

修 士 論 文

論 文 題 目

⁷ Be 太陽ニュートリノ検出器の開発
—インジウム含有液体シンチレーター—

平成 2 年 2 月 15 日

専 攻 名 物 理 学

氏 名 井 上 邦 雄

大阪大学大学院理学研究科

${}^7\text{Be}$ 太陽ニュートリノ検出器の開発 —インジウム含有液体シンチレーター—

大阪大学大学院 理学研究科 長島研究室 井上邦雄

要旨

太陽内での核融合反応は、Bahcall らによって慎重に計算されていて (太陽標準模型)、その反応列の中で出るニュートリノのフラックスは理論的に予測できる。この太陽ニュートリノを検出する事は、太陽のエネルギー生成機構を知るのに役立つ。また、太陽ニュートリノは豊富な ν_e 源として、ニュートリノの性質を知るのにも利用できる。

このような太陽ニュートリノを観測する実験は、Davis らによって $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^-$ なるニュートリノ捕獲反応を使って行われてきた。そして、その観測から得られたニュートリノ捕獲率は 1970 年 3 月から 1988 年 3 月までを平均すると $R_{EXP} = 2.33 \pm 0.25 \text{ SNU}$ ($1 \text{ SNU} = 10^{-36} \text{ captures/atom/sec}$) であり、理論的に予測される $R_{TH} = 7.6 \pm 1.5 \text{ SNU}$ と較べて $\frac{1}{3} \sim \frac{1}{4}$ にしかない。また、1986 年以降水チェレンコフ型検出器 KAMIOKANDEII でも $\nu_e e^-$ の弾性散乱を使って観測がなされ、ニュートリノが太陽方向から来ているという証拠を得た。KAMIOKANDEII の結果は、

$$\frac{F_{EXP}}{F_{TH}} = \begin{cases} 0.46 \pm 0.13(\text{stat.}) \pm 0.08(\text{syst.}) & (\text{Jan.'87} \sim \text{May'88}, E > 9.3 \text{ MeV}) \\ 0.39 \pm 0.09(\text{stat.}) \pm 0.06(\text{syst.}) & (\text{June'88} \sim \text{April'89}, E > 7.5 \text{ MeV}) \end{cases}$$

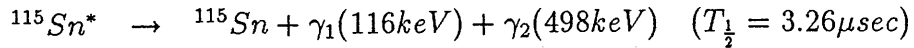
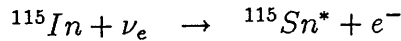
となっており、やはり理論値よりも小さい。これが太陽ニュートリノ問題である。

この太陽ニュートリノ問題を説明するために、WINPs を導入するものや、ニュートリノに磁気モーメントを与えるもの、そしてニュートリノ振動など多くの興味深い仮説がたてられている。

しかし、これまでの実験は太陽ニュートリノの中の主に ${}^8\text{B}$ ニュートリノに感度があった。しかし、このニュートリノは、エネルギーは $E_{\nu_e} < 14060 \text{ keV}$ と高いが、フラックスの理論的な見積誤差が 37%(3σ) と大きい。そのため、これらの仮説を検証するには、さらに、見積誤差 2%(3σ), $E < 420 \text{ keV}$ の p-p ニュートリノや見積誤差 15%(3σ), $E = 861 \text{ keV}$ (90%) 383 keV (10%) の ${}^7\text{Be}$ ニュートリノや見積誤差 2%(3σ), $E = 1442 \text{ keV}$ の pep ニュートリノというような誤差の小さいもの、そして異なるエネルギー領域のニュートリ

ノを観測しなければならない。

この低エネルギーニュートリノ観測の要求に答えられそうな原子核として ^{115}In がある。 ^{115}In は、



というニュートリノ捕獲反応を起こす。これらの反応で出る e^- , γ_1 , γ_2 を観測することで、

- (1) ニュートリノのエネルギーがわかる。 $(E_{\nu_e} = E_{e^-} + 128\text{keV})$
- (2) 半減期が短いので、リアルタイム計測をする事によって反応時刻がわかる。
- (3) ニュートリノ捕獲反応のエネルギーしきい値が低い(128keV)。
- (4) ニュートリノ捕獲率が大きい。
- (5) 時間幅のある三重同時計測によって高い耐バックグラウンド性能を有する。

という特徴を持った測定ができる。

これまでは、この低いしきい値のため p-p ニュートリノ検出を目標に検出器開発がなされてきたが、インジウム自身が β 崩壊 ($E < 486\text{keV}$, 0.22counts/sec/g) をするため、その開発は困難を極めていた。

しかし、検出対象を $^7\text{Be}(861\text{keV})$, pep(1442keV) ニュートリノにすると、これらはエネルギーが比較的高く、単色エネルギーなので、バックグラウンドとの区別がつき安くなり非常に現実的な検出器開発ができる。インジウム検出器では、エネルギー、反応時刻がわかるので、単色エネルギーの ^7Be や pep ニュートリノを観測すれば、ニュートリノフラックスの時間変化が非常に分かりやすい。そのため、平均のフラックスだけでなく多くの重要な情報が期待できる。 $^7\text{Be}(861\text{keV})$ ニュートリノに対する ^{115}In の捕獲率はおよそ120SNUと計算されており、10tonのインジウムを用いると0.54events/day程度が期待できる。

そこで、インジウムを使った ^7Be , pep 太陽ニュートリノ検出器を実現するために、インジウム含有液体シンチレーターの開発を行った。液体シンチレーターは、大型化しやすいことやコストが低いことなどの利点があり、大量の物質を必要とするニュートリノ検出器に応用しやすい。しかし、これまで開発されてきたインジウム含有液体シンチレー

ターは、インジウム化合物を溶かし込むために親水性の溶媒を選ぶなどシンチレーターに強い制約があった。そのため、優れた性能のものが得られず、特に透過率に問題があった。そこで、溶媒、溶質に特別な機能を求めずに、優れた性能の液体シンチレーターに界面活性材を添加することで親水性試料を溶かし込めるようにするシンチレーターカクテルの利用を試みた。そして、シンチレーターカクテルに同仁化学社製 EX-H を使い、インジウム化合物に $InCl_3 \cdot 4H_2O$ を用いたところ、重量比で 7.5% までインジウムを溶かし込むことができた。そして、 $5cm\phi \times 1m$ 長の石英管での性能測定からは、

インジウム含有量 7.1Wt%(重量%)

減衰長 $\sim 155cm$

エネルギー分解能 $\sigma/E \sim 13\%$ (477keV, 1m 長セル)

位置分解能 $\sigma \sim 5cm$

の性能が得られた。

そして、このような性能のインジウム含有液体シンチレーターを実用化するためには、検出器中のバックグラウンドをどの程度にしなければならぬかをシミュレーションを行って算出した。検出器のセットアップには、ニュートリノ捕獲信号の e^- (第 1 信号), γ_1, γ_2 (遅延信号) に対して γ_1 を第 1 信号と同じセル、 γ_2 を異なるセルで観測できるように、 $10cm \times 10cm \times 100cm$ のセルを 1 モジュールとすることで、10ton のインジウムを約 15000 に細分化した物を考えた。そして、このセットアップで γ 線の振る舞いやシンチレーターの性能等をシミュレートして、ニュートリノ捕獲信号に対する検出効率を求めた。そして、これらのバックグラウンドとして、未知量の環境 γ に対してもっとも影響のある 500keV のまわりでの環境 γ レート ($/g/keV/sec$) をパラメータとして、次のものをシミュレートした。

第 1 信号 インジウムの β 崩壊のスペクトル端

2 つの β 崩壊の重なり

環境 γ 線

遅延信号 環境 γ 線の 2 重コンプトン散乱

2 つの β 崩壊の偶発同時計測

そして、これらの偶発同時計測のできるバックグラウンドのスペクトルを求めて、 7Be ニ

ニュートリノ捕獲反応を対象にした第1信号 ($E_e = 861 - 128 = 733 \text{keV}$) のエネルギー窓 ($650 < E < 850 \text{keV}$) での、各環境 γ レートに対する S/N を求めた。そして、この S/N が1 になる環境 γ レートを許容環境 γ レートと定義すると、信号の検出効率 20 ~ 40% に対して、許容環境 γ レートは $10^{-8} \sim 10^{-9} / \text{g/keV/sec}$ であるとわかった。実際的な値としては、

第1信号に対する長さ方向の位置の条件を $5 \text{cm} < z < 95 \text{cm}$

測定範囲をニュートリノ捕獲のあったセルを中心に 9×9 セルとし、

セレクションを第1信号と同じセル、及び周りのいずれかのセルが鳴り、全エネルギーが $510 \sim 750 \text{keV}$ ($E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2} = 614 \text{keV}$)、そして第1信号と遅延信号のニュートリノ捕獲のあったセルでの長さ方向の距離が 10cm 以内のもの

としたとき、

ニュートリノの検出効率 42%

許容環境 γ レート $1 \times 10^{-8} / \text{g/keV/sec}$
が得られた。

そして、主な環境 γ 線の原因と考えられる U-Ra, Th 系列等の崩壊を放射平衡を仮定してシミュレートして、放射性不純物量と 500keV のまわりでの環境 γ レートとの対応を求めると、

$$^{238}\text{U} : 5 \times 10^{-9} / \text{g/keV/sec/ppb}$$

$$^{232}\text{Th} : 2 \times 10^{-9} / \text{g/keV/sec/ppb}$$

$$^{40}\text{K} : 4 \times 10^{-8} / \text{g/keV/sec/ppb}$$

が得られた。例えば ^{238}U 量に換算すると、許容環境 γ レートの $10^{-8} \sim 10^{-9} / \text{g/keV/sec}$ は、およそ $1 \sim 0.1 \text{ppb}$ 以内に相当する。この制約は他のニュートリノ実験 (例えば BOREX の 10^{-4}ppt) が要求する純度と較べて非常に緩い制約であり、実用性の高いインジウム含有液体シンチレーターを得ることができたとわかった。

そして、溶質である $\text{InCl}_3 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ 内の不純物量を市販の試料を使って測定したところ、ゲルマニウム検出器を使った測定では、放射平衡を仮定すると $^{238}\text{U} : 40 \text{ppb}$, ^{232}Th , ^{40}K 測定限界以下に相当する結果が得られた。また、質量分析による直接的測定では、 $^{238}\text{U} : 0.1 \text{ppb}$, $^{232}\text{Th} : < 0.1 \text{ppb}$ と得られ、悪くみても市販の物の $10 \sim 100$ 倍の純度にすれば実

用的な純度になることがわかった。

今後は、容器や長期安定性や較正線源などの残された課題を解決してインジウム含有液体シンチレーターを実用化できれば、太陽ニュートリノ問題に対して決定的な情報を得る実験ができるであろう。

${}^7\text{Be}$ 太陽ニュートリノ検出器の開発

—インジウム含有液体シンチレーター—

1990年1月17日

大阪大学大学院理学研究科 長島研究室 井上邦雄

概要

太陽内での核融合反応は、Bahcall らによって慎重に計算されていて、その反応列の中で出るニュートリノのフラックスは理論的に予測できる。この太陽ニュートリノを検出する事は、太陽のエネルギー生成機構を知るのに役立つ。また、太陽ニュートリノは豊富な ν_e 源として、ニュートリノの性質を知るのにも利用できる。

このような太陽ニュートリノを観測する実験は、Davis らによって $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^-$ なるニュートリノ捕獲反応を使って行われてきた。そして、この観測から得られたニュートリノ捕獲率は1970年3月から1988年3月までを平均すると $R_{EXP} = 2.33 \pm 0.25 \text{SNU}$ ($1 \text{SNU} = 10^{-36} \text{captures/atom/sec}$) であり、理論的に予測される $R_{TH} = 7.6 \pm 1.5 \text{SNU}$ と較べて $\frac{1}{3} \sim \frac{1}{4}$ にしかない。また、1986年以降降水チェレンコフ型検出器 KAMIOKANDEIIでも $\nu_e e^-$ の弾性散乱を使って観測がなされ、ニュートリノが太陽方向から来ているという証拠を得た。KAMIOKANDEIIの結果は、

$$\frac{F_{EXP}}{F_{TH}} = \begin{cases} 0.46 \pm 0.13(\text{stat.}) \pm 0.08(\text{syst.}) & (\text{Jan.'87} \sim \text{May'88}, E > 9.3 \text{MeV}) \\ 0.39 \pm 0.09(\text{stat.}) \pm 0.06(\text{syst.}) & (\text{June'88} \sim \text{April'89}, E > 7.5 \text{MeV}) \end{cases}$$

となっており、やはり理論値よりも小さい。これが太陽ニュートリノ問題である。

この太陽ニュートリノ問題を説明するために、WINPsを導入するものや、ニュートリノに磁気モーメントを与えるもの、そしてニュートリノ振動など多くの興味深い仮説がたてられている。

しかし、これまでの実験は太陽ニュートリノの中のごく一部でありまたフラックスの理論的な見積誤差の大きい ${}^8\text{B}$ ニュートリノに主に感度があり、これらの仮説の正当性を得るためには、もっと誤差の小さいもの、そして異なるエネルギー領域の低エネルギー太陽ニュートリノを観測しなければならない。

この要求に答えられそうな原子核として ${}^{115}\text{In}$ がある。この原子核は、

- (1) ニュートリノのエネルギーがわかる。
- (2) 反応時刻がわかる。
- (3) 観測できるニュートリノのエネルギーのしきい値が低い(128keV)。
- (4) ニュートリノ捕獲率が大きい。

という特徴を持っている。

そのため、これまでは、p-p ニュートリノ検出を目標に開発されていたが、インジウム自身の β 崩壊のバックグラウンドのため、困難を極めていた。

しかし、検出対象を ${}^7\text{Be}$ (861keV), pep(1442keV) ニュートリノにすると、これらはエネルギーが比較的高く、単色エネルギーなので、バックグラウンドとの区別がつき安くなり非常に現実的な検出器開発ができる。インジウム検出器では、エネルギー、反応時刻がわかるので、単色エネルギーの ${}^7\text{Be}$ や pep ニュートリノを観測すれば、ニュートリノフラックスの時間変化が非常に分かりやすい。そのため、平均のフラックスだけでなく多くの重要な情報が期待できる。

そこで、インジウムを使った ${}^7\text{Be}$, pep 太陽ニュートリノ検出器を実現するために、インジウム含有液体シンチレーターの開発を行った。これまで液体シンチレーターは、透過率やエネルギー分解能など問題が多かったが、我々はシンチレーターカクテル EX-H に $\text{InCl}_3\cdot 4\text{H}_2\text{O}$ を溶かす事で優れた性能のインジウム含有液体シンチレーターを得る事ができた。その性能は、

インジウム含有量 7.1Wt%(重量%)

減衰長 $\sim 155\text{cm}$

エネルギー分解能 $\sigma/E \sim 13\%$ (477keV, 1m 長セル)

位置分解能 $\sigma \sim 5\text{cm}$

であった。

そして、この性能のインジウム含有液体シンチレーターを実用化するためには、検出器中のバックグラウンドをどの程度にしなければならぬかを算出すると、信号の検出効率 $\sim 40\%$ に対して、500keV のまわりでの環境 γ 線のレートを $10^{-8} \sim 10^{-9}/\text{g}/\text{keV}/\text{sec}$ 以内にすればいい事がわかった。この制約は、U-Ra,Th 系列等の崩壊を放射平衡を仮定してシミュレートしたところ、例えば ${}^{238}\text{U}$ 量に換算すると、およそ $1 \sim 0.1\text{ppb}$ 以内になる事がわかった。

そして、 $\text{InCl}_3\cdot 4\text{H}_2\text{O}$ 内の不純物量を測定したところ、ゲルマニウム検出器を使った測定では、放射平衡を仮定すると ${}^{238}\text{U} : 40\text{ppb}$, ${}^{232}\text{Th}$, ${}^{40}\text{K}$ 測定限界以下に相当する結果が得られた。また、質量分析による直接的測定の結果は、 ${}^{238}\text{U} : 0.1\text{ppb}$, ${}^{232}\text{Th} : < 0.1\text{ppb}$ であった。したがって、悪くみても現状の $10 \sim 100$ 倍の純度にすればいい事がわかった。

謝辞

この研究の機会を与えて頂き、また多くの御指導、激励を下さいました長島順清教授に感謝致します。

鈴木洋一郎先生には、この研究の全般にわたり、直接の御指導をして頂きました。心より感謝致します。

杉本章二郎助教授、幅淳二助手、滝田正人助手には、計算機の使い方など多くの御指導をして頂きました。感謝致します。

また、橋本哲先生（京都教育大学）には、 $InCl_3 \cdot 4H_2O$ の存在を教えて頂き、この研究開発のきっかけをつくって下さいました。感謝致します。

稲垣隆雄先生（KEK）にも、多くの御助言を頂きました。感謝致します。

山越和雄先生（宇宙線研究所）には、ゲルマニウム検出器を使った不純物測定をして頂きました。感謝致します。

柳沼良知氏（東京大学）は、快く図1-9の結果を教えて下さいました。感謝します。

最後に、いろいろな手助けをして下さった、長島研究室の皆様、宇宙線研究所神岡グループの方々に深く感謝致します。

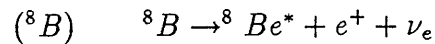
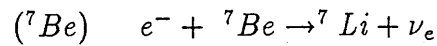
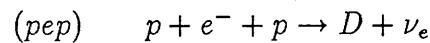
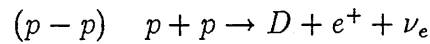
目次

1	動機	6
1.1	太陽ニュートリノ問題	6
1.2	ニュートリノ振動	10
1.2.1	真空中でのニュートリノ振動	10
1.2.2	”Just So”ニュートリノ振動	13
1.2.3	物質中での共鳴振動	14
2	原子核 ^{115}In	16
3	インジウム含有液体シンチレーターの開発	20
3.1	序	20
3.2	性能測定	23
3.2.1	減衰長, 位置分解能, エネルギー分解能	24
3.2.2	光量の濃度変化	26
4	性能評価	27
4.1	許容バックグラウンドレベルの算出	27
4.1.1	シミュレーションの設定	27
4.1.2	シグナルのシミュレーション	29
4.1.3	バックグラウンドのシミュレーション	31
4.1.4	バックグラウンドの合成と許容環境 γ レート	36
4.2	自然放射線源量とバックグラウンドレベル	40
4.3	不純物量の測定(ゲルマニウム検出器, 質量分析)	41
5	今後の研究課題	43
6	まとめ	46
A	発光機構	49

1 動機

1.1 太陽ニュートリノ問題

太陽は中心部の核融合反応をエネルギー源として明るく輝いている。この核融合の主なものは p-p チェイン (表 1-1) といわれるもので、他には CNO サイクル (表 1-2) といわれるものがある。そして、これらの反応チェインの中にはニュートリノを出す段階がある。主なニュートリノ放出反応には、



等があり、それぞれ括弧内の略称で呼ばれている。これらの太陽からくるニュートリノの観測から興味深い情報が得られる。ニュートリノは素粒子の標準理論では、物質と弱い相互作用しかしないので、ニュートリノの発生源である太陽内部を直接観測することができる。これは、星の進化の理論に対して有意義な情報を与えるであろう。また、弱い相互作用やニュートリノの性質の研究対象としても、太陽ニュートリノは重要である。地上では、原子炉を使って $\bar{\nu}_e$ 、加速器を使って種々のニュートリノが得られるが、太陽からは純粋な ν_e が得られる。

このような太陽ニュートリノがどのようなスペクトルをしているかは、Bahcall らによって理論的に計算されている [1]。

例えば、p-p ニュートリノは低エネルギー ($E_{\nu_e} < 420\text{keV}$ の連続スペクトル) であるが地球でのフラックスは最も大きく ($6 \times 10^{10}/\text{cm}^2/\text{sec}$) フラックスの見積もり誤差は 2%(3 σ) と小さい。

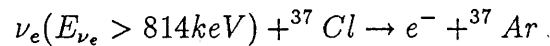
7Be ニュートリノは単色エネルギー ($E_{\nu_e} = 861\text{keV}(89.7\%), 383\text{keV}(10.3\%)$) で、地球でのフラックスも大きい ($4.7 \times 10^9/\text{cm}^2/\text{sec}$)。pep ニュートリノもまた単色エネルギー (1442keV) で、フラックスは小さい ($1.4 \times 10^8/\text{cm}^2/\text{sec}$) が誤差は 2%(3 σ) と小さい。

8B ニュートリノはエネルギーは高い ($E_{\nu_e} < 14060\text{keV}$) が、フラックスは小さく ($5.8 \times$

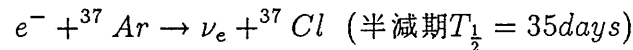
$10^6/cm^2/sec$)、誤差は $37\%(3\sigma)$ と大きい。

このように太陽ニュートリノにはそれぞれの反応に付随した特徴的なスペクトルがある。他のものもまとめて表 1-3, 図 1-1 に示す。これらは、太陽の明るさ, 重さ, 組成等の情報を使って星の進化の立場から注意深く計算されており、太陽標準モデル (Standard Solar Model SSM) といわれている。

この太陽ニュートリノを観測する実験としては、1970 年から Davis らによって、約 130ton の ^{37}Cl を使っての実験が行われている [2][3]。これは、



なるニュートリノ捕獲反応を使ったもので、 ^{37}Ar を回収して、比例計数管に導き、



の反応の際 ^{37}Cl より放出されるオージェ電子を検出することでなされた。SSM によるニュートリノフラックスからの計算では、ニュートリノ捕獲反応への寄与は、 8B ニュートリノが 77%, 7Be , pep ニュートリノがそれぞれ 14%, 5% で、捕獲率は、

$$R_{TH}(^{37}Cl) = 7.6 \pm 1.5 SNU$$

$$(1SNU = 10^{-36} captures/sec/atom)$$

との理論的予測が得られている [1]。しかし、Davis らの実験からは、

$$R_{EXP}(^{37}Cl) = 2.33 \pm 0.25 SNU \quad (\text{March}'70 \sim \text{March}'88)$$

が得られた [3]。この理論値と実験値の食い違いが、いわゆる太陽ニュートリノ問題である。

また、1986 年以後 3000ton の水チェレンコフ型検出器 KAMIOKANDEII でも太陽ニュートリノ検出がなされ、 8B ニュートリノフラックスに対して、

$$\frac{F_{EXP}}{F_{TH}} = \begin{cases} 0.46 \pm 0.13(stat.) \pm 0.08(syst.) & (\text{Jan.}'87 \sim \text{May}'88, E > 9.3MeV) \\ 0.39 \pm 0.09(stat.) \pm 0.06(syst.) & (\text{June}'88 \sim \text{April}'89, E > 7.5MeV) \end{cases}$$

の結果が得られている [4]。この結果でも理論から期待されるフラックスとの間に 2 倍程度の食い違いがある。また、この測定は $\nu_e e^-$ の弾性散乱を使っており、 ν_e の入射方向を知る事ができ、観測しているニュートリノが太陽から来ているという事を初めて確認した。

このような問題を説明するのは、2通りの方向があり、1つはSSMに修正を加えるもの、もう1つはニュートリノの伝播、つまり、ニュートリノ自体の性質に対して修正を加えるものである。いずれの方向も、宇宙論的、素粒子論的に重大なことである。興味深い説明として、以下のようなものが提案されている。

- W I M P s (Weakly Interactive Massive Particles)[5]

p-p 反応が太陽中心の温度の4乗、 8B ニュートリノフラックスが温度の約18乗に比例するという事が知られており、太陽の明るさに直接関係するp-p反応に影響を与えず 8B ニュートリノを減らすために、 8B 生成反応が局在していると考えられている太陽中心の温度を少し下げるといった性質を持ったWIMP粒子(コスミオン)を考える。これは、バリオンにたいする散乱断面積が $\sigma \sim 10^{-36} \text{cm}^2$ 、対消滅の断面積が $\beta\sigma < 10^{-40} \text{cm}^2$ (熱速度 $\beta \sim 10^{-3}$)、質量は $5 \sim 10 \text{GeV}$ であり、太陽内部に捕獲されたこのような粒子は太陽の大きさのスケールの平均自由行程を持ち、効率よく太陽内部の温度を外に逃がすと考えられ、 8B ニュートリノフラックスを減らすことができる。

このような粒子の存在を間接的に観測するには、WIMPsが自身の反粒子との対消滅の際発生する $5 \sim 10 \text{GeV}$ の太陽方向からくるニュートリノを観測する等である。

- ニュートリノの磁気モーメント [6]

もし、ニュートリノがディラック粒子であり有限の質量を持てば、磁気モーメントを持つことができる。そして、その磁気モーメントのため、太陽中心で発生した左巻ニュートリノが、太陽表面に出るまでに太陽磁場($\sim 10^3 \text{G}$ と推定されている)と相互作用して右巻ニュートリノになってしまい、右巻ニュートリノは地上の検出器と相互作用しないためにニュートリノ捕獲率が減ってしまうという理論がある。マヨラナ粒子の場合は、 $\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu$ を引き起こすような遷移モーメントを持つ事ができる。太陽ニュートリノ問題を説明するために必要とされる磁気モーメント μ_ν はおよそ $3 \sim 10 \times 10^{-11} \mu_B$ ($\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e c}$ はボーア磁子)である。地上の測定では、 $\mu_{\bar{\nu}_e} < 1.5 \times 10^{-10} \mu_B$ [7]の制約しか得られていないが、理論の簡単な拡張からは

$$\mu_\nu = \frac{3G_F m_\nu m_e}{4\pi^2 \sqrt{2}} \mu_B = 3.2 \times 10^{-19} m_\nu (eV) \mu_B$$
 が得られ [8]、まったく説明できない。また、超新星 SN1987A からのニュートリノ観測 ($\mu_{\nu_e} < 10^{-12} \sim 10^{-13} \mu_B$) も否定的である。しかし、物質の効果を入れた、 $\nu_{eL} \rightarrow \nu_{\mu R}$ の遷移を考えたり [9]、また理論的にも大きな磁気モーメントを持てる上、SN1987A の制約も逃れられるもの [10] が提案されている。ニュートリノに磁気モーメントを持たせて太陽ニュートリノ問題を説明しようとするこれらの理論は、Davis らの実験でその捕獲レートが、太陽の黒点数（磁場の強さ）に逆相関している傾向がある [11] ということで注目された (図 1-2)。例えば、太陽黒点数の少ない時期のニュートリノ捕獲率は、 $4.2 \pm 0.8 SNU$ (August 1986 ~ March 1988) [3] となっている。この、太陽黒点数との逆相関は 11 年周期となる。他にも、太陽の自転が地球の公転面に対して傾いているため、6 月 5 日と 12 月 5 日あたりでは、太陽の赤道を通過してくるニュートリノを見る事になる。ところが、太陽の赤道領域は磁場が非常に小さくなっており、そのためニュートリノのフラックスが小さくならない事が期待される。この効果はニュートリノ捕獲率に半年周期をもたらす事になる。 ^{37}Cl 実験の 1978 ~ 1982 年の結果にはこの半年周期が存在しているかもしれないということで、やはり注目される理論である。

- ニュートリノ振動

ニュートリノが異なる質量の固有状態の混合で表されるとしたとき、ニュートリノの伝播中に異なるフレーバーに移る（例えば ν_e が ν_μ になる）ことができる。また、Mikheyev, Smirnov, Wolfenstein によって指摘された物質中での共鳴振動では、小さな混合角でも、異なるフレーバーに移ることができ、太陽ニュートリノ問題を説明する有力な理論と考えられている。

これらの他にも、ニュートリノ崩壊や、太陽内の重元素量の修正等いろいろと提案されているが、測定の立場からは一般に、「SSM に修正を与えるものは、ニュートリノの成分の各々のスペクトルの形は変えないが、ニュートリノの伝播に問題を帰着させる場合は、そのスペクトルに影響がでる」、と考えられる。

そのために、スペクトルを測定できる実験が切望される。

1.2 ニュートリノ振動

1.2.1 真空中でのニュートリノ振動

太陽ニュートリノ問題を説明できる理論の1つであるニュートリノ振動について簡単にふれる。

現在レプトンは $\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}$ の3世代が知られており、これらは、弱い相互作用の固有状態である。クォークでそうであったように、質量の固有状態が弱い相互作用の固有状態と異なることも考えられる。

すると、弱い相互作用の固有状態を $|\nu_\alpha\rangle$ 、質量の固有状態を $|\nu_i\rangle$ として、

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum V_{\alpha i} |\nu_i\rangle$$

としたとき、小林・益川行列に相当する V が対角行列でない場合が考えられる。

簡単にするため2フレーバーだけで考えると、

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}$$

と書ける。

すると、弱い相互作用でできた $|\nu_e\rangle$ 、 $|\nu_\mu\rangle$ は $|\nu_1\rangle$ 、 $|\nu_2\rangle$ の状態で時間発展する。 $t=0$ で ν_e ができたとすると、

$$|\nu\rangle_0 = \cos\theta |\nu_1\rangle + \sin\theta |\nu_2\rangle$$

が時刻 t には、

$$|\nu\rangle_t = \cos\theta |\nu_1\rangle e^{-iE_1 t} + \sin\theta |\nu_2\rangle e^{-iE_2 t}$$

となる。したがって $|\nu_e\rangle$ 、 $|\nu_\mu\rangle$ で書くと、

$$|\nu\rangle_t = (\cos^2\theta e^{-iE_1 t} + \sin^2\theta e^{-iE_2 t}) |\nu_e\rangle + \cos\theta \sin\theta (e^{-iE_2 t} - e^{-iE_1 t}) |\nu_\mu\rangle$$

と変化する。

したがって、 $m_1 \neq m_2 (E_1 \neq E_2)$ であって $\theta \neq 0$ の場合、つまり、異なる質量を持ち混合がある場合ニュートリノ振動がおきる。 $E \gg m$ を考えると、

$$E_i \simeq p + \frac{1}{2} \frac{m_i^2}{p} \simeq E + \frac{1}{2} \frac{m_i^2}{E}$$

なので、 $|\nu_e\rangle$ でできたものを、 L の距離の地点でみた場合に ν_e として見える確率、及び ν_μ に見える確率はそれぞれ、

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\Delta}{2}$$

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\Delta}{2}$$

$$\text{ただし、}\Delta \equiv \frac{(m_2^2 - m_1^2)L}{2E} = \frac{\delta m^2 L}{2E}$$

となる。

このように、異なる質量と混合のためニュートリノが異なるフレーバーに移る現象をニュートリノ振動という。

このようなニュートリノ振動を探す実験は、加速器 [12]、原子炉 [13] を使って行われてきている。

それぞれの実験で見える領域は、ニュートリノのエネルギー E 及び測定距離 L で決められ、 $(\sin^2 2\theta, \delta m^2)$ 平面のある領域に限定される。

$\Delta \ll \pi (\delta m^2 \ll \frac{2\pi E}{L})$ のとき 振動による変化が小さいため、振動に対して不感になる。

$\Delta \sim \pi (\delta m^2 \sim \frac{2\pi E}{L})$ のとき 距離やエネルギーの変化に対するフレーバーの変化が見えるため、振動に対してもっとも敏感になる。

$\Delta \gg \pi (\delta m^2 \gg \frac{2\pi E}{L})$ のとき 検出器内やニュートリノ発生源の中で何度も振動してしまうため、ニュートリノの状態変化の平均化したものしか見えず、

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\theta$$

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \frac{1}{2} \sin^2 2\theta$$

のみが観測できる。

また、ニュートリノ振動を見る場合、ニュートリノのフレーバーが変わって、それが荷電カレント相互作用で、荷電レプトンをつくりだしたものを検出する”Appearance”の実験 ($P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ の測定など)、及び、既知のニュートリノフラックスに対して、ニュートリノ振動によるフラックスの減少を見るような”Disappearance”実験 ($P(\nu_e \rightarrow \nu_e)$ の測定など)、の2つが考えられる。

加速器を使った実験では、通常 K^\pm, π^\pm の崩壊からえられるミューオンニュートリノを使って実験を行っており、ニュートリノのエネルギーを人工的に変化させられる (数百 MeV から数十 GeV)。また $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ に振動したとき、 $\nu_e + X \rightarrow e^- + Y$ 等を起こすのに十分なエネルギーを持たせられるため、電子の”Appearance”実験も行える。そのため高い統計の実験では、 $\sin^2 2\theta$ にして 10^{-3} 近くまで探索できる。しかし、距離を大きくした実験ができないため (数百メートル) δm^2 がおよそ $0.1 eV^2$ 以上のところしか探索できない。

原子炉を使った実験では、核分裂によって生じる放射性元素の β 崩壊による平均エネルギー $3 MeV$ 程度の $\bar{\nu}_e$ を用いて実験を行うが、エネルギーが小さく μ, τ 粒子を作れないため”Disappearance”実験しかできないものの、出力 P メガワット (MW) の原子炉からえられるニュートリノフラックスは距離 L(m) で、およそ

$$\phi_{\bar{\nu}_e} = 1.5 \times 10^{12} cm^{-2} sec^{-1} \frac{P(MW)}{L^2(m^2)}$$

であり [14]、数百メガワット級の強力なニュートリノ源を用いて、 δm^2 が $0.01 eV^2$ 程度まで、 $\sin^2 2\theta$ が 0.1 程度まで探索されている。

大気ニュートリノは、宇宙線の大気への衝突でつくられる π, K 粒子やその娘の μ 粒子の崩壊でできる数十 MeV から数十 GeV のニュートリノを観測するもので、数 km から 1 万数千 km の距離をニュートリノが飛ぶ事になり、 $\delta m^2 > 10^{-5} eV^2$ 程度まで探索できる。

太陽ニュートリノは、太陽と地球の距離がおよそ、 $1.5 \times 10^{11} m$ と長距離であり、 $E_\nu < 18 MeV$ であることから、 $\delta m^2 > 10^{-12} eV^2$ 程度から探索できる。また、ニュートリノ振動に対する距離のスケールとしては、太陽と地球の距離以外にも地球の公転半径の変動 $5 \times 10^9 m$ 、地球の直径 $10^7 m$ が考えられるので、比較的大きな δm^2 に対しても感度が良い。また、太陽内や、地球内など物質中を飛ぶ距離が長いため、物質中での共鳴振動も

大事な役割を果たす。

これらの実験で探索できる $(\sin^2 2\theta, \delta m^2)$ は、およそ 図 1-3 の領域であり、加速器、原子炉を使った実験は全てニュートリノ振動を否定している。このように、太陽ニュートリノを用いた実験では、広いニュートリノ振動パラメータの領域を探索できるため、ニュートリノ振動を測定する上で太陽ニュートリノは非常に重要な役割を果たす。

1.2.2 "Just So"ニュートリノ振動

さて、上のような、真空中でのニュートリノ振動をつかって、太陽ニュートリノ問題を説明する事ができる [15]。

Bahcall の計算による太陽ニュートリノフラックス $f(E)$ および ^{37}Cl の反応断面積 $\sigma(E)$ を使い 1 年の公転軌道に沿ってエネルギー E , 距離 L で

$$\oint dL \int dE \frac{f(E)}{L^2} \sigma(E) \left(1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\delta m^2 L}{4E}\right)$$

を積分すると、 ^{37}Cl による年平均捕獲率は δm^2 の関数として 図 1-4 のようになる。ただし 図 1-4 では、 $\sin^2 2\theta = 1$ とし、ニュートリノは太陽中心から発生させ、地球の自転や次でふれる物質中での共鳴振動は無視した。

このように、パラメータを $5 \times 10^{-11} < \delta m^2 < 15 \times 10^{-11} eV^2$, $\sin^2 2\theta = 1$ あたりにとってやると、太陽ニュートリノ問題が説明できる。また、 $\delta m^2 = 8 \times 10^{-11} eV^2$ の時は検出率が最小となり、SSM の $\frac{1}{10}$ にまでできる。このときの太陽ニュートリノのスペクトルは 図 1-5 のようになっている。

さて、このとき ^{115}In の検出器を使うと、後述するように ^7Be ニュートリノ単独のフラックスを測定できる可能性があるが、 $\delta m^2 = 8 \times 10^{-11} eV^2$, $\sin^2 2\theta = 1$ のとき、1 年間のフラックスの変化は 図 1-6 のようになる。10ton 程度のインジウムを用いれば、数年の測定で "Just So" ニュートリノ振動の確実な証拠を得る事ができると考えられる。 ^7Be ニュートリノのフラックス変化を見て δm^2 を決める場合 $\sin^2 2\theta \sim 1$ であれば、およそ $10^{-11} eV^2 < \delta m^2 < 10^{-9} eV^2$ に対して有効である。これより小さいと変化が見えなくなり、大きいと変動が激しすぎて、平均値しか見えなくなる。このように、ニュートリノ振動のパラメータを決めるとき、単一エネルギーの ^7Be ニュートリノのフラックスの

時間変化は有力な情報である。連続スペクトルのニュートリノを観測する場合は、ニュートリノのエネルギーによって振動の仕方が違うので、時間変化が見にくくなってしまふ。このように、 ${}^7\text{Be}$ ニュートリノを感度良く検出できる実験は有効なものであるといえる。

1.2.3 物質中での共鳴振動

Wolfenstein が最初に指摘した、物質中での弱荷電カレント相互作用による ν_e の質量の変化は、Mikheyev, Smirnov によって拡張され、太陽内での共鳴振動として太陽ニュートリノ問題を説明する有力な一つの仮説として発展した。この効果は3人の頭文字を取ってMSW効果と言われるが、これはおよそ次のようなものである。[16][17][18][19]

物質中には電子があるため、 $\nu_e, \bar{\nu}_e$ の伝播の時だけ弱荷電カレント相互作用が影響する(図1-7)。これは、 $\nu_e, \bar{\nu}_e$ にたいして、

$$V = \sqrt{2}G_F N_e \quad N_e: \text{電子数密度} \quad G_F: \text{フェルミ結合定数}$$

のポテンシャルとして働き、 ν_e にたいしては質量を重くする方向、 $\bar{\nu}_e$ にたいしては、軽くする方向に働く。

今、 $\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}$ として、 ν_1, ν_2 の質量を m_1, m_2 とすると、 ν_e, ν_μ に対して質量の2乗は、次の行列で与えられる。

$$M = \frac{1}{2}(m_1^2 + m_2^2) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \frac{1}{2}(m_2^2 - m_1^2) \begin{pmatrix} -\cos 2\theta & \sin 2\theta \\ \sin 2\theta & \cos 2\theta \end{pmatrix}$$

これに対して、ポテンシャルの修正を加えると、

$$k^2 + m^2 = E^2 \rightarrow k^2 + m^2 = (E - V)^2 \simeq E^2 - 2EV$$

$$k^2 + (m^2 + 2EV) = E^2$$

となり、

$$m^2 \rightarrow m^2 + 2EV$$

の効果がある。

そこで、M の 1,1 成分を書き直して、

$$M = \frac{1}{2}(m_1^2 + m_2^2 + 2EV) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 2EV - \delta m^2 \cos 2\theta & \delta m^2 \sin 2\theta \\ \delta m^2 \sin 2\theta & -2EV + \delta m^2 \cos 2\theta \end{pmatrix}$$

となる。

これから、固有値は、

$$m_\nu^2 = \frac{1}{2}(m_1^2 + m_2^2 + 2EV) \pm \frac{1}{2}\sqrt{(\delta m^2 \cos 2\theta - 2EV)^2 + (\delta m^2 \sin 2\theta)^2}$$

となる。

ここで、 m_n を核子の質量、 Y_e を物質中での核子あたりの電子数、 ρ を物質の密度として、

$$2EV = 2\sqrt{2}G_F \frac{\rho Y_e}{m_n} E$$

と書けるので、

$\delta m^2 > 0, \theta < \frac{\pi}{4}$ つまり、 ν_e を軽い方にとると、 ρ と m_ν^2 の関係は定性的に 図 1-8 のようになる。波線は $\theta = 0$ の混合がないときである。

このとき、共鳴条件として、

$$\delta m^2 \cos 2\theta = 2EV$$

つまり、

$$\rho = \rho_c = \frac{m_n \cos 2\theta}{2\sqrt{2}G_F Y_e} \times \frac{\delta m^2}{E}$$

を満たしていれば、 $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ が可能であり、太陽中心のような高密度 ($\rho \sim 150g/cm^3$) でできた ν_e が、外 ($\rho = 0g/cm^3$) に出ていく過程で、 ν_μ への共鳴振動を起こす事が考えられる。これは、 $\frac{E(keV)}{\delta m^2(eV^2)} = 10^8 \sim 10^{10}$ で顕著である。

物質中での有効混合角 θ_m は、

$$\tan 2\theta_m = \frac{\tan 2\theta}{1 - \frac{\rho}{\rho_c}}$$

と表されるので、

定性的に、密度が大きいところから真空へ ν_e が伝播するとき、密度、 θ_m, ν は、それぞれ 図 1-8 の上側の線に沿って、

密度	∞	\rightarrow	ρ_c	\rightarrow	0
θ_m	$-\frac{\pi}{2}$	\rightarrow	$-\frac{\pi}{4}$	\rightarrow	θ
ν	$-\nu_e$	\rightarrow	$\frac{1}{\sqrt{2}}(-\nu_e + \nu_\mu)$	\rightarrow	$-\sin \theta \nu_e\rangle + \cos \theta \nu_\mu\rangle$

と変化する。

そのため、小さな θ ならほぼ 100% $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ の遷移が起こる。

ただし、この計算は断熱過程と言われるもので、共鳴条件時の密度変化が十分緩やかでなければならない。

このような、MSW 効果を使って ^{37}Cl 実験を説明するには、図 1-9 の領域が得られる。このうち、領域 H が断熱過程によるもので、 $E_\nu > 6\text{MeV}$ の ν_e がほぼすべて ν_μ に遷移する。また、領域 O は非断熱過程と言われるところで、密度変化が急激なため、完全な共鳴振動ができないときのものである。この場合は、高いエネルギーのニュートリノも残る。また、領域 V では、 $\sin 2\theta$ に比例した ν_e が残る。しきい値 7.5MeV の KAMIOKANDEII でもニュートリノが観測されている事は、領域 O を示唆しているようにも思える。KAMIOKANDEII の結果を説明する領域も 図 1-9 に示す。

さて、 ^7Be ニュートリノの年平均フラックスを測定できた場合、その SSM との比から許される領域は 図 1-10 のようになる。ただし、これらの図では、地球の効果、ニュートリノ発生点の分布等は考慮されていない。

これからわかるように、断熱過程として許されていたパラメータでは ^7Be ニュートリノフラックスは SSM と変わらず、非断熱過程のパラメータ領域に対しては、 ^7Be ニュートリノフラックスは、そのパラメータに敏感で、 ^{37}Cl 実験と併せて、非常にせまい領域にパラメータを限定でき、MSW 効果に対しては決定的な結果を得られると期待できる。

また、太陽→真空→地球の過程で、 $\nu_e \rightarrow \nu_\mu \rightarrow \nu_e$ のように変化する可能性も指摘されており [20]、この効果は、 $\frac{E(\text{keV})}{\delta m^2(\text{eV}^2)} = 10^9 \sim 10^{10}$ の領域で顕著で、太陽から直接くる昼と、地球を通る夜とのフラックスの変化を観測する事で検定できるが、この点でも、時間情報、及び、エネルギー情報のある ^{115}In 実験は有効である。

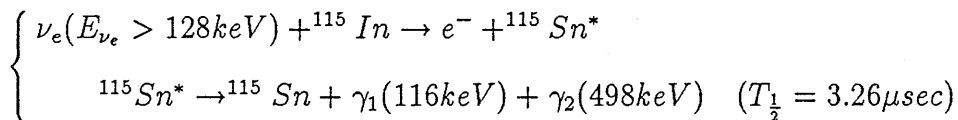
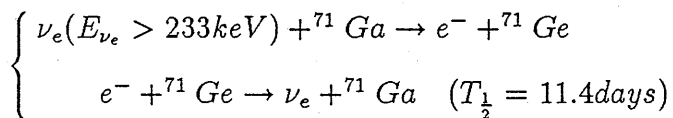
2 原子核 ^{115}In

いまだ解明されない太陽ニュートリノ問題を解決するために、実験的な立場から 3 つの方向がある。

1つは ^{71}Ga 実験に代表されるような、低エネルギー太陽ニュートリノを観測しようとするもので、もう1つは super KAMIOKANDE のように大量の物質で ^8B ニュートリノのスペクトルを精密に測定するもの、もう1つは D_2O 実験 (SNO)[22], ^{11}B 実験 (BOREX)[23][24] のように荷電カレントと中性カレントを同時に測定しようとするものである。ここでは低エネルギー側に話を絞ることにする。

Davis らの ^{37}Cl による実験は主に ^8B ニュートリノを観測していたが、これは、表 1-1 のように、一連の反応の最後にあり誤差が積算され 37% (3σ) もの不確定さを持っている。これは、主に ^7Be 量の不確定さと、 $^7\text{Be} + p \rightarrow ^8\text{B} + \gamma$ の反応断面積の誤差 (22%) によるもので、反応断面積は地上で行われる数百 keV 程度の原子核実験で得た値を太陽中心の温度 ($\sim 1\text{keV}$) まで下げなくてはならず相当の不確定さが付きまってしまう。このような不確定さから逃れるため、太陽ニュートリノの低エネルギー成分である p-p ニュートリノを観測する事は重要である。これは、太陽の明るさと密接に関係があるためフラックスの理論的誤差が 2% (3σ) と小さい上、 ^8B ニュートリノの 10000 倍ものフラックスを持つためである。

この要求に応えられそうな原子核として ^{71}Ga と ^{115}In がある。



各々の原子核は上のようにニュートリノ捕獲反応をして、 ^{71}Ga 実験では、電子捕獲反応で出るオージェ電子及び X 線を検出する。これは、放射化学的な手法となるので、 $E_{\nu_e} > 233\text{keV}$ のニュートリノ反応の積分値のみが得られ、個々のイベントに対するエネルギー情報、時間情報は失われる。SSM による計算では、p-p, ^7Be , ^8B ニュートリノがそれぞれ 54%, 26%, 11% 寄与して、全体では、

$$R_{TH}(^{71}\text{Ga}) = 132_{-17}^{+20} \text{SNU}$$

が得られる [1]。50ton のガリウムでおよそ 1event/day である。

現在 ^{71}Ga 実験は Baksan の SAGE[25] が進行中、Gran Sasso Underground Laboratory の GALLEX[26] が準備中である。

さて、 ^{115}In については、1976年 Raghavan によってニュートリノ検出器としての可能性が指摘された [27]。そのレベルは 図 2-1 のようになっているが [28]、 ^{115}In と ^{115}Sn との相対的な位置関係については 10keV 程度の誤差が考えられる。 ^{115}Sn の励起状態については 498keV 、 614keV 、 715keV より上は、 1900keV 付近に $\frac{7}{2}^+$ があるという他はあまりわかっていない。また、ニュートリノ捕獲の反応断面積に至っては、2倍程度の不確定さがあるが、 ^{115}In の捕獲率は表 2-1 のように計算されており、他の原子核と比べて非常に大きい [1]。例えば、

$$R_{p-p}(^{115}\text{In}) = 468\text{SNU}$$

$$R_{\text{pep}}(^{115}\text{In}) = 8.1\text{SNU}$$

$$R_{\gamma_{\text{Be}}}(^{115}\text{In}) = 116\text{SNU}$$

$$R_{\text{aB}}(^{115}\text{In}) = 14.4\text{SNU}$$

$$R_{\text{total}}(^{115}\text{In}) = 639_{-321}^{+640}\text{SNU}$$

となっている。

このような原子核の不確定さを取り除くためには、何らかの較正が必要であるが、 ^{115}In に対しては幸い適したニュートリノソース (^{51}Cr) を作ることができ (付録 較正線源 参照) [29]、この問題は克服できるであろう。

^{115}In を検出器として使う場合、ニュートリノ捕獲によって生じる励起状態 $^{115}\text{Sn}^*$ の半減期が $3.26\mu\text{sec}$ と短いため、リアルタイムの計測を行うことになる。これによって、ニュートリノのエネルギー及び反応時刻を知ることができる。 ($E_{\nu_e} = E_{e^-} + 128\text{keV}$)

これによって、次世代のニュートリノ実験に期待されるニュートリノのスペクトル測定に対して貢献できる可能性があるほか、平均の捕獲率だけでなく、その時間変化 (昼夜の違い、季節による変化) も測定でき、重要な情報を導き出すことができる。

また、リアルタイム実験の場合、化学的手法による濃縮ができないため特にバックグラウンドが深刻な問題となるが、ニュートリノ捕獲で得る e^- と $\text{Sn}^* \rightarrow \text{Sn} + \gamma_1 + \gamma_2$ の

2つの γ 線を検出することで、独特の時間幅のある3重同時計測が実現でき、高い耐バックグラウンド性能を発揮する。自然放射性元素によるバックグラウンドの多い低エネルギー領域でスペクトルを測定できるのは、このような独特の反応形態をもつ ^{115}In ならではといえる。

反面、 $^{115}\text{In}(\frac{9}{2}^+) \rightarrow ^{115}\text{Sn}(\frac{1}{2}^+)$ の β 崩壊は、非ユニーク第4禁止遷移という現在知られている最高の禁止度の遷移で、その半減期は 4.4×10^{14} 年になるにもかかわらず、崩壊率は単位重さのインジウムに対して、 $R = 0.22 \text{ counts/sec/g}$ となり、深刻なバックグラウンドである。 $E_{max} = 486 \text{ keV}$ のこの β 崩壊は p-p ニュートリノ検出を困難なものにしてしまう。これを克服するには、測定器を細分化した上で、さらに高分解能の測定を行う必要があり、将来の実験として InP 半導体検出器を用いたような実験 [30]、あるいは、極低温で比熱が小さくなる事を利用したボロメトリックな手法 [31] が考えられる。(この高次の禁止度の β 崩壊は、ニュートリノ検出に対してはバックグラウンド以外の何物でもないが、原子核物理の観点からは余り研究されていないもので、この高次の禁止度を持つ β 崩壊スペクトルの精密な測定はそれ自体意義のあるものである。)

検出対象を、主に ^7Be ニュートリノ中の 861 keV (89.7%) 成分、及び pep (1442 keV) ニュートリノに絞れば、それらのニュートリノはインジウムの β 崩壊より高いエネルギーのため測定器の細分化の要請も少なく、非常に現実的な実験になる。

また、これらは単一エネルギーのニュートリノであるのでニュートリノ振動の検証の観点からも重要である。 ^7Be (861 keV) ニュートリノはフラックスも $4.2 \times 10^9 / \text{cm}^2 / \text{sec}$ と大きい上、理論的誤差も 15% (3σ) と小さい。このニュートリノフラックスを測定できれば、太陽内の ^7Be 量に対して情報が得られ ^8B ニュートリノフラックスの不確定さの要因の1つの重元素 (^7Be) 量の誤差に対しても影響を及ぼすことができる。また、pep (1442 keV) ニュートリノは、p-p 反応と同じ段階の反応で理論的誤差が 2% (3σ) と非常に小さいため、これらのニュートリノを観測できれば、太陽ニュートリノ問題に対して決定的な情報を得ることが期待される。

さらに、 ^{71}Ga 実験では主に p-p, ^7Be ニュートリノを観測できるが、検出したニュートリノがどの放出反応からきたものかわからない。しかし、 ^{115}In 実験によって ^7Be のフ

ラックスを決定できれば、 ^{71}Ga , ^{115}In , 及び ^8B ニュートリノを主に測定している ^{37}Cl 実験の3つの実験結果から p-p ニュートリノのフラックスを決定できる。それぞれの実験はお互い相補的な関係にあるといえる。

このように ^{115}In はその欠点 (β 崩壊) を考慮しても、太陽ニュートリノ問題を解明するに当たって非常に有効な原子核である。そこで我々は、 ^7Be , pep ニュートリノ検出に的を絞って ^{115}In を用いたニュートリノ検出器の開発を行った。

3 インジウム含有液体シンチレーターの開発

3.1 序

インジウムはCdやPbの精製過程の副産物として得られ、日本だけで年産数トンといわれている。自然界で得られるインジウムの95.7%がニュートリノ検出に必要な ^{115}In で、4.3%が ^{113}In なので、特別な濃縮は必要でない。このインジウムを使った太陽ニュートリノの検出の方法としては、InP 半導体検出器 (p-p ニュートリノ用) [30], In 含有結晶シンチレーター (CsI;In, InP 等), インジウム含有液体シンチレーター [32][33], インジウムをコートしたシンチレーションファイバー (ファイバー) [33] や、インジウムホイルとプラスチックシンチレーターを多層に積み重ねたもの (プレート) [33] 等 [34][35] が知られている。これらはいずれもまだ実用化されていない。特に、これまでは p-p ニュートリノを目標にしていたので現実性はほとんどないに等しかった。しかし、既に述べたように ^7Be 検出だけでも非常に重要な結果が得られるので、最近では検出対象を ^7Be や pep に絞るようになってきた。この場合、検出器に要求される細分化の条件やエネルギー分解能の要求が非常に緩くなる。これによって再び実用化の可能性が開けた。その代表的な物が液体シンチレーターである。

液体シンチレーターの特徴は、利点には、

- (1) 容器さえあれば、簡単にいくらでも大きくできる。
- (2) 半導体検出器や結晶シンチレーターに比べて非常に安価で、プラスチックシンチレーターよりもさらに安価である。
- (3) 形状を自由に変えられる。
- (4) 溶かし込むというような操作が容易で、作りやすい。
- (5) 溶媒や発光溶質、波長変換剤 (Wave Length Shifter WLS) 等の

選択枝が多いので比較的容易に改良できる。
がある。このような特徴は、ニュートリノ検出器のように大量の物質を必要とする物には最適である。また、欠点には、

- (1) 原子番号 Z が小さくなりがちなので γ 線が逃げやすい。
- (2) 特別な容器が必要。
- (3) 保管方法などの取扱が面倒。

がある。

このようなインジウム含有液体シンチレーターのアイデアは古く 1978 年に Pfeiffer らによって、Phenethyl Alcohol に、Indium trifluoroacetate を溶かしたものが報告されている [36]。初期のインジウム含有液体シンチレーターは、インジウム化合物自体に親油性をもたせるか、あるいは、溶媒自体に親水性をもたせるような手法で開発されたが、この手法はシンチレーターに強い制限が与えられるため、満足のいく性能を発揮するものは得られず、特に透明度に難点があった。

我々は、 $InCl_3 \cdot 4H_2O$ が、透明なままで 35Wt% まで水に解けることを知り、これをきっかけにインジウム含有液体の開発に着手した。

この塩化インジウム水溶液は密度 $1.84g/cm^3$ 、屈折率 1.6 ~ 1.7 である。この液体は液体シンチレーターが持つような発光機構を持たないので (付録 発光機構 参照) われわれの目的には利用できないが、 $CeCl_3$ を添加すると 260nm の光励起で 360nm の発光をする液体にできたので、重元素を含む波長変換物質として他の利用法があるかも知れない。また、インジウムは熱中性子に対する捕獲断面積が非常に大きい ($\sigma_c = 203barns$) [37] ので、液体である事を活かした中性子遮蔽材として原子力産業などの分野で利用できるかも知れない。

インジウム水溶液では使えないので、液体シンチレーターに溶けるように親油性を持ちそうな有機インジウムの探索から始めた。ベンゼンに溶ける無色の物という事で探したところ、

$(CH_3)_3In$ 無色液体，自然発火，加水分解

$(C_2H_5)_3In$ 無色液体，自然発火

$(n-C_3H_7)_3In$ 無色液体

$(CH_3)_2InOCH_3$ 無色粘液

$(CH_3)_2InSCH_3$ 無色結晶，ベンゼンに可溶

$(CH_3)InNCH_3$ 無色結晶

$InC_{20}H_{14}Br$ 無色結晶，有機溶媒に可溶

$InC_{12}H_{10}Br$ 無色ひし形結晶

$In(C_5H_7O_2)_3$ 無色結晶，ベンゼンに可溶

が見つかった [38]。しかし、ほとんどの物は危険であり、中でも穏やかな $In(C_5H_7O_2)_3$ を試したところ、一般的な溶媒であるトルエンに対して白濁してしまった。

逆に親水性のある溶媒を試みようとして、ジオキサンやクレゾール等を試したが、透明なままインジウム化合物を溶かす事はできなかった。

ところが、液体シンチレーターに試料を溶かし込むという手法は、生化学，環境化学の分野では特に盛んに行われていて、この分野における液体シンチレーターの進歩は最近著しい。生化学などの分野での最近の傾向は、溶媒に特別な機能を求めるよりは、シンチレーターとして優れた性能のものに親油性，親水性を同時に持つ界面活性材を添加して親水性試料を溶かし込むシンチレーターカクテルを利用するようになっている。

そこで、我々は、シンチレーターカクテルの利用を考え、同仁化学社製 EX-H，及びシンチゾール 500(S500) を入手した。そして、既に馴染みのあった $InCl_3 \cdot 4H_2O$ を用いた所、インジウムの重量比で EX-H に対して 7.5Wt%，シンチゾール 500 に対しては 14Wt%まで、透明なままで溶かし込むことができた。

他のインジウム化合物も試みたところ、

$In(NO_3)_3 \cdot 3H_2O$ 溶けない

$In_2(SO_4)_3 \cdot 9H_2O$ 溶けない

$InCl_3$ 無水 白濁

というように、我々が試みた中では、シンチレーターカクテル + $InCl_3 \cdot 4H_2O$ は今のところ唯一の解である。

さて、これら EX-H, シンチゾール 500 のインジウム 7.5Wt% 溶液に対し光量を比較したところ EX-H の方が 1.25 倍明るかった。これは、シンチゾール 500 が溶解度を稼ぐために界面活性剤を 47% も含むのに対し、EX-H は発光量を最高にするように最適化しており、界面活性剤の量を 29% に抑えてあるためである。我々は主に、分解能に優れた EX-H の性能測定を行った。

3.2 性能測定

測定した液体シンチレーターの一般的な特性は、

EX-H

成分 キシレン 71%, 非イオン性界面活性材 29%

第 1 溶質 DPO(発光極大波長 366nm)

第 2 溶質 Bis-MSB(発光極大波長 426nm)

発光減衰時間 < 5ns

屈折率 ~ 1.5

密度 EX-H; pure $0.91g/cm^3$ EX-H; In7.1% $0.97g/cm^3$

引火点 ~ $30^\circ C$ (p-キシレン)[39]

含水量 < 10% 透明, ~ 10% 分離, > 10% ゲル,
~ 30% 以上 ~ $10^\circ C$ 以下で分離, 白濁

シンチゾール 500(S500)

成分 キシレン 53%, 非イオン性界面活性材 47%

第1溶質 DPO

第2溶質 Bis-MSB

含水量 < 15%透明, ~ 15%分離, > 20%ゲル

となっている。透過スペクトル及び発光スペクトルを 図 3-1 に示す。含水量による相変化は温度に強く依存する (図 3-2)。また、中途半端な含水量の際に起こる分離は、界面活性材が水を取り囲む相から界面活性材が溶媒を取り囲む相への転移の際に起こるものである。また、Bis-MSB は、吸収及び発光スペクトルが 図 3-3 のようになっている [40]、スペクトルの重なりがかなり大きい。しかし最近、1 溶質のシンチレーターとして PMP といわれるものが開発され [41]、これは 図 3-4 のようにストークスシフトが非常に大きく、吸収、発光スペクトルの重なりが小さいため、透過率の向上に役立つかもしれない。ただし、今回は PMP は使用していない。

3.2.1 減衰長, 位置分解能, エネルギー分解能

さて、検出器の 1 ユニットには $10\text{cm} \times 10\text{cm} \times 100\text{cm}$ 程度のセルを計画しているが (性能評価の章参照)、これに近い条件で測定できるように、 $5\text{cm}\phi \times 100\text{cm}$ の石英容器を用意した。これに、EX-H;In7.1%を満たし、減衰長, エネルギー分解能の測定を行った。

測定には $^{137}\text{Cs}(662\text{keV } \gamma)$ の後方散乱を用いた。後方散乱の時の反跳電子の運動エネルギーは、

$$E_{e^-} = h\nu - \frac{h\nu}{1 + \frac{2h\nu}{m_e c^2}}$$

となるので、これによって約 477keV の単色エネルギー β 線に相当する条件で測定できた。セットアップは 図 3-5 のようにし、NaI で後方散乱 γ 線 (185keV) を同時計測することで、液体シンチレーターには 477keV のエネルギーが落とされたことになる。図 3-6 に NaI による同時計測を行う前と、行った後での液体シンチレーターからのパルス高スペクトルを示す。NaI との同時計測によって、 477keV の β 線に対するピーク, 分解能が非常に分かりやすくなっている。また、この方法は、 662keV γ 線の減衰長が $\sim 20\text{cm}$ であり奥行き方向

にはほぼ一様に散乱することが期待できるので、液体シンチレーターの性能測定に適している。

この方法で、線源の位置を変えたときのピークチャンネルの変化を追う。データはCAMACで取り込み、線源、コリメーター、NaIを動かして5cmおきに測定した。

取り込んだ結果は、エネルギー x , 決めるべきパラメータを $A_1 \sim A_6$ とし、

$$\text{Signal} = A_4 \times e^{A_5 \times (x - A_6)^2}$$

$$\text{Background} = A_1 \times (x - A_2)^2 + A_3 \times (x - A_2)$$

という関数形を仮定してフィットして(図3-7)、ピークチャンネル、分解能を求めた。

そのピークチャンネルの変化は、発光、吸収スペクトルや、ジオメトリー等の影響によって、複雑な関数になるが、現象論的には減衰曲線は2つの指数関数の和で合わせることができた。その結果、

$$L(x) = 0.55e^{-\frac{x}{20}} + 0.45e^{-\frac{x}{155}}$$

が得られた(図3-8)。これらの長成分(155cm)、短成分(20cm)の内、大きな検出器の測定では主に長成分の発光を見る事になる。

この長成分の減衰長 $\approx 155\text{cm}$ はインジウム含有シンチレーターが抱えていた大きな問題を1つ解決するもので、透明度向上における画期的な進展である。現在のほかのグループの開発状況と併せて表3-1に示す[33]。

また、両端の光電子増倍管(PMT)での信号の時間差から発光位置を再構成することで位置分解能として $\sigma \sim \pm 5\text{cm}$ を得ることができた(図3-9)。両側のPMTの光量比からも位置情報が得られるが、この場合 $\sigma \sim \pm 10\text{cm}$ であった。

さて、タイミングによる位置情報を使って、2つのPMTの光量 Q_1, Q_2 から

$$Q_0 = \frac{Q_1 + Q_2}{L(x) + L(l-x)} \quad l \text{は容器の長さ}$$

の関係を用い、元のエネルギーを再構成できる。これによって、光の減衰、位置分解能、容器の内壁の反射率等々全ての条件を含めた現実的に測定できるエネルギー分解能を求める

と、線源の位置に応じて図 3-10 のようになり、1m 全域ではほぼ一様に

$$\frac{\sigma}{E} \sim 13\% \quad (477keV)$$

が得られた。両端で若干分解能が悪いのは、減衰曲線の短成分の影響で距離による光量の変化が激しいことと、容器形状の影響で発光位置によって PMT への到達光量が違うことによる。

また、EX-H;In5.0wt%に対しても同様な測定を行ったところ、

$$\frac{\sigma}{E} \sim 12\% \quad (477keV)$$

が得られた(図 3-11)。

3.2.2 光量の濃度変化

インジウムの濃度に対する発光量の変化を測定した。容器は $3cm\phi \times 6cm$ のスクリー管を使い、液体中での減衰を抑えるために約 20c.c.(深さ $\sim 3cm$) と少量の溶液を入れた。線源には $^{137}Cs(662keV \gamma)$ の後方散乱(477keV)を用いた。その結果、相対光量として、

溶液	相対光量
EX-H;In0.0%	1.00
EX-H;In2.5%	0.63
EX-H;In5.0%	0.52
EX-H;In7.5%	0.47
S500;In7.5%	0.38
S500;In10.0%	0.31
S500;In12.5%	0.21

が得られた(図 3-12)。

インジウムの濃度の増加とともに光量が減少(クエンチ)しているが、これは溶かし込んだインジウム化合物が付録(発光機構)に書いたようなエネルギーの伝達機構を持たないからやむを得ない事で、全ての物質は多かれ少なかれクエンチャーになる。

塩化インジウムの場合、他にもクエンチの原因を持っている。塩素は電子親和力の強い原子であるから溶媒分子の電子をわずかながら引きつける。このため、溶媒分子と塩素の間で分子間相互作用が生じて錯体が形成される。溶媒分子が励起状態にある場合このような錯体はエキサイプレックスといわれ、励起された溶媒分子がエネルギーを伝達する際このエキサイプレックスが形成されると、励起溶媒分子の励起三重項状態への系間交差や内部転換による励起溶媒分子の基底状態への遷移や電子を完全に塩素にわたしてしまい解離を起こす事によって、エネルギーを失う。このようなエキサイプレックスによるクエンチは塩素に限らず、電子親和力の強い分子とイオン化ポテンシャルの小さい励起溶媒分子の間ではよく起こる。

また、インジウムや塩素のような重元素は、電子のスピン軌道相互作用が大きいため一重項状態と三重項状態が混ざったようになっている。このため、一重項-三重項間の系間交差が起こりやすくなりクエンチを引き起こす。

さて、次に放射線源を変えた場合のスペクトル例を示す。

$$^{241}\text{Am}(60\text{keV}), \quad ^{57}\text{Co}(122\text{keV} : 86\%, 136\text{keV} : 11\%)$$

の γ 線をEX-H;In7.5%にあてた時のスペクトルは 図 3-13 のようになっており、60keV のピークがきれいに見えている。これは小さな容器での測定であるが、10keV 相当以下まで測定できていることになる。

4 性能評価

4.1 許容バックグラウンドレベルの算出

4.1.1 シミュレーションの設定

インジウムの β 崩壊のバックグラウンドを避けるため、 $^7\text{Be}(861\text{keV})$ ニュートリノに注目した場合、SSM から期待されるニュートリノ捕獲率は、およそ 120SNU である。したがって、10ton のインジウムを用いれば、捕獲率は約 0.54events/day にできる。このとき、 β 崩壊の発生頻度は 2.2MHz にもなるので、偶発同時計測を避けて、インジウムのニュートリノ捕獲の独特の信号である 3 重同時計測を実現するためには、細分化をする必

要がある。ただし、3重同時計測とは、ニュートリノ捕獲反応 ($^{115}\text{In} + \nu_e \rightarrow ^{115}\text{Sn}^* + e^-$) の際に出る電子 (第1信号) と $\text{Sn}^* \rightarrow \text{Sn} + \gamma_1 + \gamma_2$ ($T_{1/2} = 3.26\mu\text{sec}$) によって遅れて出る2つの γ 線 (遅延信号) を観測する事をいう。

我々が開発したインジウム含有液体シンチレーターでは、Snの励起状態から放出される116keV, 498keVの2つの γ 線の減衰長は、およそ、5cm, 15cmであり、図4-1のように、2つの γ 線を異なるセルで検出するには、容器を15cm角以内にしたい。また、116keVの γ 線を第1信号と同じセルで検出したいので、10cm角以内の細分化は有効でない。従って、検出器のデザインとして、10cm(縦)×10cm(横)×100cm(長さ)～15cm×15cm×200cm程度のもので現実的である。長さ方向には2つのPMTのタイミングから $\sigma \sim \pm 5\text{cm}$ の位置分解能が得られているので、だいたい20～30cm程度に細分化が実現できている。このとき、10tonのインジウムを使うとセル数はおよそ15,000～3,000になる。

そこで我々は、1セルを10cm×10cm×100cmにした場合を考え、5cm ϕ ×100cmの石英容器で測定した性能 (エネルギー分解能, 位置分解能) を使って、どの程度の性能が達成できるかをシミュレートしてみた。セットアップは120×120セルを図4-1のように並べた物考えた。

求める物は、使用可能 γ レートの上限と検出効率である。ただし、使用可能 γ レートの上限とは、S/N=1となる環境 γ レートの値である。また、環境 γ レートとは500keVのまわりでの環境 γ 線のレート (/g/keV/sec) の事であり、S/Nとは第1信号の650～850keV ($778 < E_{\nu_e} < 978\text{keV}$) の間を見たときのシグナルとバックグラウンドの比である。以後、環境 γ レート, S/N, 使用可能 γ レートの上限は、ここで定義したものの事である。

シミュレーション中でのインジウムの β 崩壊のスペクトルには、L.Pfeifferらの測定 [36] で、最大エネルギーを486keVにしたものを用いた (図4-2)。また、環境 γ 線は、主に物質中に含まれる放射性不純物であるU-Ra,Th系列及び ^{40}K 、あるいは外からくる γ 線によって作られる。このシミュレーションの中では、それらをまとめて、 $\frac{dN}{dE} \propto E^{-1.5}$ ($300\text{keV} < E < 3\text{MeV}$) のスペクトルで一様に作られると仮定した。その絶対量は先に定義した500keVのまわりでの計数率 (/g/keV/sec) で表す。

EX-H₂In の特性は、エネルギー分解能を 図 3-10 の実線のようにとり、位置分解能は $\sigma = \pm 5\text{cm}$ とした。また、組成は、

$$H : 4.76 \times 10^{22}/\text{cm}^3$$

$$C : 3.56 \times 10^{22}/\text{cm}^3$$

$$O : 1.52 \times 10^{21}/\text{cm}^3$$

$$Cl : 1.14 \times 10^{21}/\text{cm}^3$$

$$In : 3.81 \times 10^{20}/\text{cm}^3$$

とした。環境 γ 線のシミュレートには、コンプトン散乱、電子対生成、光電効果を考慮した γ 線シミュレーターを作り、そのそれぞれの過程に対する断面積には文献 [42] の表を使い上記の組成で混合した。ただし、表に無い原子の In, Cl はそれぞれ原子番号の近い Sn, Ar からつくった。そのとき、光電効果の断面積は原子番号 Z の 5 乗に比例するようにし、K 吸収端も原子核に合うようにずらした。また、コンプトン散乱は Z の 1 次、電子対生成は原子核の場によるものを Z の 2 次、電子の場によるものを Z の 1 次に比例するようにした。したがって、ここでは電子の飛程や制動放射等は考慮していないが、考えているバックグラウンドをシミュレートするには十分であると考えられる。

4.1.2 シグナルのシミュレーション

測定範囲はニュートリノ捕獲のあったセルを中心に $(3 \times 3, 5 \times 5, 7 \times 7, 9 \times 9)$ セルの各々の場合について考える。以下、中心のセルを第 0 層、そのまわりの 8 つのセルを第 1 層、さらにまわりのセルを第 2 層、さらに第 3 層、第 4 層と定義する。

第 1 信号の発生

ニュートリノ捕獲を中心のセルに一様になるように起こす。(捕獲位置)

そこにニュートリノ捕獲によって発生する電子(第一信号)を作り、位置分解能、エネルギー分解能に従って、観測される位置とエネルギーを決める。

この観測される長さ方向の位置に対し、有効体積の条件として、 $0\text{cm} < z < 100\text{cm}$, $5\text{cm} < z < 95\text{cm}$, $10\text{cm} < z < 90\text{cm}$ の 3 種類の異なる物を考えた。これは、エネルギー分解能の悪い両端の位置で β 崩壊のスペクトル端によってバックグラウンドが増加するのを防ぐ

のに有効である。

遅延信号の発生

次に捕獲位置に $\gamma_1(116keV)$ をつくる。50%は γ 線で50%は内部転換電子である。内部転換した電子はその場でエネルギーを落とし、 γ 線の場合は γ 線シミュレーターでエネルギーを落とす位置とそのエネルギーを追っていく。

さらに捕獲位置に $\gamma_2(498keV)$ を作り、シミュレーターで追う。

こうしてできた遅延イベントに対して、第1信号のあったセル(中心セル)で観測されるエネルギーと位置を、分解能を考慮して作る。そして、測定領域として考えている範囲内(第1層までの場合、第2層まで、第3層まで、そして第4層まで、の4種類の領域をそれぞれ考える)で、中心セル以外で観測されるエネルギーを求める。

このイベントパターンに対して、

- (1)SAME AND VICINITY
- (2)SAME AND VICINITY AND $dZ < 15$
- (3)SAME AND VICINITY AND $dZ < 10$
- (4)SAME AND VICINITY AND TOTAL=614
- (5)SAME AND VICINITY AND TOTAL=614 AND $dZ < 15$
- (6)SAME AND VICINITY AND TOTAL=614 AND $dZ < 10$
- (7)SAME=116 AND VICINITY AND TOTAL=614
- (8)SAME=116 AND VICINITY AND TOTAL=614 AND $dZ < 15$
- (9)SAME=116 AND VICINITY AND TOTAL=614 AND $dZ < 10$

のセレクションを考える。ただし、

”SAME”は、第1信号と同じセルが鳴り、

”VICINITY”は、考えている測定領域内で、中心セル以外のいずれかが鳴ることで、

”TOTAL=614”は、考えている測定領域内の全てのセルのエネルギーの和が $510 \sim 750keV$ ($E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2} = 614keV$) ということで、

”SAME=116”は中心セルで観測されるエネルギーが $70 \sim 170keV$ ($E_{\gamma_1} = 116keV$) であり、

”dZ”は、第1信号 ($733\text{keV } \beta$) の位置と $116\text{keV } \gamma_1$ あるいは内部転換電子の位置の長さ方向の距離である (図4-1)。

また、第1信号と遅延信号の時間間隔は $3.26\mu\text{sec}$ の半減期に対して $10\mu\text{sec}$ の幅を取った。トリガーのしきい値は 20keV としてある。

シグナルの検出効率

これらの設定で、シグナルに対する検出効率を求めると表4-1のようになった。検出効率の立場からは 7×7 , 9×9 セルを観測領域に取るのが適当である。特に、全エネルギーに 614keV という制約を加えた場合 $498\text{keV } \gamma_2$ の逃げを減らすために 9×9 セルくらいを取った方がよい。

また、SAME=116の要請 (Selection No. 7,8,9) は検出効率を半分以下にしてしまう。これは、 γ_2 が第1信号のあったセルでも散乱されてしまうためである。遅延信号に対する条件は Selection No. 4,5,6あたりが適切であろう。

第1信号の位置に対するカット (有効体積の条件) による検出効率の低下は、ほぼ有効体積の減少にだけよるものであった。

実際に使うセレクション及び測定範囲は、次のバックグラウンドとの兼ね合いで決められる。

4.1.3 バックグラウンドのシミュレーション

第1信号に対するバックグラウンド

考えられるバックグラウンドは次のようなものである。

- (f1) インジウムの β 崩壊 ($E_{max} = 486\text{keV}$) で発生する電子の有限なエネルギー分解能によるしみだし
- (f2) 2つの β 崩壊がほぼ同時に起きて、1つの信号に見える場合
- (f3) 検出器内の不純物起源の γ 線 (β 線)
- (f4) 外部からの γ 線
- (f5) 検出器内の不純物起源の α 線
- (f6) 宇宙線によって励起された原子核起源の放射線

(f7) 中性子をインジウムが捕獲，崩壊した際の β, γ 線

これらの中で最も効くのは (f1) であるが、以下それぞれの取扱いを述べる。

(f1) セルの内部に一様に β 崩壊を発生させ、エネルギー分解能，位置分解能によって観測量を決め、検出される位置と各位置におけるスペクトルを求める。位置の分布は長さ方向の位置 z に対する有効体積のカットおよび遅延信号との距離 dZ のカットのために使われる。 z に対する分布を積分して $650 < E < 850 \text{keV}$ を満たすのを求めると、10ton のインジウム全体で 51Hz にもなる (図 4-3)。

(f2) は発光の減衰時間が 5nsec 以下なので、セルの両端の PMT のどちらもで 5nsec 以内に 2 つの β 崩壊のパルスが入ってしまった場合には 2 つの信号の重なりであると判別できないで、エネルギーの大きな 1 つの信号と間違えてしまう。この場合エネルギー分解能が優れていても $650 < E < 850 \text{keV}$ の条件を満たしてしまうので、細分化によってしか避ける事ができない。この発生率の算出には、 $10 \text{cm} \times 10 \text{cm} \times 100 \text{cm}$ のセルを考え、まずセル内に一様に β 崩壊を 1 つ発生させる。次にその前後 5nsec 以内にもう 1 つの β 崩壊を一様に発生させる。セル内での光の速さを長さ方向 (z 方向) に 17cm/nsec として、両端の PMT で 2 つの β 崩壊の信号が検出されるタイミングを見る。これがどちらかの PMT で 5nsec 以上離れていれば 2 つの信号と区別できる事にする。2 つの信号と区別できなかった場合は、2 つの信号のうち先に到達したものを両端の PMT の信号のタイミングとして、位置を再構成する。一般にセルの中央寄りに再構成してしまう。この再構成した位置情報からエネルギーを計算する。そのため、一般に高めのエネルギーを計算してしまう。こうして、検出される位置の分布と各位値でのスペクトルを求める。これらの計算を位置分解能，エネルギー分解能を考慮して行ったところ、 $650 < E < 850 \text{keV}$ の条件を満たすものは、10ton のインジウムで 0.16Hz になった (図 4-3)。5nsec の区別をできない場合、たとえば 20nsec 以上離れないと区別できないとしても、バックグラウンドの発生率は時間に比例して 4 倍になるだけである ($0.16 \rightarrow 0.64 \text{Hz}$)。

(f3),(f4) は 2 つまとめて環境 γ 線と考える。環境 γ 線に対しては、 $\frac{dN}{dE} \propto E^{-1.5}$ に従って一様に作られると考えているので、作られた γ 線の一回目の散乱点も一様に分布すると考えられる。そこで、 9×9 セルを考え、その中に一様に第一回目の散乱点を選ぶ。これ

より外に散乱点があつてかつ第1信号の条件を満たす物は無視できる量である。選んだ散乱点で、スペクトルが $\frac{dN}{dE} \propto E^{-1.5}$ になるように γ 線のエネルギーを決め γ 線シミュレーターでその行き先を追い、散乱が起こったセルでそれぞれ観測エネルギーを求める。そして、中心のセルだけを鳴らす物を数え(しきい値 20keV)、中央のセルについて検出される位置の分布とスペクトルを求める。環境 γ レートを $10^{-9}/g/keV/sec$ にした場合、 $650 < E < 850keV$ を満たす率はインジウム 10ton で $4.4 \times 10^{-3}Hz$ になる(図 4-3)。

(f5)U-Ra,Th 系列の崩壊から出る α 粒子はおよそ $4MeV \sim 9MeV$ の運動エネルギーを持っているが、液体シンチレーター内で実際に検出されるときには、同じ運動エネルギーの電子による信号のおよそ $\frac{1}{10}$ の信号強度になってしまう。しかし、付録(発光機構)に述べたように α 粒子はPSD(Pulse Shape Discrimination)によって区別できる。また、(f1)に比べて寄与は非常に小さいので、このシミュレーションには含まれていない。

(f6) 基本的には、 μ 粒子は非常に大きな信号を残すので、その信号との時間相関を見る事で落とせる。数10分の半減期の放射性原子核が形成される事もあるが、この場合も途中に長い半減期を持つ原子核があるような崩壊系列をなさないので、第1信号か遅延信号に独立に影響する。この場合、実験を地下で行う事で μ 粒子をずっと少なくする事ができる。例えば、水相当で1570mの深さにあるIMB検出器(U.S.A)では、 μ 粒子のフラックスは $7 \times 10^{-3}/m^2/sec$ であり、水相当で2700mの地下にあるKAMIOKANDEII検出器では $2 \times 10^{-3}/m^2/sec$ のフラックスである[24]。インジウム含有検出器として想定している大きさは約 $12m \times 12m$ なので、 μ 粒子の影響は(f1)のインジウムの β 崩壊によるものと比べて無視できる。そのため、このシミュレーションでは考慮していない。

(f7) インジウムが熱中性子に対して非常に大きな捕獲断面積を持つ事は既に述べた。そして、インジウムが中性子を捕獲すると、 β 線及び γ 線を出して崩壊しバックグラウンドとなる。しかし、地下実験での中性子源は、主にまわりの岩盤に含まれるU,Th系列の原子核の分裂の際に出るものや、 α 崩壊で出る α 線と岩盤中のNa,Alとの(αn)反応によるものが大部分であり[24]、超純粋のタンクで囲む等によって遮蔽する事ができると考えられる。この水タンクによる遮蔽は岩盤からくる γ 線を減らすのにも有効である。これも、このシミュレーションでは計算に入れていない。

遅延信号に対するバックグラウンド

考えられるバックグラウンドは、

(d1) 検出器内の不純物起源の γ 線の2重コンプトン散乱

(d2) 検出器外の不純物起源の γ 線の2重コンプトン散乱

(d3) 2つのインジウムの β 崩壊が、第1信号のセルと周りのセルで10nsec以内に起きる場合

(d4) インジウムの崩壊で出る β 線が制動放射による光子を伴って、それぞれ第1信号のあったセルを含む異なるセルで検出される場合

(d5) その他の γ 線を伴う崩壊等々

測定範囲によるが、これらの中で最も効くのは、環境 γ 線のレートが $10^{-11} \sim 10^{-9}$ 以下の時は(d3)で、それ以上の時は(d1),(d2)である。(d3),(d4)はパラメータである環境 γ 線のレートによらないが、(d4)は(d3)に比べて無視できる大きさである。また、(d5)も他のものと比べて無視できる。したがって、考えるべきものは、環境 γ 線の2重コンプトン散乱によるものと、2つのインジウムの β 崩壊の偶発同時計測ということになる。

”環境 γ 線の2重コンプトン散乱のシミュレーション”

11×11セルに一回目の散乱点を選び γ 線を追った。そして、1～4層までの観測領域に対して

SAME AND VICINITY

SAME AND VICINITY AND TOTAL=614

SAME=116 AND VICINITY AND TOTAL=614

を満たす事象を数える。そして、条件を満たしたものについては、中心のセルでの観測位置 z を求めて、検出される位置の分布とセレクションを満たす確率を求める。この場合遠くのセルからの寄与が増えると予想されるが、例えば最も遠くのセルの寄与が多いような、観測領域9×9セルに対し、SAME AND VICINITYの条件を満たすものを数えると、それぞれの層からの寄与は、

第0層 33%

第1層 37%

第2層 17%

第3層 9%

第4層 3%

第5層 1%

であった。これにより、第5層より外からの寄与は1%以下であるとわかる。したがって、 11×11 セルのシミュレーションで十分である。

”インジウムの β 崩壊の偶発同時計測のシミュレーション”

2つのセルを考え、それぞれに β 崩壊を一様に発生させて

SAME AND VICINITY (両方のセルで検出される)

SAME AND VICINITY AND TOTAL=614

SAME=116 AND VICINITY AND TOTAL=614

を満たすものを数える。これで得られる偶発同時計測の確率に対して、測定範囲とするセル数に応じて、第1層までなら8倍、第2層までなら24倍、第3層までなら48倍、第4層までなら80倍してやれば良い。

”環境 γ 線の2重コンプトン散乱とインジウムの β 崩壊の偶発同時計測の比較”

これらのバックグラウンドを比較するために、第1信号があったセルで $10\mu\text{sec}$ 以内に、それぞれのセレクションを満たす確率を求めると、例えば500keVのまわりでの環境 γ レートを $10^{-9}/\text{g}/\text{keV}/\text{sec}$ としたときには、

	第1層	第2層	第3層	第4層
	$\times 10^{-9}$	$\times 10^{-9}$	$\times 10^{-9}$	$\times 10^{-9}$

SAME AND VICINITY

$\beta\beta$	9.0	28	54	91
γ compton	83	92	94	94

SAME AND VICINITY

AND TOTAL=614

$\beta\beta$	2.1	6.3	12	21
γ compton	14	17	18	18

SAME=116 AND VICINITY

AND TOTAL=614

$\beta\beta$	0.2	0.5	1.1	1.8
γ compton	3.9	5.3	5.6	5.7

となる。測定領域を広げていくと2つの β 崩壊の偶発同時計測の影響が大きくなってきている。測定範囲としてとれる大きさは、この偶発同時計測の大きさで決まってくる。SAME=116の条件は β 線の偶発同時計測に対しては有効である($\sim \frac{1}{10}$)が γ 線の2重コンプトン散乱に対しては($\sim \frac{1}{3}$)でニュートリノ捕獲に対する検出効率の低下と同程度であり有効でない。このカットは、インジウムの β 崩壊の偶発同時計測によるバックグラウンドが支配的なときにしか意味がない事がわかる。

4.1.4 バックグラウンドの合成と許容環境 γ レート

このようにしてバックグラウンドで起こされる第1信号の z 位置分布とスペクトル、および遅延信号が各セクションおよび時間の相関の条件 $dT < 10\mu\text{sec}$ を満たす確率が得られた。

これらを用いて、第1信号に対する条件 $0\text{cm} < z < 100\text{cm}$, $5\text{cm} < z < 95\text{cm}$, $10\text{cm} <$

$z < 90\text{cm}$ と第1信号と遅延信号の位置の相関の条件 $dZ < 15\text{cm}$, $dZ < 10\text{cm}$ をさらに考え合わせて、各々の環境 γ レートに対して、バックグラウンドの発生率、及びそのスペクトルを求める事ができる。

このようにして得られた、ニュートリノ捕獲効率と各環境 γ レートでのバックグラウンドから、環境 γ レートに対するS/Nの変化を求めると、図4-4の様になる。環境 γ レートが小さいときには、第1信号がインジウムの β 崩壊、遅延信号が2つのインジウムの β 崩壊の偶発同時計測によって支配されるため、S/Nは環境 γ レートによらなくなり、ある一定値で飽和しているのがわかる。環境 γ レートが大きくなってくるとレートの -1 乗に比例するのはバックグラウンドが主に第1信号が β 崩壊、遅延信号が γ 線の2重コンプトン散乱に支配されているためである。さらに、環境 γ レートが大きくなると、第1信号が環境 γ 線、遅延信号も環境 γ 線の2重コンプトン散乱に支配されるようになり、S/Nの変化は環境 γ レートの -2 乗に比例するようになる。

これから、種々のセレクションや測定範囲に対してS/N=1となるところを見つけて、使用可能 γ レートの上限を求めると、表4-2のような結果が得られた。第1信号と遅延信号の間の距離の相関(dz)に対するカットが効率よくバックグラウンドを落としている事がわかる。また、測定範囲を広げると遅延信号のバックグラウンドが2つのインジウムの β 崩壊の偶発同時計測に支配されるようになり、環境 γ 線を減らしてもS/N=1を達成できなくなっていく。現実的には第4層より外まで取るのは無意味だろう。

結局、検出効率20~60%に対し、使用可能 γ レートの上限は $10^{-8} \sim 10^{-9}/\text{g}/\text{keV}/\text{sec}$ という値が得られた。実際的な値としては、

第1信号に対する位置の条件を $5\text{cm} < z < 95\text{cm}$

測定範囲は第4層までの 9×9 セル

セレクションは SAME AND VICINITY AND TOTAL=614 AND $dZ < 10$ (No.6)

(No.6: 第1信号と同じセル、及び周りのいずれかのセルが鳴り、全エネルギーが $510 \sim 750\text{keV}$ 、そして第1信号と遅延信号のニュートリノ捕獲のあったセルでの長さ方向の距離が 10cm 以内のもの)

としたとき、

ニュートリノの検出効率 42%

許容環境 γ レート $1 \times 10^{-8}/g/keV/sec$
が得られた。

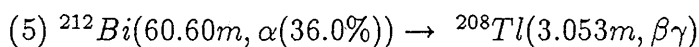
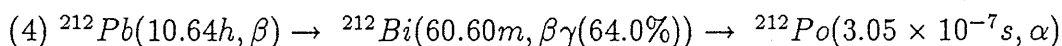
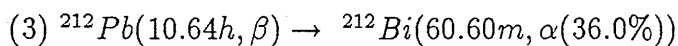
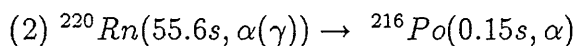
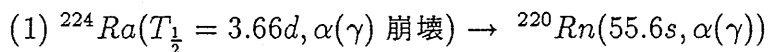
また、他の開発グループである SACLAY チームが行った独立したシミュレーションでは、 $\sim 5 \times 10^{-9}/g/keV/sec$ の上限を得ている [33](図 4-5)。この結果からも同様なバックグラウンドレベルが要求されている事がわかる。

(時間相関のあるバックグラウンドについて)

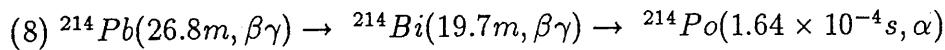
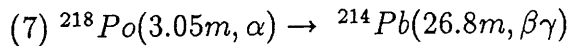
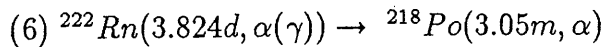
実用化できる環境 γ レートで、第1信号のバックグラウンドになるのは主にインジウムの β 崩壊であり、遅延信号のバックグラウンドになるのは主に環境 γ 線の2重コンプトン散乱であり、それらの偶発同時計測が問題であった。しかし、U-Ra,Th 系列の中には半減期の短い核種があり、そのような核種は、1つの核の崩壊列で、第1信号と遅延信号を同時に満たす事が考えられる。そうすると、ニュートリノ捕獲信号と見間違える確率が偶発同時計測よりも増加する可能性がある。遅延信号を満たす確率が環境 γ レートによらない $\beta\beta$ 同時計測で、およそ $10^{-9} \sim 10^{-7}$ であったことから、第1信号と遅延信号の時間幅にしている $10\mu sec$ 以内に娘核が崩壊する確率が 10^{-9} 以下のものは偶発的に起こる $\beta\beta$ 同時信号の方が大きく寄与し、新たに考える必要はないが、 $10\mu sec$ 以内に娘核が崩壊する確率が 10^{-9} 以上のものは、特別な考慮が必要である。この 10^{-9} の確率を半減期に直すと、時間相関のあるバックグラウンドとして影響する可能性があるのは、4時間以下の半減期となる。

半減期が4時間以内の崩壊列には、

”Th 系列”



”U-Ra 系列”



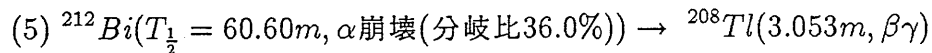
がある [37]。

しかし、遅延信号には最低限 2 つの異なるセルでの同時計測を要求しているので、問題となるのは 2 つ目の崩壊に γ 線を伴うもの、あるいは制動放射による同時計測も考えられるので β 線を伴うものということになる。すると、問題なのは、(1),(4),(5),(7),(8) となる。これらのうち、(4),(8) は直後に起こる α 崩壊を検出する事で区別できる。これには、 α 粒子を PSD(付録 発光機構 参照) によって識別できる事も有効である。

(1) は ^{220}Rn の γ 線を伴う崩壊への分岐比が 0.07% であることから 3 桁抑制され、およそ 15 時間の半減期に相当する確率で崩壊する事と同様に扱え無視できる。

(7) に対しては、 $\sim 10^{-8}$ の確率であるが、 ^{218}Po の α 粒子を PSD を使って識別する事で $\frac{1}{10}$ 程度に抑制できれば、 10^{-9} 以下に相当する確率となり無視できる。

したがって、最もやっかいなのは、



ということになるが、 ^{208}Tl の γ 崩壊には、2.615MeV という高いエネルギーの γ 線が放出されるので、これを識別する事や遅延信号のパターンを残さない場合の事も考えると遅延信号への寄与が $\frac{1}{3}$ 以下になることは十分期待できる。その場合、分岐比が 36.0% であることと ^{212}Bi の α 崩壊を PSD で識別する事も考えると、 10^{-9} 以下に相当する確率と考えられるので、やはり無視できることになる。

PSD で α 粒子を 90% 以上の確率で識別する事は期待できるので、U-Ra, Th 系列の崩壊は時間相関のあるバックグラウンドとしては寄与しないと見なせる。また、実際にはこれらの崩壊列に対しても、エネルギーや鳴るセル等のセレクションの条件がかかるのであるから、さらに影響は小さいものになるはずである。時間相関のあるバックグラウンドは、他にも宇宙線や中性子で励起された原子核が考えられるが、これらは、地下深くで実験したり水タンクで遮蔽する等で非常に小さくできるはずである。

したがって、前述のシミュレーションでは、これらの崩壊列を特別には考慮していない。

4.2 自然放射線源量とバックグラウンドレベル

検出器のシミュレーションの結果、例えば $10\text{cm} \times 10\text{cm} \times 100\text{cm}$ のセルを使った場合に要求される環境 γ 線の量は 500keV のまわりで $10^{-9} \sim 10^{-8}/\text{g}/\text{keV}/\text{sec}$ 以下とわかった。

このような環境 γ 線を作り出すのは、主に物質中に含まれる U-Ra 系列、Th 系列、 ^{40}K 等の放射性不純物である。これらの不純物量の測定では、通常 ppb という単位が用いられる。

そこで、 500keV のまわりでの環境 γ レート ($/\text{g}/\text{keV}/\text{sec}$) が、実際の測定から得られる不純物量 (ppb) とどういう関係にあるのかを求める。ただし、この関係は装置の形状や構成物、不純物の分布等によって変わるので、およそのオーダー評価である。

対象は、U-Ra 系列、Th 系列、 ^{40}K であり、U-Ra, Th 系列は放射平衡を仮定し、バックグラウンドとして効いてくるものだけに簡略化してある。バックグラウンドとして効いてくるのは、 γ 線の2重コンプトン散乱や、2つ以上の γ あるいは β と γ 等で、シグナル (116keV γ 線+ 498keV γ 線, 全エネルギー 614keV) と見間違えるものという事で、簡略化の条件として”10nsec 以内に γ , 2γ , $\beta\gamma$ 等の崩壊をして、その全エネルギーが 300keV 以上であり、分岐比が1%以上のもの”として選んだ [43](表 4-3)。

これらの γ 線を $50\text{cm} \times 50\text{cm} \times 50\text{cm}$ の EX-H;In 中で一様に発生させ、中心の $20\text{cm} \times 20\text{cm} \times 20\text{cm}$ に落とされるエネルギーをシミュレートした。また、 β 崩壊のスペクトルは全て許容遷移として扱った。 ^{238}U : 40ppb , 10000sec について行ったものを 図 4-6 に示す。他のものについても同様に行った結果、EX-H;In 中での影響は、 500keV のまわりで、

$$^{238}\text{U} : 5 \times 10^{-9}/\text{g}/\text{keV}/\text{sec}/\text{ppb}$$

$$^{232}\text{Th} : 2 \times 10^{-9}/\text{g}/\text{keV}/\text{sec}/\text{ppb}$$

$$^{40}\text{K} : 4 \times 10^{-8}/\text{g}/\text{keV}/\text{sec}/\text{ppb}$$

と得られた。したがって、 500keV のまわりで $10^{-8} \sim 10^{-9}/\text{g}/\text{keV}/\text{sec}$ という許容バック

グラウンドレベルは、自然放射性不純物 ^{238}U 量に換算すると、およそ 0.1~1ppb という事になる。

次に、実際に行った放射性不純物量の測定について述べる。

4.3 不純物量の測定(ゲルマニウム検出器, 質量分析)

これまでの測定で、優れた性能のインジウム含有液体シンチレーターを得る事ができたとわかった。そして、このシンチレーターを ^7Be 太陽ニュートリノ検出器として実用化するには、環境 γ 線によるバックグラウンドの少ない環境が必要であり、シミュレーションの結果、物質中に含まれる γ 線源が例えば ^{238}U 量に換算すると 0.1 ~ 1ppb 以内であれば良いとわかった。

放射線源は検出器のまわりや検出器自身など色々なところに存在するが、まずインジウム含有液体シンチレーター自身の、その中でも最も不純物量が多いと思われるインジウム化合物 ($\text{InCl}_3\cdot 4\text{H}_2\text{O}$) 内の放射性不純物量の測定から始めた。

測定には、Ge 検出器を用いて放射性不純物からくる γ 線を測定した。そして、その結果から放射系列の親核である ^{238}U , ^{232}Th 量及び、 ^{40}K 量を算出した。

まず、U-Ra 系列の ^{222}Rn が 3.8 日の半減期を持つ気体なので、試料を密封後 10 日間以上放置して放射平衡になるのを待ってから測定を行った。崩壊系列とその半減期を表 4-4 に示す。10 日間以上の放置で主な γ 線放射核は放射平衡に達していると期待できる。測定したものは、

和光純薬試薬 1 級 $\text{InCl}_3\cdot 4\text{H}_2\text{O}$ 59.175g 14,100 分間

空測定 14,100 分間

標準比較試料 JG-1[44] 38.7g 14,100 分間

である。標準比較試料とは、その成分について詳細な分析が行われた試料である。この標準比較試料の成分の分析には、各々の成分について中性子放射化分析や質量分析などの最適な分析方法が使われ、また、いくつものグループで測定する事によって非常に信頼度の高いものになっている。特に JG-1 は U,Ra,Th の量が計測されており、また岩石を粉碎したものであるため岩石が形成されてから組成が変化しないまま長時間がたっていて放射平

衡になっていると考えられる。この試料で観測される γ 線量を基準にして、簡単な計算で $InCl_3 \cdot 4H_2O$ 内の放射性不純物量を算出する事ができる。算出手順は、

(1) 測定時間が同じなので、試料を入れた測定から空測定をさっぴき、試料に起因するイベント量を出す(図4-7)。

(2) 試料の重量及び測定時間で割る事で、単位重量あたりの計数率を出す。

(3) JG-1 と $InCl_3 \cdot 4H_2O$ との単位重量あたりの計数率の比から放射性不純物量の比を求め、放射平衡の仮定から放射系列の親核の含有量を算出する。放射平衡を仮定すると、十分長寿命の親核があるとき、親核の個数 N_p と半減期 T_p 及び、娘核の個数と半減期 N_d, T_d の間に $\frac{N_p}{T_p} = \frac{N_d}{T_d}$ が成り立つ。

JG-1 内の元素量 (^{238}U : 3.3ppm, ^{232}Th : 13.5ppm, ^{40}K : 387ppm) を使って ^{238}U , ^{232}Th , ^{40}K 量は 図 4-8 のような結果が得られた。誤差は、統計誤差のみが示してある。いくつかの、エネルギーの γ 線から得られた親核の量を相関がないとして平均すると、

$$^{238}U \quad 38ppb \pm 15ppb$$

$$^{232}Th < 10ppb \text{ (測定限界以下)}$$

$$^{40}K < 200ppb \text{ (測定限界以下)}$$

が得られた。

また、和光純薬社製の試薬 1 級 $InCl_3 \cdot 4H_2O$ に対して、質量分析も行ったところ、

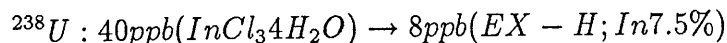
$$^{238}U \quad 0.1ppb$$

$$^{232}Th < 0.1ppb \text{ (測定限界以下)}$$

が得られた。

この違いは、Ge 検出器が娘核からでる γ 線をはかっているのに対し、質量分析は ^{238}U 量そのものをはかっている事や(つまり放射平衡の仮定が正しくない可能性がある)、製造ロットの違いなどが考えられる。また、Ge 検出器の測定は、空測定のみが異なる時期に行われたため系統的な誤差にも注意しなければならない、この段階では結論を出せない。また、性能評価の章でわかったように、測定したいレベルは 0.1ppb かそれ以下であり、質量分析や放射化分析のような低レベルまで測定できる方法を中心に、今後は研究して行かなければならない。

質量分析で得られた結果を信じると、既に許容バックグラウンドレベルの0.1～1ppb以内というのは満たしており、Ge検出器による結果を信じた場合でも、



と考えられるので、 $\text{InCl}_3\text{4H}_2\text{O}$ に関しては現状の10～100倍の純度にすればいい事になる。

ただし、例えばPMTの中には ^{40}K が多く含まれる事が知られているし、 ^{115}In 自体も、中性子を大きな断面積で捕獲して ^{116}Sn に β 崩壊してそれに伴って、 γ 線も出すし、容器や液体シンチレーター中にも不純物がある。それらのバックグラウンドを計測するとともに、それらの中にある放射性不純物を細心の注意を払って取り除かなければならない。一般に石油製品には不純物が少ない事が知られているので、アクリルを使った長いライトガイドでPMTを離したり、容器を高分子化合物で作ったり、また、検出器全体を大きな純粋タンクで囲って、まわりからの中性子や γ 線を遮断するなどの対策を取らなければならないであろう。

5 今後の研究課題

これまでのところで、 ^7Be 太陽ニュートリノ検出器として非常に優れた性能を有するインジウム含有液体シンチレーターが得られた事を述べた。次に残されている重要な問題は、

- 容器
- 長期安定性

があげられる。

容器に要求される性能は、

- (1) 内容物に侵されない。内容物を汚さない。漏れない。
- (2) 衝撃に対して強い。割れにくい。強度がある。
- (3) 透明である。透明窓をつける事ができる。

- (4) 自然放射線源量が小さい。
 - (5) 物質量が小さい。
 - (6) 屈折率が内容物に近い（窓）、内容物より小さい（壁）。
 - (7) 加工が容易である。
- 等があげられる。

容器は液体を使った大型実験では常に問題となる事で、石英等の割れやすいものは使えない。また、放射性不純物量の少ない石油製品を使おうとした場合、液体シンチレーターの溶媒にキシレンを用いると、多くの高分子材料は侵されてしまう。

また、現在キシレンに対して十分安定とわかっている透明な有機高分子材料はふっ素樹脂系の物だけである。しかし、これも厚くすると問題が多く、何かほかの材料にコーティングしなければならない。しかし、ふっ素膜をきれいにコーティングするには 300°C 程度まで加熱しなければならず、この温度に耐えられる物はエンジニアリングプラスチックの中にポリイミド樹脂等がある他は大方の高分子材料は耐えられない [45]。

さて、10ton のインジウムを使うには、容器全体としておよそ $12\text{m} \times 12\text{m} \times 1\text{m}$ の大きさになる。この容器を実現するためには色々考えられるが、 $10\text{cm} \times 10\text{cm} \times 1\text{m}$ の独立した容器を並べるよりは、 $3\text{m} \times 3\text{m} \times 1\text{m}$ 程度の容器にしきいを入れて $10\text{cm} \times 10\text{cm} \times 1\text{m}$ の細分化を実現した物を 16 個並べる方が適当であろう。この場合、

- (1) 構造が簡単。
- (2) しきいだけなのでセル間の物質量を減らせる。
- (3) 容器の材料を選びやすい。
- (4) 循環，かくはんができる。
- (5) 小規模実験から始められる。

等の利点がある。このうち、循環，かくはんの必要性というのは、長期安定性，均質性を保つために重要である。

この大きな容器にしきいを入れるというデザインのもとで容器の材料を選ぶと、現在のところまだ実際の検査は行っていないが、カタログ性能からは次のような材料を用いる事で、容器の問題は解決できると考えている。

容器全体を TPX の一体物

TPX(ポリ 4-メチルペンテン-1) 三井化学製 優れた透過率と少ない放射性不純物

TPX をグラスカ 90 でコーティング

グラスカ 90 日板研究所製 透明なシリカ膜を形成するコーティング材, 耐キシレン, 溶液に近い屈折率, 低温 (100 ~ 200°C) でコーティングできる, ピンホールフリー (20 μ m), FEP コーティングが難しいときはしきいのコーティングにも考えられる。

セルのしきいにポリイミド樹脂

耐熱 (~ 360°C, FEP コーティングに耐える)

ポリイミド樹脂にアルミニウム蒸着

反射率 ~ 92%, FEP との接着, イオン化傾向がインジウムより大きいので注意が必要

さらに FEP コーティング

FEP(ふっ素樹脂), 耐キシレン, 低屈折率 ($n \sim 1.34$, 全反射)

また、長期安定性については、保存状態の悪い物は 2 カ月程度の放置で EX-H;In7.5% が赤変 (青を吸収) しており、透過率が悪化するという問題がある。この原因には、酸素の混入による酸化反応や、界面活性材の合成の際に用いられる触媒が微量残っていて塩化インジウムに作用することや、界面活性材中の親水基側に含まれる -OH の H と塩化インジウム中の Cl とが入れ替わってしまうこと、あるいは密封できないためにキシレンが蒸発してしまう事などが考えられる。

これらを解決するために現在、

酸化に対しては N_2 ガスバブリングによる O_2 の抜気。

触媒に対しては触媒を取り囲んでその性質を消すようなキレーターの探索。

等をおこなっている。

また、インジウム濃度5%以下の物や、5°C前後に冷やして保存した物は劣化の影響が見えにくく、濃度を減らして冷やして使うような対策も考えられる。

さらに、p-キシレンの引火点が27°Cと低めなので、安全のため引火点54°Cの1-2-4トリメチルベンゼン[39]に変えたものも試みている。

また、次の段階として実際に9×9セル程度の容器をつくり、容器材料のテストやどの程度の性能を発揮するかテストを行う事を考えている。また、この容器を地下の水タンクにつけて、低バックグラウンド環境で環境γ線の影響を測定したり、インジウムのβ崩壊のスペクトルを精度良く測定したりしたいと思う。

6 まとめ

標準太陽模型による太陽ニュートリノフラックスの計算と、Davisらが行った³⁷Clによる太陽ニュートリノ観測や神岡で行われている水チェレンコフ検出器による太陽ニュートリノの観測の間には2~4倍の食い違いがある。

このような太陽ニュートリノ問題を解決できそうなニュートリノ検出用の原子核の一つとして¹¹⁵Inがあり、我々はこのインジウムを使った太陽ニュートリノ検出器の開発を行ってきた。

このインジウムは最初p-pニュートリノのスペクトルを測定し得る唯一の原子核として注目されていたが、インジウム自身のβ崩壊($E_{max} = 486\text{keV}$)のバックグラウンドのためp-pニュートリノ検出器としての開発は困難を極めていた。

しかし、p-pニュートリノよりもエネルギーが高いためβ崩壊の影響が小さくまた、モノクロエネルギーのため信号として区別しやすい⁷Be(861keV)を検出対象とする事で、実用化の可能性が出できた。

我々は、インジウム含有液体シンチレーターの方向から⁷Be太陽ニュートリノ検出器の開発を行った。

これまでのインジウム含有液体シンチレーターは溶媒自身に親水性を持たせたりインジウム化合物自身に親油性を持たせたりしていた。そして、その強い制約のため特に透

過率の点で満足のいくものが開発できていなかった。そこで、我々は、シンチレーターに界面活性材を新たに加える事で親水性試料を液体シンチレーター中に分散させるシンチレーターカクテルの使用を試みた。

その結果、同仁化学製シンチレーターカクテル EX-H に $InCl_3 \cdot 4H_2O$ を溶かすことで、In 含有量 7.5Wt% の液体シンチレーターをつくることに成功し、5cmφ × 100cm 長の石英容器での EX-H;In7.1% の測定からは、

- 減衰長 ~ 155 cm
- エネルギー分解能 $\sigma / E \sim \pm 13\%$ (477keV)
- 位置分解能 $\sigma \sim \pm 5$ cm

が得られた。

そして、この性能から、努力によって減らすことができる環境γレートをパラメータとして、この環境γレートをどの程度にすれば太陽ニュートリノ検出器として実用化できるかを算出した。また、その時どの程度の検出効率を得られるかも計算した。

これらの算出には、10ton のインジウムを必要とすると想定して 10cm × 10cm × 100cm をセルのサイズに選び、エネルギー分解能や位置分解能、β崩壊のスペクトル、γ線の振る舞い等をシミュレートして行った。

その結果、得られた許容環境γレートは、~40%の検出効率に対して、500keV のまわりで、

$$10^{-9} \sim 10^{-8} / g / keV / sec$$

であった。

また、この環境γ線の発生源を、U-Ra 系列、Th 系列、 ^{40}K の崩壊による物として、崩壊系列をシミュレートすることで、環境γレートとインジウム含有液体シンチレーター中に含まれる放射性不純物量の対応を求めると、500keV のまわりで、

$$^{238}U : 5 \times 10^{-9} / g / keV / sec / ppb$$

$$^{232}Th : 2 \times 10^{-9} / g / keV / sec / ppb$$

$$^{40}\text{K} : 4 \times 10^{-8} / \text{g/keV/sec/ppb}$$

が得られた。

これによって、液体シンチレーター中の放射性不純物を ^{238}U に換算して、およそ 0.1 ~ 1ppb 以内 にすることで、実用可能になることがわかった。これは、他のニュートリノ実験の BOREX が要求する 10^{-4}ppt [24] と比べて非常に緩い制約である。また、質量分析を使った測定からは、放射性不純物を取り除くような特別な精製をしていない市販の $\text{InCl}_3\cdot 4\text{H}_2\text{O}$ でも $^{238}\text{U} : 0.1\text{ppb}$, $^{232}\text{Th} : < 0.1\text{ppb}$ というように、既に要求する不純物レベルを満たしている事がわかった。Ge 検出器を使った測定では $\text{InCl}_3\cdot 4\text{H}_2\text{O}$ から 40ppb の ^{238}U が検出されたが、この場合でも現状の 10 ~ 100 倍の純度にすれば許容レベルに達する。

残されている問題は、

(1) 容器

(2) 長期安定性

があげられる。

また、次の段階としては、実際に 9×9 程度のセルをつくり、どの程度の性能が発揮できるか、また、低バックグラウンド環境でのバックグラウンド測定やインジウムの β 崩壊のスペクトル測定などを行わなければならない。

このような問題を解決して、この検出器を現実のものとしてできれば、 ^{115}In の

- ニュートリノのエネルギーがわかる。
- 反応時刻がわかる。
- エネルギーのしきい値が低い。
- ニュートリノ捕獲率が大きい。

という特徴を生かして、太陽ニュートリノ問題に対して、決定的な情報をもたらす実験ができるだろう。

補遺

A 発光機構

発光は次の過程で起こる。[46]

- (1) 放射線による溶媒励起
- (2) 溶媒-溶媒間エネルギー伝達
- (3) 溶媒-溶質間エネルギー伝達
- (4) 溶質の発光

分子内の結合を担う電子には、その結合の仕方によって σ 電子と π 電子がある。 σ 電子は角運動量が0で π 電子は ± 1 の角運動量をもっていて、これらの電子の最低励起エネルギーはだいたい数 eV である。 π 電子は、不飽和結合を持つ分子中にある。

基底状態では電子のスピンが逆向きの一重項状態をなしているが、励起状態ではスピンが逆向きの一重項励起状態及び、平行の三重項励起状態がある。一般に三重項励起状態の方がレベルが低く、また、三重項状態から基底状態への遷移ではスピンの反転を伴うため、禁止された遷移となり寿命が長い。

溶媒分子の励起

さて、放射線が最終的に、荷電粒子になって、物質中を通過すると、主に、圧倒的多数存在する溶媒分子を励起する。そして、(a) π 電子一重項励起、(b) π 電子三重項励起、(c) σ 電子励起、(d) 電離、(e) 解離等を引き起こす。発光に寄与するのは、(a),(b),(d) である。(c) は熱エネルギー等になり、(e) は放射線損傷をもたらす。

溶媒-溶媒間エネルギー伝達

溶媒分子同士の衝突によるエネルギー移行と、エキサイマーの形成が考えられている。衝突過程では、電子軌道の重なりによる電子の交換相互作用によって、エネルギーを移行する。これは溶媒の粘性や温度に相関し、粘性が低く温度が高い程起こりやすい。

また、エキサイマーの形成は、二つの同種分子が励起状態において会合して出来るもので、このエキサイマーの形成解離を繰り返すことでエネルギーが伝達される。

これらのエネルギー移行は、溶媒分子の励起状態の寿命（一重項励起状態で数 10nsec）より十分短い時間（< 1nsec）で起こる。純粋なキシレンなどでは、エネルギー移行を繰り返しても速く発光する溶質が無いため、数 10nsec の発光の減衰時間を持つ。

溶媒-溶質間エネルギー伝達

衝突過程、双極子-双極子相互作用、輻射的エネルギー移行が考えられている。双極子-双極子相互作用に因るものは、距離の六乗に反比例するような長距離相互作用（数 10Å）で、非輻射的にエネルギーを伝達する。

輻射的エネルギー移行は、溶質濃度が非常に小さい時に起こるもので、衝突や、双極子-双極子相互作用によってエネルギーを伝達する事が出来ない溶媒分子も、いずれ基底状態に落ちるが、その時もし光が放出されると、溶質がその光を吸収して励起されるというものである。輻射的エネルギー移行が優勢なものは、寿命の長い溶媒分子にたいして、不純物によるエネルギー損失（クエンチ）の機会を多く与えることになるので、シンチレーターとして使うには、輻射的エネルギー移行が優勢にならない適当な溶質濃度で使うべきである。

溶質の発光

励起された溶質は、内部転換、蛍光放出、系間交差、燐光放出、あるいは不純物によるクエンチなどの競合で基底状態におちる。

内部転換は、光の放射を伴わない遷移で $\sim 10^{-11}$ sec の寿命である。

蛍光放出は、一重項励起から基底状態への遷移の時に光の放出を伴うもので、 $\sim 10^{-9}$ sec の寿命である。一般には π 電子を持つ不飽和化合物で、環状のものがよく蛍光を発する。また、発光スペクトルは通常広がっているが、これは分子振動に伴う微細なレベルへの遷移のために起こる。

系間交差は、一重項から三重項あるいはその逆の遷移で無輻射的に起きる。短い寿命のもので $\sim 10^{-8}$ sec である。

燐光放出は三重項励起状態から基底状態への遷移の際に光を放出するもので、スピンの反転を伴うため、 $\sim 10^{-4}$ sec 以上と非常に長い寿命を持つ。

P S D

三重項励起状態の分子は、スピンの反転を伴う遷移で基底状態に移るため、一般にその寿命は長い。そのため、三重項励起状態の2つの分子間で相互作用をする事がある。そしてその時、2つの三重項励起分子から2つの一重項励起分子を作る事がある。この一重項励起分子は蛍光放出に寄与するため、最終的には、三重項励起分子同士の衝突の時間に支配されるような、発光減衰時間の長い蛍光が作られる事になる。

α 粒子のようにごく狭い範囲を励起する粒子の場合、三重項励起分子の密度が増してそれらの分子同士の相互作用の確率が増すため、遅い成分の発光が増す事になる。

この遅い成分の発光による時間的なスペクトルの違いで放射線の種類を区別する事を、Pulse Shape Discrimination (PSD) という。液体シンチレーターは、この違いが顕著で、PSD に適しているといわれている。

B 較正線源

^{115}In を太陽ニュートリノ検出器に使う場合、ニュートリノに対する捕獲断面積の不確定さや、 ^{115}In と ^{115}Sn の相対的なレベルの不確定さ、また ^{115}Sn の励起状態がよくわかっていないという事が、ニュートリノ捕獲率から太陽ニュートリノフラックスの絶対量を出すときに問題になる。

そこで、ニュートリノ捕獲断面積や検出器の性能を含めた検出効率に対して、何等かの較正をしたい。較正方法として最も直接的で信頼できるものは、フラックスのわかった ν_e を使う事である。我々の検出対象は ^7Be (861keV) 及び pep(1442keV) ニュートリノなので、およそ 600 ~ 2000keV 程度の ν_e 源がのぞましい。またニュートリノを使って十分なイベントをためるには、非常に強い ν_e 源を作らなければならない。そのためには原子炉の中性子を使って放射化し、そしてその励起された原子の電子捕獲の際に放出される単色エネルギーの ν_e を使うのが適当である。

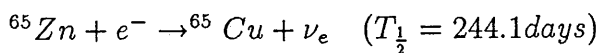
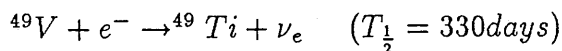
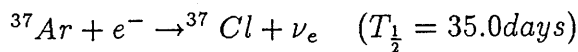
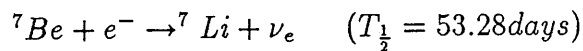
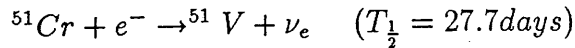
従って ν_e 源とする原子核に要求される事は、
・ 600 ~ 2000keV の単色エネルギーの ν_e を出すこと。

・強いフラックスになるまで放射化出来るように、励起状態の半減期がある程度長いこと。

(10日～1年)

である。

これらを満たす原子核として



がある [37](図 A-1)。これらのうち、 ${}^{51}\text{Cr}$ 、 ${}^7\text{Be}$ 、 ${}^{65}\text{Zn}$ は γ 線をともなう崩壊様式があるため、その γ 線をモニターすることで ν_e の強度を直接知ることが出来る。

しかし原子炉を使って低速中性子の照射でニュートリノ線源を作るためには、線源となる原子核の質量数を A として $A-1$ の質量数の原子核が必要である。ところが、自然存在比は、

${}^{50}\text{Cr} : 4.35\%$ ${}^{52}\text{Cr} : 83.8\%$ ${}^{53}\text{Cr} : 9.5\%$ ${}^{54}\text{Cr} : 2.35\%$

${}^9\text{Be} : 100\%$

${}^{36}\text{Ar} : 0.337\%$ ${}^{38}\text{Ar} : 0.063\%$ ${}^{40}\text{Ar} : 99.60\%$

${}^{50}\text{V} : 0.25\%$ ${}^{51}\text{V} : 99.75\%$

${}^{64}\text{Zn} : 48.6\%$ ${}^{66}\text{Zn} : 27.9\%$ ${}^{67}\text{Zn} : 4.10\%$ ${}^{68}\text{Zn} : 18.8\%$ ${}^{70}\text{Zn} : 0.62\%$

となっている。そのため実際に ${}^7\text{Be}(861\text{keV})$ 、 $\text{p ep}(1442\text{keV})$ ニュートリノの較正のための ν_e 源として使えるのは ${}^{51}\text{Cr}$ と ${}^{65}\text{Zn}$ ということになる。

較正のために必要な強度を計算すると、例えば 10ton のインジウムを使ったインジウム含有液体シンチレーターに対して有効距離 3m のところに ν_e 源をおけたとして、100events/day以上を要求すると、

$$\sigma \propto (E_\nu - Q + m_e c^2)^2 \times G(Z, E_e, p_e)$$

Q:しきい値 (128keV) G:フェルミ関数 Z:原子番号 50

であり、 ${}^{115}\text{In}$ は 861keV ν_e に対しての捕獲断面積が $\sigma \sim 3 \times 10^{-44}\text{cm}^2$ なので

${}^{51}\text{Cr}$ の 751keV(分岐比 $\sim 90\%$) に対しては

$$\sigma \sim 3 \times 10^{-44} \times \frac{(751 - 128 + 511)^2}{(861 - 128 + 511)^2} = 2.5 \times 10^{-44} \text{cm}^2$$

^{65}Zn の 1352keV(分岐比 ~ 50%) に対しては

$$\sigma \sim 3 \times 10^{-44} \times \frac{(1352 - 128 + 511)^2}{(861 - 128 + 511)^2} = 5.8 \times 10^{-44} \text{cm}^2$$

として、 ^{51}Cr に対して約 30MCi 以上、 ^{65}Zn に対して約 23MCi 以上必要になる。

放射性核種をつくる場合、中性子の照射による生成と、放射性核種の崩壊による減少とで、長時間の中性子照射で、放射性線源の強度はある飽和値に達する。

例えば、1mg の天然同位体存在比の Cr,Zn に、 $1.0 \times 10^{12}/\text{cm}^2/\text{sec}$ の熱中性子を照射すると、その飽和値は、

核種	半減期	生成断面積 (barn)	強度 (mCi)
^{51}Cr	27.70 日	15.9	0.22
^{55}Cr	3.55 分	0.36	2.7×10^{-3}
^{65}Zn	244 日	0.78	9.4×10^{-2}
^{69m}Zn	14.0 時間	0.072	3.4×10^{-3}
^{69}Zn	56 分	1.0	5.0×10^{-2}
^{71m}Zn	3.9 時間	0.0087	1.3×10^{-5}
^{71}Zn	2.4 分	0.083	1.3×10^{-4}

となる [37]。100MW の原子炉の 1m の所においたとして、Cr を約 920kg, Zn を約 1700kg 必要とする。これからわかるように、原子炉の放射化でニュートリノ線源を作るにしても、較正に必要な強度を得るには、数百メガワット以上の強力な原子炉が必要となる。

また、これほど強い線源になると、例えば ^{65}Zn から出る 1115.5keV の γ 線を遮蔽するには大変な物質質量になる。また線源中の不純物の放射化なども考えられ、取り扱いが難しい。いまの所 ^{65}Zn を使った本格的な ν_e 源は作られていないが、 ^{51}Cr に対しては 12.5kg のクロム (同位体存在比は自然のまま) に Siloé reactor (Grenoble) 35MW を使って中性子を照射し 25.4KCi の ν_e 源が作られた事がある [29]。この ν_e 源は Ga 実験用に試作された

ものであるが、 ^{115}In の実験に対しても有効であるので、数10MCiの線源を作り出せば、 ^{115}In のニュートリノ捕獲率の不確定さに対する問題は解決されるだろう。

参考文献

- [1] J.N.Bahcall et al., Rev. of Mod. Phys. 60(1988)297 , 54(1982)767 , 50(1978)881.
- [2] R.Davis et al., Phys. Rev. Lett. 20(1968)1205-1212;
J.N.Bahcall and R.Davis,Jr, Phys. Rev. Lett. 12(1964)300-305.
- [3] R.Davis et al., Neutrino '88 p.518.
- [4] K.S.Hirata et al., Phys. Rev. Lett. 63(1989)16; ICR report 195-89-12.
- [5] D.N.Spergel et al., Astrophys. J. 294(1985)663;
W.H.Press et al., Astrophys. J. 296(1985)679;
J.Faulkner et al., Astrophys. J. 299(1985)994;
L.M.Krauss et al., Astrophys. J. 299(1985)1001;
A.Gould, Astrophys. J. 321(1987)560-585.
- [6] R.N.Mohapatra, Neutrino '88 p.708;
P.Langacker, Neutrino Mass And Related Topics (World Scientific, 1988) p.55.
- [7] A.V.Kyuldjiev, Nucl. Phys. B243(1984)387.
- [8] K.Fujikawa et al., Phys. Rev. Lett. 45(1980)963.
- [9] C.S.Lim et al., Phys. Rev. D37(1988)1368.
- [10] M.Fukugita and T.Yanagida, Phys. Rev. Lett. 58(1987)1807.
- [11] R.Davis, 7th Workshop on Grand Unification, Toyama(1986).
- [12] L.A.Ahrens et al., Phys. Rev. D31(1985)2732;
L.S.Durkin et al., Phys. Rev. Lett. 61(1988)16;
B.Blumenfeld et al., Phys. Rev. Lett. 62(1989)2237.

- [13] H.W.Sobel et al., Neutrino '86 p.148;
G.Zacek et al., Phys. Rev. D34(1986)2621;
J.Bouchez, Neutrino '88 p.28.
- [14] J.D.Vergados Phys.Rep. 133(1986)1.
- [15] L.Glashow et al. Phys. Lett. B190(1987)199.
- [16] L.Wolfenstein, Phys. Rev. D17(1978)2369, D20(1979)2634;
S.P.Mikheyev and A.Yu.Smirnov, Sov. J. Nucl. Phys. 42(1985)913.
- [17] S.P.Rosen and J.M.Gelb, Phys. Rev. D34(1986)969;
V.Barger et al., Phys. Rev. D34(1986)980;
W.C.Haxton, Phys. Rev. D35(1987)2352;
A.S.Joshi and M.V.N.Murthy, Phys. Rev. D37(1988)1374;
D.S.Dearborn and G.M.Fuller, Phys. Rev. D39(1989)3543;
T.K.Kuo J.Pantaleone, Phys. Rev. D39(1989)1930.
- [18] H.A.Bethe, Phys. Rev. Lett. 56(1986)1305.
- [19] J.N.Bahcall and W.C.Haxton, Phys. Rev. D40(1989)931.
- [20] A.J.Baltz and J.Weneser, Phys. Rev. D35(1987)528.
- [21] Y.Yaginuma, Master Thesis (Tokyo Univ.) "Study of the Solar Neutrino Oscillations with the Kamiokande Data".
- [22] H.H.Chen, NIM A264(1988)48, Phys. Rev. Lett. 55(1985)1534;
S.L.Mintz, Phys. Rev. D22(1980)2918.
- [23] R.S.Raghavan and S.Pakvasa, Phys. Rev. D37(1988)849.
- [24] R.S.Raghavan et al. Design Concepts for BOREX AT&T Bell Lab. (ATT-BX-88-01) (1988).

- [25] A.I.Abazov et al., Neutrino Mass and Related Topics (World Scientific, 1988) p.313.
- [26] W.Hampel, Neutrino '81 p.6;
T.Kirsten, Neutrino '86 p.317;
R.V.Ammon et al. 8th Workshop on Grand Unification, New York (1987) p.109.
- [27] R.S.Raghavan, Phys. Rev. Lett. 37(1976)259.
- [28] Nuclear Data Sheets (1987).
- [29] M.Cribier et al. NIM A265(1988)574.
- [30] Y.Suzuki et al., NIM A275(1989)142;
J.C.Lund et al., NIM A272(1988)885.
- [31] A.Alessandrello et al., NIM A264(1988)93;
A.Drukier and L.Stodolsky, Phys. Rev. D30(1984)2295;
F.von Feilitzsch, Neutrino Mass and Related Topics (World Scientific, 1988) p.300;
J.E.Evetts et al., NIM A264(1988)41.
- [32] A.G.D.Payne and N.E.Booth, Tests of Some Prototype Indium-loaded Scintillators for Solar Neutrino Detection (1989).
- [33] A de Bellefon et al., Feasibility study of an Indium Scintillator Solar Neutrino Experiment DPhPE 89-17(Saclay) (1989).
- [34] First workshop on solar neutrino detection, KEK, Japan (1986) KEK report 86-7.
- [35] A.K.Drukier and R.Nest, NIM A239(1985)605.
- [36] L.Pfeiffer et al., Phys. Rev. Lett. 41(1978)63, Phys. Rev. C19(1979)1035.
- [37] 村上悠紀雄 他 編, 放射線データブック (地人書館).
- [38] 有機金属ハンドブック (朝倉書店), 近畿化学工業会有機金属部会編.

- [39] 有機化合物辞典 (講談社), 有機合成化学協会編.
- [40] I.B.Berlman, Handbook of Fluorescence Spectra of Aromatic Molecules (Academic Press, 1971).
- [41] H.Güsten, P.Schuster and W.Seitz, Journal of Physical Chemistry 82(1978)459.
- [42] K.Siegbahn, Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy Vol.1 (North-Holland Pub. Co., 1965).
- [43] Nuclear Level Schemes A=45 through A=257, Nuclear Data Group.
- [44] A.Ando et al., Geostandards Newsletter 11-2(1987)159.
- [45] 高分子データ-ハンドブック応用編 (培風館), 高分子学会編.
- [46] 石河寛昭, 液体シンチレーション測定法 (南山堂).

表の説明

(表 1-1) 太陽内での核融合反応鎖 (p-p chain) と、ニュートリノ発生反応。太陽内でのエネルギー供給の 98.5% を担っている。この他に He+p による hep ニュートリノ反応がある。[1]

(表 1-2) CNO 核融合反応サイクル。エネルギー供給は 1.5% にすぎない。[1]

(表 1-3) 太陽標準模型で期待されるニュートリノのフラックス、エネルギー及びフラックスの誤差 [1]。 ${}^7\text{Be}$, pep ニュートリノは単色エネルギーを持っている。

(表 2-1) 各種の原子核で期待される、各々のニュートリノ成分に対する捕獲率 [1]。
 $1\text{SNU} = 1 \times 10^{-36} \text{captures/sec/atom}$

(表 3-1) インジウム含有液体シンチレーター, プレート, ファイバー, インジウム含有プラスチックの開発状況 [34][33] [36]。エネルギー分解能は、 $\sigma = \frac{\sigma_0}{\sqrt{E}}$ を仮定して、477keV で期待されるエネルギー分解能を示した。

(表 4-1) シミュレーションで得られた、ニュートリノ捕獲反応に対する検出効率。Selection No. は本文中に記した遅延信号に対する選択条件。Fiducial Volume は第 1 信号に対する観測位置 (Z) の条件。そして、観測領域には、第 1 信号を検出したセルを中心に $3 \times 3, 5 \times 5, 7 \times 7, 9 \times 9$ セルを選んだ場合を示してある。

(表 4-2) 各々の選択条件を使った場合の、許容環境 γ レート。環境 γ レートとは、環境 γ 線のスペクトルを $\frac{dN}{dE} \propto E^{-1.5}$ とした時の 500keV でのレート (/g/keV/sec) であり、許容環境 γ レートは、それぞれの選択条件で S/N=1 となる γ 線レートである。ただし、S/N とは第 1 信号のエネルギー幅を $650 < E < 850\text{keV}$ とした時のものである。

(表 4-3) 環境 γ レートと物質中の放射性不純物量との関係を求めるためにシミュレーションをしたときに使った γ 線放出崩壊。多くの γ 線放出反応の中の "10nsec 以内に $\gamma, 2\gamma, \beta\gamma$ 等の崩壊をして、その全エネルギーが 300keV 以上であり、分岐比 1% 以上のもの" である。表には崩壊の親核, エネルギー (keV), 分岐比を示してある。後ろ

に β のあるものは β 線のエネルギーである。反応の娘核の半減期が短いものは、その娘核の崩壊様式とエネルギー、半減期を示した。[43]

(表 4-4)Th 系列,U-Ra 系列の反応鎖。核種と半減期, 崩壊様式を示してある。 (γ) であるのは、 γ 線を出さない反応様式があるものである。[37]

図の説明

- (図1-1) 太陽標準模型による、太陽ニュートリノのスペクトル [1]。横軸はエネルギー (keV), 縦軸は地上で期待されるフラックス。ただし、実線は p-p 反応鎖, 点線は CNO サイクルから出るニュートリノのスペクトルである。
- (図1-2) Davis らの ^{37}Cl を使った太陽ニュートリノ観測実験の結果。横軸は観測年、縦軸はニュートリノ捕獲で ^{37}Ar が作られたレート (黒丸) 及び太陽黒点の数 (黒点), 太陽直径 (白丸) である。 [3]
- (図1-3) 加速器, 原子炉, 大気, 太陽ニュートリノを使って探索できるニュートリノ振動パラメータの大まかな領域。この図は 2 世代での振動を考えた場合のもので、横軸の θ はニュートリノの混合角、縦軸はニュートリノの質量の 2 乗の差である。
- (図1-4) ニュートリノが完全に混合しているときの、 δm^2 の値に対する ^{37}Cl 実験で期待される年平均捕獲率の、混合がない場合との比 [15]。
- (図1-5) ^{37}Cl 実験での捕獲率を最小にするような "Just So" ニュートリノ振動パラメータ $\delta m^2 = 8 \times 10^{-11} \text{eV}^2$, $\sin^2 2\theta = 1$ での太陽ニュートリノのスペクトル [15]。
- (図1-6) (図1-5) のパラメータの時の、 $^7\text{Be}(861\text{keV})$ ニュートリノのフラックスの年間の変化 (実線)、及び振動がないときの楕円軌道のための太陽と地球間の距離の変化による年間の変化 (点線)。
- (図1-7) 電子タイプニュートリノと、そのほかのニュートリノの物質中での散乱過程、(a) は ν_e のみ, (b) は $\bar{\nu}_e$ のみ, (c) は全てのタイプのニュートリノに対して存在する。
- (図1-8) 物質中でのコヒーレントな前方散乱によるポテンシャル中での、ニュートリノ質量 2 乗の固有値の変化 [18]。質量が交差する事によって共鳴的に異なるフレーバーに遷移する。

(図1-9) ^{37}Cl 実験及び KAMIOKANDEII実験の結果を説明できるニュートリノ振動パラメータの領域 (68% C.L.) [21]。ただし、実験結果はそれぞれ、

$^{37}\text{Cl} : (2.1 \pm 0.3) \text{SNU} / 7.9 \text{SNU}$, $\text{KAM} : (0.41 \pm 0.07) \text{SSM} / \text{SSM}$ としてある。

(図1-10) ^7Be (861 keV) ニュートリノフラックスが、太陽標準模型と比較して (a) < 0.1, (b) 0.1 ~ 0.3, (c) 0.3 ~ 0.5, (d) 0.5 ~ 0.7, (e) 0.7 ~ 0.9, (f) > 0.9, > 1 だった場合に、ニュートリノ振動で説明できる振動パラメータの領域 (95% C.L.) [19]。

(図2-1) ^{115}In , ^{115}Sn のレベル図及びニュートリノ捕獲の際の遷移の様子 [27][28]。

(図3-1) EX-H の発光スペクトル、及び透過スペクトル。発光スペクトルは、260nm の光で励起して表面での発光を見た。透過スペクトルは、1cm 角の石英容器を使い、水を参照物質として測定した。

(図3-2) シンチレーターカクテル EX-H, 及び S500 の含水率と温度に対する状態の変化の様子。澄明領域かゲル領域で使用できる。

(図3-3) EX-H の第2発光溶質 Bis-MSB の吸収スペクトル (モル吸光係数の単位は $l/\text{mol cm}$) と発光スペクトル [40]。

(図3-4) 大きなストークスシフトを持つ事で注目されている発光溶質 PMP の発光, 吸収スペクトル [41]。発光スペクトルと吸収スペクトルの重なりが小さいほど良い。

(図3-5) $5\text{cm}\phi \times 100\text{cm}$ 長石英容器での性能測定のセットアップ。及び後方散乱 γ 線との同時計測による 477keV モノクロ β 線測定の概念図。

(図3-6) EX-H; In7.5% を使って ^{137}Cs (662 keV) を測定したときのスペクトル。同時計測を行わないときのスペクトル (上図) と、同時計測を行ったときのスペクトル (下図) 及び、同時計測に使った NaI でのスペクトル (中図)。

(図3-7) ピークチャンネル, 分解能を求めるときに行ったフィットの様子。図は、線源を 70cm の位置に置いて PMT の時間差の情報を使って光量を再構成したもの。×印のものをフィットに用いた。

(図 3-8) (図 3-5) のセットアップでの EX-H;In7.1%の減衰長測定したもので、線源を 5 ~ 95cm の位置に置いた時の両端の各 PMT での観測光量の変化を示してある。また、縦のスケールは 0cm,100cm で 1 になるように規格化してある。丸印が測定データ、実線は 2つの指数関数の和でフィットしたもの。同時に両方の減衰曲線を単純に足し合わせたものも示してある。長成分の減衰長は 155cm にもなる。

(図 3-9) (図 3-5) のセットアップで、信号が両端の PMT で観測される時間差を使って発光位置を再構成したもの。図は 50cm の位置に線源を置いて測定した場合で、 $\sigma=4.5\text{cm}$ の位置分解能が得られている。

(図 3-10) (図 3-5) のセットアップで、EX-H;In7.1%を測定した場合のエネルギー分解能 $\frac{\sigma}{E}$ 。ただし、PMT の時間差による位置情報を使って光量を再構成して得られた分解能である。プロットは測定値、実線はシミュレーションで用いたエネルギー分解能。平らな部分はおおよそ 13%である。

(図 3-11) (図 3-10) と同様にして EX-H;In5.0%を測定した場合のエネルギー分解能。平らな部分はおおよそ 12%である。

(図 3-12) インジウムの濃度を変えたときの光量の変化。EX-H;In0.0% を基準にしてある。

(図 3-13) $^{241}\text{Am}(60\text{keV } \gamma)$, $^{57}\text{Co}(122\text{keV}:86\%, 136\text{keV}:11\% \gamma)$ を使ってミニバイアルに似た EX-H;In7.5%の発光を測定した時のスペクトル。

(図 4-1) ニュートリノ捕獲反応の検出器中での信号様式。

(図 4-2) ^{115}In の β 崩壊のスペクトル。L.Pfeiffer らの測定 [36] を使って最大エネルギーを 486keV にしてある。シミュレーション中ではこのスペクトルを使っている。

(図 4-3) インジウム 10tons(EX-H;In7.1%) を使った時に第 1 信号と見間違えるような信号の発生するレートとその原因。図では環境 γ のレートを $10^{-9}/\text{g}/\text{keV}/\text{sec}$ にしてある。

(図4-4) 環境 γ レートを変えたときに得られるS/Nの変化。図は、遅延信号の選択に Selection No.5 を用い、観測領域 9×9 セル、第1信号の有感領域を $5 < Z < 95$ にしてある。主となるバックグラウンドの様式も同時に示してある。この図でS/N=1 になるところが、許容環境 γ レートになる。

(図4-5) SACLAY チームが独自に計算した、エネルギー分解能、環境 γ レートとS/Nとの関係。"H"はインジウム含有シンチレーターやインジウム含有プラスチック等の"H"omogeneousな検出器を使った場合、"F"はファイバー、"P"はプレートを使った場合である [33]。我々が開発した EX-H;In7.1% はエネルギー分解能 $\sim 10.5\%$ に相当するので、この図からはS/N=1となる許容環境 γ レートは $\sim 5 \times 10^{-9} / \text{g/keV/sec}$ になる。

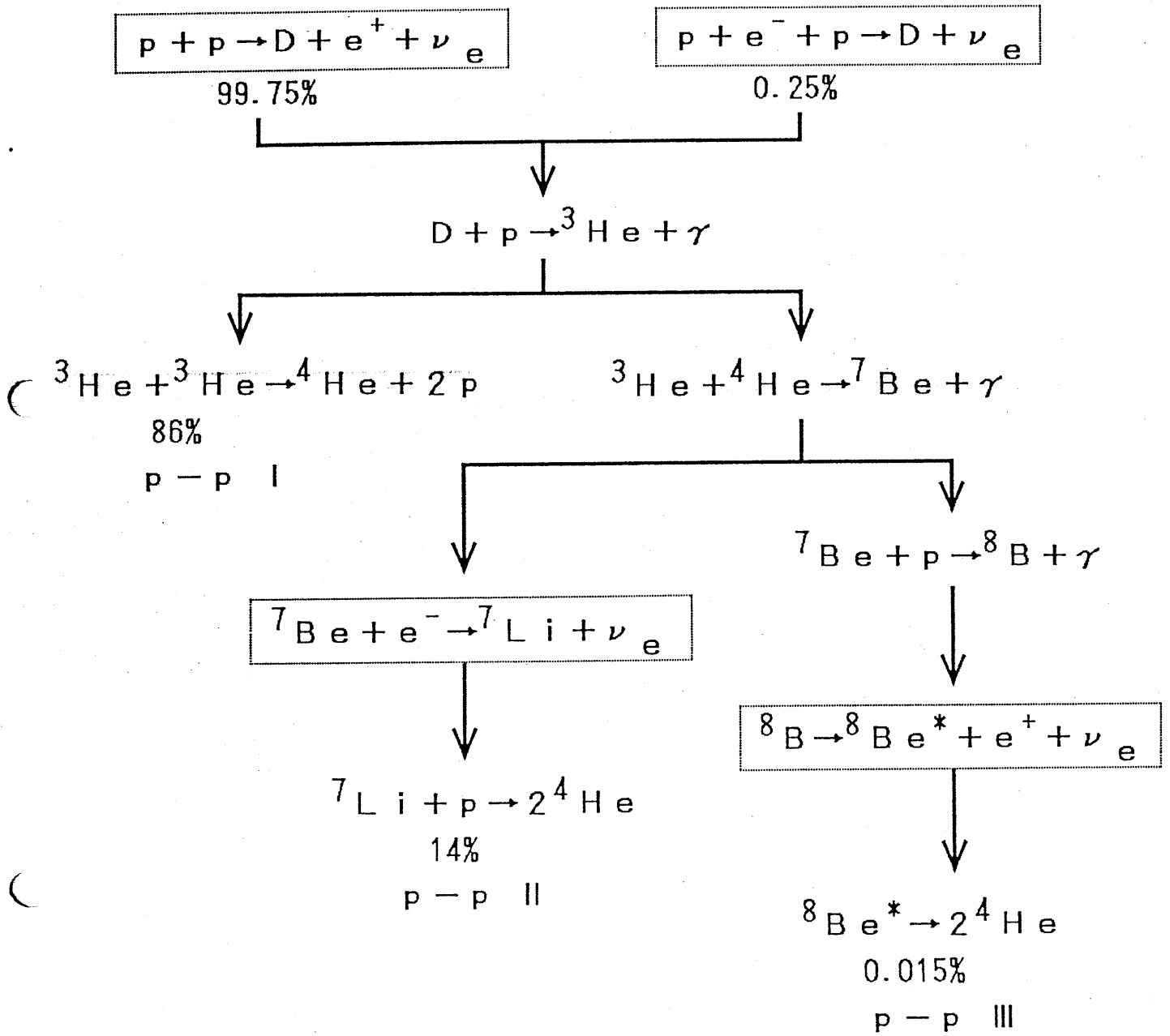
(図4-6) ^{238}U が40ppbの時に放射平衡を仮定して検出器中での振る舞いをシミュレートしたもの。(a)はエネルギー分解能を0%に、(b)は12%にした場合である。

(図4-7) ゲルマニウム検出器を使っての放射性不純物量の測定。(a), (b)はそれぞれ標準試料 JG-1, $\text{InCl}_3 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ のバックグラウンド(空測定)を差し引いた後の単位重量あたりの検出率。

(図4-8) ゲルマニウム検出器による測定で、各エネルギー線を使って親核の量を求めたもの。(a), (b), (c)はそれぞれ U-Ra, Th 系列, ^{40}K 量に換算したもので、誤差は統計誤差のみによるものである。

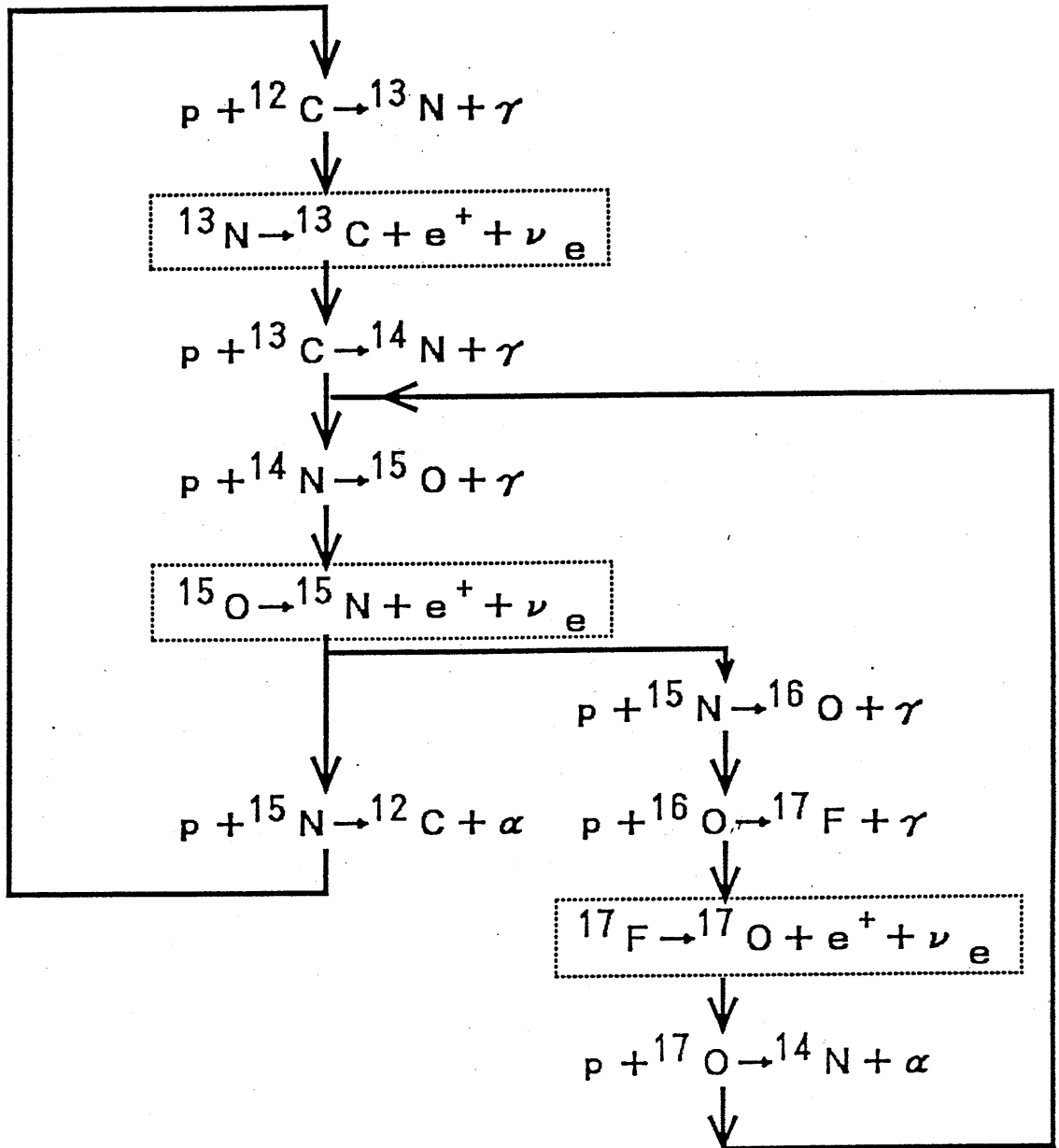
(図A-1) ^{115}In 検出器の較正に使えるような原子核の崩壊様式。[37]

p-p reaction chains



(表 1 - 1)

The CNO cycle



(表 1 - 2)

Neutrino fluxes and uncertainties

ν_e Source	Flux(/ cm^2/sec)	Energy(keV)	Uncertainty(3σ)
p-p	6.0×10^{10}	<420	2%
pep	1.4×10^8	1442	2%
hep	7.6×10^3	<18773	—
${}^7\text{Be}$	4.7×10^9	861(89.7%),383(10.3%)	15%
${}^8\text{B}$	5.8×10^6	<14060	37%
${}^{13}\text{N}$	6.1×10^8	<1199	50%
${}^{15}\text{O}$	5.2×10^8	<1732	58%
${}^{17}\text{F}$	5.2×10^6	<1740	46%

(表 1 - 3)

Expected capture rates [SNU]

Target	p-p	pep	hep	${}^7\text{Be}$	${}^8\text{B}$	${}^{13}\text{N}$	${}^{15}\text{O}$	${}^{17}\text{F}$	total
${}^2\text{H}$	0.0	0.0	0.02	0.0	6.0	0.0	0.0	0.0	6.0
${}^7\text{Li}$	0.0	9.2	0.06	4.5	22.5	2.6	12.8	0.1	51.8
${}^{37}\text{Cl}$	0.0	0.2	0.03	1.1	6.1	0.1	0.3	0.004	7.9
${}^{40}\text{Ar}$	0.0	0.0	0.02	0.0	1.7	0.0	0.0	0.0	1.7
${}^{71}\text{Ga}$	70.8	3.0	0.06	34.3	14.0	3.8	6.1	0.06	132
${}^{81}\text{Br}$	0.0	1.1	0.07	8.6	15.3	0.9	1.9	0.02	27.8
${}^{98}\text{Mo}$	0.0	0.0	0.08	0.0	17.3	0.0	0.0	0.0	17.4
${}^{115}\text{In}$	468	8.1	0.05	116	14.4	13.6	18.5	0.2	639

(表 2 - 1)

Indium Loading (Wt%)	Attenuation Length (cm)	Energy Resolution σ (%) at 477keV	Position Resolution σ (cm)	Remarks
7	155	13	5	liquid 100cm cell "Osaka Univ." (1989)
5	-	"10"	-	liquid 10cm cell L.Pfeiffer et al. (1978)
5	54	26	-	liquid 100cm cell "Univ. of Oxford" (1989)
10	45	44	-	liquid 100cm cell "Univ. of Oxford" (1989)
5	-	16	-	liquid 100cm cell "NE technology Ltd." (1989)
6	-	14	-	plate 100cm R.Raghavan (1978)
-	-	16	-	plate 100cm N.Booth (1989)
0	-	21(17)	-	fiber 200cm(100cm) "Saclay" (1989)
10	9	-	-	Indium loaded plastic T.Inagaki (1986)

(表 3 - 1)

Signal Efficiency

Fidusial Volume $0 < Z < 100$

Sel. No.	3 × 3 cells	5 × 5 cells	7 × 7 cells	9 × 9 cells
1	0.55	0.64	0.66	0.67
2	0.53	0.62	0.64	0.65
3	0.47	0.54	0.57	0.57
4	0.29	0.44	0.51	0.54
5	0.27	0.42	0.49	0.52
6	0.24	0.37	0.43	0.46
7	0.10	0.19	0.24	0.26
8	0.10	0.18	0.23	0.25
9	0.08	0.16	0.20	0.22

Fidusial Volume $5 < Z < 95$

Sel. No.	3 × 3 cells	5 × 5 cells	7 × 7 cells	9 × 9 cells
1	0.50	0.58	0.61	0.61
2	0.48	0.56	0.58	0.59
3	0.43	0.50	0.52	0.52
4	0.26	0.40	0.47	0.50
5	0.25	0.39	0.45	0.48
6	0.22	0.34	0.40	0.42
7	0.09	0.18	0.22	0.24
8	0.08	0.17	0.21	0.23
9	0.07	0.15	0.19	0.21

Fidusial Volume $10 < Z < 90$

Sel. No.	3 × 3 cells	5 × 5 cells	7 × 7 cells	9 × 9 cells
1	0.46	0.53	0.55	0.56
2	0.44	0.51	0.53	0.54
3	0.39	0.45	0.47	0.47
4	0.24	0.37	0.43	0.46
5	0.23	0.36	0.42	0.44
6	0.20	0.32	0.37	0.39
7	0.09	0.16	0.20	0.22
8	0.08	0.16	0.20	0.22
9	0.07	0.14	0.17	0.19

(表 4 - 1)

Allowable Limit of the Background γ Rate

Fidusial Volume $0 < Z < 100$

Sel. No.	3 × 3 cells	5 × 5 cells	7 × 7 cells	9 × 9 cells
1	1×10^{-10}	2×10^{-11}	—	—
2	1×10^{-9}	1×10^{-9}	1×10^{-9}	5×10^{-10}
3	2×10^{-9}	2×10^{-9}	1×10^{-9}	1×10^{-9}
4	4×10^{-10}	4×10^{-10}	3×10^{-10}	1×10^{-10}
5	4×10^{-9}	5×10^{-9}	5×10^{-9}	1×10^{-9}
6	6×10^{-9}	7×10^{-9}	7×10^{-9}	7×10^{-9}
7	6×10^{-10}	8×10^{-10}	9×10^{-10}	1×10^{-9}
8	6×10^{-9}	8×10^{-9}	9×10^{-9}	1×10^{-8}
9	7×10^{-9}	1×10^{-8}	1×10^{-8}	1×10^{-8}

Fidusial Volume $5 < Z < 95$

Sel. No.	3 × 3 cells	5 × 5 cells	7 × 7 cells	9 × 9 cells
1	2×10^{-10}	2×10^{-10}	1×10^{-11}	—
2	2×10^{-9}	2×10^{-9}	2×10^{-9}	1×10^{-9}
3	2×10^{-9}	2×10^{-9}	2×10^{-9}	2×10^{-9}
4	8×10^{-10}	9×10^{-10}	9×10^{-10}	7×10^{-10}
5	6×10^{-9}	7×10^{-9}	8×10^{-9}	7×10^{-9}
6	8×10^{-9}	9×10^{-9}	1×10^{-8}	1×10^{-8}
7	1×10^{-9}	2×10^{-9}	2×10^{-9}	2×10^{-9}
8	8×10^{-9}	1×10^{-8}	1×10^{-8}	1×10^{-8}
9	1×10^{-8}	1×10^{-8}	2×10^{-8}	2×10^{-8}

Fidusial Volume $10 < Z < 90$

Sel. No.	3 × 3 cells	5 × 5 cells	7 × 7 cells	9 × 9 cells
1	3×10^{-10}	3×10^{-10}	1×10^{-10}	—
2	2×10^{-9}	2×10^{-9}	2×10^{-9}	2×10^{-9}
3	3×10^{-9}	3×10^{-9}	3×10^{-9}	2×10^{-9}
4	1×10^{-9}	1×10^{-9}	1×10^{-9}	1×10^{-9}
5	7×10^{-9}	9×10^{-9}	9×10^{-9}	1×10^{-8}
6	9×10^{-9}	1×10^{-8}	1×10^{-8}	1×10^{-8}
7	2×10^{-9}	2×10^{-9}	3×10^{-9}	3×10^{-9}
8	1×10^{-8}	1×10^{-8}	2×10^{-8}	2×10^{-8}
9	1×10^{-8}	2×10^{-8}	2×10^{-8}	2×10^{-8}

(表 4 - 2)

U-Ra series			
²¹⁴ Pb	690β	352	48%
	740β	295	30%
		242,53	12%
²¹⁴ Bi	510β	275,259	1%
	1160β	2119	1.2%
		1509,609	2.2%
	1262β	1408,609	2.5%
	1256β	1402,609	1.4%
	1389β	1281,609	1.5%
	1432β	1238,609	5.9%
	1515β	1765	15.8%
		1155,609	1.7%
	1549β	1730	2.9%
		1120,609	15.0%
	1618β	1661	1.2%
	1736β	934,609	3.2%
	1864β	806,609	1.2%
	1901β	1378	3.4%
		768,609	4.9%
	2004β	665,609	1.6%
	318 β	1583	0.5%
		1378	0.5%
		769,609	0.6%

→ ²¹⁴Po 7.8MeV α 1.6 × 10⁻⁴sec

Th series					
²²⁸ Ac	986β	322	771,60	0.3%	
			504	328	0.4%
				270,58	0.4%
		279	874	0.2%	
			816,58	0.1%	
			546	328	0.2%
				270,58	0.2%
			479	338,58	0.3%
				209,129,58	0.1%
	1017β	795	328	1.8%	
			270,58	1.9%	
	1118β	964,58	1.5%		
	1171β	969	11.8%		
		911,58	19.8%		
	1744β	338,58	9.5%		
		209,129,58	3.5%		
	2140β	58	11%		
	972β	772	332,129,58	1.5%	
			141,191,129,58	0.2%	
		840	328	0.5%	
			270,58	0.5%	
	416β	755	969	0.4%	
			911,58	0.7%	
	452β	1631,58	1.5%		
	494β	1588,58	3.5%		
	608β	100	463	969	0.9%
				911,58	1.4%
			410	964,58	0.7%
				836,129,58	0.3%
²¹² Pb	155β	300,115	4.9%		
	332β	239	83%		
²¹² Bi(→ ²¹² Po)	1524β	727	2.8%		
(64%)	630β	1621	1.2%		
	738β	795,727	1.0%		

→ ²¹²Po 9.0MeV α 3.1 × 10⁻⁷sec

²¹² Bi→ ²⁰⁸ Tl			
(36%)			
²⁰⁸ Tl	1032β	763,583,2615	2.0%
		253,511,583,2615	1.0%
	1518β	511,583,2615	22.1%
	1795β	583,2615	51%

K

⁴⁰K 45β 1460 11.0%

(表 4 - 3)

Th series

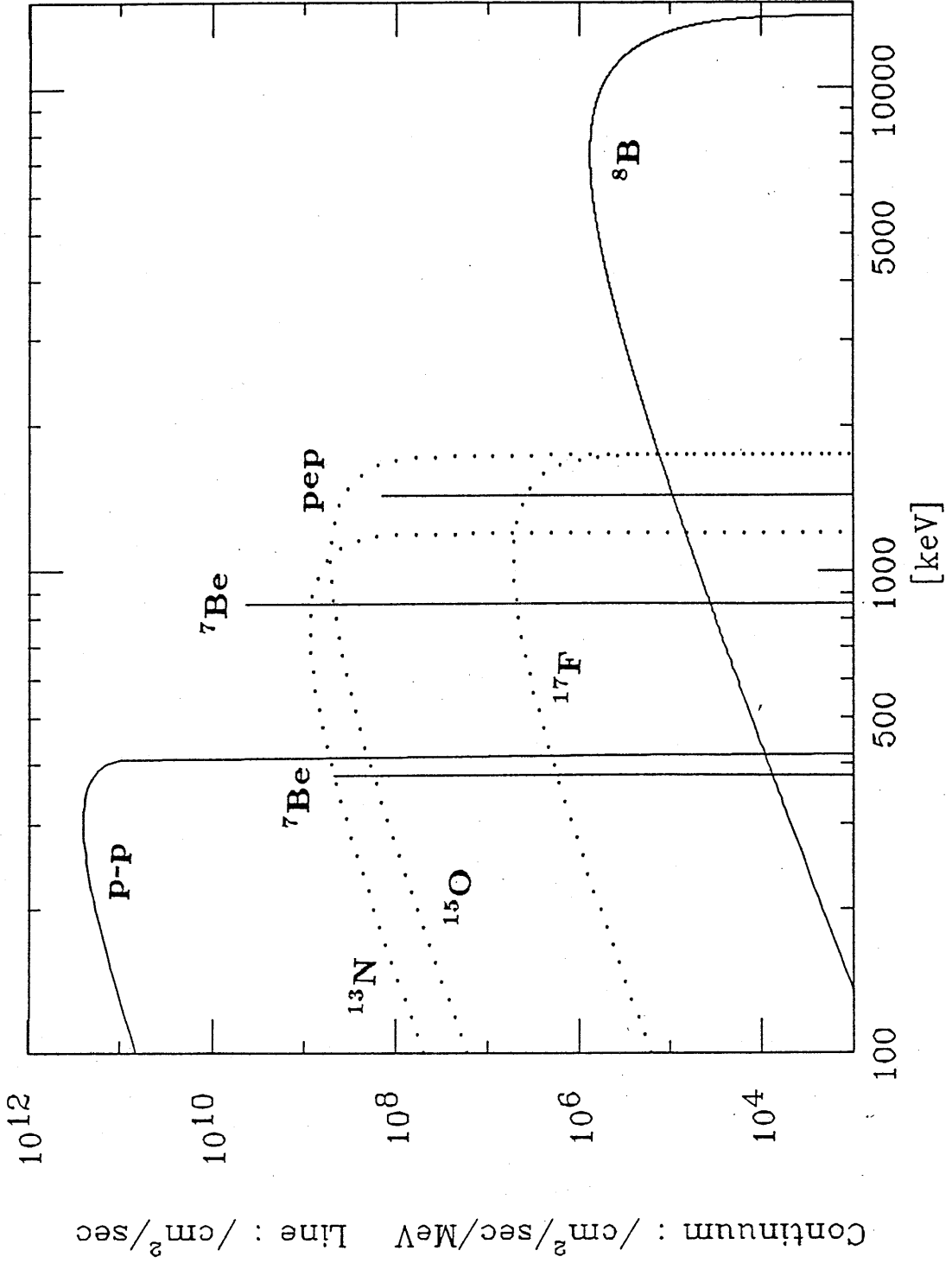
Th 90	²³² Th 1.41 × 10 ¹⁰ y		²²⁸ Th 1.913y		
Ac 89	↓ α(γ)	²²⁸ Ac 6.13h	↗ β(γ) ↓ α, γ		
Ra 88	²²⁸ Ra 5.76y	↖ β	²²⁴ Ra 3.66d		
Fr 87			↓ α(γ)		
Rn 86			²²⁰ Rn 55.6s		
At 85			↓ α(γ)		
Po 84			²¹⁶ Po 0.15s	²¹² Po 3.05 × 10 ⁻⁷ s	
Bi 83			↓ α	²¹² Bi 60.60m	↗ βγ 64.0% ↓ α
Pb 82			²¹² Pb 10.64h	↓ α 36.0%	²⁰⁸ Pb stable
Tl 81				²⁰⁸ Tl 3.053m	↗ βγ

U-Ra series

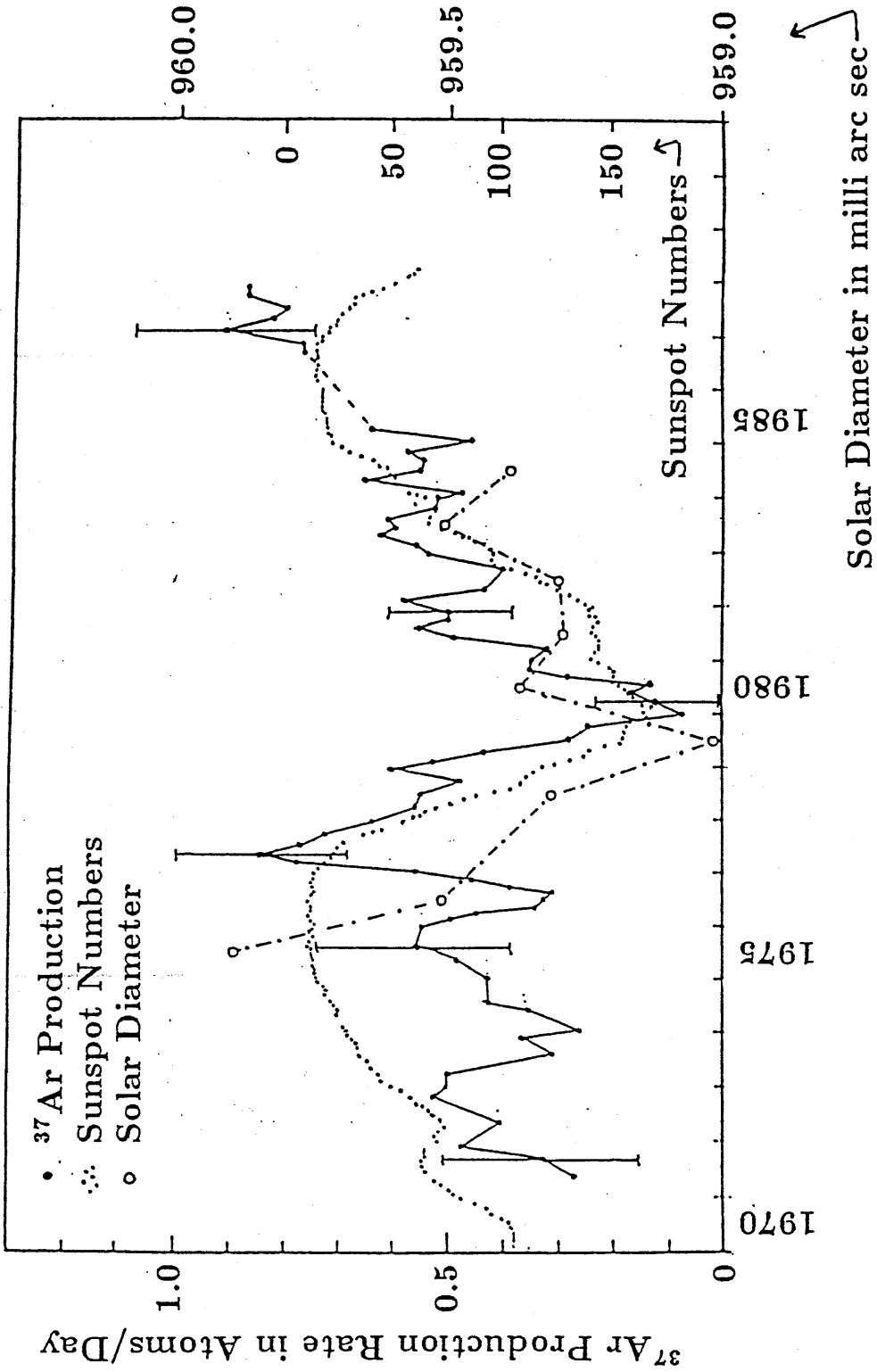
U 92	²³⁸ U 4.468 × 10 ⁹ y		²³⁴ U 2.45 × 10 ⁵ y		
Pa 91	↓ α(γ)	^{234m} Pa 1.175m	↗ 99+% IT	↖ 0.13% β(γ)	↓ α(γ)
Th 90	²³⁴ Th 24.10d		²³⁰ Th 8.0 × 10 ⁴ y		
Ac 89			↓ α(γ)		
Ra 88			²²⁶ Ra 1.60 × 10 ³ y		
Fr 87			↓ α(γ)		
Rn 86			²²² Rn 3.824d	²¹⁸ Rn 3.5 × 10 ⁻² s	
At 85			↓ α(γ)	²¹⁸ At ~ 2s	↗ β 0.1% ↓ αγ
Po 84			²¹⁸ Po 3.05m	↓ α 99.9%	²¹⁴ Po 1.64 × 10 ⁻⁴ s
Bi 83			↓ α 99+%	²¹⁴ Bi 19.7m	↗ βγ 99+% ↓ α
Pb 82			²¹⁴ Pb 26.8m	↖ βγ ↓ α 0.021%	²¹⁰ Pb 22.3y
Tl 81				²¹⁰ Tl 1.30m	↗ β(γ) ↓ α 1.7 × 10 ⁻⁶ %
Hg 80					²⁰⁶ Hg 8.1m
					²⁰⁶ Tl 4.20m
					↗ β ↓ α 1.3 × 10 ⁻⁴ %
					²¹⁰ Bi 5.012d
					↗ β 99+% ↓ α(γ)
					²⁰⁶ Pb stable

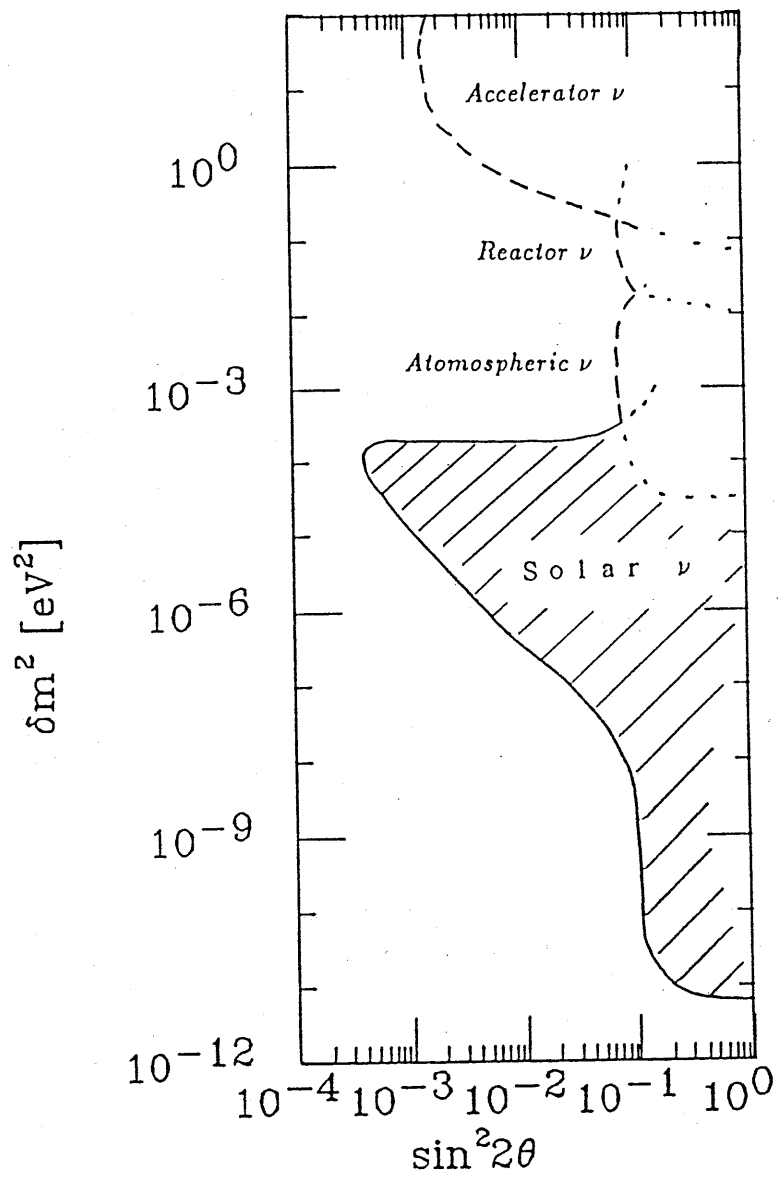
(表 4 - 4)

Solar Neutrino Spectrum



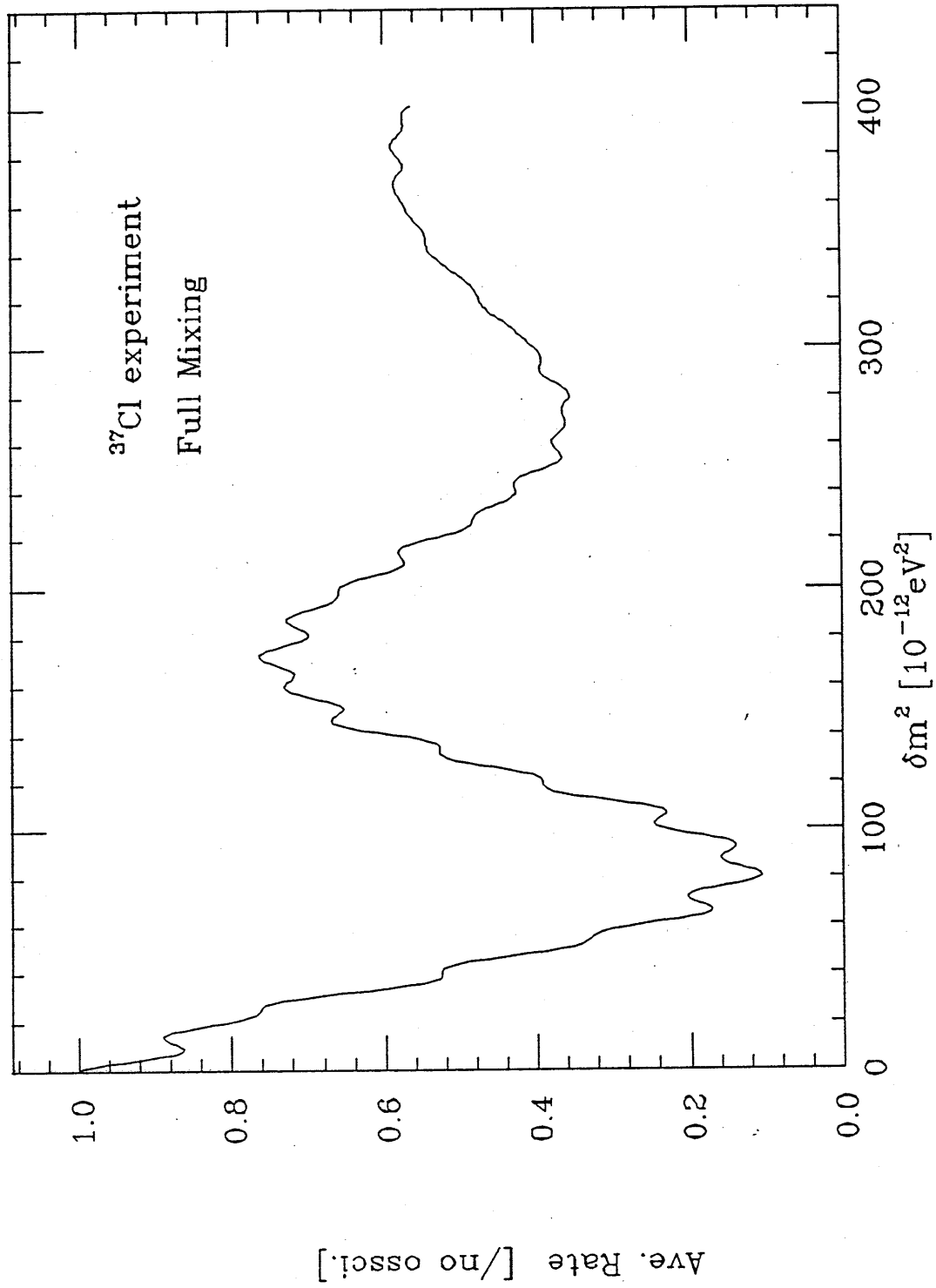
³⁷Cl Experiment



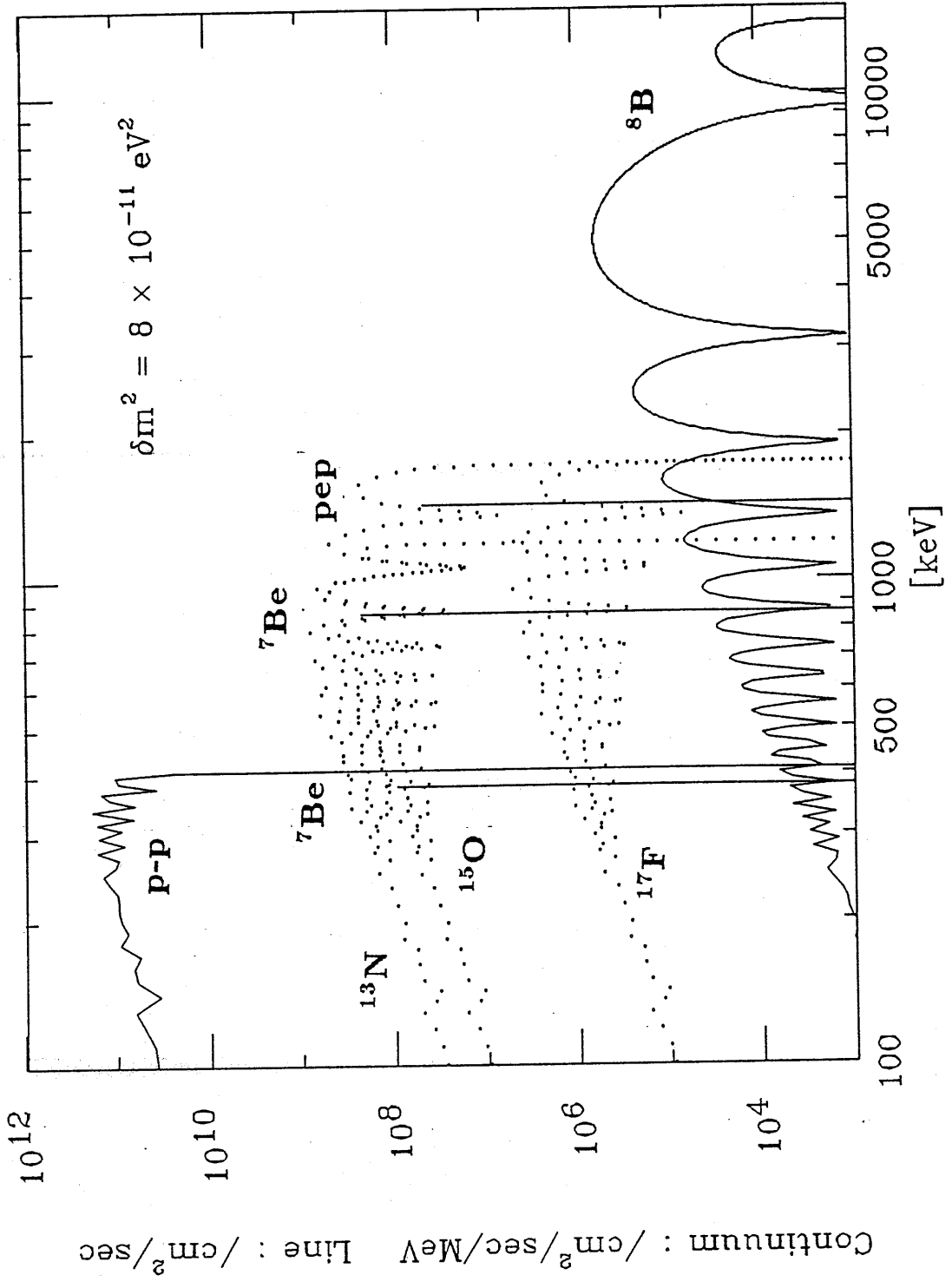


(☒ 1 - 3)

Just So Oscillation

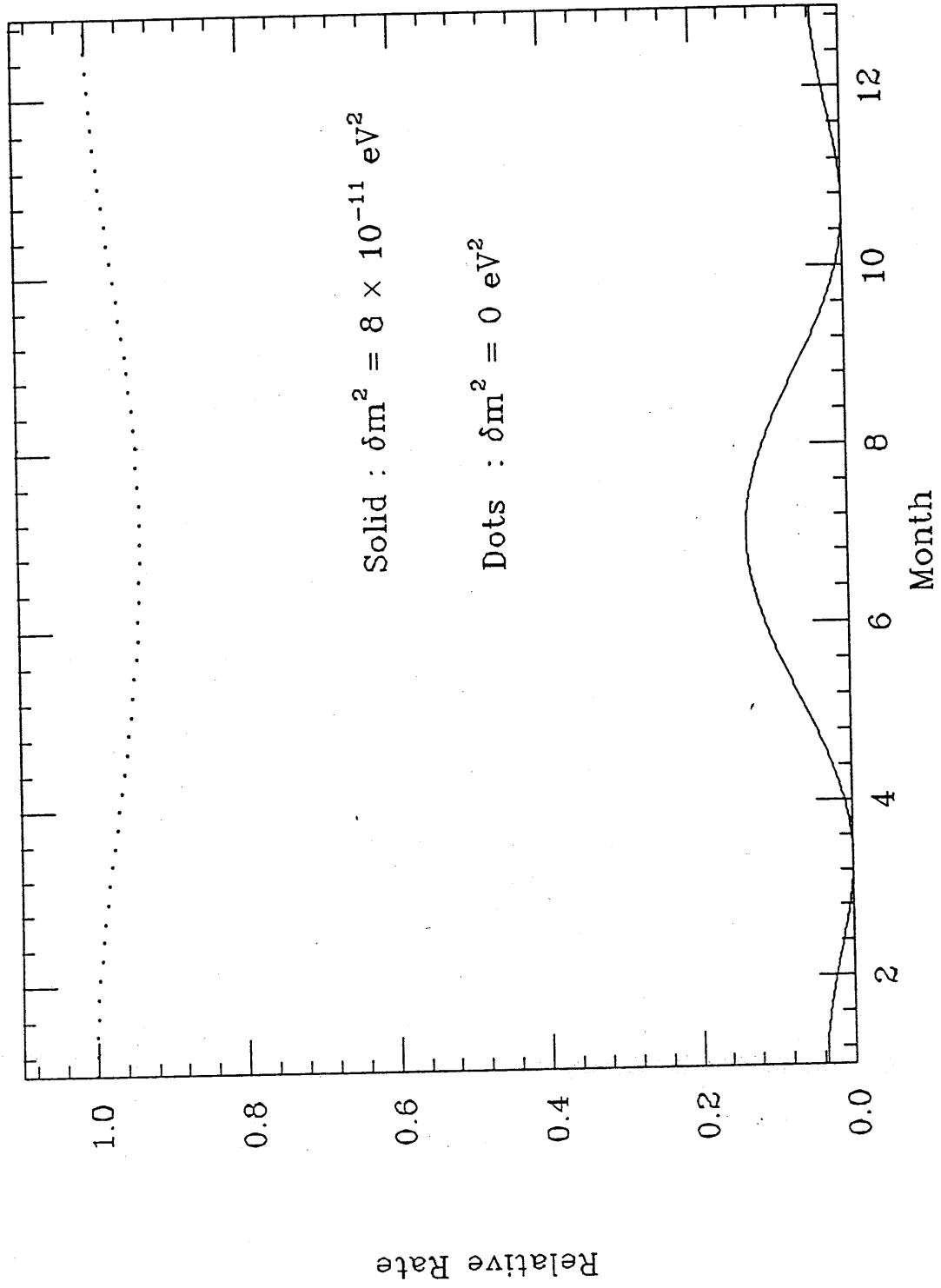


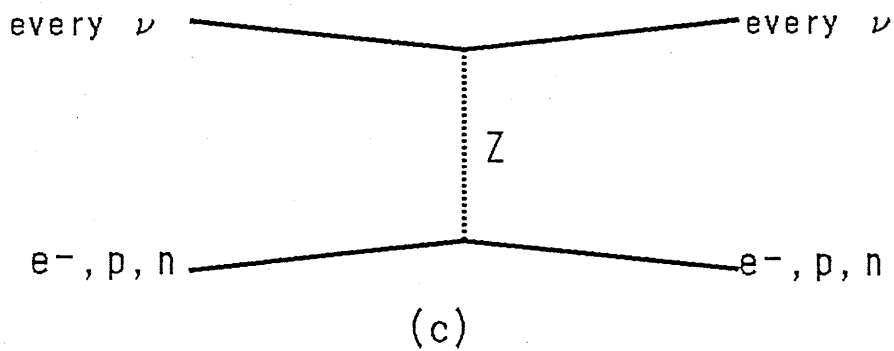
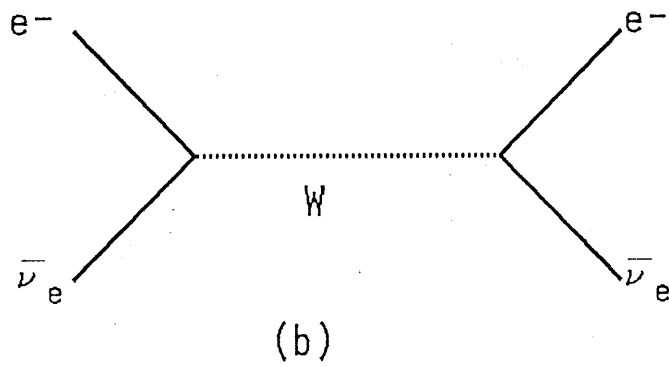
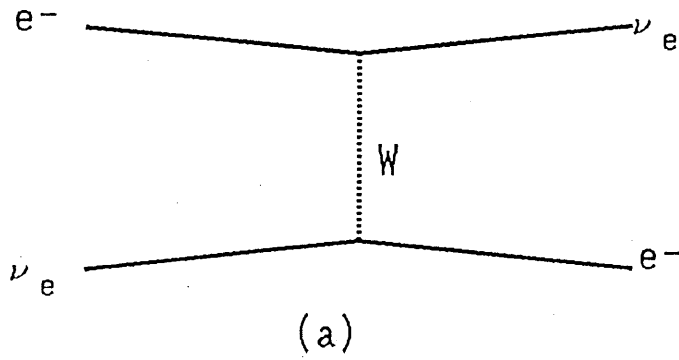
Just So Oscillation

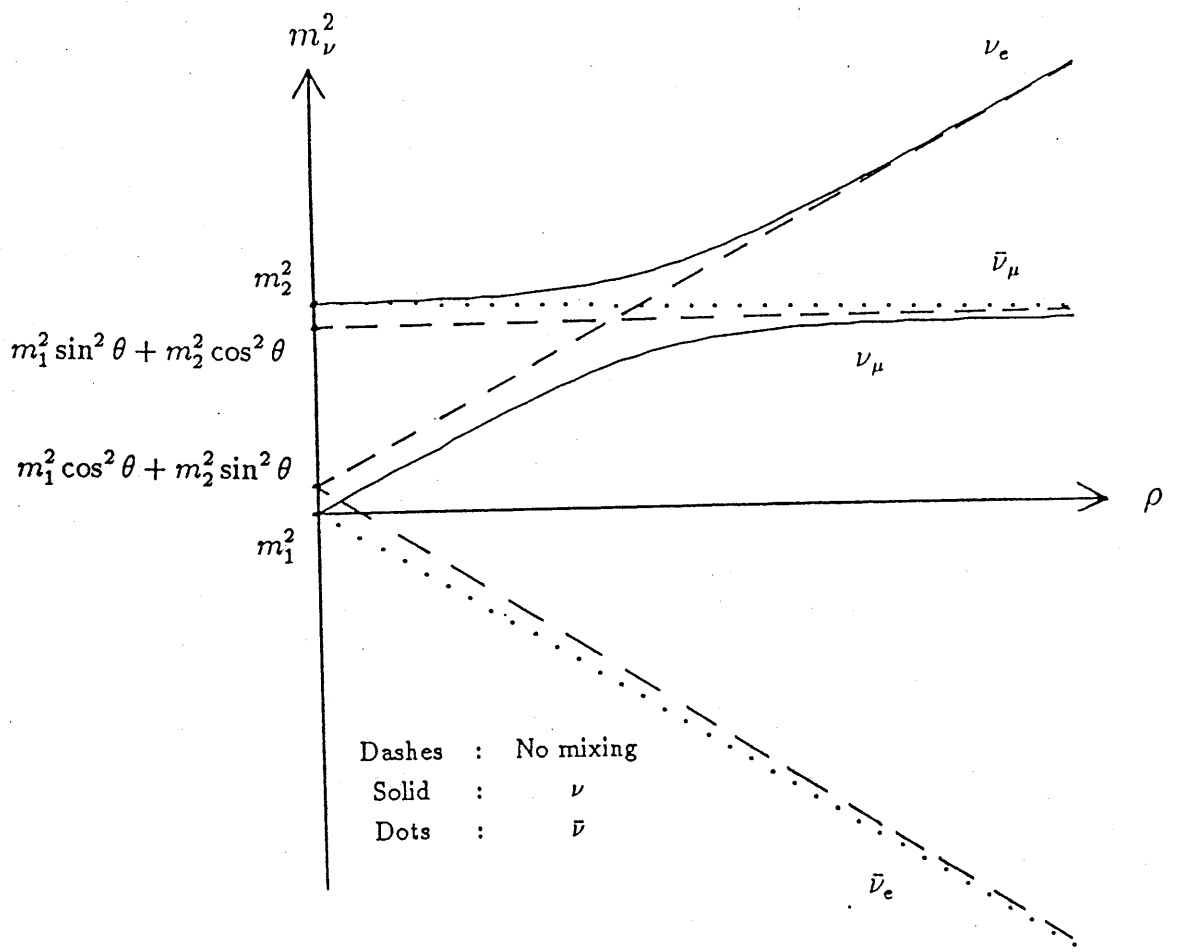


(1 - 5)

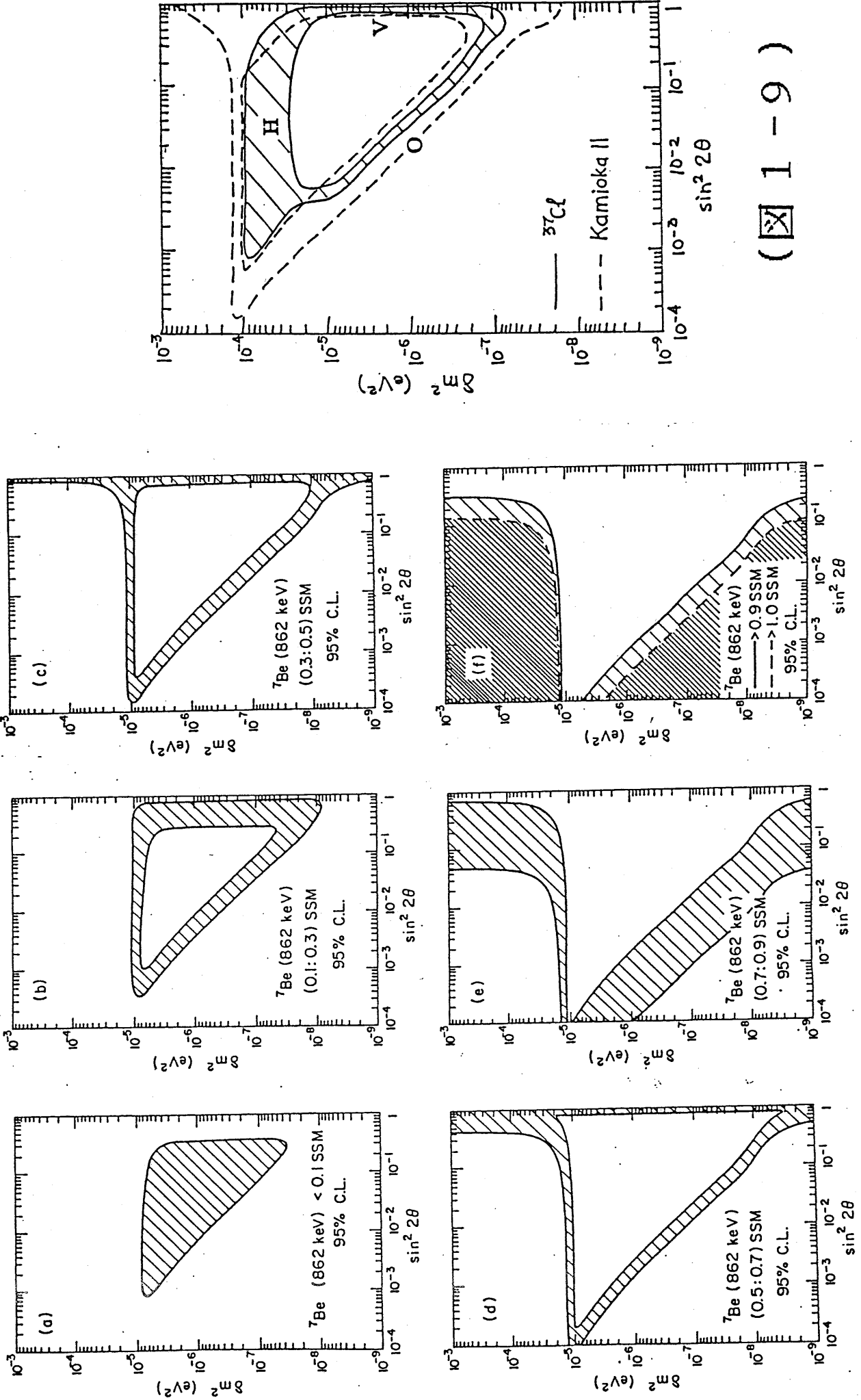
Just So Oscillation (${}^7\text{Be}$ 861keV)



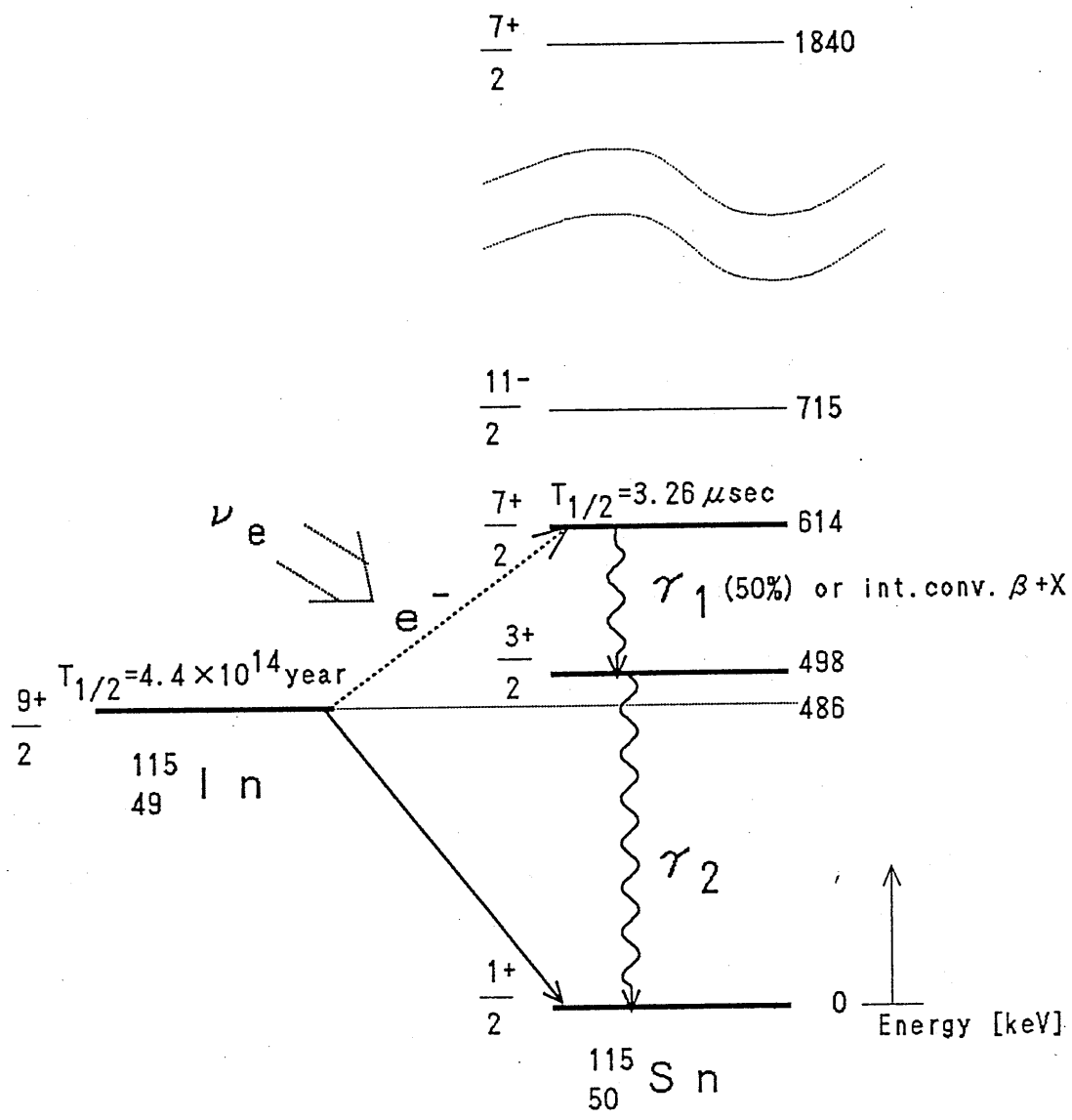




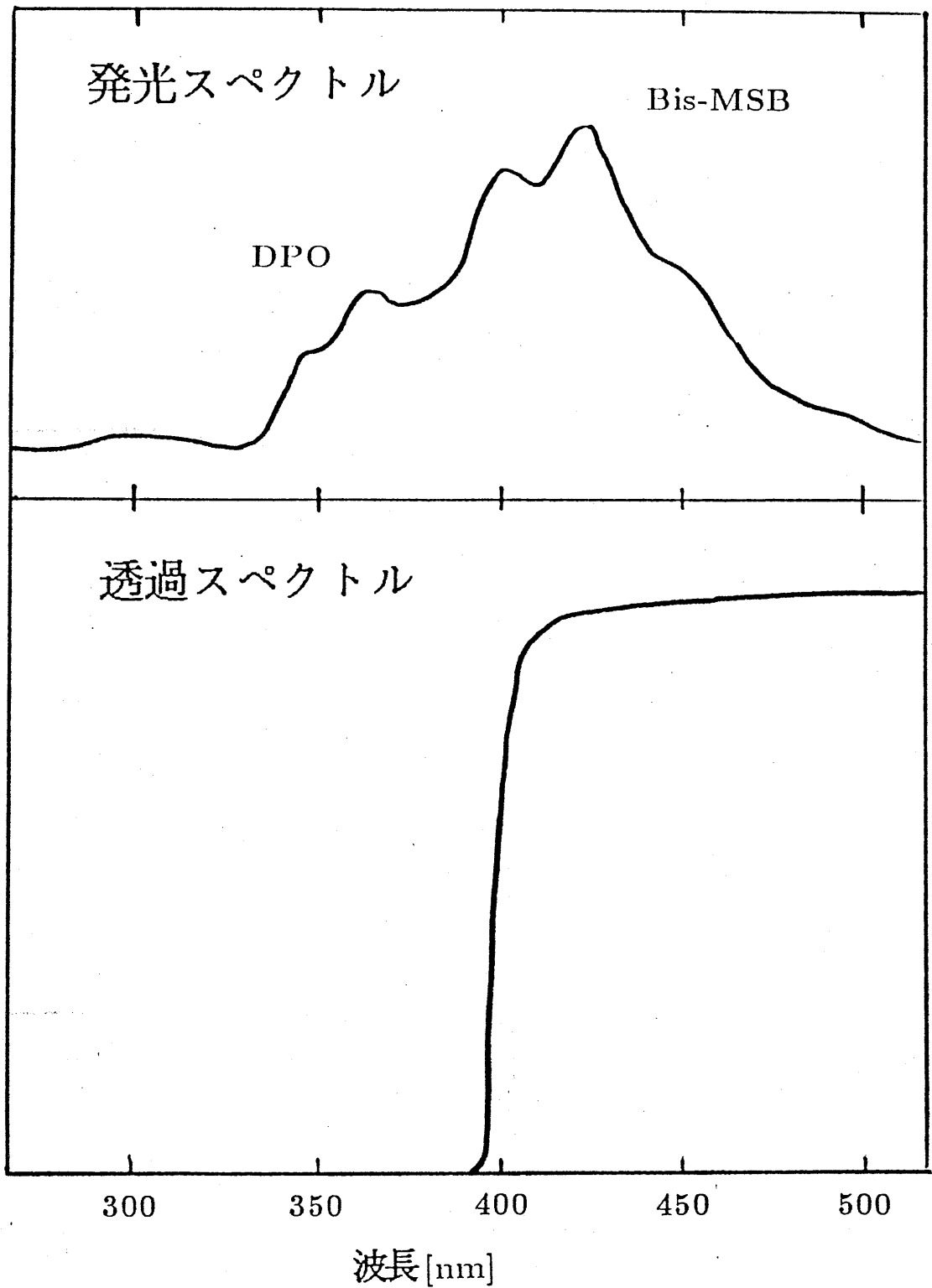
(1 - 8)



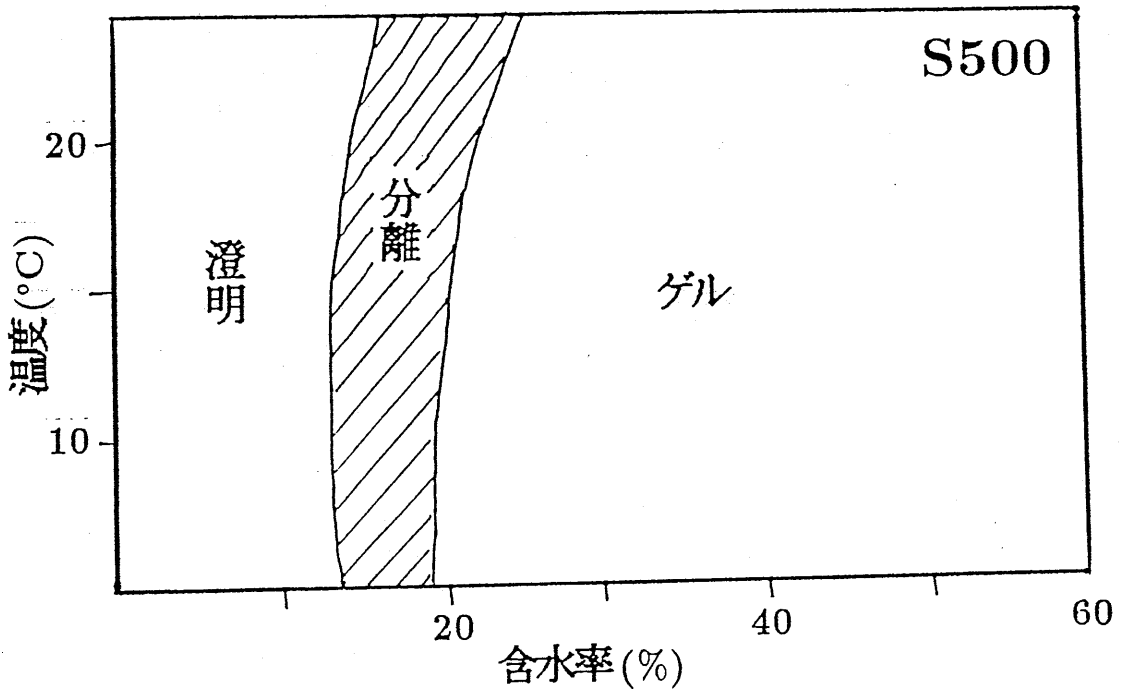
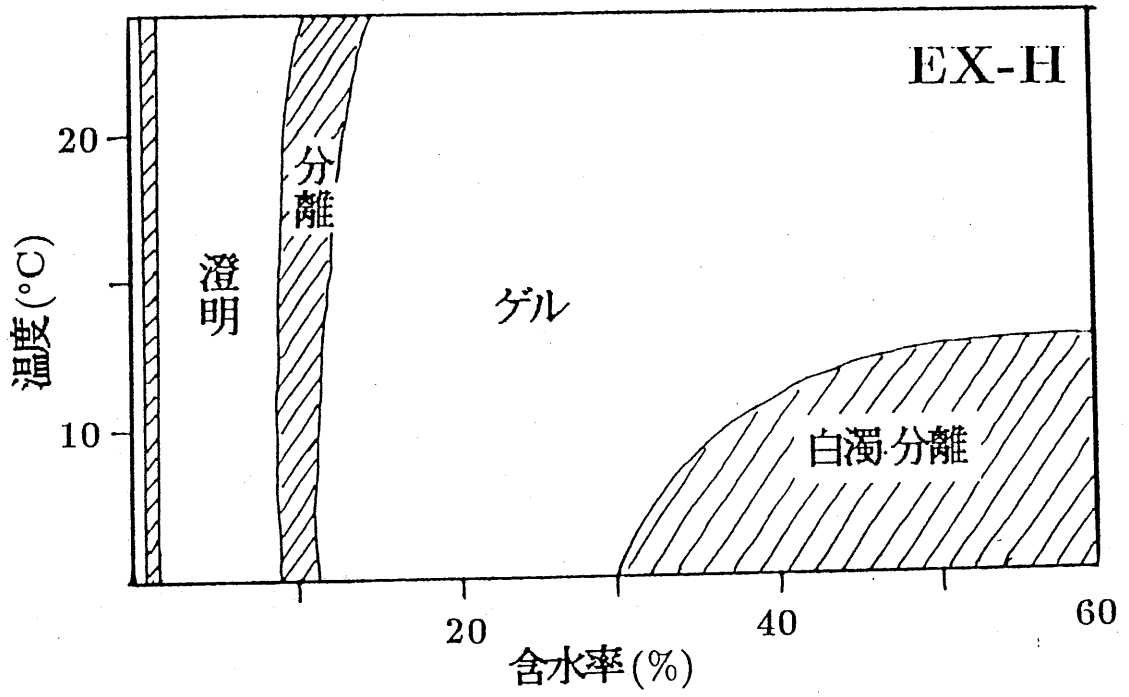
(图 1-9)



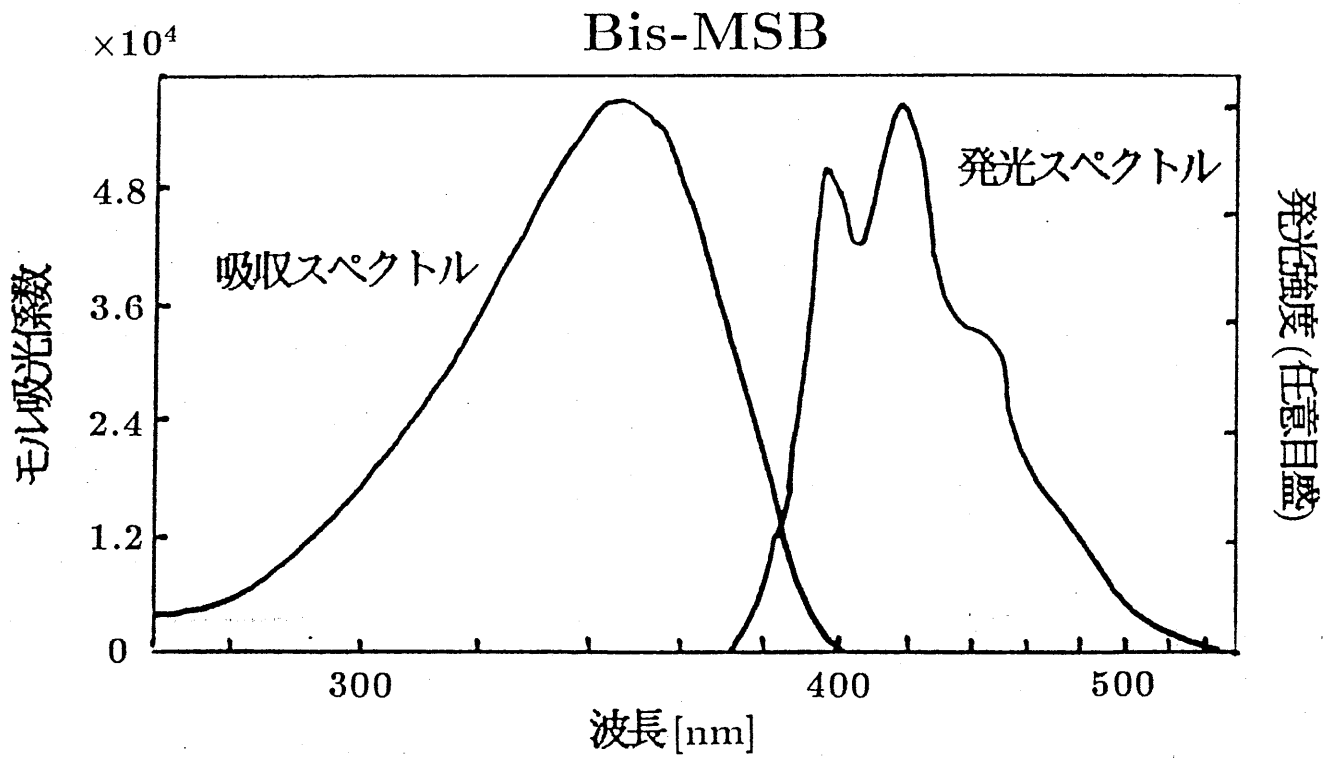
(☒ 2 - 1)



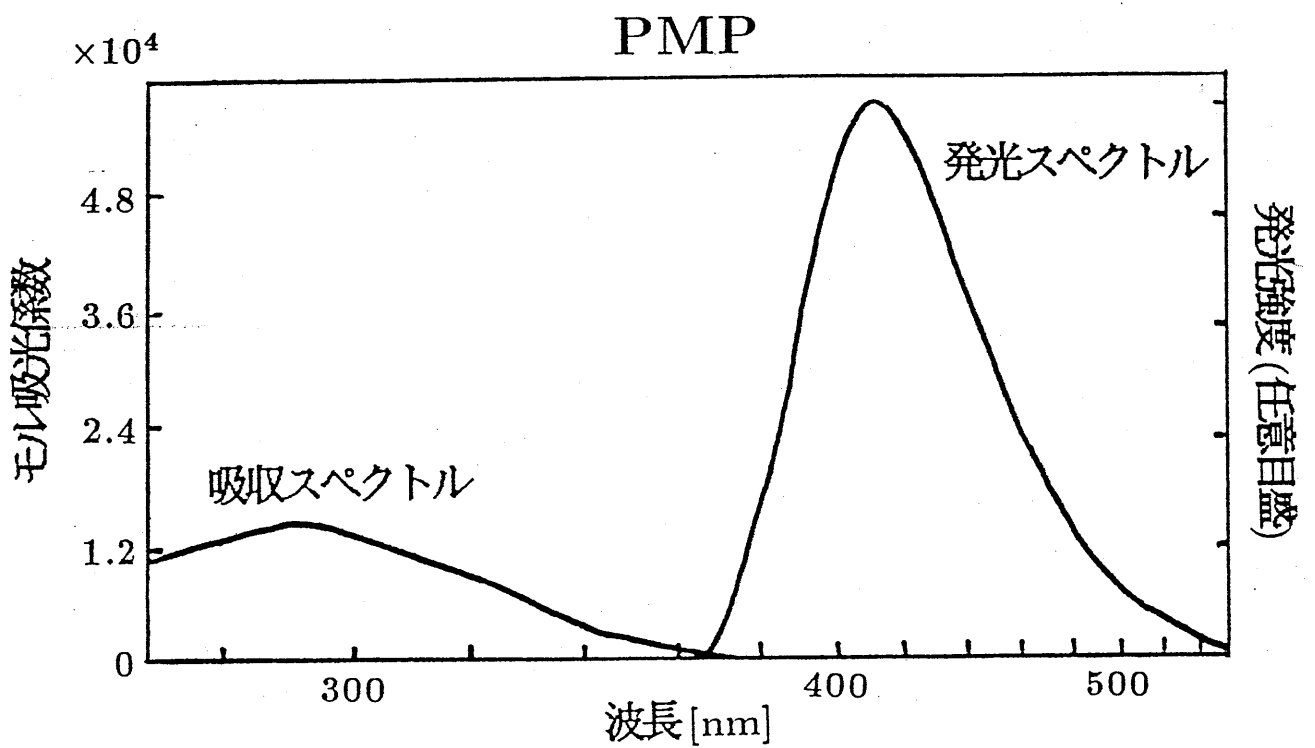
(図 3 - 1)



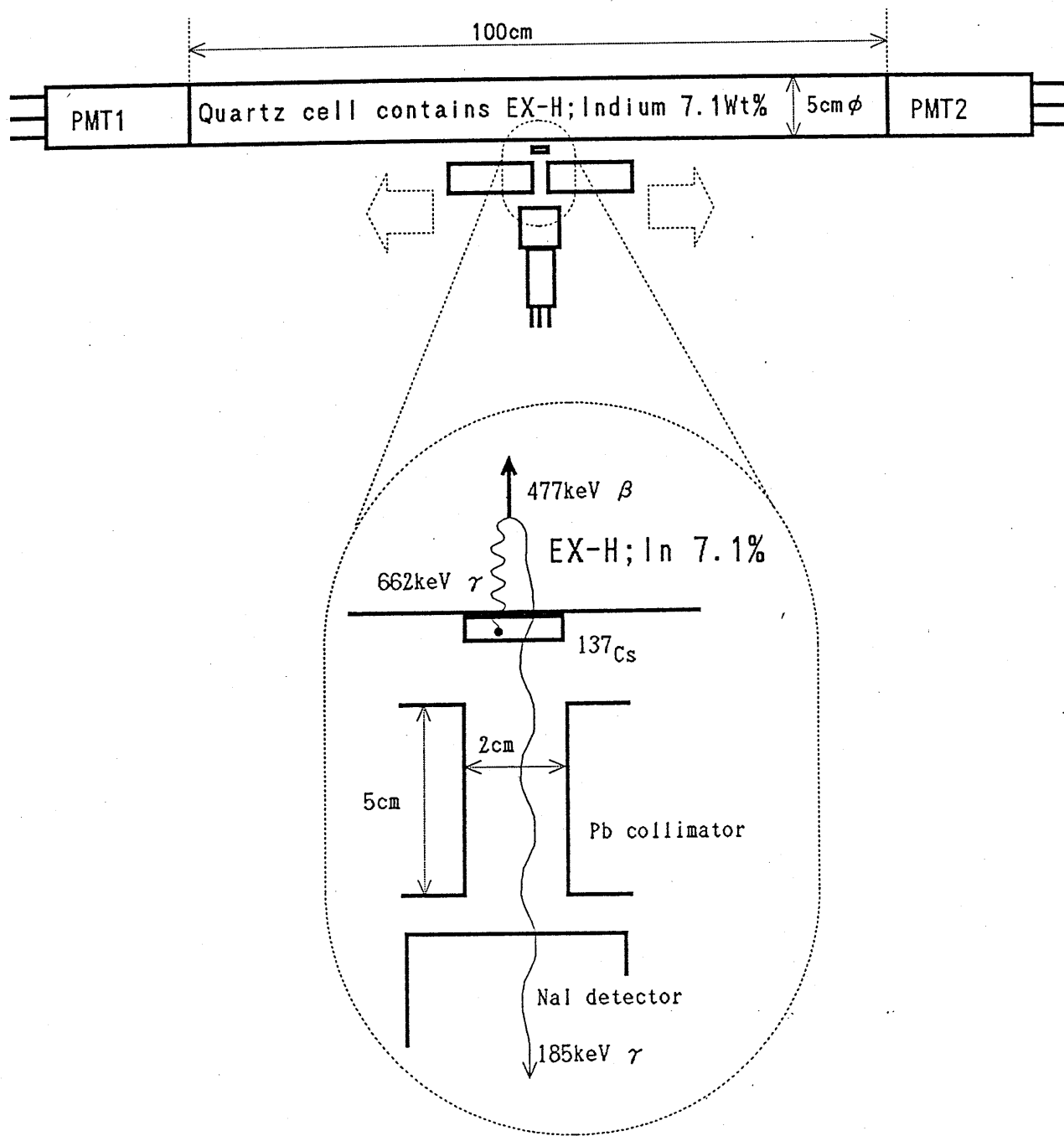
(図 3 - 2)



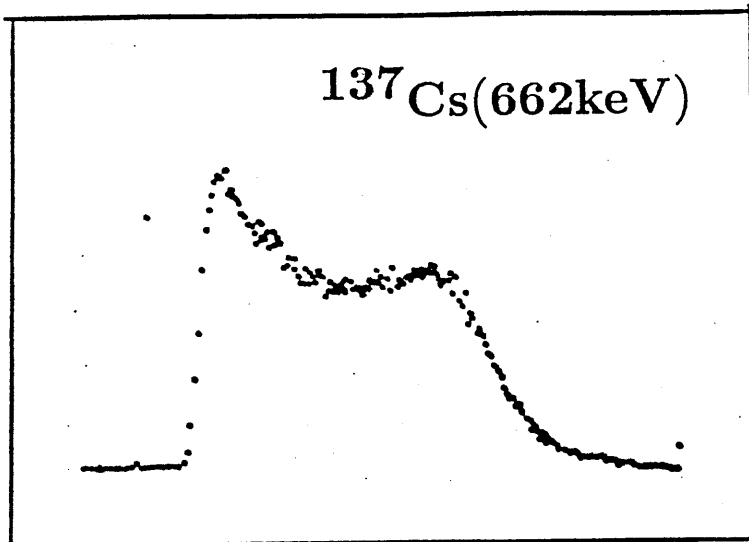
(図 3 - 3)



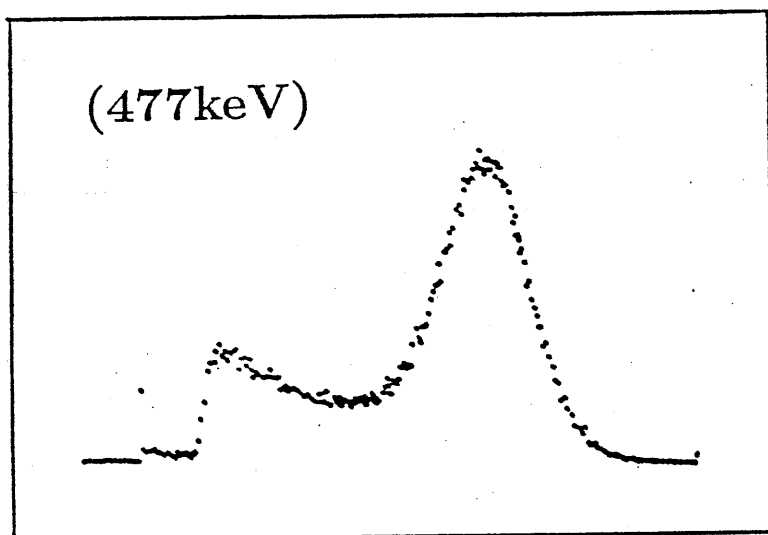
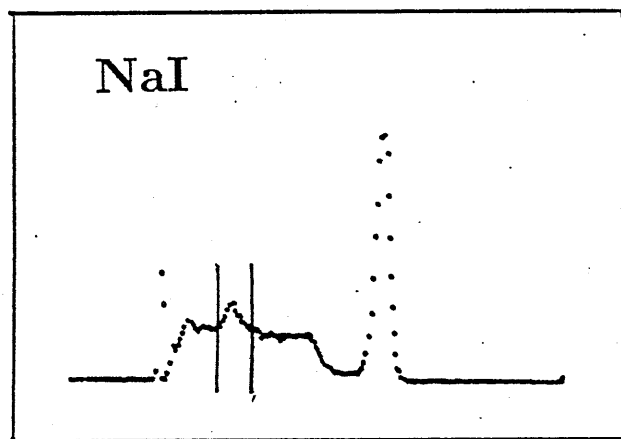
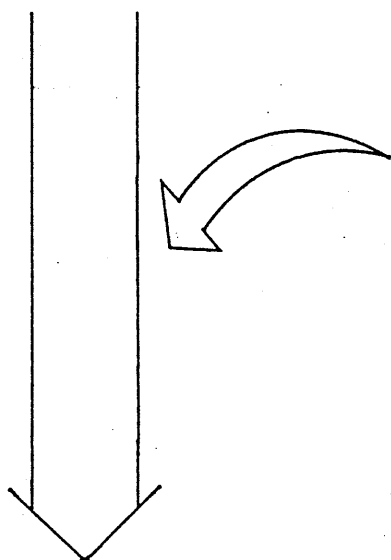
(図 3 - 4)



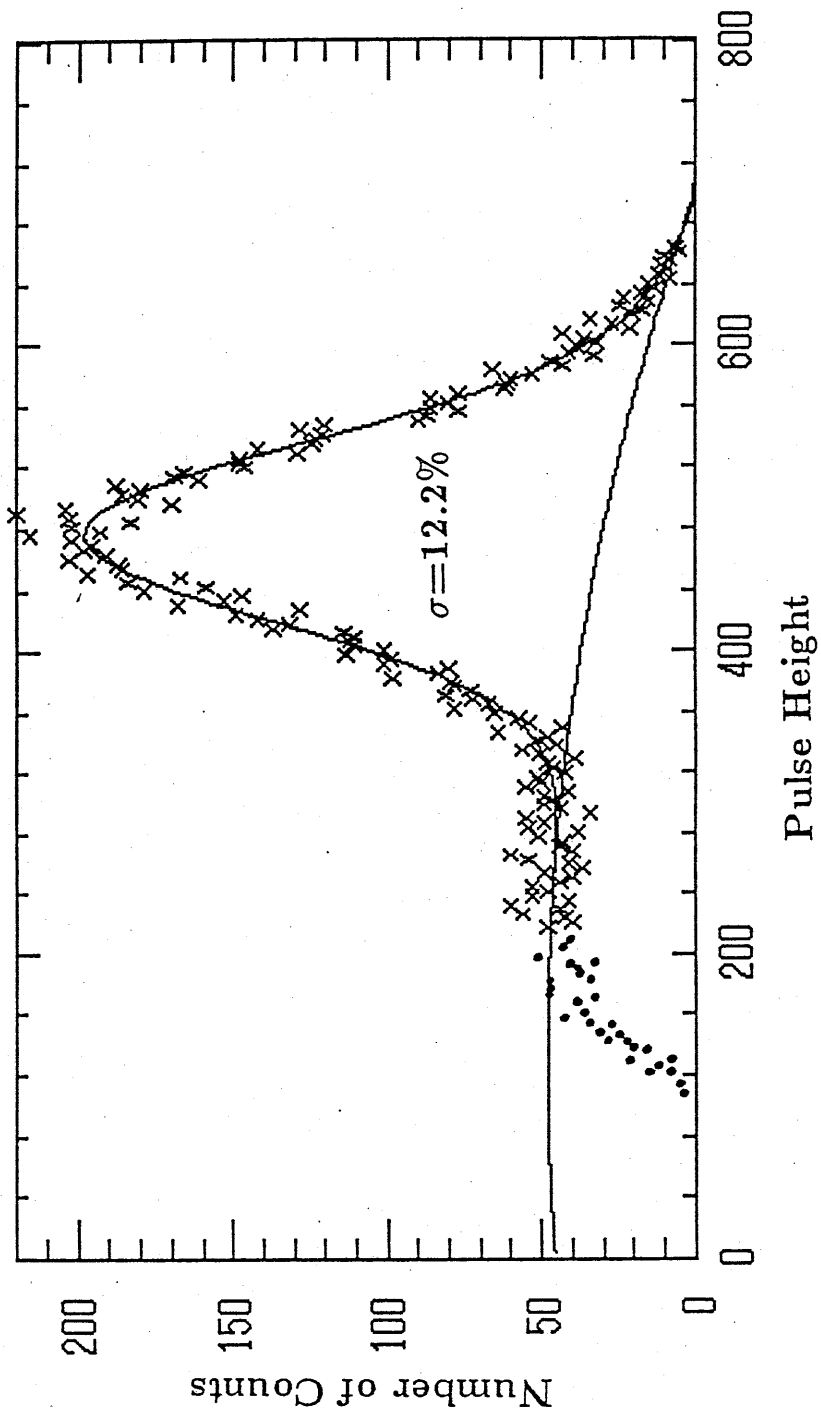
(\boxtimes 3 - 5)



Coincidence

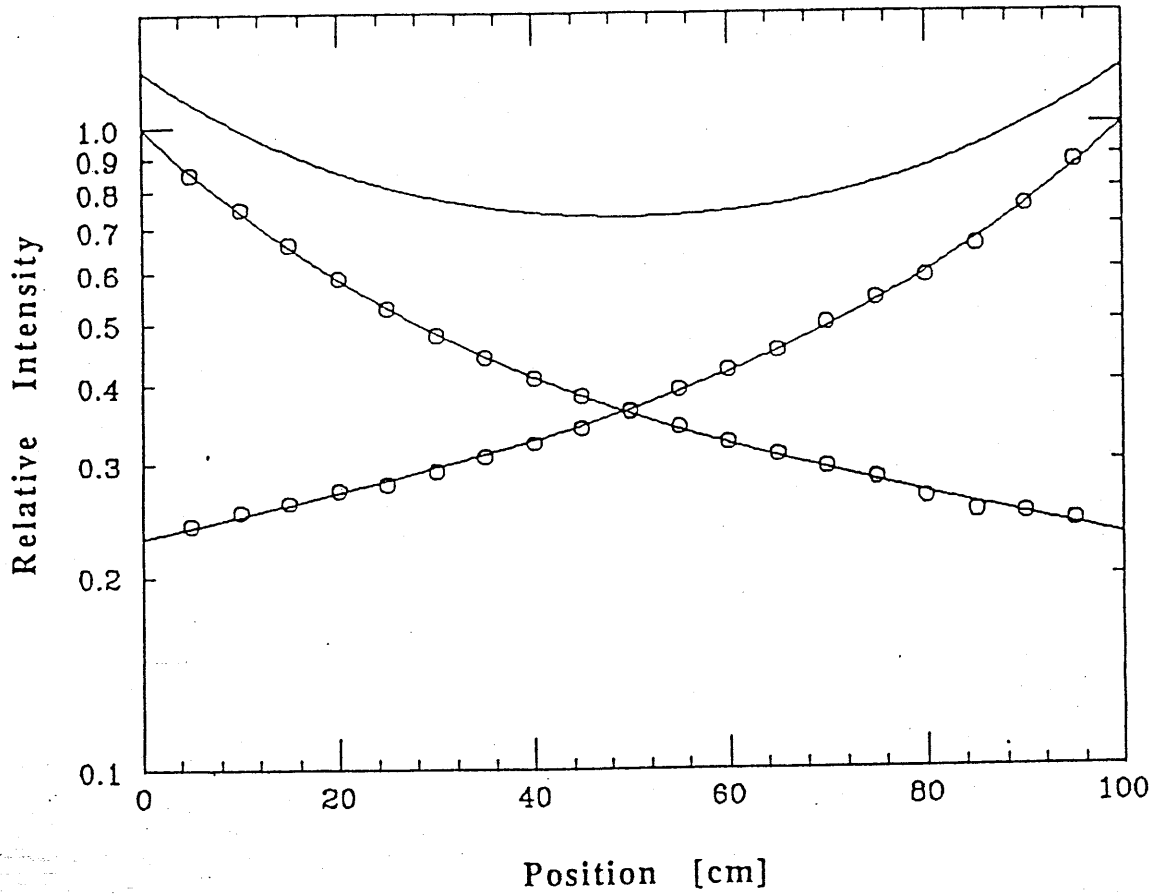


(3 - 6)



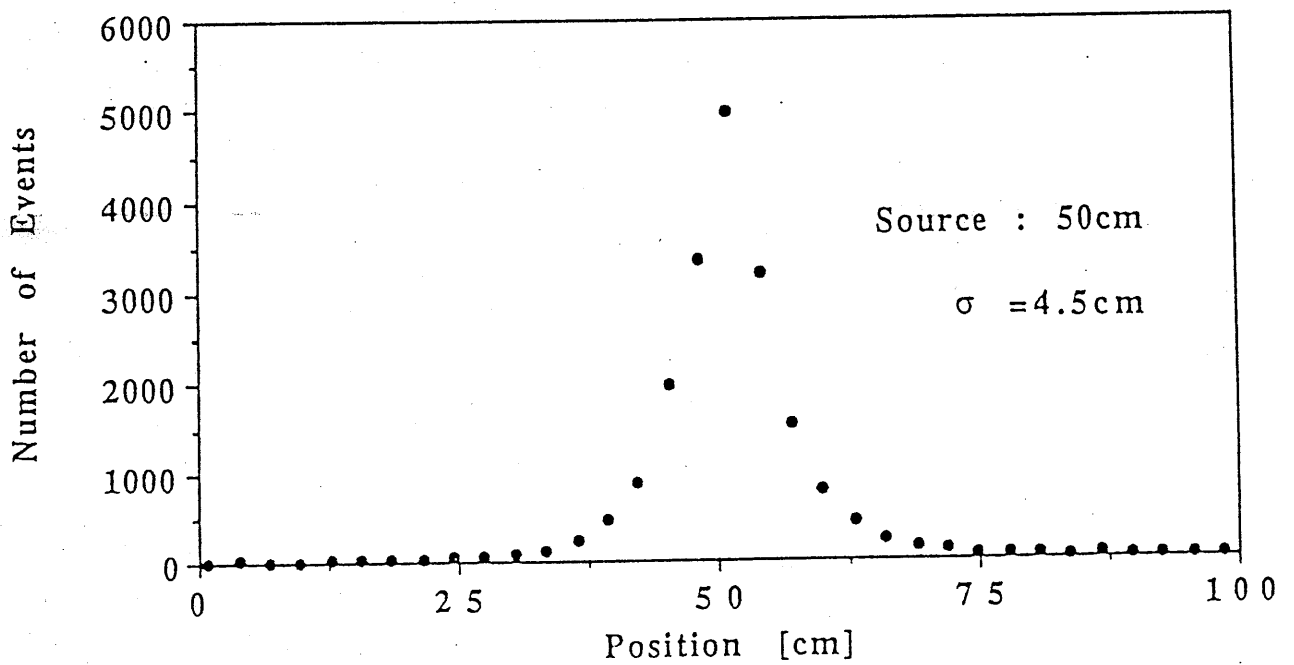
(图 3-7)

Light Attenuation



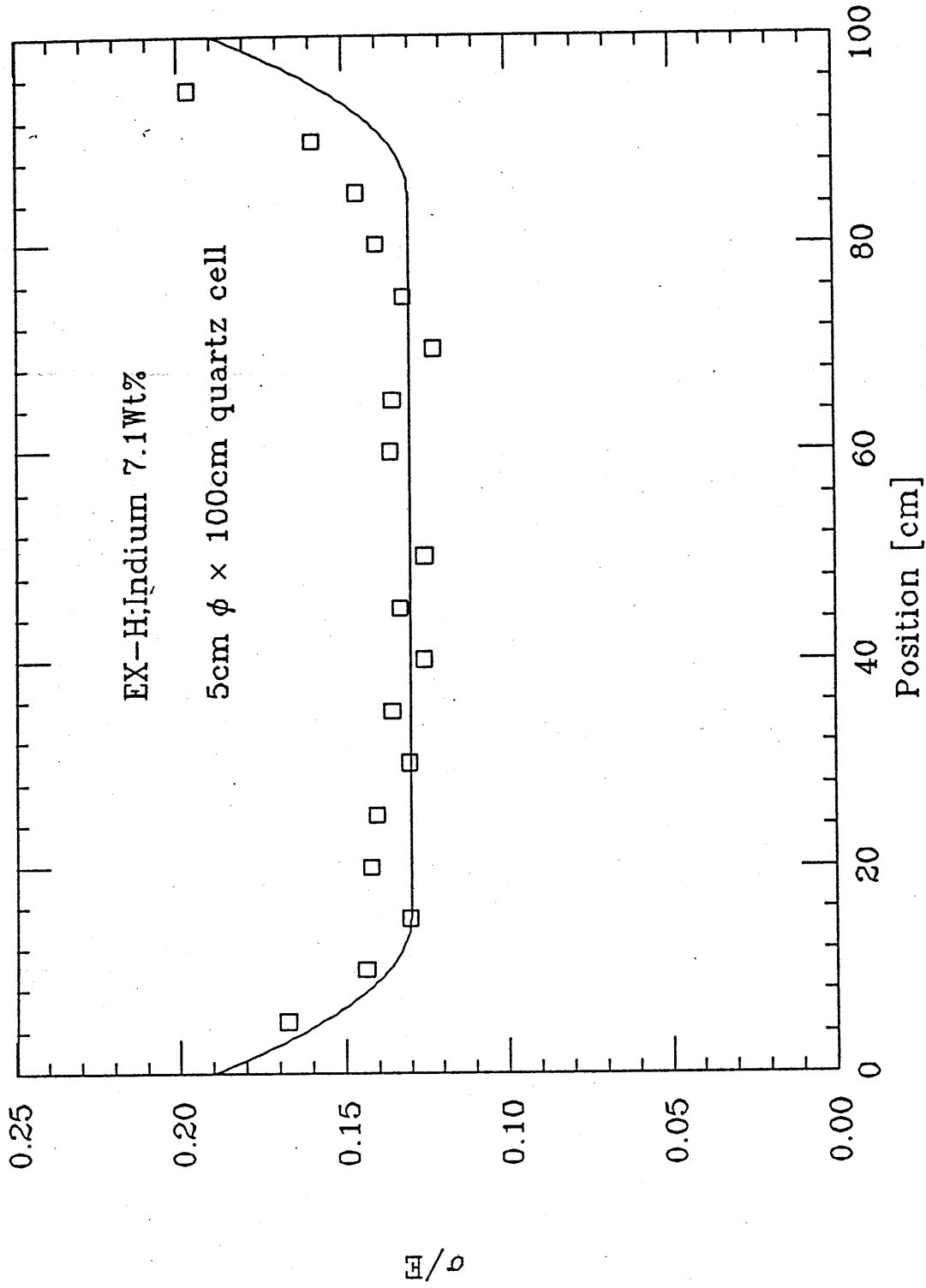
(☒ 3 - 8)

Position Resolution



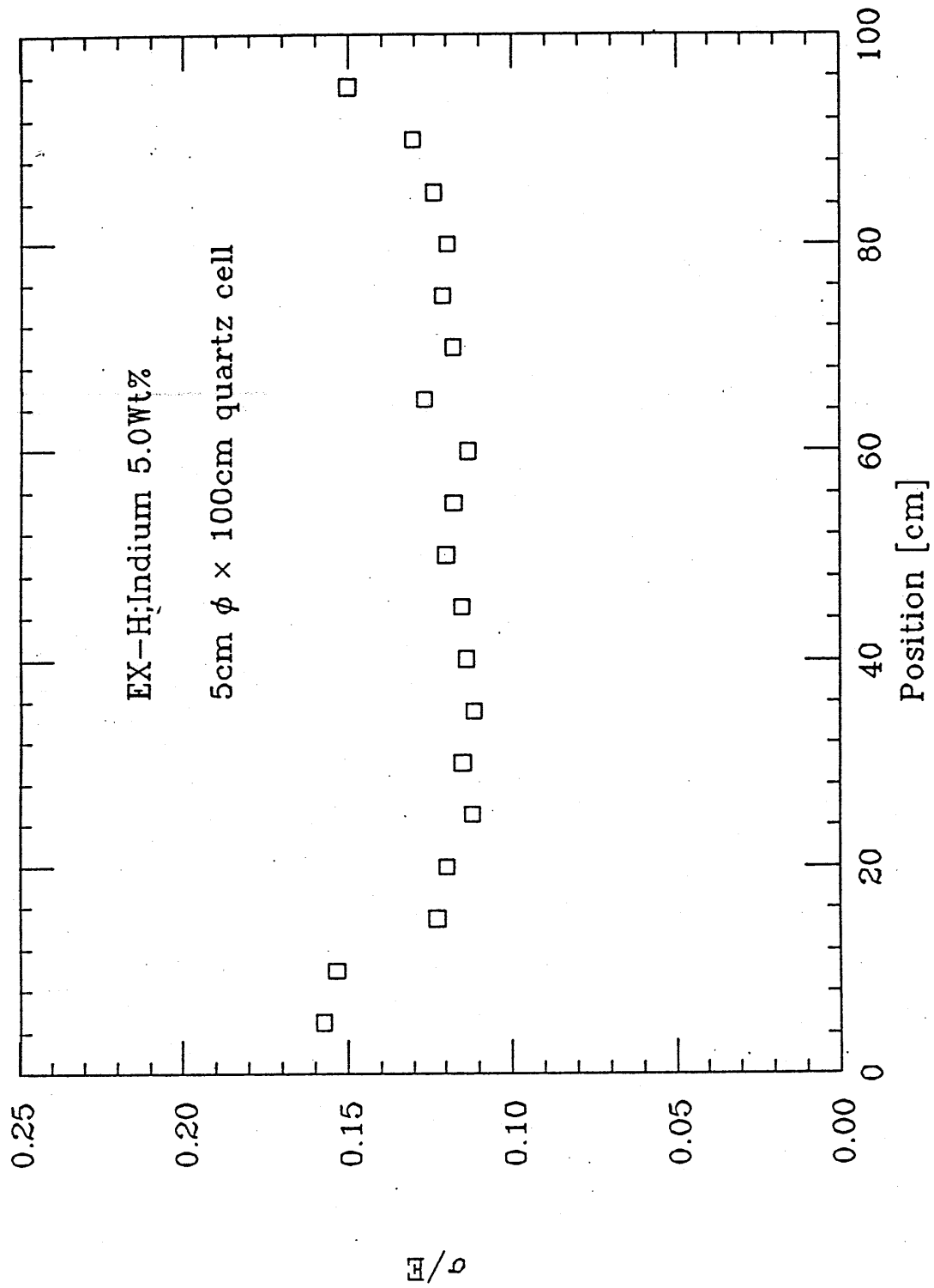
(☒ 3 - 9)

Energy Resolution



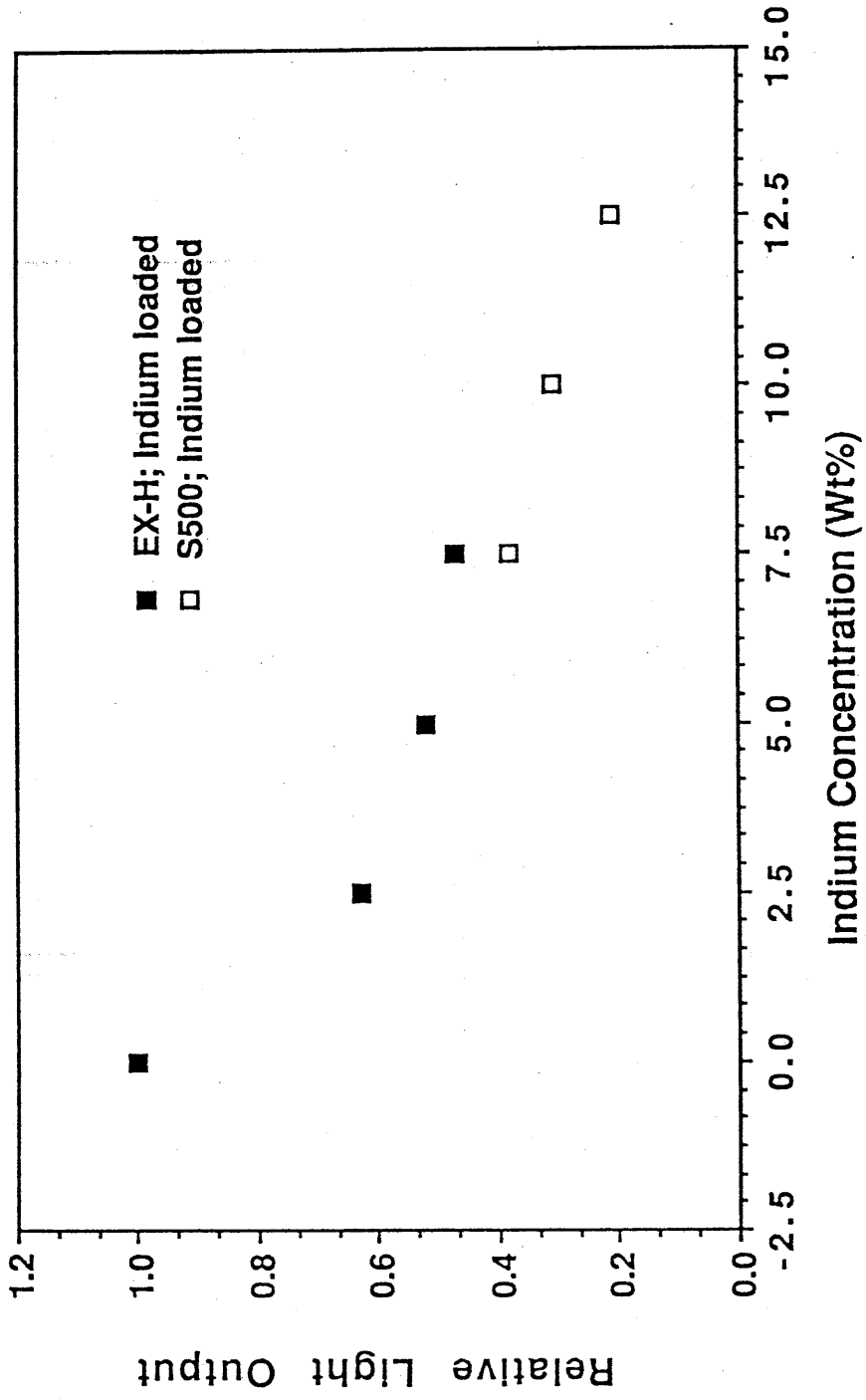
(3 - 1 0)

Energy Resolution

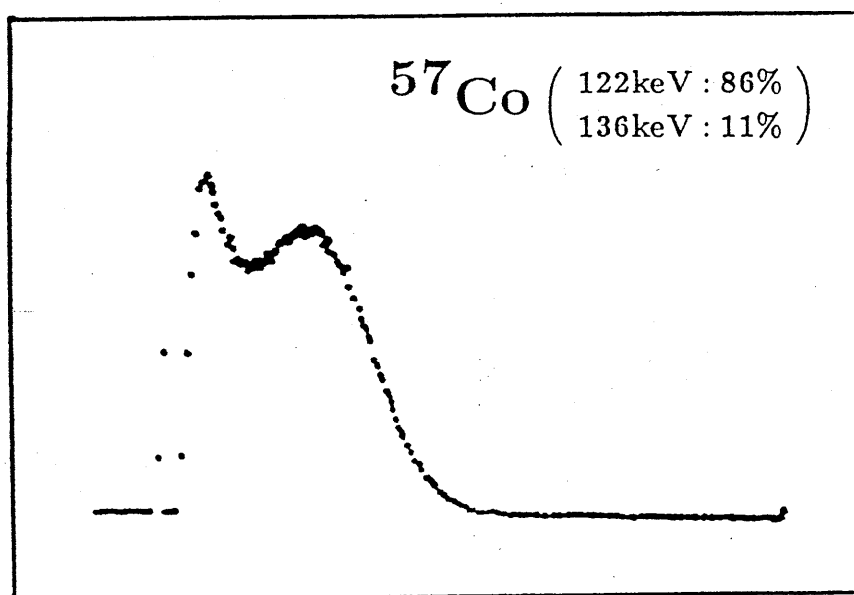
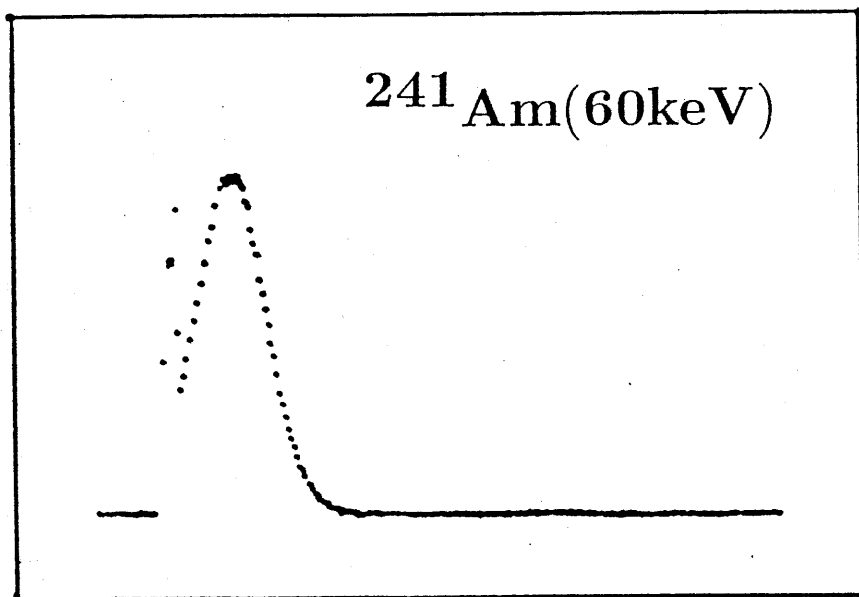


(3 - 1 1)

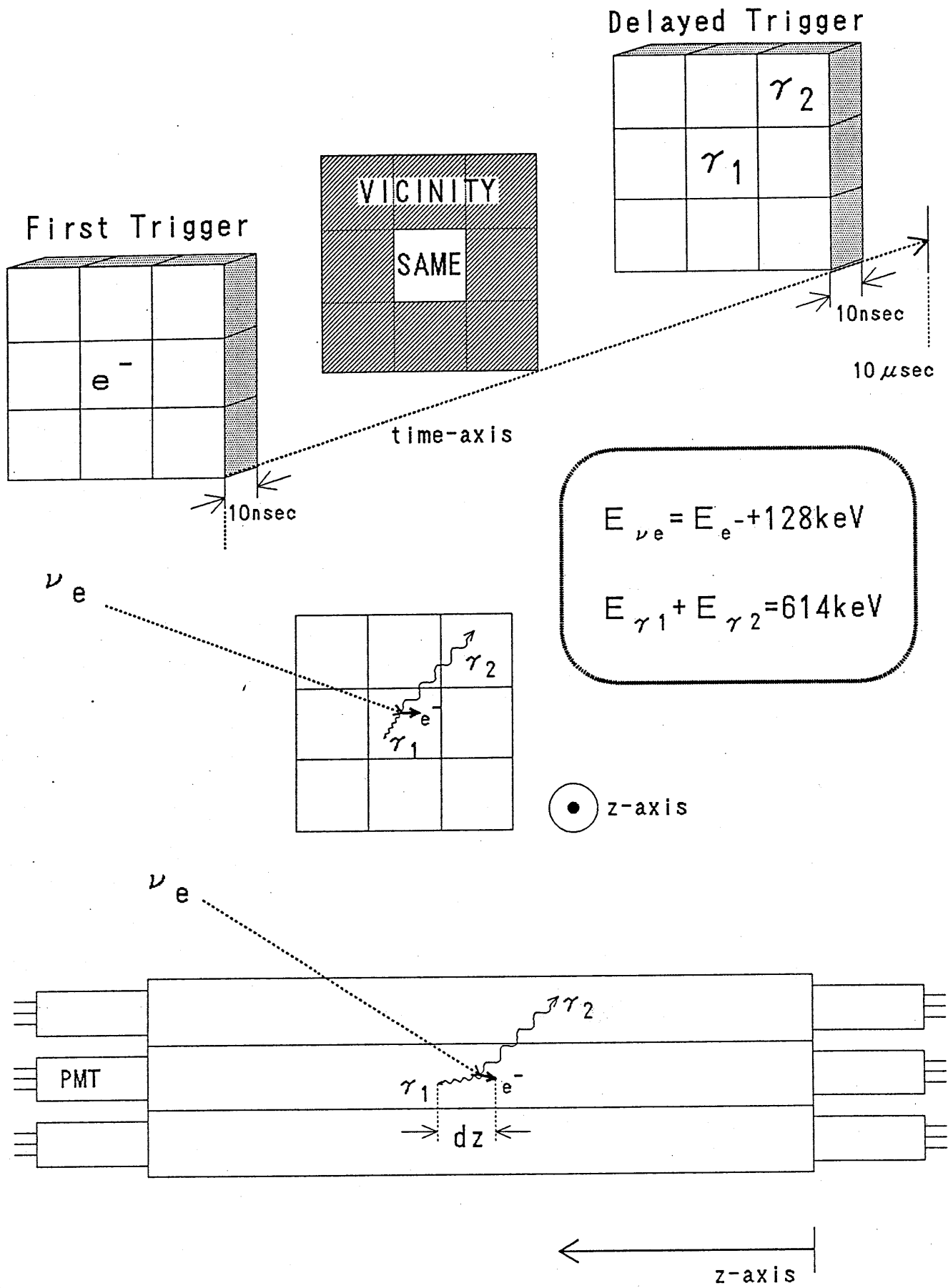
Indium Concentration VS Relative Light Output



(3 - 1 2)

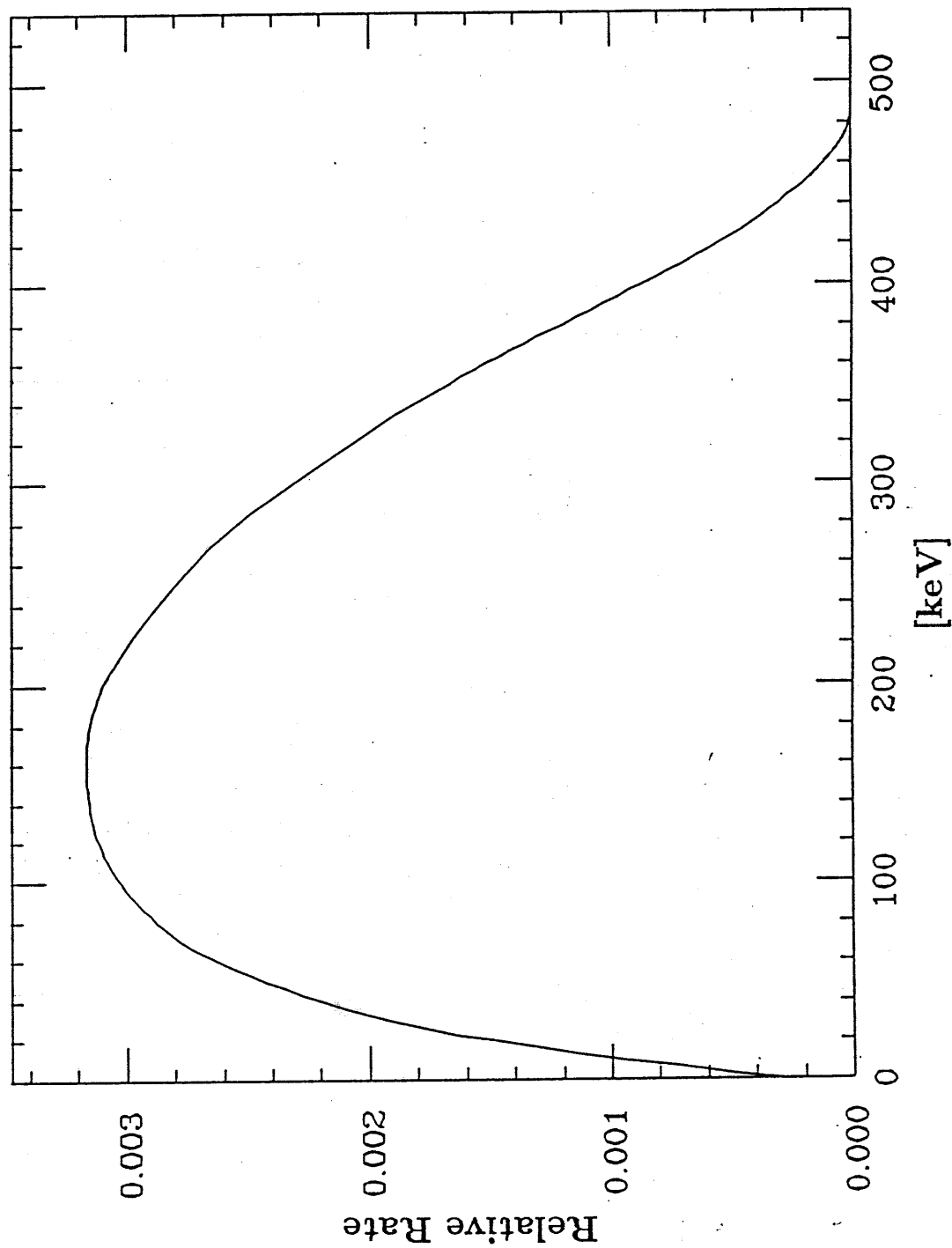


(3 - 1 3)



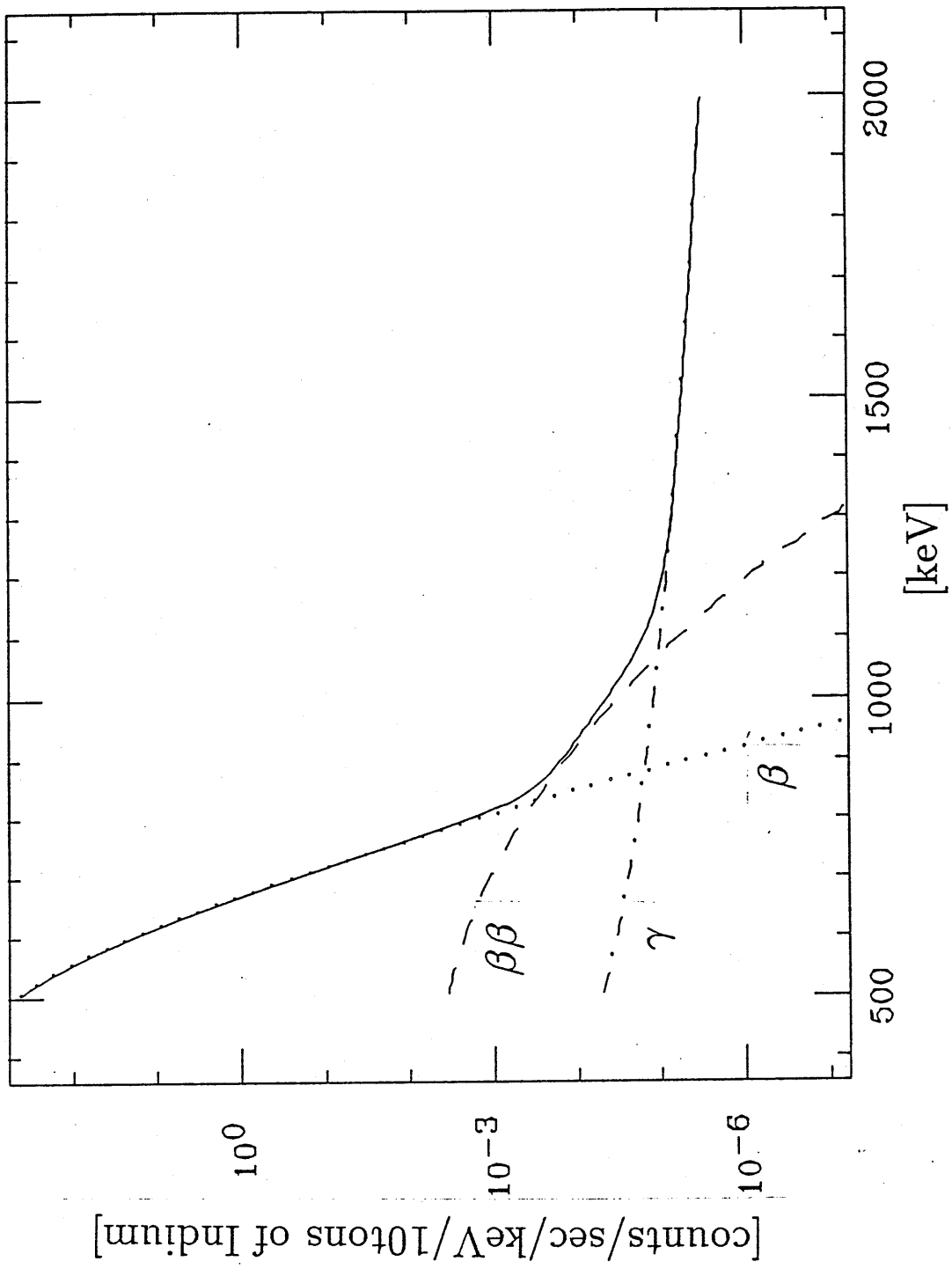
(⊗ 4 - 1)

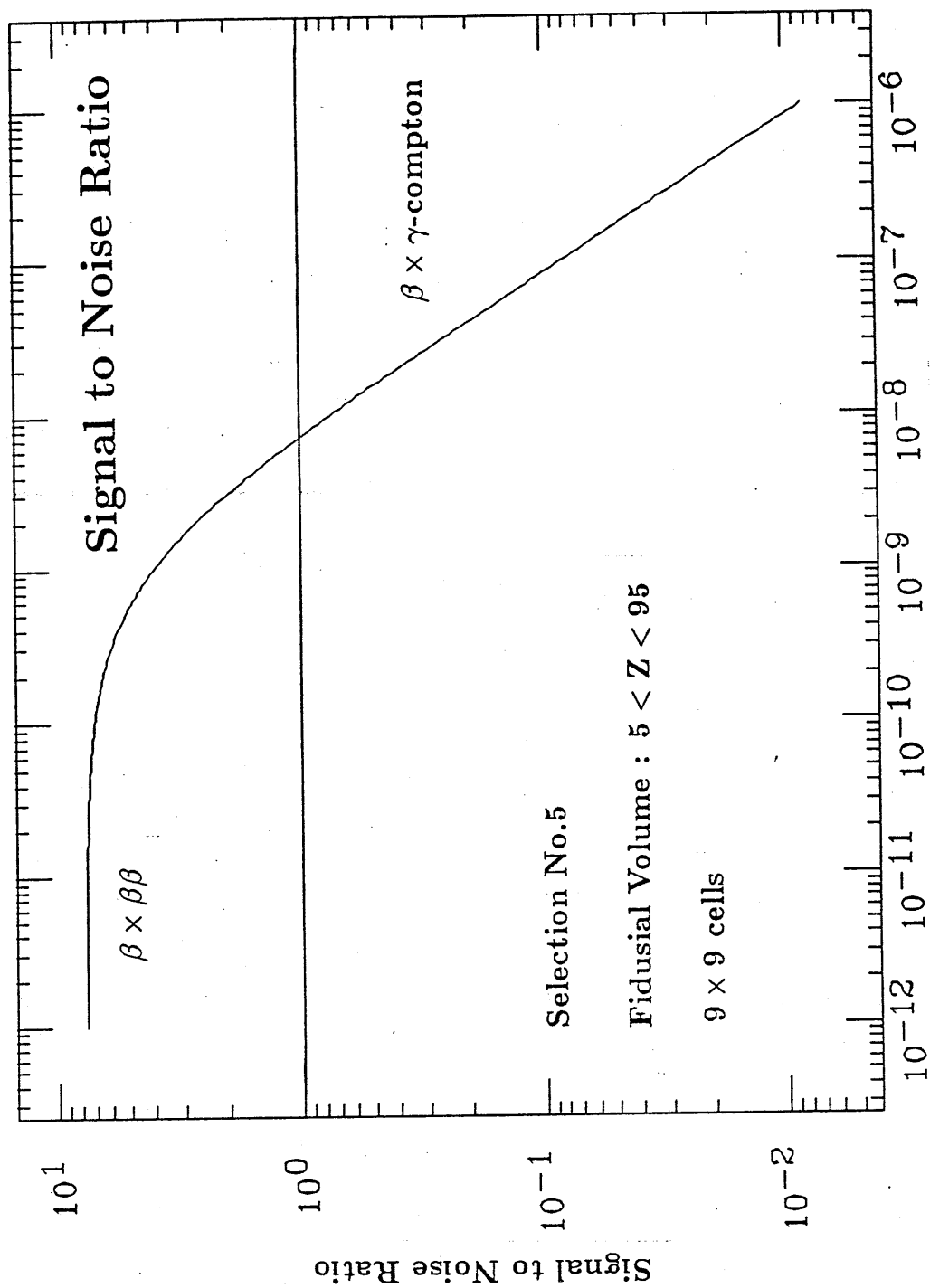
Indium(115) Beta-Decay Spectrum



(图 4 - 2)

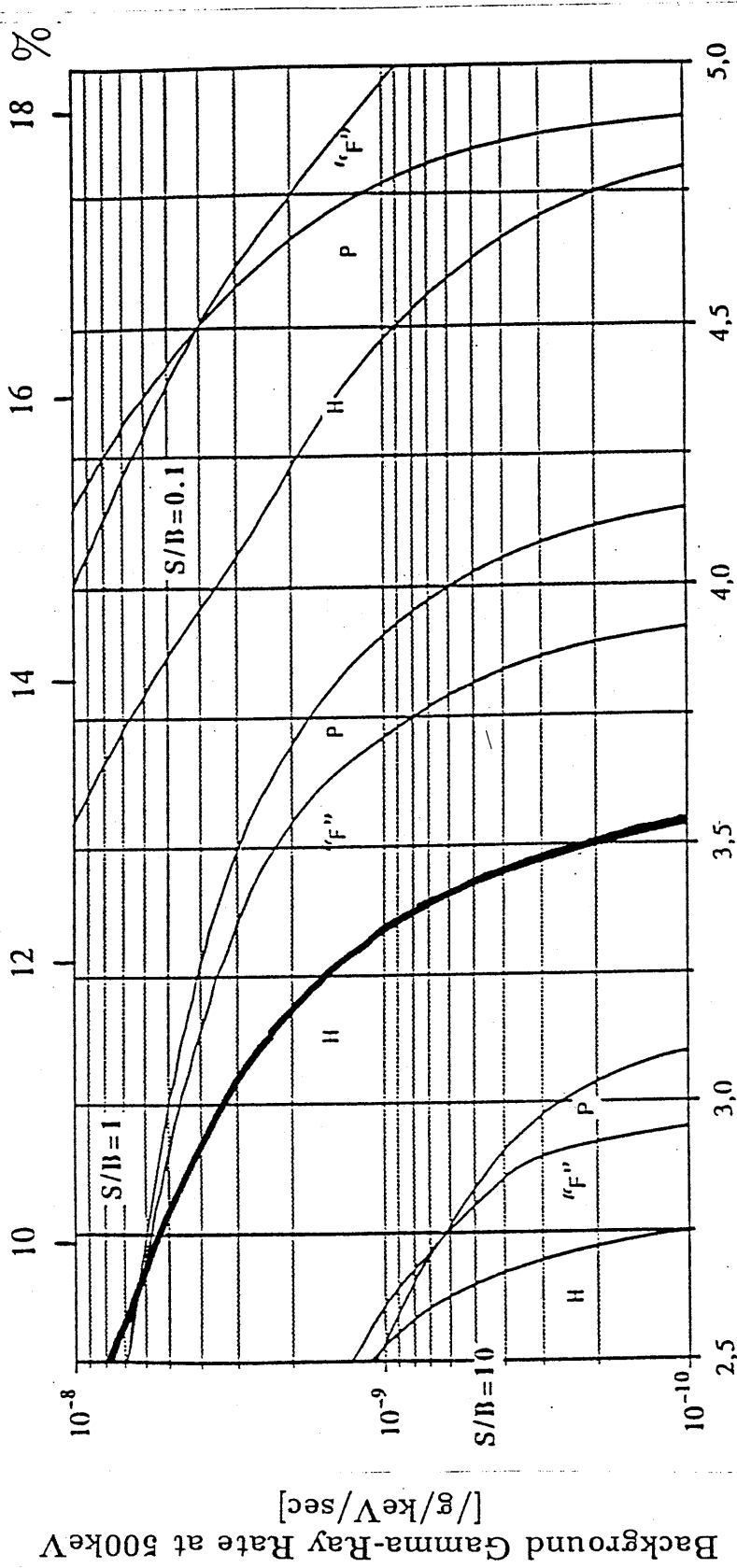
Count-Rates for First-Signal





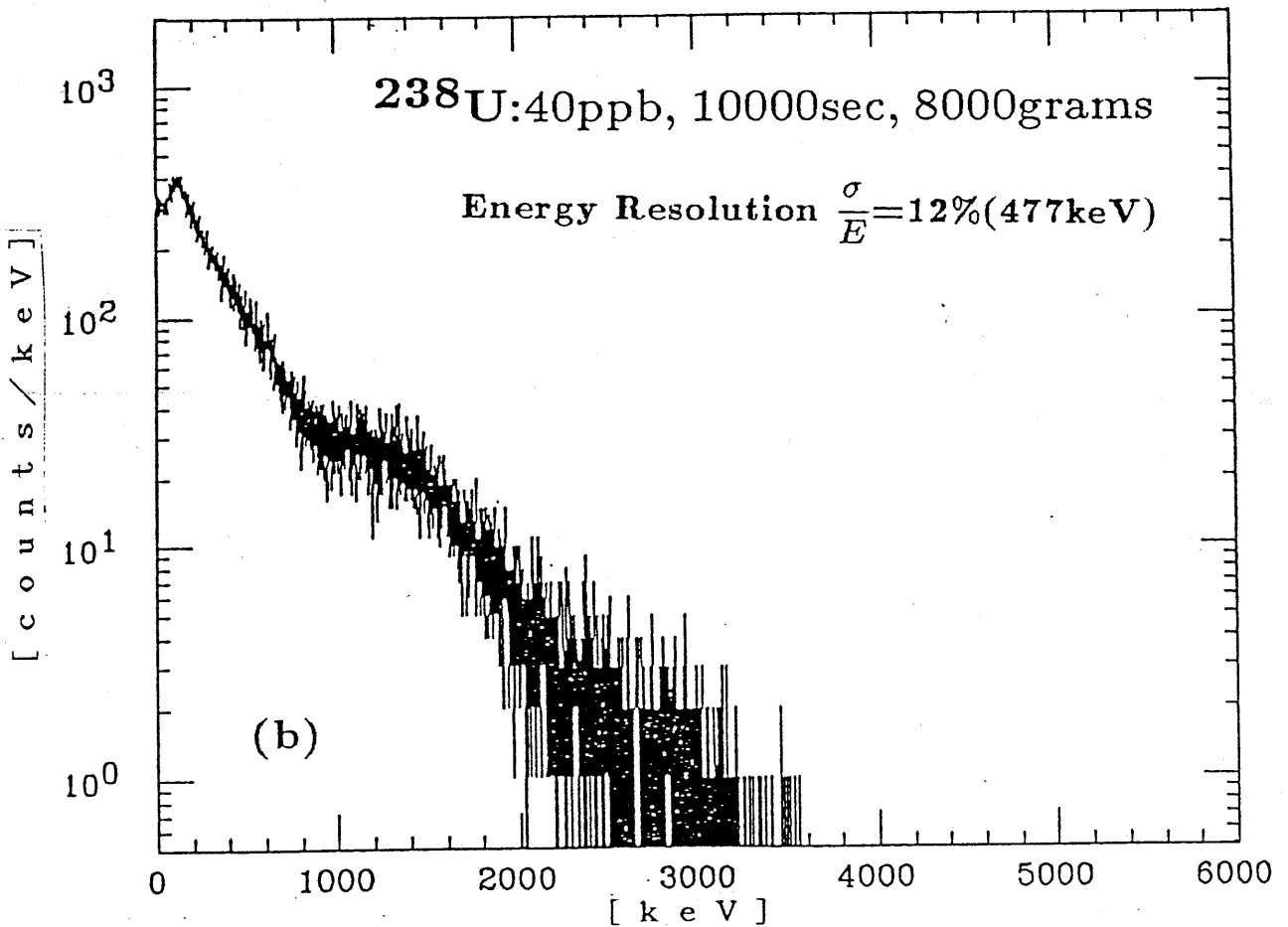
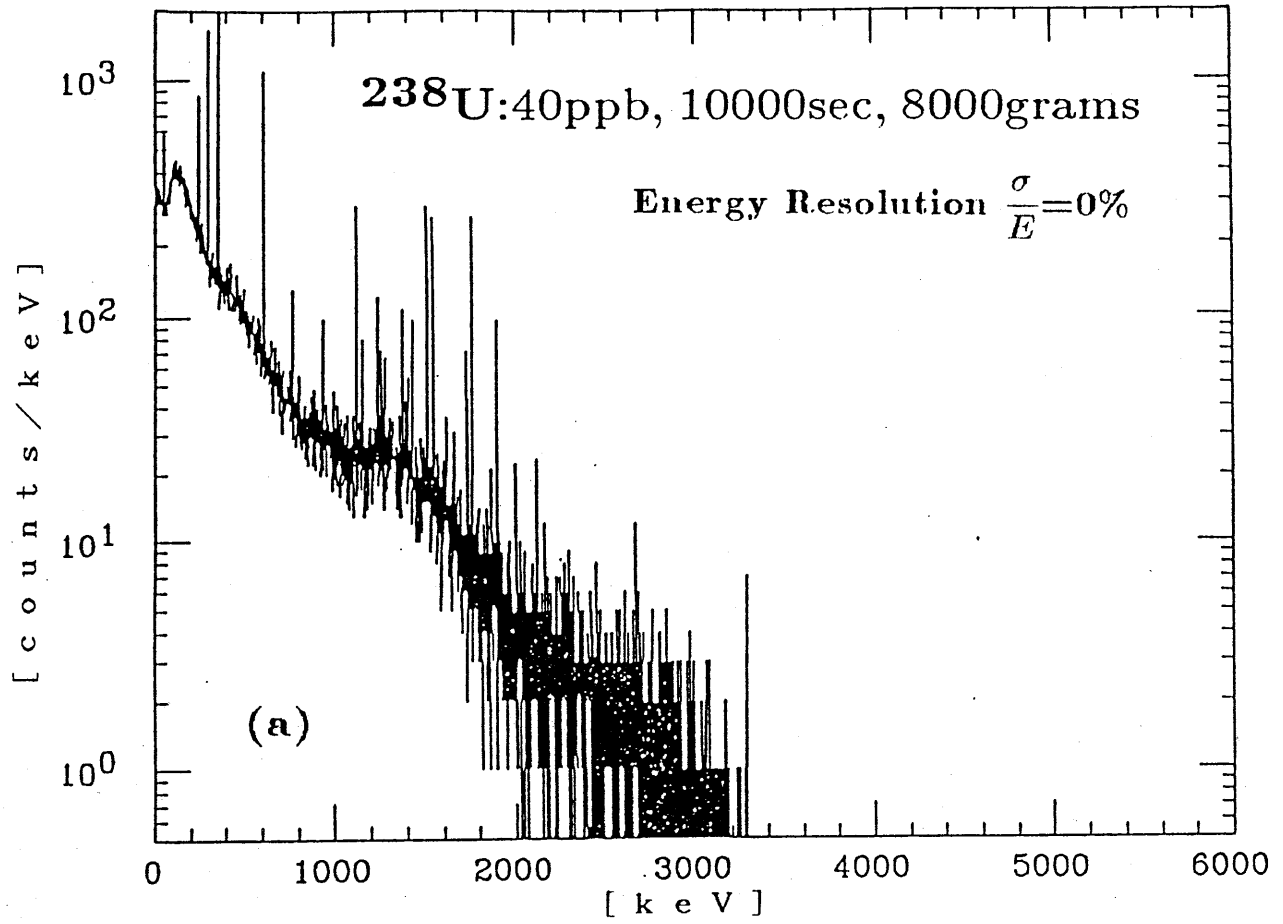
Background Gamma-Ray Rate around 500keV [/g/keV/sec]

$\frac{\sigma}{E}$ at $E=733\text{keV}$

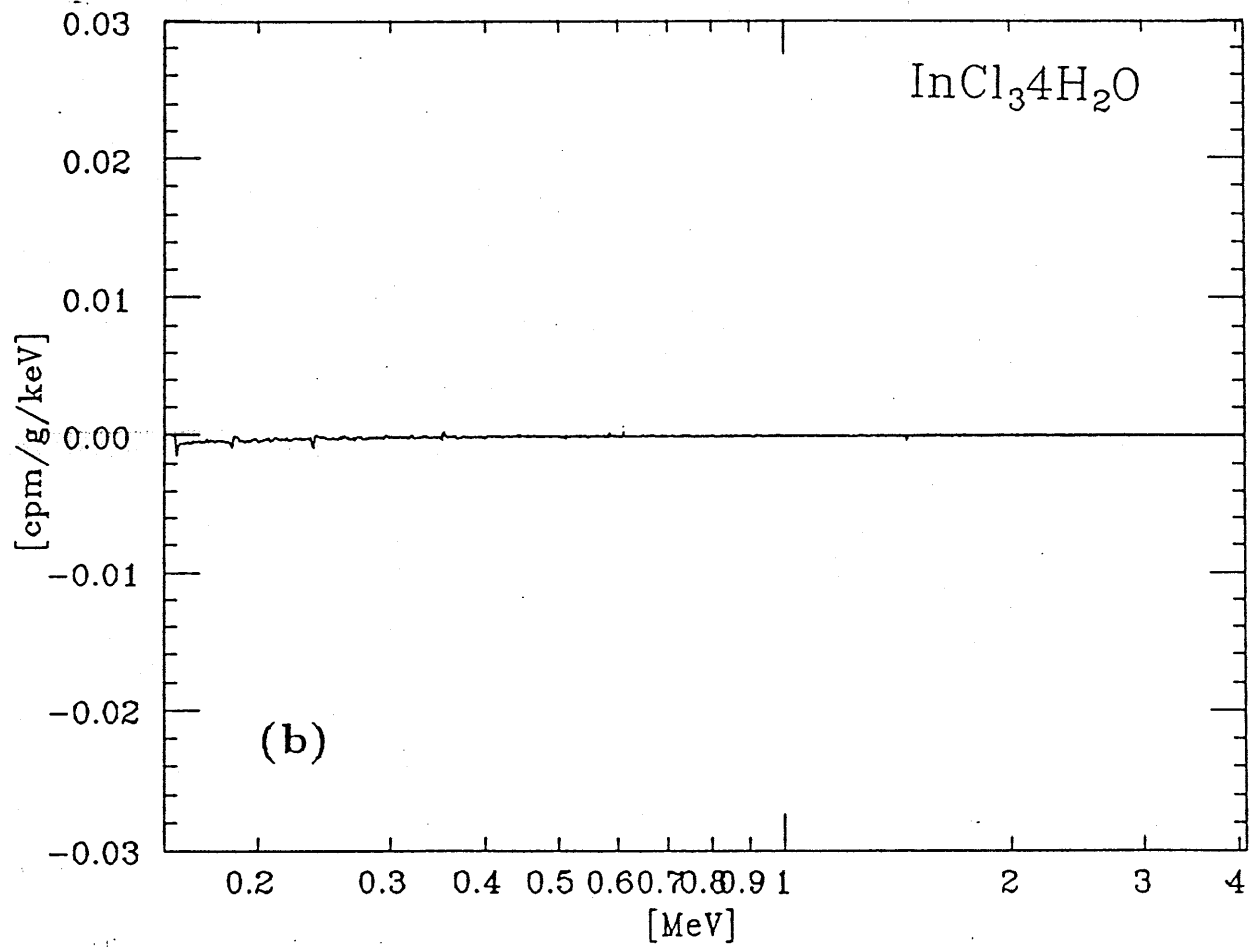
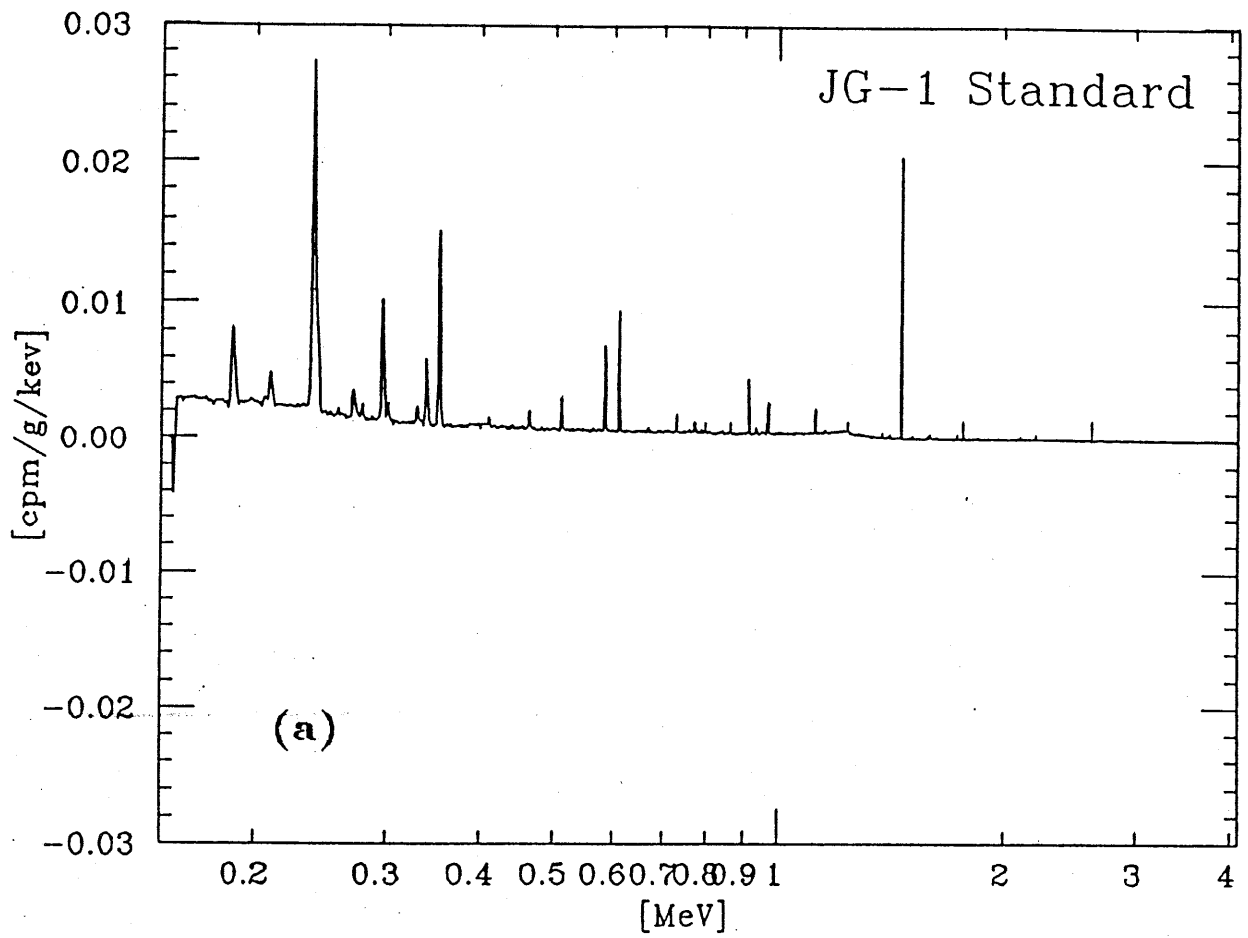


$$k = \frac{\sigma}{\sqrt{E(\text{keV})}}$$

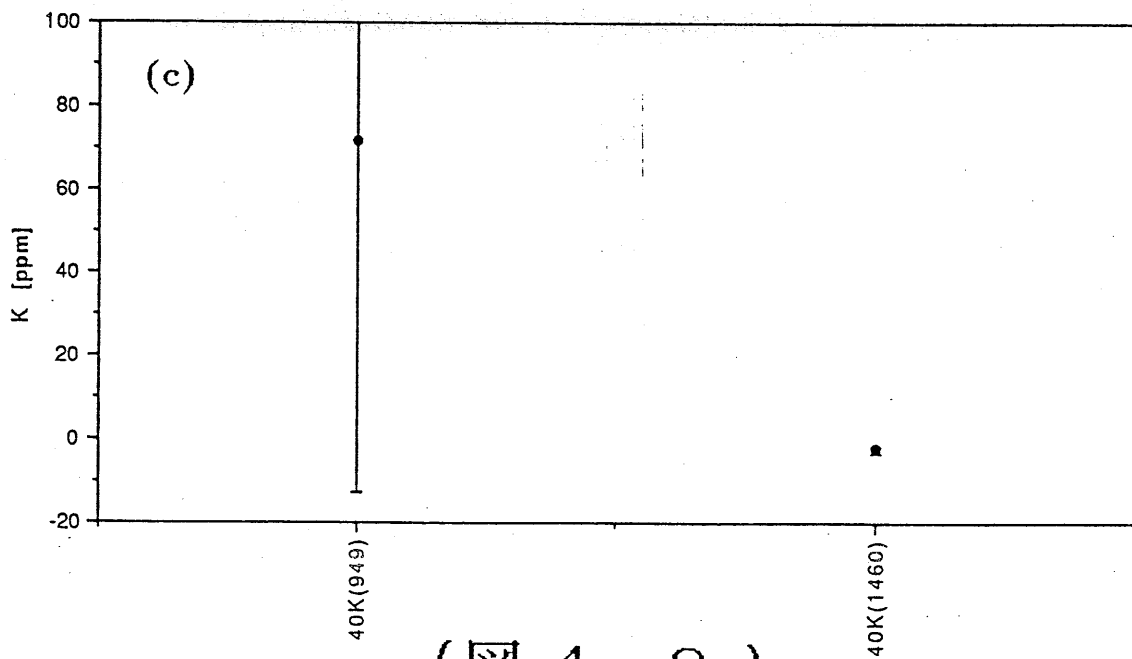
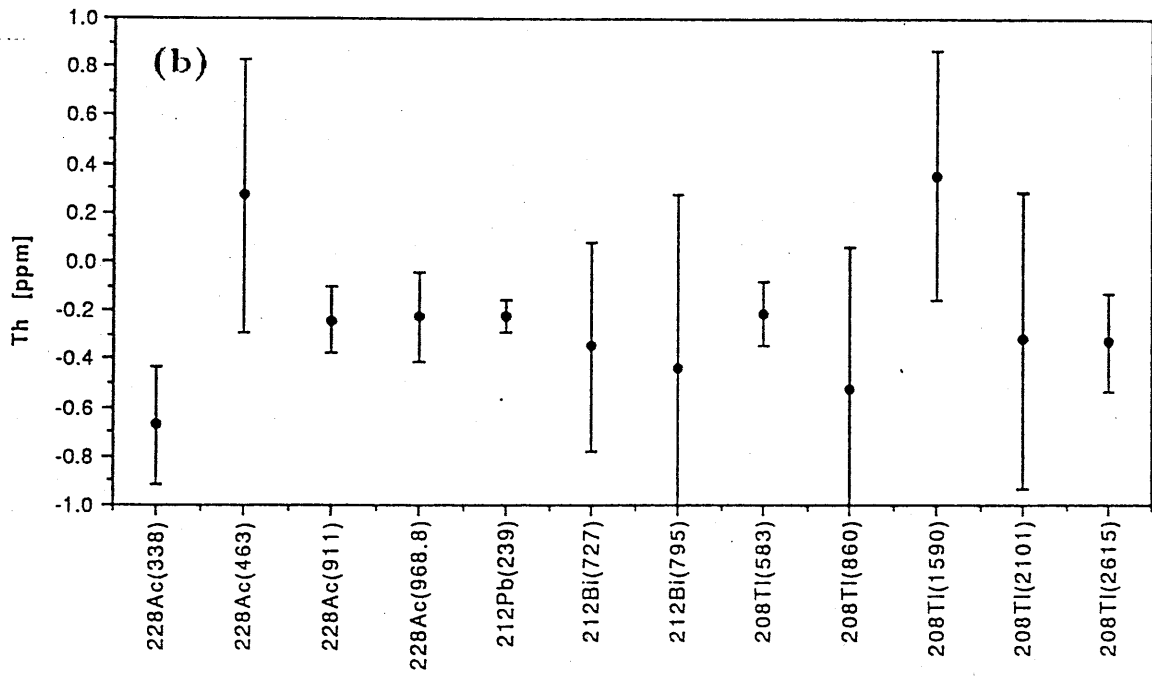
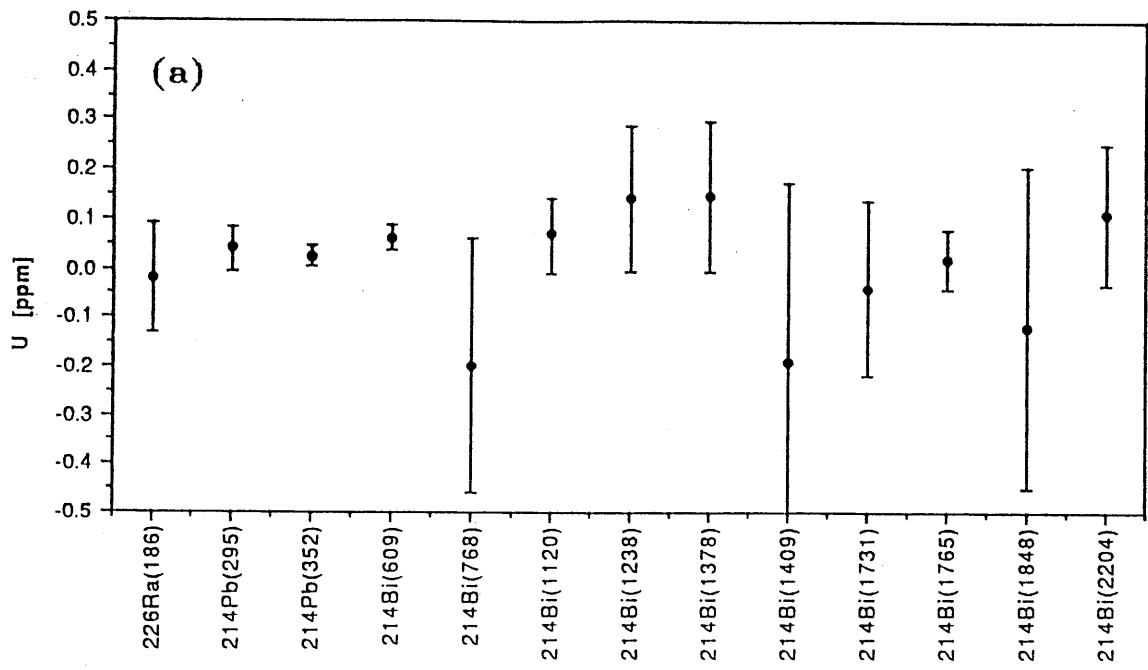
(图 4-5)



(图 4-6)



(4 - 7)



(㊦ 4 - 8)

