

原子核遷移を用いた中性粒子の探索

大阪大学 長島研究室 山本泰弘

平成5年 3月 31日

概要

原子核 (^{90}Zr) の $0^+ \rightarrow 0^+$ 遷移を用いて 1MeV 付近の質量の中性粒子の直接探索を行なった。1MeV のエネルギーは電子陽電子生成のしきい値にあたり、そのエネルギー付近の質量を持った粒子の探索は非常に困難で、今まで電子の異常磁気能率からある程度の制限が加えられていたに過ぎない。今回の実験では ^{90}Zr の $0^+ \rightarrow 0^+$ 遷移時に放出される未知の中性粒子 (X^0) の探索を行ない、 $X^0 \rightarrow 3\gamma$ 、 $X^0 \rightarrow e^+e^-$ と崩壊するものに対して

$$BR(0^+ \rightarrow 0^+ + X^0 : X^0 \rightarrow 3\gamma) \leq (3.4 \sim 80) \times 10^{-4}$$

($400\text{keV} \leq m_{X^0} \leq 1500\text{keV}$, 95% C.L.)

$$BR(0^+ \rightarrow 0^+ + X^0 : X^0 \rightarrow e^+e^-) \leq (1.1 \sim 100) \times 10^{-4}$$

($1080 \leq m_{X^0} \leq 1650\text{keV}$, $1.3 \times 10^{-12} \leq \tau_{X^0} \leq 2.7 \times 10^{-9}\text{sec}$, 95% C.L.)

という分岐比の上限が得られた。この内、最も小さい分岐比の得られたものは

$$BR(0^+ \rightarrow 0^+ + X^0 : X^0 \rightarrow 3\gamma) \leq 3.4 \times 10^{-4}$$

($m_{X^0} = 1.0\text{MeV}$, 95% C.L.)

$$BR(0^+ \rightarrow 0^+ + X^0 : X^0 \rightarrow e^+e^-) \leq 1.1 \times 10^{-4}$$

($m_{X^0} = 1.15\text{MeV}$, $\tau_{X^0} = 2.9 \times 10^{-11}\text{sec}$, 95% C.L.)

であった。

目 次

1 イントロダクション	2
1.1 序論	2
1.2 原子核遷移を用いた中性粒子探索実験	4
 I $X^0 \rightarrow 3\gamma$ 実験	 7
2 検出器	8
2.1 検出器の構成	8
2.2 BGO シンチレーター	9
2.3 実験回路	11
2.4 検出器の性能	12
 3 シミュレーション	 14
3.1 中性ベクトル粒子のシミュレーション	14
3.2 中性ベクトル粒子捕獲率の系統誤差	15
 4 解析と結果	 18
4.1 実験データ	18
4.2 データの selection	19
4.3 バックグラウンドと Sr 線源起因のシグナル	20
4.4 中性ベクトル粒子の可能性	21
4.5 短寿命中性ベクトル粒子に対する制限	22

II $X^0 \rightarrow e^+ e^-$ 実験	25
5 検出器およびその性能測定	26
5.1 検出器の構成	26
5.2 実験回路	27
5.3 検出器の性能測定	28
6 シミュレーション	30
6.1 中性粒子のシミュレーション	30
6.2 中性粒子捕獲率の系統誤差	32
7 実験と解析、結果	33
7.1 実験方法	33
7.1.1 エネルギー較正	33
7.2 データの selection	34
7.2.1 β -Cut について	34
7.3 バックグラウンド	37
7.3.1 Sr-OFF 実験でのバックグラウンド	37
7.3.2 Sr-ON 実験事象の解析	37
7.3.3 Sr-ON データと Sr-OFF データの比較	39
7.4 短寿命中性粒子の探索	40
7.5 短寿命中性粒子に対する制限	40
7.6 考察	43
8 結論	44
A $X^0 \rightarrow 3\gamma$ 実験の図	45
B $X^0 \rightarrow e^+ e^-$ 実験の図	64

図 目 次

1.1 中性粒子存在の制限領域	3
1.2 ^{90}Sr の崩壊様式	5
A.1 検出器の概略 ($\text{X}^0 \rightarrow 3\gamma$ 実験)	46
A.2 実験回路の概略	47
A.3 NaI と BGO の比較実験	48
A.4 NaI と BGO の 線捕獲率の比較	48
A.5 ^{207}Bi の崩壊様式	49
A.6 ^{207}Bi 量の測定実験	49
A.7 Shaper 整形アンプの働き	50
A.8 BGO 検出器のエネルギースペクトル (^{137}Cs)	50
A.9 BGO 検出器のエネルギー分解能のエネルギー依存性	51
A.10 BGO 検出器の時間分解能	51
A.11 3 体崩壊の運動学	52
A.12 中性ベクトル粒子からのシグナルと Cut	53
A.13 中性ベクトル粒子の捕獲率	54
A.14 ^{137}Cs からの 2 本の γ 線のエネルギー和	54
A.15 peak channel と γ 線のエネルギーの関係	55
A.16 BGO 検出器の増幅率の時間変化	55
A.17 種々の Cut と実験データの関係 (1)	56
A.18 種々の Cut と実験データの関係 (2)	57
A.19 宇宙線ベトーションチレータ ON 時と (OFF-ON) のエネルギースペクトル比較	58

A.20 ^{90}Sr -ON/OFF 時のエネルギースペクトル差	59
A.21 コンプトン散乱によって起こる事象	60
A.22 実験データの時間差	60
A.23 ダブルコインシデンス事象の (BGO1 本の) エネルギースペクトル	61
A.24 線源起因の事象のエネルギースペクトル	61
A.25 検出器の peak channel の single rate 依存性	62
A.26 Sr-ON 実験のエネルギースペクトルの 30keV shift	62
A.27 (Sr-ON) – (Sr-OFF) – (アクシデンタルコインシデンス事象)	63
A.28 中性ベクトル粒子の分岐比上限	63
B.1 検出器の概略	65
B.2 実験回路の概略	66
B.3 γ 線の後方散乱によるエネルギー較正実験	67
B.4 γ 線の後方散乱による 478keV peak	67
B.5 検出用プラスチックシンチレータの時間分解能	68
B.6 検出用シンチレータの trigger efficiency	68
B.7 中性粒子からのシグナルと Cut	69
B.8 中性粒子の捕獲率	70
B.9 検出用シンチレータの組合せ	70
B.10 宇宙線による検出器の gain 変動の観測	71
B.11 宇宙線が通過した時の検出器のエネルギースペクトル	71
B.12 中性粒子からのシグナル	72
B.13 1 枚の宇宙線ベトーションチレータの時間分布	72
B.14 実験データの Cut (1)	73
B.15 実験データの Cut (2)	74
B.16 実験データの Cut (3)	75
B.17 実験データの Cut (4)	76
B.18 Sr-ON と Sr-OFF 実験のエネルギー和のスペクトル	77
B.19 エネルギー和の (Sr-ON) – (Sr-OFF)	77

B.20 ^{90}Sr から放出される β 線のエネルギースペクトル	78
B.21 制動放射によって放出される γ 線のエネルギースペクトル、および γ 線ともとの β 線の角度分布	78
B.22 検出器 1 枚が鳴る時のエネルギースペクトル(実験とシミュレーション) . . .	79
B.23 Sr-ON 実験での検出用シンチレータと線源ベトーシンチレータの同時事象のエネルギースペクトルとシミュレーション	79
B.24 β -Cut によって落される事象	80
B.25 β 線が線源ベトーシンチレータを鳴らさずに前方に γ 線を放出する事象 . . .	80
B.26 線源ベトーシンチレータの inefficiecy 測定実験	81
B.27 原因 2) によるエネルギー和(シミュレーション)と実験データとの比較 . . .	81
B.28 中性粒子の分岐比上限	82
B.29 Landau 分布のシミュレーションによる再現	83
B.30 中性粒子の分岐比上限	84

表 目 次

2.1	主な無機結晶シンチレーターの特徴	9
2.2	使用する BGO の仕様	10
3.1	中性ベクトル粒子の捕獲率	16
3.2	^{137}Cs の頻度 (Hz) の実験値とシミュレーション値	17
4.1	事象選択における事象数の推移	19
4.2	中性ベクトル粒子放出の分岐比の上限	24
6.1	シミュレーションにおける捕獲率の誤差	32
7.1	事象選択における事象数の推移	36
7.2	中性粒子放出の分岐比の上限 (1) ((type-A)+(type-B))(一部)	42
7.3	中性粒子放出の分岐比の上限 (2) (type-B のみ)(一部)	42

第1章

イントロダクション

1.1 序論

現在、素粒子物理学では標準理論が全盛であり、電子の異常磁気能率や弱相互作用粒子の予言等、輝かしい成果をあげている。しかしながらこの理論をもってしても全ての現象が記述できるわけではなく、低エネルギー領域においても例えばオルソポジトロニウムの寿命の理論と実験の不一致 [1] [2] など、まだ理解されていない現象は数多くある。近年、GSI 等の重イオン加速器を用いた実験において陽電子のエネルギー分布に幅の狭いピークが観測され [3]、未発見の中性粒子の崩壊による現象ではないかと興味を持たれた。その後短寿命中性粒子探索実験が数多く行なわれたが、結果は否定的なものであった [4][5]。最近ではこの重イオン加速器における謎の電子陽電子対生成は重イオン衝突時の強いクーロン場における新しい量子電磁力学の位相の存在として解釈する論文も現れてきた [6][7]。

上の GSI の実験や、 $^{12}\text{C}, ^{22}\text{Ne}$ と原子核エマルジョンの衝突反応による 1 ~ 2 MeV の中性粒子からのものと思われる電子陽電子対生成 [8][9]、重イオン同士の衝突による 1062 keV の 2 本の γ 線の観測 [10] など質量 1 MeV 付近の新粒子や新現象とも解釈できる現象が少なからず報告されている。そこで我々はこの質量 1 MeV 付近に焦点を絞り、未知の新現象特に未発見の中性粒子の探索実験を行なうことにした。

ここで我々の注目する ”中性粒子” とは、質量が 1 MeV 程度でスピンが 0 または 1 のものである。それ自体がいわゆる素粒子なのか、または複合粒子であるかは問題としない。また、今まで探索が行なわれている（理論でその寿命等が計算できるような標準的な）Higgs 粒子

[11] や Axion [12] ではなく、レプトンやクオーカ、光子等との結合の強さ、つまり寿命等も理論的には予言されていないようなものである。

このような粒子の存在はいくつかの理論的考察、過去の実験より制限が加えられている。理論の代表的なものとしては異常磁気能率 ($g-2$) の理論による予想と実験結果との一致があり、未知の中性粒子と電子との結合定数はこの理論によってある上限が設けられる。これによると、電子に結合する寿命が約 10^{-13} sec より短い粒子は存在しない結果となる。最近の実験では陽電子ビームを用いて質量 $1.5\text{MeV} \sim 2\text{MeV}$ の電子陽電子対に崩壊する中性粒子の探索が行なわれた [13][14]。今回の我々の実験で注目する質量・寿命に近い領域であったが、結果は否定的なものであった。以上 2 つの制限に対する領域を Fig- 1.1 に示しておく。

図 1.1: 中性粒子存在の制限領域

質量 1MeV 、寿命 10^{-12}sec 付近での明らかな制限は見当たらず、さらに $g-2$ の制限は中性粒子がクオーカループを介して $2(3)\gamma$ へ崩壊する場合、安易に排除してはならない部分であり、この領域の未知の中性粒子の探索は十分価値があるという結論を下した。

1.2 原子核遷移を用いた中性粒子探索実験

新しい現象および非常に稀な現象を探すにあたって、我々は原子核の $0^+ \rightarrow 0^+$ を利用することを思いついた。原子核の $0^+ \rightarrow 0^+$ 遷移（E0 遷移）は角運動量およびスピンの保存則から 1 つの γ 線のみを放出する通常の遷移は禁止されているため、 0^+ 励起状態の寿命が非常に長くなり、新現象および希現象を探索するにあたって非常に興味深い対象となる。もし未知の中性粒子が存在し、 1γ 遷移が禁止されたこの崩壊にかかわっていれば感度の高い探索が可能となる。E0 遷移を行なう原子核は ${}^4\text{He}$ 、 ${}^{16}\text{O}$ 、 ${}^{40}\text{Ca}$ 、 ${}^{72}\text{Ge}$ 、 ${}^{90}\text{Zr}$ 、 ${}^{214}\text{Po}$ 等があり、過去のビーム実験において ${}^4\text{He}$ や ${}^{16}\text{O}$ の E0 遷移を利用した数 MeV ~ 十数 MeV の中性粒子の探索実験が行なわれてきた。これらのビーム実験は強い入射粒子（陽子）の照射のため非常にバックグラウンドが多いという欠点がある。さらに粒子の相互作用の弱さやビーム強度、ビーム時間の制限から希崩壊や希現象を探る感度には限界がある。そこで我々は今回、放射線源を用いた希崩壊・希現象探索を行なうこととした。放射線源中の原子核の 0^+ 励起状態から 0^+ 基底状態への遷移の際に中性粒子 X^0 が放出され、その X^0 粒子が e^+e^- または 2 ~ 3 本の γ 線に崩壊すると仮定し、崩壊後の（陽）電子または γ 線を検出器によってとらえようとするものである。バックグラウンドをできるだけ低くおさえ、感度を上げるために崩壊途中で多量の γ 線を放出する ${}^{40}\text{Ca}$ 、 ${}^{72}\text{Ge}$ 、 ${}^{214}\text{Po}$ は線源候補として除外され、 ${}^{90}\text{Zr}$ ($E_{0^+ \rightarrow 0^+} = 1.76\text{MeV}$) を実験に用いることにした。 ${}^{90}\text{Zr}$ は β 線標準線源である ${}^{90}\text{Sr}$ の崩壊中にあり (Fig- 1.2)、強度の大きな線源が比較的容易に入手できる利点がある。また、 ${}^{90}\text{Zr}$ の $0^+ \rightarrow 0^+$ 遷移間のエネルギーは 1.76MeV であり、これまで直接探索されたことのない 1MeV 付近の質量の粒子に対して高い感度を持つ実験ができると予想される。 ${}^{90}\text{Sr}$ は安定な ${}^{90}\text{Zr}$ の基底状態に達するまでの崩壊過程において γ 線を放出するような崩壊様式がほとんどなく（現在知られているものでは分岐比 $10^{-6}\%$ の分岐比を持つものが 1 種類のみ） γ 線起因のバックグラウンドを極力おさえることができる。そして ${}^{90}\text{Zr}$ の E0 遷移の寿命は 62nsec と非常に長く（ ${}^{16}\text{O}$ のそれは 67psec）非常に稀な現象に対して優れた感度を持つ可能性があることや、 ${}^{90}\text{Sr}$ は 29 年という非常に長い半減期であり、研究室での長期・安定な実験ができること、原理的にはその強度にも制限がないことなど、有利な条件が整っている。一方、欠点としては ${}^{90}\text{Sr}$ の崩壊の内わずか 0.011% しか ${}^{90}\text{Zr}$ の 0^+ 励起状態へ行かず、強度の大きな ${}^{90}\text{Sr}$ 線源が必要なこと。崩壊の大部分は β 崩壊によるものであり、放出された β 線が制動放射等によってバックグラウンドと

図 1.2: ^{90}Sr の崩壊様式

なり得ること等がある。以上のような欠点も、 β 線遮蔽用の物質を工夫するなどして克服すれば良く、我々は ^{90}Zr の E0 遷移を利用した中性粒子探索実験を行なうことになった。

昨年度、我々はこの ^{90}Zr の E0 遷移を利用したスピン 0 の中性スカラー粒子の探索実験を行った [15]。この実験は未発見の中性スカラー粒子 X^0 が

$$X^0 \rightarrow 2\gamma \quad (1.1)$$

へと崩壊するものに注目して行なわれた。結果は否定的なものであり、

$$BR(0^+ \rightarrow 0^+ + X^0 : X^0 \rightarrow 2\gamma) / BR(0^+ \rightarrow 0^+) \leq (1.41 \sim 2.98) \times 10^{-3} \quad (1.2)$$

$$(95\% \text{ C.L.}, \quad 350\text{keV} \leq M_{X^0} \leq 1500 \text{ keV})$$

という値が得られた。そこで今回我々は電気的に中性でスピン 1 のベクトル粒子で 3γ に崩壊するもの

$$X^0 \rightarrow 3\gamma \quad (1.3)$$

を探索することにした。

中性粒子が γ 線に崩壊するという仮定は、その質量が 2 電子質量 (1022keV) 付近かそれ以下の質量の中性粒子に焦点を絞ったからである。質量が 2 電子質量よりも大きい場合、この中性粒子の崩壊モードには、 $X^0 \rightarrow e^+e^-,\nu\bar{\nu},2\gamma,3\gamma$ 等が考えられ、これらが互いに競合する場合、 γ 線への崩壊の確率はレプトンへのそれと比べて数桁も小さくなる可能性がある [16]。そこで我々はこのレプトンへの崩壊モード

$$X^0 \rightarrow e^+e^- \quad (1.4)$$

に対する探索も行なうことにした。この場合、スピンは 0 または 1 のどちらでもあり得る。崩壊に際して放出される粒子が全く異なるので、検出器も全く違ったものを利用し、実験は 2 種類行なう。前者（3 γ 崩壊）は ^{90}Sr 線源の前方数 cm のところにある検出器群が 3 本の放射線を同時にとらえた時に中性ベクトル粒子候補として解析し、他方は 2 本の放射線を同時に捕まえた時に中性粒子候補として解析する。

Part I

X⁰ → 3γ 実験

第2章

検出器

2.1 検出器の構成

まず我々の行なった実験に使用した検出器の概略を Fig-A.1 にしめす。図中の BGO は $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ が成分のシンチレーション検出器であり、PMT は微弱なシンチレーションパルスの光信号をこれに対応する電気信号に変換する光電子増倍管である。我々の検出器の中心部分は 4 本の BGO シンチレーターでできており、その内、1 本を 2.5cm 厚の鉛でシールドして γ 線の検出面を下にして立てる。残りの 3 本はその鉛シールドの外側に三角形状に置き、発泡スチロールを用いて床から 10cm のところに下面を揃えて設置する。そしてその下方に厚さ 1cm のアクリルで β 線シールドされた ^{90}Sr 線源 (Sr-301) を BGO 検出器から一定距離 (6cm) 離して置く。この検出器群の外側を厚さ 5cm の鉛のブロックが覆っている。更にその外側には 5 枚のプラスチックシンチレーターが宇宙線からのバックグラウンドを除去するためにベターとして検出器を覆っている。

検出器部分につながる回路の概略を Fig-A.2 にしめす。後に詳述するが、この回路は 2 本以上の BGO が同時鳴った時にそれぞれの BGO のエネルギーと時間の情報を得ることを主な目的として構成されている。

2.2 BGO シンチレーター

本実験は 3 本の γ 線をとらえることが基本であり、 γ 線をいかに効率良くとらえるかが重要になってくる。このため、我々は γ 線検出用のシンチレーターとして BGO を選んだ。Table 2.1 に主な無機結晶シンチレータの特徴を書いておく [17]。

表 2.1: 主な無機結晶シンチレーターの特徴

物質	密度 g/cm^3	波長 nm	減衰時間 nsec	蛍光効率	潮解性
NaI(Tl)	3.67	415	230	0.10	あり
CsI(Tl)	4.51	530	1000	0.045-0.050	わずか
CsI(Na)	4.51	430	630	0.080-0.085	あり
BGO	7.13	460	300	0.01-0.02	なし

ここで、無機結晶シンチレーターの代表である NaI(Tl) と BGO の性能をシミュレーションを使って比較する。今、Fig-A.3 の様に直径 5cm、奥行き 5cm の円筒形の BGO と NaI(Tl) の前方 12cm の位置に 662keV、511keV 等の単一エネルギーを放出する放射線源をおくことを考える。この時、結晶に入った γ 線の数に対する観測された光電ピーク (γ 線がそのエネルギーを全て検出器中に落したことに対応するピーク) の FWHM (Full Width at Half Maximum; 頂点の高さの半分のところにおけるそのピークの幅) 内に入る γ 線の数の比は Fig-A.4 の様になる。662keV の γ 線については、この比が BGO では ~60%、NaI(Tl) では ~20% と BGO の方が非常に捕獲率が大きいことが分かる。これは、BGO シンチレータは $7.1 g/cm^3$ と密度が大きく、その成分中に原子番号 83 の ^{207}Bi を含んでいるので γ 線の捕獲率が非常に高い。というのも光電効果の起こる確率が原子番号の 4 乗から 5 乗に比例するからである。実際の実験では 3 本の γ 線を同時にとらえる必要があるので、捕獲率は BGO で $(0.6)^3 \sim 0.22$ 、NaI で $(0.2)^3 = 0.08$ と差は更にひろがる。よって BGO は NaI(Tl) よりこの実験に向いていると結論できる。

BGO の欠点としてはそのエネルギー分解能の悪さが挙げられる。これは γ 線が NaI(Tl) と BGO のシンチレーター中にそれぞれ同じエネルギーを落した場合、NaI(Tl) の方が BGO

より光量が 5 倍程度大きいことに起因している。また、シンチレーターから出た光の波長が NaI(Tl) の方が我々の使っているバイアルカリの光電子増倍管の感度領域によく一致しているので、光電子数については約 10 倍 NaI(Tl) の方が BGO より多くなる。エネルギー分解能はおもに光電子数によって決るので NaI(Tl) の方が BGO より優れることになる。しかし 3γ 線のコインシデンスをとるのでエネルギー分解能が悪くなっても γ 線の捕獲率の高い BGO シンチレーターを使うことにした。実験で使用する BGO はその入手時期、性能等によって大きく 2 種類に分けられる。以下にその仕様を記す (Table- 2.2)。

表 2.2: 使用する BGO の仕様

	大きさ、形状	光電子増倍管	分解能 (662keV において)
Old-BGO	5cm × 17cm 六角柱	Hamamatsu R380ASSY 1.5inch	~ 40%
New-BGO	5cm × 5cm 六角柱	Hamamatsu R329(H1161) 2inch	~ 15%

表を見て分かるように、 Old-BGO と New-BGO で分解能にかなり大きな違いがある。これは、 Old-BGO がつくられたのが 10 年ほど前であり、結晶の透明度がよくないせいである。分解能のいい New-BGO は検出器の中心に配置している。

さて、本実験ではコインシデンスした 3 本の γ 線のエネルギーの合計が約 1700keV の事象に注目するわけであるが、 BGO 中に少量含まれている ^{207}Bi は放射性同位元素（崩壊様式 Fig- A.5）であり、その崩壊過程で合計エネルギー 1630keV の 2 本の γ 線を放出する。その時間間隔は平均 131psec であり。合計エネルギー、時間間隔共に我々の検出器では中性新粒子からのシグナルと区別できない。実際の実験では ^{90}Sr 線源を置いたときの情報から線源を取り去ったときの情報を引くので、 ^{207}Bi からの偽事象はキャンセルされるが、後にバックグラウンドを考察する際にこの効果も考えなければならないので、 ^{207}Bi の量を評価するために

我々は Fig-A.6 の様なセットアップで実験を行い、 ^{207}Bi からのシグナルを観測した（実験時間 = 71077sec）。得られたエネルギースペクトルからバックグラウンドを引き、fitting の誤差や統計的なゆらぎを考えると ^{207}Bi の 570keV および 1060keV の光電ピークの FWHM 内に入る事象数は以下の様になった。

$$570\text{keV のピーク内事象数} = (2.10 \pm 0.27) \times 10^3 \quad (2.1)$$

$$1060\text{keV のピーク内事象数} = (10.0 \pm 2.3) \times 10^2 \quad (2.2)$$

この結果と、シミュレーションを比較して ^{207}Bi の崩壊頻度を決定する。シミュレーションで ^{207}Bi を 3×10^5 個崩壊させた結果、実験と同じ FWHM 内に入る事象数はそれぞれ

$$570\text{keV のピーク内事象数} = 4.13 \times 10^3 \quad (2.3)$$

$$1060\text{keV のピーク内事象数} = 8.6 \times 10^2 \quad (2.4)$$

となった。実際に観測された数は上の約半分であるから、実験時間 71077sec に約 $(3 \times 10^5 \times 0.5) = 1.5 \times 10^5$ 個の ^{207}Bi が崩壊したことになる、さらに詳しく、また誤差も計算すると New-BGO 中で崩壊する ^{207}Bi の頻度は

$$570\text{keV ピークの計算から} \quad (2.3 \pm 0.3)\text{Hz/Counter} \quad (2.5)$$

$$1060\text{keV ピークの計算から} \quad (2.4 \pm 0.5)\text{Hz/Counter} \quad (2.6)$$

となる。これより後の議論で New-BGO の ^{207}Bi の崩壊頻度が必要な場合は上の結果を使用する。Old-BGO については昨年度の実験 [15] においてすでに測定されており、その結果の

$$\text{Old-BGO の } ^{207}\text{Bi} \text{ 崩壊頻度} = 5.0 \pm 0.5\text{Hz/Counter} \quad (2.7)$$

を用いることとする。

2.3 実験回路

実験回路の概略を Fig-A.2 に載せる。先述のように、この回路の目的は 2 本以上の BGO が同時に鳴った時にそれぞれの検出器のエネルギーと時間の情報を得ることである。

我々の探索している中性ベクトル粒子からの真のシグナルは3重(トリプル)コインシデンス事象であるが、後に行う捕獲率の系統誤差やバックグラウンド等の評価のため、計算機には検出器が同時に2本以上鳴ったものをデータとして記録している。

検出器の4本の光電子増倍管からのシグナルは Shaper 整形アンプによって波形を整えられた後(Fig-A.7)2本に分割され、一方は Discriminator¹、Coincidence 回路²、Gate generator³を通って ADC⁴・TDC⁵等へトリガー信号⁶を送るようになっている。他方のシグナルは ADC・TDC の各チャンネルへ接続され、エネルギー情報と時間情報が得られるようになっている。ここでトリガーを Shaper 整形アンプ後のシグナルでかけているのは、BGO 検出器からのシグナルの積分値、すなわち放射線が BGO 検出器中に落したエネルギーの総量で trigger をかけるためである。この方法を用いると、しきい値以上のシグナルが入ると原理的には 100% の確率でそれをとらえることができる。trigger efficiency の測定実験より、200keV 程度から急激に trigger efficiency がよくなり、以後、ほぼ 100% で安定することが分かっている。

外側にある宇宙線ベー用のプラスチックシンチレータからのシグナルは Discriminator を通して後、Gate generator の Veto-in へと送られている。これは宇宙線等の原因で検出器が Triggerされることを抑制するためである。

検出器の不感時間は、ADC・TDC 等がシグナルを Digital 情報に変換する時間と、計算機がその Digital シグナルを処理する時間の和であり、この間は Trigger 信号が送られないようになっている。なお、実験中の不感時間の割合は、Sr 線源を置かない状態で 1.8 %、Sr 線源を置いた状態で 10.9 % であった。

2.4 検出器の性能

以下で、我々の使用している BGO 検出器のエネルギー分解能と時間分解能について述べる。前節でも述べたように、本実験では2種類の BGO が用いられており、それぞれのエネル

¹ 波高分析器

² 同時計測用の論理回路

³ パルス信号発生器

⁴ Analog to Digital Converter ; 波高および電荷デジタル変換器

⁵ Time to Digital Converter ; 時間デジタル変換器

⁶ ADC や TDC 等のスタート信号

ギー分解能を

$$\text{Energy Resolution} = \frac{\text{FWHM}}{\text{Energy}} \quad (2.8)$$

で定義すると、Cs の放出する 662keV の 線において、

$$\text{Energy Resolution (New-BGO)} \sim 15\% \quad (2.9)$$

$$\text{Energy Resolution (Old-BGO)} \sim 40\% \quad (2.10)$$

という値が得られる。例としてこれらのスペクトルを Fig-A.8 にのせておく。更に Co (1173keV,1332keV) や、Na (551keV,1275keV) について測定を行った。これは、エネルギーの変化による分解能の変化を見るためである。一般にシンチレーションカウンターは、線がその中に落したエネルギー (E) に比例した数の光子を放出する。この時、エネルギー分解能は、 A を定数として、

$$\text{Energy Resolution} = \frac{A}{\sqrt{E}} \quad (2.11)$$

となる。そこで今回使用する BGO についてこれをあてはめてみた結果が Fig-A.9 である。Co (1173keV,1332keV) については、2本の 線が分離できないため、単独の Gaussian としてフィットした後、シミュレーションでもとめた補正を加えてある。この結果は上の式によくあっており、ここから 1光電子を放出するのに必要なエネルギーが計算できる。その値は Old-BGO で 15 ~ 20 keV/p.e.(photo electron)、New-BGO で 約 0.7keV/p.e. となる。よって本実験 のシミュレーションにおいて、BGO の分解能が必要なときにはこの値をもとにして計算する。次に時間分解能について見ることにする。これは、2本の 線が同時に放出する Co (1173keV,1332keV) を我々の検出器で見ればよい。その結果の TDC 情報(それぞれの BGO の TDC 情報の差)が Fig-A.10 である。Fig-A.10 から、実験での時間分解能は $\sigma_T \sim 10\text{nsec}$ ⁷ (18ch) であることが分かる。ここで時間分解能はピークの標準偏差で定義されており、ガウス分布 ($\frac{1}{\sqrt{2\pi}}e^{-(x-m)^2/2\sigma^2}$; Gaussian) については、標準偏差 (σ) と FWHM の関係は $\text{FWHM} = 2.35\sigma$ である。なお、以下 TDC のグラフが出てきたときは全て 1ch = 0.57nsec である。

⁷nsec = nano second = 10^{-9} sec

第3章

シミュレーション

3.1 中性ベクトル粒子のシミュレーション

未知の粒子を探索する場合、その粒子に対する実験の感度をあらかじめ見積もっておく必要がある。今回我々の行おうとする実験は BGO 検出器（以下、検出器）が複雑にいりこんでおり、また中性ベクトル粒子が 3 体崩壊をするので、中性ベクトル粒子の捕獲率は解析的には計算できない。そこで我々はコンピュータを用いたシミュレーションによって捕獲率を決定することにした。目的である中性ベクトル粒子 (X^0) の条件として

静止質量 ; $0 \sim 1760\text{keV}$

寿命 ; $\tau_{X_0} \lesssim 10^{-10}\text{sec}$

崩壊モード ; 3 γ に崩壊

spin ; 1

とした。静止質量は ^{90}Zr の $0^+ \rightarrow 0^+$ 遷移のエネルギーギャップが 1760keV であることから、また寿命の制限は検出器と線源の間隔が約 5cm であることから制限されている。 X^0 は終状態に質量のない粒子のみが放出される 3 体崩壊である。今、崩壊前後の粒子のエネルギー運動量を Fig-A.11 のようにわりあてる。粒子 i と粒子 j のつくる不变質量を m_{ij} と置くと、 m_{12}^2 と m_{13}^2 を縦軸、横軸とするグラフが書ける（Dalitz Plot）。これを用いると、遷移行列が定数の場合、崩壊後の状態をプロットすると、このグラフの許される範囲内に一様に分布することが分かっている。我々の探索する中性粒子も遷移行列が定数であると仮定してシミュレーションを行なうこととする。

シミュレーションプログラムは EGS4 [18] を用いた。EGS4 は γ 線・電子と物質との反応をシミュレートするソフトウェアである。今回のシミュレーションでは、物質との反応を計算する γ 線のエネルギーと電子の運動エネルギーの下限 (PCUT, ECUT) を共に 1keV に設定し、Fig-A.1 の検出器や線源の配置、線源の強度 ($34\mu\text{Ci} \times 3$) 等のデータをもとに計算を行なった。そしてこの結果と前章の検出器の性能からベクトル粒子の検出に効果的な検出器 1 本あたりのエネルギーと検出器 3 本のエネルギー和および時間差の制限を以下のようにとった。

- 検出器 1 本あたりのエネルギーが 350keV 以上、1900keV 以下 ($350 \leq E_i \leq 1900\text{keV-Cut}$)
- 3 本の検出器の TDC 情報の時間差が各々 30nsec 以内の事象 (TDC-Cut)
- 3 本の検出器のエネルギー和が 1500 ~ 2000keV の範囲内にある事象 (Window-Cut)

1 番目の制限の 350,1900keV という値は、350keV が 2.3 節の trigger efficiency の観測において検出器からの信号がほぼ 100% の確率でとらえることのできる下限より決定され、2000keV は検出器の ADC 情報の上限が約 2000keV であることから決定されている。ベクトル粒子からのシグナルとこれらの制限の関係を Fig-A.12 にしめす。

これらの条件や制限のもと、粒子の捕獲率を算出したものが Fig-A.13、Table-3.1 である。なお、ここでの ”捕獲率” とは放出された 1 個の中性ベクトル粒子 X^0 が検出器で（上のような制限を満たして）とらえられる確率である。この結果 (Fig-A.13、Table-3.1) から、実験では 1MeV 近辺を感度最大として、400keV~1.5MeV 程度の静止質量の粒子について感度のよい探索が行なえることが分かった。

3.2 中性ベクトル粒子捕獲率の系統誤差

我々のシミュレーションの正当性を確認するために、中性ベクトル粒子の捕獲率を決定するのに使用したソフトを用いて、 ^{132}Cs からの γ 線 (662keV) に対する検出器のレスポンスのシミュレーションを行なった。検出器の配置や線源の位置は本実験と同じであり、それぞれの位置のずれやシミュレーションソフトと現実との再現性も含む系統誤差が算出できると考えたからである。

実験は ^{132}Cs を用いて、検出器が 2 本の γ 線をとらえた事象を記録する。ただし、 ^{132}Cs は 662keV の γ 線を同時に 1 本しか放出しないので、観測された 2 本の γ 線はアクシデンタルコインシデンス事象である。TDC 情報を用いて 228nsec (TDC で 400ch) 以内にアクシデンタル

表 3.1: 中性ベクトル粒子の捕獲率

静止質量 (keV)	捕獲率 $\times 10^{-4}$	静止質量 (keV)	捕獲率 $\times 10^{-4}$
300	0.09	1000	8.8
400	0.41	1100	8.1
500	1.1	1200	6.5
600	2.2	1300	4.0
700	3.6	1400	1.6
800	5.6	1500	0.37
900	7.4	1600	0.08

コインシデンスした事象をとりだし、さらに 2 本の γ 線とも検出器内で完全にとらえられた (662 keV の $\pm 1\sigma$ 以内) というエネルギーの条件を課した後の事象数を数える。シミュレーションではエネルギーの条件は同じにし、時間情報については線源の強度や実験のコインシデンス時間 (228 nsec 以内) をもとにして計算する。具体的には、2 本の γ 線が別の検出器に入る頻度 (これもシミュレーションと線源強度から求める) をそれぞれ f (Hz), f' (Hz)、コインシデンス時間を τ (sec) とすると、アクシデナルコインシデンス事象の頻度は $\tau f f'$ (Hz) となることを使うのである。

以上のようにして得られた実験とシミュレーションのアクシデナルコインシデンス事象頻度の比較を Table-A.14 に載せる。

比較は 4 本の検出器の内の任意の違う 2 本の組合せすべてについて行なっている。ここでは実験値とシミュレーション値の違いを表しており、定義は

$$\delta = \frac{\text{実験値} - \text{シミュレーション値}}{\text{シミュレーション値}} \times 100 \quad (3.1)$$

である。

参考までに観測されたエネルギースペクトルも Fig-A.14 にしめす。Table-3.2, Fig-A.14 の結果からシミュレーションが実験値をよく再現しているのが分かる。

上の結果は線源から近い検出器については実験を良く再現しており、遠ざかるにつれて違

表 3.2: ^{137}Cs の頻度 (Hz) の実験値とシミュレーション値

検出器の組合せ	実験値 (Hz)	simulation (Hz)	$\delta(\%)$
1 - 4	4.9	4.6 ± 0.2	+6.5 ± 4.3
1 - 2	1.6	1.8 ± 0.1	-11 ± 6
2 - 4	2.0		+11 ± 6
1 - 3	1.1	1.2 ± 0.1	-8.3 ± 8.3
3 - 4	1.4		+17 ± 8
2 - 3	0.42	0.49 ± 0.02	-14 ± 4

いが大きくなる傾向がある。実験は装置同士の距離が大きくなるにつれ、発泡スチロールや鉛ブロックが間にはいることから、位置の精度が悪くなるはずである。このことからシミュレーション値と実験値とのずれは検出器の位置の不定性が主な原因と考えられる。なお、5cm 厚の発泡スチロールは数百 keV の γ 線に対しては約 0.5% の遮蔽効果があり、それもシミュレーション中に考慮されている。

Table-3.2 の値から、実験値とシミュレーション値でもっとも食い違いの大きい値 17 % (中央値) を検出器のアクセプタンスに対する評価の系統誤差とする。

第4章

解析と結果

4.1 実験データ

ここでは実験で得られた事象の頻度、数等の基本的な特徴について述べる。またこの章では、 ^{90}Sr を置いて集められた実験（データ）をそれぞれ Sr-ON 実験（Sr-ON データ）、 ^{90}Sr 線源をおかげに集められた実験（データ）をそれぞれ Sr-OFF 実験（Sr-OFF データ）と名付ける。

実験は 1992 年 8 月 12 日から同年 9 月 7 日にかけて行なわれた。実験は、気温の季節変化等の非常に長期的な変動を避けるため、

エネルギー更正 → Sr-ON 実験 → Sr-OFF 実験

というサイクルを 7 回に分けて行なった。1 回あたりの Sr-ON 実験、Sr-OFF 実験のデータ取得時間はそれぞれ約 15 万秒であり、合計でそれぞれ 10 ~ 11 日分のデータを解析に用いた。

各サイクルの前に行なうエネルギー更正は、 ^{60}Co (1173keV,1332keV)、 ^{132}Cs (662keV)、 ^{22}Na (511keV,1275keV) の線源を用いて行なわれた。この更正で得られた γ 線のピークとそれに対応するエネルギーのグラフを Fig-A.15 に載せておく。検出器のエネルギー分解能が悪いにもかかわらず、単色の γ 線を見ていることと、統計量の多さのため、非常によい比例関係が見えている（Co についてはエネルギーの近い 線が 2 本放出されているため、シミュレーションによる補正を加えてある）。また、更正が数日おきしかなされていないのも、安定した環境では検出器の増幅率の変化は ~1% 程度であるという結果をもとに決定されたものである。参考

までに検出器の増幅率の時間変化を Fig-A.16 に示しておく。日数の 0 は BGO 検出器（と高電圧電源）のスイッチを入れた日であり、検出器が安定な状態になるまで数日が要されるということがわかる。これは検出器が鉛ブロックの壁によって一辺約 1m、高さ約 50cm の三角柱状の空間内に密閉された状態にあり、この空間全体の温度等の環境が一定になるまでに時間がかかるためである。

4.2 データの selection

実験では前述のように、4 本の検出器のうち 2 本以上が鳴っている事象 (Trigger 事象) について、その ADC 情報と TDC 情報を計算機に記録した。我々の目的とする事象を取り出すため、前節で述べた 3 種類の制限 ($350 \leq E_i \leq 2000\text{keV-Cut}$ 、TDC-Cut、Window-Cut) を得られたデータに適用する。その結果の図と事象数の推移を Fig-A.17,analy.cut-exp2 と Table-4.1 に示しておく。

表 4.1: 事象選択における事象数の推移

selection	Sr-ON 実験	Sr-OFF 実験
	$8.99 \times 10^5 \text{ sec}$	$1.02 \times 10^6 \text{ sec}$
Trigger 事象	6.21×10^6	5.19×10^5
$350 \leq E_i \leq 1900\text{keV}$	4181	2495
TDC 事象	2342	2435
Window 事象	512	534
accidental coincidence	480	531
を引いた後の Window-Cut	(461/10days)	(451/10days)

最後の ” アクシデンタルコインシデンスを引いた後の Window-Cut ” については後述する。なお、表中最後の欄にある () 内の数字は 10 日間に規格化した事象数である。
後にこのデータをもとに中性ベクトル粒子に対する制限を加えることにする。

4.3 バックグラウンドとSr線源起因のシグナル

以下でSr線源を置いた時、または置かない時に得られたシグナルの原因について考察する。

まず、Sr線源を置かない時に得られたシグナル、すなわちバックグラウンドの原因は宇宙線ベー用のプラスチックシンチレータ（以下、宇宙線ベー用シンチレータ）を鳴らさずに検出器内に入ってきた宇宙線であると考えられている。宇宙線ベー用シンチレータは検出器本体を完全に覆うまでには至らず、ある角度から宇宙線等の放射線が入れば、シンチレータを通らずして検出器まで達することができる。また、宇宙線ベー用シンチレータは中性粒子（中性子、 γ 線等）が通っても反応せず、荷電粒子が通過する際にもその3～5%程度はシンチレータからのシグナルは回路のしきい値を越えず、シンチレータはなっていないものと判断されることが分かっている。このことを確かめるため、我々は外側の宇宙線ベー用シンチレータを取り外してSr-OFF実験を行なった。そして、宇宙線ベーシンチレータを組み込んでいる（ON）時と、これを組み込んでいない（OFF）時からON時を引いたもの（OFF-ON）を比較したのがFig-A.19である。（OFF-ON）は宇宙線ベーシンチレータとBGO検出器が両方とも鳴った事象であり、外側の環境から来る荷電放射線（主に宇宙線）が原因である。これとON時に得られるスペクトルが同一の形であることがFig-A.19から分かる。このことから、我々はバックグラウンドの主原因是宇宙線ベー用シンチレータを通らずに検出器まで達した宇宙線であると結論づけた。

次に線源起因のシグナルについて考察する。線源起因のシグナルについては、Sr-ON実験の結果からSr-OFF実験の結果を時間で規格化して差し引けばよい。それがFig-A.20である。特に目立つのが、低エネルギー側での違いである。この原因としては、

- アクシデンタルコインシデンスによるもの
- コインシデンスした2本の γ 線の内の1本がコンプトン散乱をおこしたもの（Fig-A.21参照）
- 線源中の不純物によるもの

等が考えられる。

まず、アクシデンタルコインシデンスによるものについてであるが、これは2本のコインシデンスした γ 線とこれには関係のない γ 線1本が偶然同時に観測された事象である。この事象の頻度は1本の検出器のsingle rate（検出器1本が鳴る頻度）のみに依存している。この事象を取り除くためTDC情報を用いる。今、3本の検出器のTDC情報から各々の差をとり、

3組の時間差のうち最大のものをその事象の時間差とする。この時間差をグラフにしたもののが Fig-A.22 である。アクシデントルコインシデンス事象の数は時間差によらず一様に分布するから、真のコインシデンス事象（時間差 0 ~ 100ch）から十分はなれたところ（時間差 400 ~ 600ch）で事象数を数え、時間で規格化して真のコインシデンス事象から引けばよい。アクシデントルコインシデンス事象のエネルギースペクトルは Fig-A.24 となる。

次に、コインシデンスした 2 本の 線の内の 1 本がコンプトン散乱をおこし、別の検出器を鳴らしたものについて考える。これについてはシミュレーションを用いて評価する。我々の回路は 2 本以上の検出器が鳴った時の情報を記録しており、検出器が 2 本のみ鳴った時のデータが簡単に取り出せる。これによって得られた検出器 1 本あたりのエネルギースペクトルが Fig-A.23 である（線源を置かない時のバックグラウンドは差し引き済みである）。このエネルギースペクトルを持つ 線をシミュレーションにより発生させ、コンプトン散乱によって 2 本の検出器を鳴らせた事象を取り出した。さらにこの事象にやはり同じエネルギースペクトルを持つ 線 1 本を足し合わせた結果が Fig-A.24 である。

以上のように線源起因の事象はアクシデントルコインシデンスによるものとコンプトン散乱によるものでかなりよく再現できることがわかる。

4.4 中性ベクトル粒子の可能性

我々の得たデータ中に中性ベクトル粒子からのものらしいシグナルが見えているかどうか等について若干の考察をしておく。

まず、Sr-ON 実験の時の検出器の single rate は数百 Hz、Sr-OFF 実験の時のそれは数十 Hz と両者の間に大きな違いがある。我々は ADC でシグナルの大きさを読む前に SHAPER アンプで検出器からのシグナルを $1\mu\text{sec}$ 程度の時間幅を持つシグナルで波形を整えている。その際、あまりにも頻度の違いが大きいとベースラインの変動が大きくなり、結果として観測されるエネルギーが高い方向へシフトする可能性がある。実際、Sr-ON データと Sr-OFF データを比較すると確かに 1bin(100keV) 程度ずれているように見える。

そこで我々は Cs 線源を用い、 線が検出器に入射する頻度を変えながら Cs の 662keV のピークをみた。その結果が Fig-A.25 である。これから single rate が大きければエネルギースペクトルは 10keV 程度高い方へシフトする。そこで 1 本 10keV、 3 本で 30keV のずれを Sr

データに一様に与えた結果が Fig-A.26 である。それの方向はデータがより再現できる方向であるが、その量は全体を 1 bin(100 keV) ずらすまでには至らない。結局現在までのところ、本当にそれでいるのかどうかは分からないので、以下の解析においては何の補正も加えないことにする。

我々の得たデータには、中性ベクトル粒子を見つけるために注目した検出器のエネルギー和の範囲内に、予想されたよりも事象数が多く見つかっている。しかしこれは統計誤差の範囲内で 0 と矛盾のない数である。また、真のシグナルであれば 1700 ~ 1800 keV を中心に FWHM で約 400 keV の幅のピークが見い出されるはずであるが、そのようなピークは見られないことから、この事象が中性ベクトル粒子からの明らかなシグナルとは思い難い。

このことから、今回我々の実験では ^{90}Zr の 0^+ 励起状態の崩壊から中性ベクトル粒子が生成される分岐比の上限のみを与えることにする。

4.5 短寿命中性ベクトル粒子に対する制限

以下で ^{90}Zr の 0^+ 励起状態において、 $0^+ \rightarrow 0^+ + X^0$ と崩壊する分岐比に対して上限値を与えることとする。

Sr-ON データから Sr-OFF データを差し引き、さらに前節で考慮した線源起因のアクシデンタルコインシデンス事象を引いた結果が Table-4.1 と Fig-A.27 である。なお、前節で解析したコンプトン散乱によって 3 本の検出器を鳴らした事象は差し引いていない。これはこの事象が注目する 3 本の検出器のエネルギー和の範囲内にはほとんど無いことと、シミュレーションの不定性が考慮しきれてないことによる。

最後の Window 事象の事象数を Sr-ON データ、Sr-OFF データ共に 10 日間で規格化し、さらに統計誤差を考えると、中性ベクトル粒子候補の事象の数は、

$$(461.3 \pm 21.1) - (451.2 \pm 19.6) = 10.1 \pm 28.8 \quad (4.1)$$

となる。

次にシミュレーションから得られた中性ベクトル粒子の捕獲率をその静止質量をパラメータとして $\epsilon(m_{X^0})$ とすると、中性ベクトル粒子は 10 日間で、

$$N = \epsilon(m_{X^0}) \times T \times N^{0^+} \times B.R. \quad (4.2)$$

だけ捕獲できる計算になる。ここで T は実験時間、 N^{0^+} は ^{90}Zr の 0^+ 励起状態の生成頻度である。本実験では例としては、

$$\epsilon(1.0\text{MeV}) = (6.4 \pm 1.9) \times 10^{-4} (\text{Fig-A.13 参照、誤差は???節の系統誤差}) \quad (4.3)$$

$$T = 864000\text{sec}(10\text{ 日間}) \quad (4.4)$$

$$N^{0^+} = 420.6\text{Hz} (\text{ ^{90}Sr の強度は } 34\mu\text{ Ci} \times 1\text{ 個} + 35\mu\text{ Ci} \times 2\text{ 個}) \quad (4.5)$$

である。参考に Fig-A.27 に $B.R = 0.1\%$ の時に期待される中性ベクトル粒子からのシグナルを重ねておく。

中性ベクトル粒子の上限値を求める際に 95% C.L. で誤差を取り扱うと、

$$\epsilon(m_{X^0}) \times T \times N^{0^+} \times B.R. \leq 10.1 \pm 28.8 \times 1.96 (95\% \text{C.L.}) \quad (4.6)$$

これに前述の値を代入すると、静止質量 1MeV の中性ベクトル粒子に対して

$$B.R. \leq 3.4 \times 10^{-4} \quad (4.7)$$

という結果が得られる。

同様の計算を中性ベクトル粒子の様々な静止質量の値についても行なった結果が Fig-A.28, Table-4.2 である。これによって、

$$BR(0^+ \rightarrow 0^+ + X^0 : X^0 \rightarrow 3\gamma) \leq (3.4 \sim 80) \times 10^{-4}$$

$$(400\text{keV} \leq m_{X^0} \leq 1500\text{keV}, 95\% \text{C.L.})$$

という分岐比の上限が得られる。

表 4.2: 中性ベクトル粒子放出の分岐比の上限

静止質量 (keV)	残った事象数	95% C.L. での事象数	分岐比の上限 ($\times 10^{-4}$)
300	10.1	66.5	339
400			71
500			27
600			13
700			8.2
800			5.3
900			4.0
1000			3.4
1100			3.6
1200			4.6
1300			7.4
1400			19
1500			80
1600			374

Part II

$X^0 \rightarrow e^+ e^-$ 実験

第5章

検出器およびその性能測定

5.1 検出器の構成

前実験に於いて、我々はスピンが1で 3γ の崩壊様式を持つ中性ベクトル粒子に注目して探索を行なってきた。しかしながら、もしもこの崩壊が例えば e^+e^- 等の様式と競合するような場合、 e^+e^- に比べ数桁も低い分岐比しか持たない可能性もでてくる。そこで前実験とは別の崩壊様式、 $X^0 \rightarrow e^+e^-$ について探索を行なうこととする。

2本の 線(e^+e^- pair)を捉える本実験において、我々は検出器としてプラスチックシンチレータ(NE110)を用いることにした。プラスチックシンチレータは荷電粒子の検出器としては最適のもののうちの一つであり、低エネルギー(1~2 MeV以下)のベータ線であれば0.5~1cmで完全にその全運動エネルギーを捉えることができる(プラスチックシンチレータ中の運動エネルギー1MeVの電子の飛程は約0.4cmである)。さらに ^{12}C 、 ^1H という原子量の小さいものが主成分であり、1cm程度の厚さなら数百keVの 線は大部分が何も反応をおこさず通過してしまう。この性質もベータ線のみを捉えたいという我々の実験目的に合致している。さらに加えるに、放射線と反応を起こした時に出されるパルスは約2nsecで立ち上がり、パルスの幅も5nsec程度と非常に時間分解能がよく、エネルギー分解能も数百keVで5%程度まで容易に達成できるという利点がある。以上のような特徴と、材料の豊富さ、加工のしやすさという点から他にこれと競合するような検出器は考えられなかったので、ここでは単に検出器としてプラスチックシンチレータを用いることに決定したことだけを書いておく。

装置の概略を Fig-B.1に載せておく。検出器の中心部分は9枚のプラスチックシンチレー

タ(最大幅4cmの八角形、厚さ1cm、以下、検出用シンチレータ)と、それにつづく光電子増倍管(Hamamatsu社、H1161(R329))である。これらを1列3本、3列に組み、それぞれのプラスチックシンチレータのまわりを厚さ3mmの鉛で囲む。なおプラスチックシンチレータの前面(線源側)は厚さ25 μ mのアルミナ化ドマイラー(マイラーの表面にアルミニウムを蒸着させたもの)で覆っている。これはシンチレーション光の集光効率を高めるためと、光が外に洩れないようにするためである。アルミナ化ドマイラーの蒸着アルミニウムの厚みは0.02 μ mである。この検出器群の前方5cmに⁹⁰Sr線源を置く。そしてこの⁹⁰Sr線源の直後(検出器側)に厚さ1.5mmのプラスチックシンチレータ(以後、線源ベトーシンチレータ)を線源に密着させて置き、さらにこの線源ベトーシンチレータに厚さ1.0mmの鉛板をやはり密着させて設置する。この線源ベトーシンチレータは、線源から放出された β 線が原因となるシグナルを落すためのものである。以上が検出器本体であり、この装置全部を暗箱に入れ、さらにその暗箱の外側を厚さ5cmの鉛ブロックで全体をおおう。そして一番外側に宇宙線ベトープラスチックシンチレータ(以下、宇宙線ベトーシンチレータ)で下面以外の5面を囲んでいる。

5.2 実験回路

実験回路の概要をFig-B.2にしめす。検出器に続く回路は、2本以上の検出用シンチレータが鳴った時に、9本すべての検出用シンチレータのエネルギー情報と時間情報、線源ベトーシンチレータのエネルギー情報と時間情報、そして外側の宇宙線ベトーシンチレータの時間情報を計算機に記録するように組まれてある。

検出器用シンチレータからのシグナルは2本に分割され、一方は discriminator、coincidence回路、Gate generatorを通って ADC・TDC等へ trigger 信号を送るようになっている。他方のシグナルは ADC・TDC の各チャンネルへと接続され、エネルギー情報と時間情報が得られるようになっている。

線源ベトーシンチレータからのシグナルは discriminator を通して TDC と Flash ADC¹(100MHz sampling)へ接続され、線源からの放射線の時間情報が得られるようになっている。Flash-ADCを組み込むことにより、線源ベトーシンチレータの高いrate(\sim 1MHz)による veto signal の実効的な不感時間を小さくしている。

¹短い(この実験の場合、10nsec)時間間隔でその時々の波高を記録する ADC

外側の宇宙線ベトーションチレータからのシグナルはやはり discriminator を通して TDC へ接続されている。これを鳴らしてかつ検出器を鳴らした事象については後のデータ解析の際にソフトウェアによって落とすこととする。

5.3 検出器の性能測定

実験を行なうにあたっては、検出器のエネルギー分解能や、時間分解能、回路のしきい値付近でのシグナルの trigger efficiency 、および得られたシグナルの大きさをエネルギーになおす変換係数を知っておかなければならない。前実験では、BGO の γ 線の捕獲率の高さから単色の γ 線源を照射すれば良いだけであったが、今回の実験ではプラスチックシンチレータは γ 線の捕獲率が悪く、また単色の β 源がないことから、エネルギー分解能等は別の実験を行なって決定する必要がある。そこで我々は、 γ 線の散乱角 180° のコンプトン散乱実験を用いてこれらの決定を行なうことを考えた。その実験の概略を Fig-B.3 に示す。鉛ブロック中の細い穴からコリメートされた γ 線がプラスチックシンチレータに入射し、中でコンプトン散乱を行ない、散乱された γ 線が再び鉛ブロック中の穴を通り抜け反対側にある BGO 検出器で検出されるような事象を捉えるのが装置の目的である。コンプトン散乱の散乱角 (θ) と散乱後の γ 線のエネルギー ($h\nu'$) の関係式

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + h\nu(1 - \cos\theta)/m_e c^2} \quad (5.1)$$

から、線源に ^{137}Cs (662keV) を使用した時、 $\theta \sim 180^\circ$ 散乱ではプラスチックシンチレータ中に 478keV、BGO 検出器中には 184keV のエネルギーが落されることになる。この実験で得られた結果が Fig-B.4 である。図の一一番右の鋭いピークが 478keV のピークに対応する。なおそれより左側の連続部分についてはアクシデンタルに BGO とプラスチックシンチレータがコインシデンスしたものである。なお穴の大きさと検出器の配置から、散乱角が 180° でない γ 線は鉛でさえぎられるため、散乱角の違いによる散乱された γ 線のエネルギーのエネルギーの広がりは後にでてくるプラスチックシンチレータのエネルギー分解能よりも遥かに小さい ($\sim 0.4\%$) ことがわかっている。

こうして観測された 478keV のピークからエネルギー分解能と、シグナル – エネルギー変換係数を計算することができる。この実験は 9 つすべての検出用シンチレータに対して行なわ

れ、エネルギー分解能を

$$\text{Energy Resolution} = \frac{\sigma_E}{\text{Energy}} \quad (5.2)$$

で定義すると、5~8 % という結果が得られた。この値を、後のシミュレーションを行なう時に各シンチレータの性能として用いることとする。

時間分解能については、9本の検出器を本実験と同じように組んだ後、2本の γ 線を同時に放出する ^{60}Co を照射して測定した。結果の一例として Fig-B.5 を載せておく。これから9本の検出用シンチレータの時間分解能は 0.8 ~ 2 nsec という結果が得られた。0.8 ~ 2 nsec という分解能は我々の実験においては十分な値であり、パルスハイトに基づく補正等は行なわないことにする。

最後に、今回の回路では検出用シンチレータの回路のしきい値付近におけるシグナルの検出効率 (trigger efficiency) についての実験も行なった。実験は9本の検出用シンチレータを組み、 ^{60}Co を照射し、1本のシンチレータのみのシグナルで回路のトリガーをかけ、残りの8本のエネルギー情報とそれにつながっている回路がしきい値を越えたという判断を下したかどうかを観測した。その結果が Fig-B.6 である。図は ADC から得られたあるエネルギーを持つ事象数に対するしきい値を越えたと判断された事象数の比 (trigger efficiency) である。これによると 50keV 程度で一部のシグナルはしきい値を越えたと判断されはじめ、200keV 程度でほぼ全てのシグナルがしきい値を越えたと判断されていることが分かる。ここから、本実験では 200keV 以上のシグナルについては 100% の検出効率があるとした。

同様の実験は線源ベトーンシンチレータに対しても行なわれ、~50keV 以上のシグナルが入ればほぼ 100% の確率でしきい値を越えたと判断されることが分かっている。

第6章

シミュレーション

6.1 中性粒子のシミュレーション

ここでも前実験と同様に計算機によるシミュレーションを用いて中性粒子の捕獲率を決定する。

今回の実験装置において、線源の直後(検出器との間)に 1.5mm の線源ベトーションチレータと 1.0mm の鉛板が置かれている。これは β 線源である ^{90}Sr からの β 線の検出と遮蔽を目的としている。我々の検出しようとしているものもやはり β 線であるので、線源直後の 1.5mm + 1.0mm = 2.5mm 以内で中性粒子が崩壊しても検出できないことになる。よってこの実験で検出できる中性粒子の寿命には下限が設けられることになる。また、中性粒子は e^+e^- に崩壊することを仮定しているのでその静止質量にも 2 電子質量 (1022keV) 以上という制限がつく。したがって我々の検出しようとする中性粒子の条件は、

$$\begin{aligned} \text{静止質量} & ; \quad 1022 \sim 1760\text{keV} \\ \text{寿命} & ; \quad 2.5\text{mm} \lesssim \tau_{X^0} \gamma \beta c \lesssim 100\text{cm} \\ \text{崩壊モード} & ; \quad e^+e^- \text{に崩壊} \\ \text{spin} & ; \quad 0 \text{ または } 1 \end{aligned}$$

となる。ここで $\tau_{X^0} \gamma \beta c$ は 静止質量 m_0 の中性粒子が $1760 - m_0$ (keV) の運動エネルギー (速度 βc) をもって空気中を飛ぶ時の崩壊するまでに走る平均距離であり、後に時間の単位へと書き直すことにする。 e^+e^- はスピン 0,1 の両方の中性粒子から放出され得るが、今回の我々の実験では中性粒子が検出されてもスピンの決定はできない。なお、探索できる寿命の上限下

限は実際にはシミュレーションによって求めるため、上の値は一応の目安に過ぎない。

この条件をもとに、中性粒子の静止系で e^+e^- へそれぞれ 180° の反対方向に崩壊させ、それを任意に決定した中性粒子の運動方向へローレンツブーストさせることによって e^+e^- の方向を決定する。そして e^+e^- の飛跡や物質との反応を追いかけ中性粒子の捕獲率を調べることにした。シミュレーションプログラムは第 I 部の実験と同様、EGS4 を用いて行なう。EGS4 の ECUT、PUT (3.1 節参照) はともに 1keV に設定した。

前章の検出器の性能と上のシミュレーションの結果から中性粒子検出に対する検出器 1 本あたりのエネルギーと検出器 2 本のエネルギー和および時間差の制限を以下のようにとった。この制限と中性粒子から得られるシグナルの関係を Fig-B.7 に示しておく。

- 検出器 1 本あたりのエネルギーが 200keV 以上、2000keV 以下 ($200 \leq E_i \leq 2000\text{keV-Cut}$)
- 2 本の検出用シンチレータの TDC 情報の時間差がそれぞれ 5nsec 以内 (TDC-Cut)
- 2 本の検出用シンチレータのエネルギーの和が 690 ~ 740keV の範囲内 (Window-Cut)

最初の 200keV,2000keV は ADC の trigger efficiency と ADC から得られるエネルギー情報の上限から決定した。

上の制限を課した後、中性粒子の捕獲率を計算した結果が Fig-B.8 である。中性粒子の捕獲率は、その静止質量と寿命の 2 つに依存しているので、Fig-B.8 はこの 2 つをパラメータとしたものになっている。横軸を中性粒子の静止質量、縦軸をその捕獲率、それぞれの折れ線が寿命を表している。

上の結果は 9 本の検出用シンチレータ中の任意の 2 本に e^+e^- が入射・反応する場合の結果であるが、中性粒子はその質量によってローレンツブーストの度合が違うので、質量の小さな中性粒子は崩壊後の e^+e^- 間の開きが小さく、質量の大きな粒子は e^+e^- 間の開きが大きい。このことから、9 本をいくつかのタイプに分類し、タイプ毎に捕獲率等を調べることを考える。タイプは全部で 5 種類 (type-1 ~ type-6) あり、それを Fig-B.9 に示しておく。ここで、上の 5 タイプをシンチレータ間の距離から 2 タイプにまとめ、それを type-A (= type-1 + type-2 + type-3)、type-B (= type-4 + type-5 + type-6) とする。

シミュレーションの結果、中性粒子の質量が小さい (≈ 1.2MeV) 場合の事象は、ほとんど全ての事象が type-A になり、大きい場合は、type-A に対する type-B の比は最大で 1:1 程度になることが分かっている。そこで、後の解析では、type-A,B の一方を使う、両方を使う等の

パターンに分けて探索を行ない、もっとも感度の良いものを結果として用いることにする。

以上のことから今回の実験では、その静止質量が $1100 \sim 1650$ keV、寿命 ($\tau_{X^0} \gamma\beta c$) が $0.5 \sim 10$ cm 程度の中性粒子に対して感度の良い結果が得られることが期待される。

6.2 中性粒子捕獲率の系統誤差

本実験では系統誤差を求めるのが非常に困難である。単色の β 線を放出する線源がなく、 γ 線源を用いたシミュレーションとの比較は、本実験での中性粒子からの事象検出とは関係のない γ 線と物質との反応の寄与がかかってくるからである。前実験の系統誤差の主なものは実験装置の位置の誤差によると考えられていることから、今回も装置の位置のずれを統計誤差とする。位置のずれは、検出器の配置のずれ、線源の位置のずれ、線源直後の鉛板の厚みの不均一の 3 つを独立に考えることにする。

検出器の配置のずれは平均約 3mm、鉛板の厚みの不均一は約 0.05mm という結果が実測から得られている。これより、9 本の検出器の内、外側の 8 本をそれぞれ 3mm づつ外にずらしたシミュレーションを行ない、それを検出器の位置のずれの誤差とする。また鉛板は 1.05mm と 0.95mm でシミュレーションを行ない、鉛板の厚みによる誤差とする。線源の横方向（シンチレーターに平行な方向）については、これを設置する場所にマーキングをしているために誤差はほとんど無いはずでその位置のずれを 1mm とし、縦方向（検出器への近遠方向）については、検出用シンチレータのずれが約 2mm だったのでこれを縦方向のずれとする。

結果は Table- 6.1 の通りであり、4 つの誤差の中央値の総計は 17% となる。よって中性粒子の捕獲率の系統誤差としてこの値を採用する。

表 6.1: シミュレーションにおける捕獲率の誤差

検出用シンチレータの 横方向の誤差	3%
鉛板の厚さ誤差	0.5%
線源横方向誤差	8%
線源縦方向誤差	5%

第 7 章

実験と解析、結果

7.1 実験方法

実験、解析の方法としては、前実験同様、線源を置いた実験、データ（Sr-ON 実験、データ）から線源を置かない実験、データ（Sr-OFF 実験、データ）を差し引いておこなう。

実験は 1992 年 12 月 18 日から 1993 年 1 月 7 日にかけて行なわれ、Sr-ON 実験、Sr-OFF 実験の繰り返しが 3 サイクルで成り立っている。そして、Sr-ON 実験、Sr-OFF 実験共に約 5.5 日分のデータを解析に使うことにする。

7.1.1 エネルギー較正

前回の実験ではデータ取得の間に γ 線源を使ってエネルギー較正をしていたが、今回はその方法が使えない。というのも単色の β 源はなく、検出器はプラスチックシンチレータであるので γ 線の光電吸収の確率が非常に小さく、 γ 線の光電ピークが見えないからである。

そこで我々は実験の直前に 散乱角 180 ° のコンプトン散乱を用いてのエネルギー較正と、実験最中の宇宙線を用いての利得変動の観測を組み合わせてエネルギー較正を行なうこととした。実験直前のエネルギー較正是 5.3 節に説明した通りである。これによって最初の ADC のカウント数 – エネルギー変換係数を決定する。実験回路は前述の検出用シンチレータが 2 枚以上鳴った時および、検出用シンチレータが 1 枚以上と宇宙線ベトー用シンチレータの決められた 2 枚が同時に鳴った時にトリガーがかかるように組まれている (Fig-B.10 参照)。よって、図のように宇宙線が通り、検出用シンチレータにエネルギーを落した時にその ADC 情報が得ら

れる。このような事象のエネルギースペクトルを観察したものが Fig-B.11 である。中央部にあるピークが宇宙線がその minimum ionization energy によって検出用シンチレータに落した ~ 2 MeV のピークに相当する。高エネルギー粒子の通過に特徴的な Landau 分布になっているのは、検出器をつき抜ける宇宙線の角度が様々なため ($\pm 45^\circ$ 程度) シンチレータを通る距離が一定していないからである。これを Gaussian で fit し、ピークの位置の変化によって実験最中の利得変動を観測している。

7.2 データの selection

今回の実験では、9 本の検出用シンチレータの内 2 本以上が鳴っている事象 (trigger 事象) について、その ADC 情報と TDC 情報を計算機に記録した。

我々の注目する 中性粒子 X^0 は物質との相互作用が非常に弱く、線源前方に設置している線源ベー用シンチレータや鉛板中では何も相互作用しないことを仮定している。この粒子からの真のシグナルはどの様にそれぞれのシンチレータ (検出用、線源ベー用、宇宙線ベー用) を鳴らすかを Fig-B.12 に示しておく。

これをもとに、中性粒子からの事象を取り出すため、前章で述べた 3 種類の制限 ($200 \leq E_i \leq 2000$ keV-Cut, TDC-Cut, Window-Cut) に加え、新たな制限を 2 種類課すことにする。

1 種類目は、検出用シンチレータと宇宙線ベーシンチレータが同時に鳴った事象の Cut (Cosmic-ray-Cut) である。1 枚の宇宙線ベーシンチレータの時間分布を Fig-B.13 に示しておく。この図と残りの 5 枚の宇宙線ベーシンチレータの時間分布から Cut の範囲は 600 ~ 1500 ch に決定された。宇宙線ベーシンチレータはお互いの詳細な timing 合わせは行なっていないので、Cut の範囲は幅の広いものになっている。

2 種類目は、検出用シンチレータと線源ベーシンチレータの時間差が 5nsec 以下の事象の cut である (β -Cut)。詳しくは以下で説明する。

7.2.1 β -Cut について

今回の実験では、中性粒子の寿命のなるべく小さいところまで探索するため、線源の直後に密度の大きな鉛板を設置している。これは、線源から出てくる β 線を短い飛程の内に止めてしまうためである。しかしながら、このことは同時に β 線が急速に止められてしまう最中に制

動輻射による γ 線が多量に発生することと不可分である。この γ 線による偽事象（またはバックグラウンド）を避けるために線源と鉛板の間にある線源ベトー用シンチレータが検出用シンチレータと同時に鳴った場合は、線源からの β 線がその事象の原因と考えて排除することにした。ここでの”同時に”とは 5nsec 以内のことである。もし中性粒子が存在した場合、線源ベトーシンチレータを鳴らした β 線が $^{90}\text{Y} \rightarrow ^{90}\text{Zr}^*$ からのものであった時、この 5nsec 以内に中性粒子が放出される確率があり、この β -Cut によってある割合でこの真のシグナルが落されることになる。以下でその割合を計算する。 ^{90}Zr の $0^+ \rightarrow 0^+$ 遷移の寿命が半減期 61nsec (1/e になるまでに 89nsec) であることより、0 ~ 5nsec 間に崩壊する ^{90}Zr 0^+ 励起状態の割合は

$$\frac{\int_0^5 e^{-t/89(\text{nsec})} dt}{\int_0^\infty e^{-t/89(\text{nsec})} dt} = 0.055 \quad (7.1)$$

となる。ただし、この制限は $^{90}\text{Y} \rightarrow ^{90}\text{Zr}^*$ の遷移の際に放出される β 線が線源ベトーシンチレータを鳴らした場合のみに適用されるので、この確率を上の値に乘じなければならない。この確率をシミュレーションで求めると、25% となる。結局、中性粒子からのシグナルが上の制限で排除される確率は $0.055 \times 0.25 = 0.014$ となる。しかし、この値は放出される β 線のエネルギースペクトルや線源ベトーシンチレータの回路のしきい値付近の trigger efficiency に非常に敏感なため、誤差が非常に大きい。1.4% という、中性粒子の捕獲率の系統誤差に比べてはるかに小さいことと、値自体の不定性のためこの影響は無視する。

なお、後に考察するが、Sr-ON 実験と Sr-OFF 実験の違いはほとんど検出用シンチレータと線源ベトーシンチレータの同時事象であり、 β -Cut で効率的に落すことが可能である。

以上のような制限を、

$$200\text{keV} \leq E_i \leq 2000\text{keV-Cut}$$

↓

Cosmic-ray-Cut

↓

TDC-Cut

↓

β -Cut

↓

Window-Cut

の順で実験データに課す。この制限による事象数の推移を Fig-B.14 ~ B.17、Table-7.1 に載せておく。なお、Table-7.1においては、アクシデンタルに検出用シンチレータと線源ベー

表 7.1: 事象選択における事象数の推移

selection	Sr-ON 実験	Sr-OFF 実験
	4.79×10^5 sec	5.08×10^5 sec
Trigger 事象	268,400	260,500
$200 \leq E_i \leq 1900\text{keV}-\text{Cut}$	47657	21357
Cosmic-ray -Cut	37987	11696
TDC-Cut	37489	11650
β -Cut	7589	7585
Window-Cut	373 (336.1 /5days)	346 (294.1 /5days)

シンチレータが 5nsec 以内に鳴った事象については β -Cut から除いてある。

以上のデータや図から中性粒子からのシグナルを探すには、前実験同様、Sr-ON データから Sr-OFF データを差し引いて ^{90}Sr が関係している事象を選べば良い。データに上で述べた Cut を行ない、さらにアクシデンタルコインシデンスを引いた Sr-ON データ、Sr-OFF データが Fig-B.18 である。そしてこの 2 つのデータを差し引いた結果を Fig-B.19 として載せる。

後にこのデータから中性粒子の生成に対する制限を加えることとする。

7.3 バックグラウンド

以下で実験中のバックグラウンドについての考察を行なうこととする。

7.3.1 Sr-OFF 実験でのバックグラウンド

まず、Sr-OFF データでのバックグラウンドであるが、前実験同様これは宇宙線ベトシンチレータを鳴らさず通り抜けてきた宇宙線・環境 γ 線等であると考えられている。我々の検出器の外側の鉛ブロックと宇宙線ベトシンチレータは検出器を完全には覆っているわけではない。Sr-OFF 実験で得られたエネルギースペクトル (Fig-B.16(h)) より、Cosmic-ray-Cut 前後でほとんどスペクトルが変わらないことから、Sr-OFF 実験でのバックグラウンドは宇宙線ベトシンチレータを鳴らさずして検出器まで到達した宇宙線であると考えられる。

7.3.2 Sr-ON 実験事象の解析

(Sr-ON) のスペクトルに見られるバックグラウンドを考える。Sr-ON と Sr-OFF で得られたデータで最も差異のあるのが β -Cut で落される事象、つまり検出用シンチレータと線源ベトシンチレータの同時事象である。そこでこの検出用シンチレータと線源ベトシンチレータの同時事象の原因を探ることにする。この事象の頻度は 5.4×10^{-2} Hz である。これは Table-7.1 において、 β -Cut で落される事象数を実験時間で割り、Sr-ON から Sr-OFF を引くことによって得られる。

考えられる現象としては、

- 1) ^{90}Sr (or ^{90}Y) から放出された 1 本の β 線が鉛板等の中で 2 回制動放射を起こし (2 次制動放射)、外に放出された 2 本の γ 線が共に検出用シンチレータを鳴らす。
- 2) ^{90}Sr (or ^{90}Y) から放出された β 線が鉛板中で制動放射を起こし γ 線を 1 本放出し、これが検出器を鳴らす。その後、この β 線が鉛を通り抜け、別の検出器に到達し、コインシデンス事象となる。
- 3) ^{90}Sr (or ^{90}Zr) から放出された β 線が線源ベトシンチレータや鉛板中で (1 次の) 制動放射をおこし、 γ 線を放出する。その γ 線が検出用シンチレータと反応、コンプトン散乱を起

こし、散乱された γ 線がさらに別の検出用シンチレータを鳴らす事象 がある。そこで計算やシミュレーションを行ない、上の事象の頻度を予測することにした。シミュレーションで、Fig-B.20 のエネルギースペクトルを持った β 線を発生させ [19] 、シンチレータ、鉛板等との反応を見た。まず、鉛板の外まで出てきた電子は 10^6 回（このシミュレーションの条件では $\sim 15\text{sec}$ に相当）行なって 0 個であった。また鉛板の外まで出てきた γ 線は 200keV 以上のがもとの β 線の数の 1.3% という結果が得られた。この γ 線のエネルギースペクトルおよびもとの β 線との間の角度分布を Fig-B.21 に載せる。さらにこのエネルギースペクトルを持った γ 線を検出用シンチレータに照射した場合、200keV 以上の信号が得られる確率が 1.9% であった。また、鉛中で 2 次制動放射（2 本とも 200keV 以上）の起こる確率はもとの β 線の数の $\sim 5 \times 10^{-5}$ であった。これらの情報をもとに最初に真中の検出用シンチレータの single rate を求めるシミュレーションを行なった結果、 $16 \pm 1\text{ Hz}$ となった。実際の実験では 20.0Hz であり、エネルギースペクトル (Fig-B.22) も良い一致を見せている。

まず、1) が原因となる事象頻度は、 $N_{Sr-decay}$ を ^{90}Sr が 1 秒間に放出する β 線の数、 $p_{2bremss}$ を 2 次制動放射の確率、 ϵ_{accept} を 2 本の γ 線が別々の検出用シンチレータに入射する確率、 ϵ_{e-tag} を 検出用シンチレータが入射してきた γ 線と反応して 200keV 以上の信号を出す確率とすると、以下の式で計算される。

$$f_1 = N_{Sr-decay} \times p_{2bremss} \times \epsilon_{accept} \times \epsilon_{e-tag}^2 \quad (7.2)$$

ここで、 $N_{Sr-decay} = 1.3 \times 10^6$ 、 $p_{2bremss} = 5 \times 10^{-5}$ 、 $\epsilon_{accept} = 3\%$ 、 $\epsilon_{e-tag} = 2\%$ を代入すると

$$f_1 \sim 1 \times 10^{-3} (\text{Hz}) \quad (7.3)$$

となり、実際の同時事象の頻度 $5.4 \times 10^{-2} \text{ Hz}$ にははるかに及ばず、主原因とは考え難い。なお、 γ 線の角度分布やエネルギーの違いによる反応確率の違いも、適宜、上のパラメータの中に組み込んでいる。

次に 2) については、鉛板外に出てきた電子は 10^6 個中 0 個だったので、電子が鉛外に出てくる割合 (p_{ext}) の上限を 95% C.L. で $3/10^6$ とする。そして、

$$f_2 = N_{Sr-decay} \times p_{ext} \times \epsilon_{accept} \times \epsilon_{e-tag} \quad (7.4)$$

記号の意味は 1) と同じである。これを計算すると、

$$f_2 \sim 3 \times 10^{-5} \quad (7.5)$$

となり、これも実際のバックグラウンド頻度を再現するものとは言い難い。

3) については、検出器間の鉛シールドの影響など評価しにくい部分があるので、実際の検出器等の形、配置をも含めたシミュレーションを行ない、予想される頻度 (f_3) を求めることにした。その結果、

$$f_3 \sim (4.1 \pm 0.2) \times 10^{-2} \quad (7.6)$$

となった。エネルギースペクトルを Fig-B.23 に示しておく。これから分かるように、事象頻度、エネルギースペクトル共に実際のデータをほぼ再現しており、3) が上の同時事象の主原因であると結論づけることができる。この同時事象は β -Cut によって除くことができる。

7.3.3 Sr-ON データと Sr-OFF データの比較

Sr-ON データと Sr-OFF データを比較した Fig-B.18 において、Sr-ON 実験の低エネルギー側 ($\lesssim 1000\text{keV}$) の Sr-OFF に比べての事象頻度の多さは明らかに統計的に有意であることが分かる。そこでこの事象頻度の多さの原因を探ることにする。この事象を取り出したのが Fig-B.19 である。事象数は β -Cut によって落される事象 (Fig-B.24) 数の 2.0% である。この事象の考えられる原因是、1) 線源ベトーシンチレータの inefficiency、2) 線源から放出された β 線が線源の Al Window での制動放射や後方散乱によって線源ベト用シンチレータを鳴らさずに γ 線を放出する (Fig-B.25) がある。1) については Fig-B.26 のような装置によって、線源ベトーシンチレータを鳴らすことなく後方のシンチレータを鳴らす事象を調べた。結果、inefficiency は約 0.2% と Fig-B.19 の主原因にはならないことが分かった。次に 2) については、シミュレーションを行ない、結果、 β -Cut をかける前の事象数の $1.3 \pm 0.1\%$ がこのような事象になることが分かった。エネルギースペクトルは Fig-B.27 に載せる。これより Sr-ON 実験の事象の多さは 2) が主原因で起こると結論づけることができる。

7.4 短寿命中性粒子の探索

(Sr-ON)–(Sr-OFF) の結果の図 Fig-B.19 から分かるように高いエネルギー側では有意な違いは見られない。低エネルギー側での差異も前節で述べたように主原因は β 線からの制動放射である。また、実際に中性粒子からのシグナルがとらえられているとすると、その形はエネルギー和~650keV を中心に FWHM が約 50keV のピークになるはずであるが、データではそのようなシグナルは見られない。なお、 e^+e^- に崩壊する中性粒子 X^0 が ^{90}Zr の $0^+ \rightarrow 0^+$ 遷移から分岐比 0.01% で放出されている場合の予想されるエネルギースペクトルを Fig-B.19 に重ねて書いておく。

以上によって今回の実験では e^+e^- に崩壊する中性粒子からの事象は得られなかったと考え、次節で中性粒子の存在に対して制限を加えることにする。

7.5 短寿命中性粒子に対する制限

以上のことから、 ^{90}Zr の励起 0^+ 状態から放出される e^+e^- の崩壊様式を持つ中性粒子の分岐比に対して上限値を与えることとする。注目するエネルギー領域において、Sr-ON データと Sr-OFF データの間には明らかに有意な事象頻度の違いが見られる。前に述べたように、これが中性粒子からのものである可能性は非常に低いが、以下の計算においては中性粒子候補として取り扱うものとする。計算方法は前実験と全く同じであり、式 (4.2) を使い分岐比の上限を求める。ただし、中性粒子の捕獲率はその静止質量と同時に寿命との関数にもなるので、

$$N = \epsilon(m_{X^0}; \tau) \times T \times N^{0^+} \times B.R. \quad (7.7)$$

となる。実験から求める量 N は (type-A)+(type-B) の場合、

$$(Sr - ON) - (Sr - OFF) = (336.1 \pm 17.4) - (294.1 \pm 15.8) = 42.0 \pm 23.5 \quad (7.8)$$

であるから、95% C.L. で

$$N = 88.1 \quad (7.9)$$

となる。

これから、静止質量 1MeV の中性粒子に対して最も感度の良いものとして

$$BR(0^+ \rightarrow 0^+ + X^0 : X^0 \rightarrow e^+ e^-) \leq 1.1 \times 10^{-4} \quad (7.10)$$

$$(m_{X^0} = 1.15\text{MeV}, \tau_{X^0} = 2.9 \times 10^{-11}\text{sec}, 95\% \text{ C.L.}) \quad (7.11)$$

という結果が得られた。同様の計算を中性粒子の違う質量の値にもついて行なった結果が Fig-B.28 , Fig-B.30 , Table- 7.2, Table- 7.3である。Table- 7.3は (type-B) のみから計算された結果の方が (type-A)+(type-B) のそれよりもよい場合である。

これによって、中性粒子に対して

$$BR(0^+ \rightarrow 0^+ + X^0 : X^0 \rightarrow e^+ e^-) \leq (1.1 \sim 100) \times 10^{-4}$$

$$(1080 \leq m_{X^0} \leq 1650\text{keV}, 1.3 \times 10^{-12} \leq \tau_{X^0} \leq 2.7 \times 10^{-9}\text{sec}, 95\% \text{ C.L.})$$

という分岐比の上限が得られた。Fig-B.30 は横軸を中性粒子 (X^0) の静止質量、縦軸をその寿命とし、 $0^+ \rightarrow 0^+ + X^0; X^0 \rightarrow e^+ e^-$ の分岐比の上限を表したものである。この図中に 1.1 節にある未知の中性粒子の制限領域と Part I の $X^0 \rightarrow 3\gamma$ の結論も書き加えておく。

表 7.2: 中性粒子放出の分岐比の上限 (1) ((type-A)+(type-B))(一部)

静止質量 (keV)	寿命 (sec)	95% C.L. での事象数	分岐比の上限 ($\times 10^{-4}$)
1080	1.3×10^{-12}	88.1	41
	1.3×10^{-11}		2.5
	2.6×10^{-10}		24
1150	2.9×10^{-12}	88.1	21
	2.9×10^{-11}		1.1
	1.4×10^{-9}		14
1500	5.4×10^{-12}	88.1	49
	5.5×10^{-11}		3.0
	2.7×10^{-9}		29

表 7.3: 中性粒子放出の分岐比の上限 (2) (type-B のみ)(一部)

静止質量 (keV)	寿命 (sec)	95% C.L. での事象数	分岐比の上限 ($\times 10^{-4}$)
1500	2.7×10^{-11}	24.0	2.2
	5.4×10^{-11}		1.4
	2.7×10^{-10}		3.1
1650	4.5×10^{-11}	24.0	6.7
	9.0×10^{-11}		4.6
	4.5×10^{-10}		3.1
	4.5×10^{-9}		5.2

7.6 考察

今回の実験ではシミュレーションを EGS4 で行なった。EGS4 は γ 線および電子と物質との相互作用を再現するためのシミュレーターである。 γ 線と高エネルギーの電子に対しては実際の現象をよく表しているものの、低エネルギーの電子の振舞いについては完全に記述しきれていない面がある。例えば、薄い物質と低エネルギー電子との反応である。この場合、電子のエネルギー損失の最確値はその平均阻止能から計算されたものよりも小さくなり、またそのエネルギースペクトルは Landau 分布をとる。しかしながら、エネルギー損失が数 keV であるような場合、EGS4 では Fig-B.29 のようにエネルギーの低い側への Energy Straggling による拡がりが見えていない（図中の計算については [20]）。さらに高エネルギー側のいわゆる Landau tail は数 keV 高い方へ shift していることが分かる。ベクトル粒子からのエネルギー和シグナルの低エネルギー側の tail の約半分はこの影響によるものであり、残り半分は一度検出器に入射した電子が（多重）散乱され、全運動エネルギーを検出器中に落としきらない内に再度空气中へ放出された事象であることが分かっている。

より正確な結果を求めるためには、シミュレーションが現実をどの程度再現しているかを求めることが不可欠になってくる。しかしながら今回、低電子エネルギーの振舞いの記述の不完全さによる、中性粒子の捕獲率の系統誤差に与える影響は考慮されていない。Landau tail の shift 等がこの実験の結果に与える影響は中性粒子の分岐比の上限を小さくする方向なので、上の結果はより保守的な値が得られるようになっている。

第8章

結論

我々は今回の実験で ${}^{90}\text{Zr}$ の $0^+ \rightarrow 0^+$ 遷移時に放出される未発見の中性粒子を探査した。その結果、中性粒子からのものと思われる事象は確認されなかった。そのため、 ${}^{90}\text{Zr}$ の $0^+ \rightarrow 0^+$ 遷移において、

$$BR(0^+ \rightarrow 0^+ + X^0 : X^0 \rightarrow 3\gamma) \leq (3.4 \sim 80) \times 10^{-4}$$

$$(400\text{keV} \leq m_{X^0} \leq 1500\text{keV}, 95\% \text{ C.L.})$$

$$BR(0^+ \rightarrow 0^+ + X^0 : X^0 \rightarrow e^+e^-) \leq (1.1 \sim 100) \times 10^{-4}$$

$$(1080 \leq m_{X^0} \leq 1650\text{keV}, 1.3 \times 210^{-12} \leq \tau_{X^0} \leq 2.7 \times 10^{-9}\text{sec}, 95\% \text{ C.L.})$$

という分岐比の上限が得られた。この内、最も小さい分岐比の得られたものは

$$BR(0^+ \rightarrow 0^+ + X^0 : X^0 \rightarrow 3\gamma) \leq 3.4 \times 10^{-4}$$

$$(m_{X^0} = 1.0\text{MeV}, 95\% \text{ C.L.})$$

$$BR(0^+ \rightarrow 0^+ + X^0 : X^0 \rightarrow e^+e^-) \leq 1.1 \times 10^{-4}$$

$$(m_{X^0} = 1.15\text{MeV}, \tau_{X^0} = 2.9 \times 10^{-11}\text{sec}, 95\% \text{ C.L.})$$

であった。その結果の図を Fig-B.30に載せる。この図は横軸を中性粒子 (X^0) の静止質量、縦軸をその寿命とし、 $0^+ \rightarrow 0^+ + X^0; X^0 \rightarrow e^+e^-$ および $0^+ \rightarrow 0^+ + X^0; X^0 \rightarrow 3\gamma$ の分岐比の上限を表したものである。この図に 1.1 節で説明した未知の中性粒子の制限領域も書き加えておく。

付録 A

$X^0 \rightarrow 3\gamma$ 実験の図

図 A.1: 検出器の概略 ($X^0 \rightarrow 3\gamma$ 実験)

図 A.2: 実験回路の概略

図 A.3: NaI と BGO の比較実験

図 A.4: NaI と BGO の 線捕獲率の比較

図 A.5: ^{207}Bi の崩壊様式

図 A.6: ^{207}Bi 量の測定実験

図 A.7: Shaper 整形アンプの働き

図 A.8: BGO 検出器のエネルギースペクトル (^{137}Cs)

図 A.9: BGO 検出器のエネルギー分解能のエネルギー依存性

図 A.10: BGO 検出器の時間分解能

図 A.11: 3 体崩壊の運動学

図 A.12: 中性ベクトル粒子からのシグナルと Cut

図 A.13: 中性ベクトル粒子の捕獲率

図 A.14: ^{137}Cs からの 2 本の γ 線のエネルギー和

図 A.15: peak channel と γ 線のエネルギーの関係

図 A.16: BGO 検出器の増幅率の時間変化

図 A.17: 種々の Cut と実験データの関係 (1)

図 A.18: 種々の Cut と実験データの関係 (2)

図 A.19: 宇宙線ベトシンチレータ ON 時と (OFF-ON) のエネルギースペクトル比較

図 A.20: ^{90}Sr -ON/OFF 時のエネルギースペクトル差

図 A.21: コンプトン散乱によって起こる事象

図 A.22: 実験データの時間差

図 A.23: ダブルコインシデンス事象の (BGO1 本の) エネルギースペクトル

図 A.24: 線源起因の事象のエネルギースペクトル

図 A.25: 検出器の peak channel の single rate 依存性

図 A.26: Sr-ON 実験のエネルギースペクトルの 30keV shift

図 A.27: (Sr-ON) – (Sr-OFF) – (アクシデナルコインシデンス事象)

図 A.28: 中性ベクトル粒子の分岐比上限

付録 B

$X^0 \rightarrow e^+ e^-$ 実験の図

図 B.1: 検出器の概略

図 B.2: 実験回路の概略

図 B.3: γ 線の後方散乱によるエネルギー較正実験

図 B.4: γ 線の後方散乱による 478keV peak

図 B.5: 検出用プラスチックシンチレータの時間分解能

図 B.6: 検出用シンチレータの trigger efficiency

図 B.7: 中性粒子からのシグナルと Cut

図 B.8: 中性粒子の捕獲率

図 B.9: 検出用シンチレータの組合せ

図 B.10: 宇宙線による検出器の gain 変動の観測

図 B.11: 宇宙線が通過した時の検出器のエネルギースペクトル

図 B.12: 中性粒子からのシグナル

図 B.13: 1枚の宇宙線ベトシンチレータの時間分布

図 B.14: 実験データの Cut (1)

図 B.15: 実験データの Cut (2)

図 B.16: 実験データの Cut (3)

図 B.17: 実験データの Cut (4)

図 B.18: Sr-ON と Sr-OFF 実験のエネルギー和のスペクトル

図 B.19: エネルギー和の $(\text{Sr-ON}) - (\text{Sr-OFF})$

図 B.20: ^{90}Sr から放出される β 線のエネルギースペクトル

図 B.21: 制動放射によって放出される γ 線のエネルギースペクトル、および γ 線とともに β 線の角度分布

図 B.22: 検出器 1 枚が鳴る時のエネルギースペクトル(実験とシミュレーション)

図 B.23: Sr-ON 実験での検出用シンチレータと線源ベトーシンチレータの同時事象のエネルギースペクトルとシミュレーション

図 B.24: β -Cut によって落される事象

図 B.25: β 線が線源ベトーシンチレータを鳴らさずに前方に γ 線を放出する事象

図 B.26: 線源ベトシンチレータの inefficiecy 測定実験

図 B.27: 原因 2) によるエネルギー和(シミュレーション)と実験データとの比較

図 B.28: 中性粒子の分岐比上限

図 B.29: Landau 分布のシミュレーションによる再現

図 B.30: 中性粒子の分岐比上限

参考文献

- [1] C.I. Westbrook et al. , Phys.ReV.Lett. 58(1987) , 1328
- [2] W.G. Gaswell and G.P. Lepage, Phys.Rev. A20(1979),36
- [3] T. Cowan et al., Phys.Rev.Lett. 56(1986), 444
- [4] A. Konaka et al., Phys.Rev.Lett. 57(1986), 659
- [5] C.N. Brown et al., Phys.Rev.Lett 57(1986), 2101
- [6] Paolo Cea, Phys.Rev. D39(1989),340
- [7] L.S.Celenza et al., Phys.Rev.Lett. 57(1986), 55
- [8] M.El-Nade and O.E. Badway, Phys.Rev.Lett 61(1988), 1271
- [9] F.W.N. de Boer and R.van Dantzig, Phys.Rev.Lett 61(1988),1274
- [10] K.Danzmann et. al., Phys.Rev.Lett 59(1987), 1885
- [11] D.decamp et. al., Phys. Lett 245B(1990), 289
- [12] Drenbosch et. al., Phys. Lett 157B(1985), 458
- [13] X.Y.Wu et. al., Phys.Rev.Lett 69(1992) 1729
- [14] S.D.Henderson et. al., Phys.Rev.Lett 69(1992) 1733 -
- [15]
- [16] A.Zehnder, Weakly Charge Exotic Particles

[17] Glenn F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, 231,318,715

[18] W.R. Nelson et al., SLAC-265, December 1985

[19]

[20]

謝辞

本研究論文の作成にあたり、その機会を与えていただき、また素粒子・高エネルギー分野の理論をはじめ、多くの御指導を下さいました長島順清教授に心より感謝致します。

研究遂行において逐一御指導をいただきました幅助手に心より感謝すると共に、幅助手に頼りきりであった私の実験姿勢を深く反省しております。

アメリカでの現在の高エネルギー物理学の成果や状況などを興味深く教えて下さった山中助教授に感謝致します。

瀧田助手には、教科書には載らないような実験に際しての注意点・常識を教えていただき、また公私共にいろいろな御相談にのって頂き、感謝しております。

続木秘書には、ともすれば無味乾燥になりがちな研究室の雰囲気を和らげて下さり、この一年は紅一点として活躍(?)して頂き、有難うございました。

金子技官には金属工作や回路の作成において適切なアドバイスを頂き感謝しております。

坂本技官には金属加工の際にアドバイスをいただいたり、破損した部品を交換していただきました。ありがとうございました。

原子核施設の尾西技官には大型計算機やワークステーションについて教えていただいたことを有り難く思っています。

同じく原子核施設の岩田・水田技官には電気電子回路についての相談にのっていただき感謝しております。

Krüger 氏には実用的な英語とはいかなるものかを教えて頂きました。

中家剛氏には全くの初心者であった私に実験方法や装置の使用法を一から丁寧に教えて頂いたばかりでなく、氏の実験中等に迷惑をかけたこともあり、心から感謝すると共に深く反省しております。

鈴木州氏、福田善之氏には学問的な教えはもとより、大先輩としていろいろな楽しい話を聞かせて頂き、有難うございました。

神田展行氏、高木宏之氏には、氏らの研究の話をとおし、現在の高エネルギー分野の最先端をかいま見ることができ、感謝しています。

湯浅真由美氏、横山裕司氏には、氏らの研究が忙しい中、実験における実際的な知識を教えて頂いたり、こちらの雑談につきあって頂き有難うございました。

同学年であり、計算機について様々なことを教えて頂いたり、手間をかけて頂いた花井浩之氏、ハードウェアや実験について様々なアドバイスを下さった原隆宣氏、ソフトウェアや UNIX 関係の知識を教えて下さった吉本明平氏に対し感謝の念が絶えません。

来住直紀氏、児玉悟史氏、大東出氏、辰巳大輔氏、松宮裕二氏、土田英夫氏、八木元治氏らに対しては、私がアドバイスするべき立場にありながらも十分役に立てなかつたことをお詫びします。また、氏らの入れて下さったコーヒーは非常に美味しく、安らかな一時を過ごすことができました。有難うございました。

川崎健夫氏、佐々木充氏、白倉徹也氏、西川博氏、花垣和則氏、山口敬之氏には論文作成が息詰まり神経質になりかけた時等に緊張をほぐして頂くことがたびたびありました。また、氏らからの質問は本質的なことをついていることが多く、私自身何が分かっているのかいないのかをはっきりさせることができました。有難うございました。

原子核施設の大型計算機 FACOM-360 やワークステーション Sun は実験の計算・解析において非常に有用なものでありました。これらの機械とこれを保守・維持して下さったすべての皆さんに感謝の意をささげます。

そして、高エネルギー研究所や神岡地下観測所の方々にも様々な苦労をかけ、または骨をおっていただいたこともありました。心より感謝致します。