CsI 光子検出器の光核相互作用に由来する不感率の測定

森浩二
大阪大学大学院理学研究科
物理学専攻博士前期課程 2 年

平成 11 年 2 月 16 日

概要

$K_L \to \pi^0\nu\overline{\nu}$崩壊探索実験に有用な CsI 光子検出器の、光核相互作用に由来する不感率の測定をおこなった。90MeV から 1000MeV の入射光子のエネルギーに対し、光子検出器で測定されるエネルギーの閾値を 1MeV、5MeV、10MeV に設定して不感率を測定した。その結果、閾値を 10MeV 以下に設定すると $K_L \to \pi^0\nu\overline{\nu}$崩壊探索実験を目的とする KAMI 実験の要請を満足することが分かった。

目 次

図目次 **3**

表目次 **7**

1 序論 **10**
- 1.1 CP 非保存と $K_L \to \pi^0\nu\overline{\nu}$崩壊 . . . 10
- 1.2 光子検出器 . . . 10
  - 1.2.1 光子検出器の重要性 . . . 10
  - 1.2.2 不感率の原因 . . . 11
- 1.3 実験の目的 . . . 11

2 実験の原理と実験装置 **12**
- 2.1 実験の原理 . . . 12
- 2.2 実験装置 . . . 12
  - 2.2.1 実験装置の概要 . . . 12
  - 2.2.2 光子ビーム . . . 14
  - 2.2.3 制動放射後の電子の運動量の測定 . . . 14
  - 2.2.4 CsI 結晶 . . . 14
  - 2.2.5 中性子検出器 . . . 15
  - 2.2.6 ベトー カウンター及びシールド . . . 15
- 2.3 トリガー . . . 17

3 較正 **19**
- 3.1 CsI で観測されるエネルギーの較正 . . . 19
- 3.2 中性子検出器で観測されるエネルギーの較正 . . . 21
- 3.3 中性子検出器で測定される時間の較正 . . . 23

4 パルス波形を利用した中性子の識別 **27**
- 4.1 液体シンチレーター の発光機構 . . . 27
- 4.2 中性子と光子のパルス波形 . . . 27
- 4.3 中性子の識別方法 . . . 28
  - 4.3.1 ２種類の幅の異なる ADC ゲートをもちいた識別 . . . 28
  - 4.3.2 ゲート幅の最適化 . . . 30
  - 4.3.3 パルス波形の違いの数値化 . . . 32

5 解析 **41**
5.1 収集したデータ 41
5.2 ビトー カウンターによるカット 41
5.3 光核相互作用に由来する不感事象の数の見積もり 41
5.3.1 光核相互作用の同定 41
5.3.2 光核相互作用に由来する不感事象の数 46
5.4 CsI に入射した光子の数の見積もり 46
5.5 光核相互作用が起った事象に対する検出効率 46

6 背景事象に対する考察 **58**
6.1 電子のエネルギーが 1100MeV のときに収集された事象に対する考察 58
6.2 CsI を取り除いて収集したデータからの背景事象の考察 58
6.3 ビトー カウンター起源の背景事象の見積もり 62
6.4 宇宙線起源の背景事象の見積もり 62

7 結果と議論 **64**
7.1 結果 64
7.2 KAMI 実験からの要請との比較 64

8 結論 **75**

謝辞 **76**

参考文献 **78**

図 目 次

2.1 実験装置の外観図 13
2.2 CsI ブロック 15
2.3 CsI ブロックと中性子検出器の配置 16
2.4 Tag-sigma トリガーと EG-bar トリガーの違い。左図が Tag-sigma トリガー、右図が EG-bar トリガー。縦軸は CsI で観測されたエネルギーで、横軸はタグの番号。入射光子のエネルギーは 690MeV から 1010MeV。EG-bar トリガーでは CsI で観測されるエネルギーが低い、つまり不感事象がより多く含まれる。 18

3.1 宇宙線μ粒子を測定したときの装置の外観図。上下のシンチレーター の信号が同時になることを要求することで、μ粒子が突き抜けたことを確認する。 19
3.2 相対的なゲインを調整した後の ADC の値の分布。 20
3.3 500MeV の光子ビームを入射させたときに CsI で観測されるエネルギーの分布。上図は実際にビームを入射させて得られた ADC の分布。下図は EGS シュミレーションにより得られたエネルギーの分布。 21
3.4 Klein-Nishina の公式から計算された、観測されるエネルギーの分布。入射光子のエネルギー 4.43MeV の場合。 22
3.5 Compton Edge を決定するための fit の一例。 22
3.6 Tag-sigma トリガーで得られた事象についての、エネルギーと TDC の値の相関図。下図は上図のプロファイルプロットである。 24
3.7 パルス高によるタイミングのズレ。同じタイミングでパルスが来てもパルスＡのほうが閾値 (threshold) に早くかかるために、パルスＢに対してズレが生じる。 . . 24
3.8 CFD の出力のタイミングが、パルス高によらなくなる仕組み。 25
3.9 下図が TDC 較正後の中性子検出器で測定された TDC とエネルギーとの相関図。較正後の TDC の値は電磁シャワーから来る電子との飛行時間の差になる。上図は較正前の TDC とエネルギーの相関を、(3.1) 式で fit したときの図。 26

4.1 パルスの時間依存性を示す摸式図。中性子の出力パルスのほうが崩壊時間の長い成分を多く含む。 28
4.2 パルスに対するゲートの位置を示す模式図。 29
4.3 Am/Be 線源からの光子、中性子を測定したときの N-value と W-value の相関図。N-value、W-value はそれぞれ、Narrow gate、Wide gate をもちいて測定された ADC の値。 29

4.4 Am/Be 線源からの光子、中性子を測定したときの W-value に対する N-value の比 (N-value/W-value)。N-value、W-value はそれぞれ、Narrow gate、Wide gate をもちいて測定された ADC の値。 30
4.5 中性子検出器で Am/Be 線源からの光子、中性子を測定したときの W-value に対する N-value の比 (N-value/W-value)。N-value、W-value はそれぞれ、Narrow gate、Wide gate をもちいて測定された ADC の値。左上から Narrow gate 幅を 20、30、40、50nsec と変化させて測定したときの図。 31
4.6 Am/Be 線源からの光子、中性子を測定したときの、エネルギーと W-value に対する N-value の比の相関図。N-value、W-value はそれぞれ、Narrow gate、Wide gate をもちいて測定された ADC の値。 32
4.7 N-value と W-value の関係を考えるための模式図。N-value、W-value はそれぞれ、Narrow gate、Wide gate をもちいて測定された ADC の値。 33
4.8 Tag-sigma トリガーと EG-bar トリガーで収集された事象についての N-value と W-value の相関図。N-value、W-value はそれぞれ、Narrow gate、Wide gate をもちいて測定された ADC の値。上図が Tag-sigma トリガー、下図が EG-bar トリガーで収集された事象。Tag-bar トリガーでは中性子は見られない。 34
4.9 EG-bar トリガーで収集された事象についての、Tag-sigma トリガーから導かれた関数からの距離とエネルギーの相関図。直線よりも下にある事象が中性子をあらわす。 35
4.10 EG-bar トリガーで収集された事象について、N-value と W-value の相関と、その形を再現する関数のプロット。N-value、W-value はそれぞれ、Narrow gate、Wide gate をもちいて測定された ADC の値。 36
4.11 Tag-sigma トリガーで収集された事象についての、関数と事象の距離と、エネルギーの相関図。左図は関数が直線の場合で、右図は関数が (4.1) 式の場合。 37
4.12 W-value に対する N-value の比と AUN についてのエネルギーとの相関図。N-value、W-value はそれぞれ、Narrow gate、Wide gate をもちいて測定された ADC の値。上図が W-value に対する N-value の比で、下図が AUN について示したものである。 38
4.13 EG-bar トリガーで収集された事象についての、W-value に対する N-value の比と AUN の分布。上図が W-value に対する N-value の比で、下図が AUN である。 . . 39

5.1 左上から電子のエネルギーが 430、750、1100MeV のときの、AUN の分布と中性子識別の条件 42
5.2 観測された粒子の飛行時間の分布。上図が端に位置する中性子検出器、下図が中心に位置する中性子検出器から得られた分布。 44
5.3 端に位置する中性子検出器における、飛行時間に対する中性子を要求する条件。 . 45
5.4 中心に位置する中性子検出器における、飛行時間に対する中性子を要求する条件。 45
5.5 少なくとも一つは中性子が検出されたという条件を課したときの、CsI で観測されたエネルギーの分布。横軸は CsI で観測されたエネルギーで単位は MeV。入射光子のエネルギーが 90 から 330MeV の場合。 47
5.6 少なくとも一つは中性子が検出されたという条件を課したときの、CsI で観測されたエネルギーの分布。横軸は CsI で観測されたエネルギーで単位は MeV。入射光子のエネルギーが 340 から 650MeV の場合。 48

5.7 少なくとも一つは中性子が検出されたという条件を課したときの、CsI で観測されたエネルギーの分布。横軸は CsI で観測されたエネルギーで単位は MeV。入射光子のエネルギーが 690 から 1100MeV の場合。 49
5.8 入射光子のエネルギーが 90 から 330MeV についての、tail region での中性子検出の多重度の分布。 52
5.9 入射光子のエネルギーが 340 から 650MeV についての、tail region での中性子検出の多重度の分布。 53
5.10 入射光子のエネルギーが 690 から 1000MeV についての、tail region での中性子検出の多重度の分布。 54
5.11 入射光子のエネルギーが 340 から 650MeV について、中性子検出の多重度の分布を poisson で fit したときの平均値μの E_{CsI}/E_{γ}依存性。縦軸がμの値で、横軸が E_{CsI}/E_{γ}の領域を示していて、± 0.05 で分割している。 56
5.12 入射光子のエネルギーが 690 から 1000MeV について、中性子検出の多重度の分布を poisson で fit したときの平均値μの E_{CsI}/E_{γ}依存性。縦軸がμの値で、横軸が E_{CsI}/E_{γ}の領域を示していて、± 0.05 で分割している。 57

6.1 端に位置する中性子検出器で観測されたエネルギーと飛行時間の相関図。電子のエネルギーが 1100MeV のときに収集された事象について、AUN に対して中性子を要求した。上図が CsI で観測されたエネルギーが 1MeV 以下、下図が CsI で観測されたエネルギーが 2MeV から 10MeV であった事象についての図。 59
6.2 端に位置する中性子検出器で観測されたエネルギーと飛行時間の相関図。電子のエネルギーが 1100MeV のときに収集された事象について、AUN に対して中性子を要求した。上図が CsI で観測されたエネルギーが 1MeV 以下、下図が CsI で観測されたエネルギーが 2MeV から 10MeV であった事象についての図。 60
6.3 CsI を取り除いて収集された事象について、AUN によって中性子を要求した後の中性子検出器で測定された飛行時間とエネルギーの相関図 (上図) と、飛行時間から中性子を要求した後の AUN の分布 (下図)。上図で黒点が中性子の要求条件を満たしたもの。中性子検出器の位置で条件が異なるため、上図で同じ領域にあっても中性子と認識されるものとされないものにわかれる。2500KeV を越えたところに事象が観測されないのは、中性子検出器のゲインが 2 倍になっているため。下図では、矢印に挟まれた領域が中性子を要求する領域。 61

7.1 閾値の値を 1MeV に設定したときの、入射光子のエネルギーと光核相互作用に由来する不感率の相関図。横軸が入射光子のエネルギーで、縦軸が光核相互作用に由来する不感率。図中の線は KAMI 実験で CsI に要求される不感率をあらわす。 . . 65
7.2 閾値の値を 5MeV に設定したときの、入射光子のエネルギーと光核相互作用に由来する不感率の相関図。横軸が入射光子のエネルギーで、縦軸が光核相互作用に由来する不感率。図中の線は KAMI 実験で CsI に要求される不感率をあらわす。 . . 66
7.3 閾値の値を 10MeV に設定したときの、入射光子のエネルギーと光核相互作用に由来する不感率の相関図。横軸が入射光子のエネルギーで、縦軸が光核相互作用に由来する不感率。図中の線は KAMI 実験で CsI に要求される不感率をあらわす。 . . 67

7.4 閾値の値を 20MeV に設定したときの、入射光子のエネルギーと光核相互作用に由来する不感率の相関図。横軸が入射光子のエネルギーで、縦軸が光核相互作用に由来する不感率。図中の線は KAMI 実験で CsI に要求される不感率をあらわす。 . . 68
7.5 閾値の値を 50MeV に設定したときの、入射光子のエネルギーと光核相互作用に由来する不感率の相関図。横軸が入射光子のエネルギーで、縦軸が光核相互作用に由来する不感率。図中の線は KAMI 実験で CsI に要求される不感率をあらわす。 . . 69
7.6 閾値の値を 100MeV に設定したときの、入射光子のエネルギーと光核相互作用に由来する不感率の相関図。横軸が入射光子のエネルギーで、縦軸が光核相互作用に由来する不感率。図中の線は KAMI 実験で CsI に要求される不感率をあらわす。 . 70

表 目 次

3.1 MIP を測定したときの ADC の値のピーク。値はペデスタルを引いた後のもの。 . 20

4.1 各 Narrow gate の幅に対する、分解能を示す値。 31

5.1 電子のエネルギーが 430、750、1100MeV の場合の、AUN に対する中性子を要求する条件 43
5.2 飛行時間に対して中性子を要求するための下限値 43
5.3 中性子を要求したときに CsI で観測されたエネルギーが 1MeV 以下の事象の数を、直接、数え上げた場合と、1MeV 以上の所から外挿して 1MeV 以下の事象の数を見積もった場合の、観測された光核相互作用に由来する不感事象の数。CsI で観測されるエネルギーに対する閾値が 1MeV、5MeV、10MeV について示す。光子のエネルギーが 330MeV 以下では統計が少ないため、外挿による見積もりはしていない。 50
5.4 中性子を要求したときに CsI で観測されたエネルギーが 1MeV 以下の事象の数を、直接、数え上げた場合と、1MeV 以上の所から外挿して 1MeV 以下の事象の数を見積もった場合の、観測された光核相互作用に由来する不感事象の数。CsI で観測されるエネルギーに対する閾値が 20MeV、50MeV、100MeV について示す。光子のエネルギーが 330MeV 以下では統計が少ないため、外挿による見積もりはしていない。 50
5.5 CsI に入射した光子の数 51
5.6 $E_{CsI}/E_\gamma \leq .4$ の領域と、$E_{CsI}/E_\gamma \leq .1$ の領域で見積もられた、光核相互作用が起った事象に対する検出効率。入射光子のエネルギーが 330MeV 以下は統計量が少ないため、$E_{CsI}/E_\gamma \leq 0.4$ の領域で見積もった検出効率の値のみをもちいる。 . 55

7.1 閾値の値を 1MeV に設定したときの、入射光子のエネルギーと光核相互作用に由来する不感率 71
7.2 閾値の値を 5MeV に設定したときの、入射光子のエネルギーと光核相互作用に由来する不感率 71
7.3 閾値の値を 10MeV に設定したときの、入射光子のエネルギーと光核相互作用に由来する不感率 72
7.4 閾値の値を 20MeV に設定したときの、入射光子のエネルギーと光核相互作用に由来する不感率 72
7.5 閾値の値を 50MeV に設定したときの、入射光子のエネルギーと光核相互作用に由来する不感率 73

7.6 閾値の値を 100MeV に設定したときの、入射光子のエネルギーと光核相互作用に由来する不感率 73
7.7 KAMI 実験で背景事象を除去するために要求される不感率 74

Chapter 1

序論

1.1 CP 非保存と $K_L \to \pi^0\nu\overline{\nu}$崩壊

素粒子物理の世界においては、対称性とそれに伴う保存則が重要な役割をはたしている。ある系がある変換に対し対称性を持つということは、その変換を施したときに系全体が不変であるということを意味する。つまり、その変換の固有値は保存量となり、それは保存則として広く物理現象を説明するのに用いられている。

素粒子物理の世界でよく使われる変換として、荷電共役変換 (C) 、空間反転変換 (P)、時間反転変換 (T) の三種類がある。全ての物理現象はそれらを同時に施す CPT 変換に対して保存されていると考えられ、また、これまでの全ての実験結果がそれを支持している。同様に CP 変換についても、その対称性は保存されていると考えられていた。しかし、1964 年に、V.L.Fitch,J.W.Cronin らにより中性 K 中間子系において CP 非保存が発見された [1]。以来、数々の実験がおこなわれてきたが、中性 K 中間子系以外では CP 非保存は発見されておらず、その起源も完全には明らかにされていない。

その CP 非保存の謎の解明に最も有力な手段の一つに、$K_L \to \pi^0\nu\overline{\nu}$崩壊の探索がある。標準理論によれば、CP 非保存はクォークの混合を説明する行列の要素の一部が、複素成分ηを持つことによって説明される。$K_L \to \pi^0\nu\overline{\nu}$崩壊の崩壊分岐比は、その CP 非保存パラメータ$\eta$の自乗に比例している。さらに、理論からの誤差が 1%程度とほとんど影響が無いので、崩壊分岐比の測定が即、ηの値の決定につながる。それゆえ、$K_L \to \pi^0\nu\overline{\nu}$崩壊の探索は、素粒子物理おける最大のテーマの一つとなっている。

1.2 光子検出器

1.2.1 光子検出器の重要性

$K_L \to \pi^0\nu\overline{\nu}$の崩壊分岐比の理論予想値は 10^{-11}のオーダー [2] とたいへん低いので、背景事象を除去するために、測定器には高い性能が要求される。$K_L \to \pi^0\nu\overline{\nu}$崩壊の信号は、ニュートリノ $\nu\overline{\nu}$が実験的に検出できないために、残されたパイ粒子π^0 からのみ得られる。そのπ^0も即座 ($\tau_{\pi^0} \sim 10^{-16} sec$) に崩壊するため、実際の信号は $2\gamma + nothing$ [1]ということになる。一方、他にπ^0を含む崩壊として $K_L \to \pi^0\pi^0$が挙げられる。この崩壊の分岐比は 9.4×10^{-4}であり、$K_L \to \pi^0\nu\overline{\nu}$

[1] π^0は 99%の確率で 2γに崩壊する

の崩壊分岐比に比べて非常に大きい。この 2 つのπ^0からの 4 つのγうち、 2 つのγを逃してしまうと、それは $K_L \to \pi^0\nu\overline{\nu}$の背景事象になりうる。

これは、この $K_L \to \pi^0\nu\overline{\nu}$崩壊の探索のためには不感率の低い光子検出器が必要不可欠であるということを示している。ここでいう、不感率とは検出器に入射する光子の数に対する、検出されない光子の数である。つまり、背景事象の程度、いいかえれば実験の $K_L \to \pi^0\nu\overline{\nu}$崩壊に対する感度は、光子検出器の不感率に強く依存しているのである。

1.2.2 不感率の原因

光子検出器の不感率の原因として、 2 つの異なる現象が挙げられる。

一つめは、光子が検出器と何の相互作用もせずに、すりぬけてしまうという現象である。光子検出器は、入射光子が電磁相互作用を介して物質中にエネルギーを落とすことで光子を検出する。しかし、電磁相互作用も確率過程であるので、ある確率で相互作用をせずに光子が通り抜けてしまう。これは一般に punch-through と呼ばれる。

二つめは、光核相互作用と呼ばれる、光子と物質中の原子核との相互作用である。この相互作用では光子が直接、原子核に吸収される。それにより原子核が基底状態から励起され、その後、核子同士の衝突により光子のエネルギーは核子に分配される。そして、原子核は複数の二次粒子を放出することにより基底状態へおちつく。

二次粒子が中性子の場合には、物質との間に電磁相互作用がおきないため、光子が実際に入射したことを検出することができない。陽子、光子は電磁相互作用をうけうる粒子ではあるが、それらは入射光子よりもエネルギーが低く、放出されたとしても検出器に落とすエネルギーが十分低ければやはり検出されない。

1.3 実験の目的

電磁相互作用は様々な実験により、その物理過程が詳細に知られている相互作用である。それゆえ、シミュレーションで電磁相互作用をおこなう物理現象を再現することができる。これにより、punch-through に由来する不感率を見積もることができる。

一方、光核相互作用も過去の実験で、様々な入射光子のエネルギー領域における反応断面積が測定されている。しかしながら、放出された二次粒子の応答と光子検出器に実際に落とすエネルギーまでは、それからだけでは計算できない。光子検出器の不感率の値を得るためには、実験で測定する必要がある。

また、純粋 CsI 結晶は、その特性[2]により、$K_L \to \pi^0\nu\overline{\nu}$崩壊探索実験で使用するのに適している。実際、$K_L \to \pi^0\nu\overline{\nu}$崩壊の探索を目的とし、計画されている実験には、米国フェルミ研究所の KAMI 実験と、日本の高エネルギー加速器研究機構の E391a 実験等が挙げられが、その両方の実験で、純粋 CsI 結晶を光子検出器として使用する予定である。

本実験の目的は、$K_L \to \pi^0\nu\overline{\nu}$崩壊探索実験に有用な CsI 光子検出器の、実験からしか得ることの出来ない光核相互作用に由来する不感率を測定することである。

[2]高いエネルギー変換効率、放射損失に強い等が挙げられる。

Chapter 2

実験の原理と実験装置

2.1 実験の原理

この実験の原理は、
(1) エネルギーのわかっている光子を CsI に入射させ、
(2) 光核相互作用に由来する不感事象の数を測定し、
(3) CsI に入射した光子の数で規格化して不感率を得る
ことである。

(2) に関して、実験的に、光核相互作用に由来する不感事象を
(a) 入射光子の CsI に落とすエネルギーが閾値以下であり、
(b) 二次粒子として少なくとも 1 個の中性子が検出される
と定義した。

(a) の条件が不感事象を要求するものである。(b) の条件は、その不感事象が光核相互作用に由来するものであるということを要求するものである。これは、光核相互作用が起った事象のうちで不感事象になり得る事象は、二次粒子として多数の中性子が放出される事象であるという仮定に基づいている。

(3) に関して、光核相互作用に由来する不感事象の数を、CsI に入射した光子の数で規格化する際に、光核相互作用に由来する不感事象の数をその検出効率によって補正した。よって、この実験で具体的に求める値は、光核相互作用に由来する不感事象の数、CsI に入射した光子の数、そして、光核相互作用に由来する不感事象の検出効率、の 3 つである。

次節からは、使用した実験装置をふまえて、さらに詳しく実験の説明をしていく。

2.2 実験装置

まず、実験装置の概要を述べた後、各部分について説明していく。

2.2.1 実験装置の概要

図 2.1に実験装置の外観図を示す。

この実験には東京都田無市にある、高エネルギー加速器研究機構 田無分室の電子シンクロトロン加速器を利用した。まず、加速器からの電子を金属の薄膜に衝突させ、CsI に入射させる光子

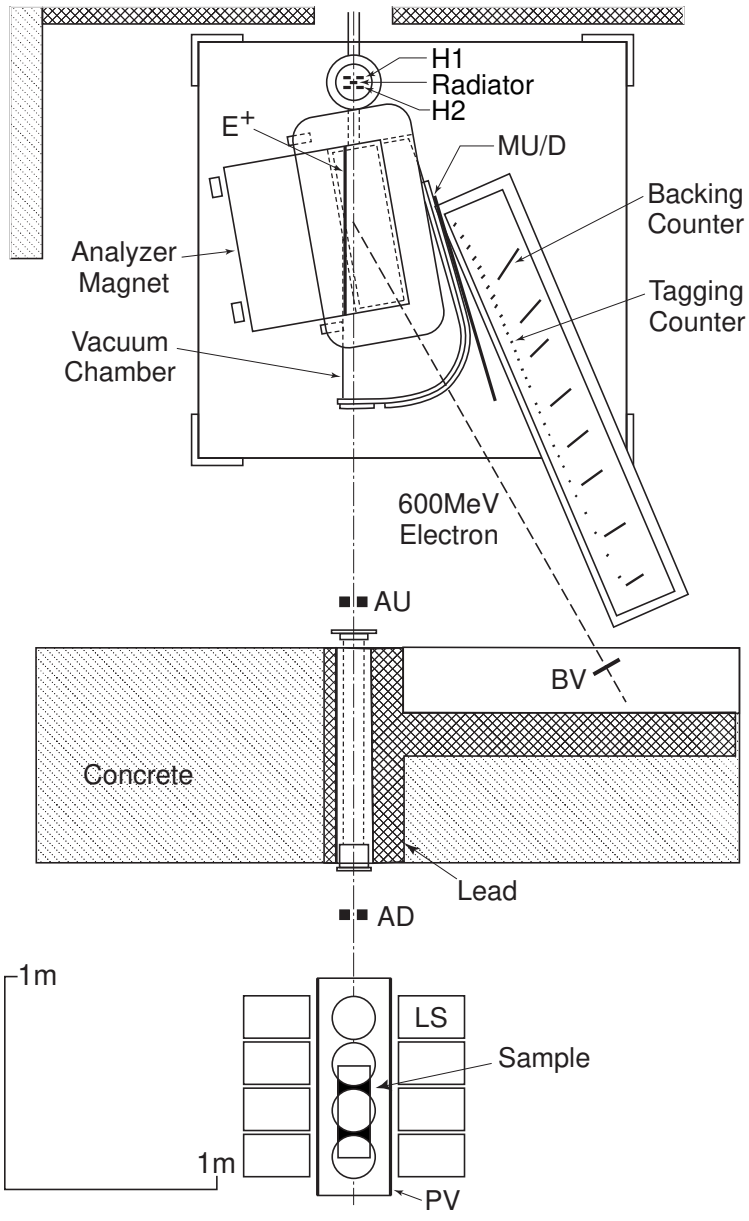

Figure 2.1: 実験装置の外観図

ビームを生成した。その光子のエネルギーは、光子を放出した電子を磁場で曲げ、運動量を測定することにより同定した。

入射光子と CsI の光核相互作用により生じた中性子は、CsI の回りに配備された液体シンチレーターで検出した。各装置の回りには、軌道を外れた光子や電子を検出するためにビトーカウンターを用意した。

2.2.2 光子ビーム

まず、電子シンクロトロン加速器からの電子ビームを金属の薄膜 (ラジエーター) に衝突させ、その電子の制動放射を利用して光子ビームを生成した。光子のエネルギー E_{photon}は、加速器からの電子のエネルギー E_{inc}から、制動放射後の電子のエネルギー E_{tagged}をひいた値 $E_{photon} = E_{inc} - E_{tagged}$として得ることができる。

我々は 90∼1000MeV のエネルギーの光子で実験をおこなった。そのために、用意した入射電子のエネルギーは 1100MeV、750MeV、430MeV の三種類である。電子ビームのスピルの長さは 1100MeV と 750MeV のときには 5 ミリ秒、430MeV のときは 2 ミリ秒で、スピル間隔は 50 ミリ秒である。電子のエネルギーが 430MeV のときに、スピル幅を変えたのは、入射電子のエネルギー幅を小さくするためである。おおよそ 1 スピル当り 5×10^7個の電子がラジエーターに照射され、5×10^4の光子が生成される。ラジエーターはアルミニウムの薄膜で出来ており、ビーム方向に対する厚さは 1100MeV と 750MeV のときは 350μm、430MeV のときには 200μm のものを使用した。

2.2.3 制動放射後の電子の運動量の測定

制動放射を起こした後の電子を、ラジエーターの下流にある磁場によって曲げ、運動量を測定した。磁場の強さは 11.7kG である。磁場で曲げられた電子は、前部に 32 個 (タギングカウンター)、後部に 8 個 (バッキングカウンター) からなるシンチレーションカウンターで検出される。前後のカウンターの信号が同時に来ることを要求することにより、電子が飛来したことを認識する[1]。タギングカウンターには上流から、1 から 32 までの番号がつけられている。

電子の持つ運動量により曲率が異なるので、タギングカウンターのどれを鳴らしたかで、制動放射を起こした後の電子の運動量を知ることができる。タギングカウンターの番号 1 から 32 までで、それぞれ、90MeV から 410MeV の運動量を持つ電子を検出できるように設置されており、それぞれの間隔は 10MeV である。つまり鳴ったタギングカウンターの番号が若いほど、よりエネルギーの高い光子が出たことを意味する。

2.2.4 CsI 結晶

この実験で用意した純粋 CsI 結晶の形状を図 2.2に示す。

全体は 9 個の長方形ブロックからなり、光子ビームは真ん中にある CsI ブロックの中心に垂直に入射する。 1 つのブロックのサイズは $5cm \times 5cm \times 50cm$ である。奥行きの 50cm は放射長の約 27 倍[2]であり、9 個のブロック全体で約 2 モリエール半径に相当する。

ブロックのそれぞれに直径 1.5inch の光電子増倍管がついており、それによりシンチレーション光を測定する。入射光子の CsI に落とすエネルギーといった場合は、9 つのブロックで測定され

[1] バッキングカウンター 1 つで、タギングカウンター 4 つをカバーしている
[2] CsI の放射長は 1.85cm

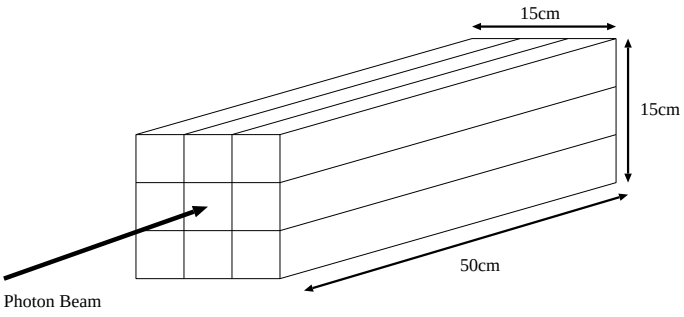

Figure 2.2: CsI ブロック

たエネルギーの和である。

2.2.5 中性子検出器

光核相互作用により放出される中性子のエネルギーは、その発生過程から MeV 領域であることが予想された。このエネルギー領域における中性子検出は、(N,P) 散乱による反跳陽子の検出が主要なプロセスとなる。そのため、水素原子を多く含む液体シンチレーター (NE213) 10 リットルをアルミニウムでできた円筒形状容器に封入し、それに直径 5inch の光電子増倍管をとりつけたものを中性子検出器としてもちいた。容器の大きさは直径 20cm、高さ 33cm である。

CsI を囲むように、左右と上部に 4 個づつ、計 12 個の中性子検出器を用意した。図 2.3に CsI ブロックと中性子検出器の位置関係を示す。CsI の中心から、それぞれの検出器までの距離は 20cm である。

光核相互作用により放出される中性子は、一様に分布することが予想された。そのため、CsI ブロックの位置は、端から 2.38cm の位置が、12 個の中性子検出器の中心になるよう設置した。2.38cm というのは 9/7 放射長 に相当し、その位置が入射光子の CsI に対する平均飛程である。

なお、中性子検出器で観測したエネルギーは Separate Gate ADC(SGADC) をもちいて記録した。SGADC とは、各チャンネル毎にゲートを設定できる ADC である。これらのゲートの開くタイミングは、液体シンチレーターからの信号が自ら決めている。この Separate Gate ADC をもちいて、Self-Gate にした理由については、第 4 章で詳しく述べる。

2.2.6 ベトー カウンター及びシールド

タギングカウンターの信号がなっているにもかかわらず、実際には CsI に光子が入射していないような事象 (ミスタギング) を減らすために、ベトーカウンターを用意した。

ラジエーターの前後にある二つのベトーカウンター (HU と HD) は電子ビームハローを除去するためのものである。磁場中にタギングカウンターとは逆の位置に設置されたベトーカウンター (E+) は、ラジエーター中でおこった対生成の事象からの陽電子を除去する。タギングカウンターの前におかれたベトーカウンター (MU/D) は、電子が通過できる垂直方向の幅を、タギングカウンターの 5cm より狭い、3cm に制限するためのものである。ここまでのベトーカウンターはプラスチックシンチレーターでできている。

光子ビームの軸に沿って、CsI でできたベトーカウンター (AU と AD) を設置した。AU はラジ

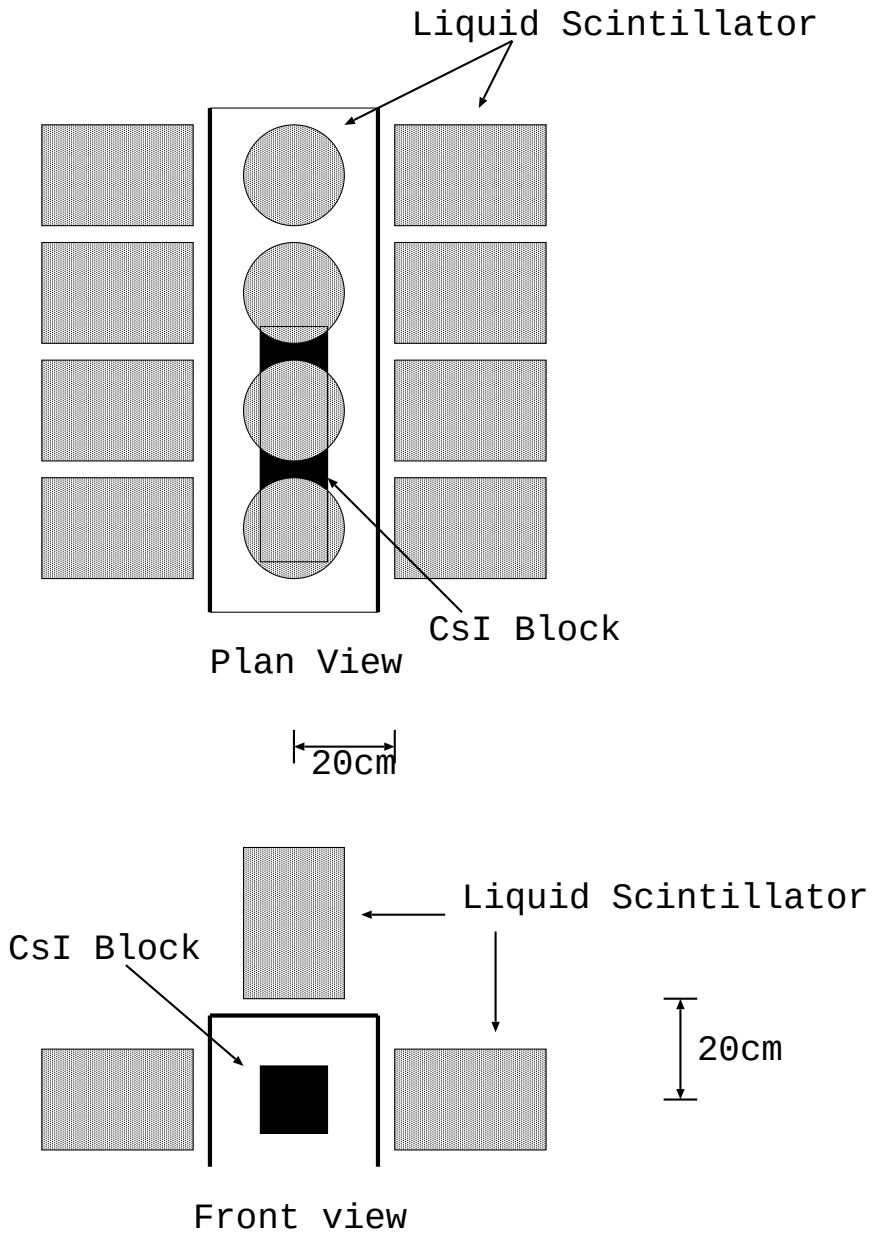

Figure 2.3: CsIブロックと中性子検出器の配置

エーターから 2m 下流にあり、厚さが 6cm、高さ 10cm、幅 12cm で中心に直径 3cm の穴が開いている。AD はラジエータから 3.85m 下流にあり、厚さ 5cm、高さ 10cm、幅 20cm で、直径が 2cm の穴が開いている。これにより、より CsI 結晶の中心に入射している光子を選ぶことができる。

また、光子ビームが生成される上流と、CsI のある下流との間に厚さ約 1m の鉛でできたシールドがある。これは、上流で起きた電磁シャワーからの光子等が、下流にいかないよう止める働きがある。

2.3 トリガー

主要なトリガーとして、Tag-sigam トリガーと EG-bar トリガーの二種類のトリガーを用意した。Tag-sigma トリガーは、CsI に入射した光子の数を数えるためのトリガーである。EG-bar トリガーは不感事象をより多く含むように設定されたトリガーで、解析はこのトリガーで収集された事象についておこなわれた。

- tag-sigma トリガー
  · 32 個のタギングカウンターのいずれかに信号があること、
  · ベトーカウンターに信号がないこと
  を要求する。

$$\text{Tag sigma} = \sum_{\text{i=1,32}} \text{tagging counter} \bullet \overline{\text{Veto counter}}$$

- Eg-bar トリガー
  · 32 個のタギングカウンターのいずれかに信号があること、
  · ベトーカウンターに信号がないこと
  · CsI から、ビームのエネルギーに対してある一定の割合以上のエネルギーが検出されないこと ($\overline{E_{CsI}}$)
  を要求する。

$$\text{EG bar} = \sum_{\text{i=1,32}} \text{tagging counter} \bullet \overline{\text{Veto counter}} \bullet \overline{\text{E}_{\text{CsI}}}$$

EG-bar トリガーは Tag-sigma トリガーに$\overline{E_{CsI}}$をつけくわえたものである。$\overline{E_{CsI}}$の条件により、EG-bar トリガーには Tag-sigma トリガーよりも遥かに多い割合で不感事象が含まれる。

実験においては不感事象を優位に記録するために、Tag-sigma トリガーは電子のエネルギーが 1100、750MeV のときには 1/65 に、430MeV のときには 1/2 に抑制されている。これにより、EG-bar トリガーと Tag-sigma トリガーは同程度のオーダーで記録される。

図 2.4にそれぞれのトリガーにおける、タグの番号毎の CsI で観測されたエネルギーの分布を示す。Tag-sigma トリガーでは、光子ビームのエネルギーに対応して、CsI でもエネルギーが観測されている。しかし、EG-bar トリガーでは、CsI で観測されるエネルギーの低い事象だけを選んでいる事が分かる。

また、これらの主要なトリガーに加えて、ペデスタルの測定のために Accidental トリガーを用意した。Accidental トリガーのタイミングは、Tag-sigma トリガーのタイミングから 100μsec 程

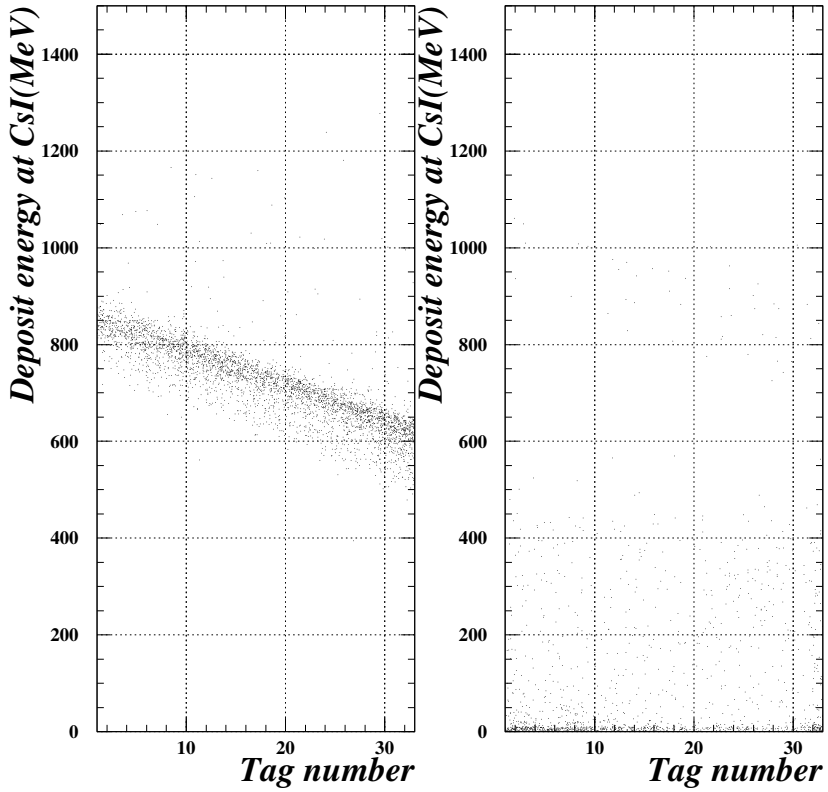

Figure 2.4: Tag-sigma トリガーと EG-bar トリガーの違い。左図が Tag-sigma トリガー、右図が EG-bar トリガー。縦軸は CsI で観測されたエネルギーで、横軸はタグの番号。入射光子のエネルギーは 690MeV から 1010MeV。EG-bar トリガーでは CsI で観測されるエネルギーが低い、つまり不感事象がより多く含まれる。

度遅らせた。これはそのタイミングがスピルの内部であり、且つ、その Tag-sigma トリガーを鳴らした事象とは相関がない[3]ようにするためである。また、Accidental トリガーのレートは瞬間的なビームの強度に比例しているので、このトリガーは実際にとった事象中の Accidental な挙動をあらわしている。Accidental トリガーは全体の 10%程度になるよう抑制されている。

[3]加速器の RF が 140MHz、つまりビームの飛来する間隔が数 nsec のオーダーなので、Accidental トリガーのタイミングとビームのタイミングには相関がない。

Chapter 3

較正

この章では CsI と液体シンチレーター のエネルギーの較正について説明する。

3.1 CsI で観測されるエネルギーの較正

まず、宇宙線中のμ粒子をもちいて 9 個の CsI ブロックの相対的なゲインを調整し、その後、光子ビームをもちいてエネルギーの較正をおこなった。

図 3.1に宇宙線で相対的なゲインを調整したときの装置の外観図を示す。

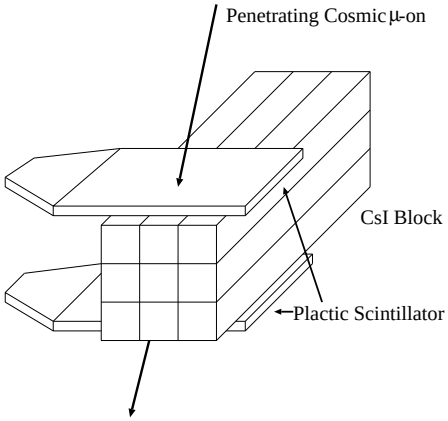

Figure 3.1: 宇宙線μ粒子を測定したときの装置の外観図。上下のシンチレーター の信号が同時になることを要求することで、μ粒子が突き抜けたことを確認する。

CsIブロックを薄いシンチレーター の板で挟み、宇宙線μ粒子(この場合、そのほとんどが MIP[1]) が CsI に落とすエネルギー (約 30MeV) を ADC で測定し、そのピークの位置をあわせる様にした。図 3.2に相対的なゲインを調整した後の、各 CsIブロックについての ADC 分布を示す。ADC の値はペデスタルを引いた後の値である。表 3.1 に ADC の MIP のピークの値を示す。これらの値はピークを gaussian で fit して得られた値である。相対的なズレは 3%以下である。

[1] Minimum Ionizing Particle。dE/dx はある程度以上のエネルギーをもつ粒子に対しては一定になる。μ粒子の場合は、約 300MeV/c 以上。

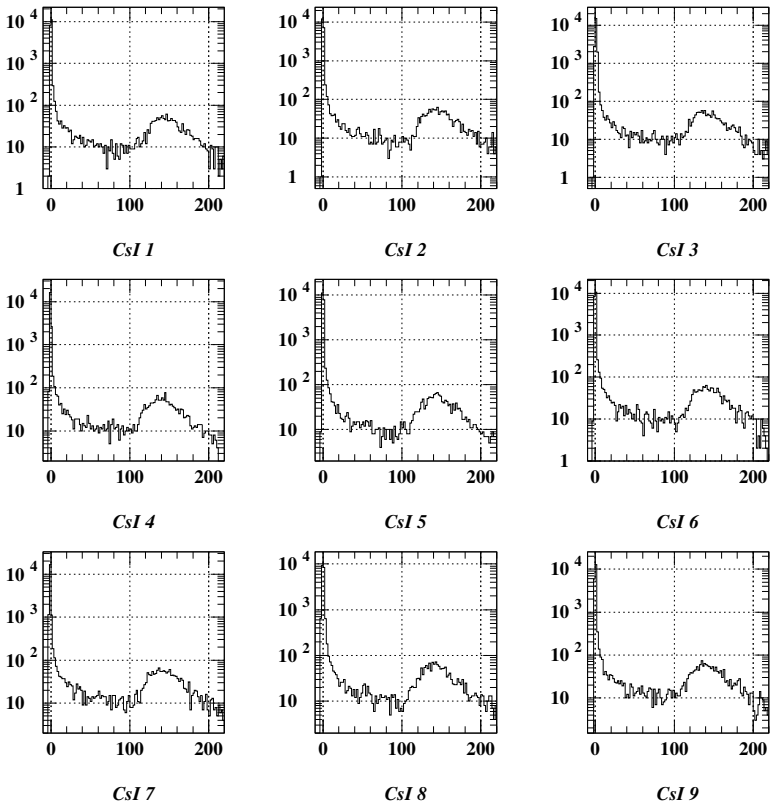

Figure 3.2: 相対的なゲインを調整した後の ADC の値の分布。

CsI	MIP peak(ADC-count)
1	144
2	143
3	140
4	140
5	143
6	140
7	141
8	142
9	140

Table 3.1: MIP を測定したときの ADC の値のピーク。値はペデスタルを引いた後のもの。

絶対的なエネルギーの較正は光子ビームをもちいておこなった。図 3.3に、実際に 500MeV の光子ビームを入射したときの CsI ブロックの ADC 分布と、EGS シュミレーション[2]により同条件で得られた CsI で観測されるエネルギーの分布を示す。この図は光子ビームが入射する CsI ブロック 9 つ全てについてのものである。

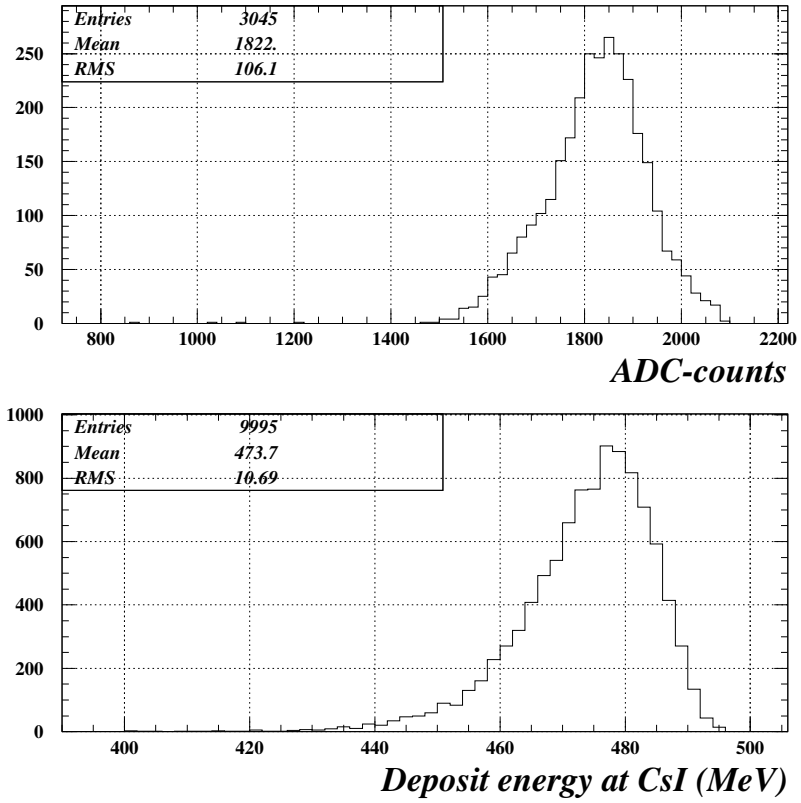

Figure 3.3: 500MeV の光子ビームを入射させたときに CsI で観測されるエネルギーの分布。上図は実際にビームを入射させて得られた ADC の分布。下図は EGS シュミレーションにより得られたエネルギーの分布。

絶対的なゲインは、シュミレーションにより得られた平均の CsI で観測されるエネルギーの値を、ADC の平均値で割ることにより得た。図 3.3 より、ADC の 1 カウントは 260KeV に相当することがわかる。

3.2 中性子検出器で観測されるエネルギーの較正

中性子検出器で測定されるのエネルギーの較正には、4.43MeV のγ線源である Am/Be[3]をもちい、その Compton Edge を測定することでおこなった。

[2]電磁相互作用によりおこる物理現象を非常に良く再現するシュミレーションコード
[3]Am/Be は中性子線源でもある。

Compton 散乱による電子のエネルギーの分布は Klein-Nishina の公式に従う。そこで、得られたプロットを Klein-Nishina の公式 (を gaussian で smearing し、背景事象として指数関数をくわえたもの) で fit して、Compton Edge に対応する ADC-count を算出した。図 3.4に、Klein-Nishina の公式から計算された、4.43MeV の光子が入射したときに観測されるエネルギー分布ををを示す。また、fit により得られたのプロット一例を図 3.5に示す。

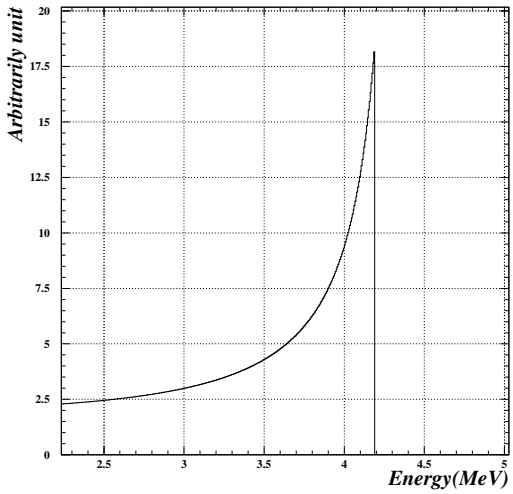

Figure 3.4: Klein-Nishina の公式から計算された、観測されるエネルギーの分布。入射光子のエネルギー 4.43MeV の場合。

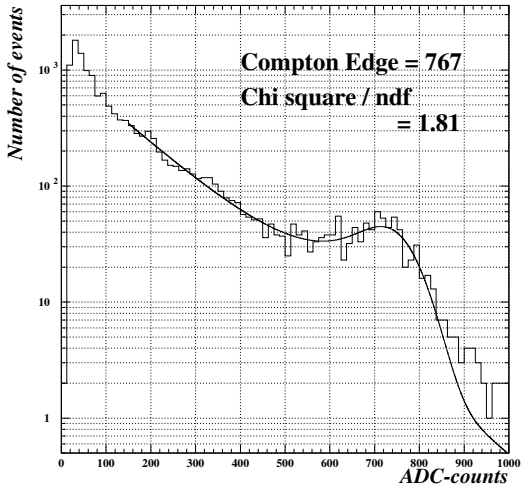

Figure 3.5: Compton Edge を決定するための fit の一例。

その後で、求めた ADC-count が、4.43MeV のγ線を測定したときの Compton Edge に相当する 4.19MeV になるように、エネルギーの較正をおこなった。

ただし、ここで較正されたエネルギーの値は中性子に対しては適用できない。それは中性子と光子とで、液体シンチレーター の発光過程が異なるからである。ただし、中性子のエネルギーと出力の対応は過去の実験 [3] で測定されており中性子が 5MeV までならば、中性子からの出力はエネルギーの 3/2 乗に比例する。また、中性子のエネルギーが 5MeV をこえると、単純に比例するようになる。

これにより、光子に対しては約 5MeV、中性子に対しては約 10MeV まで測定できることが確かめられた。

3.3 中性子検出器で測定される時間の較正

中性子検出器からの出力を 2 つにわけた後、1 つは discriminator に入れ、その出力を TDC で測定した。中性子検出器で測定される時間の較正は、Tag-sigma トリガーで得られた事象からおこなった。それは、Tag-sigma トリガーで観測されるのは、ほとんどが CsI でおこった電磁シャワーの漏れからくる電子、光子だからである。以下この節での説明はすべて、Tag-sigma トリガーで得られた事象についてのものである。

図 3.6に観測されたエネルギーと TDC の値の相関図を示す。この時点では縦軸の TDC の値の絶対値には意味がない。

これを見ると、エネルギー、つまり出力パルスと TDC の値に相関があることがわかる。この両者の関係は、以下の式で表される。

$$TDCvalue = \frac{\mathrm{A}}{\sqrt{\mathrm{Energy}}} - \mathrm{B}\cdot\mathrm{Energy} + \mathrm{C} \tag{3.1}$$

A、B、C、は正の符合を持つ係数である。

ここで、エネルギーと TDC の値との相関を説明する前に、TDC のストップ信号を作り出している、Constant Fraction Discriminator (CFD) について説明する。Discriminator に CFD をもちいた理由については次章で詳しく述べる。一般に Discriminator によってパルスのタイミングを測定するときには、そのタイミングはパルス高によって影響を受けてしまう (図 3.7参照)。

CFD には、このパルス高の違いによる信号の出力タイミングのズレ (一般に Time walk と呼ばれる) をなくす働きがある。その仕組みを図 3.8に示す。

まず、入射パルスを二つにわける (パルス高が V_0)。そして、一方はパルス高の一定の割合の所 kV_0が t_0にくるように、他方は反転させた後パルス高が kV_0になるように減衰させる。それら二つのパルスを足しあわせると、二つの山を持つパルスになり、ゼロ点はパルス高によらず一定のタイミングになる。

このようにパルス高、つまりエネルギー[4]によらず、その出力タイミングが同じになる CFD を使用したのだが、それでもエネルギーによる影響を完全には除けない。その影響が 3.1式の第 1 項と第 2 項にあらわれている。第 1 項は、パルス高によるタイミングのズレ (Time walk) をあらわす項である。CFD は閾値より少し上の所までは、その効果が完全には効いてこない。それがこの項にあらわれている。第 2 項は、CFD のゼロレベルがずれていることをあらわす項である。図 3.8で Summed パルスがゼロになるところが CFD の出力タイミングだが、そのゼロレベル自体がズレているとパルス高によりタイミングがずれる。

[4]粒子が同じならばエネルギーはパルス高に比例する

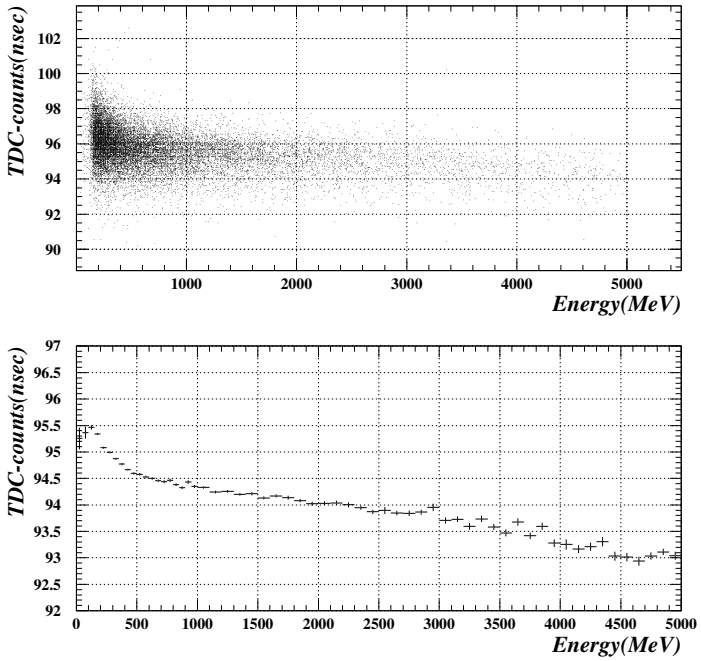

Figure 3.6: Tag-sigma トリガーで得られた事象についての、エネルギーと TDC の値の相関図。下図は上図のプロファイルプロットである。

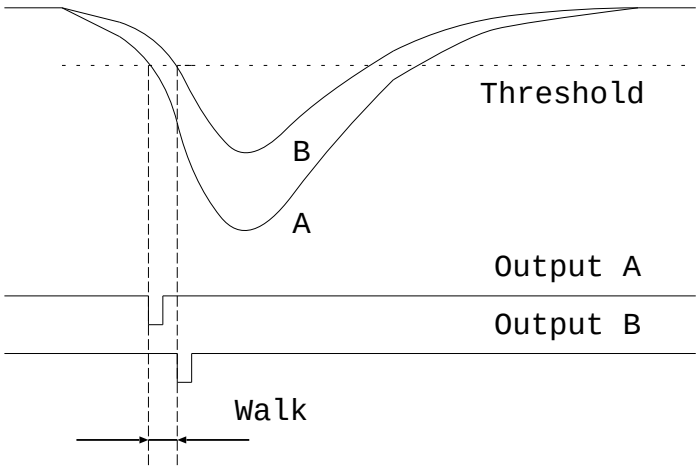

Figure 3.7: パルス高によるタイミングのズレ。同じタイミングでパルスが来てもパルス A のほうが閾値 (threshold) に早くかかるために、パルス B に対してズレが生じる。

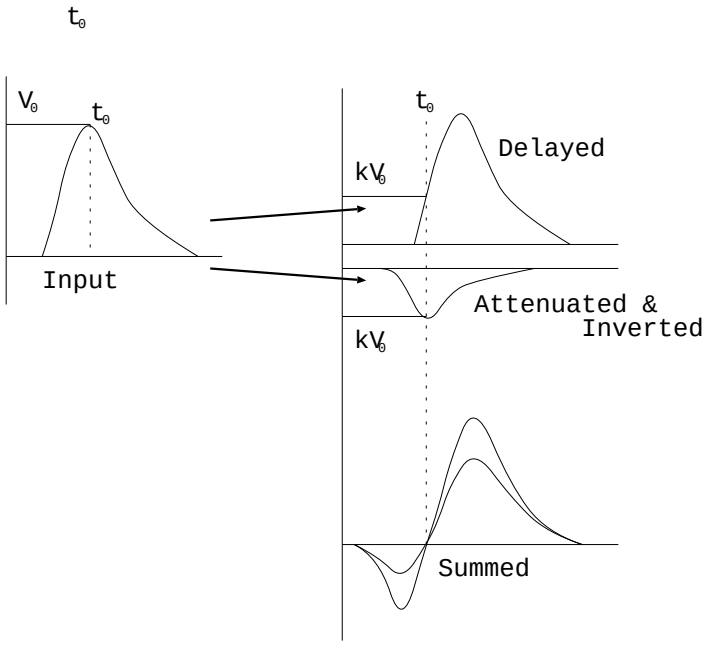

Figure 3.8: CFD の出力のタイミングが、パルス高によらなくなる仕組み。

最終的に、時間の較正は 3.1式であらわされた値を TDC の値から引くことでおこなった。つまり、較正後の TDC の値は、電磁シャワーの漏れから来る電子、光子が液体シンチレーターに到達するまでの飛行時間と、観測する粒子の飛行時間の差をあらわすことになる (ここでは、これらの粒子が光子ビームに起源を持つ、つまり、発生時刻が同じという仮定がある)。図 3.9に、較正後のエネルギーと TDC の値との相関を示す。

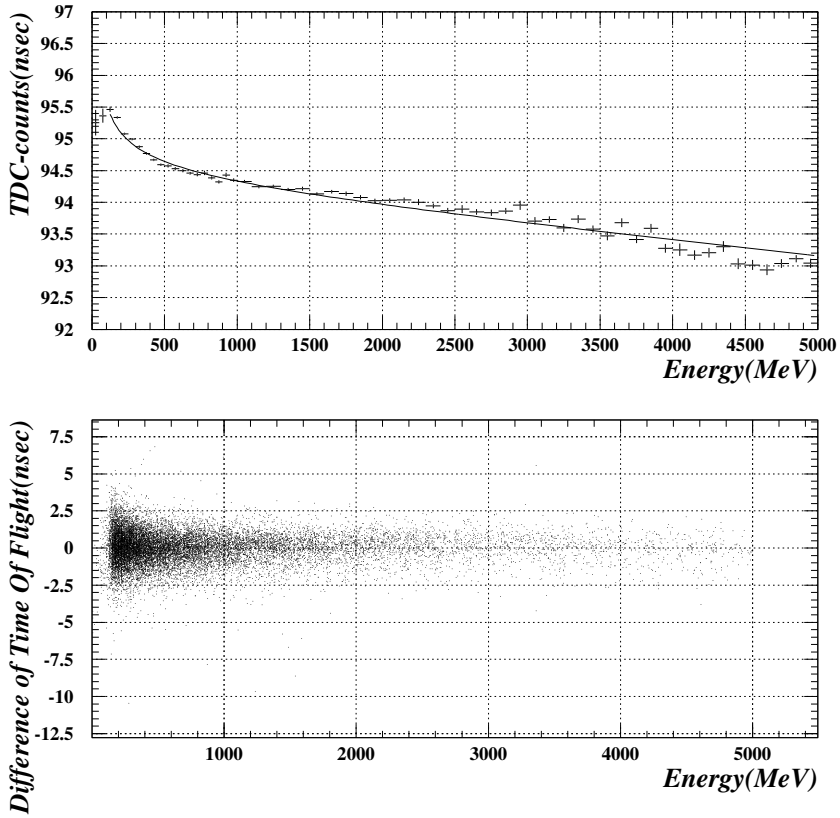

Figure 3.9: 下図が TDC 較正後の中性子検出器で測定された TDC とエネルギーとの相関図。較正後の TDC の値は電磁シャワーから来る電子との飛行時間の差になる。上図は較正前の TDC とエネルギーの相関を、(3.1) 式で fit したときの図。

Chapter 4

パルス波形を利用した中性子の識別

中性子と光子とでは液体シンチレーター からの出力パルス波形が異なる。その波形の違いを利用した中性子の識別は、この実験の解析の中で重要な役割を占める。そこで、この章では解析の前段階として、パルス波形の違いを利用して背景事象の光子から中性子を識別する方法を詳細に説明する。

4.1 液体シンチレーター の発光機構

液体シンチレーターからの出力パルスの特徴として、そのパルスの成分中に減衰時間の短い成分と長い成分の 2 種類があることが挙げられる。この特徴は、物質中の分子の複数の励起状態の相互作用により説明できる。[4]

シンチレーション光は入射した荷電粒子が物質中の分子を励起し、それが基底状態に遷移するときに放出される。液体シンチレーター には、発光に寄与する励起状態としてスピンが 0 の Singlet 状態と、スピンが 1 の Triplet 状態がある。このうち、S 状態からの崩壊時間はナノセカンドのオーダーであるが、T 状態からの崩壊時間はマイクロセカンドのオーダーである。このうち S 状態から放出される光が、減衰時間の短い成分として寄与する。

一方、T 状態からはその崩壊時間の長さのため、直接、発光により基底状態へ遷移する確率は低い。その前に、他の T 状態にある分子と相互作用を起こし、それぞれ、S 状態の分子と基底状態の分子に遷移する。そして、その S 状態から光が放出される。この T 状態にあった分子が S 状態を経て発光する機構が、減衰時間の長い成分を説明する[1]。この減衰時間の長い成分が発光される割合は、T 状態の密度の 2 乗に比例する。また、分子を励起する荷電粒子の dE/dx が高いほど、分子励起時の T 状態の数は増える。

4.2 中性子と光子のパルス波形

中性子と光子とでは液体シンチレーターでの発光過程が異なる。その発光過程の違いが出力波形の違いとなってあらわれる。

液体シンチレーターに直接エネルギーを落とす荷電粒子は、中性子の場合、(N,P) 散乱からの反跳陽子であり、光子の場合は光電効果、コンプトン散乱、対生成等により生成された電子である。陽子と電子ではその質量の違いから、陽子のほうがはるかに dE/dx が大きい。このことと前

[1] 実際にはさらに複雑な機構が含まれる

説の説明を考慮すると、陽子を介してエネルギーを落とす中性子の出力パルスは、電子を介する光子と比較して、崩壊時間の長い成分を多く含むことになる (図 4.1)。この出力波形の違いを利用して、中性子と光子の識別をおこなった。

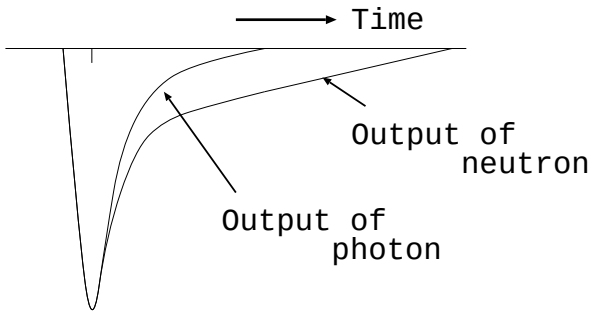

Figure 4.1: パルスの時間依存性を示す摸式図。中性子の出力パルスのほうが崩壊時間の長い成分を多く含む。

4.3 中性子の識別方法

4.3.1 2 種類の幅の異なる ADC ゲートをもちいた識別

パルス波形の違いを利用して中性子と光子を識別するために、中性子検出器からのアナログ出力を 2 つに分け、それぞれを幅の異なる ADC ゲートで測定した。ゲートは Gate generator で作られるが、そのタイミングは CFD からの出力により決められる。つまり、パルスの来るタイミングにあわせてゲートも開くようにした。これは中性子がくるタイミングが、そのエネルギーにより変化するからである。CFD を使用したのは、ゲートのタイミングがパルス高に依らないようにするためである。

それぞれのゲートを、パルスに対し図 4.2のように設置した。Gate generator が 50nsec よりも狭い幅のゲートをつくることができなかったので、ゲートのタイミングを 40nsec 早めることで、実質的に 50nsec よりも狭い幅を持つゲートと同じ効果がえられるようにした。そのタイミングを早めた分を除く、実質的なゲートの幅は 35nsec と 200nsec である。ゲート幅の決定については次小節で説明する。

図 4.2の中で、Wide gate が中性子からの出力パルスと光子からの出力パルスの両方を含むのに対し、Narrow gate 内ではパルスが完全に減衰していない。つまり、Narrow gate では出力パルスの崩壊時間の短い成分を、Wide gate では長い成分まで含めた出力を捉えることを意図している。以下、Narrow gate をもちいて測定された ADC の値を N-value、Wide gate をもちいて測定された ADC の値を W-value として説明をしていく。

図 4.3にこの方法をもちいて、Am/Be 線源からの光子、中性子を測定したときの N-value と W-value の相関図を示す。

図 4.3では、明らかに、中性子の出力と光子の出力からなる 2 種類の線が見える。W-value が同じならば、中性子の出力の N-value のほうが光子の N-value に比べて小さいはずである。つまり、下方の線は中性子からの事象をあらわし、上方の線は光子からの事象を表している。また、W-value

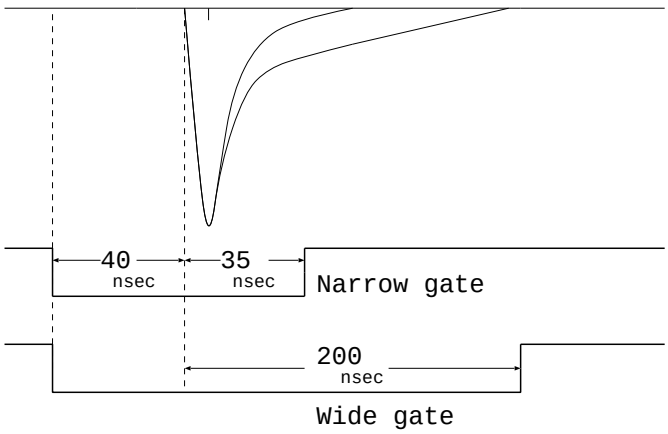

Figure 4.2: パルスに対するゲートの位置を示す模式図。

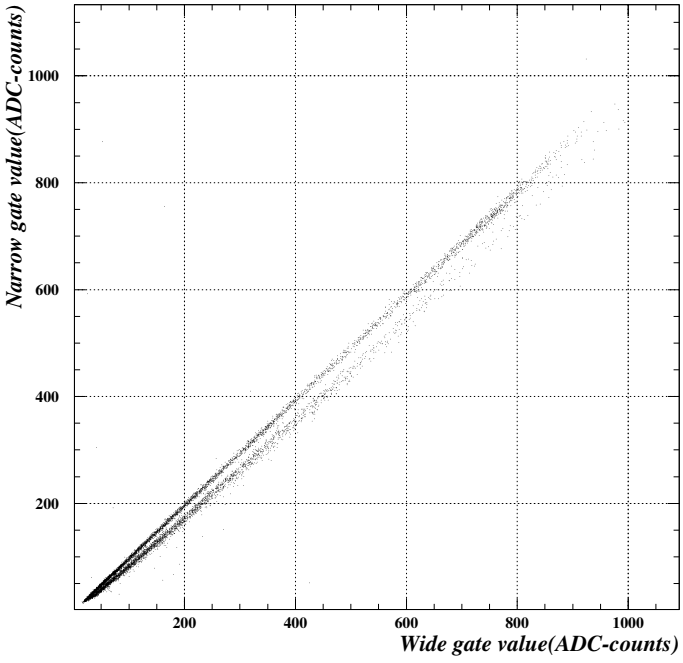

Figure 4.3: Am/Be 線源からの光子、中性子を測定したときの N-value と W-value の相関図。N-value、W-value はそれぞれ、Narrow gate、Wide gate をもちいて測定された ADC の値。

に対する N-value の比 (N-value/W-value) を図 4.4に示す。

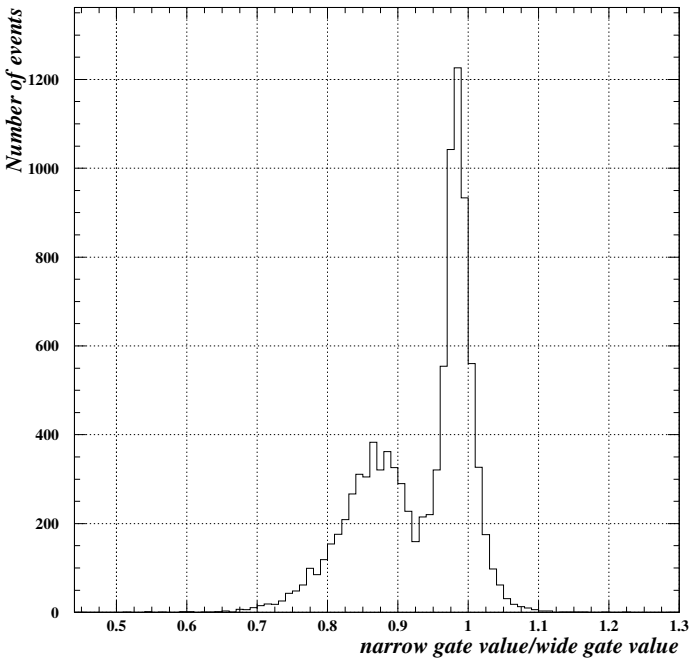

Figure 4.4: Am/Be 線源からの光子、中性子を測定したときの W-value に対する N-value の比 (N-value/W-value)。N-value、W-value はそれぞれ、Narrow gate、Wide gate をもちいて測定された ADC の値。

先ほどの考察から、右側の山が光子をあらわし、左側の山が中性子をあらわしていることがわかる。

4.3.2 ゲート幅の最適化

この小節では、全ゲート幅から、立ち上がりの前の 40nsec を引いた値をゲートの幅として扱っている。Wide gate の幅はパルスが全て含まれるよう 200nsec に定めた。Narrow gate の幅に関しては、値を 20、30、40、50nsec と変えていき、Am/Be 線源からの光子、中性子を測定したときの W-value に対する N-value の比 (N-value/W-value) から最適値を見積もった。その結果を図 4.5に示す。

これらを評価するときには，以下のような値を用いた。

$$\text{Separation Factor} \equiv \frac{\text{mean}(1) - \text{mean}(2)}{\sqrt{\text{sigma}(1)^2 + \text{sigma}(2)^2}} \tag{4.1}$$

mean(i)、sigma(i) は、各図を 2 つの gaussian で fit したときに得られるそれぞれの中心値 (mean) と平均偏差 (sigma) である。この値が大きいほど、分解能が優れているということを示す。

表 4.1に各図の値を示す。これより、Narrow gate の幅を 35nsec に設定した。

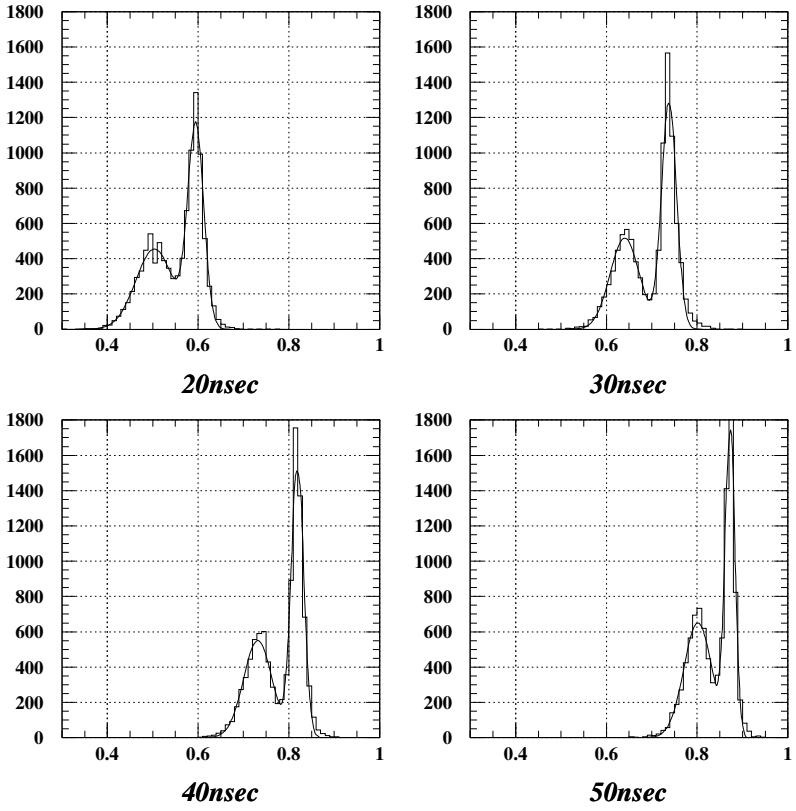

Figure 4.5: 中性子検出器で Am/Be 線源からの光子、中性子を測定したときの W-value に対する N-value の比 (N-value/W-value)。N-value、W-value はそれぞれ、Narrow gate、Wide gate をもちいて測定された ADC の値。左上から Narrow gate 幅を 20、30、40、50nsec と変化させて測定したときの図。

Narrow gate width(nsec)	Separation factor
20	2.03
30	2.69
40	2.55
50	2.17

Table 4.1: 各 Narrow gate の幅に対する、分解能を示す値。

4.3.3　パルス波形の違いの数値化

前小節でみたように、W-value に対する N-value の比を取ることでも中性子と光子を識別することはできる。しかし、図 4.6にみるように、W-value に対する N-value の比はエネルギーに対して一定でない。Narrow gate と Wide gate の比がエネルギーに対して一定でない理由は、図 4.3にみられる二つの線が実は曲がっているからである。つまり、Narrow gate と Wide gate の比を中性子と光子の識別の指標として用いると、その識別する条件をエネルギーによって細かく変えていかなければならない。そこで、中性子と光子の識別の指標として、以下のような手順で得られる値をもちいた。

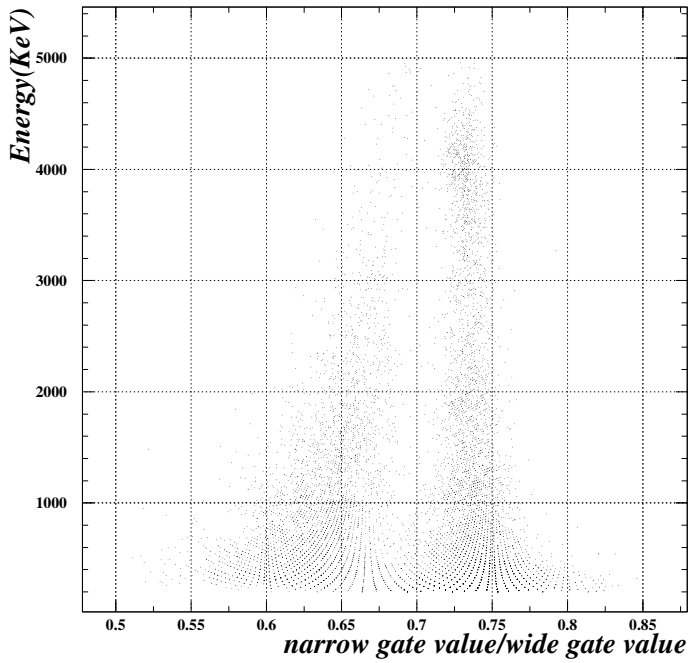

Figure 4.6: Am/Be 線源からの光子、中性子を測定したときの、エネルギーと W-value に対する N-value の比の相関図。N-value、W-value はそれぞれ、Narrow gate、Wide gate をもちいて測定された ADC の値。

(1)N-value と W-value の相関図 (図 4.3) 上でみられる、光子と中性子が成す曲線の中心を通過するような 2 つの関数を用意する。

(2) 事象が 2 つの関数のどちらに近いかを値としてあらわす。

このように計算される値を使うことで、液体シンチレーターに入射する粒子のエネルギーによらず、識別する条件を決めることができる。以下、順を追って、中性子と光子を識別する指標の算出法を説明していく。

(1)N-value と W-value の相関図 (図 4.3) 上でみられる、光子と中性子が成す曲線の中心を通過するような 2 つの関数を用意する。

まず、その関数がどのような式であらわされるのかを考える。図 4.7のようにパルスを三角形で近似して考える。

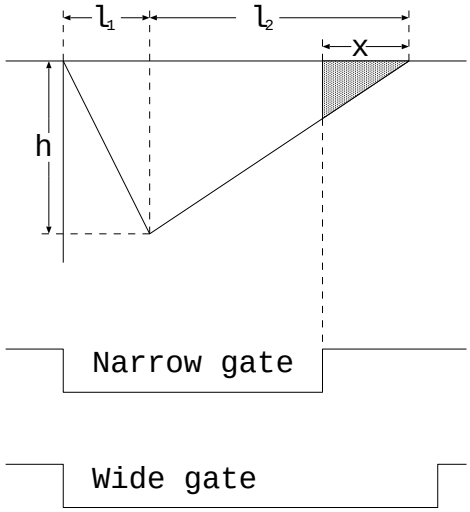

Figure 4.7: N-value と W-value の関係を考えるための模式図。N-value、W-value はそれぞれ、Narrow gate、Wide gate をもちいて測定された ADC の値。

図 4.7に従えば、パルス全体の面積(W-value に相当)をW、Narrow gate には含まれず Wide gate にのみ含まれるパルスの部分の面積をW' (図で影付きの部分) としたとき

$$W = \frac{h \cdot (l_1 + l_2)}{2}$$

$$W' = \frac{h \cdot x^2}{2 \cdot l_2} = W \cdot \frac{x^2}{2 \cdot l_2 \cdot (l_1 + l_2)} = W \cdot \frac{x^2}{L}$$

$$\text{ここで } L = 2 \cdot l_2 \cdot (l_1 + l_2)$$

となる。N-value を N とすると、

$$N = W - W'$$

$$= W \cdot (1 - \frac{x^2}{L})$$

という関係が成り立つ。x が定数であれば、N は W に比例し Narrow gate の値と Wide gate の値の相関図において、事象は直線を成す。しかし、x は Narrow gate のタイミングに比例するものであり、3.1式でみるように、Narrow gate を作り出している CFD のタイミングはエネルギーに依存している。x が 3.1式であらわされるとして、上式に代入し、高次の項を取り除くと、

$$N = A + B \cdot W + C \cdot \sqrt{W} - D \cdot W^2 + E \cdot W^{3/2} \tag{4.2}$$

となる。ここで、A、B、C、D、E は正の符合を持つ係数である。この関数のパラメータを、事象を fit することにより得る。

光子の事象が成す曲線をあらわす関数のパラメータを得るために、Tag-sigma トリガーで収集された事象をもちいた。それは、第 3 章第 3 節で述べたように、Tag-sigma トリガーの場合はその事象のほとんどが光子だからである。図 4.8に Tag-sigma トリガーと EG-bar トリガーで収集された事象についての N-value と W-value の相関図を示す。図をみるとわかるように、Tag-sigma トリガーで収集された事象からは光子が成す曲線しか見られない。

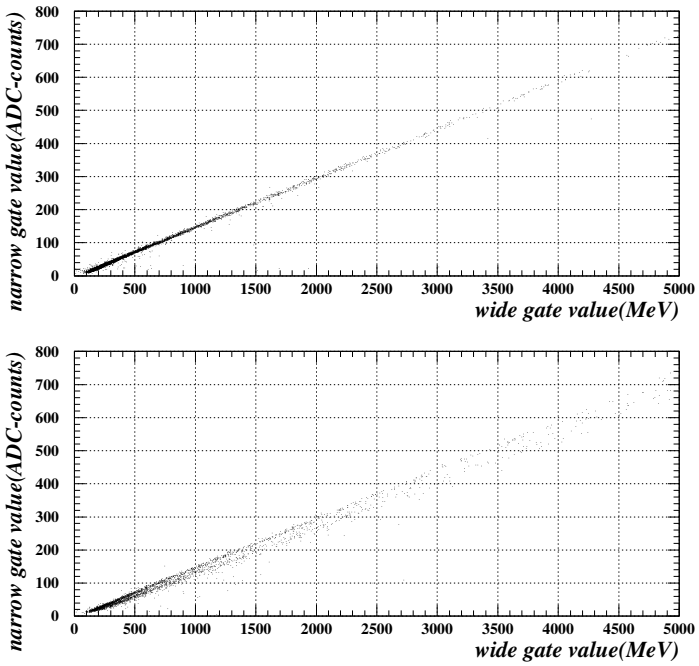

Figure 4.8: Tag-sigma トリガーと EG-bar トリガーで収集された事象についての N-value と W-value の相関図。N-value、W-value はそれぞれ、Narrow gate、Wide gate をもちいて測定された ADC の値。上図が Tag-sigma トリガー、下図が EG-bar トリガーで収集された事象。Tag-bar トリガーでは中性子は見られない。

次に、EG-bar トリガーで収集した事象をもちいて、中性子がつくる曲線を fit し、関数のパラメータを得た。図 4.9に、EG-bar トリガーで収集された事象について、Tag-sigma トリガーから導かれた関数からの距離とエネルギーの相関を示す。ここでいう距離とは図 4.8の縦軸に沿った距離である。EG-bar トリガーで収集された事象の中にも光子が含まれているが、図中の直線よりも下にあるという条件で中性子を選んだ。

EG-bar トリガーで収集された事象について、N-value と W-value の相関図の上に、以上の方法で得られた二つの関数をプロットしたものを図 4.10に示す。二つの関数ともに、よく事象の形を再現していることが分かる。また、図 4.11に Tag-sigma トリガーで収集された事象について、関数と事象の距離と、エネルギーの相関図を示す。左が関数として直線をもちいたときの図であり、右が 4.2式をもちいたときの図である。これらの図の比較からも、4.2式がよく事象の分布を

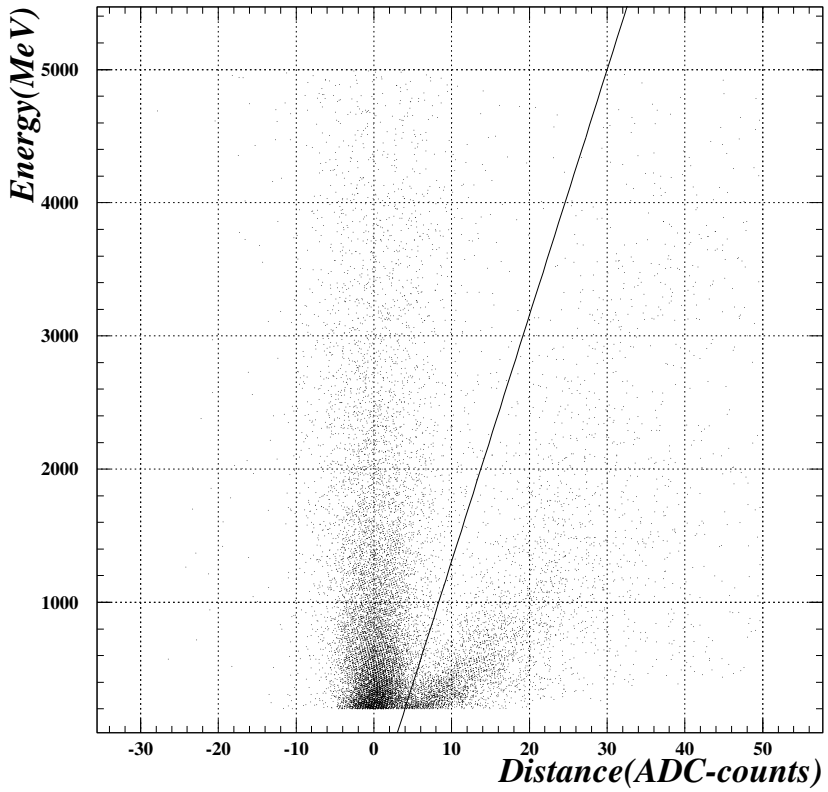

Figure 4.9: EG-bar トリガーで収集された事象についての、Tag-sigma トリガーから導かれた関数からの距離とエネルギーの相関図。直線よりも下にある事象が中性子をあらわす。

再現していることがわかる。

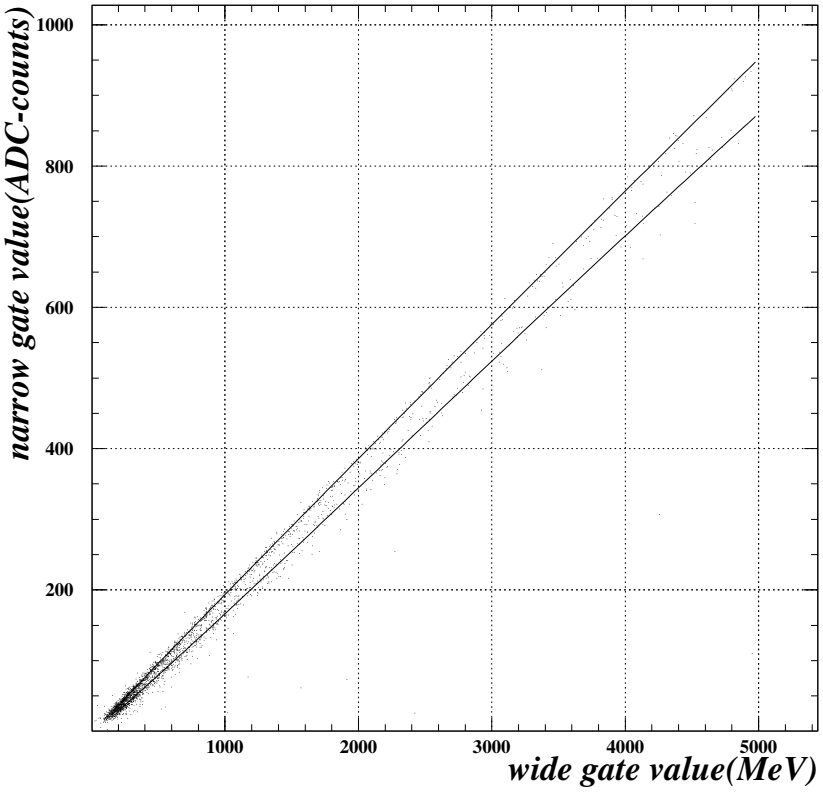

Figure 4.10: EG-bar トリガーで収集された事象について、N-value と W-value の相関と、その形を再現する関数のプロット。N-value、W-value はそれぞれ、Narrow gate、Wide gate をもちいて測定された ADC の値。

(2) 事象がどちらの関数に近いかを値としてあらわす。

中性子と光子を識別するための指標として、以下の値を用いた。

$$A.U.N. \equiv \frac{F_{photon}(W) - N}{F_{photon}(W) - F_{neutron}(W)}$$

ここで、F_{photon}、$F_{neutron}$は、それぞれ、光子、中性子をあらわす関数で、事象の座標を (W、N) とした。AUN の値は、その事象が中性子をあらわす関数に近いほど 1 に近づき、逆に光子をあらわす関数に近いほど 0 に近づく。

図 4.12に、EG-bar トリガーで収集された事象について、W-value に対する N-value の比と AUN、それぞれについてエネルギーとの相関を示す。

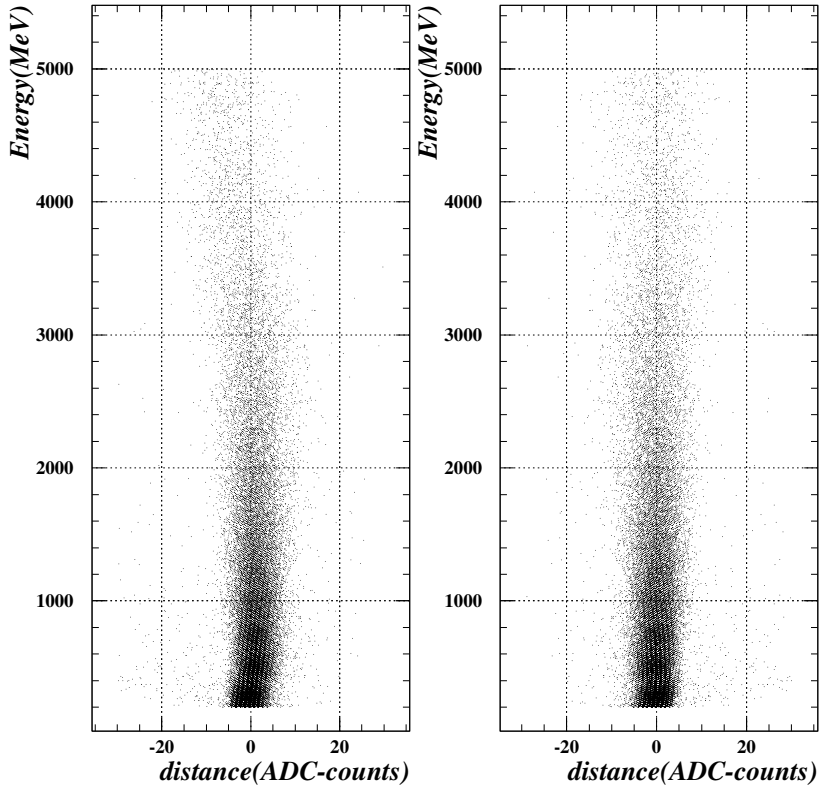

Figure 4.11: Tag-sigma トリガーで収集された事象についての、関数と事象の距離と、エネルギーの相関図。左図は関数が直線の場合で、右図は関数が (4.1) 式の場合。

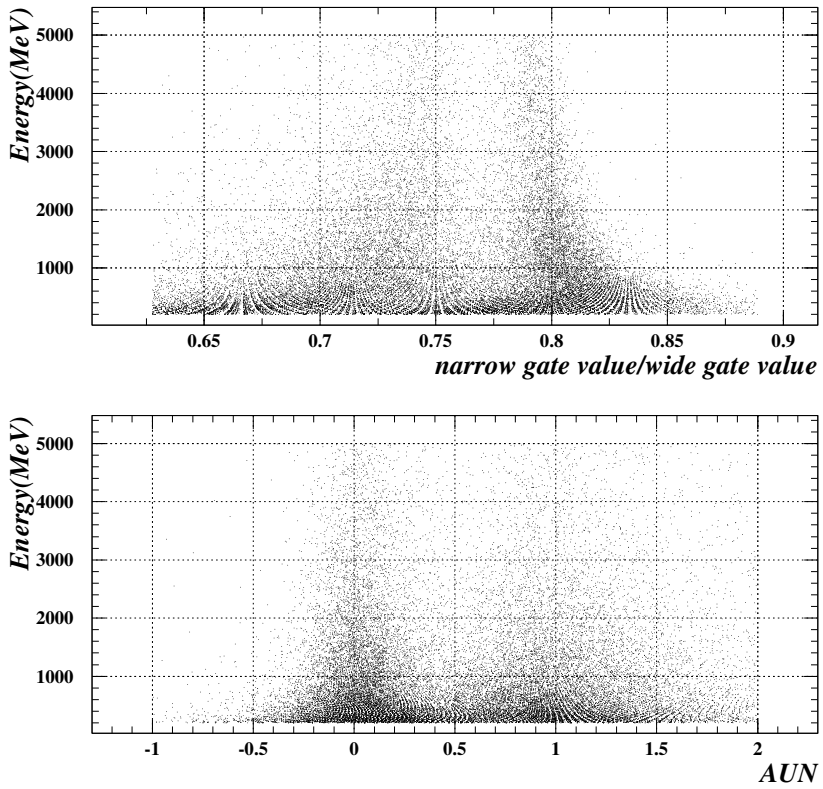

Figure 4.12: W-value に対する N-value の比と AUN についてのエネルギーとの相関図。N-value、W-value はそれぞれ、Narrow gate、Wide gate をもちいて測定された ADC の値。上図が W-value に対する N-value の比で、下図が AUN について示したものである。

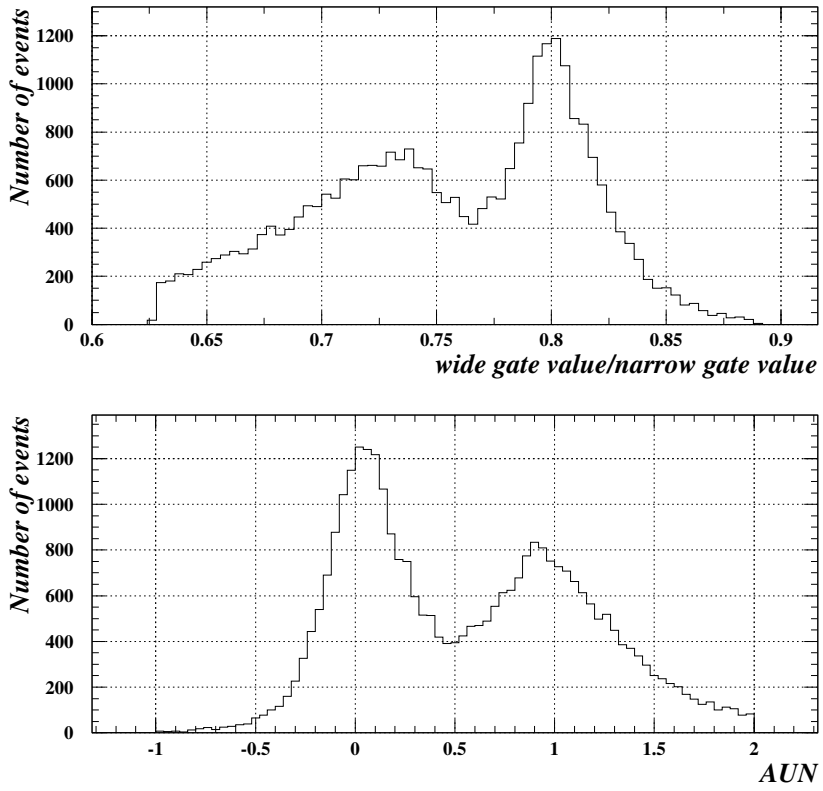

Figure 4.13: EG-bar トリガーで収集された事象についての、W-value に対する N-value の比と AUN の分布。上図が W-value に対する N-value の比で、下図が AUN である。

W-value に対する N-value の比はエネルギーに対して一定ではないが、AUN はエネルギーに依存していないことが分かる。また、図 4.13に、図 4.12をそれぞれの軸に投影したものを示す。
4.1式で表される separation factor の値を使うと、AUN については 2.26、Narrow gate と Wide gate の値の比については 1.74 という値が得られた。これより、中性子識別の分解能として AUN のほうが優れていることがわかる。以上のことから、この AUN をパルス波形を利用した中性子識別の指標としてもちいた。

Chapter 5

解析

EG-bar トリガーで収集されたデータについて解析をおこない、光核相互作用に由来する不感事象の数を計算した。また、光核相互作用に由来する不感事象の数を規格化するために、Tag-sigma トリガーで収集されたデータから CsI に入射した光子の数を見積もった。さらに、12 個の液体シンチレーター に対する中性子検出の多重度から、光核相互作用に由来する不感事象の検出効率を見積もった。

5.1 収集したデータ

収集した事象の数は、電子ビームのエネルギーが 430MeV のときが 749,743、750MeV のときが 2,865,537、1100MeV のときが 6,887,217 であった。これらは約 5 日間で収集された。

5.2 ビトー カウンターによるカット

データを収集する段階でビトー カウンターの条件がかかっていることは、前出のとおりである。それに加えて、データを解析する段階でビトー カウンターにさらに厳しい条件を要求した。こうすることで、光子ビームが CsI に入射することの確実性を高めることができる。

具体的には、全ての光子ビトー カウンターの値が、ペデスタルを gaussian で fit したときの標準偏差の 3 倍より小さいことを要求した。この条件により、電子ビームのエネルギーが 430、750、1100MeV で収集されたデータについて、それぞれ全体の、92%、65%、55%が残った。

以下の解析は、このカットで残った事象についておこなわれた。

5.3 光核相互作用に由来する不感事象の数の見積もり

この節では、光核相互作用に由来する不感事象の数を見積もる。その条件は、第 2 章の光核相互作用に由来する不感事象の定義に従うものである。

5.3.1 光核相互作用の同定

光核相互作用の同定は、光核相互作用からの二次粒子として放出される中性子を要求することでおこなった。中性子を要求する条件としては
(1)SGADC をもちいたパルス波形に対する条件

(2)TDC をもちいて求めた飛行時間に対する条件
を課した。エネルギー情報は、その 2 種類の条件に関連して利用される。解析段階では中性子検出器で観測されたエネルギーに対して閾値を 200keV に設定した。
　条件を課すときには、多少、真の信号である中性子を失っても、なるべく背景事象となる光子が除去されるようにした。

(1) パルス波形に対する条件

　パルス波形に対する条件には、前章で説明した AUN をもちいた。図 5.1に、電子のエネルギーが 430、750、1100MeV のときの、AUN の分布と中性子識別の条件を示す。矢印で示す点が、それぞれ上限と下限である。この図は、中性子を選ぶために (2) に示す飛行時間に対しておこなう要求をした後の分布である。

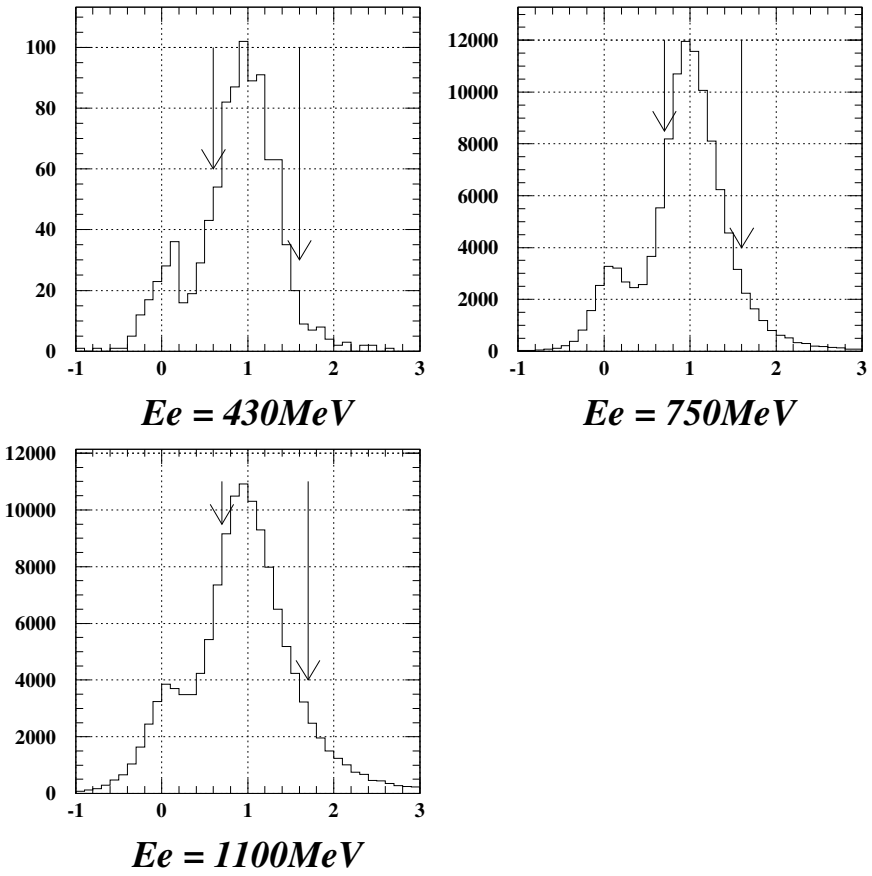

Figure 5.1: 左上から電子のエネルギーが 430、750、1100MeV のときの、AUN の分布と中性子識別の条件

　中性子を要求する条件は電子のエネルギーが 430、750、1100MeV の場合に対して表 5.1のように定めた。

Incident Electron Energy(MeV)	AUN condition
430	$0.6 \leq$ AUN ≤ 1.6
750	$0.7 \leq$ AUN ≤ 1.6
1100	$0.7 \leq$ AUN ≤ 1.7

Table 5.1: 電子のエネルギーが 430、750、1100MeV の場合の、AUN に対する中性子を要求する条件

下限は光子のピークから $3\sigma_{photon}$ に相当する値であり、上限は中性子のピークから $2\sigma_{neutron}$ に相当する値である。σ_{photon}、$\sigma_{neutron}$ は、それぞれ、図 5.1を 2 つの gaussian で fit したときの標準偏差である。

(2) 飛行時間に対する条件

中性子は質量を持つため、飛行速度は光速に満たない。そのため、中性子と光子とで、CsI から中性子検出器までの飛行時間が異なる。図 5.2に端に位置する中性子検出器と、中心に位置する中性子検出器で観測された粒子の飛行時間[1]の分布を示す。
電磁シャワーの漏れからくる光子のピークとは別に、数 nsec 遅れて中性子のピークがあることがわかる。端と中心の液体シンチレーターで飛行距離が異なるので、中性子のピークの位置も異なる。

また、同じ中性子検出器でも中性子のエネルギーにより測定される飛行時間は異なる。つまり、飛行時間に対して中性子を要求する条件は、エネルギーにより変化させるのが妥当である。図 5.3、図 5.4に、それぞれ、端と中心に位置する中性子検出器で観測された飛行時間とエネルギーの相関図を示す。図中の線に囲まれた部分が、中性子を要求する領域である。この図は、AUN に対して中性子を要求した後の相関図である。また、具体的な条件の下限値を表 5.2に示す。AUN に対して中性子を要求した後の、電磁シャワーの漏れからくる光子の飛行時間分布の標準偏差は約 1nsec であるので、光子の漏れ込みはほぼないといえる。上限値は、端、中心に位置する中性子検出器に対して、それぞれ、30nsec、20nsec とした。これは、図 5.2の中性子のピークから 2σ に相当する値である。飛行時間に対する条件は、電子のエネルギーによらず一定とした。

上記の (1)、(2) の条件を満たしたものを、中性子として要求した。

Energy(KeV)	At end(nsec)	At center(nsec)
200 - 400	10	5
400 - 600	7	4
600 - 2000	6	3
2000 - 4000	5	3
4000 - 5000	4	2

Table 5.2: 飛行時間に対して中性子を要求するための下限値

[1] 正確には光子の飛行時間との差である。第 3 章 第 3 節参照。

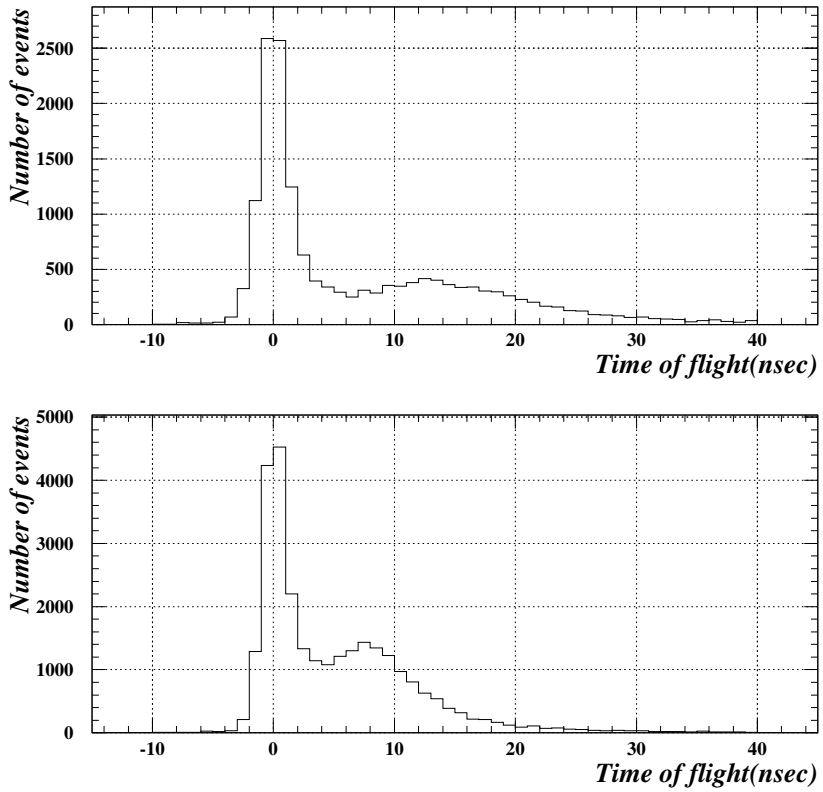

Figure 5.2: 観測された粒子の飛行時間の分布。上図が端に位置する中性子検出器、下図が中心に位置する中性子検出器から得られた分布。

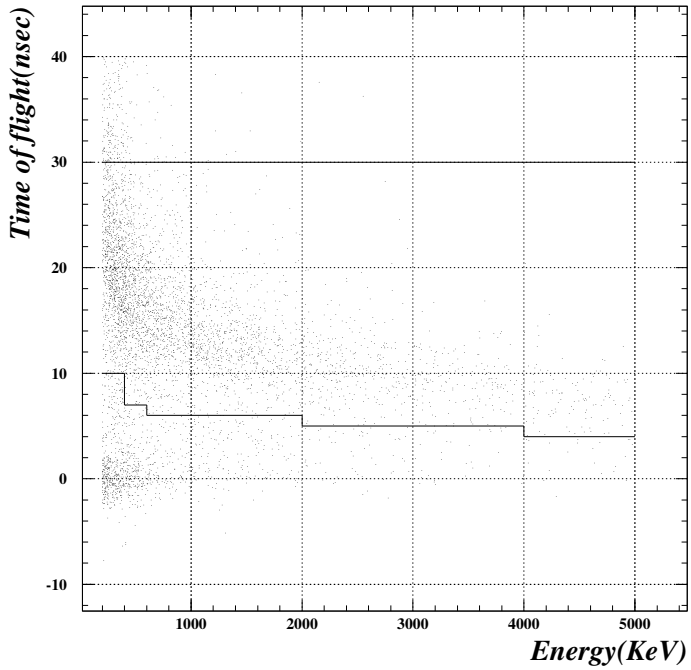

Figure 5.3: 端に位置する中性子検出器における、飛行時間に対する中性子を要求する条件。

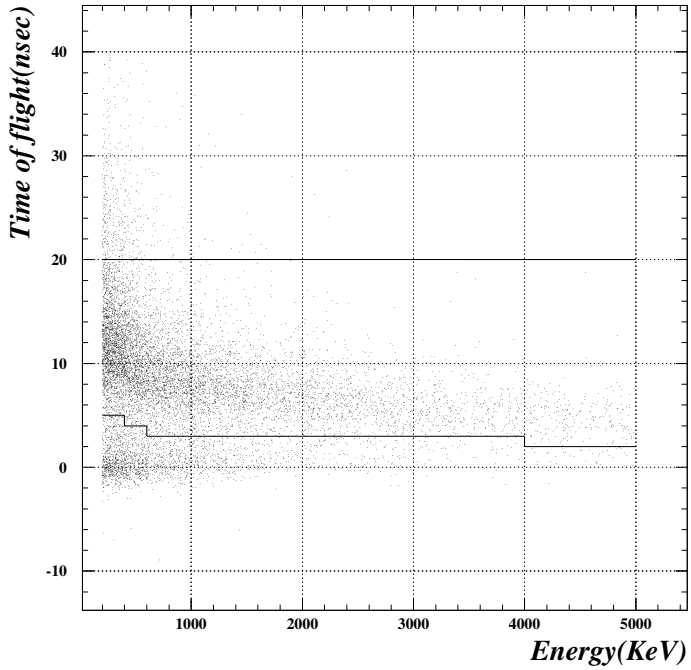

Figure 5.4: 中心に位置する中性子検出器における、飛行時間に対する中性子を要求する条件。

5.3.2　光核相互作用に由来する不感事象の数

光核相互作用に由来する不感事象を選択するための条件の残りの一つは、CsI で観測されたエネルギーが閾値以下であるという条件である。少なくとも一つは中性子が検出されたという条件を課したときの、CsI で観測されたエネルギーの分布を図 5.5、5.6、5.7に示す。図 5.5、5.6、5.7 は、それぞれ、入射光子のエネルギーが 90 ~ 330MeV、340 ~ 650MeV、690 ~ 1100MeV についての分布で、80MeV ごとにまとめてある。

これらの図で、設定した閾値よりも CsI で観測されたエネルギーが低い事象の数が、光核相互作用に由来する不感事象の数である。但し、入射光子のエネルギーが 690 ~ 1100MeV については、CsI で観測されたエネルギーが 1MeV 以下のところでピークが見られる。背景事象についての考察は次章で論ずるが、このピークは背景事象による可能性と、光核相互作用に由来する不感事象による可能性の 2 種類がある。よって、CsI で観測されたエネルギーが 1MeV 以下の事象の数を単純に数え上げた場合と、1MeV 以上の所から外挿して 1MeV 以下の事象の数を見積もった場合とで不感率を計算し、それぞれを不感率の上限値、下限値として見積もることにした。入射光子のエネルギーが 340 ~ 650MeV についても、特に 1MeV 以下のところでピークは見られないが、このデータについても同様に扱った。入射光子のエネルギーが 330MeV 以下については、統計量が少ないため、CsI で観測されたエネルギーが 1MeV 以下の事象の数を単純に数え上げた場合の不感事象の数から不感率を算出することにした。表 5.3に、CsI で観測されたエネルギーが 1MeV 以下の事象の数を、単純に数え上げた場合と、1MeV 以上の所から外挿して 1MeV 以下の事象の数を見積もった場合とで、CsI で観測されたエネルギーに対する閾値を 1MeV、5MeV、10MeV に設定したときの、光核相互作用に由来する不感事象の数を示す。また、表 5.4に、閾値を 20MeV、50MeV、100MeV に設定したときの光核相互作用に由来する不感事象の数を示す。CsI で観測されたエネルギーが 1MeV 以下の事象の数を、1MeV 以上の所から外挿して 1MeV 以下の事象の数を見積もった場合でも、1MeV 以上の事象数はそのまま数え上げた。

5.4　CsI に入射した光子の数の見積もり

CsI に入射した光子の数は、Tag-sigma トリガーで収集された事象の数を電子のエネルギーが 1100、750MeV のときには 65 倍、430MeV のときには 2 倍[2]したものである。表 5.5に、入射エネルギー毎の CsI に入射した光子の数を示す。

5.5　光核相互作用が起った事象に対する検出効率

光核相互作用が起ったことは、中性子を検出することで同定する。しかし、中性子検出器の検出効率は 100%ではなく、CsI の全立体角を覆ってもいない。つまり、光核相互作用がおこった事象の全てを検出することはできない。そこで、光核相互作用が起った事象に対する検出効率を、12 個の中性子検出器うち中性子がいくつ検出されたのかという多重度から計算した。中性子が少なくとも一つ以上と要求したときの検出効率ηは、多重度の分布を poisson で fit したときの平均値をμとすると、以下の式から得られる。

$$\eta = 1 - exp(-\mu) \tag{5.1}$$

[2]第 2 章 第 2 節 第 2 小節参照

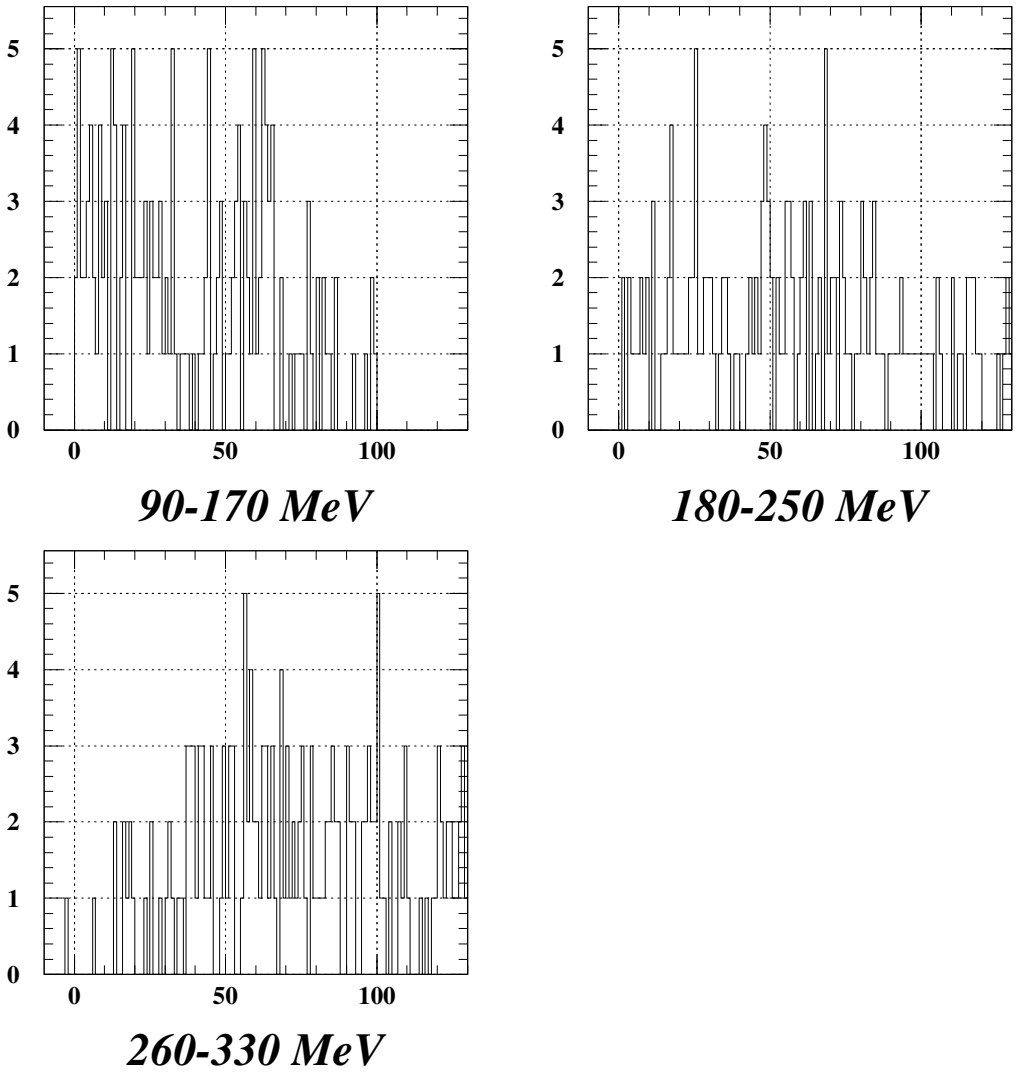

Figure 5.5: 少なくとも一つは中性子が検出されたという条件を課したときの、CsI で観測されたエネルギーの分布。横軸は CsI で観測されたエネルギーで単位は MeV。入射光子のエネルギーが 90 から 330MeV の場合。

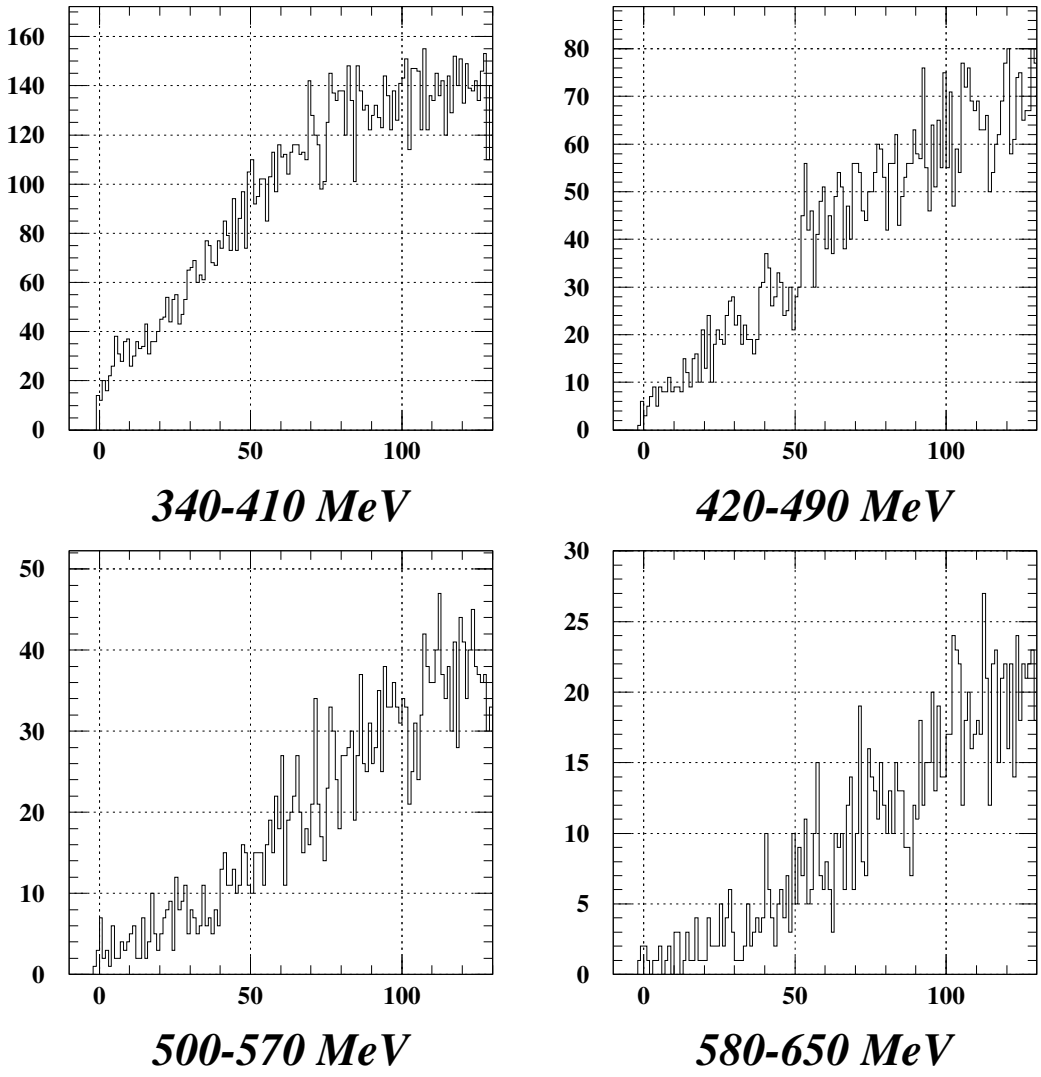

Figure 5.6: 少なくとも一つは中性子が検出されたという条件を課したときの、CsI で観測されたエネルギーの分布。横軸は CsI で観測されたエネルギーで単位は MeV。入射光子のエネルギーが 340 から 650MeV の場合。

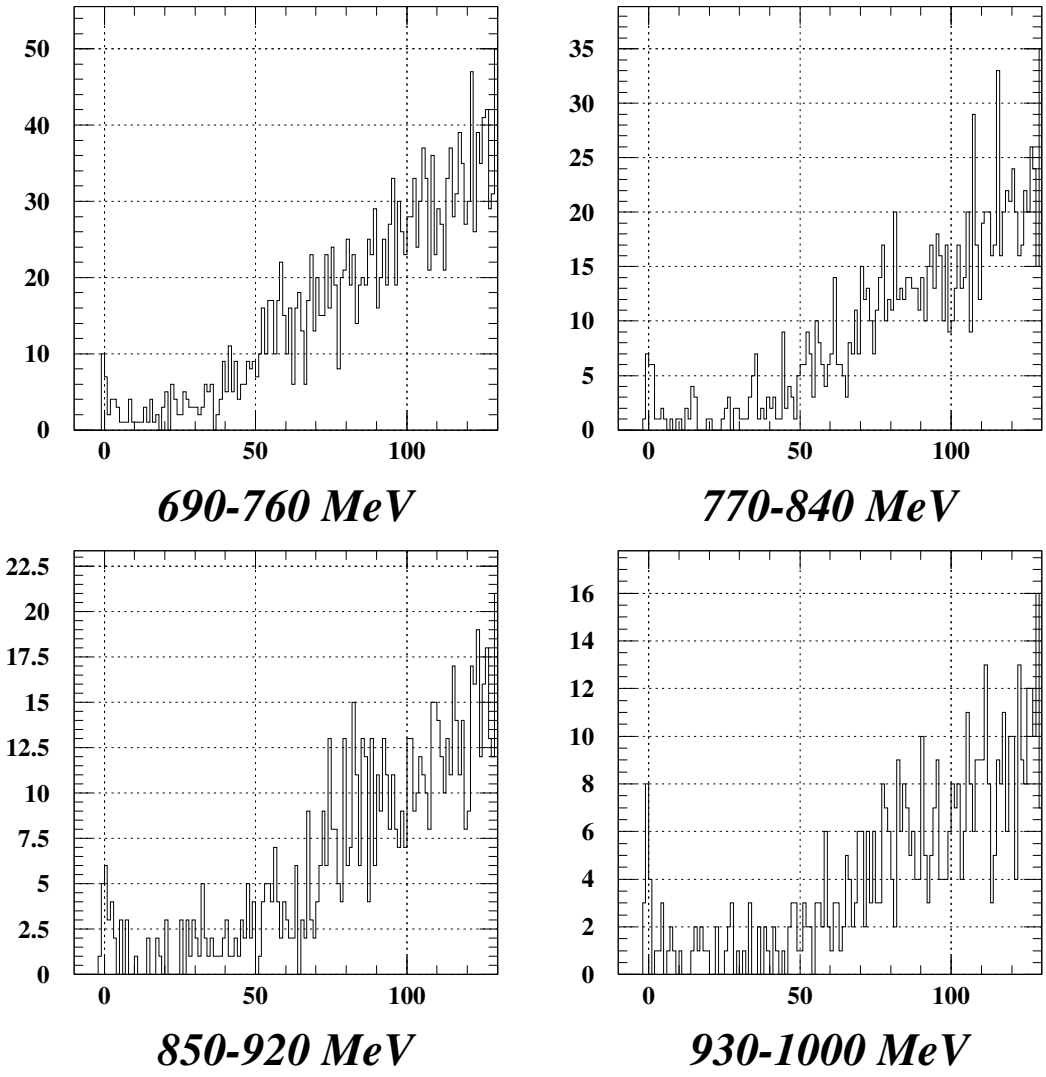

Figure 5.7: 少なくとも一つは中性子が検出されたという条件を課したときの、CsI で観測されたエネルギーの分布。横軸は CsI で観測されたエネルギーで単位は MeV。入射光子のエネルギーが 690 から 1100MeV の場合。

Incident Photon Energy(MeV)	Direct counting			Extrapolating		
	1 MeV	5 MeV	10 MeV	1 MeV	5 MeV	10 MeV
90 - 170	2	15	28			
180 - 250	0	5	12			
260 - 330	1	1	2			
340 - 410	26	110	280	15.7	99.7	269.7
420 - 490	10	36	80	4.7	30.7	74.7
500 - 570	11	23	38	1.	13.	28.
580 - 650	5	8	13	0.5	3.5	8.5
690 - 760	17	30	38	1.9	14.9	22.9
770 - 840	14	24	27	1.3	11.3	14.3
850 - 920	12	21	27	1.9	10.9	16.9
930 - 1000	15	20	24	1.3	6.3	10.3

Table 5.3: 中性子を要求したときに CsI で観測されたエネルギーが 1MeV 以下の事象の数を、直接、数え上げた場合と、1MeV 以上の所から外挿して 1MeV 以下の事象の数を見積もった場合の、観測された光核相互作用に由来する不感事象の数。CsI で観測されるエネルギーに対する閾値が 1MeV、5MeV、10MeV について示す。光子のエネルギーが 330MeV 以下では統計が少ないため、外挿による見積もりはしていない。

Incident Photon Energy(MeV)	Direct counting			Extrapolating		
	20 MeV	50 MeV	100 MeV	20 MeV	50 MeV	100 MeV
90 - 170	50	99				
180 - 250	25	71	142			
260 - 330	10	45	134			
340 - 410	625	2653	8687	614.7	2642.7	8676.7
420 - 490	204	915	3451	198.7	909.7	3445.7
500 - 570	84	356	1537	74.	346.	1527.
580 - 650	31	145	697	26.5	140.5	692.5
690 - 760	55	201	1115	39.9	185.9	1099.9
770 - 840	39	106	638	29.3	96.3	628.3
850 - 920	39	88	419	21.9	77.9	408.9
930 - 1000	33	64	280	19.3	50.3	266.3

Table 5.4: 中性子を要求したときに CsI で観測されたエネルギーが 1MeV 以下の事象の数を、直接、数え上げた場合と、1MeV 以上の所から外挿して 1MeV 以下の事象の数を見積もった場合の、観測された光核相互作用に由来する不感事象の数。CsI で観測されるエネルギーに対する閾値が 20MeV、50MeV、100MeV について示す。光子のエネルギーが 330MeV 以下では統計が少ないため、外挿による見積もりはしていない。

Incident photon Energy(MeV)	Number of events
90 - 170	315,465 (× 2)
180 - 250	168,131 (× 2)
260 - 330	111,180 (× 2)
340 - 410	327,987 (× 65)
420 - 490	246,839 (× 65)
500 - 570	209,672 (× 65)
580 - 650	175,615 (× 65)
690 - 760	532,538 (× 65)
770 - 840	455,977 (× 65)
850 - 920	418,654 (× 65)
930 - 1000	369,131 (× 65)

Table 5.5: CsI に入射した光子の数

多重度がゼロの事象には背景事象が含まれると考えられたので、fit は多重度が 1 以上の分布に対しておこなった。

入射光子のエネルギー E_γ に対する CsI で観測されたエネルギー E_{CsI} の比が 0.4 以下となる領域 ($E_{CsI}/E_\gamma \leq 0.4$ 、以下 tail region と呼ぶ) での中性子検出の多重度の分布を、図 5.8、5.9、5.10に例示する。それぞれの図は入射光子のエネルギーでわけられている。但し、入射光子のエネルギーが 330MeV 以下は統計量が少ないため、ひとつにまとめた。

また、図 5.11、5.12に、中性子検出の多重度の分布を poisson で fit したときの平均値 μ の E_{CsI}/E_γ 依存性を示す。これを見ると分るように、E_{CsI}/E_γ の領域が 0.1 以下では μ の値が下がる。これが背景事象によるものか、実際に検出効率が下がっていくのか、どちらかに断定しするのは難しいと判断した。そこで、$E_{CsI}/E_\gamma \leq 0.4$ の領域で見積もった検出効率の値と、$E_{CsI}/E_\gamma \leq 0.1$ の領域で見積もった検出効率の値を使って不感率の上限値と下限値を見積もることにした。表 5.6、に、5.1式から見積もられた、入射光子のエネルギー毎の、光核相互作用がおこった事象に対する検出効率を示す。入射光子のエネルギーが 330MeV 以下は統計量が少ないため、$E_{CsI}/E_\gamma \leq 0.4$ の領域で見積もった検出効率の値のみをもちいた。

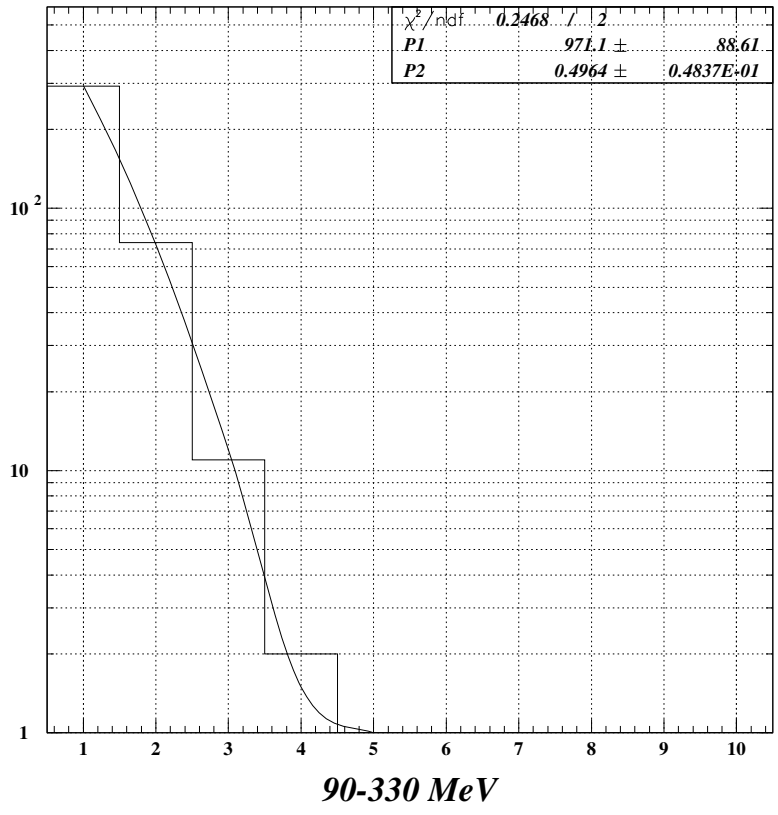

Figure 5.8: 入射光子のエネルギーが 90 から 330MeV についての、tail region での中性子検出の多重度の分布。

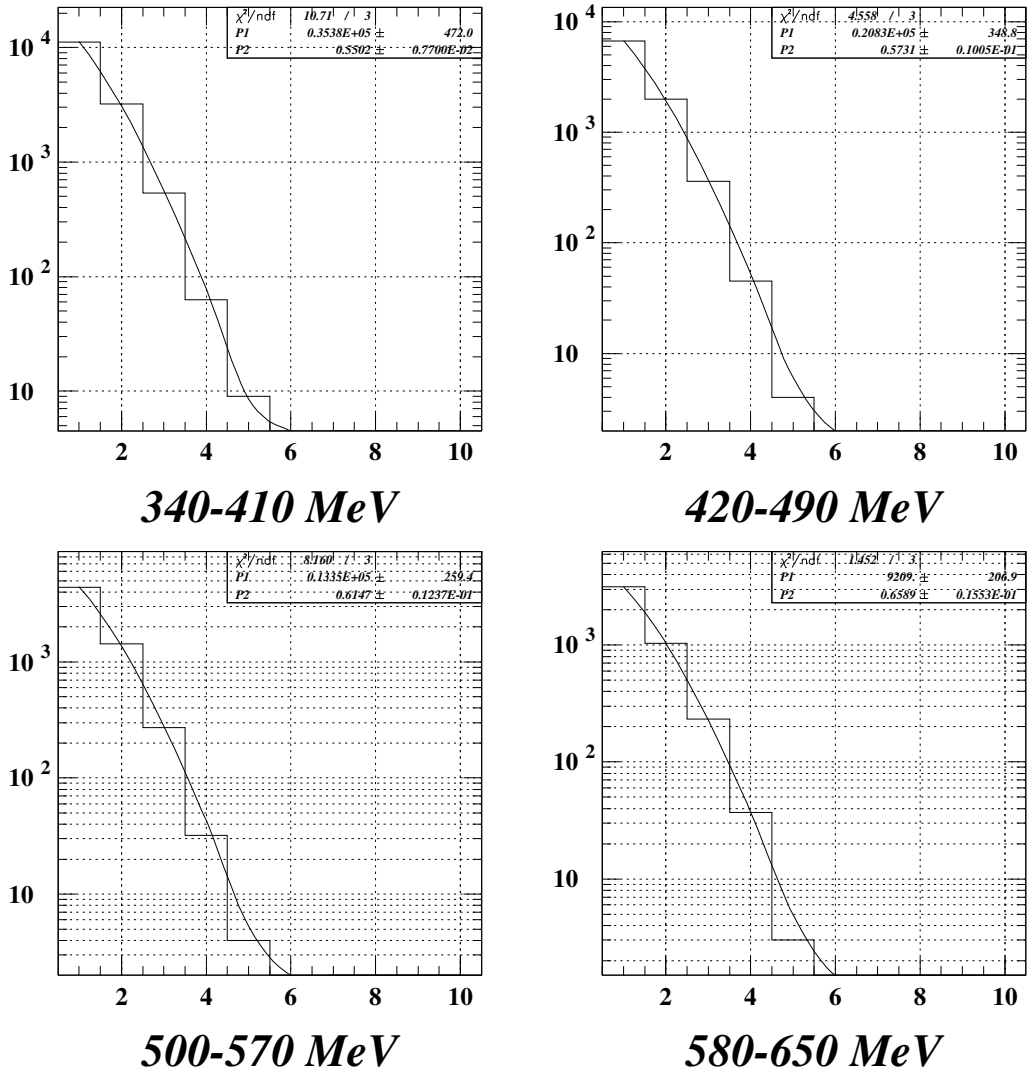

Figure 5.9: 入射光子のエネルギーが 340 から 650MeV についての、tail region での中性子検出の多重度の分布。

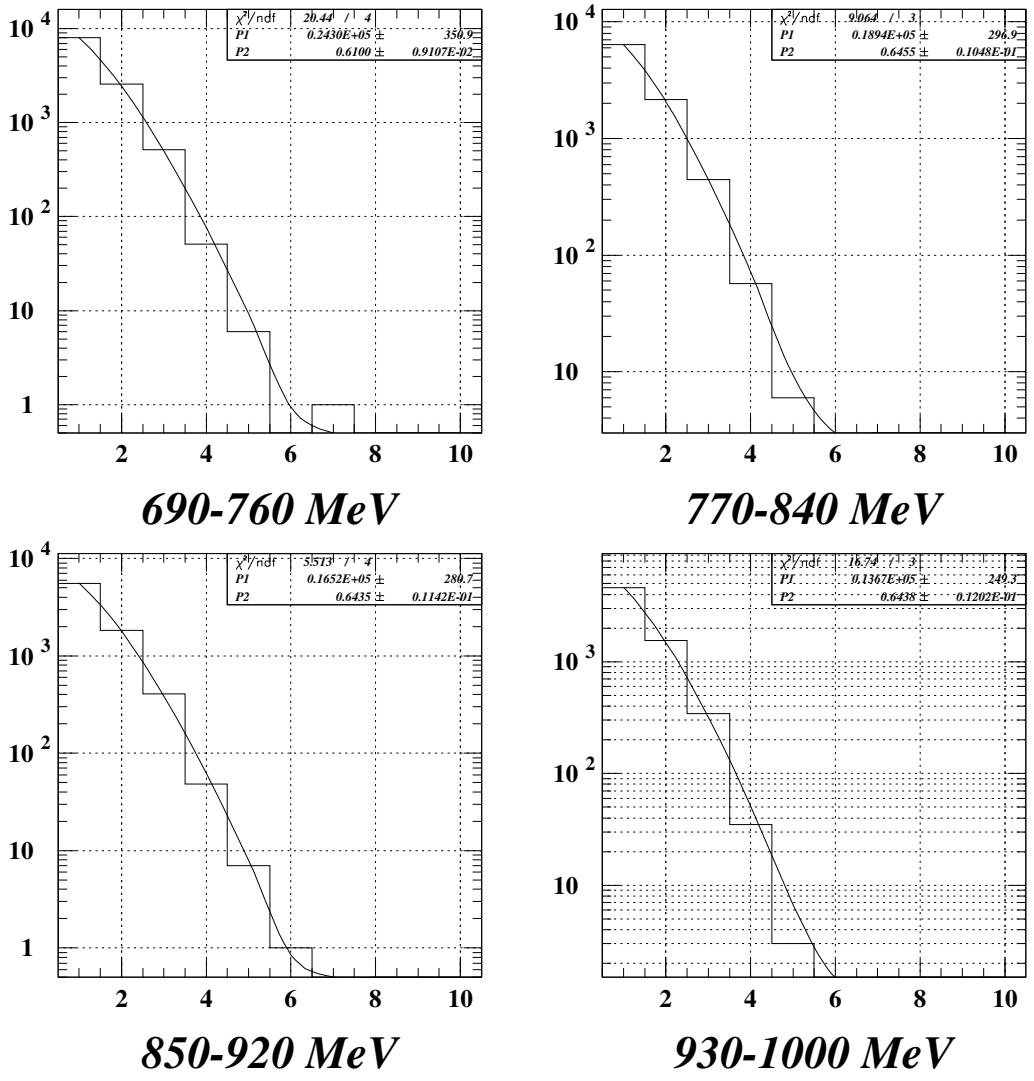

Figure 5.10: 入射光子のエネルギーが 690 から 1000MeV についての、tail region での中性子検出の多重度の分布。

Incident photon Energy(MeV)	η	
	$E_{CsI}/E_\gamma \leq .4$	$E_{CsI}/E_\gamma \leq .1$
90 - 330	0.39 ± 0.03	
340 - 410	0.423 ± 0.004	0.36 ± 0.01
420 - 490	0.436 ± 0.006	0.41 ± 0.02
500 - 570	0.459 ± 0.009	0.33 ± 0.03
580 - 650	0.483 ± 0.008	0.38 ± 0.04
690 - 760	0.457 ± 0.005	0.36 ± 0.02
770 - 840	0.476 ± 0.005	0.32 ± 0.03
850 - 920	0.475 ± 0.006	0.33 ± 0.03
930 - 1000	0.475 ± 0.006	0.31 ± 0.04

Table 5.6: $E_{CsI}/E_\gamma \leq .4$ の領域と、$E_{CsI}/E_\gamma \leq .1$ の領域で見積もられた、光核相互作用が起った事象に対する検出効率。入射光子のエネルギーが 330MeV 以下は統計量が少ないため、$E_{CsI}/E_\gamma \leq 0.4$ の領域で見積もった検出効率の値のみをもちいる。

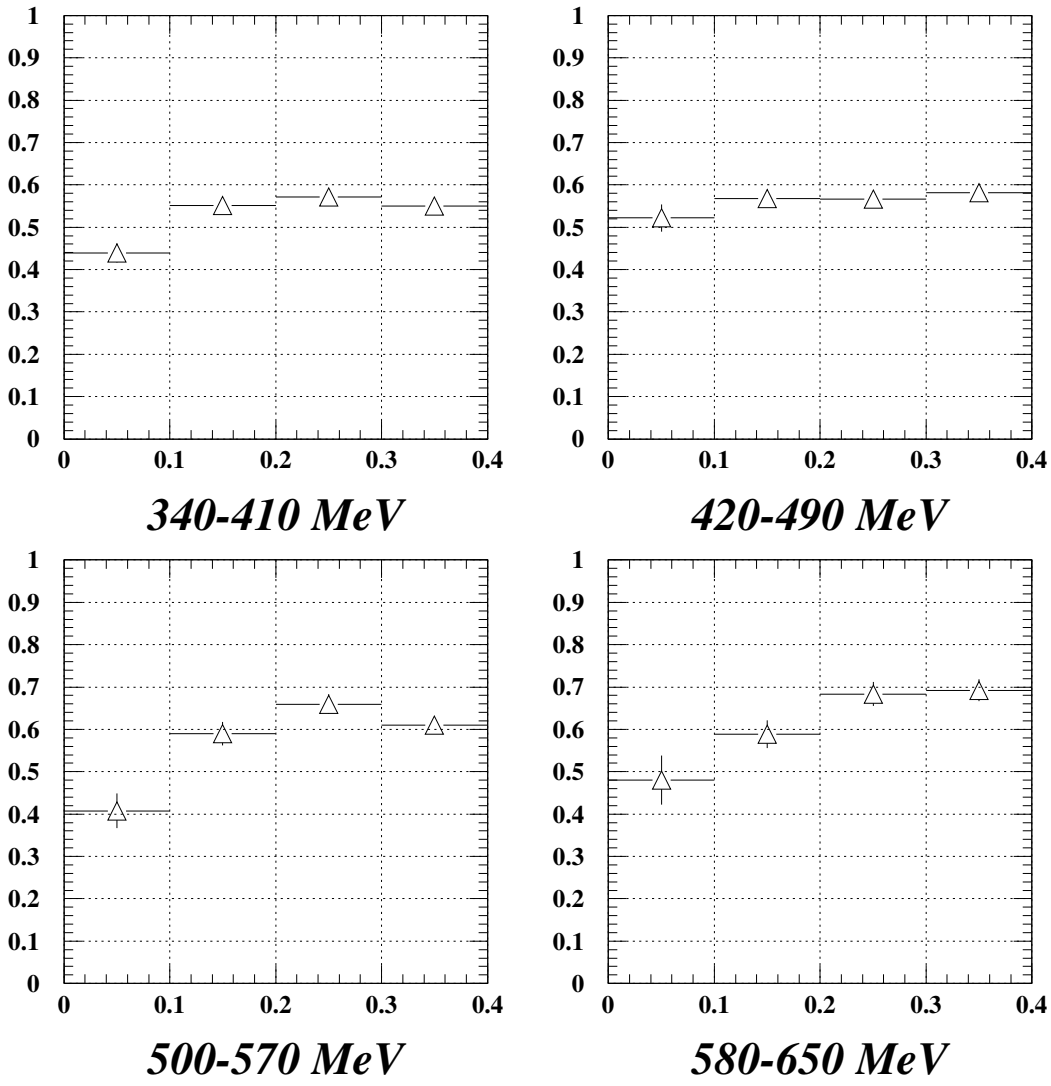

Figure 5.11: 入射光子のエネルギーが 340 から 650MeV について、中性子検出の多重度の分布を poisson で fit したときの平均値μの E_{CsI}/E_{γ}依存性。縦軸がμの値で、横軸が E_{CsI}/E_{γ}の領域を示していて、± 0.05 で分割している。

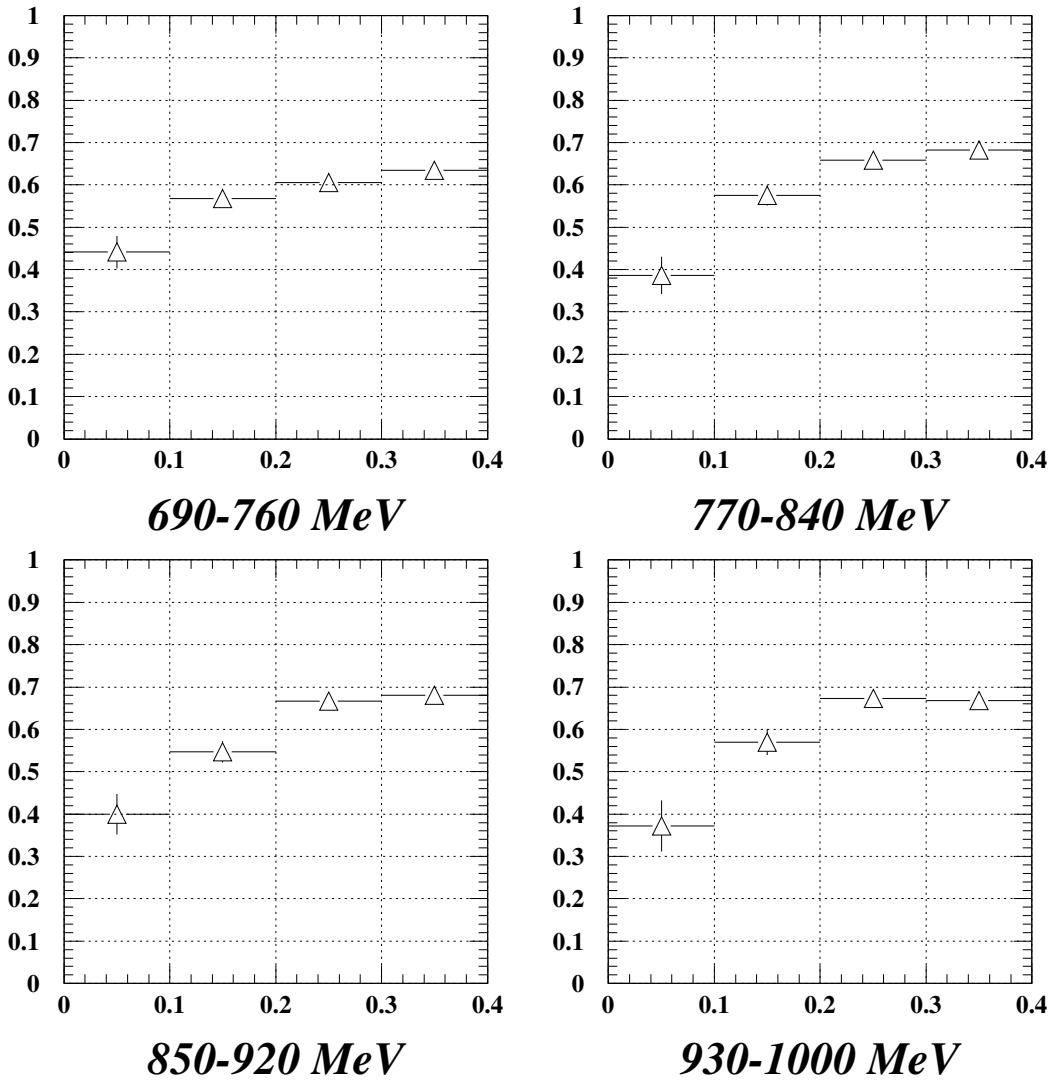

Figure 5.12: 入射光子のエネルギーが 690 から 1000MeV について、中性子検出の多重度の分布を poisson で fit したときの平均値μの E_{CsI}/E_{γ}依存性。縦軸がμの値で、横軸が E_{CsI}/E_{γ}の領域を示していて、± 0.05 で分割している。

Chapter 6

背景事象に対する考察

6.1 電子のエネルギーが 1100MeV のときに収集された事象に対する考察

電子のエネルギーが 1100MeV のときに収集された事象では、図 5.7に見られるように、中性子を要求したときの CsI で観測されたエネルギーの分布で、1MeV 以下のところにピークが見える。以下、この節では電子のエネルギーが 1100MeV のときに収集された事象について考察をおこなう。

AUN に対して中性子を要求したときに CsI で観測されたエネルギーが 1MeV 以下であった事象と、2MeV から 10MeV であった事象について、中性子検出器で観測されたエネルギーと飛行時間の相関図を図 6.1、6.2に示す。図 6.1は端に位置する中性子検出器についてのもので、図 6.2は中心に位置する中性子検出器についてのものである。

CsI で観測されたエネルギーが 1MeV 以下の事象では、CsI で観測されたエネルギーが 2MeV から 10MeV であった事象にくらべて、中性子検出器で観測されるエネルギーが高い事象が多く、また、飛行時間の分布に幅がある。さらに、端に位置する中性子検出器では、その傾向がより顕著である。従って、CsI で観測されたエネルギーが 1MeV 以下の事象では、中性子検出器で観測された粒子の中に、CsI に起源を持たない粒子が存在しており、それが中性子と誤認されている可能性がある。

しかし、中性子を要求したときに CsI で観測されたエネルギーが 1MeV 以下の事象が、本当に背景事象であるのか、また仮にそうであるとしてもどこに起源を持つのかわからなかったので、不感率の算出には CsI で観測されたエネルギーが 1MeV 以下の事象をそのまま数え上げた場合と、観測されたエネルギーが 1MeV 以上の事象の分布から外挿してその数を見積もった場合の、２通りの値をもちいた。

6.2 CsI を取り除いて収集したデータからの背景事象の考察

電子のエネルギーが 750MeV のときに、背景事象を見積もるために CsI を取り除いてデータを収集した。これは CsI に起源を持たない粒子が、背景事象として、どれだけ中性子検出器を鳴らしているのかを見積もるためにおこなわれた。このデータを収集するときのトリガーは、Tag-sigma トリガーに、12 個の中性子検出器のうちの少なくとも一つに信号があるという条件を加えたものである。さらに、CsI に入射する光子の数をかせぐために、通常よりもビームの強度を倍にした。

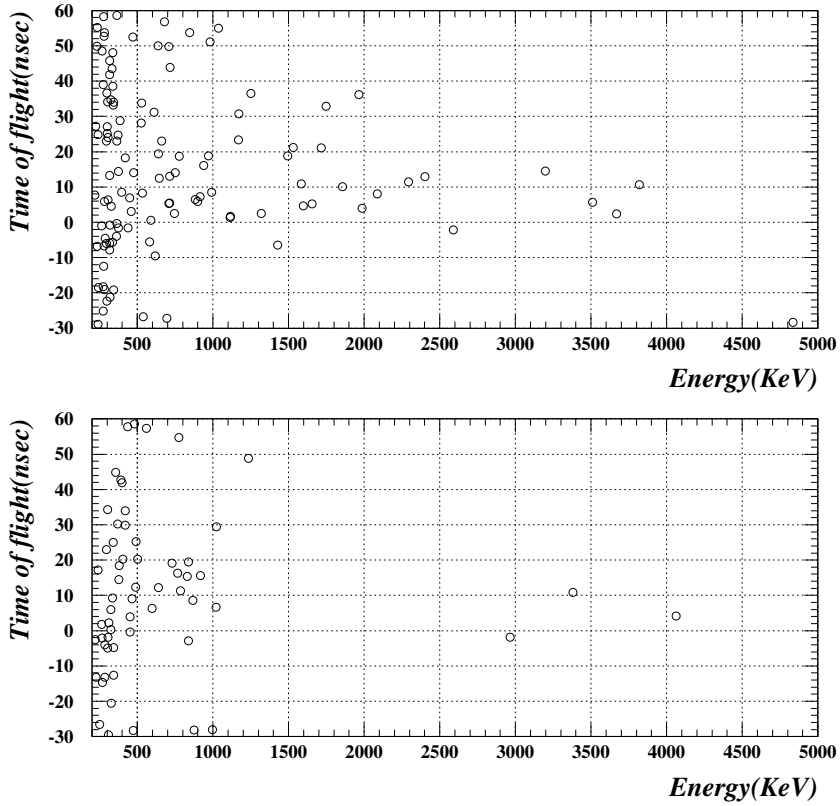

Figure 6.1: 端に位置する中性子検出器で観測されたエネルギーと飛行時間の相関図。電子のエネルギーが 1100MeV のときに収集された事象について、AUN に対して中性子を要求した。上図が CsI で観測されたエネルギーが 1MeV 以下、下図が CsI で観測されたエネルギーが 2MeV から 10MeV であった事象についての図。

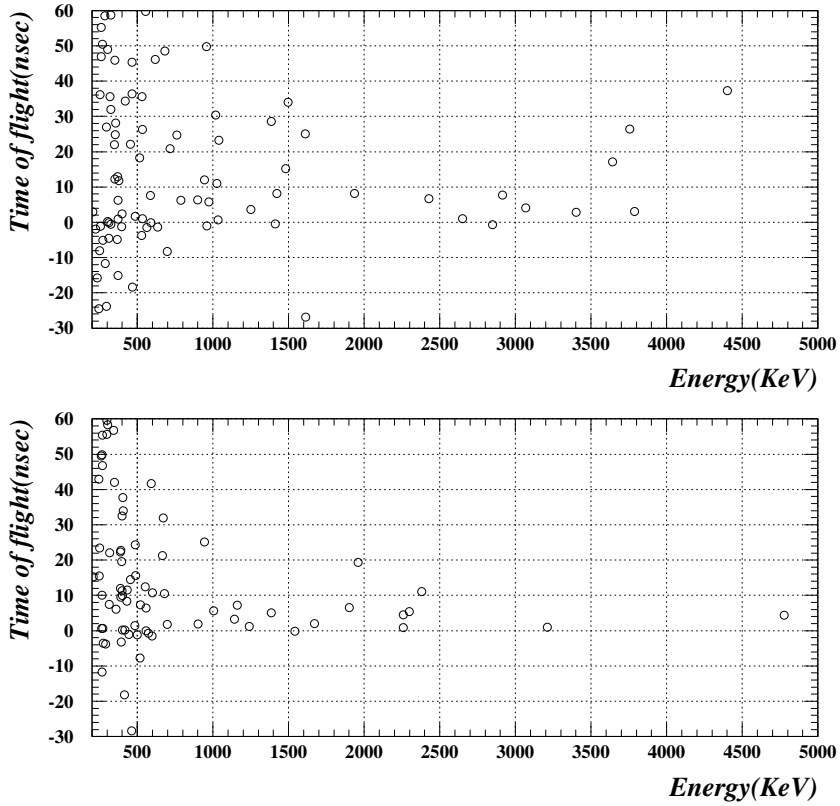

Figure 6.2: 端に位置する中性子検出器で観測されたエネルギーと飛行時間の相関図。電子のエネルギーが 1100MeV のときに収集された事象について、AUN に対して中性子を要求した。上図が CsI で観測されたエネルギーが 1MeV 以下、下図が CsI で観測されたエネルギーが 2MeV から 10MeV であった事象についての図。

また、このデータを収集したときは中性子検出器のゲインが、実際に解析するデータを収集したときに比べて 2 倍であった[1]。しかし、そのことは中性子を要求する領域が狭くなることを意味するので、背景事象を実際より多く見積もることはない。

この CsI を取り除いて収集された事象について、AUN から中性子を要求した後の中性子検出器で測定された飛行時間とエネルギーの相関図と、飛行時間から中性子を要求した後の AUN の分布を図 6.3に示す。このデータでも中性子と認識される事象が検出された。

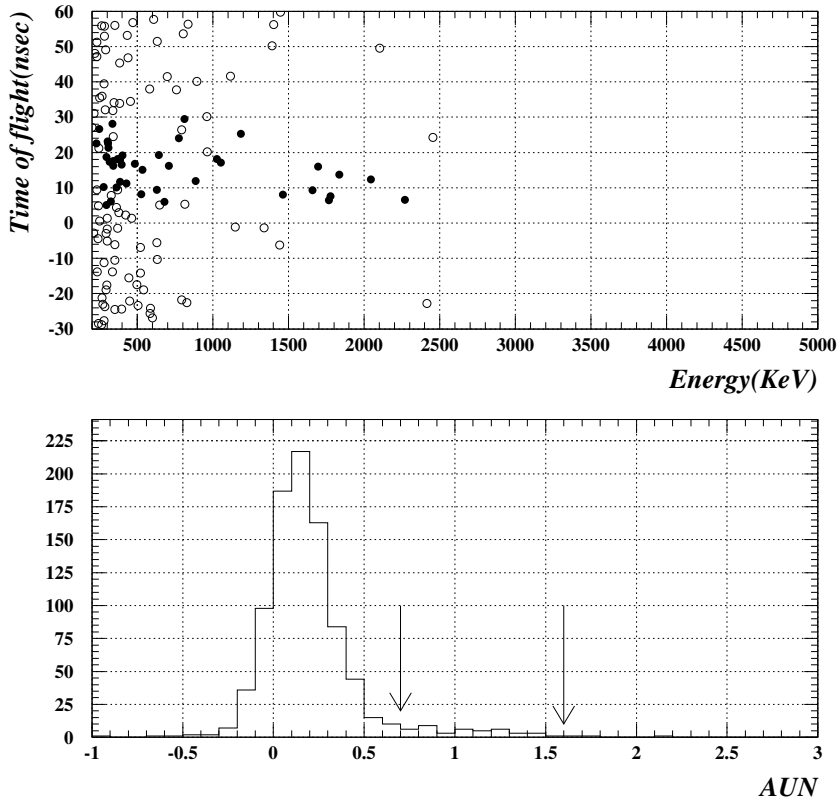

Figure 6.3: CsI を取り除いて収集された事象について、AUN によって中性子を要求した後の中性子検出器で測定された飛行時間とエネルギーの相関図 (上図) と、飛行時間から中性子を要求した後の AUN の分布 (下図)。上図で黒点が中性子の要求条件を満たしたもの。中性子検出器の位置で条件が異なるため、上図で同じ領域にあっても中性子と認識されるものとされないものにわかれる。2500KeV を越えたところに事象が観測されないのは、中性子検出器のゲインが 2 倍になっているため。下図では、矢印に挟まれた領域が中性子を要求する領域。

このデータでは、飛来した光子の数が約 1.9×10^7 に対し、中性子の要求を満たす粒子が観測された事象の数は 40 であった。また、電子のエネルギーが 750MeV で実際に解析に使われるデー

[1] この実験は、ES171 実験という様々な光子検出器の不感率を調べる実験の一つで、CsI 光子検出器の不感率は一番初めに測定された。その後、別の光子検出器の不感率を測定するときに中性子検出器のゲインを 2 倍にした。このデータは、その最中に測定された。

タにおける CsI に入射した光子の数は約 6.2×10^7 である。よって、実際に解析に使われるデータの中には、CsI を取り除いて収集されたデータから見積もられた背景事象と原因を同じくする背景事象が約 130 含まれていることになる。表 5.3にみるように、電子のエネルギーが 750MeV (そのときの光子のエネルギーは 340MeV ~ 650MeV) のときに、中性子を要求したときの CsI で検出されたエネルギーが 1MeV 以下の事象の数は 52 である。つまり、この事象は、もしも CsI があれば CsI でエネルギーが観測されるような事象であると推測できる。これらは光核相互作用に由来する不感事象の背景事象になりうるが、CsI で観測されるエネルギーがどのような分布をしているのかわからないため、除去することができない。仮にこの背景事象で CsI で観測されるエネルギーが低い領域に多いとすれば、中性子検出の多重度を poisson で fit したときに、E_{CsI}/E_γ の値の低い領域で、平均値μを引き下げている原因とも考えられる。

6.3 ビトー カウンター起源の背景事象の見積もり

図 2.1にみるように、液体シンチレーター の 40cm ほど上流にビトー カウンター (AD) がある。この AD にあたった光子が光核相互作用を起こし中性子を放出すれば、それは中性子検出器で検出される可能性がある。それが背景事象になる確率を見積もる。

AD は CsI でできているので、実際に観測している CsI ブロックで光核相互作用が起る確率と同じと考えると、その確率は 10^{-3} ~ 10^{-4} である。これは、CsI で観測されるエネルギーを無視して、入射光子の数に対する中性子が観測された事象の数の割合から求めた。また、この実験ではそれぞれのビトー カウンターのレートを計測していた。それによると、AD を鳴らす光子のレートは ~ 10^3Hz である。AD にあたる光子のほとんどがビームのタイミングと関係がないとすると、数 Hz のオーダーで AD で光核相互作用が起っていることになる。そこから、放出される中性子が、中性子検出器で飛行時間から中性子を要求する幅の 30nsec の間に検出される確率は 10^{-8} のオーダーになる。AD から放出される中性子に対する検出効率を考えると、この確率はさらに下がる。制動放射の強度が $1/E_\gamma$ に比例していることを考慮して、AD をならさないような数十 MeV の光子がさらに数倍きているとしても、10^{-7} のオーダーであり、これによる背景事象は無視できる。

6.4 宇宙線起源の背景事象の見積もり

タギングカウンターから信号が来ているにもかかわらず、実際には光子が CsI に入射していないような事象をミスタギング事象と呼ぶ。ミスタギング事象がおこったときに、中性子検出器が宇宙線をとらえ、それを中性子と見誤ると、その事象は光核相互作用に由来する不感事象の背景事象となる。

まず、中性子検出器に対して中性子を要求するときの時間幅 30nsec の間に、宇宙線を検出する確率を考える。上から見たときの 12 個の中性子検出器の総面積は、約 $6500cm^2$ である。宇宙線が $100cm^2$ あたり 1Hz で飛来していると仮定すると、宇宙線は 65Hz で中性子検出器をならすことになる。よって、一つの事象について中性子検出器が宇宙線を検出する確率は、$30nsec \times 65Hz \simeq 2 \times 10^{-6}$ である。宇宙線に対する中性子検出器の検出効率を考えるとそれ以下の確率になり、AUN のカットをすりぬけて中性子と誤認されるという事まで考えるとさらに確率は下がる。

また、この実験では、全体に対するミスタギング事象の割合は 10^{-2} ~ 10^{-3} のオーダーと見積もられている。

以上の考察から、宇宙線が背景事象になる確率は 10^{-8} ~ 10^{-9} のオーダーであり、無視してよい

ことがわかる。

Chapter 7

結果と議論

7.1 結果

光核相互作用に由来する不感率は、以下の式から求められる。

$$\text{Inefficiency} = \frac{\text{N}_{\text{signal}}}{\text{N}_{\text{incident photon}}} \cdot \frac{1}{\eta} \tag{7.1}$$

N_{signal}は観測された光核相互作用に由来する不感事象の数、$N_{incident\,photon}$は表 5.5に示した CsI に入射した光子の数で、ηは光核相互作用に由来する不感事象の検出効率である。N_{signal}は表 5.3、5.4に示したように、中性子を要求したときの CsI で観測されたエネルギーが 1MeV 以下の数を、直接数えた場合と、外挿により求めた場合の 2 通りがある。また、ηに関しても表 5.6に示したように、$E_{CsI}/E_\gamma \leq .4$ の領域と、$E_{CsI}/E_\gamma \leq .1$ の領域で見積もられた 2 通りの値があり、前者の方が後者よりも値が大きい。そこで、入射光子のエネルギーが 340 ~ 1000MeV にかけては不感率の上限値、下限値を計算した。上限値を計算するときには、N_{signal}として CsI で観測されたエネルギーが 1MeV 以下の事象の数を直接数え上げた場合の値を用い、検出効率は $E_{CsI}/E_\gamma \leq 0.1$ の領域で見積もった値をもちいた。下限値を計算するときには、N_{signal}として CsI で観測されたエネルギーが 1MeV 以下の事象の数を 1MeV 以上の事象から外挿して数え上げた場合の値を用い、検出効率は $E_{CsI}/E_\gamma \leq 0.4$ の領域で見積もった値をもちいた。CsI で観測されたエネルギーに対する閾値の値を 1MeV、5MeV、10MeV、20MeV、50MeV、100MeV に設定したときの、光核相互作用に由来する不感率を入射光子のエネルギーの関数として相関図を図 7.1、7.2、7.3、7.4、7.5、7.6 に示す。図中の線は、次節で述べる KAMI 実験 ($K_L \to \pi^0\nu\overline{\nu}$崩壊探索実験) で CsI 光子検出器に要求される不感率をあらわす。また、その値を表 7.1、7.2、7.3、7.4、7.5、7.6 に示す。

7.2 KAMI 実験からの要請との比較

$K_L \to \pi^0\nu\overline{\nu}$崩壊の探索を目的としている実験米国フェルミ研究所で計画されている KAMI 実験— $K_L \to \pi^0\nu\overline{\nu}$崩壊の探索を目的としている実験— で CsI 光子検出器に対し要求される不感率を表 7.7 に示す。[5]

得られた結果と比較すると、閾値が 10MeV 以下の範囲で要求を満たすことが分かる。

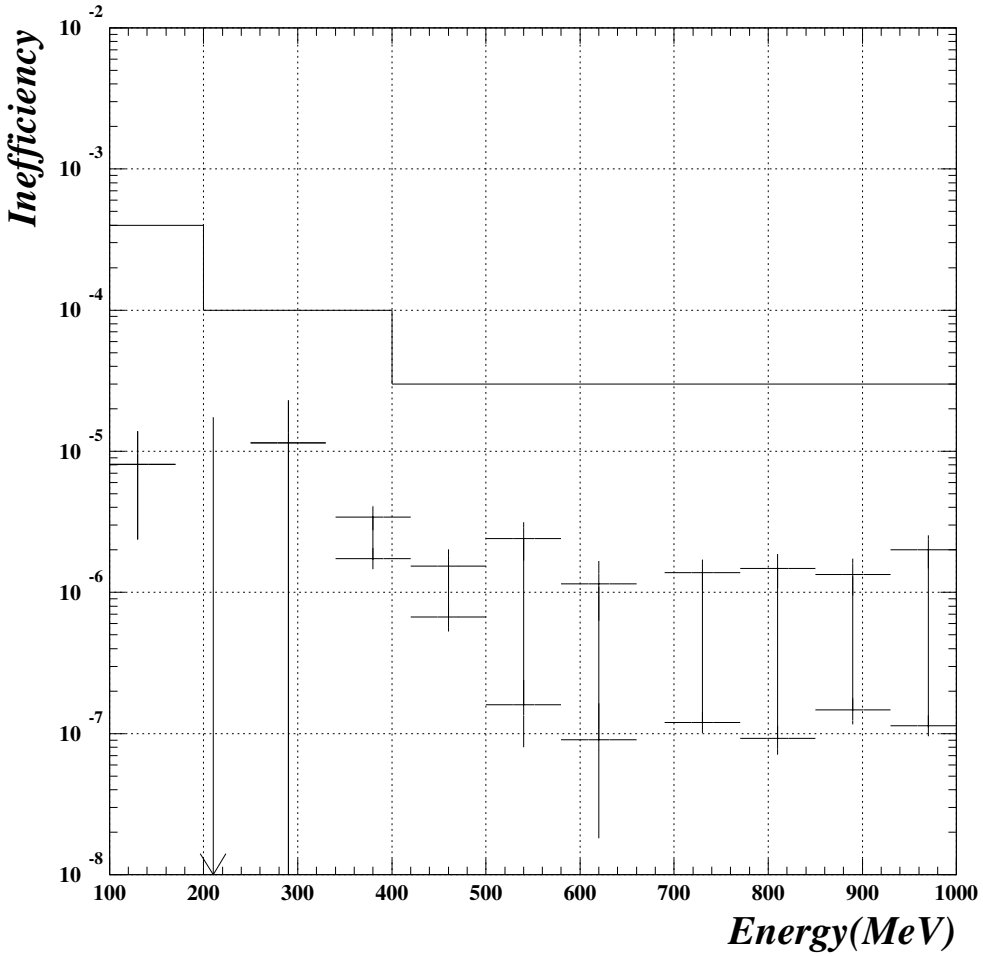

Figure 7.1: 閾値の値を 1MeV に設定したときの、入射光子のエネルギーと光核相互作用に由来する不感率の相関図。横軸が入射光子のエネルギーで、縦軸が光核相互作用に由来する不感率。図中の線は KAMI 実験で CsI に要求される不感率をあらわす。

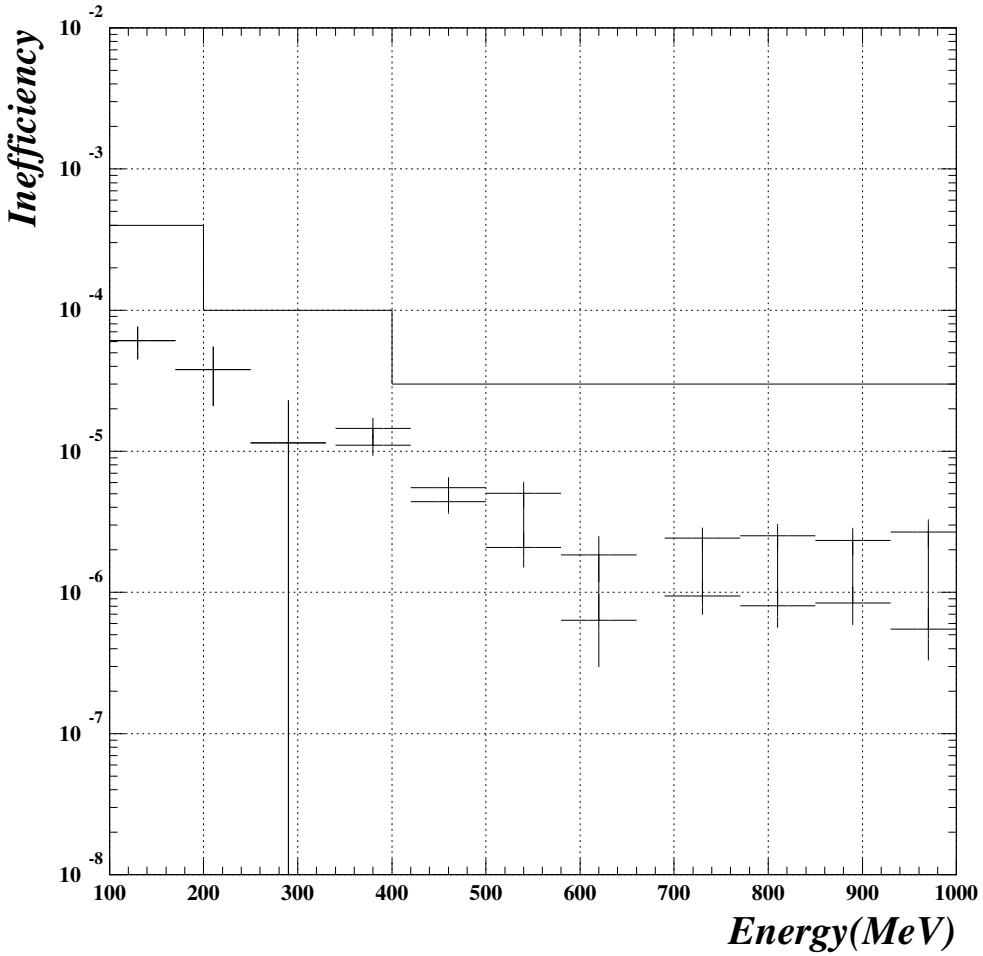

Figure 7.2: 閾値の値を 5MeV に設定したときの、入射光子のエネルギーと光核相互作用に由来する不感率の相関図。横軸が入射光子のエネルギーで、縦軸が光核相互作用に由来する不感率。図中の線は KAMI 実験で CsI に要求される不感率をあらわす。

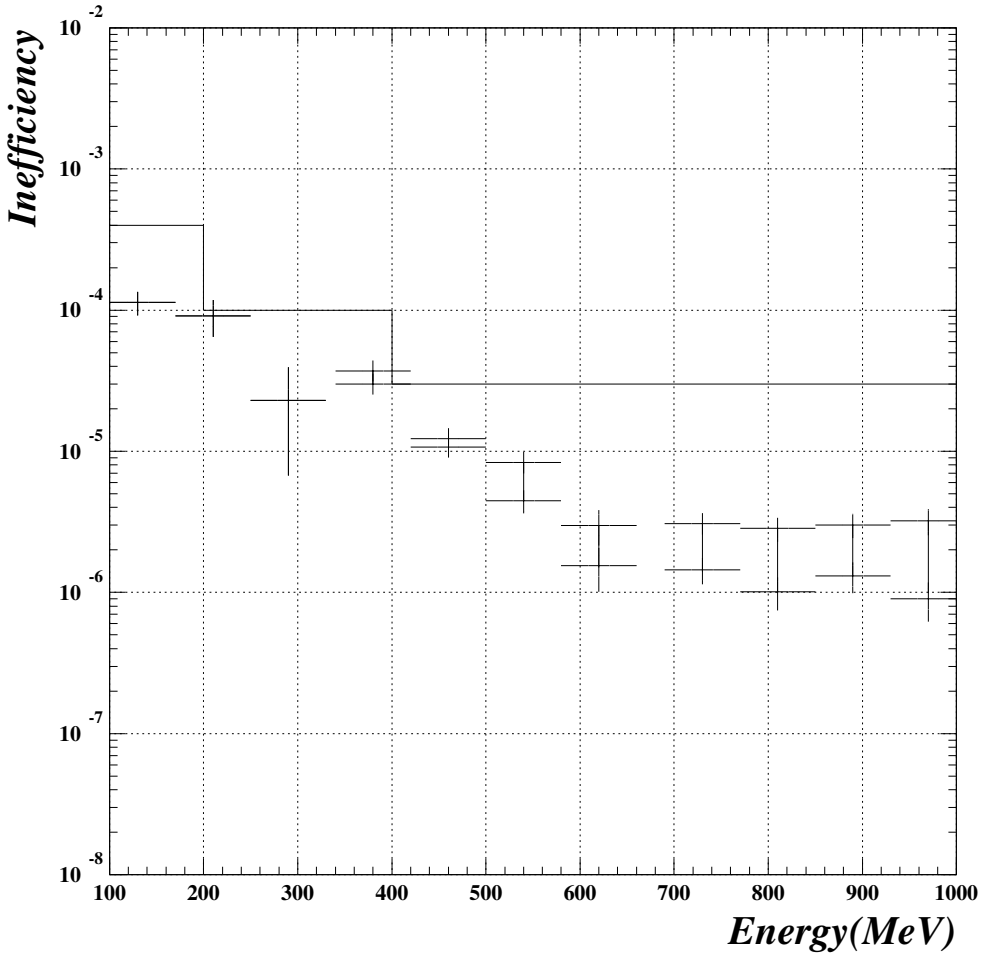

Figure 7.3: 閾値の値を 10MeV に設定したときの、入射光子のエネルギーと光核相互作用に由来する不感率の相関図。横軸が入射光子のエネルギーで、縦軸が光核相互作用に由来する不感率。図中の線は KAMI 実験で CsI に要求される不感率をあらわす。

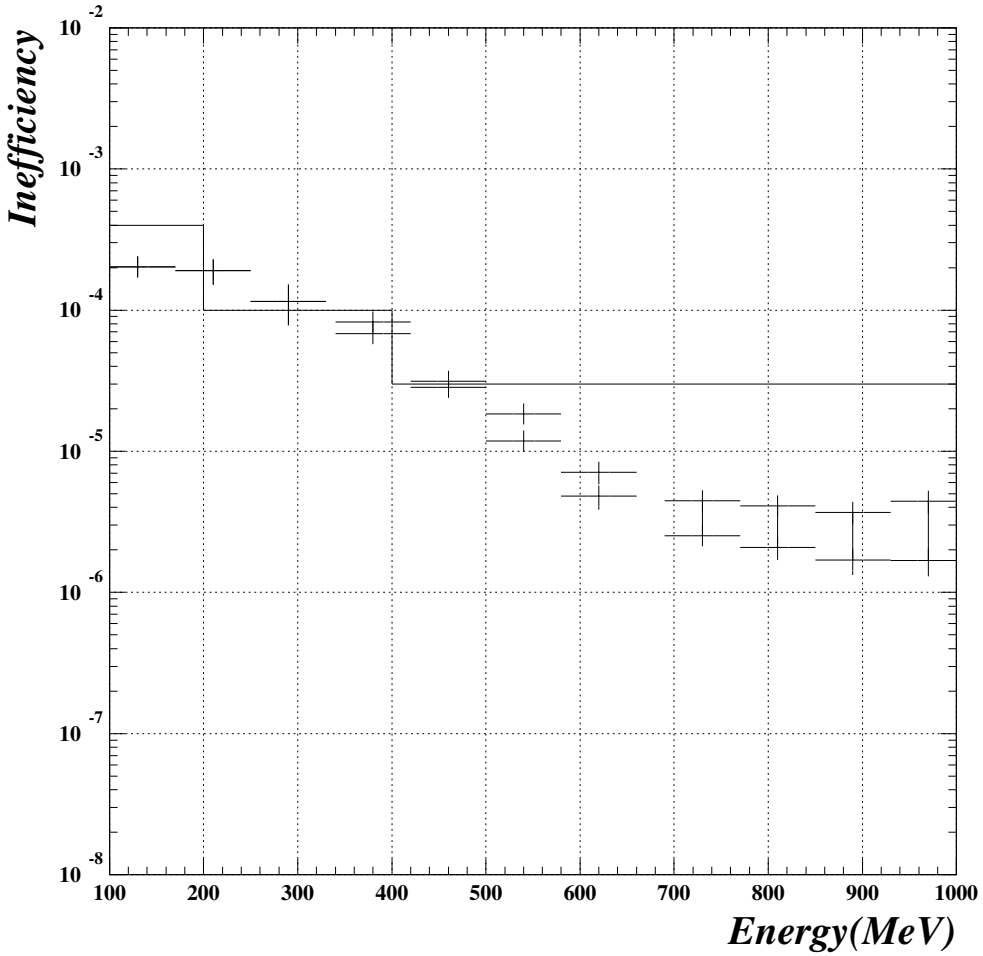

Figure 7.4: 閾値の値を 20MeV に設定したときの、入射光子のエネルギーと光核相互作用に由来する不感率の相関図。横軸が入射光子のエネルギーで、縦軸が光核相互作用に由来する不感率。図中の線は KAMI 実験で CsI に要求される不感率をあらわす。

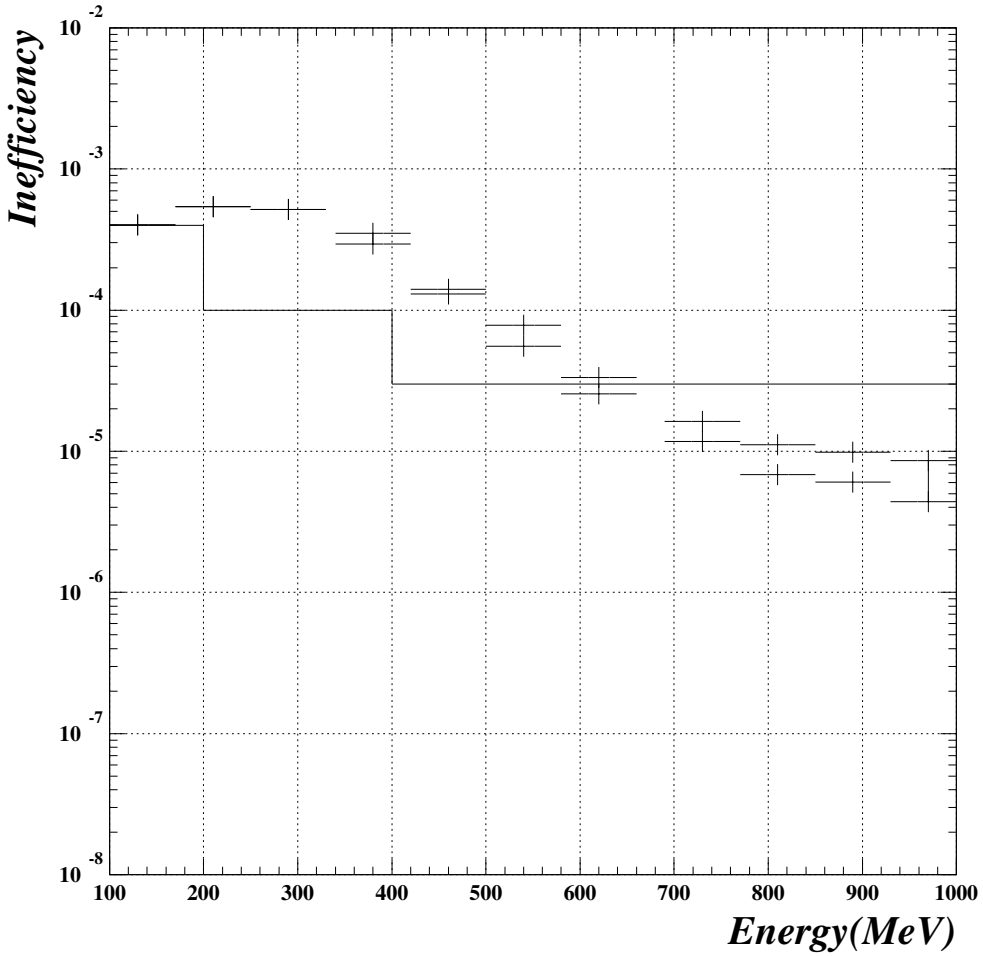

Figure 7.5: 閾値の値を 50MeV に設定したときの、入射光子のエネルギーと光核相互作用に由来する不感率の相関図。横軸が入射光子のエネルギーで、縦軸が光核相互作用に由来する不感率。図中の線は KAMI 実験で CsI に要求される不感率をあらわす。

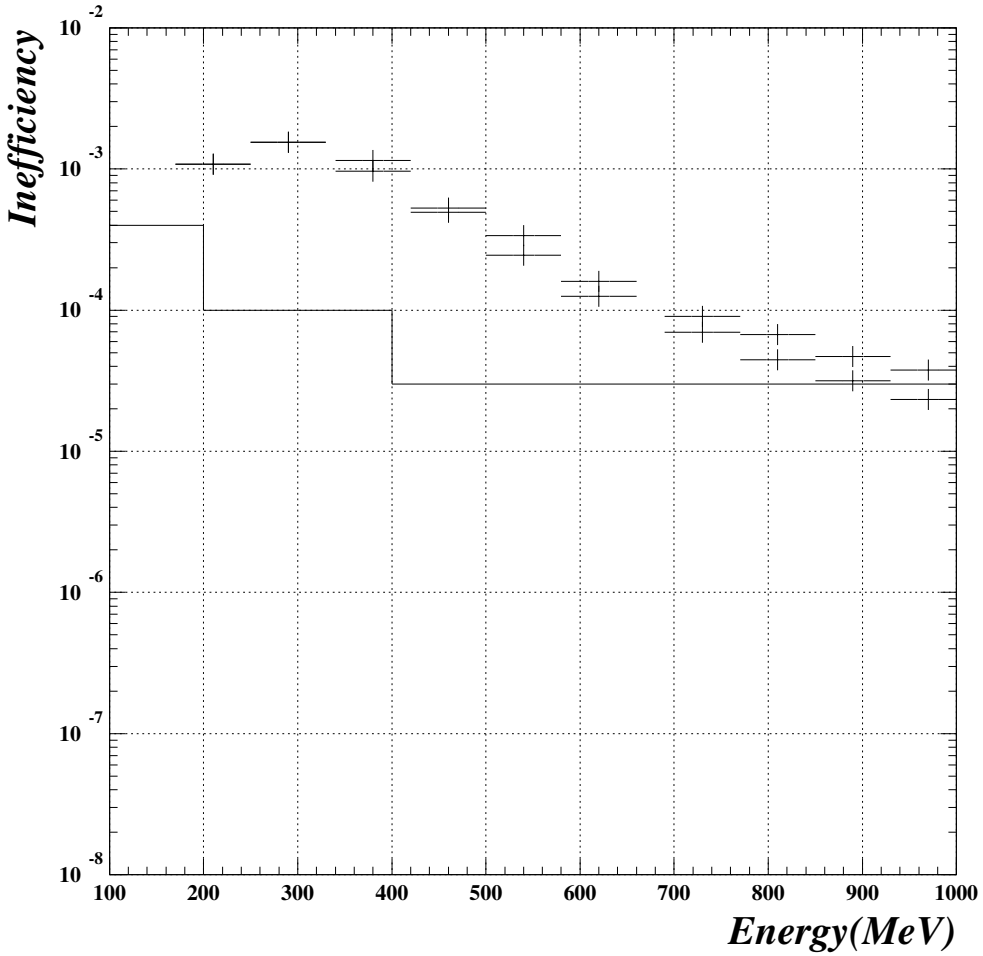

Figure 7.6: 閾値の値を 100MeV に設定したときの、入射光子のエネルギーと光核相互作用に由来する不感率の相関図。横軸が入射光子のエネルギーで、縦軸が光核相互作用に由来する不感率。図中の線は KAMI 実験で CsI に要求される不感率をあらわす。

Incident Photon Energy(MeV)	CsI Ineffciency	
90 - 170	$(8.1 \pm 5.7) \times 10^{-6}$	
180 - 250	$\leq 1.7 \times 10^{-6}$ (90% C.L.)	
260 - 330	$(1.1 \pm 1.2) \times 10^{-5}$	
Incident Photon Energy(MeV)	Upper limit	Lower limit
340 - 410	$(3.4 \pm 0.7) \times 10^{-6}$	$(1.7 \pm 0.2) \times 10^{-6}$
420 - 490	$(1.5 \pm 0.5) \times 10^{-6}$	$(6.7 \pm 1.4) \times 10^{-7}$
500 - 570	$(2.4 \pm 0.7) \times 10^{-6}$	$(1.6 \pm 0.8) \times 10^{-7}$
580 - 650	$(1.1 \pm 0.5) \times 10^{-6}$	$(9.1 \pm 7.2) \times 10^{-8}$
690 - 760	$(1.4 \pm 0.3) \times 10^{-6}$	$(1.2 \pm 0.2) \times 10^{-7}$
770 - 840	$(1.5 \pm 0.4) \times 10^{-6}$	$(9.2 \pm 2.1) \times 10^{-8}$
850 - 920	$(1.3 \pm 0.4) \times 10^{-6}$	$(1.5 \pm 0.3) \times 10^{-7}$
930 - 1000	$(2.0 \pm 0.5) \times 10^{-6}$	$(1.1 \pm 0.2) \times 10^{-7}$

Table 7.1: 閾値の値を 1MeV に設定したときの、入射光子のエネルギーと光核相互作用に由来する不感率

Incident Photon Energy(MeV)	CsI Ineffciency	
90 - 170	$(6.1 \pm 1.6) \times 10^{-5}$	
180 - 250	$(3.8 \pm 1.7) \times 10^{-5}$	
260 - 330	$(1.1 \pm 1.2) \times 10^{-5}$	
Incident Photon Energy(MeV)	Upper limit	Lower limit
340 - 410	$(1.5 \pm 0.1) \times 10^{-5}$	$(1.1 \pm 0.1) \times 10^{-5}$
420 - 490	$(5.5 \pm 0.9) \times 10^{-6}$	$(4.4 \pm 0.8) \times 10^{-6}$
500 - 570	$(5.0 \pm 1.1) \times 10^{-6}$	$(2.1 \pm 0.6) \times 10^{-6}$
580 - 650	$(1.8 \pm 0.6) \times 10^{-6}$	$(6.6 \pm 3.4) \times 10^{-7}$
690 - 760	$(2.4 \pm 0.5) \times 10^{-6}$	$(9.4 \pm 3.2) \times 10^{-7}$
770 - 840	$(2.5 \pm 0.5) \times 10^{-6}$	$(8.0 \pm 2.4) \times 10^{-7}$
850 - 920	$(2.3 \pm 0.5) \times 10^{-6}$	$(8.4 \pm 2.6) \times 10^{-7}$
930 - 1000	$(2.7 \pm 0.6) \times 10^{-6}$	$(5.5 \pm 2.2) \times 10^{-7}$

Table 7.2: 閾値の値を 5MeV に設定したときの、入射光子のエネルギーと光核相互作用に由来する不感率

Incident Photon Energy(MeV)	CsI Ineffciency	
90 - 170	$(1.1 \pm 0.2) \times 10^{-4}$	
180 - 250	$(9.1 \pm 2.7) \times 10^{-5}$	
260 - 330	$(2.3 \pm 1.6) \times 10^{-5}$	
Incident Photon Energy(MeV)	Upper limit	Lower limit
340 - 410	$(3.7 \pm 0.2) \times 10^{-5}$	$(3.0 \pm 0.2) \times 10^{-5}$
420 - 490	$(1.2 \pm 0.1) \times 10^{-5}$	$(1.1 \pm 0.1) \times 10^{-5}$
500 - 570	$(8.3 \pm 1.4) \times 10^{-6}$	$(4.5 \pm 0.8) \times 10^{-6}$
580 - 650	$(3.0 \pm 0.8) \times 10^{-6}$	$(1.5 \pm 0.5) \times 10^{-6}$
690 - 760	$(3.1 \pm 0.5) \times 10^{-6}$	$(1.4 \pm 0.3) \times 10^{-6}$
770 - 840	$(2.8 \pm 0.6) \times 10^{-6}$	$(1.0 \pm 0.3) \times 10^{-6}$
850 - 920	$(3.0 \pm 0.6) \times 10^{-6}$	$(1.3 \pm 0.3) \times 10^{-6}$
930 - 1000	$(3.2 \pm 0.7) \times 10^{-6}$	$(9.0 \pm 2.8) \times 10^{-7}$

Table 7.3: 閾値の値を 10MeV に設定したときの、入射光子のエネルギーと光核相互作用に由来する不感率

Incident Photon Energy(MeV)	CsI Ineffciency	
90 - 170	$(2.0 \pm 0.3) \times 10^{-4}$	
180 - 250	$(1.9 \pm 0.4) \times 10^{-4}$	
260 - 330	$(1.1 \pm 0.4) \times 10^{-4}$	
Incident Photon Energy(MeV)	Upper limit	Lower limit
340 - 410	$(8.2 \pm 0.4) \times 10^{-5}$	$(6.8 \pm 0.3) \times 10^{-5}$
420 - 490	$(3.1 \pm 0.2) \times 10^{-5}$	$(2.8 \pm 0.2) \times 10^{-5}$
500 - 570	$(1.8 \pm 0.2) \times 10^{-5}$	$(1.2 \pm 0.1) \times 10^{-5}$
580 - 650	$(7.1 \pm 1.3) \times 10^{-6}$	$(4.8 \pm 0.9) \times 10^{-6}$
690 - 760	$(4.5 \pm 0.6) \times 10^{-6}$	$(2.5 \pm 0.4) \times 10^{-6}$
770 - 840	$(4.1 \pm 0.7) \times 10^{-6}$	$(2.1 \pm 0.4) \times 10^{-6}$
850 - 920	$(3.7 \pm 0.7) \times 10^{-6}$	$(1.7 \pm 0.4) \times 10^{-6}$
930 - 1000	$(4.4 \pm 0.8) \times 10^{-6}$	$(1.7 \pm 0.4) \times 10^{-6}$

Table 7.4: 閾値の値を 20MeV に設定したときの、入射光子のエネルギーと光核相互作用に由来する不感率

Incident Photon Energy(MeV)	CsI Ineffciency	
90 - 170	$(4.0 \pm 0.4) \times 10^{-4}$	
180 - 250	$(5.4 \pm 0.7) \times 10^{-4}$	
260 - 330	$(5.2 \pm 0.8) \times 10^{-4}$	
Incident Photon Energy(MeV)	Upper limit	Lower limit
340 - 410	$(3.50 \pm 0.09) \times 10^{-4}$	$(2.93 \pm 0.06) \times 10^{-4}$
420 - 490	$(1.40 \pm 0.06) \times 10^{-4}$	$(1.30 \pm 0.04) \times 10^{-4}$
500 - 570	$(7.8 \pm 0.5) \times 10^{-5}$	$(5.5 \pm 0.3) \times 10^{-5}$
580 - 650	$(3.3 \pm 0.3) \times 10^{-5}$	$(2.6 \pm 0.2) \times 10^{-5}$
690 - 760	$(1.6 \pm 0.1) \times 10^{-5}$	$(1.18 \pm 0.09) \times 10^{-5}$
770 - 840	$(1.1 \pm 0.1) \times 10^{-5}$	$(6.8 \pm 0.7) \times 10^{-6}$
850 - 920	$(9.8 \pm 0.1) \times 10^{-6}$	$(6.0 \pm 0.7) \times 10^{-6}$
930 - 1000	$(8.6 \pm 0.1) \times 10^{-6}$	$(4.4 \pm 0.6) \times 10^{-6}$

Table 7.5: 閾値の値を 50MeV に設定したときの、入射光子のエネルギーと光核相互作用に由来する不感率

Incident Photon Energy(MeV)	CsI Ineffciency	
90 - 170		
180 - 250	$(1.1 \pm 0.1) \times 10^{-3}$	
260 - 330	$(1.5 \pm 0.1) \times 10^{-3}$	
Incident Photon Energy(MeV)	Upper limit	Lower limit
340 - 410	$(1.15 \pm 0.02) \times 10^{-3}$	$(9.6 \pm 0.1) \times 10^{-4}$
420 - 490	$(5.3 \pm 0.2) \times 10^{-4}$	$(4.92 \pm 0.09) \times 10^{-4}$
500 - 570	$(3.4 \pm 0.1) \times 10^{-4}$	$(2.44 \pm 0.07) \times 10^{-4}$
580 - 650	$(1.60 \pm 0.09) \times 10^{-4}$	$(1.23 \pm 0.05) \times 10^{-4}$
690 - 760	$(9.0 \pm 0.4) \times 10^{-5}$	$(7.0 \pm 0.2) \times 10^{-5}$
770 - 840	$(6.7 \pm 0.4) \times 10^{-5}$	$(4.5 \pm 0.2) \times 10^{-5}$
850 - 920	$(4.7 \pm 0.3) \times 10^{-5}$	$(3.2 \pm 0.2) \times 10^{-5}$
930 - 1000	$(3.8 \pm 0.3) \times 10^{-5}$	$(2.3 \pm 0.1) \times 10^{-5}$

Table 7.6: 閾値の値を 100MeV に設定したときの、入射光子のエネルギーと光核相互作用に由来する不感率

Energy(MeV)	CsI Ineffciency
100 - 200	4×10^{-4}
200 - 400	1×10^{-4}
400 - 1000	3×10^{-5}

Table 7.7: KAMI 実験で背景事象を除去するために要求される不感率

Chapter 8

結論

$K_L \to \pi^0\nu\overline{\nu}$崩壊探索実験で有用な CsI 光子検出器の、実験でしか得ることの出来ない光核相互作用に由来する不感率を測定した。その結果を $K_L \to \pi^0\nu\overline{\nu}$崩壊探索実験の一つである KAMI 実験からの要請と比較すると、CsI で観測されるエネルギーの閾値を 10MeV 以下に設定すれば要請を満足することが分かった。この結果は、他の様々な $K_L \to \pi^0\nu\overline{\nu}$崩壊探索実験にも適用できる。

謝辞

まずはじめに、高エネルギー物理学を学ぶ機会を与えてくださった長島順清先生に深く感謝致します。長島先生が作り出される自由闊達な雰囲気のなかで、立場を意識せずに、皆で議論したり、疑問をぶつけあったりできたことを幸せに思います。また、研究者として、自分の研究内容を発表すること、そして、その見せ方の重要性についてご指導頂いたことは、これから先も決して忘れることのないよう肝に命じておきます。本当にありがとうございました。

瀧田正人先生には、ゼミでお世話になったのをはじめ、日常における初歩的な質問にも快くお答え頂きました。その質問の答は、常に理路整然としており、その物理的な考え方は多いに参考になりました。ありがとうございました。

羽澄昌史先生には、自分のやりたいことをやることが如何に面白いのかを教わりました。休む暇もないほど忙しいにもかかわらず、嬉々として仕事にとりくまれる羽澄先生を見て、うらやましくも思いました。大切なことを教えて頂き、ありがとうございました。

原隆宣先生には、4 年生の頃から、我らが兄貴分として面倒を見て頂きました。年齢も近く、常に、私たちの視点にたって話をしてくださり、研究以外の場でもとても楽しい時間を過すことができました。ありがとうございました。

秘書の続木佐知子さんには事務手続きにおいて大変お世話になりました。続木さんなくしては出張もままならないという感じで、ご迷惑ばかりかけてしまいました。また、たわいもない話に、いつもつきあって頂き、ありがとうございました。とても、楽しかったです。

鈴木一郎さんには、実験を通して様々なことを教えていただきました。今回の実験は一郎さんなくしては成り立たないものであり、解析を含め全ての面においてお世話になりました。なにより、一郎さんと実験をしていて面白かったです。ありがとうございました。

Karim Trabelsi さんには、高エネルギー実験についていろいろとお話を聞かせていただきありがとうございました。研究を離れたところでも、ごちそうになったり、外国の話を聞かせて頂いたり、とても楽しかったです。

稲垣先生をはじめとする ES171 実験の関係者の方々には、実験を通じていろいろとお世話になりました。他大学の人達や、海外の研究者の方々と共に実験できたことは、私にとって此の上無い経験になりました。ありがとうございました。

博士課程在学中の川崎さん、貞本さん、千代さん、住澤さん、吉田さん、柳幸さんには、実験、理論のあらゆる面にわたって我々のよき相談相手となっていただきました。時には、先輩方の仕事の手を止めてしまったりしたこともありましたが、快く教えていただきました。本当にありがとうございました。

修士課程 2 年の紅林君、火口君、北條君、山田君たちとは様々な経験を共有しました。4 人とも、私のわがままによく付合ってくれたものだと、開き直りついでに、この場を借りてお詫び申し上げます。そして、これからも私のわがままを許してくださるよう、お願い申し上げます。3 年間ありがとう。

修士課程 1 年の新田君、原君、真鍋君、三宅君、及び、4 年生の方々には教えることより、教わることが多かったように思います。特に、計算機に関しては皆さんのほうが数段先輩でした。これから先もわからないことがあれば、おしえていただけるようよろしくお願いします。短い時間でしたが、ありがとうございました。

研究室技官の金子博之氏、及び回路室、計算機室をはじめ原子核実験グループの方々、及びその他お世話になった方々にこの場を借りてお礼申し上げます。

最後に、山中卓先生に感謝致します。山中先生にはオシロスコープの使い方から、CP の破れまで私がここで得た知識の大半を教えて頂きました。そのことに関して、何よりも深く感謝します。しかし、それ以上に、「面白いことをやる面白さ」というものを教えて頂きました。これを知って、私の進む道は大きく変ってしまいましたが、面白いことが目の前にあると思うと、心が高鳴ります。私を、無限の物理の世界へ引きずり込んでいただき、本当にありがとうございました。

Bibliography

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

[2] G.Buchalla and A.J.Buras, *Nucl. Phys.* **B400**, 225 (1993).

[3] K.H.Maier and J.Nitschke, *Nucl.Instrum.Meth.* **59**, 227 (1968).

[4] Glenn F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, 2nd ed., (1989).

[5] E. Cheu et al., Fermilab EOI, 'An Expression of Interest to Detect and Measure the Direct CP violating Decay $K_L \to \pi^0 \nu\overline{\nu}$ and Other Rare Decays at Fermilab Using the Main Injector', hep-ex/9709026(1997).