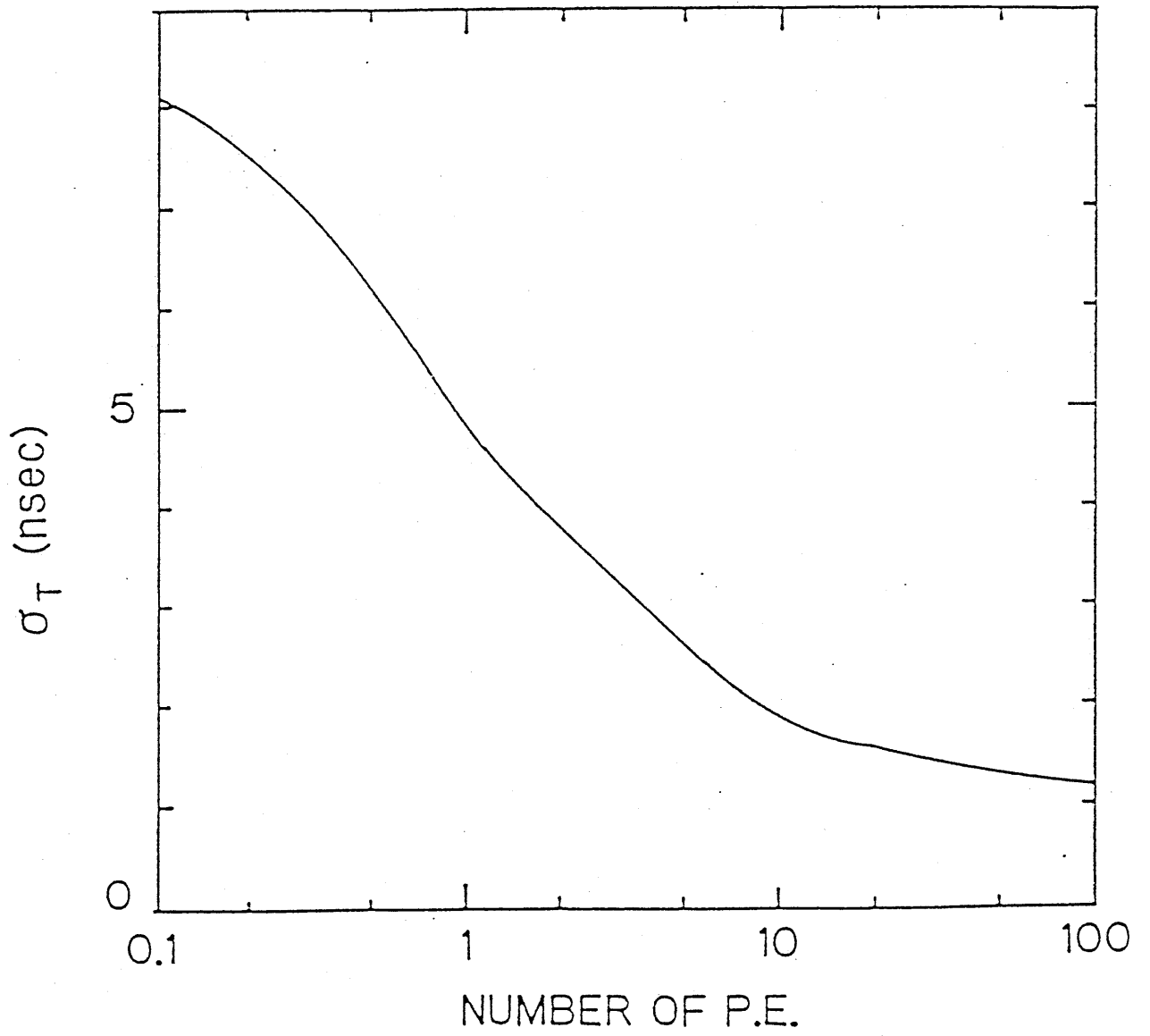
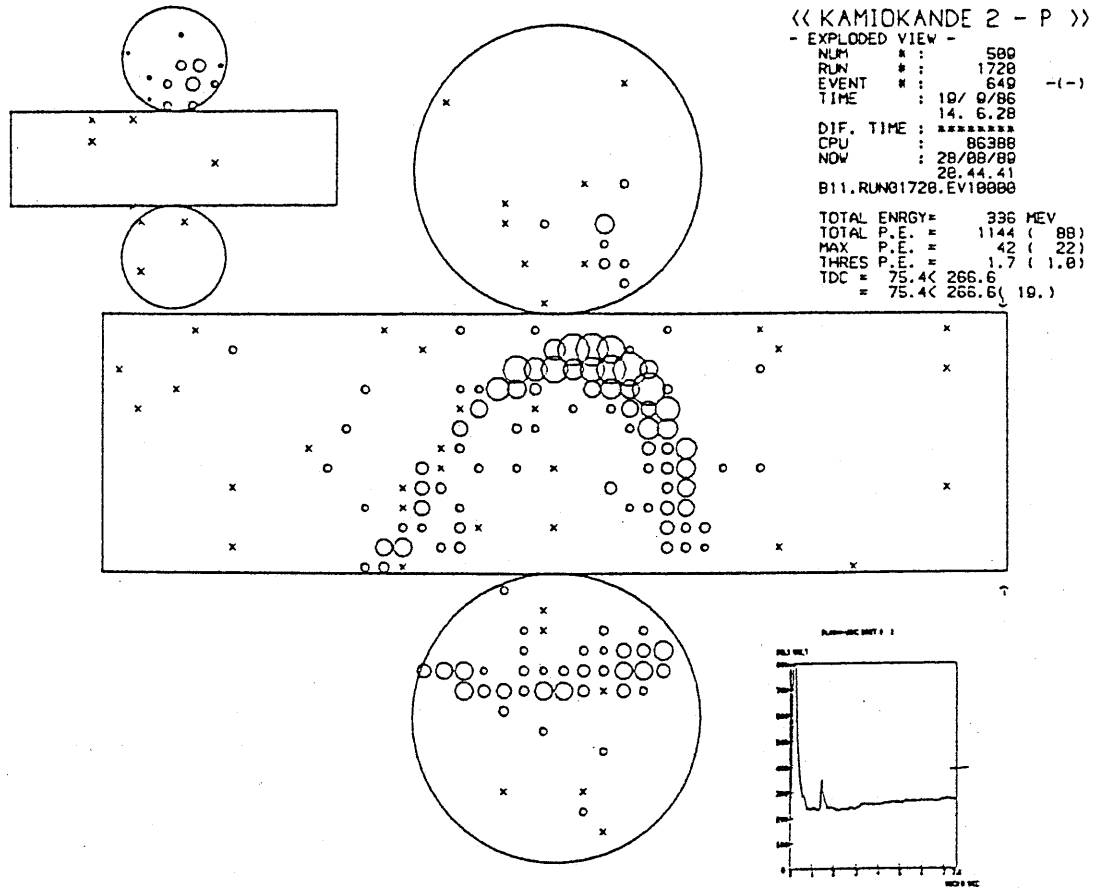
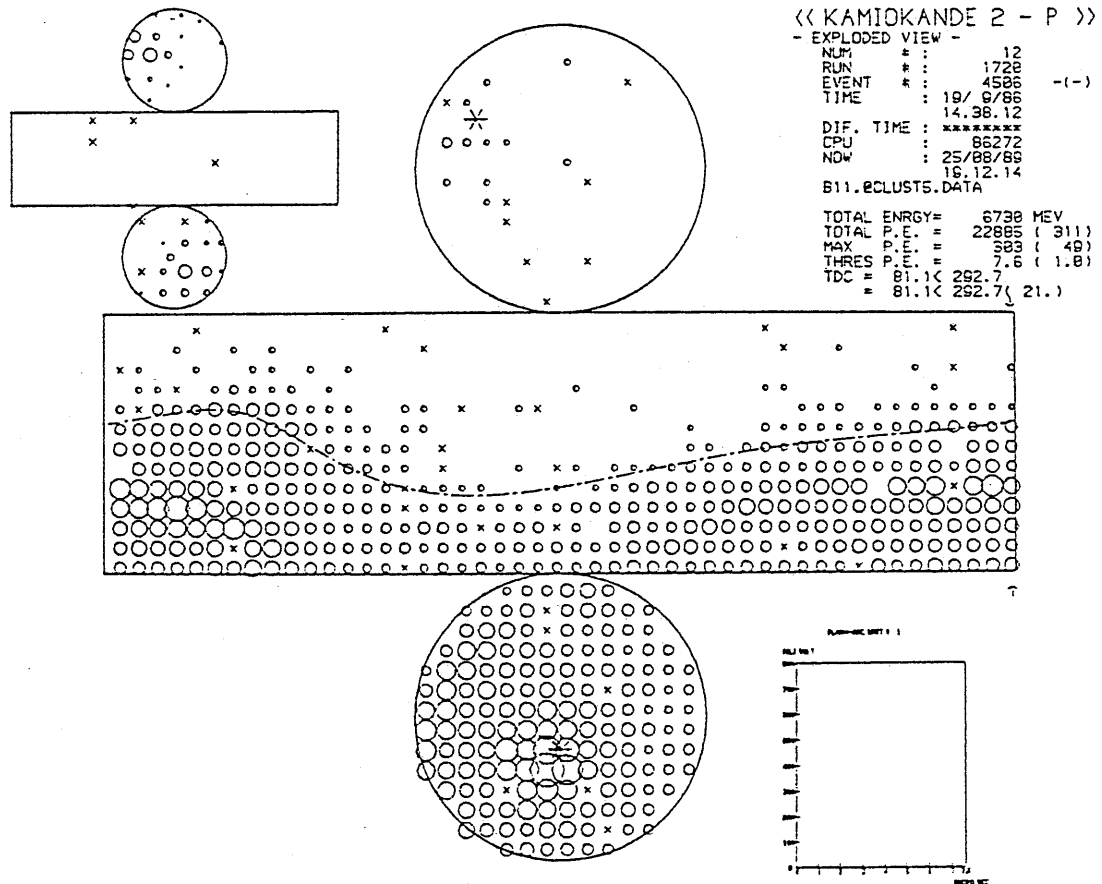


Fig 2-10

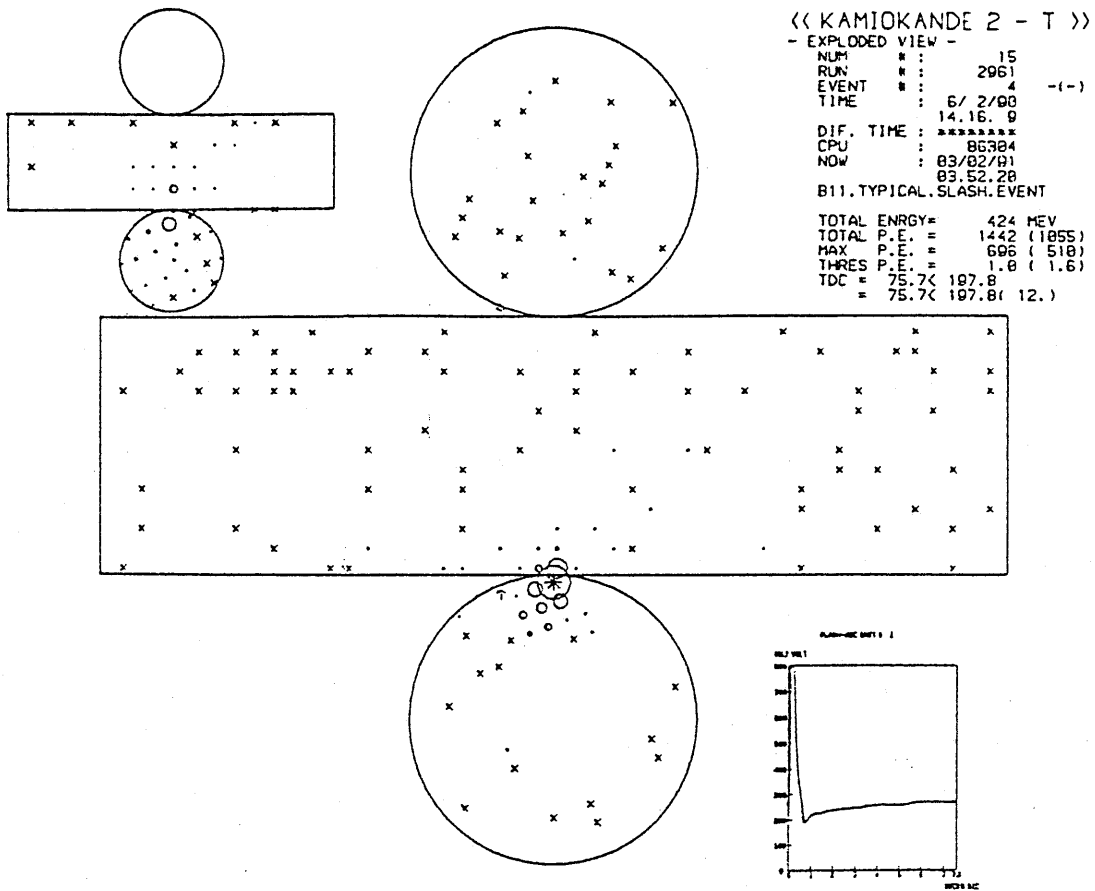


(a) stopping  $\mu$  event

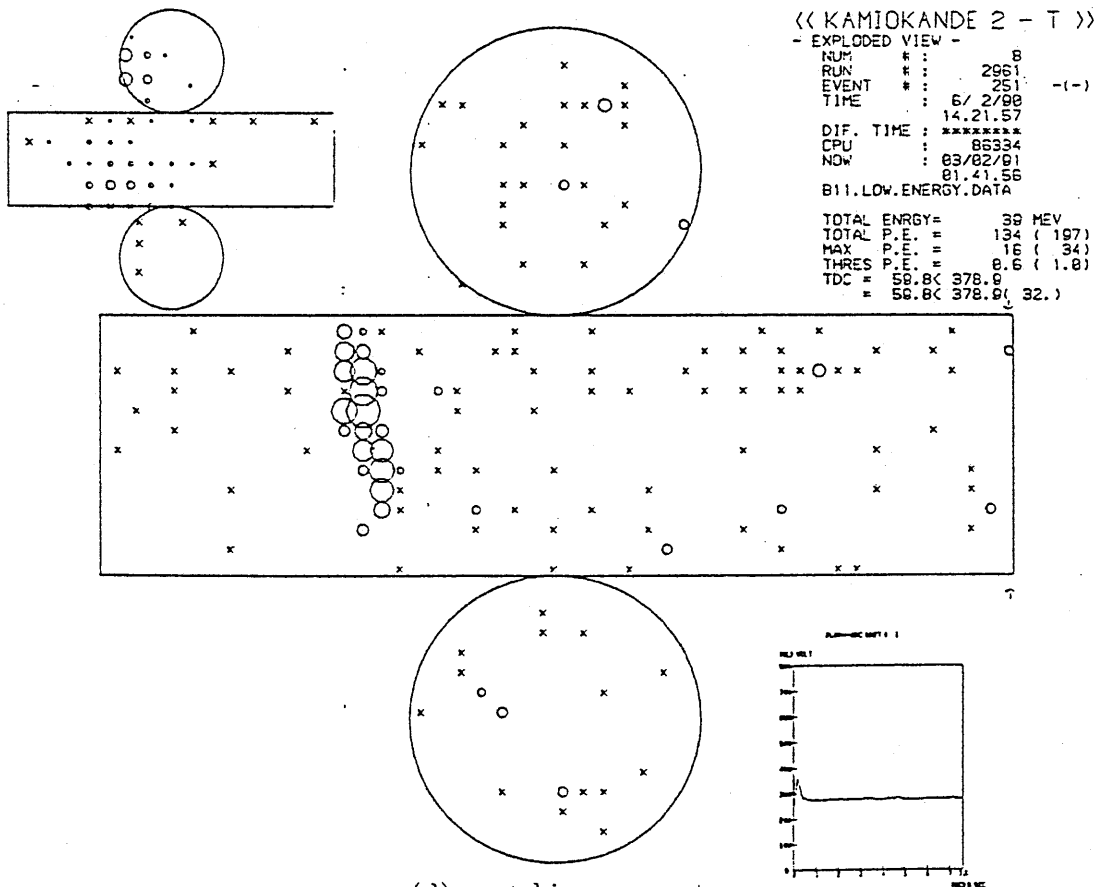


(b) 突き抜け  $\mu$  event

Fig 2-10



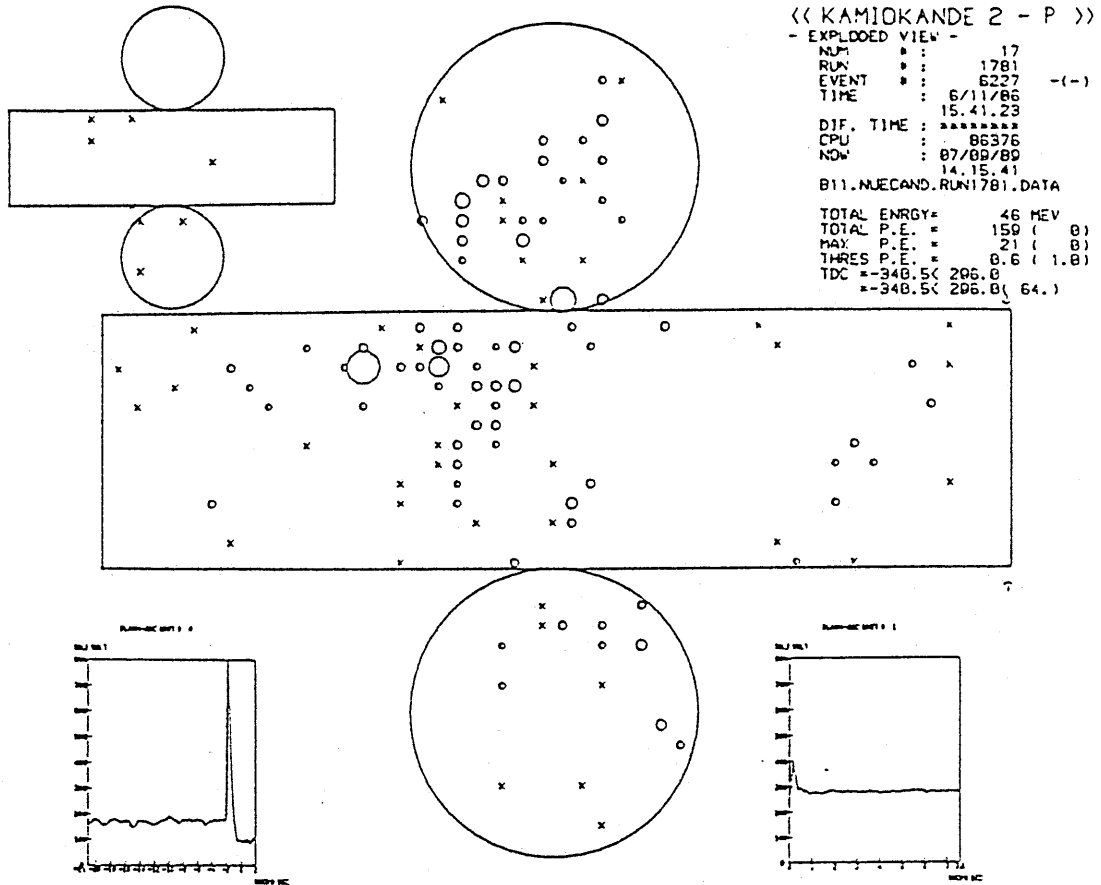
(c) corner clipping  $\mu$  event



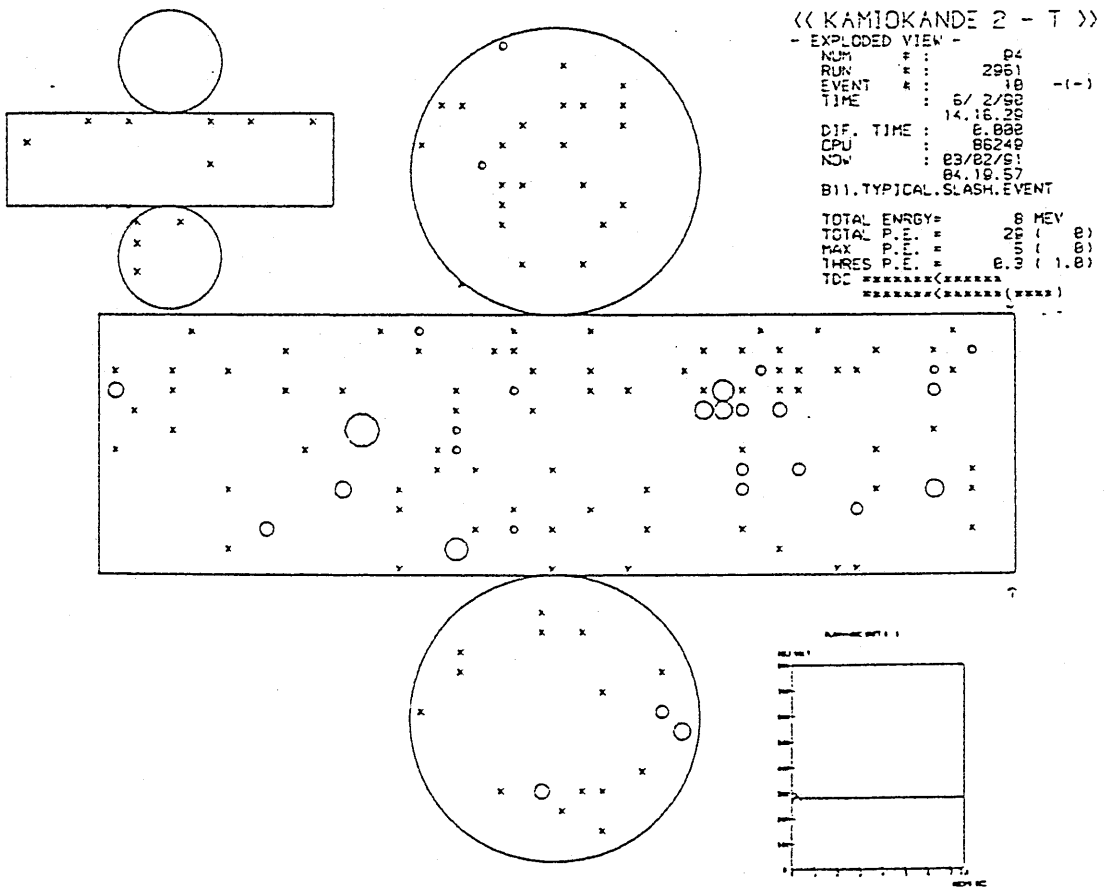
(d) scratching  $\mu$  event



Fig 2-10

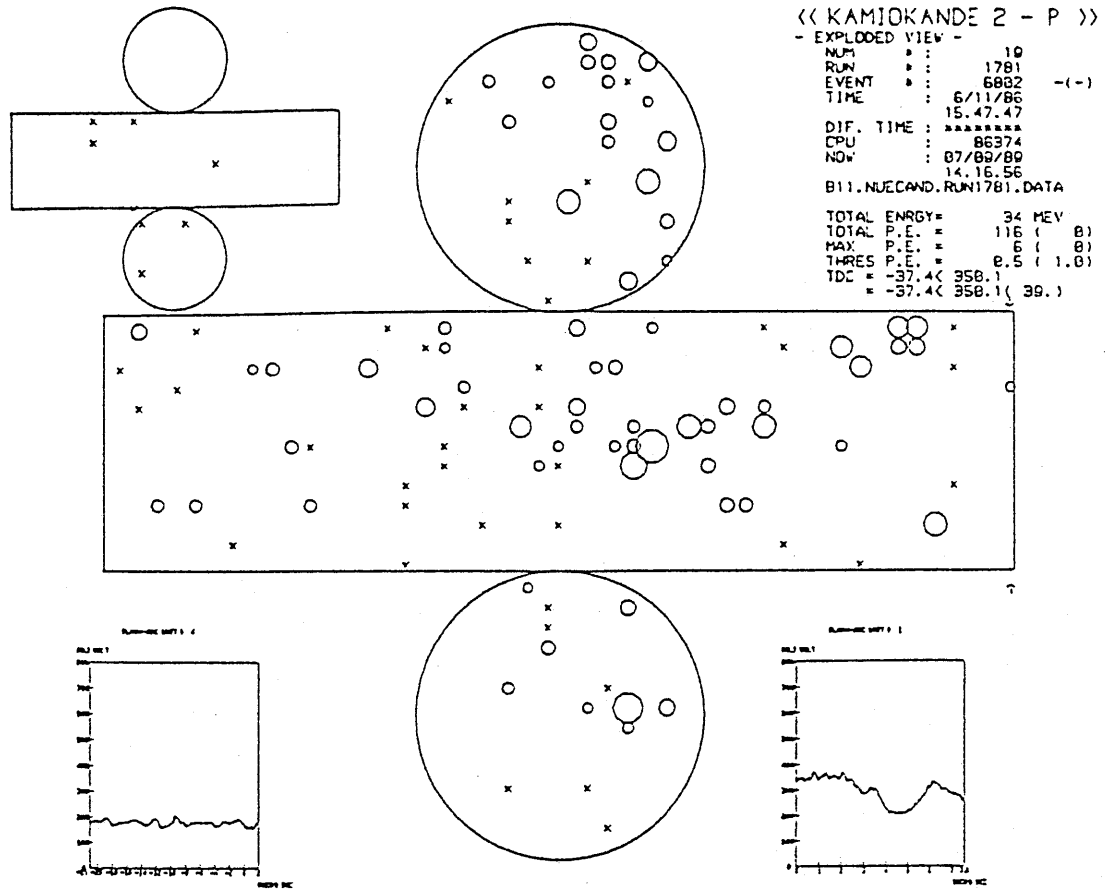


(e) invisible  $\mu$  event

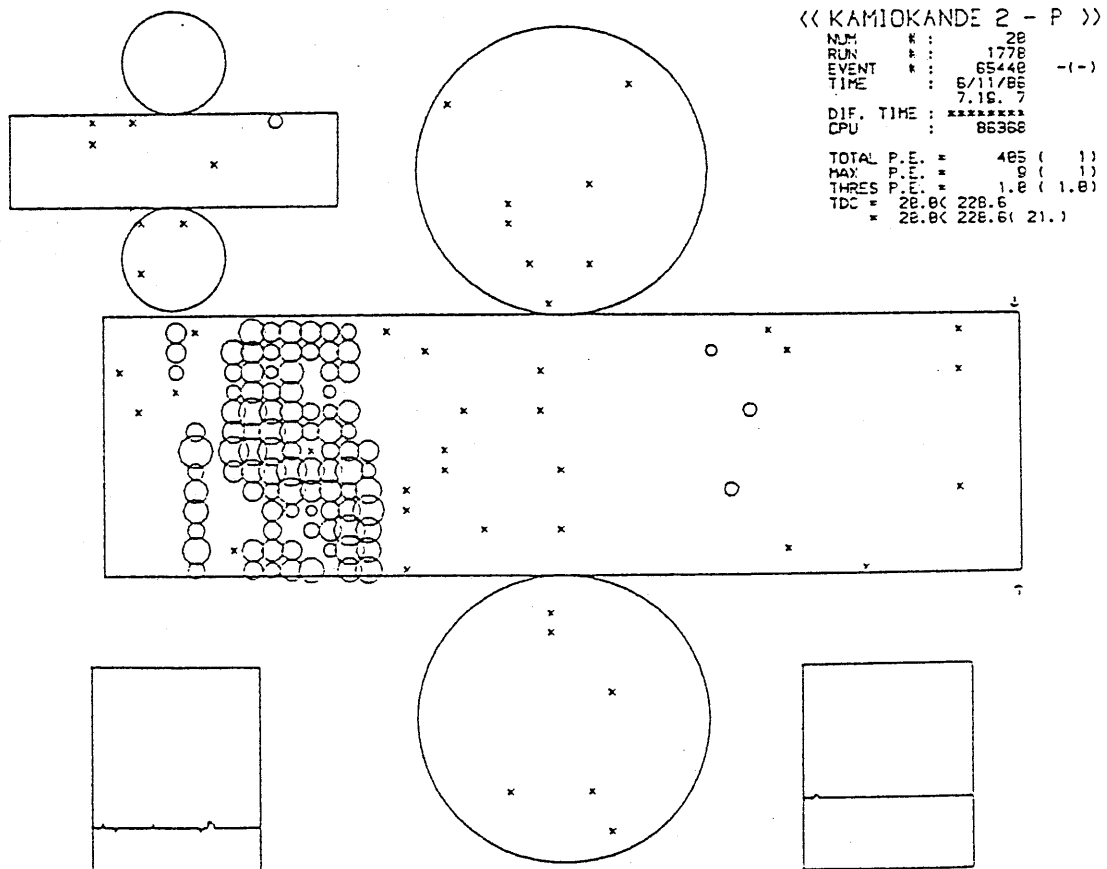


(f)  $\gamma$  event

Fig 2-10



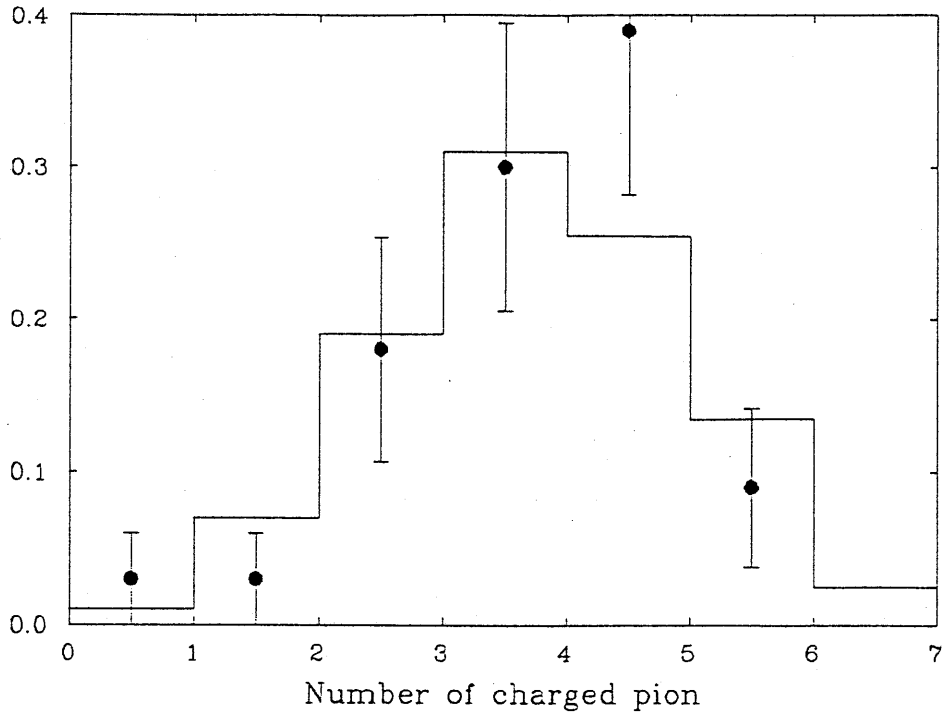
(g) ノイズによる event



(h) ノイズによる event

Fig 3-2

(a)  $\bar{\pi}$ -核子反応による多重 $\pi$ の多重度分布



ヒストグラムは今回の解析に使用したシミュレーションの結果  
黒丸は $\bar{p}$ -d 実験の結果

(b)  $\bar{\pi}$ -核子反応による多重 $\pi$ の運動量分布

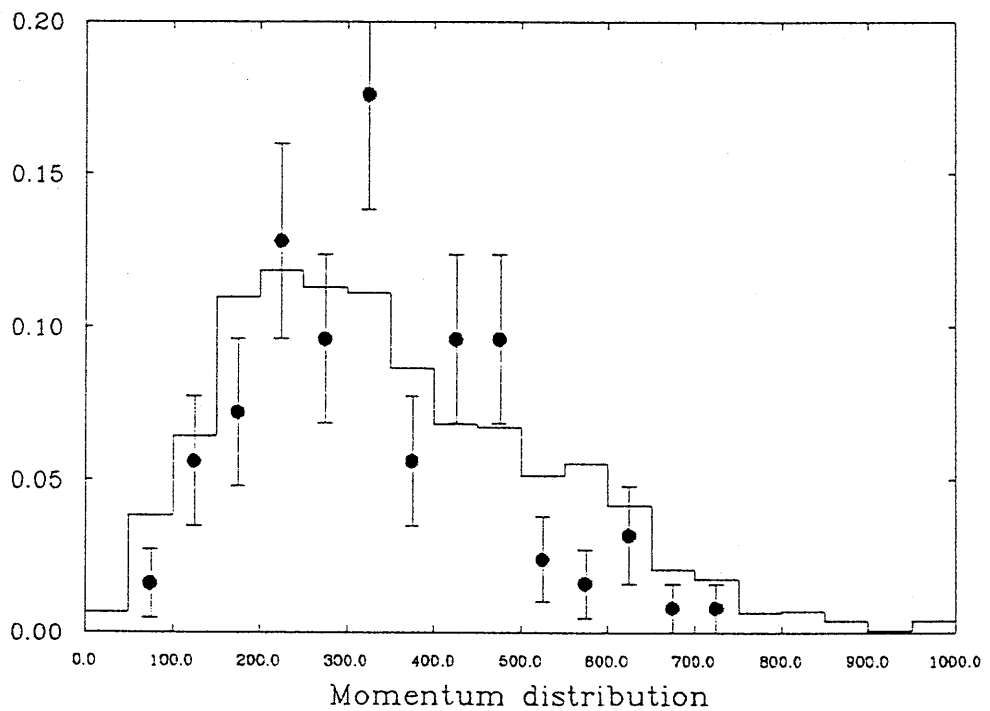


Fig 3-4

(b)  $^{16}\text{O} (\pi^+, \pi^+)$  実験結果 (ref.[19]) と  
シミュレーションの比較

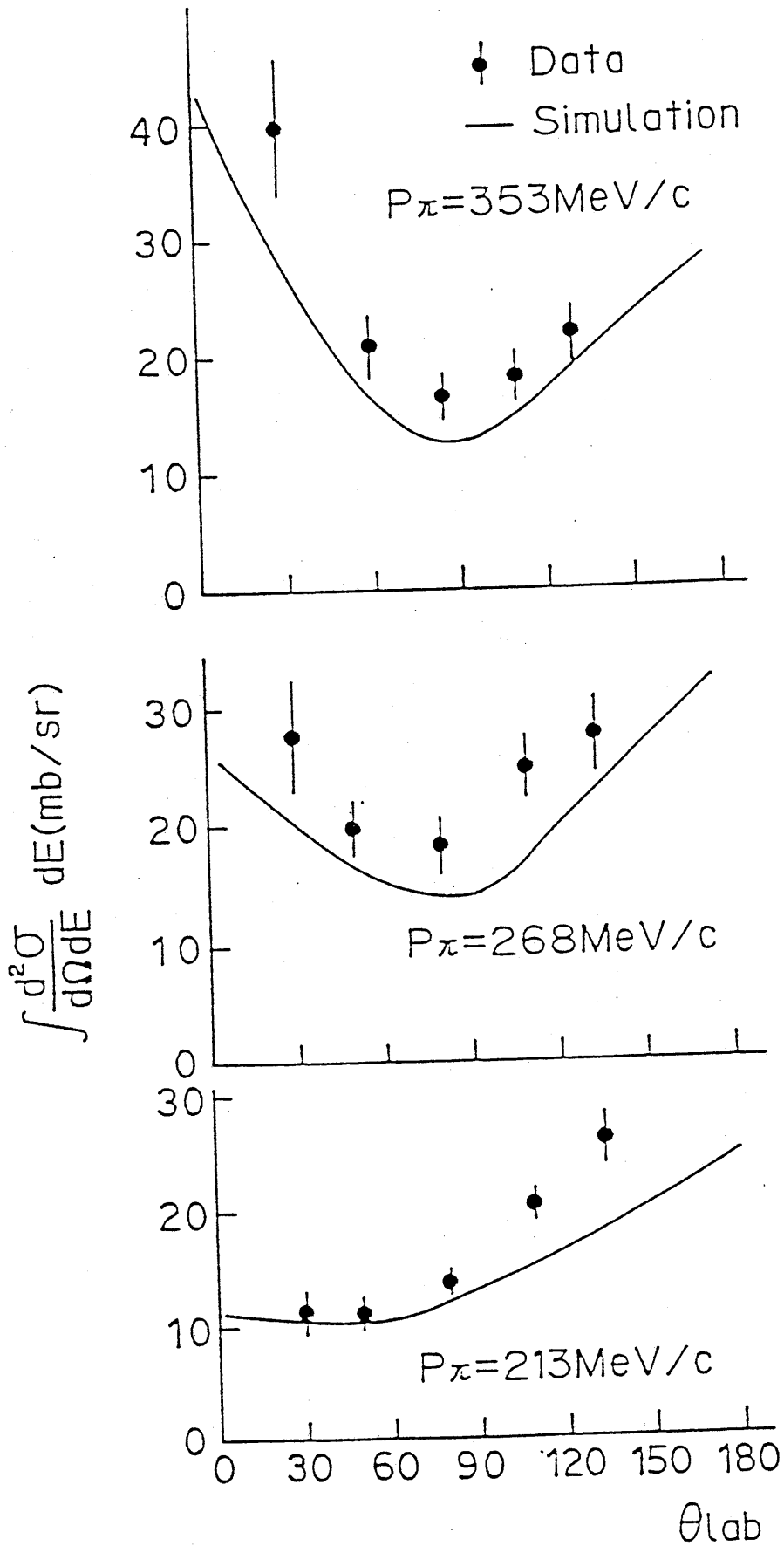


Fig 3-4

(c)  $\pi^+ - ^{16}\text{O}$  反応における非弾性散乱、吸収断面積

(シミュレーションと実験との比較)

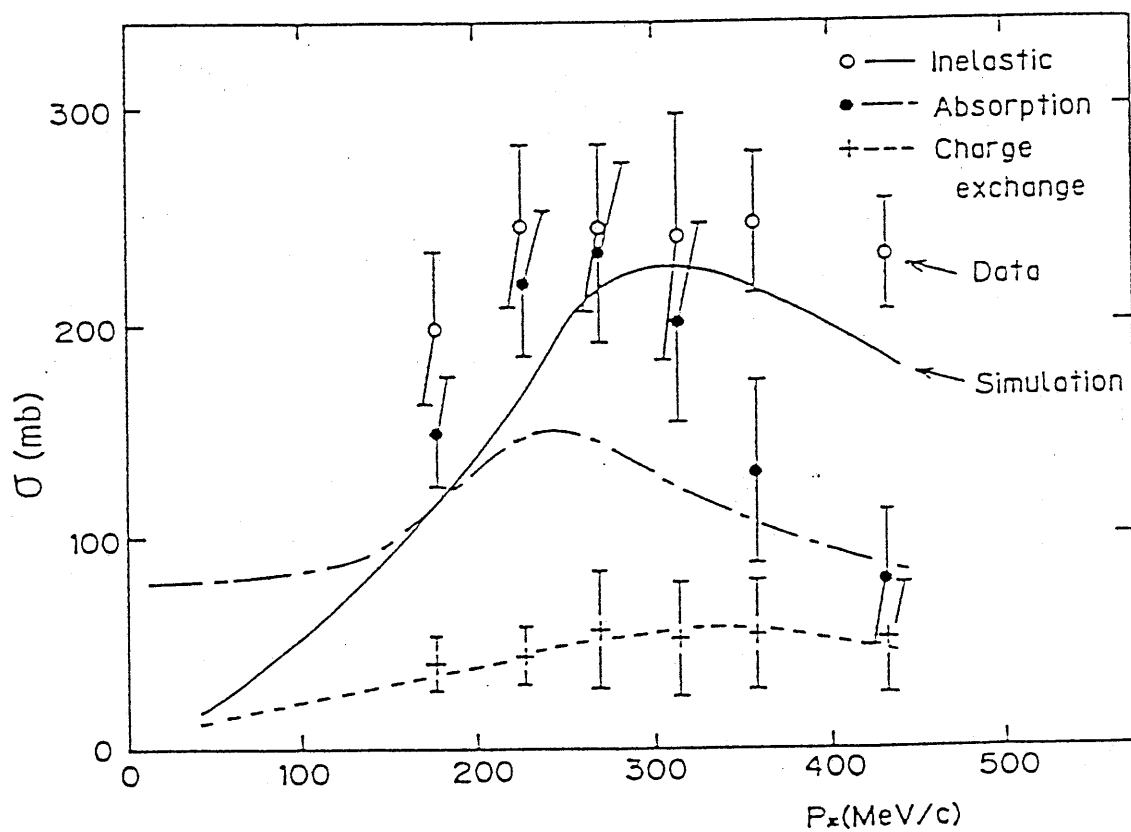


Fig 3-6

神岡における大気ニュートリノ  
のエネルギースペクトラム  
( Gaisser 等の計算 ref.[20] )

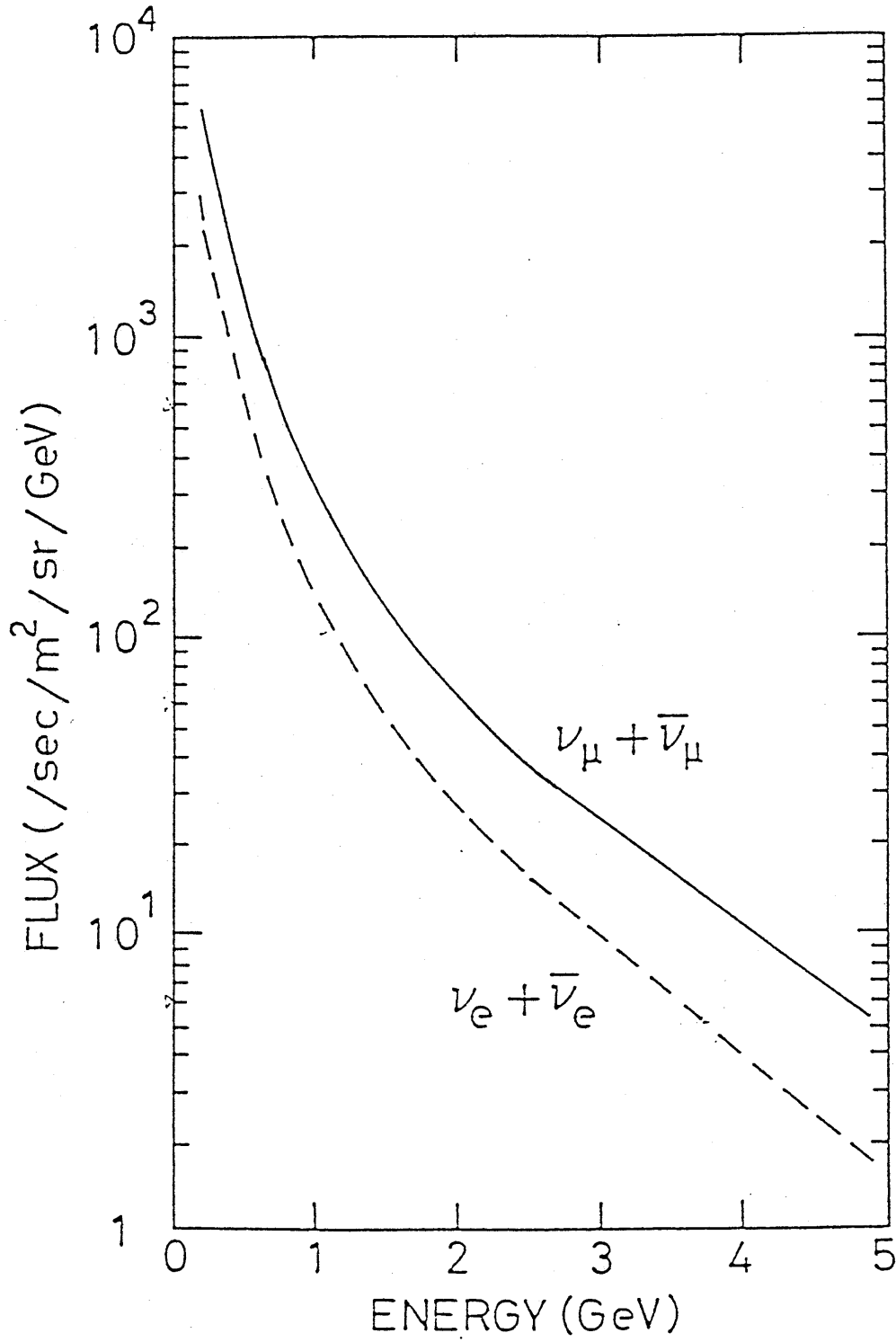
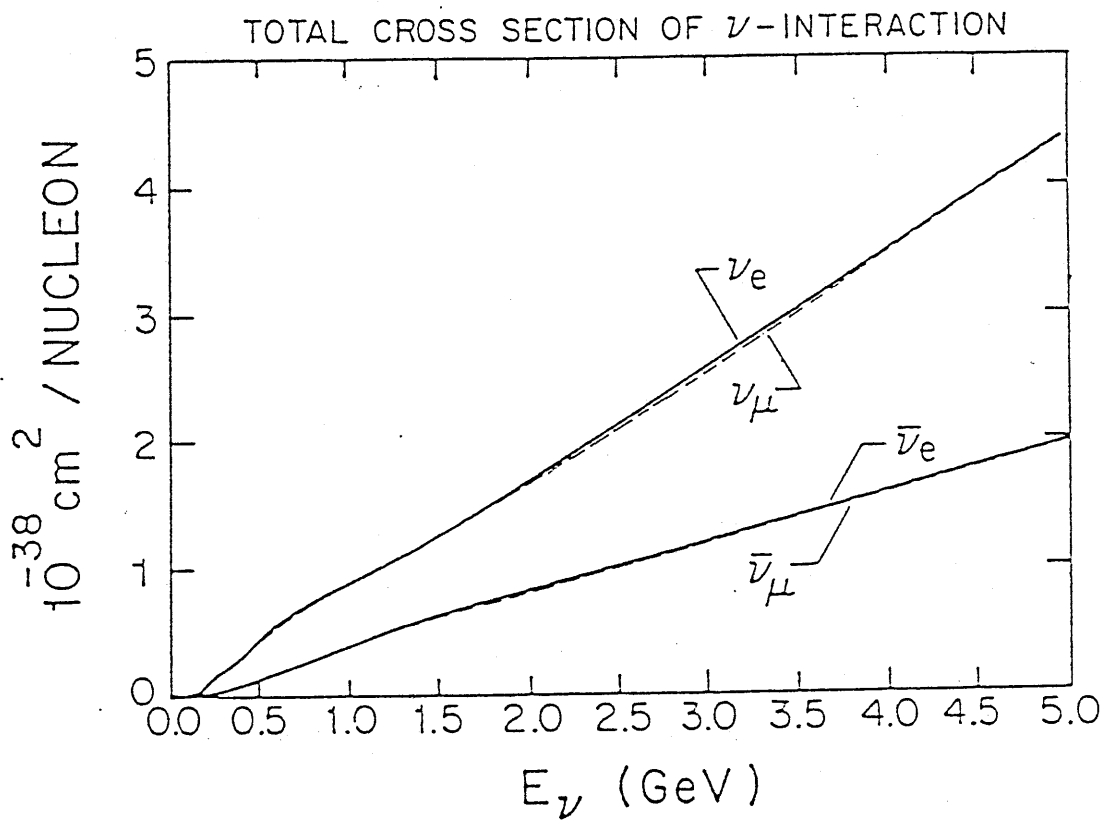


Fig 3-7

シミュレーションに用いた  $\nu$ - $H_2O$  散乱の全断面積



# Fig 4-1 解析手順

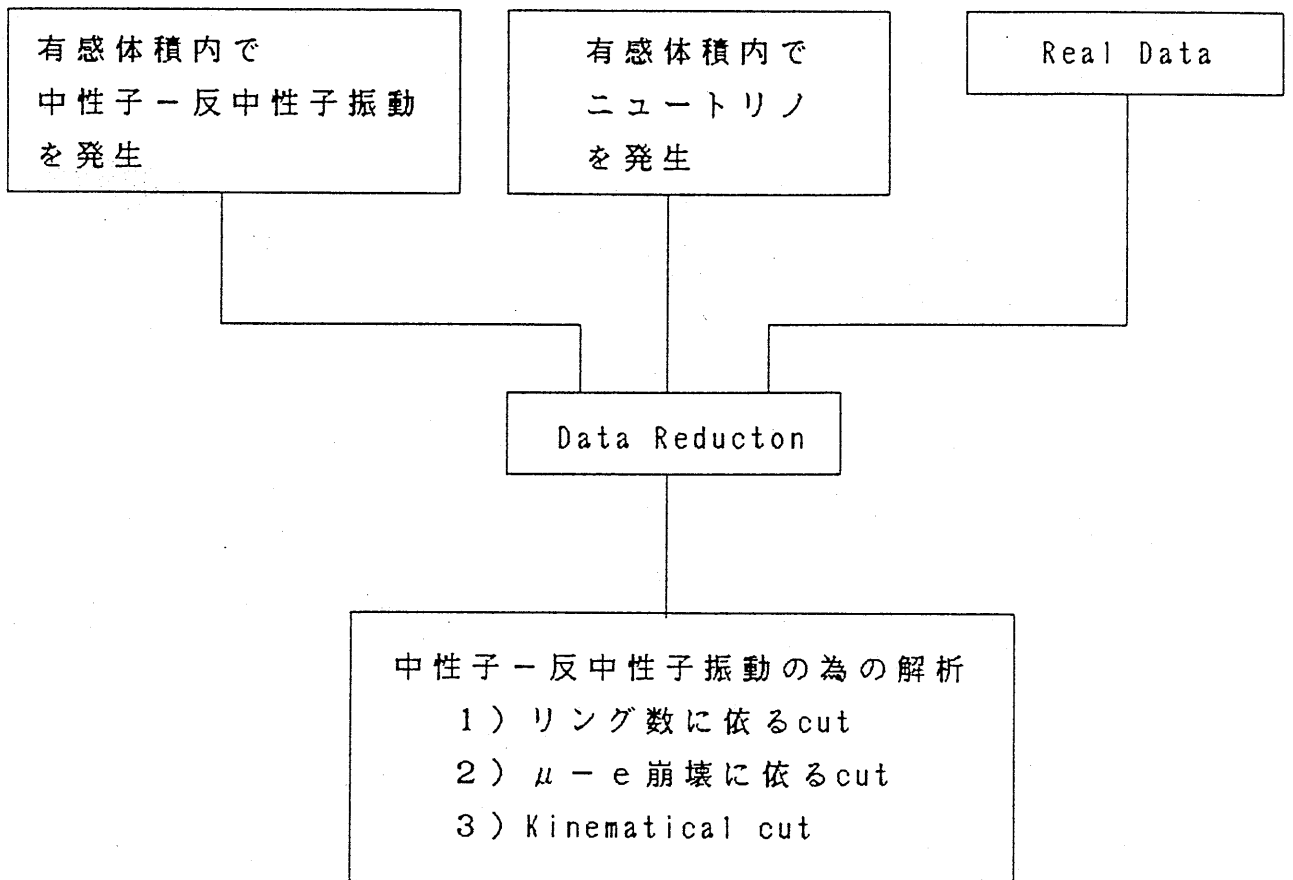




Fig 4-2

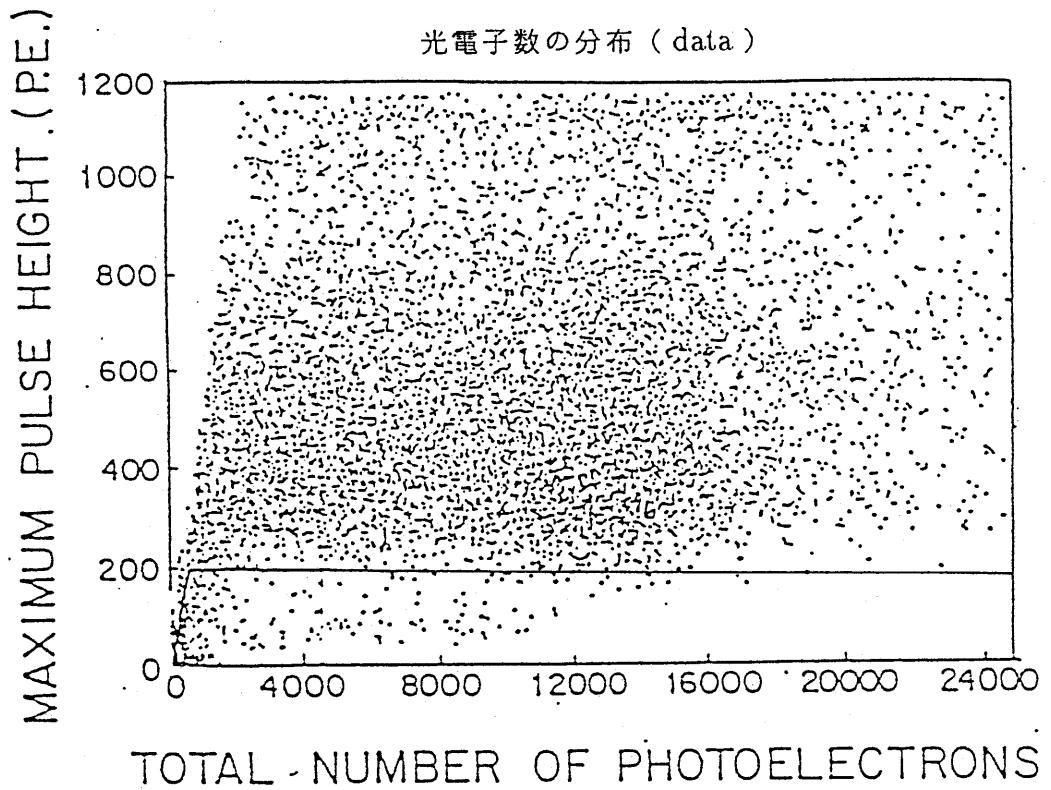


Fig 4-3

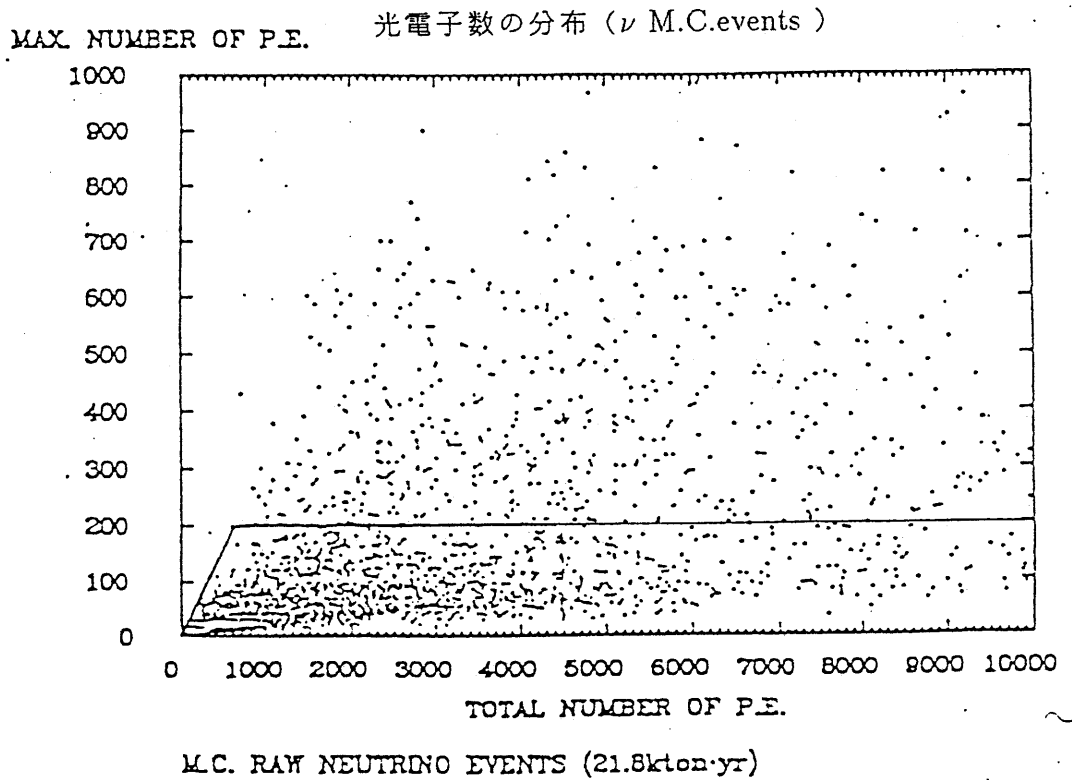


Fig 4-4

光電子数の分布 (  $n\bar{n}$  M.C.events )

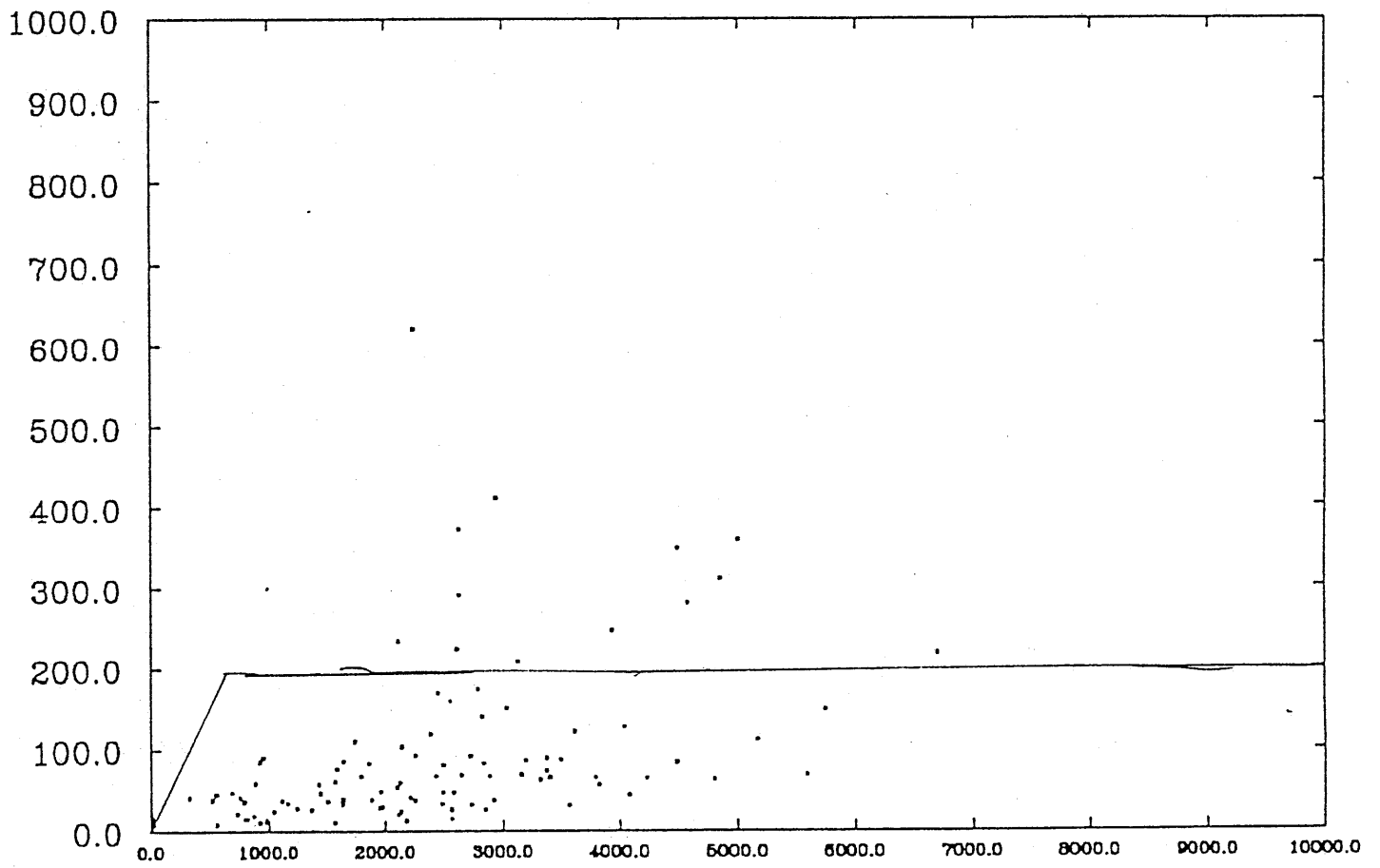
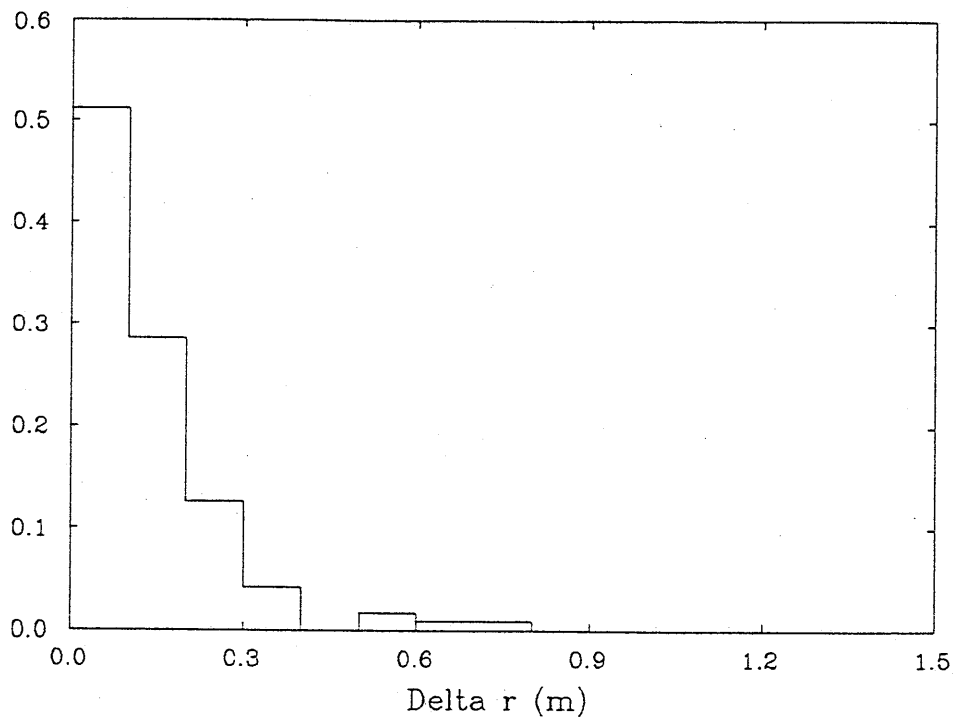
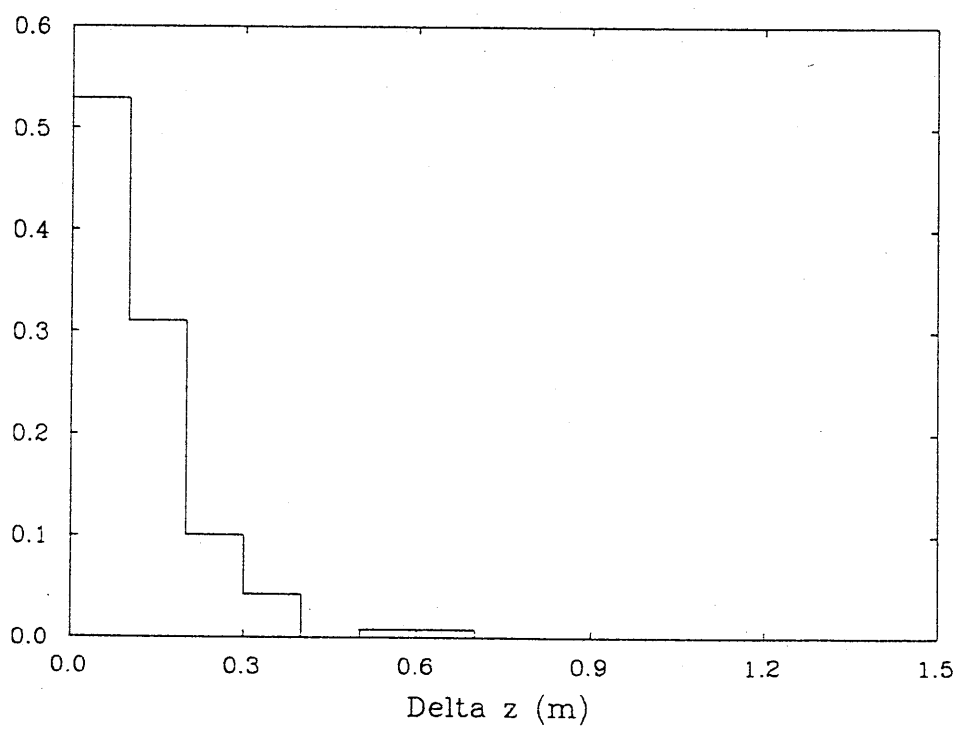


Fig 4-5

(a) 位置分解能-検出器の半径方向

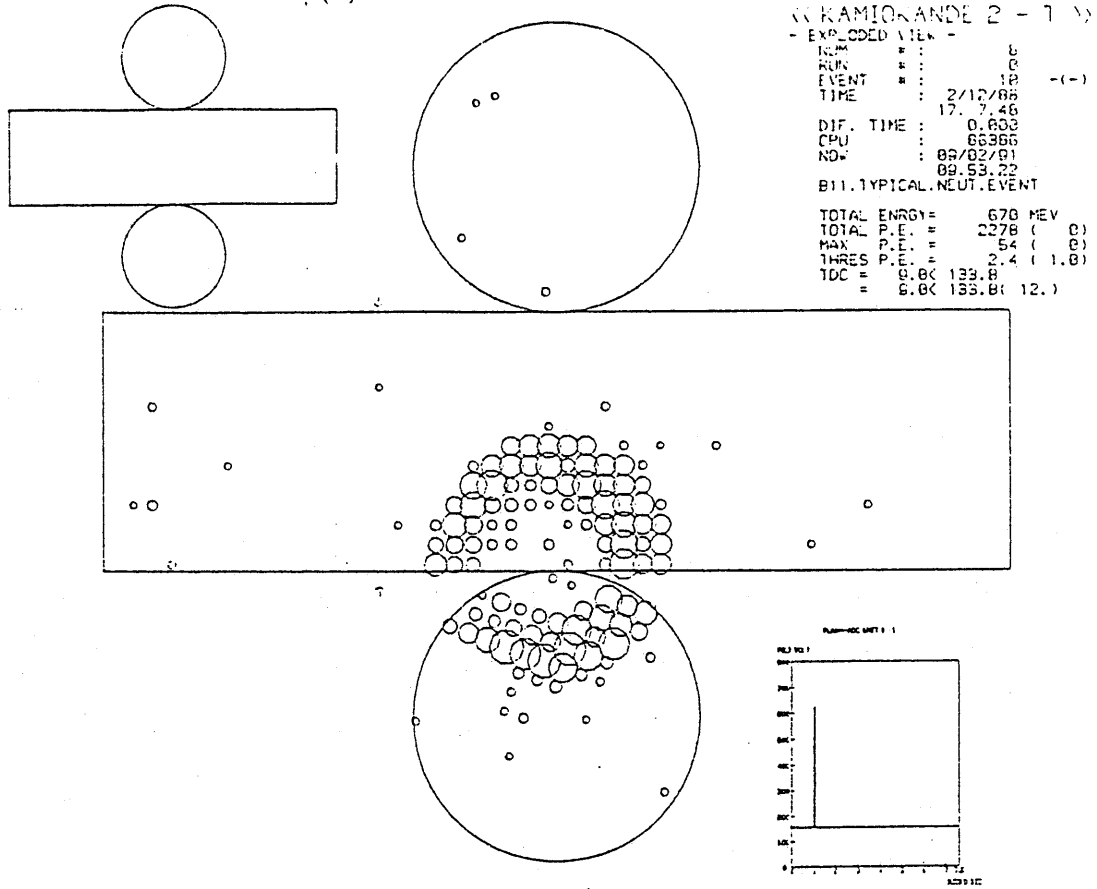


(b) 位置分解能-検出器の鉛直方向



# Fig 4-6

## (a) NS 型粒子による Cherenkov 光



## (b) S 型粒子による Cherenkov 光

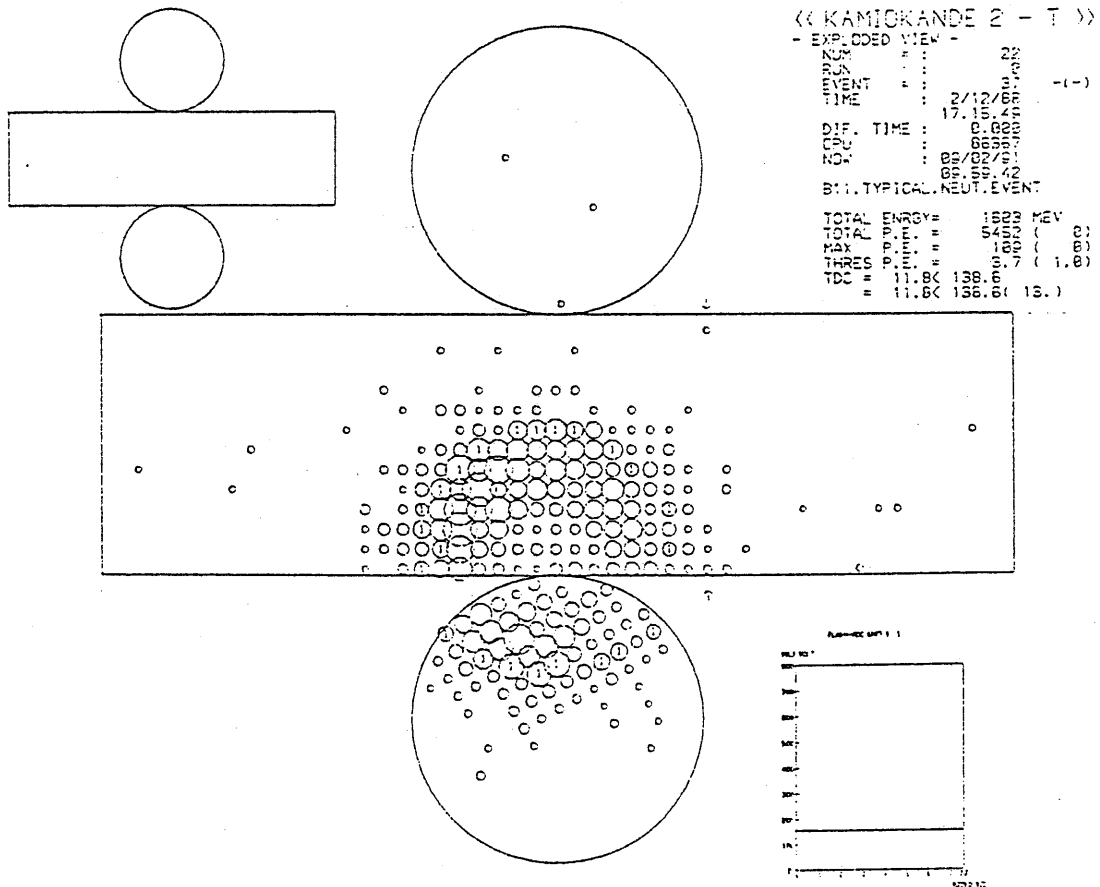
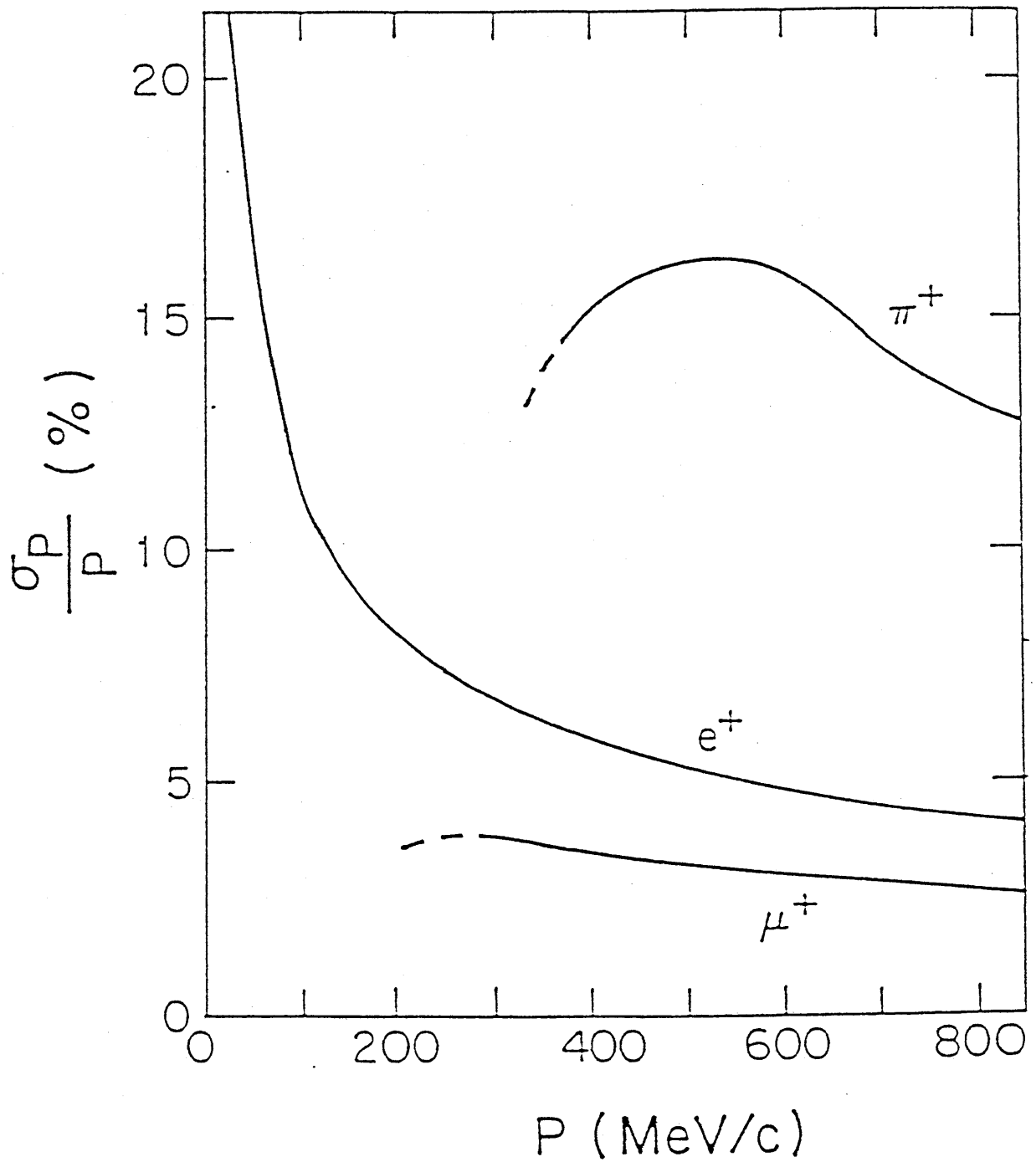


Fig 4-7

運動量分解能



# Fig 4-8

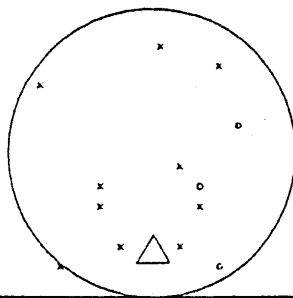
## Data reduction 後残った event

>> BEST FIT <<

POS = -5.06 0.00 -0.00  
 WALL = 2.22  
 CHIMN = 23.03 PHCHMN = 07.30

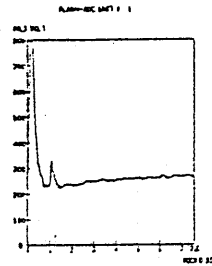
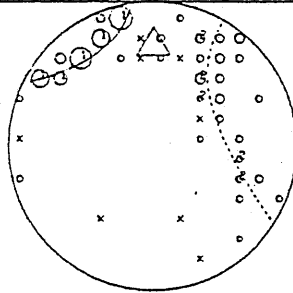
-- NO.1 --  
 IP, PE = 2 436. MEV  
 PH, PE = 640.2 435. MEV  
 DIR = -0.449 -0.743 -0.407

-- NO.2 --  
 IP, PE = 0 100. MEV  
 PH, PE = 747.0 100. MEV  
 1049. R3010.100 0.931 x -0.310



<< KAMIOKANDE 2 - T >>  
 - EXPLODED VIEW -  
 NUM # : 33  
 RUN # : 2117  
 EVENT # : 19224 0(1)  
 TIME : 6/10/87  
 20.31.55  
 DIF. TIME : \*\*\*\*\*  
 CPU : 05360  
 NOW : 09/02/91  
 10.41.43  
 B17.C2G5000.TF1TMS.WALL15.MULT1.R

TOTAL ENRGY = 357 MEV  
 TOTAL P.E. = 1214 ( 5)  
 MAX P.E. = 67 ( 1)  
 THRES P.E. = 1.7 ( 1.0)  
 TDC = 14.90 270.1  
 = 14.90 270.1 ( 26. )



>> BEST FIT <<

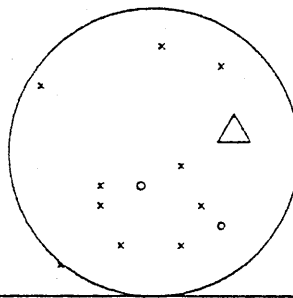
POS = 1.02 4.00 0.10  
 WALL = 3.10  
 CHIMN = 27.01 PHCHMN = 135.26

-- NO.1 --  
 IP, PE = 0 409. MEV  
 PH, PE = 993.2 414. MEV  
 DIR = -0.400 0.374 -0.793

-- NO.2 --  
 IP, PE = 0 187. MEV  
 PH, PE = 422.0 187. MEV  
 1049. R3010.662 -0.181 x -0.727

-- NO.3 --  
 IP, PE = 0 152. MEV  
 PH, PE = 338.0 147. MEV  
 DIR = 0.180 -0.801 -0.569

-- NO.4 --  
 IP, PE = 0 172. MEV  
 PH, PE = 401.0 172. MEV  
 DIR = 0.824 0.222 -0.522



<< KAMIOKANDE 2 - T >>  
 - EXPLODED VIEW -  
 NUM # : 34  
 RUN # : 2127  
 EVENT # : 11055 0(0)  
 TIME : 20/10/87  
 4. 6.26  
 DIF. TIME : \*\*\*\*\*  
 CPU : 05372  
 NOW : 09/02/91  
 10.40.14  
 B17.C2G5000.TF1TMS.WALL15.MULT1.R

TOTAL ENRGY = 760 MEV  
 TOTAL P.E. = 2558 ( 1)  
 MAX P.E. = 64 ( 0)  
 THRES P.E. = 2.5 ( 1.0)  
 TDC = 00.60 280.7  
 = 00.60 280.7 ( 19. )

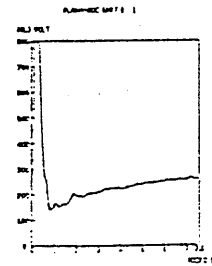
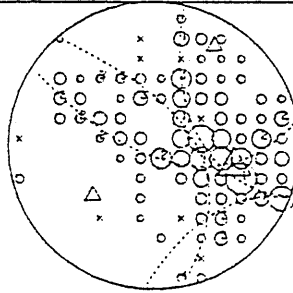
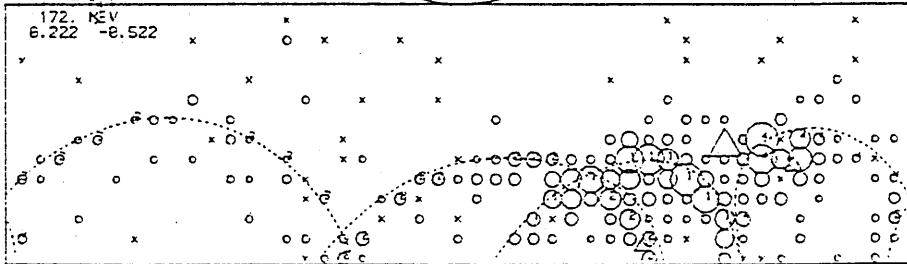


Fig 4-9

リング数の分布

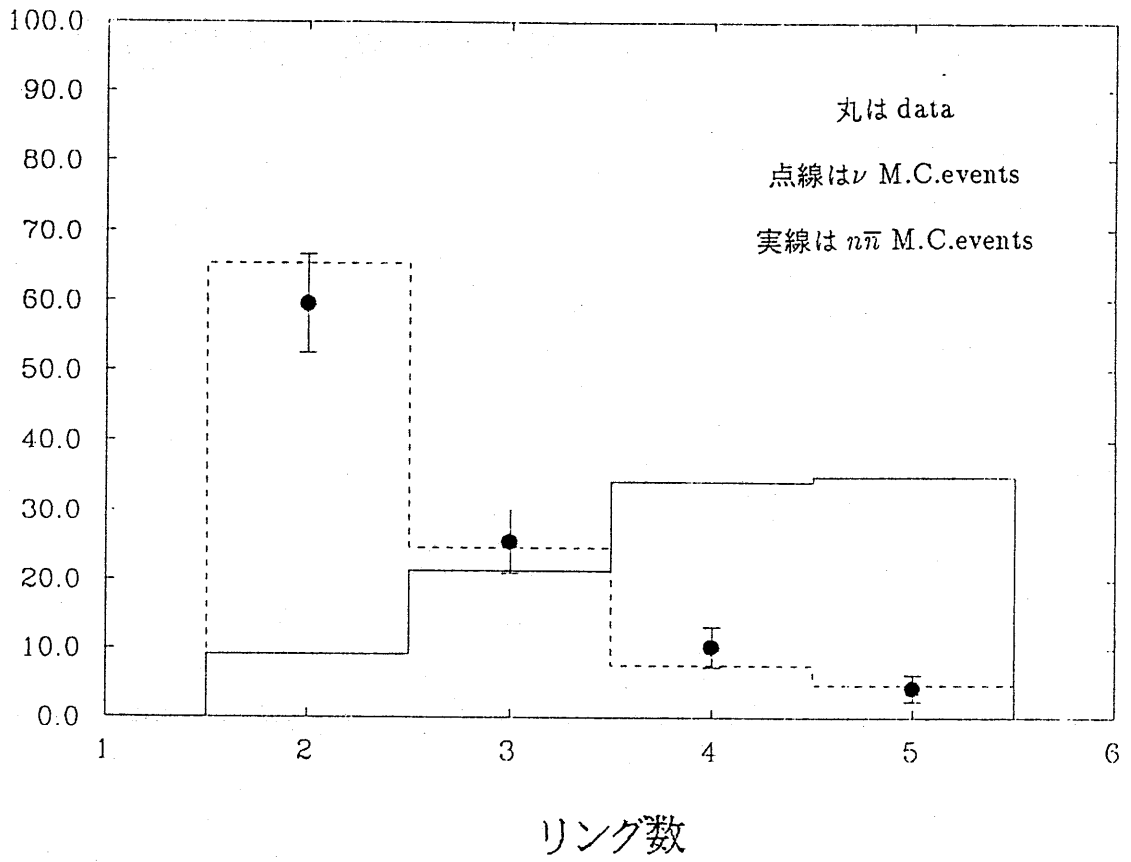
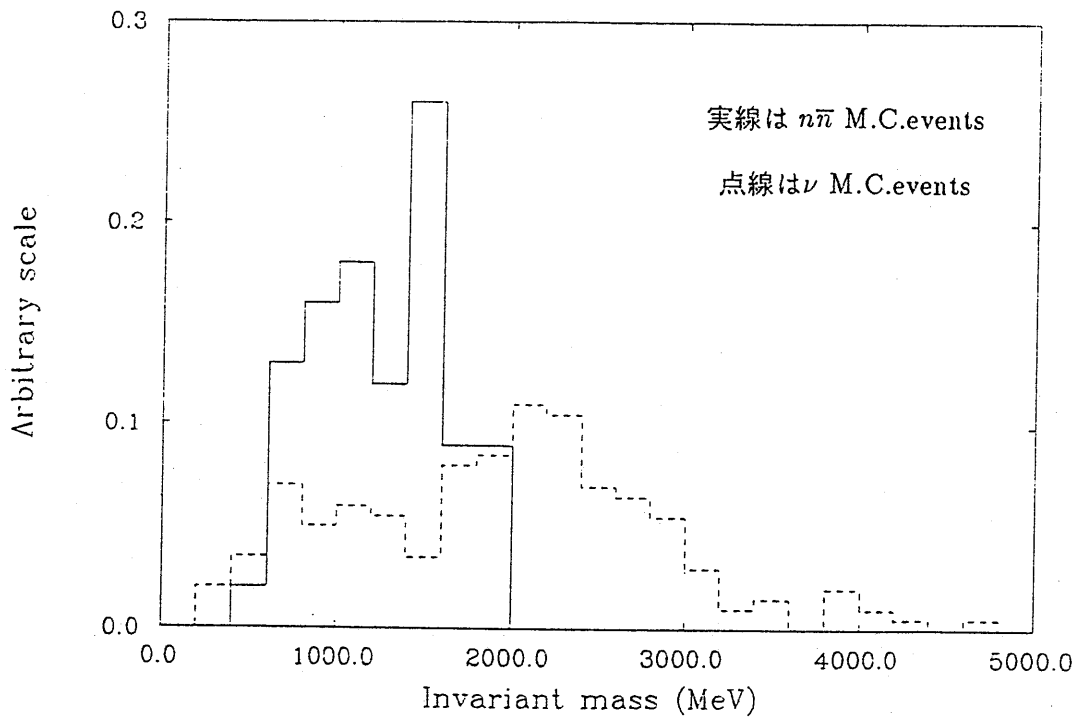


Fig 4-10

(a) 理想的な Cherenkov 型検出器で

とらえたときの不変質量の分布



(b) 理想的な Cherenkov 型検出器で

とらえたときの  $\Delta P$  の分布

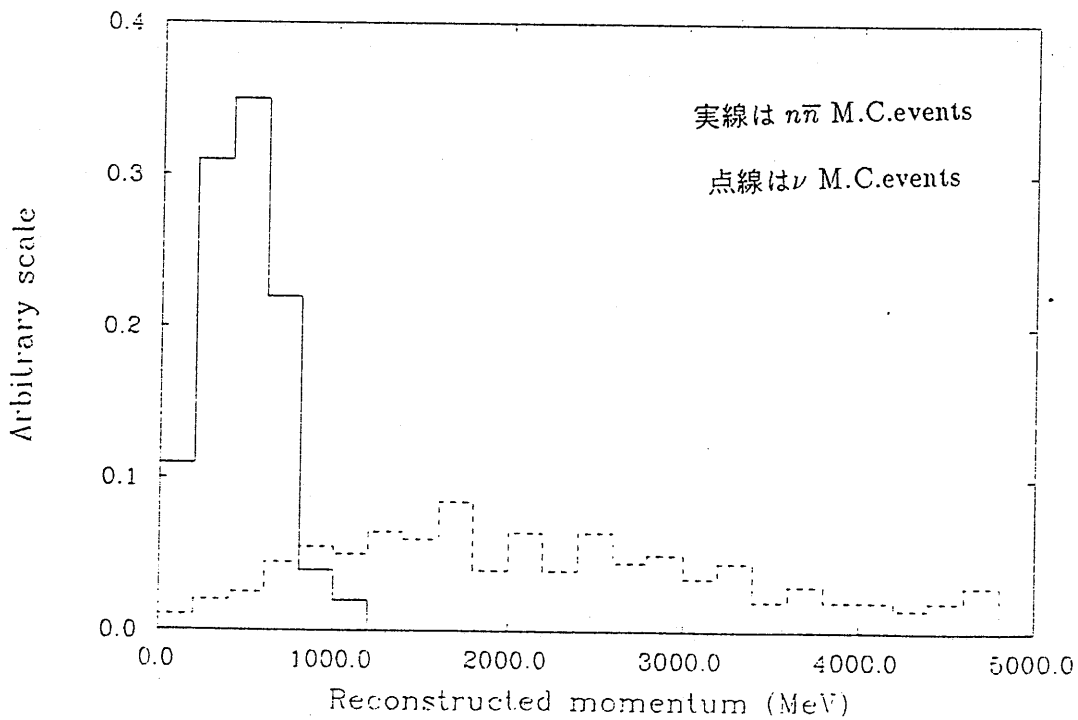
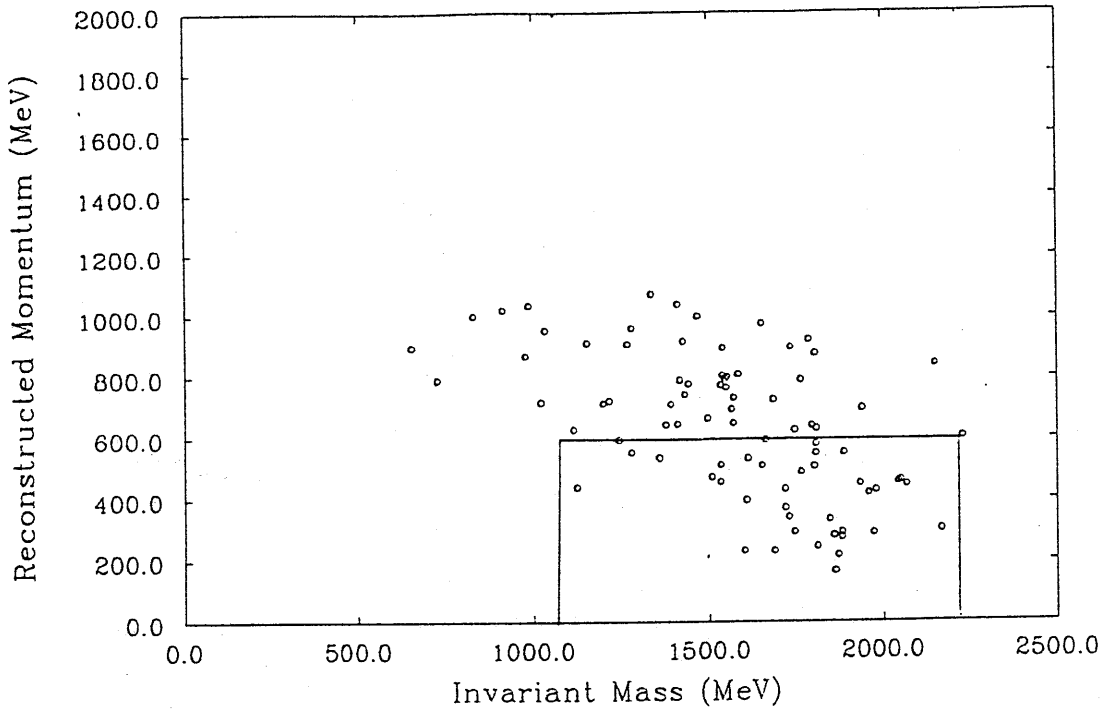




Fig 4-11

(a) 観測された不変質量と $\Delta P$ の分布

( $n\bar{n}$  M.C.events)



(b) 観測された不変質量と $\Delta P$ の分布

( $\nu$  M.C.events)

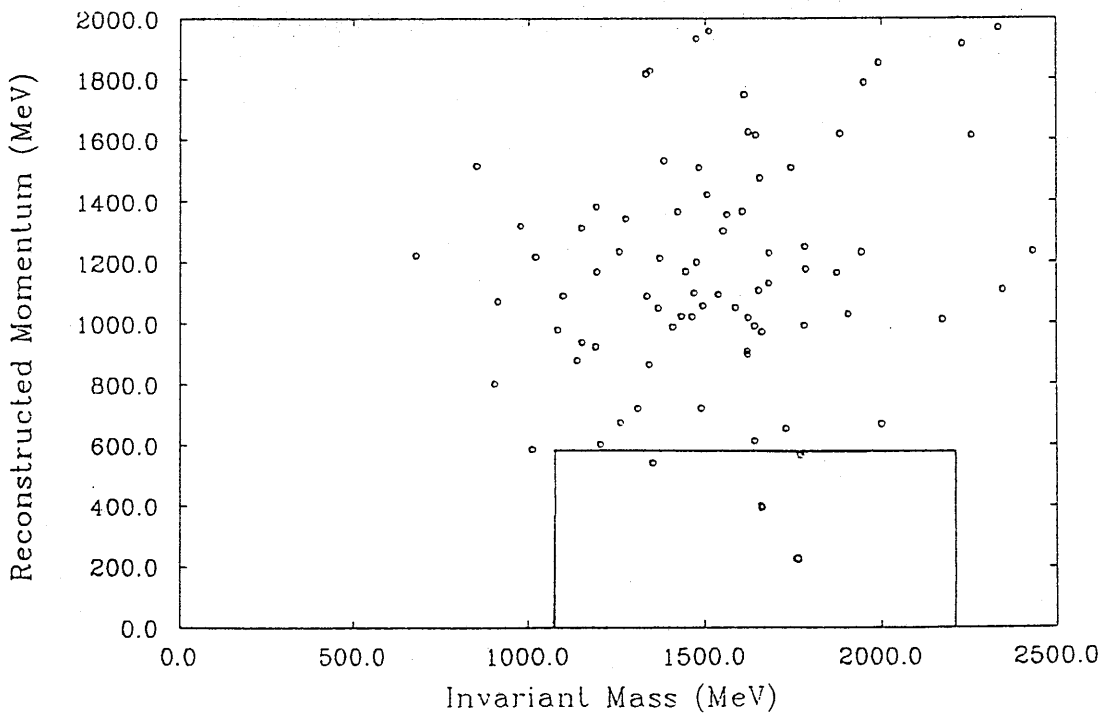
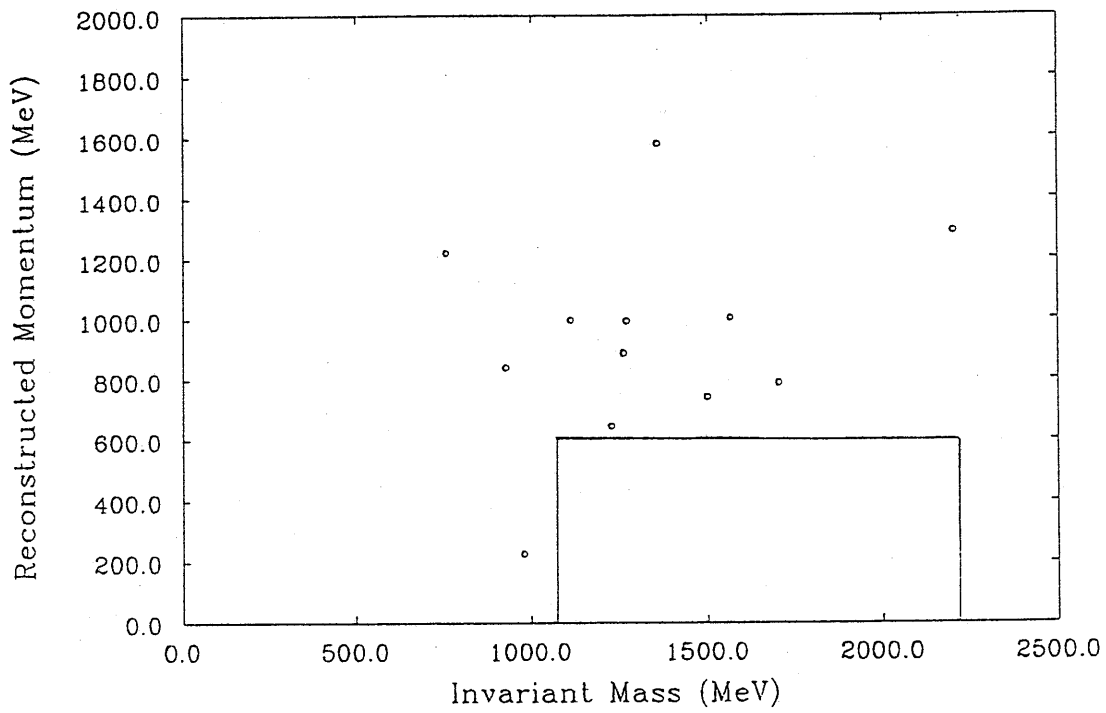


Fig 4-11

(c) 観測された不変質量と $\Delta P$  の分布

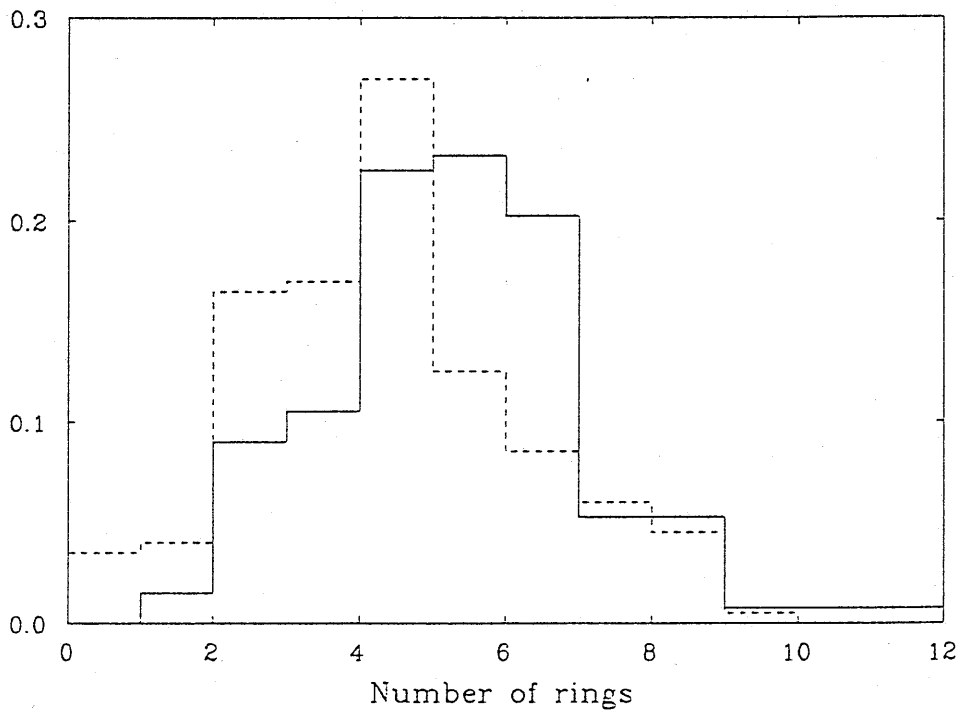
(data)



# Fig 5-1

理想的な Cherenkov 型検出器で  
とらえたときのリング数及び不変質量と運動量の分布

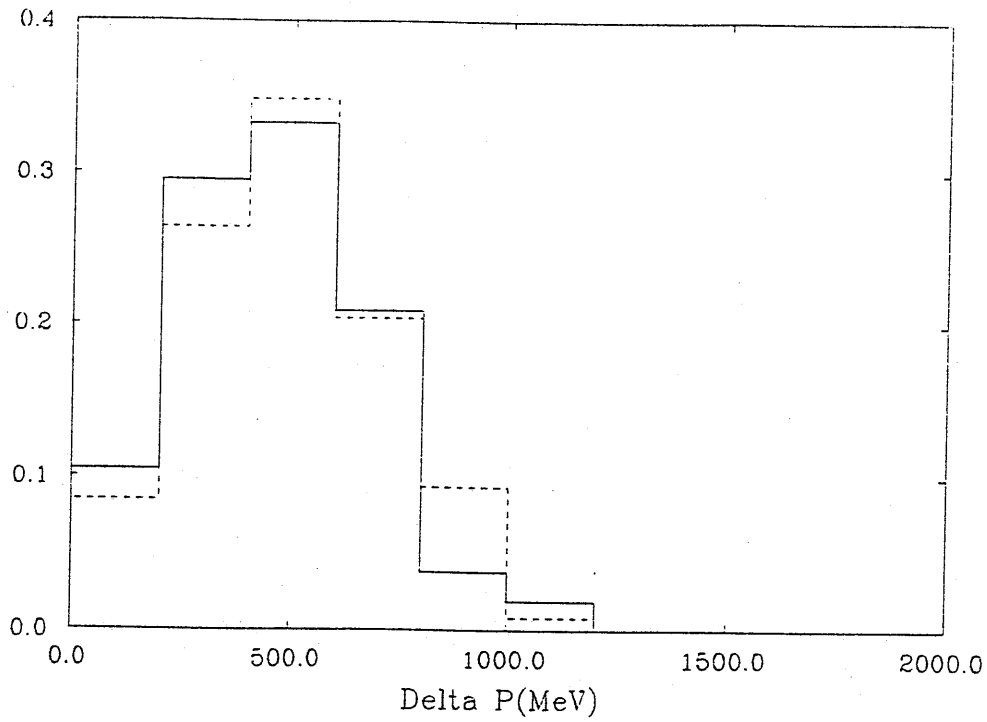
リング数の分布



実線は $^{12}\text{C}(\gamma, \pi)$  実験結果で見積もった  
核力の効果をいれた場合の  $n\bar{n}$  M.C.events  
点線は $^{16}\text{O}(\pi, \pi)$  実験結果で見積もった  
核力の効果をいれた場合の  $n\bar{n}$  M.C.events

Fig 5-1

運動量分布



実線は $^{12}\text{C}(\gamma, \pi)$  実験結果で見積もった  
核力の効果をいれた場合の  $n\bar{n}$  M.C.events  
点線は $^{16}\text{O}(\pi, \pi)$  実験結果で見積もった  
核力の効果をいれた場合の  $n\bar{n}$  M.C.events

不変質量の分布

