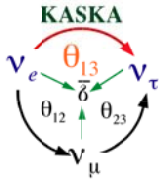


■ 研究紹介

KASKA

原子炉による精密 θ_{13} 測定計画¹

東北大学大学院 理学研究科 ニュートリノ科学研究センター

末包 文彦

for KASKA グループ

suekane@awa.tohoku.ac.jp

2004年11月29日

1. はじめに

ここ数年ニュートリノ振動の実験的研究は急速に発展しつつある。1998年にスーパーカミオカンデ (SK) グループが大気ニュートリノ振動の発見を発表したこと[1]を皮切りに、2001年にはカナダのSNOとSKの結果を組み合わせることで太陽ニュートリノのフレーバーが変化していることが確認され[2]、2002年にはカムランド (KamLand, KL) が基線長180kmでの原子炉ニュートリノの欠損を確認した[3]。さらに、今年になって K2K 実験が加速器で生成した ν_μ を使い、基線長250kmでSKが発見した大気ニュートリノ振動を確認した[4]。また、SK[5]とKL[6]が精度を増し、L/E分布中で振動パターンの確認を行うに至った。

これらの測定により、現在ニュートリノに伴った、7つのパラメータ ($m_1, m_2, m_3, \theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}, \delta$) のうち、4種の組み合わせが測定されたことになる。残る重要な課題は、未だに有限値が得られていない最後の混合角 θ_{13} 、レプトンセクターのCP非保存パラメータ δ 、ニュートリノ質量の絶対スケールなどの測定である。

KASKA 実験では、世界最大の原子力発電所である柏崎刈羽原子力発電所から発生する反電子ニュートリノを、改良を加えたニュートリノ検出技術をもちいて測定し、比較的小規模の実験で精密に $\sin^2 2\theta_{13}$ の測定を行うことを主目的としている。もし、KASKAで有限の $\sin^2 2\theta_{13}$ が測定されれば、将来の加速器実験での δ の測定に道を拓くことになるという意味でも、この実験は重要である。

2. 物理的背景

ニュートリノは、クォークと同じように、フレーバー固有状態と質量固有状態が牧-中川-坂田 (MNS) 行列で混合していると考えられる。

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \equiv U_{MNS} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}$$

ここに、 ν_e, ν_μ, ν_τ はフレーバー固有状態、 ν_1, ν_2, ν_3 は各々 m_1, m_2, m_3 の質量をもつ質量固有状態を表す。

このMNS行列は一般に次のように表わすことができる。

$$U_{MNS} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{-i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

ここに、 s_{12}, c_{12} などは、それぞれ $\sin\theta_{12}, \cos\theta_{12}$ などを表す。現在スーパーカミオカンデとK2Kによる $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ 振動の測定により、 $|\Delta m_{23}^2| \sim 2.5 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ 、 $\sin^2 2\theta_{23} \sim 1$ が測定されている[5]。ここに、 $\Delta m_{ij}^2 = m_j^2 - m_i^2$ である。一方、カムランドと太陽ニュートリノ実験を組み合わせることで $\Delta m_{12}^2 \sim 8 \times 10^{-5} \text{eV}^2$ 、 $\sin^2 2\theta_{12} \sim 0.8$ が測定されている[6]。また、原子炉ニュートリノを用いたCHOOZ実験が、 $\Delta m_{13}^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ の場合、 $\sin^2 2\theta_{13} < 0.15$ の上限値を出している[7]。これらの測定から、現在MNS行列は、

¹ KASKA計画のウェブサイトは<http://kaska.hep.sc.niigata-u.ac.jp/>です。また、タイトルの左端の図はKASKAのロゴで、「 $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ 振動により最後のニュートリノ振動角 θ_{13} を測定して、CP violation δ の測定への道を拓く」という意味を表している (δ の文字はパリティが反転している)。

$$U_{MNS} \sim \begin{pmatrix} 0.7 & 0.7 & < 0.2e^{i\delta} \\ 0.5 & 0.5 & 0.7 \\ 0.5 & 0.5 & 0.7 \end{pmatrix}$$

であることが分かっている。このように、ニュートリノの混合パターンはクォークのそれと大きく異なっている。これはなぜだろうか？ さらに、ニュートリノの混合の中でも、 U_{e3} だけがなぜか小さい。素粒子の統一理論はこれらの特異な現象を説明するの必要があり、このことが統一理論を作る際の有力な手掛かりになる可能性がある。そのため θ_{13} がどれだけ小さいかを測定して、MNS行列の各成分の大きさを確定しておくことは重要である。

δ は、クォークの場合と同じように、レプトンの反応中でのCP violationを引き起こすパラメータである。今のところ、この値はまったく分かっておらず、将来のニュートリノ研究の最重要課題の一つとなっている。MNS行列中、 δ は $\sin\theta_{13}e^{i\delta}$ の形で入っているため、その測定可能性は、図1のように θ_{13} の大きさに大きく依存することになる。その意味でも、 θ_{13} の測定は非常に重要である。

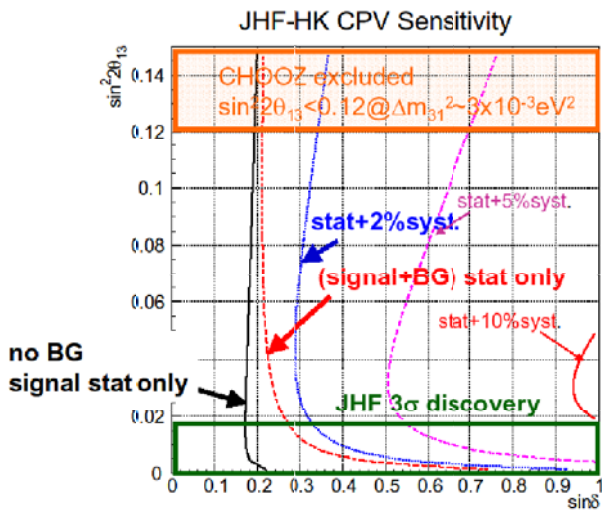


図1 将来の加速器実験での $\sin\delta$ の検出感度と $\sin^2 2\theta_{13}$ の関係[8]

後で述べるように、KASKAの検出感度は、 $\sin^2 2\theta_{13} \sim 0.02$ なので、もしKASKAで有限の値が確認された場合、将来の加速器実験で $\sin\delta$ が測定できる可能性は大きいことになる。

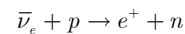
3. 原子炉 θ_{13} 実験

3.1 原子炉ニュートリノとその検出

原子炉内では、ウランやプルトニウムが中性子を吸収し、2つの原子核に分裂することで、エネルギーを発生している。核分裂により生じた原子核は、一般に中性子過剰なの

で、 β 崩壊を繰り返して安定な原子核になって行く。この β 崩壊1回当たり1個の反電子ニュートリノ($\bar{\nu}_e$)が生じることになる。核分裂によって生じた核分裂片原子核は安定核になるまで、合わせて平均6回程度の β 崩壊を起こすため、核分裂1回当たり平均6個の $\bar{\nu}_e$ が生じることになる。一方、1回の核分裂当たり約200MeVのエネルギー解放があるため、電気出力1GW(熱出力3GW)の一般的な原子炉の場合、毎秒 6×10^{20} 個の $\bar{\nu}_e$ が生じていることになる。ニュートリノのエネルギースペクトルは核分裂生成物の β 線の測定データなどを元に計算され、ニュートリノ検出数として2.5%の精度で知られている[9]。

原子炉ニュートリノの検出は普通液体シンチレーターを利用して行う。液体シンチレーターは有機溶媒からなっているので、水素原子を豊富に含む。原子炉ニュートリノが液体シンチレーター内部の陽子と衝突すると、逆 β 崩壊反応を起こして陽電子と中性子を発生する。



この反応は中性子の β 崩壊の逆反応であり、原子炉ニュートリノの場合、反応の q^2 が小さいので、反応断面積は中性子の寿命と密接に関連づけられ、0.2%の精度で知られている[10]。

図2にこの反応を引き起こすニュートリノのエネルギースペクトルを示す。

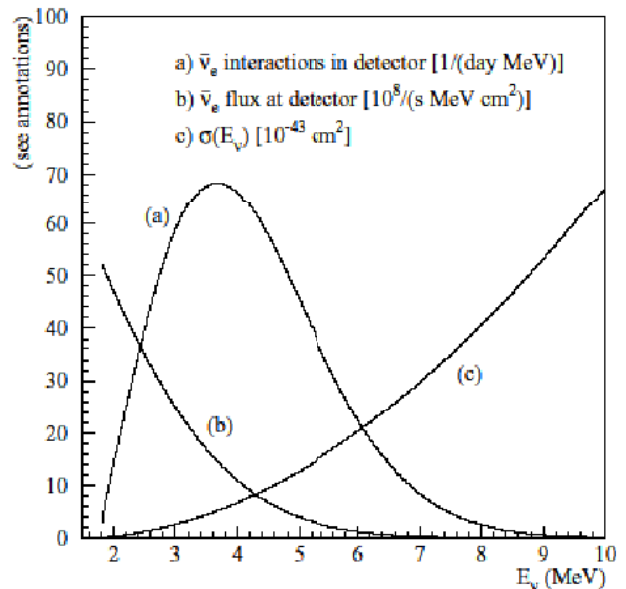


図2 ニュートリノのエネルギースペクトル

- (b) 原子炉ニュートリノのエネルギースペクトル
- (c) 逆 β 崩壊反応断面積
- (a) 観測されるニュートリノのエネルギースペクトル (= (b) × (c)) 参考文献[11]より。

この図から、検出される原子炉ニュートリノの典型的なエネルギーは約 4MeV であることがわかる。陽子の質量は原子炉ニュートリノのエネルギーに比べ桁違いに大きいので、その反跳によるエネルギー吸収はほとんどなく、生じた陽電子の運動エネルギーは、元の $\bar{\nu}_e$ のエネルギーからこの反応が生じるために必要なエネルギー 1.8MeV を引いたものになる。さらに陽電子は、周りの電子と消滅反応；

$$e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma \quad (0.511\text{MeV})$$

を起こすため、信号のエネルギーは陽電子の運動エネルギーに対消滅のエネルギーの 1.0MeV を加えたもの、即ち、 $\bar{\nu}_e$ のエネルギーから 0.8MeV を引いたものになる。

$$E_{\text{signal}} = E_\nu - 0.8\text{MeV} > 1.0\text{MeV}$$

ここで重要なことは、陽電子の対消滅反応によりニュートリノ信号のエネルギーは必ず 1.022MeV より大きいことである。イベントセレクションのエネルギー-threshold をこのエネルギー以下にすることで、この反応に対する efficiency を 100% にすることができ、イベントセレクションに関連した誤差をなくすることができる。

3.2 原子炉ニュートリノの振動

三代を考慮した場合、反電子ニュートリノの振動は一般に、

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - 4c_{13}^2(c_{13}^2s_{12}^2c_{12}^2 \sin^2 \Phi_{21} + s_{13}^2c_{12}^2 \sin^2 \Phi_{31} + s_{13}^2s_{12}^2 \sin^2 \Phi_{32})$$

と表される。ここに、 $\Phi_{ij} = \Delta m_{ij}^2 L / (4E)$ などは、 ν_i と ν_j の質量差による振動の位相を表す。 $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$ の時、反電子型ニュートリノの振動の様子を図 3 に示す。

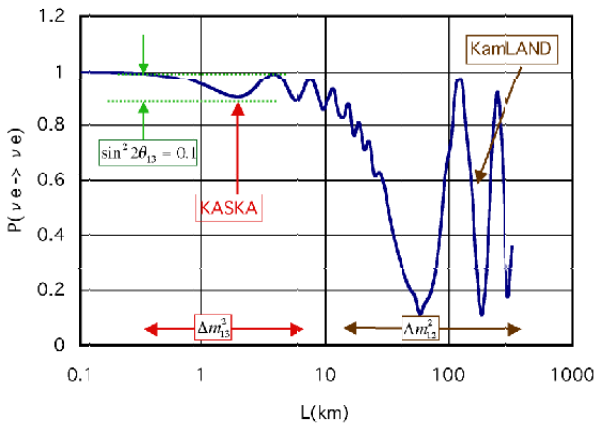


図 3 三代を考慮した電子型ニュートリノ振動

カムランドでは $L \sim 180\text{km}$ で、 Δm_{12}^2 による振動を観測したのに対し、KASKA では $L=1.8\text{km}$ で、 Δm_{13}^2 による振動を測定する。 $L=1.8\text{km}$ では、

$$\Phi_{13} \sim \frac{\pi}{2}, \quad \Phi_{12} = \frac{\Delta m_{12}^2 L}{4E} = \frac{\Delta m_{12}^2}{\Delta m_{13}^2} \Phi_{13} \sim 0.05$$

になり、 $\Phi_{23} = \Phi_{13} - \Phi_{12} \sim \Phi_{13}$ などから、

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \Phi_{13} + O(10^{-3})$$

になる。つまり $L=1.8\text{km}$ でニュートリノ欠損を測定することにより、純粋な $\sin^2 2\theta_{13}$ を測定できることになる。 $\sin^2 2\theta_{13}$ は CHOOZ の実験で 0.15 より小さいことがわかっているため、図 3 に示されるように、この欠損は最大でも 15% 程度しかない。そのため、KASKA では様々な方法を用いて測定精度 1% か、それ以上の精度でニュートリノ欠損を測定することを目標にしている。

さらに柏崎刈羽原子力発電所から 10km や 50km の場所に検出器を設置し、KASKA を near detector として θ_{12} 、 Δm_{12}^2 や Δm_{13}^2 の精密測定など、図 3 の電子型ニュートリノ振動の全体像を解き明かすという発展性もある。

3.3 $\sin^2 2\theta_{13}$ の測定誤差を小さくする方法

実際の実験を行う場合、原子炉から距離 L 離れた場所で期待されるイベント数 μ_{obs} は、

$$\begin{aligned} \mu_{\text{obs}} &= \varepsilon N_p \int (1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \Phi_{13}) \sigma_{\nu p}(E) \frac{n_\nu(E)}{4\pi L^2} dE \\ &= \mu_0 (1 - \sin^2 2\theta_{13} \Lambda(L)) \end{aligned}$$

になる。ここに、 N_p はターゲットとなる陽子の数、 ε はイベントセレクションなどの efficiency、 $\sigma_{\nu p}$ は逆 β 崩壊反応の反応断面積、 n_ν は原子炉から発生しているニュートリノの数を表す。また、

$$\mu_0 \equiv \varepsilon N_p \int \sigma_{\nu p}(E) \frac{n_\nu(E)}{4\pi L^2} dE$$

は振動がない場合に期待されるニュートリノイベント数、

$$\Lambda(L) \equiv \frac{\int \sigma(E) n_\nu(E) \sin^2 \Phi_{13} dE}{\int \sigma(E) n_\nu(E) dE}$$

は原子炉ニュートリノのエネルギースペクトルを考慮に入れたニュートリノ振動による欠損確率を意味する。

実際に実験をやって測定されたニュートリノイベント数を N_{obs} とすると、 $\sin^2 2\theta_{13}$ の測定値は、

$$\sin^2 2\theta_{13} = \frac{1}{\Lambda(L)} \left(1 - \frac{N_{\text{obs}}}{\mu_0} \right)$$

となる。これが、有意に0より大きければ、 θ_{13} の有限値を測定したことになる。この時 $\sin^2 2\theta_{13}$ の測定誤差は、その絶対値が小さいので、

$$\delta \sin^2 2\theta_{13} \approx \frac{1}{\Lambda(L)} \left(\frac{1}{\sqrt{N_{obs}}} \oplus \frac{\delta(\varepsilon N_p)}{\varepsilon N_p} \oplus \frac{\delta(\sigma_{\nu p} n_\nu)}{\sigma_{\nu p} n_\nu} \oplus 2 \frac{\delta L}{L} \right)$$

となる。このため $\Lambda(L)$ の大きさに反比例して測定精度はよくなる。図4に $\Delta m_{13}^2 = 2.4 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ [5]の時の $\Lambda(L)$ を示す。

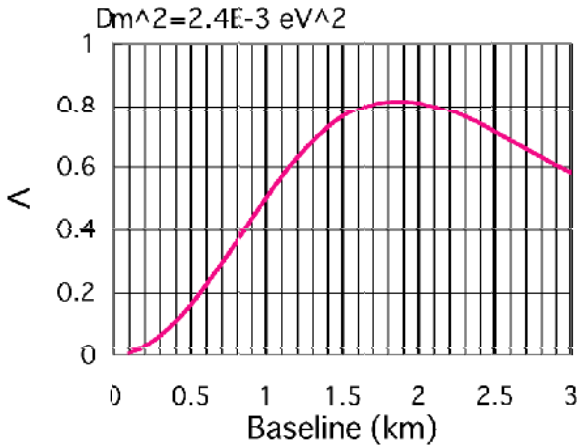


図4 原子炉ニュートリノのエネルギースペクトルを考慮した振動量

ベースラインが1.8km付近で Λ が最大になっているため、このベースラインで実験することが最適である。CHOOZの1kmでは、まだ十分振動していなかったことになる。パラメータの誤差のうち、検出効率 ε の誤差と原子炉が発生しているニュートリノ数 n_ν の誤差はいずれも1%以上あるため、このままでは系統誤差を1%に押さえることは不可能である。そのため、KASKAではニュートリノ振動の十分小さい400mの距離で同じ構造をもつニュートリノ検出器(NEAR)によりニュートリノのスペクトルを高統計で精密に測定し、それに対する1.8kmのFAR検出器でのニュートリノ量の測定を行う。このNEAR/FARの比較で系統誤差を相殺するアイデアは、KASKA発足以前からロシアのKrasnoyarskグループが提唱していた[12]。

NEARの原子炉からの距離を l とすると、そこで測定されるイベント数は、小さなニュートリノ振動を無視した場合、

$$\varepsilon' N'_p \int \sigma_{\nu p}(E) \frac{n_\nu(E)}{4\pi l^2} dE = N'_{obs}$$

になる。ここに、ダッシュ ($'$) は前置検出器であることを表す。 $\sigma_{\nu p}, n_\nu$ は NEAR/FAR で共通であるため、その効果は相殺され、結局、

$$\sin^2 2\theta_{13} = \frac{1}{\Lambda(L)} \left(1 - \left(\frac{N_{obs}}{N'_{obs}} \right) \left(\frac{\varepsilon' N'_p}{\varepsilon N_p} \right) \left(\frac{L}{l} \right)^2 \right)$$

になり、誤差は、

$$\delta \sin^2 2\theta_{13} = \frac{1}{\Lambda(L)} \left(\sqrt{\frac{1}{N_{obs}} + \frac{1}{N'_{obs}}} \oplus \frac{\Delta(\varepsilon N_p)}{\varepsilon N_p} \oplus 2 \frac{\delta(L/l)}{(L/l)} \right)$$

となる。

ここに、 Δ は検出器間の差を表す。NEARとFARの検出器は同一構造をもつため、検出効率とターゲット陽子数の差は小さい。原子炉内での燃焼の重心位置も20cm以下の精度では知ることができるため、 L/l から来る誤差は0.1%以下になる。KASKAの場合、原子炉が多くあり L/l も各原子炉で異なるために、系統誤差の相殺が完全でなくなるが、7章で説明するように、この効果は0.2%以下になる。また、実際には400mでもニュートリノ振動が若干生じているため、 $\sin^2 2\theta_{13}$ の誤差も相対的に15%程度悪化するが、影響は小さい。

4. KASKA 実験

KASKAとは、実験で使用する柏崎刈羽(KASHiwazaki-KARiwa)原子力発電所の略である。KASKA実験では、世界最大の原子力発電所である柏崎刈羽原子力発電所(熱出力24.3GW)から、振動が最大になる1.8km付近の距離で、原子炉ニュートリノ($\bar{\nu}_e$)の欠損を測定する[13]。図5に現在世界で計画されている $\sin^2 2\theta_{13}$ 測定実験に使用される原子力発電所の熱出力を比較する。柏崎刈羽原子力発電所のパワーが突出して大きいことがわかる。

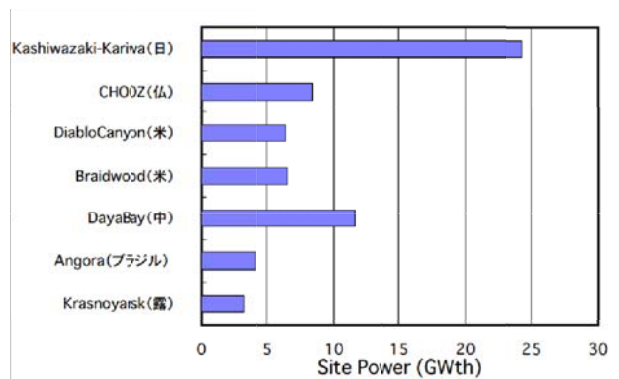


図5 原子炉 θ_{13} 実験の候補となっている原子力発電所の熱出力

発生するニュートリノの量は原子炉のパワーにほぼ比例するため、原子力発電所のパワーは、加速器でいうとルミノシティに相当する重要なパラメータである。ルミノシティが高いことで、KASKAでは同じ検出器の条件で他の実

験計画より S/N がよく、統計精度の高い結果を出すことができる。柏崎刈羽原子力発電所を運営している東京電力はこの種の基礎科学に理解があり、この秋に発電所敷地内で行ったニュートリノ実験を前提としたボーリング調査でも様々な面で協力していただいた。原子炉ニュートリノを使った実験の場合、原子力発電所の協力が得られることが必要条件の一つとなるが、この点に関しては KASKA 実験では問題がない。

図 6 に柏崎刈羽原子力発電所の航空写真と原子炉と検出器の相対位置を示す。柏崎刈羽原子力発電所には 7 基の原子炉があり、それらが 4 基のグループと 3 基のグループからなる二つのクラスターを作っている。二つのクラスター間の距離は 1.5km 程度あるため、前置検出器はそれぞれの原子炉クラスターの前に二つ (NEAR-A、NEAR-B) 必要となり、FAR と合わせて合計三台必要になる。

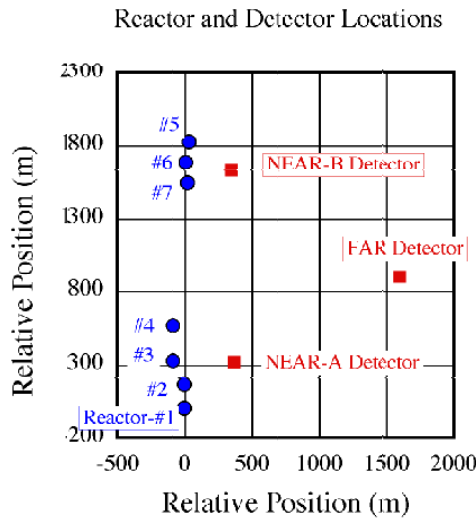


図 6 柏崎刈羽原子力発電所の写真とニュートリノ検出器の位置
写真は、<http://www.tepco.co.jp/kk-np/report2000/overview/index-e.html> より。

NEAR の距離は、原子炉から平均 400m 程度である。ニュートリノ検出器は、宇宙線バックグラウンドを遮るため、FAR は約 200m の深さに、NEAR は約 70m の深さに設置する。地下実験室は、内径 6m の立坑を掘り、その中に設置する予定である。トンネルではなく、立坑を利用する理

由は以下のとおりである。原子炉 θ_{13} 実験ではベースラインがほとんど決まっているために、ちょうどよい場所に必要の高さの山が存在することはあまり期待できない。特に前置検出器は原子炉からせいぜい数百メートルの位置でなければならないので、条件はさらにきびしくなる。一方、立坑を掘れば、前置検出器を含め、理想的な場所と深さに検出器を設置できる。必要な深さもせいぜい 200m 程度で、この程度の立坑はさまざまな所で作られており、技術的にも問題はない。

図 7 に現在検討中の立坑の構造を示す。土圧に耐えるため、周辺のコンクリートの厚みは 40cm ある。工法は一回に数メートルずつ掘り下げるショートステップ方式である。検出器周辺の地質は平均比重 1.75、含水率 35% 程度の泥岩からなる。

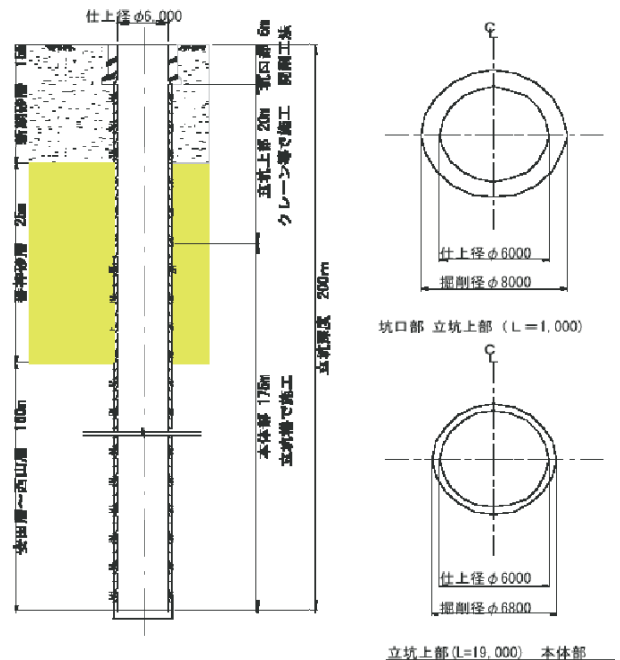


図 7 KASKA-FAR の立坑の構造

図 8 に深度と宇宙線のフラックスの関係を示す。深さ 200m に設置することで、CHOOZ の場合より、地中を通して来る宇宙線量を減らすことができる。立坑の特徴として頭上には空間部分があり、この部分を通して直接検出器まで到達する宇宙線もあるが、その量は全体の 1/4 程度である。この宇宙線は垂直に飛来するために、検出器の上下に宇宙線の位置検出装置を置くことでトラッキングすることができ、スパレーションバックグラウンドの評価に使用できる。

NEAR では、ニュートリノの量が FAR の 10 倍あるため、宇宙線の量も約 10 倍になるよう深度を 70m とする。これは宇宙線とニュートリノの比を NEAR と FAR で同じにして、データを比較する際に宇宙線起源のバックグラウンド

を近似的に相殺するためである。検出器周囲の泥岩中に多く含まれている水の水素原子核のため、泥岩自身の単位重量当たりの中性子阻止能は岩石より高い。これは高速中性子バックグラウンドに対し有利であると考えられる。

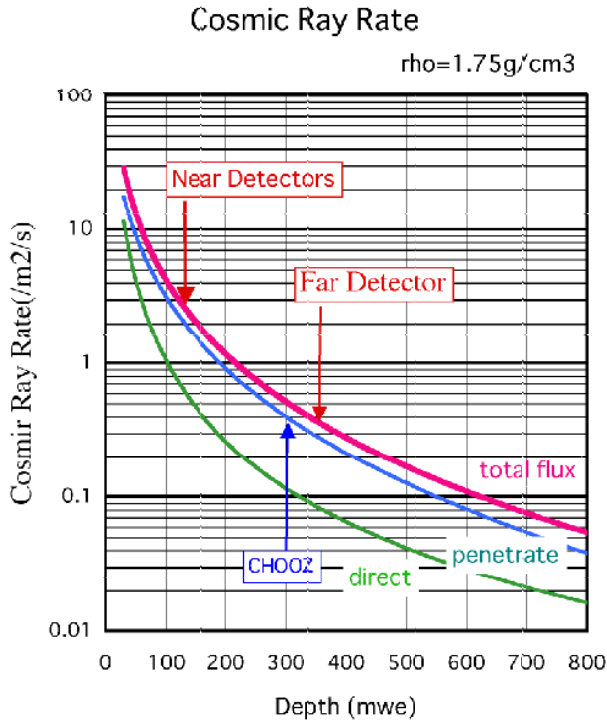


図8 深度と宇宙線量の関係

図の中の‘penetrate’は地中を通して来る宇宙線量を、‘direct’は空気中を通り直接真上から飛来する宇宙線量を示す。

5. KASKA ニュートリノ検出器

KASKA 実験では、ニュートリノイベントの測定精度を1%以下にしなければならないため、ニュートリノ検出器のデザインコンセプトは、イベントセレクションの efficiency をカットのパラメータの誤差にほとんどよらなくすることなどである。図9にKASKA 検出器を示す。KASKA 検出器は、カムランド[3]、CHOOZ[7]、アメリカの原子炉実験 PaloVerde[10]の特徴を組み合わせたものになっている。

ニュートリノターゲットは0.1%のガドリニウム (Gd) 入りの液体シンチレーター (Gd-LS) である。原子炉ニュートリノと液体シンチレーター中の陽子との逆β崩壊反応； $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ で生成された中性子は、周囲の陽子と衝突しながら減速し、熱中性子化した後 Gd に吸収される。Gd は熱中性子の吸収断面積が安定な元素中最大で、吸収後全エネルギー約 8MeV の何本かの γ 線を発生する。図10にこの反応の模式図を示す。

自然に存在する放射性元素からのバックグラウンドのエネルギーは5MeV以下なので、この中性子信号はほとんど

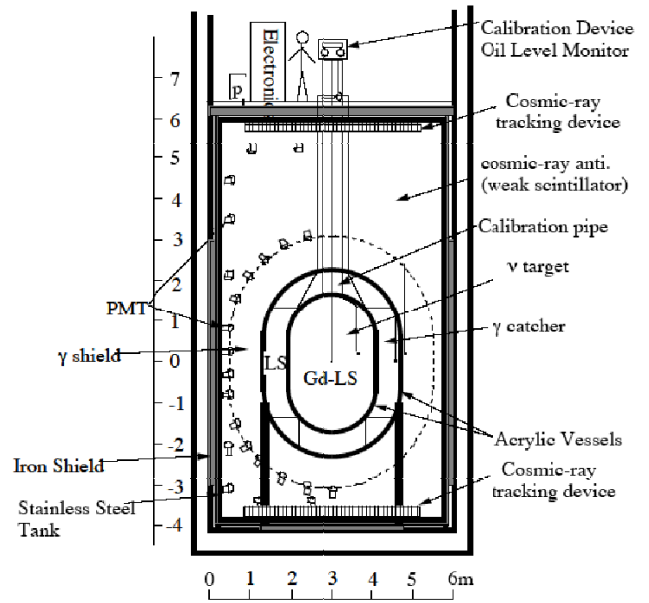


図9 KASKA 検出器

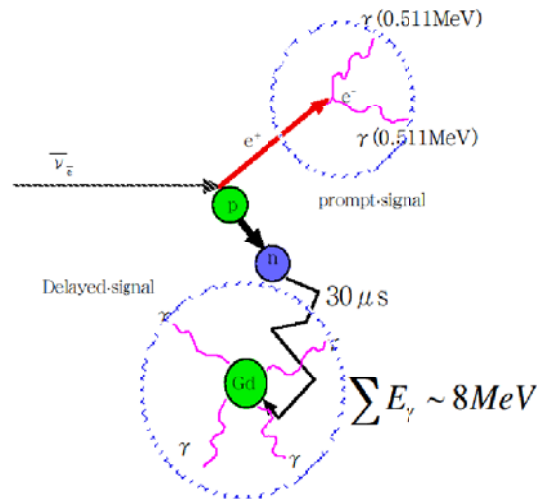


図10 原子炉ニュートリノ反応の模式図

バックグラウンドフリーとなる。中性子が吸収されるまでの平均時間は約 $30\mu s$ があるため、陽電子信号とこの中性子信号は時間的に区別することができ、ニュートリノの同定の際、この二種類の信号を要求することで、バックグラウンドをさらに厳しく排除することができる。このテクニックは遅延同時計測 (delayed coincidence) と呼ばれ、1956年にライネス達の原子炉ニュートリノの検出を成功に導き、カムランドのデータをほぼバックグラウンドフリーにした。ニュートリノのイベントセレクションでは系統誤差の入りやすい fiducial cut は行わない。Gd は、ニュートリノターゲット液体シンチレーターにしか含まれていないため、Gd 信号により fiducial volume を定義できることになる。

液体シンチレーターは、PaloVerde 実験が使用したもの(1,2,4-トリメチルベンゼン ($C_6H_3(CH_3)_3$) 36% + ミネラルオイル ($(CH_2)_n$) 60% + アルコール (4%) の溶液に主発光剤の PPO と波長変換剤を混ぜ込んだもの)と同様のものを使用する。発光量は 56% アントラセン相当 (8,500ph/MeV) であり、発光波長 440nm での光減衰長は 11m より長い為、KASKA 検出器のサイズでは光の吸収は小さい。

PaloVerde 実験の液体シンチレーターで使用されている有機 Gd は、*gadolinium 2-ethylhexanoate* ; $Gd(CH_3(CH_2)_3CH(C_2H_5)CO_2)_3 \cdot xH_2O$ であり、安定性に問題があった CHOOZ 実験の液体シンチレーターで使用されたガドリウム塩 ($Gd(NO_3)_3$) とはまったく別のものである。PaloVerde 実験では、Gd 入りの液体シンチレーターをアクリル製の容器に入れ、数年にわたって問題なく使用していた。われわれも Gd-LS の安定性の問題は十分認識しており、様々な方法でテストを繰り返しているが、今のところいずれも大きな悪化は認められていない。PaloVerde タイプの液体シンチレーターは、市販の 0.5% Gd 入り液体シンチレーター (BC521) を有機溶媒で希釈して作る。その際、元の液体シンチレーターの正確な構成は、企業秘密により明らかにされないため、実験グループがコントロールできない部分が生じる。そのため、KASKA グループ独自で Gd 入り液体シンチレーターを開発することも計画している。

KASKA では、ミネラルオイルの代りにノルマルパラフィン的一种であるテトラデカン ($C_{14}H_{30}$) を使用する予定である。ミネラルオイルは様々な分子量や構造をもつパラフィン系分子から構成されているのに対し、ノルマルパラフィンは単一分子からできているために、密度は一定であり、単位重量当たりの水素原子の数も正確に知ることができる。そのためノルマルパラフィンを液体シンチレーターの主な構成物質とすることで、ニュートリノターゲット中の陽子数に対する不定性を小さくすることができる。また、単一の分子量をもつノルマルパラフィンオイルは、精油所で精製される際の蒸留温度範囲が狭く不純物がより少ない。さらに分子構造に二重結合や環状構造を持たないため、シンチレーション光に対して透明で、酸化することがなく長期にわたって安定である。テトラデkanはノルマルパラフィンの中でも引火点が高いため安全性もすぐれている。ノルマルパラフィンを液体シンチレーターの主成分として使用する方法はカムランド実験で成功している[14]。後に述べるように、光電子増倍管のカソードの量子効率率は約 20%、占有面積は 10% であるため、結局得ることができる光電子数は 150pe/MeV 程度になり、エネルギー分解能は、

$$\frac{\Delta E}{E} \sim \frac{8.2\%}{\sqrt{E(\text{MeV})}}$$

が期待される。これは、ニュートリノ信号のエネルギーカット 0.7MeV で、100%に近い efficiency を得るには十分なエネルギー分解能である。

KASKA-FAR では、すべての原子炉が運転中の場合 1日に 50events の原子炉ニュートリノイベントが検出される。原子炉の運転効率を 80%、検出器の detection efficiency を 80%、live time を 90% とした場合、3年間で約 30,000 イベントの有効なニュートリノイベントが得られることになる。NEAR では、両方合わせて 3年間に 600,000 イベントの原子炉ニュートリノを観測する。したがって、統計誤差は 0.6% となる。これは、世界最高の原子炉ニュートリノサンブル数になる。

ニュートリノターゲットの液体シンチレーターは、半径 1.1m の球を上下に分割して、その間に高さ 1.2m、半径 1.1m のシリンダーを挟んだ形をしている。体積は $10m^3$ で重さは約 8 トンになる。容器は紫外線透過型のアクリルで作る。

ニュートリノターゲット液体シンチレーターの外側には、厚さ 60cm の Gd の入っていない液体シンチレーター層 (γ -catcher) を設ける。この部分の発光量はニュートリノターゲットと同じになるように調節する。 γ -catcher は、Gd からの γ 線や陽電子の対消滅の際に発生する γ 線がニュートリノターゲット領域から外に漏れた場合、その γ 線を捕まえ、元のエネルギーを再構成するために用いられる。図 11 に KASKA と同様の検出器の構造をもつ CHOOZ 実験で測定された Gd の信号を示す。

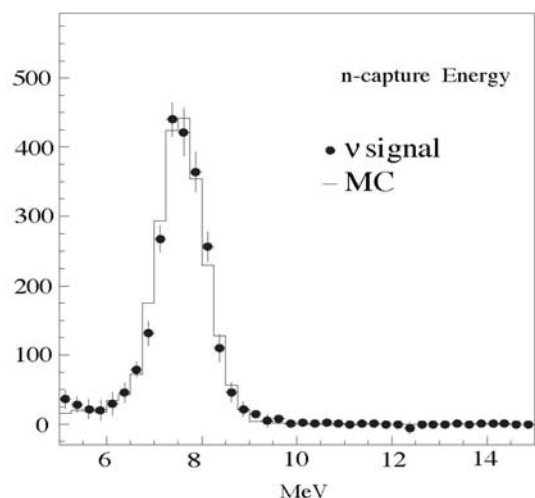


図 11 CHOOZ 実験で観測された Gd の中性子吸収信号[7]

8MeV 付近に明確なピークをもつことがわかる。KASKA の Gd 信号に対するエネルギー-threshold は 5MeV で、ピークより十分低いため、エネルギー-threshold の不定性から来

る Gd 信号の efficiency の誤差は小さい。同様に、図 12 に CHOOZ で測定された陽電子信号を示す。1MeV の最低エネルギーより下には、イベントがないことが分かる。 γ -catcher 用のシンチレーターは、1,2,4-トリメチルベンゼン+ノルマルテトラデカン+イソパラフィンの溶媒に、PPO と bis-MSB を溶かすことにより自作する。

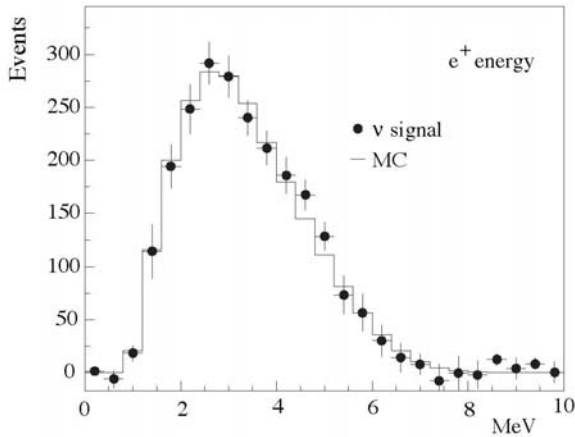


図 12 CHOOZ で測定されたプロンプト信号[7]

それぞれの構成比は、発光量、密度、引火点を調整することにより決定する。 γ -catcher 部は、半径 1.7m の球を上下に分割し、その間に高さ 1.2m のシリンダーを挟んだ形の亚克力容器に入れる。

γ -catcher の外側には、厚さ 90cm の非蛍光性のパラフィンオイルの層があり、その中に光電子増倍管を入れる。この層は光電子増倍管のガラスから発生する γ 線と外部から入射して来る γ 線を遮蔽する。この層のオイルは、ノルマルテトラデカンとイソパラフィンを混ぜ、密度を γ -catcher と同じになるよう調節する。光電子増倍管は、256 本の 10 インチ光電子増倍管を使用する。Photo cathode の面積は全体の 10% をカバーする。この光電子増倍管のガラスは、低バックグラウンドタイプのものを利用する。このバッファー層のため、液体シンチレーター層に到達する 0.7MeV 以上の γ 線は 3Hz 程度になる。光電子増倍管はステンレスのタンクに取り付けられている。

ステンレスタンクの外側には、宇宙線のアンタイカウンターとなるミネラルオイル層がある。このミネラルオイルには少量の発光剤を入れ、発光量の弱い液体シンチレーターにし、宇宙線の tagging efficiency を上げる。

宇宙線アンタイカウンター層内部の上下には、宇宙線の位置検出器を設置して宇宙線の通過位置を測定し、宇宙線による液体シンチレーター内での核粉砕反応（スパレーション）によって生じる長寿命の放射性核種から来るバックグラウンドの量を評価することに使用する。

検出器全体は直径 5.7m、高さ 10m のステンレススチールのタンクの中に取り付けられ、さらにそのタンクを厚さ 15cm の鉄のタンクに入れる。厚さ 40cm のコンクリートと合わせて三重の障壁でオイルが外に漏れないようにしている。この鉄のタンクは、地磁気に対する磁気シールドとしても役立つ。検出器上部の鉄シールドは厚くし、立坑の空气中を直接通過して来る宇宙線中のハドロン成分とソフト成分を遮蔽する。また、宇宙線アンタイカウンター層も上部を厚くして、上方から来る高エネルギーの中性子を有効に除去するようにする。

立坑を含めて、この実験装置の建設期間は三年程度と見込まれている。予算的には、カムランド実験と同じ規模である。

6. バックグラウンド (BG)

KASKA 実験でのニュートリノイベントセレクションのためのカットは、下の三つである。

$$\begin{cases} (1) & 0.7\text{MeV} < E_{\text{prompt}} < 9\text{MeV} \\ (2) & 5\text{MeV} < E_{\text{delay}} < 11\text{MeV} \\ (3) & 1\mu\text{s} < t_{\text{delay}} - t_{\text{prompt}} < 200\mu\text{s} \end{cases}$$

バックグラウンドとしては、大別して accidental BG と correlated BG がある。Accidental BG は、(1)、(2) それぞれを満たす独立した二つの BG 事象がたまたま接近した時間で起こり、(3) を満たすものである。この種のバックグラウンド頻度は、

$$f_{BG}^a = f_{(1)} \cdot f_{(2)} \cdot \Delta t$$

となる。自然の放射性核の β 崩壊の Q -value の最大値は 5MeV なので、(2) を満足するものはなく、実際の中性子信号に先立つ Δt 以内に生じた自然放射能がこの種のバックグラウンドとなる。

Correlated BG は、宇宙線により生成された不安定原子核の β + 中性子の崩壊や、高速中性子が液体シンチレーター中の陽子を反跳して (1) を満足する信号を出し、元の中性子が Gd に吸収されて (2) の信号を出す場合などがある。したがって、いずれのバックグラウンドも宇宙線頻度に密接に関係している。NEAR と FAR では、宇宙線量とニュートリノ量の比を同じにしているため、このような宇宙線起源のバックグラウンドは、ある程度相殺されることが期待できる。図 13 に CHOOZ 検出器と KASKA 検出器を比べる。CHOOZ 検出器に比べ、KASKA 検出器の方がシールドが厚いため、バックグラウンドの条件も大きく改善している。

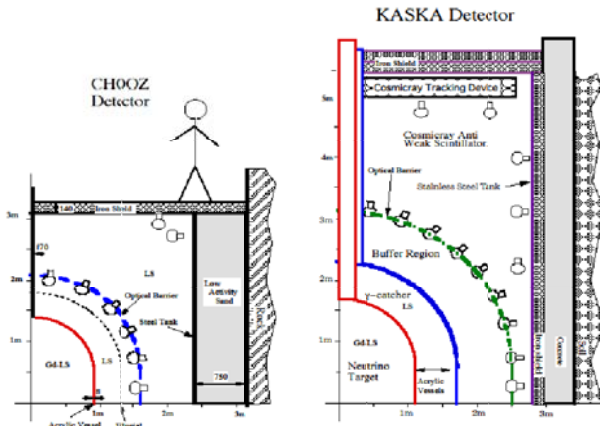


図 13 KASKA 検出器と CHOOZ 検出器の比較

KASKA 検出器の方がシールドが厚い。また、宇宙線起源のバックグラウンドを測定するため、宇宙線のトラッキング検出器や、PMT のガラスから発生する γ 線をシールドするバッファオイルが新たに設けられる。

以下にそれぞれのバックグラウンドの見積もりを述べる。

6.1 Accidental BG

KASKA-FAR の位置での原子炉ニュートリノフラックスは、カムランドのその 3,000 倍あること、ガドリニウム の信号はバックグラウンドフリーであることなどから、検出器の素材に含まれる放射性元素の含有量に対する要求は、カムランドの場合よりも遥かに緩いため、液体シンチレーターはカムランドのように実験グループが純化する必要はない。液体シンチレーターそのものから来るバックグラウンドで 0.7MeV 以上のエネルギーを出すものは、1Hz 程度となる。アクリルからは、1Hz 程度の $\beta + \gamma$ 線バックグラウンドが出る。光電子増倍管のガラスは 750/s 程度の γ 線を発生するが、90cm のバッファをとおして 3Hz 程度になる。外部の土は ppm オーダーの $U, Th, ^{40}K$ が含まれているため、1 放射長の深さの土からは 10M/s 程度の γ 線が発生している。しかしこれは、15cm の鉄のシールドと 1.1~3.5m 厚のオイル層があるため、1Hz 以下にすることができる。以上まとめると、表 1 のようにシングルレートは 6Hz 以下が予想される。

表 1 シングルレート

| BG 源 | 頻度 (>0.7MeV) | 備考 |
|-----------|--------------|----------------|
| 土 | <1Hz | 15cm Fe shield |
| 光電子増倍管 | ~3Hz | low BG glass |
| 液体シンチレーター | ~1Hz | CHOOZ LS |
| アクリル容器 | ~1Hz | |
| 計 | ~6Hz | |

一方中性子の選択に対するバックグラウンドは $f_{(2)} \ll 0.01\text{Hz}$ なので、アクシデンタルバックグラウンドは $\ll 1/\text{day} (\ll 2\%)$ となる。アクシデンタルバックグラウンドは、delayed coincidence の時間 window をランダムに開くことで正確に見積もることができるため、このバックグラウンドから来る誤差は無視できるほど小さい。

6.2 Correlated BG

KASKA 検出器での宇宙線頻度は、FAR で 10Hz、NEAR で 100Hz となる。宇宙線が液体シンチレーター部分を通ると、内部の原子核を粉碎しさまざまな放射性核種を作るため、宇宙線通過後 1ms にわたって dead time を設ける。その結果スパレーションによる single activity は、1Hz より十分小さくできる。 $^9\text{Li}, ^8\text{He}$ などは寿命が数百 ms と長く、dead time で除去することはできない上、 β 線と n を同時に出すため、 β 線がプロンプトイベントとなり、中性子が Gd に吸収されて delayed event を作ることで、correlated background となる。Hagner[15]らによる、高エネルギー μ 粒子の液体シンチレーター中での $^9\text{Li}, ^8\text{He}$ の生成断面積から、このバックグラウンドは最大でも 0.8% 程度と見積もられる。この種のバックグラウンドは、宇宙線の飛跡との相関から、0.3% 程度の精度で見積もることができる。

泥岩中を通過した宇宙線が高速中性子を発生し、その高速中性子が液体シンチレーターに入った場合、recoil された陽子が疑似プロンプト信号を出し、減速した中性子が Gd に吸収されることにより、correlated バックグラウンドとなりうる。この種のバックグラウンドの絶対量は 2% 程度と見積もられている。図 14 に CHOOZ で測定された、原子炉停止時の prompt 信号のエネルギーと delayed 信号のエネルギーを示す。

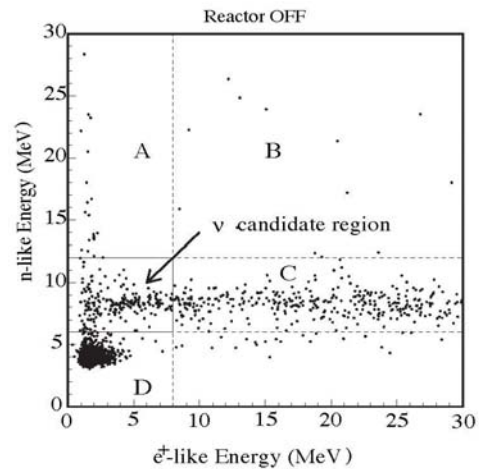


図 14 CHOOZ での原子炉停止の時の prompt エネルギー（横軸）と delayed エネルギー（縦軸）分布[7]

両軸で <5MeV の blob は、PMT ガラスの発生するバックグラウンドから来る。KASKA の場合は、バッファ層があるためこのようなバックグラウンドは少ない。

図中縦軸の 8MeV 付近にある水平の帯が高速中性子によるバックグラウンドである。高速中性子のエネルギーは高いところまであるが、何回もの陽子の反跳と、反跳された陽子が発生するシンチレーション光のクエンチング効果のため、実際に検出器で測定されるエネルギーの分布は一様になるため[7]、原子炉ニュートリノイベントや、宇宙線によるスパレーションのない 11MeV 以上のバックグラウンドレートを 9MeV 以下の原子炉ニュートリノの領域に外挿することにより 0.4% 程度の精度でバックグラウンド量が見積もられる。宇宙線とニュートリノの量の比は、NEAR と FAR で同じであるため、NEAR/FAR の比を取ることで、バックグラウンドから来る誤差は 0.5% より十分小さくできると期待される。

柏崎刈羽原子力発電所の 7 基の原子炉を完全に止めることはできないが、NEAR 検出器では次のようにしてバックグラウンドレベルを測定することができる。NEAR-B の検出器の近くには、3 基の原子炉が存在する。原子炉はおおよそ年に 1 回 2 ヶ月ほど運転を停止し燃料の交換とメインテナンスを行うため、年の半分ほどの期間は 2 基で運転していることになり、この期間のニュートリノ数は full power の時の 2/3 に減ることになる。一方 NEAR-B 検出器での統計量は 3 年で 300,000 イベントなので、full power と 2/3 power の各測定点の統計誤差は、それぞれ 0.24% と 0.29% になる。この二つの power での測定点を 0 power に外挿することにより、バックグラウンドの量を 0.8% 程度の精度で測定することができる。このようにして NEAR 検出器でバックグラウンド評価の方法論を確認できるため、これを解析に応用して信頼性の高い結果を出すことができる。

7. 測定誤差

KASKA 実験では、FAR/NEAR の比の測定を行うこと、カットパラメータの不定性に対する efficiency の依存性の少ないカットを行うことなどで、系統誤差を小さくする。

系統誤差がいくらになるか予想することは、非常に難しい問題である。ここでは、誤差の源をひとつひとつ要素に分けて CHOOZ 実験で実際に得られている誤差と比較することで、誤差の上限値を評価する。

検出器の detection efficiency は、

$$\varepsilon = \varepsilon_{Gd} \cdot \varepsilon_{E_p} \cdot \varepsilon_{E_d} \cdot \varepsilon_{\Delta t}$$

となる。ここに、 ε_{Gd} は中性子が Gd に吸収される確率、 $\varepsilon_{E_p}, \varepsilon_{E_d}$ はそれぞれ prompt 信号と delayed 信号に対するエネルギーカットの efficiency、 $\varepsilon_{\Delta t}$ は、プロンプト信号と delayed 信号間の時間のカットである。イベントの発生位置による fiducial カットは、検出器の個性の出やすい位置の

reconstruction を利用しなければならないため行わない。Delayed 信号はニュートリノターゲットの液体シンチレーターの中だけでしか生じないため、delayed 信号の存在により fiducial volume を決定する。

(1) ε_{Gd}

Gd 濃度 0.1% では、 $\varepsilon_{Gd} \approx 0.88$ になる。 Gd 濃度の差に対する efficiency の誤差は、

$$\frac{\delta\varepsilon_{Gd}}{\varepsilon_{Gd}} = 0.12 \frac{\Delta\rho_{Gd}}{\rho_{Gd}}$$

となり、efficiency の誤差は Gd の濃度差に対して insensitive である上、液体シンチレーターは同じストレージタンクから 3 台の検出器に分配されるので、本質的に Gd の濃度差はないはずである。また、相対的な差は、同じソースでキャリブレーションすることで測定可能な量である。ニュートリノターゲットの亚克力容器付近で発生したニュートリノ反応により生じた中性子が、亚克力外部に逃げることで inefficient になるが、逆に亚克力外部で生じたニュートリノ反応により生じた中性子が亚克力内部に入ってくることで、その効果は相殺される。CHOOZ の場合は、この誤差は 1% だったが、それは絶対的な誤差を含むためである。KASKA の場合、FAR/NEAR の比較をすることで、少なくともこの誤差を 0.5% 以下に抑えることはできる。

(2) ε_{E_p}

プロンプト信号は、陽電子と電子の消滅エネルギー 1MeV の最低エネルギーがあるため、threshold を 0.7MeV に設定することで efficiency をほとんど 100% にすることができる。仮にエネルギースケールに 5% の差がある場合でも、 $\delta\varepsilon_{E_p}/\varepsilon_{E_p}$ は 0.1% 以下になる。CHOOZ ではこの誤差が 0.8% あったが、これはエネルギー threshold が 1.3MeV であったためである。

(3) ε_{E_d}

Delayed 信号も 8MeV にピークをもつため、エネルギー threshold を 5MeV にすることで、エネルギースケールの誤差に insensitive となる。中性子が ^{12}C に吸収された場合、4.95MeV の γ 線を出すため、これを *in-situ* でのキャリブレーションポイントとして利用できるため、実際にはエネルギースケールの誤差は小さい。CHOOZ の場合、この誤差は 0.4% であった。ここでは保守的に CHOOZ と同じ 0.4% か、それ以下の数字を採用する。

(4) ε_N

中性子信号に対するタイミングカットは CHOOZ の場合、 $2\mu\text{s} < \Delta t < 100\mu\text{s}$ で efficiency の誤差は 0.4% であった。KASKA の場合は、 γ 線バックグラウンドが少ないため、タイミングウインドウを広くすることができ、

$$1\mu\text{s} < \Delta t < 200\mu\text{s}$$

とする。その結果、inefficiency は半分以下になり検出器当たりの絶対誤差も半分以下になる。さらに NEAR/FAR を比べることで、誤差を少なくとも半分の 0.2% 以下にできる。中性子吸収の平均時間 τ は約 $30\mu\text{s}$ なので、検出器間で中性子吸収時間に差 $\Delta\tau$ があつた場合でも、

$$\frac{\partial \varepsilon_N}{\partial \tau} \Delta\tau = \frac{\Delta\tau}{\tau} \left(\frac{t_1}{\tau} e^{-\frac{t_1}{\tau}} - \frac{t_2}{\tau} e^{-\frac{t_2}{\tau}} \right) \sim 0.024 \frac{\Delta\tau}{\tau}$$

であり、 $\Delta\tau/\tau \sim$ 数% 程度で *in-situ* に測定することができるため、ここから来る誤差も無視できる。

(5) N_p

陽子の数は、液体シンチレーターの単位重量当たりの陽子の数 ρ_p に、検出器の有効領域内にある液体シンチレーターの重量 M_{LS} を掛けたものになる。

$$N_p = \rho_p M_{LS}$$

液体シンチレーターは、同じタンクから各ニュートリノ検出器に分配するために、本質的に $\Delta\rho_p = 0$ である。アクリル容器の相対的な内容積を 1% 以下の精度で合わせることは一般に困難であり、アクリル容器内外の圧力差にも依存するので、液体シンチレーターの総量は、液体シンチレーターを検出器に入れる際、精密な質量流量計を用いて測定し、チムニー部分の体積を差し引くことにより測定する。公称精度 0.1% の質量流量計が市販されている。3 台の検出器を同じ流量計で測定することにより差を 0.5% 以下にすることは、十分可能であると思われる。

(6) ベースラインの非一様性

KASKA の場合は原子炉が 7 基あり、検出器と原子炉間の距離が等しくないため、原子炉のニュートリノの発生量に関連した不定性は完全には相殺しない。参考文献[16]で、この効果を解析的な方法で評価・検討しているが、直感的に説明すると、ベースラインの違いから残る系統誤差は、原子炉から発生するニュートリノの独立な誤差の、ベースラインの二乗比の標準偏差倍になる。

$$\frac{\delta n_\nu}{n_\nu} \sim \sigma_{uncor} \sqrt{\frac{1}{7} \sum_r \left(1 - \frac{R_r}{\langle R \rangle} \right)^2}$$

ここに、 σ_{uncor} は、原子炉ニュートリノに関連する誤差のうち、各々の原子炉で独立の誤差を表す。 R_r は NEAR と FAR の検出器と原子炉 r との距離の比の二乗を表す。

$$R_r = \left(L_{r,FAR} / L_{r,NEAR} \right)^2$$

核分裂あたりのニュートリノフラックスの誤差は、すべての原子炉に共通なので相殺し、主に熱出力の誤差が残ることになるので、

$$\sigma_{uncor} \sim \frac{\delta P}{P} < 2\%$$

になる。実際 KASKA の検出器と原子炉の位置とを入れて計算すると、標準偏差は 0.07 程度になるので、

$$\frac{\delta n_\nu}{n_\nu} < 0.14\%$$

になる。表 2 と表 3 に CHOOZ の誤差との比較をする。

KASKA の場合、 γ 線バックグラウンドが小さいため neutron と positron の位置と neutron multiplicity cut を行なわなくてすむ。

以上から系統誤差を 1% 以下に押さえることは十分可能である。

表 2 検出器関係の誤差

| Selection | CHOOZ | KASKA |
|----------------------------|--------------|-----------------|
| Positron energy | 0.8% | <0.1% |
| Positron position | 0.1% | – |
| Neutron capture | 1.0% | <0.5% |
| Capture energy containment | 0.4% | <0.4% |
| Neutron position | 0.4% | – |
| Neutron delay | 0.4% | <0.2% |
| Positron-neutron distance | 0.3% | – |
| Neutron multiplicity | 0.5% | – |
| Number of protons | 0.8% | <0.5% |
| Combined | 1.76% | <0.9% |

表 3 全体の系統誤差

| Parameter | CHOOZ | KASKA |
|-----------------------------|-------------|-----------------|
| Reaction cross section | 1.9% | – |
| Detection efficiency | 1.76% | <0.9% |
| Reactor power | 0.7% | – |
| Energy released per fission | 0.6% | – |
| Baseline difference | – | <0.2% |
| Background | 0% | <0.5% |
| Combined | 2.7% | <1.0% |

8. 感度

図 15 に 3 年間のデータ収集後の欠損量だけからの 90%CL での感度を示す。

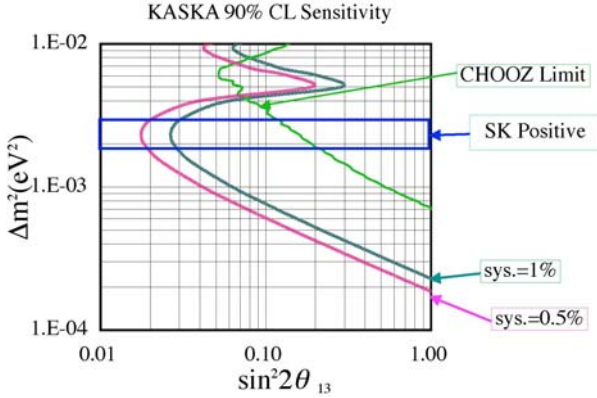


図 15 KASKA 実験の感度

$\Delta m^2 \sim 2.5 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ 辺りで、

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0.017 \sim 0.027$$

が得られる。これは CHOOZ の約 10 倍の感度である。エネルギー分布の歪みを取り入れた shape analysis を行うと、さらに感度がよくなることが期待される。もし KASKA で有限の $\sin^2 2\theta_{13}$ が測定されれば、図 1 に示すように将来の実験で CP violation δ を測定できる可能性が大きくなり、実験計画を具体的に立てることができるようになる。逆に $\sin^2 2\theta_{13} < 0.02$ の結果が得られた場合、 δ の発見可能性を確かめるためにさらに精度の高い原子炉実験が必要になると思われる。この場合、KASKA ではすでに様々な経験と技術を積んでいるため、スムーズに次世代の高精度の実験 (KASKA-II) に移ることができるはずである。

9. 加速器実験と相補性[17]

9.1 加速器実験での θ_{13} と δ の測定

近い将来の加速器実験では、加速器により作られた ν_μ がニュートリノ振動により ν_e に変化する確率から、「 θ_{13} 」を測定する。振動が最大になる L/E で、地球の物質効果を見無視するとこの確率は、

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{23} + \frac{\pi}{2} \frac{\Delta m_{21}^2}{\Delta m_{23}^2} \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{13} \sin 2\theta_{23} \sin \delta \dots\dots\dots(1)$$

となる。ここに、 δ はレプトンセクターの CP 非保存を引き起こすパラメータである。カムランドと太陽ニュートリノ実験により、 $\sin^2 2\theta_{12}$ と Δm_{12}^2 が大きいことが確認されて以来、式 (1) の第二項がある程度大きい可能性があることが分かり、 δ の測定可能性が開けた。加速器での反ニュートリノモードでの反電子ニュートリノの appearance の確率は、

$$\bar{P} \equiv P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) = \text{第一項} - \text{第二項}$$

の形になるため、ニュートリノモードと反ニュートリノモードの非対称性；

$$\frac{P - \bar{P}}{P + \bar{P}} = \frac{\text{第二項}}{\text{第一項}} \sim \frac{0.2}{\sin 2\theta_{13}} \sin \delta$$

を利用して、 δ を測定することができるのである。しかし、第二項が大きいということは、 $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ から $\sin^2 2\theta_{13}$ を計算する時に不確実性が入ってくることも意味する。当然のことながら、現在 δ はまったく分かっていないため、この第二項は、+最大から、-最大までの値を取り得て不定となる。さらに、 $\sin^2 2\theta_{13}$ の係数 $\sin^2 \theta_{23}$ にも次のような不定性が存在する。SK、K2K など測定している混合角は $\sin^2 2\theta_{23}$ であるため、 $\sin^2 \theta_{23}$ には一般に下のように二つの解が存在する (θ_{23} degeneracy problem)。

$$\sin^2 \theta_{23} = \frac{1 \pm \sqrt{1 - \sin^2 2\theta_{23}}}{2}$$

したがって $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ から $\sin^2 2\theta_{13}$ を求める際、この二つの $\sin^2 \theta_{23}$ の可能性に対応して、二つの解が存在する。

図 16 に $\sin^2 2\theta_{23} = 0.95$ の場合の加速器実験で測定する $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ と $\sin^2 2\theta_{13}$ の関係を示す。双曲線が式 (1) の第二項の不定性から来る $\sin^2 2\theta_{13}$ の不定性を表す。双曲線が二つある理由は θ_{23} degeneracy により $\sin^2 2\theta_{13}$ がどちらになるか分からないためである。二つの双曲線で囲まれた場所が加速器で $\sin^2 2\theta_{13}$ を測定する際の不確実性となる。たとえば、 $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = 0.05$ と測定されたとしても、 $0.05 < \sin^2 2\theta_{13} < 0.18$ の範囲でしか特定することができず、KASKA の測定誤差 ($\pm 0.02(90\%CL)$) の方が小さくなる。一方、たとえば J-PARC で $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ の上限値 < 0.003 が測定された場合でも、 $\sin^2 2\theta_{13} < 0.02$ のリミットしか決められないが、KASKA もこれと同程度のリミットを独立の測定で決めることができる。そのため、J-PARC が走っていても KASKA をやる意義は十分あることになる。

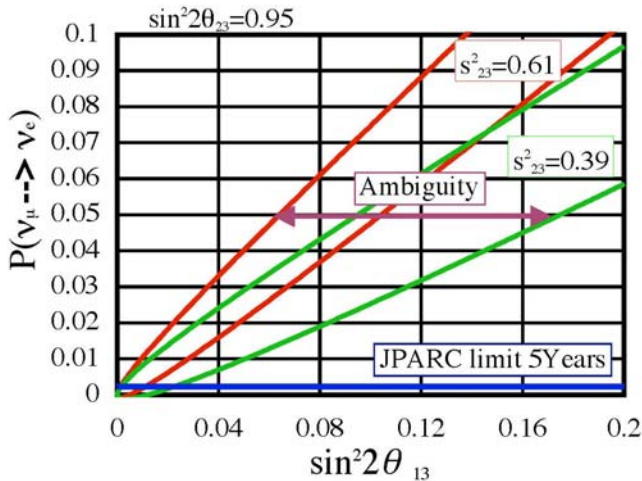


図 16 加速器実験での電子ニュートリノのアピアランスの確率と $\sin^2 2\theta_{13}$ の関係

9.2 J-PARC と KASKA の相補性

図 16 より、加速器での測定（縦軸）と KASKA での測定（横軸）を組み合わせることで、いろいろなことが分かる可能性がある。たとえば、二つの測定の交点が片方の双曲線だけの中に入った場合、 θ_{23} の二つの解のうち、どちらかに特定することができる。また、交点が双曲線の中心軸から有意にずれた場合、それは δ が 0 でないことを意味して、レプトンセクターの CP violation の発見となる。さらに、もし J-PARC と KASKA の測定結果の組み合わせが二つの双曲線の外側になった場合、標準理論では説明することができず、new physics の発見につながることになる。

したがって、KASKA と J-PARC 双方の実験データを組み合わせることにより、それぞれ単独での測定よりも遥かに rich な物理を導き出すことができることになる。

10. 他の原子炉 θ_{13} 実験との関係

加速器による $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ 実験と、原子炉による $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ 実験の相補性を世界で初めて指摘し、具体的な実験を提案したのは、KASKA グループの前身による 2002 年の論文であった[17]。この論文が出るまでは、 θ_{13} は加速器で測定されてしまうため、原子炉実験でやる意味はあまりないと考えられていたが、この論文以来、原子炉 θ_{13} 実験の重要性が明確に認識されることになり、世界中の研究者が集まり、原子炉 θ_{13} 実験が検討されることとなった。現在まで三回の国際ワークショップが開かれ（三回目は、2004 年 3 月に新潟大学がホストとなって新潟市で行われた）、共同で原子炉 θ_{13} 実験に関するホワイトペーパーを出版した[18]。

原子炉 θ_{13} 測定は比較的少ない予算で重要な結果を得ることができることから、現在世界中でいろいろな計画が提案されている（KASKA の他に 6 つ）。その中で、フランスの Double CHOOZ が 2008 年に走る可能性がある。これは、昔の CHOOZ 実験の場所に設置した検出器と前置検出器を使って θ_{13} の upper limit を下げることが目標になっている。しかしベースラインが短く、振動が十分大きくなっていないことと、前置検出器が浅く、宇宙線バックグラウンドが多く、dead time が 50%にものぼることなどから、精度が不十分であるため、走ったとしても、もっと高精度の実験が必要になると考えられている。

したがって、KASKA はスケジュールどおりなら DCHOOZ と同時に走れるが、万一 DCHOOZ が先に走ったとしても十分やる意義がある。アメリカ、ロシア、中国、ブラジルなどで計画されている実験は、それぞれに問題を抱えており、今のところ実現する見通しはないが、もたもたしていると先を越される可能性は充分あり、危惧している。これは個人的な印象だが、他の実験計画の測定感度が最初から $\sin^2 2\theta_{13} = 0.01$ まで行くという主張は、少し optimistic 過ぎる感じがする。

11. KASKA の発展性

KASKA の二つの NEAR 検出器では、3 年間に 600,000 の原子炉ニュートリノイベントを検出する。これは今までに最高の統計を出している Bugey 実験[19]より 7 倍も多い統計量となる。そのため今後の原子炉ニュートリノの標準のデータになる。また、このデータを利用して原子炉内部での核分裂反応の研究を行うこともできる。したがって KASKA 実験が実現した場合、ニュートリノのスペクトルが非常によく理解されている世界最強の人工ニュートリノ源を手に入れたことになる。これは、世界最高のルミノシティをもつ加速器を所有することと同じである。このニュートリノを利用することで、他ではまねのできない様々な研究を行うことができるようになる。

KASKA-II として、ニュートリノ検出器のサイズ（現行 8ton）を 50ton にすることにより統計を上げ、エネルギースペクトルの歪から、 $\sin^2 2\theta_{13} \sim 0.01$ までの感度と、 Δm_{13}^2 の測定をめざす。また、J-PARC の結果と組み合わせることにより、反ニュートリノビームの前に non-0 の δ の探索を行うことができる。図 17 に KASKA-II と J-PARC を組み合わせた場合の δ の感度を示す[20]。たとえば、 $\sin^2 2\theta_{13} \sim 0.1$ の場合、 $\delta > \pi/3$ であれば、 δ を non-0 ということができることになる。

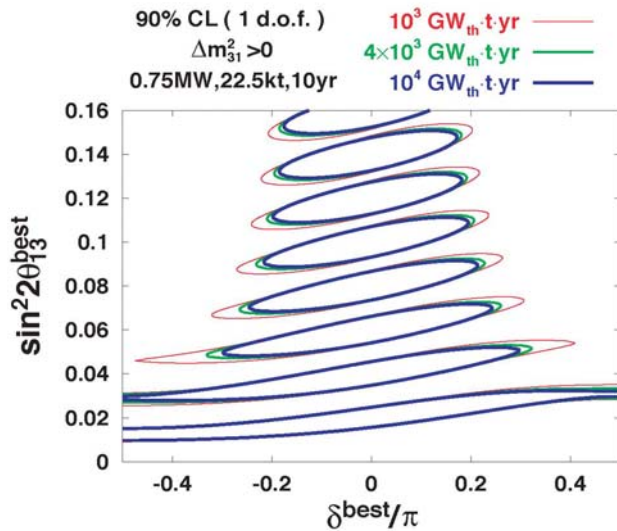


図 17 KASKA-II と J-PARC を組み合わせた場合、 δ が 0 と測定される領域
この領域外では、 δ が non-0 であることが分かる[20]。

KASKA-III として、柏崎刈羽原子力発電所から～50km の距離 (θ_{12} の振動が最大になる場所) にカムランドサイズの測定器を置き、KASKA を前置検出器として使用することにより、 $\sin^2 \theta_{12}$ を 2.4% の精度で測定できることになる[21]。これは、太陽 pp と ${}^7\text{Be}$ ニュートリノの測定で得られる精度 4% よりもよい。また、ニュートリノ検出器を原子炉から 10km～20km の位置に設置することで、図 3 の Δm_{13}^2 による振動を何回もエネルギースペクトル中に観測することができ、 Δm_{13}^2 の精密測定も可能となる (KASKA-II.5)。このように KASKA 実験では θ_{13} だけでなく、今後 10～20 年にわたり図 3 の電子型ニュートリノの振動全体を世界最強のニュートリノ源を用いて測定できるという発展性がある。

12. R&D Status

おかげさまで、KASKA グループに今年度いくつかの科研費補助金が採択され、R&D を進めることができるようになった。この補助金により、まず、柏崎刈羽原子力発電所の敷地内で、実際の NEAR-B の位置でのボーリング調査と、そのボーリング孔地下でのバックグラウンド測定を行った。ボーリング/バックグラウンド測定は、数カ月の準備の後、10 月に 1 ヶ月かけて行われた。図 18 にボーリング場所周辺の写真を示す。

ボーリングの深さは検出器が設置される予定の 70m で、ボーリング孔の直径は 6.6cm、中に塩ビ管を通し壁の崩れを防止した。この孔を利用して、都立大学と東京工業大学のチームが中心となり地下での宇宙線と γ 線のバックグラウンドを測定した。



図 18 柏崎刈羽原子力発電所敷地内でのボーリング/
地中バックグラウンド測定。

後ろでは、作業員が直径 66mm、深さ 70m のボーリング孔を掘っている。手前では、ボーリング孔に入れるバックグラウンド測定器のケーブルの準備をしている。遠景にある送電線の行き着く先は東京で、これらの送電線を通して供給される電力は、東京の電力需要の 20% 近くを賄っている。

ボーリング孔の下半分は水で満たされるため、バックグラウンド検出器は直径 4.4cm のステンレス製の筒の中に密封され、孔に入れられた (図 19)。宇宙線検出器は直径 1 インチ、厚さ 2cm の 2 枚のプラスチックシンチレータで、厚さ 1cm の鉛の板を挟んだ構造をしている。 γ 線検出器は、直径 1 インチ、高さ 2 インチの NaI である。

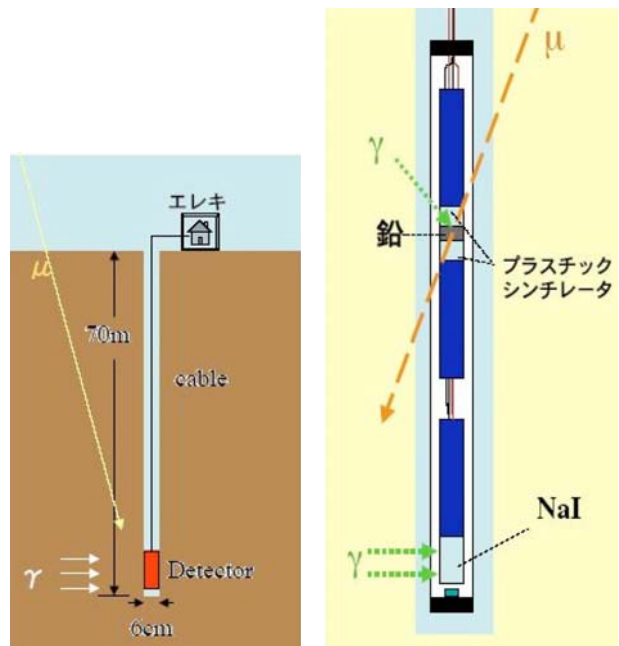


図 19 ボーリング孔に設置したバックグラウンド検出器

2004年10月23日(土)午後6時頃、新潟県中越を震源とするマグニチュード6.8の地震が発生した。この時、KASKAグループの松本、古田、中川の三人がバックグラウンド測定の準備のため、震源から30kmほど離れている柏崎市にあるホテルに滞在していた。柏崎市での震度は6弱で、三人は強い揺れを感じホテルから外に避難した。このちょうど前日、ボーリング削孔が終了し、週明けからバックグラウンド検出器を孔の中に入れる矢先の地震だったため、ボーリング孔が塞がっていないか大いに危惧したが、幸いそのようなことはなく、貴重なバックグラウンドデータを取ることができた。このエピソードはM. Goodmanが毎月配信しているLong Baseline Newsletterの11月号にも取り上げられた[22]。

さて、バックグラウンド測定は長時間の測定が必要なため、1日24時間体制でKASKAメンバーのほとんど全員が参加して、交代で行った。図20に、このようにしてとった、宇宙線と γ 線の頻度の深さ分布を示す。まだバックグラウンドなどを引いていない生データの段階だが、宇宙線の深度分布は図8によく似ている。また、 γ 線の深度分布にはギャップが見られるが、これは地層が変化している場所とよく対応しており、よいデータがとれたと思っている。これらのデータの解析結果とその結果を元にしたシミュレーションの開発について、次回春の学会で都立大学と東京工業大学が発表する予定である。なお、このボーリング調査では、科学的な調査だけでなく、原子力発電所内のいろいろな制約を身をもって体験し、今後の実験計画を立てる際に役立つ貴重な情報を得ることもできた。

科研費補助金では、この他に図21のような約1トンの液体シンチレーターを用いるプロトタイプ検出器の製作も行っている(東北大、宮教大)。このプロトタイプでは、液体シンチレーターの厚みを本番の γ -catcherシンチレーターの厚みと同じ60cmにして、内部にGd入り液体シンチレーターを封入した小型の亚克力箱を導入して、Gdの中性子信号のエネルギースペクトルを測定し、シミュレーションの基礎データとすると共に、系統誤差の評価を行う予定である。このプロトタイプ製作では、カムランドグループの好意により、カムランド開発の際に使用した様々な設備を利用させていただいている。図22にプロトタイプ検出器の亚克力容器の写真を示す。

来年度新潟大学から申請している科研費補助金では、プロトタイプをもう一台製作し、東北大学のプロトタイプと比較することで、NEAR/FARの相殺がどの程度になるかのテストをすると共に、実際に柏崎刈羽原子力発電所に持ってゆき、ニュートリノを検出することを目指している。この他にも、新しい液体シンチレーターの開発(新潟大、神戸大)、読み出しエレクトロニクスとDAQの開発(新

潟大、東北大)、PMTの開発(都立大)、宇宙線トラッキング検出器の開発とキャリブレーション方法の検討(東工大)、バックグラウンドコントロールのためのGe検出システムの開発(岡山大)、検出器の構造の検討(KEK)、さらなる物理の検討(理論グループ)などを手分けして行っている。

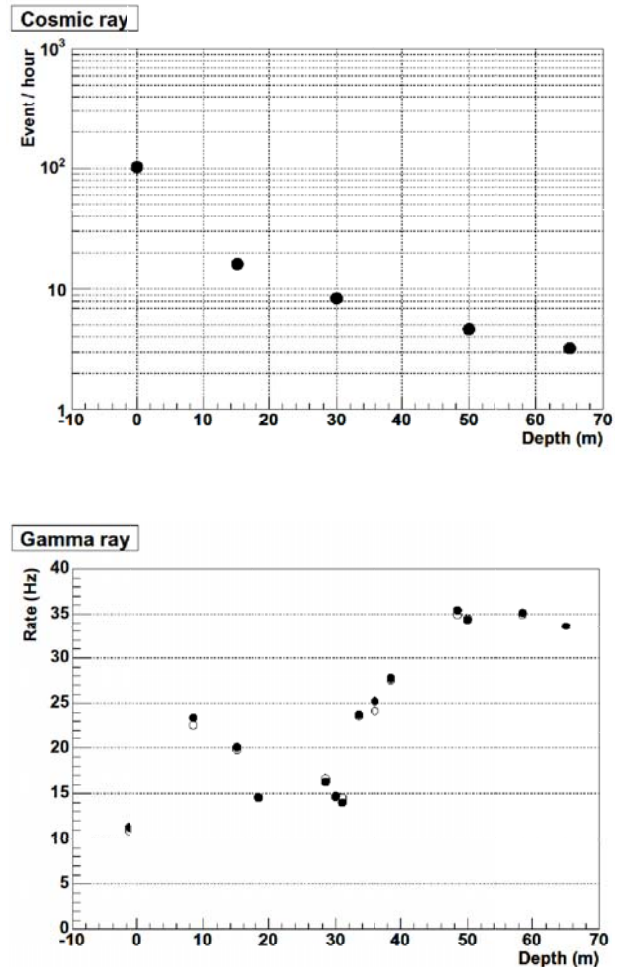


図20 宇宙線と γ 線の深さ分布
バックグラウンドはまだ引いていない。 γ 線の黒と白の丸印は、それぞれ検出器を下げる時と引き上げる時の測定で、データの再現性の確認を行った。

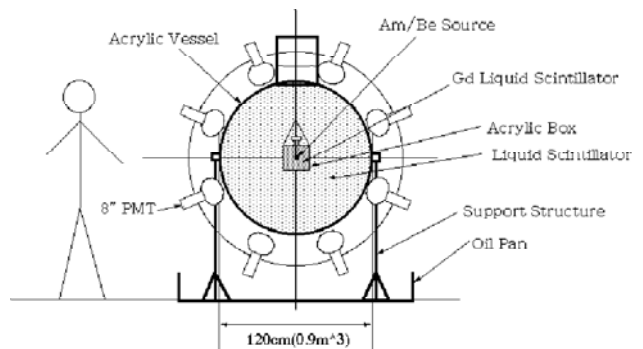


図21 プロトタイプ検出器



図 22 プロトタイプ検出器用アクリル容器と PMT 容器

13. まとめ

最後のニュートリノ混合角 θ_{13} の大きさは、素粒子の統一理論を構築する際の手掛りを与える可能性があると共に、将来の CP violation δ の測定の方角性を決定するので、その測定は重要である。KASKA では、世界最大の原子力発電所である柏崎刈羽原子力発電所が発生する $\bar{\nu}_e$ を利用して、 $\sin^2 2\theta_{13}$ を 0.02 まで直接測定する。さらに、KASKA のデータと J-PARC のデータと組み合わせることにより、それぞれ単独ではできない重要な物理を出すことができる。KASKA の実験規模はカムランドと同程度であり、加速器実験の標準と比べると安く早くできる。KASKA 計画は、他の原子炉 θ_{13} 実験に比べ高出力の原子力発電所を利用することで統計と S/N のコストパフォーマンスに優れており、将来の発展性も大きい。スケジュールは、J-PARC と同時に走り、互いの相補性の意義を高めることができるように 2006 年度に建設を開始し、2008 年度末に測定を開始したいと思っている。

最後に一言。KASKA は小さな船で船出したばかりです。この航海を乗り切るためには、まだまだマンパワーが不足しています。小さなグループで力を発揮して、大きな物理を出してみませんか？

KASKA グループは本計画にご理解をいただいている東京電力と R&D に協力していただいているカムランドグループにこの場を借りて感謝いたします。

また、高エネルギーニュース編集委員武藤建一氏には、原稿の校正に当たり大変お世話になりました。ここに感謝の意を表します。

本計画の R&D は科研費からの補助を受けています。

KASKA メンバー (2004 年 11 月現在)

- 新潟大学 (ホスト) : 田村 詔生、谷本 盛光、宮田 等、
中野 博章、渡辺 亮平、岩渕 龍也、
佐々木 真弓、青木 勝、勝亦 正明
- 東北大学 : 末包 文彦、坂本 泰伸、土屋 泰
- 東京都立大学 : 住吉 孝行、南方 久和、安田 修、
松本 崇博、佐久間 清美、中川 尊
- 東京工業大学 : 久世 正弘、古田 久敬、前田 順平
- 神戸大学 : 原 俊雄
- KEK : 石原 信弘、杉山 弘晃
- 岡山大学 : 作田 誠
- 宮城教育大学 : 福田 善之

参考資料

- [1] Super-Kamiokande Collaboration, Phys. Rev. Lett. **81**, 1562 (1998).
- [2] SNO Collaboration, Phys.Rev.Lett. **87**:071301 (2001).
SK Collaboration, S. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. Lett. **86**, 5651 (2001).
- [3] KamLAND Collaboration, Phys. Rev. Lett. **90**, 021802-1 (2002). 末包文彦 他, 高エネルギーニュース, **18-1**, 9 (1999). 白井淳平 他, 高エネルギーニュース, **22-1**, 1 (2003).
- [4] K2K Collaboration, hep-ex/0411038.
- [5] SK Collaboration, Phys. Rev. Lett. **93**:101801 (2004).
- [6] KL Collaboration, hep-ex/0406035.
- [7] CHOOZ Collaboration, Phys. Lett. **B466**, 415-430 (1999). Eur. Phys. J. **C27**, 331-374 (2003).
- [8] Slide by K. Nishikawa, from 2nd International Workshop on Neutrino Oscillations in Venice, Dec. 2003.

- [9] ^{235}U : K. Schreckenbach *et al.*, Phys. Lett. **B160**, 325 (1985). $^{239,241}\text{Pu}$: A. A. Hahn *et al.*, Phys. Lett. **B218**, 365 (1989). ^{238}U : P. Vogel *et al.*, Phys. Rev. **C24**, 1543 (1981).
- [10] P. Vogel and J. F. Beacom, Phys. Rev. **D60**, 053003 (1999).
- [11] C. Bemporad *et al.*, hep-ex/0107277.
- [12] Y. Kozlov *et al.*, hep-ph/0109277.
- [13] F. Suekane for KASKA group, Proceedings for NOON04, hep-ex/ 0407016.
- [14] F. Suekane *et al.*, KEK Proceedings 2004-4, *Scintillating Crystals*.
- [15] T. Hagner *et al.*, Astropart. Phys. **14**, 33 (2000).
- [16] H. Sugiyama *et al.*, hep-ph/0409109.
- [17] H. Minakata *et al.*, Phys. Rev. **D68**: 033017 (2003).
- [18] International Reactor group, hep-ex/0402041.
- [19] B. Achkar *et al.*, Nucl. Phys. **B434**, 503-532 (1995).
- [20] H. Minakata, hep-ph/0402197.
- [21] H. Minakata *et al.*, hep-ph/0407326.
- [22] M. Goodman, <http://neutrinooscillation.org/>.