

ニュートリノ生成に対する  $^{37}\text{Cl}$  実験について

宮 本 道 子

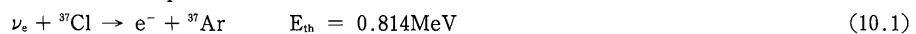
## Summary

### The $^{37}\text{Cl}$ experiment

Michiko Miyamoto

I summarize Chapter 10 of “Neutrino Astrophysics” written by Prof. John N. Bahcall.

The neutrino absorption reaction used here to detect solar neutrinos is



The theoretical expectations are described in § 10.1, the experiment including the original reasons for choosing  $^{37}\text{Cl}$  is described in § 10.2, the observational results are described in § 10.3, the implications in theory versus experiment are described in § 10.4, the controversial question of whether or not the observed neutrino fluxes vary with time is described in § 10.5, a summary of neutrino recent data is described in § 10.6 and the future aspects of the  $^{37}\text{Cl}$  experiment are described in § 10.7.

Prof. John N. Bahcall 著の“ニュートリノ天体物理学”の第10章“ $^{37}\text{Cl}$  実験”をまとめた。

## 序 論

$^{37}\text{Cl}$  測定器における観測値と計算された捕獲割合の間の期待されない不一致は、太陽ニュートリノ問題を提起した。この章は、 $^{37}\text{Cl}$  実験とその最も直接的なかわり合いを記述する。

太陽ニュートリノの測定に習慣的に用いられている反応は  $^{37}\text{Ar}$  の実験室崩壊の逆反応である。そのニュートリノ吸収反応は

$$\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow e^- + {}^{37}\text{Ar} \quad E_{\text{しきい値}} = 0.814 \text{ MeV} \quad (10.1)$$

であり、0.814 MeV のエネルギーのしきい値は、基本的 PP ニュートリノを除く、すべての主な太陽ニュートリノ源を測定することを可能にしている。測定器の 2, 3 の特徴が表 10.1 にまとめられている。

$^{37}\text{Cl}$  測定器に対して、スタンダード模型によって予言された事象の割合は 7.9 ( $1 \pm 0.33$ ) SNU であり、ここで示された不確かさは総理論的範囲を表わしている。総理論的範囲は、すべての測定された入力変数に対して  $3\sigma$  の不確かさがあると見積ることによって計算されており、この計算値は測定出来ない入力量にまで引き伸ばして用いられており、そして異なる量からの不確かさは 2 次的に結合されている。観測された割合は ( $2.1 \pm 0.9$ ) SNU であり、ここで観測された誤差は 3 つのスタンダードな偏差である。この計算値と観測値の間の不一致は 20 年間続いている。この問題に答えるためには多分、新しい物理学と新しい天文学を必要とするであろう、そして将来の実験がこれらを決定するであろう。(SNU は  $10^{-36}$  事象/標的原子・秒を表わす単位である)

最も興味をそそり、又重要な観測の問題は、 $^{37}\text{Cl}$  測定器についての事象割合は、時間とともに変化するかということである。次の数年間にわたる信号の注意深いモニター装置での監視がこの問題に答えるであろう。

Table 10.1 Characteristics of the  $^{37}\text{Cl}$  detector.

Location	Homestake Mine, Lead, South Dakota
Depth	4850 ft
Tank	20 ft diameter $\times$ 48 ft long
Detector fluid	$\text{C}_2\text{Cl}_4$
Total weight of fluid	615 tons
Volume	$3.8 \times 10^6$ liters
Threshold	0.814 MeV
$^{37}\text{Cl}$ atoms	$2.16 \times 10^{30}$
Half-life $^{37}\text{Ar}$	35.0 days
Neutrino sensitivity	$^8\text{B}$ , $^7\text{Be}$

この章の第1節10.1では、理論的期待値をまとめ、第2節10.2では、 $^{37}\text{Cl}$ を選択した理由、実験装置を設置する場所、化学過程、低水準計数、バックグラウンド等を含む実験について記述する。10.3節では観察結果を紹介する。つづく10.4節では、 $^8\text{B}$ 、 $^7\text{Be}$ とCNO (carbon-nitrogen-oxygen) のニュートリノ線束の保存の限界や星の歳差運動の理論に対する量的な関係や、ニュートリノの宇宙論的エネルギー密度の上限等を実験データーを用いて計算している。10.5節では、観察されたニュートリノ線束が時間とともに変化するかしないかの論争的な問題について議論する。大部分の最近のデーターが大きな興味をひきおこしている。10.6節はこれらデーターのまとめで、10.7節では、 $^{37}\text{Cl}$ 実験の最も重要な将来の到達地点のいくつかを記述している。

### § 10.1 理論的な期待値

スタンダード模型によって  $^{37}\text{Cl}$  測定器に対して予言された捕獲割合は

$$\sum_i \phi_i \sigma_i = 7.9(1 \pm 0.33) \text{SNU} \quad (10.2)$$

であり、ここで示された不確かさは、第7章で定義された総理論的範囲である。 $^{37}\text{Cl}$ 測定器はたくさんのPPニュートリノを除外した0.814MeV以上のエネルギーを持つニュートリノを検出する。

表10.2は、第6章で議論されたそれぞれのニュートリノ源の予言された捕獲割合への寄与を示している。 $^{37}\text{Cl}$ 実験は、 $^8\text{B}$ 崩壊からのニュートリノに対して、第一の検出割合を示しているが、これは $^{37}\text{Cl}$ の基底状態にたとえらる $^{37}\text{Ar}$ 中の状態を励起するのに十分高いエネルギーを持つニュートリノに対する測定器の検出力のためである。

約77% (6.1SNU) の予言された反応割合が $^8\text{B}$ ニュートリノによる寄与であり、次の大きな寄与は14% (1.1SNU) の $^7\text{Be}$ ニュートリノである。不確かさのほとんどは、 $^8\text{B}$ ニュートリノ線束によるものである。2.6SNUの総不確かさのうちの87%, 2.3SNUは $^8\text{B}$ からのニュートリノ線束に関する不確かさである。

Table 10.2 Capture rates predicted by the standard model for a  $^{37}\text{Cl}$  detector.

Neutrino source	Capture rate (SNU)
pp	0.0
pep	0.2
hep	0.03
$^7\text{Be}$	1.1
$^8\text{B}$	6.1
$^{13}\text{N}$	0.1
$^{15}\text{O}$	0.3
$^{17}\text{F}$	0.003
Total	7.9 SNU

Table 3.1 The pp chain in the Sun.

The average number of pp neutrinos produced per termination in the Sun is 1.85. For all other neutrino sources, the average number of neutrinos produced per termination is equal to (the termination percentage/100).

Reaction	Number	Termination <sup>†</sup> (%)	$\nu$ energy (MeV)
$p + p \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu_e$	1a	100	$\leq 0.420$
or			
$p + e^- + p \rightarrow {}^2\text{H} + \nu_e$	1b (pep)	0.4	1.442
${}^2\text{H} + p \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$	2	100	
${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow \alpha + 2p$	3	85	
or			
${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$	4	15	
${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$	5	15	(90%) 0.861 (10%) 0.383
${}^7\text{Li} + p \rightarrow 2\alpha$	6	15	
or			
${}^7\text{Be} + p \rightarrow {}^8\text{B} + \nu$	7	0.02	
${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^* + e^+ + \nu_e$	8	0.02	$< 15$
${}^8\text{Be}^* \rightarrow 2\alpha$	9	0.02	
or			
${}^3\text{He} + p \rightarrow {}^4\text{He} + e^+ + \nu_e$	10 (hep)	0.00002	$\leq 18.77$

<sup>†</sup>The termination percentage is the fraction of terminations of the pp chain,  $4p \rightarrow \alpha + 2e^+ + 2\nu_e$ , in which each reaction occurs. The results are averaged over the model of the current Sun. Since in essentially all terminations at least one pp neutrino is produced and in a few terminations one pp and one pep neutrino are created, the total of pp and pep terminations exceeds 100%.

予測された捕獲割合は、PP鎖の完成のために稀におこる反応によっており、すなわち表3.1の9という反応によっており、この反応は鎖の $10^4$ 個の末端ごとに2回だけ生起する。そのうえ、 ${}^8\text{B}$ 線束は、太陽の内部の物理的状态に敏感である。予言された線束は、又数多くの入力変数に敏感である。この入力変数に対する ${}^8\text{B}$ 線束の検出力は天体物理学や核物理学のデータを改良し、Eq (10.2) に与えられている誤差の推定を可能にする過去2年間にわたる数多くの理論的かつ実験的研究の動機付けをした。

Fig10.1は発表された日付けの関数として、著者が発表した理論的捕獲割合についての論文に対する、すべての予言された捕獲割合とその見積られた不確かさである。

1968年以来に発表された14個の値は、Eq (10.2) に与えられた範囲と矛盾しない。1963年における最初の計算は ${}^8\text{B}$ に対するニュートリノの捕獲割合が励起状態への遷移、すなわち特に類似物への遷移によって17という因子だけ高められたということが実現する前になされた。

Fig10.2は ${}^{37}\text{Cl}$ と ${}^{37}\text{Ar}$ の2つの同位元素についての25年間における原子核の性質の詳細な知識の劇的な増加を示している。図式のはじめの部分は、1964年に入手しえた不十分な情報を示している。 ${}^{37}\text{Ar}$ の原子核準位のスピンとパリティは、いづれも知られていない(括弧の中の原子核の性質はモデルをもとにして推論されたもので、測定されたものではない。)そして ${}^{37}\text{Cl}$

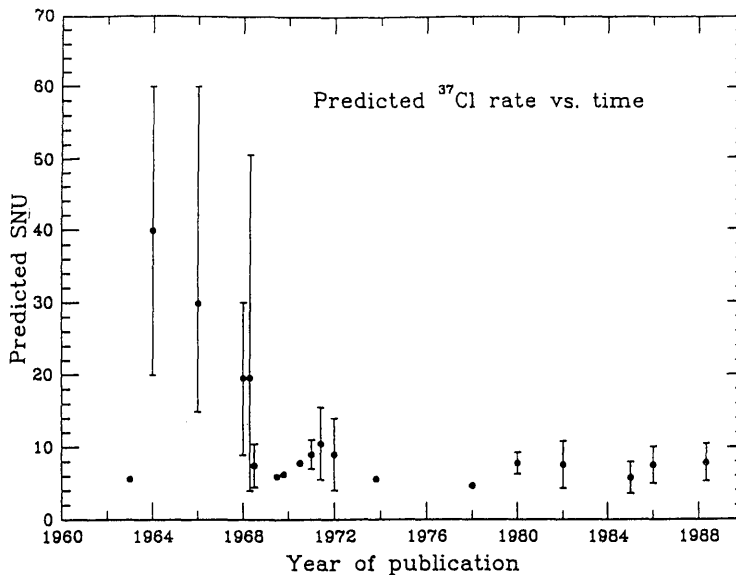


Figure 10.1 Predicted capture rates as a function of time

The published predictions of neutrino capture rates in the  $^{37}\text{Cl}$  experiment are shown as a function of the date of publication. The values and their error bars are from Bahcall, Fowler, Iben, and Sears (1963), Bahcall (1964a), Bahcall (1966), Bahcall and Shaviv (1968), Bahcall, Bahcall, Fowler, and Shaviv (1968), Bahcall, Bahcall, and Shaviv (1968), Bahcall (1969), Bahcall and Ulrich (1970), Bahcall and Ulrich (1971), Bahcall *et al.* (1980), Bahcall *et al.* (1982), Bahcall *et al.* (1985), Bahcall (1986), and Bahcall and Ulrich (1988). Similar results have been obtained by many authors, see, for example, Abraham and Iben (1971), Chitre, Ezer, and Stothers (1973), Wheeler and Cameron (1975), Rood (1978), Filippone and Schramm (1982), Cassè, Cahen, and Doom (1986), and Cahen, Doom, and Cassè (1986).

の基底状態に対応する重要な類似の準位はそれが計算されたもので、観察されたものではないということを示すクエッションマークとともに図解されている。中性子と陽子の放射に対する同位元素 $^{37}\text{Ca}$ の安定性は示唆されており、 $^{37}\text{K}$ への測定しうる寿命を持つ $^{37}\text{Ca}$ の $\beta$ 崩壊が提案されている。Fig10.2の次の部分は、1988年に入手された $^{37}\text{Ar}$ についての情報の部分的なまとめを示している。みごとな原子核実験の結果として、重要な類似の状態を含む、 $^{37}\text{Ar}$ のスピンとパリティや多数の励起エネルギー状態がよく知られている。又、同位元素 $^{37}\text{Ca}$ は検出され、予言された特徴に一致する性質を持つことが見出されている。質量37の系についてのたくさんの正確な実験は、 $^8\text{B}$ ニュートリノの捕獲断面積に元来用いられてきた考えを確かなものにした。 $^{37}\text{Ca}$ の $\beta$ 崩壊の測定は $^8\text{B}$ と $\text{hep}$ ニュートリノに対する捕獲断面積の正確な実験上の決定を可能にした。

## § 10.2 実験

### A $^{37}\text{Cl}$ は何故？

塩素が最初の太陽ニュートリノ実験に選ばれたのは、その独自の物理的、化学的特徴の結合

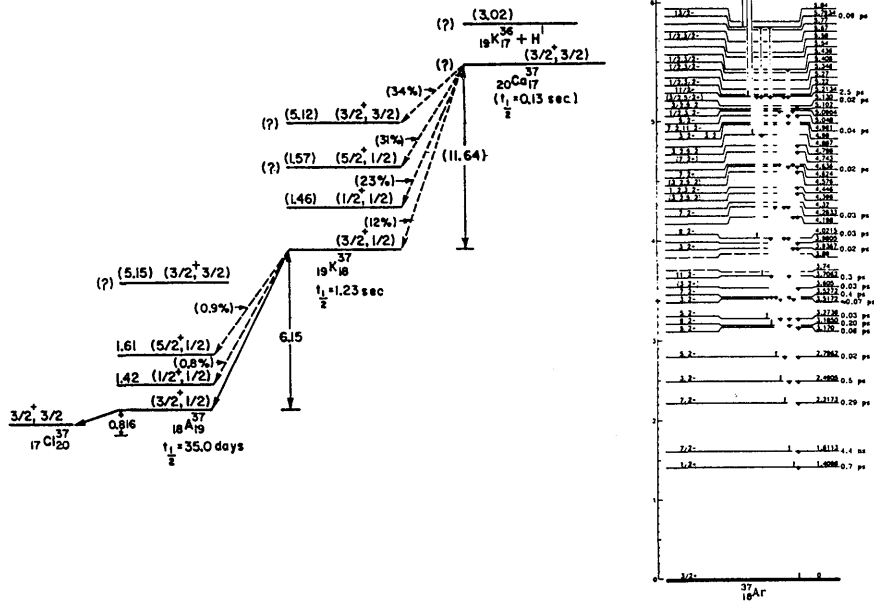


Figure 10.2 Before and after : the mass 37 system

This figure illustrates the increase in detailed knowledge of the mass 37 system that can be used to calculate solar neutrino capture cross sections for  $^{37}\text{Cl}$ . Figure 10.2a shows the meager information that was available to Bahcall (1964b) ; nearly all of the important characteristics were calculated on the basis of a nuclear model (properties inferred from the model are shown in parentheses). The  $\beta$ -decay of the isotope  $^{37}\text{Ca}$  was predicted, not measured, since  $^{37}\text{Ca}$  had not been observed. Figure 10.2b indicates the abundant information that is now available for  $^{37}\text{Ar}$ , as the result of many precise measurements of spins, parities, and energy levels [taken from the *Table of Isotopes, Seventh Edition* (1978) (New York : Wiley)]. The position of the isotopic analogue state in  $^{37}\text{Ar}$  and the  $\beta$ -decay of  $^{37}\text{Ca}$  have been observed experimentally, confirming and refining the original ideas of the strength of the capture cross section for  $^8\text{B}$  neutrinos.

のためで、その特徴は、相対的に安価で大きな規模のニュートリノ測定器の建設に都合がよい。 $Eq (10.1)$  に示されている  $^{37}\text{Ar}$  の基底状態に対する吸収反応は比較的低いしきい値 (0.814 MeV) と満足できる断面積 (相対的に小さい  $ft_{1/2}$ —値で、 $\log ft=5$ ) を持ち、PP 反応からのニュートリノを除く比較的に低エネルギーのすべてのニュートリノの観察を容易にする原子核の性質をもっている。

$Eq (10.1)$  の  $^{37}\text{Cl}$  によるニュートリノの吸収は又、化学的見地から都合のよいものである。塩素は十分豊富で安価であり、人は、太陽ニュートリノの観察に必要な数百トンを買うことができる。さらに  $^{37}\text{Cl}$  は、数でいえば全塩素原子の 24.23% の重要な部分を占めている。最も適当な化学的化合物は、テトラクロロエチレン、 $\text{C}_2\text{Cl}_4$  で、これは無色の液体で、衣類の洗濯用に大量生産される。ニュートリノの捕獲は総数わずかな、不活性ガスで液体中に溶解する原子とし

での  $^{37}\text{Ar}$  を生成する。捕獲過程は自由な親分子のテトラクロロエチレンを破壊するのに十分な反跳エネルギーとともに  $^{37}\text{Ar}$  を生成し、周囲の液体へ浸透し、そこで熱平衡に達する。溶解したアルゴン原子はヘリウムガスで浄化することによって、液体から容易に取り除かれる。化学過程の簡単さは、実験を遂行するためにも又、懐疑者に結果の妥当性を確信させるためにも大切なことである。 $^{37}\text{Ar}$  の寿命は35日が便利であり、より短い寿命は化学的な抽出をたびたびしすぎることを要求し、そして又、より長い寿命は、行なわれうる抽出の数をひどく制限する。

#### B 位置付けと明細書

$^{37}\text{Cl}$  測定器は、宇宙線による測定器中の  $^{37}\text{Ar}$  生成を避けるために、地中深く建設された。建設は、Homestake Gold Mining Company の協力によってなされ、そして彼等は、鉱山に大

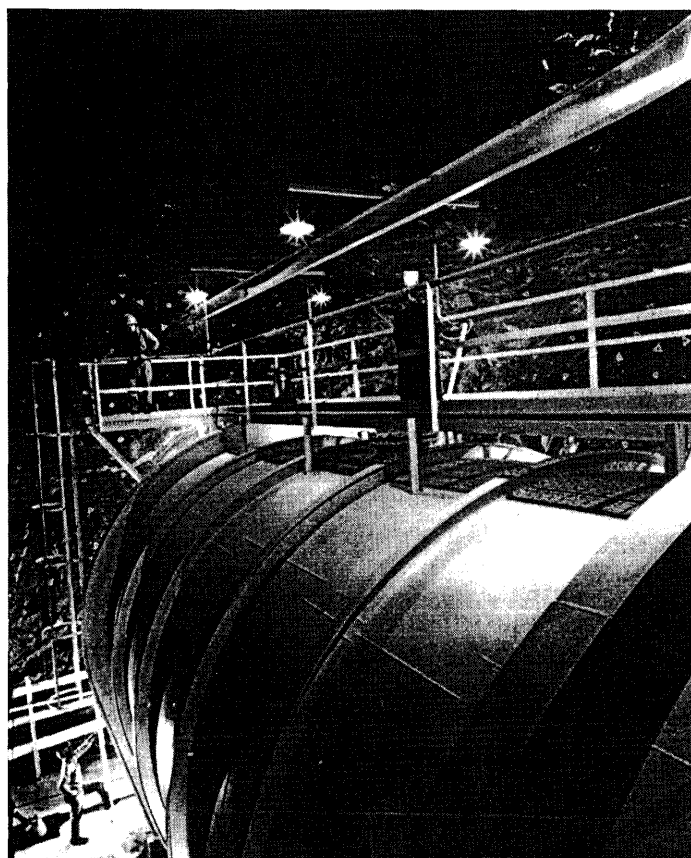


Figure 10.3 The  $^{37}\text{Cl}$  neutrino detector

The figure shows the tank containing 100,000 gallons of perchloroethylene in the cavity 4850 ft below ground in the Homestake Mine in Lead, South Dakota. R. Davis, Jr., principal scientist of the  $^{37}\text{Cl}$  experiment, is leaning on the catwalk above the tank and J. Galvin, expert technician, is standing below. The photograph is by courtesy of the Brookhaven National Laboratory (circa 1967).



きな空洞をつくり、その20年以上の操作に、実験のための効果的で快適な環境を用意した。

ニュートリノの標的は $3.8 \times 10^5$ リットルで、615トンの液体テトラクロロエチレン、 $\text{C}_2\text{Cl}_4$ の形をとった、 $2.2 \times 10^{30}$ 個、133トンの $^{37}\text{Cl}$ 原子である。この物質を含むタンクはHomestake Gold Mine中の地下4850フィートの水準に位置している。

測定器中の $^{37}\text{Cl}$ 原子の数は、理論的単位 SNU（1秒間の1標的原子ごとの捕獲数が $10^{-36}$ 個）と観察単位である、タンクの中で1日ごとに生成される $^{37}\text{Ar}$ の数との間の変換の基礎を用意する。すなわち

$$1 \text{ 日に } 1 \text{ 個の } ^{37}\text{Ar} \text{ の生成} = 5.35 \text{ SNU} \quad (10.3)$$

### C 化学過程

化学過程は、特に615トンのサンプルの重さを考えるときに、比較的簡単である。第一段階は、純粋な同位元素 $^{36}\text{Ar}$ （又は $^{38}\text{Ar}$ ）の小量（ $\sim 0.1 \text{ cm}^3 \text{ STP}$ ）の担体ガスをテトラクロロエチレンを満たしたタンクの中に置き、それが溶解したことが確かになるまで、液体に担体ガスを入れてかき混ぜることである。行程の終わりに抽出された不活性な担体ガスの総量は、ニュートリノによって生成された $^{37}\text{Ar}$ に対する有効な回収の直接の測定である。どんな化学的又は肉眼で見える手順もタンクからアルゴンを除去するのに用いられず、アルゴンの異なる同位元素の間の区別をする小さな計数管の中にそれを置くことにも用いられない。

タンクの中の液体は、ある期間太陽ニュートリノにさらしたままの状態にしておかれ、通常その期間を3ヶ月と定める。より長いさらす期間には、飽和値の近くまで、ニュートリノは

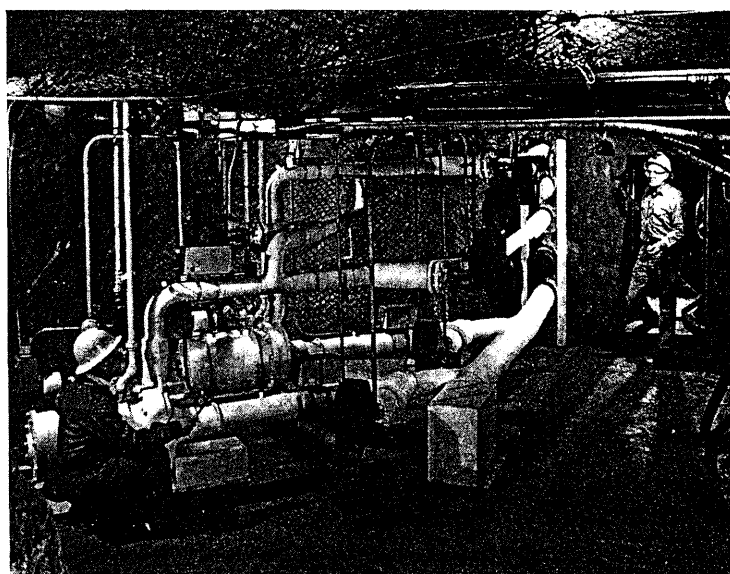


Figure 10.4 Inspecting the pumps

R. Davis, Jr. (in the doorway) enters the room to inspect the newly installed gas circulation pumps ; G. Friedlander (kneeling) is shown holding a wrench. The photograph is by courtesy of Brookhaven National Laboratory (circa 1967).

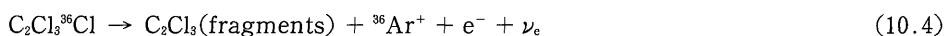
$^{37}\text{Ar}$  の放射能の強さを成長させる。さらしたのち、タンクの中のアルゴンは、タンクの中で気体と液体の相を通して循環する約  $4 \times 10^5$  リットルのヘリウムによって取り除かれ、 $-32^\circ\text{C}$  で凝縮器で凝縮され、室温で分子ふるい分け器でふるいわけられ、最後にアルゴンが吸収される液体窒素の温度まで木炭トラップをとうして冷やされる。気体の循環は完成され、そしてタンクは40の口の抽出系にそれぞれ連結している2つの大きなポンプによってかき混ぜられる。口はタンクのでっぺんからヘリウムを取り出し、液体をとうして、それをみごとに泡のかたちにする。約95%のアルゴンがヘリウムの循環によって取り除かれる。

Fig10.4 は Davis が1967年に、新しく据え付けられた気体循環ポンプの検査をしているところを示している。

もしスタンダード太陽模型が正しければ、それが浄化されたときに38000リットルの液体中に約50個の  $^{37}\text{Ar}$  原子を期待してもよい。これら数個の  $^{37}\text{Ar}$  の原子は、担体として導入された  $^{36}\text{Ar}$  又は  $^{38}\text{Ar}$  の  $\sim 10^{18}$  個の原子と化学的には同じようにふるまう。それ故、 $^{37}\text{Ar}$  原子に対する回収能率は、担体が回収される能率から直接推論される。

大きなタンクの中に生成された  $^{37}\text{Ar}$  が実際に能率的に抽出されることを確認するために、さらに2つの実験がなされている。一方において、小さなニュートリノ源が内曲するチューブをとうしてタンクの中央に置かれている。ニュートリノは液体中に  $^{37}\text{Ar}$  を原子核反応の系列によって生成する。Davis とその協力者は、タンクの中に生成された  $^{37}\text{Ar}$  は担体気体とともに回収されることを証明した。2番目の実験は、測定器の中へ観測された数の  $^{37}\text{Ar}$  原子 (500) を導入し、回収と計数の能率を測定して、それらを取り除くことである。両実験は  $^{37}\text{Ar}$  が高能率で回収されることを示している。

反跳イオンの形で生成された  $^{37}\text{Ar}$  が中性アルゴン原子になることを示すために特別な実験がなされた。回収能率の校正は、生成された  $\text{Ar}^+$  イオンが分子を形成するのではなくて、その代りに不活性アルゴンの同位元素の担体気体と共に回収される中性自由原子として動きまわることにある。 $^{36}\text{Cl}$  で標識されたテトラクロロエチレンは、テトラクロロエチレンのタンクの中に加えられる。 $^{36}\text{Cl}$  は  $\beta^-$  マイナス放射をして  $^{36}\text{Ar}$  になる：



この過程は本質的には捕獲過程、 $^{37}\text{Cl}(\nu_e, \text{e}^-)^{37}\text{Ar}$  と同等である。一定時間その状態にとどまったのち、 $^{36}\text{Cl}$  の崩壊によって生成された中性  $^{36}\text{Ar}$  の量はヘリウムの浄化作用を用いて分離したのち、放射性解析によって決定される。

$^{37}\text{Ar}$  の回収能率の究極の実験は、塩素測定器の中又は付近に強度とエネルギーの知られたニュートリノ源を置くことである。Alvarez は  $^{65}\text{Zn}$  を用いて直接の校正の可能性を注意深く追求して、最初に研究した。 $^{65}\text{Zn}$  の1.0メガキュリーの源は4個の  $^{37}\text{Ar}$  原子を1日に生成する生成割合であり、測定器の中で現在観察されている太陽ニュートリとバックグラウンド反応の結合から得られる値の10倍である。1981年の1982年に試行放射において垂鉛中の  $^{65}\text{Zn}$  の生成の測定が Oak Ridge で HFIR 反応器によって行なわれた。試行放射は HFIR 反応器でなされるのは0.5メガキュリーのみで、なお一層の試行は放棄された。

## D 計 数

タンクからのまじりけのない気体は2.5cmの長さで0.4cmの内径の1cm<sup>3</sup>より小さい内部体積を持つ、比例計数管の中に置かれている。計数管は5%~10%のメタンとともにある、タンクから回収されたアルゴンによって満たされている。ある実験において、ネオン又はアルゴンの少量の気体が1.0から1.5気圧を計数管にもたらすために加えられている。

<sup>37</sup>Arの計数は、<sup>37</sup>Arの電子捕獲崩壊からの2.82keVのオージェ電子を観察することによって行われる。計数管は、このエネルギー電子に対して、約25%の分解能を持つ。

典型的な実験行程において、<sup>37</sup>Ar崩壊に対応する固有の性質を持つ6つぐらいの反応のみが観察されている。

<sup>37</sup>Ar崩壊は、ある程度、電子捕獲過程につづいて生成されるオージェ電子によって計数管の中に預けられているエネルギーによって特徴づけられる。崩壊は又、それらオージェ電子の検出に関連する電子パルスの立ち上がり時間によっても特徴づけられる。これら低エネルギー電子は約0.1mmのみの、短い範囲を気体中に持っている。結果として、その事象によって、100又はそれぐらいのイオン対が生成され、そしてそれらは極端に小さい体積中に初期的に含まれる。速いパルスの立ち上がり時間は、比例計数管の中央電線の上にこれら電子を集めることからの結果である。それゆえ、立ち上がり時間の測定は、 $\beta$ 崩壊や、宇宙線やコンプトン電子からの結果としてのより遅いパルスから、速い<sup>37</sup>Arのパルスを区別することができる。計数管からの荷電パルスは普通約10nsの時間周期の間に測定される。速い立ち上がりパルスからこの期間の間に集められた電荷は、<sup>37</sup>Ar崩壊からのもののようであり、同じエネルギーを持つ遅い立ち上がりのパルスから集められたものよりも多いであろう。一方、騒音パルスは<sup>37</sup>Ar崩壊からのオージェ電子に関する立ち上がり時間よりは短い、典型的に極端に速い立ち上がり時間を持っている。

エネルギーとパルスの立ち上がり時間の結合された測定は、バックグラウンド過程を強く区別し、そして最も高感度な実験において、<sup>37</sup>Ar崩壊を特徴付けてきた。それぞれのパルスは、その軸が測定された電子のエネルギーとパルスの立ち上がり時間である、2次元平面に記録されている。バックグラウンド源からのパルスと電子的騒音からのパルスは、ニュートリノが引き起こした<sup>37</sup>Ar崩壊が占めるのとは、エネルギー、立ち上がり時間平面の異なる領域を占める。エネルギー、立ち上がり時間の平面の校正は、5.9keVのエネルギーのX線と<sup>37</sup>Arのオージェ電子から観察される立ち上がり時間に似た短い立ち上がり時間を生成する<sup>55</sup>Fe源によってなされる。しかしながら計数管のバックグラウンドは望ましいパルスの2次元特徴を用いることによってひどく減じられ、受け入れられた領域の範囲内での小数の計数がバックグラウンド源からであると推測される。

サンプルは、用いられた特定の計数管のバックグラウンドの特徴を正確に決めるために、約8ヶ月又はそれ以上の期間、計数される。実験的サンプルを含んでいる計数管は、増巾器の中にいくらかの利得やドリフトが生じているかいないかを見るために、外部の<sup>55</sup>Fe源を用いて、約2ヶ月ごとに試験される。本質的には、すべての<sup>37</sup>Ar崩壊については、はじめの数ヶ月の間

なされる。

この実験の操作の20年又はそれ以上にわたって、計数における数多くの改良がなされてきた。バックグラウンドにおける減数は、計数管や他の計数成分の中の遅い放射性物質を用いることによってなされており、又、非同時計数管として、大きな井戸型のナトリウムのヨウ化物結晶を用いることによって、そしてそこでは計数管が部厚い遮蔽物によって囲まれている、計数装置を Homestake の地下の実験室へ移動させることによってなされている。

容認できる、パルスの立ち上がり時間とエネルギーの領域の範囲内で与えられた行程において得られた計数は、最尤法によって解析され、詳しい方法は Cleveland によって記述されている。それぞれの行程に対して、計数は一定のバックグラウンドから生じ、単一の崩壊成分による一定の生成割合から生ずると仮定される。一貫性の試験は、その中で崩壊成分の半減期が、生のデーターと最尤法解析を用いて  $^{37}\text{Ar}$  のそれに等しくなるように実験的に決めて、なされている。しかしながら、タンクの中の  $^{37}\text{Ar}$  の生成割合の最も正確な決定に対して、崩壊成分の半減期が35日に等しいと仮定されており、これは  $^{37}\text{Ar}$  の半減期である。尤度関数は容認できるパルスの高さとしち上がり時間の範囲内で、すべての計数の記録された時間を用いて計算される。この尤度関数は、計数の間の変動と同様に、 $^{37}\text{Ar}$  の生成と抽出と進行における変動を含んでいる。生成割合とバックグラウンド割合の最も本當らしい値は、尤度関数を最大にする値である。生成割合は、ゼロ又は正になることが要求され、負の値は除外される。この要求は、モンテカルロシミュレーションによって推定されるにちがいない小さな計数割合に対して非対称性を導入する。多くの行程からの結果は、個々の尤度関係の積によって結合され、結合尤度関係を与える。

データーを解析する最尤法は1977年に開発され、1970年以来に得られたすべてのデーターはこの方法を用いて解析されてきた。それは変動する入力生成割合と、バックグラウンドの計数割合を用いて、モンテカルロシミュレーションによって広く試験されてきている。これらシミュレーションの結果は、 $^{37}\text{Ar}$  の生成割合と計算管のバックグラウンドの最も本當らしい値が、入力値とよく一致しているということを示している。

計算管 ( $^{37}\text{Ar}$  以外の源からの) 中のバックグラウンドの割合は、記録された事象の時間の最尤解析から得られている。1970年から1984年までの61行程にわたる、平均計数管バックグラウンド割合は0.033/日である。総範囲は0から0.137/日である。1984年からなされた行程に対しては平均バックグラウンド計数割合は約0.010/日であり、たった3.6/年である。

実験行程は、1969年から1975年の期間において、やや不規則な計画によってなされた。1976年の間、測定がもっと度々、35日から50日ごとになされるように企てられた。1976年以降は、2個の循環ポンプの失敗のために、一時的に観察が中止された1985年まで、1年に6行程のほとんど規則正しいペースで測定が行なわれた。1986年において、ペンシルバニア大学がブルックヘブン国立実験所からの実験に対する責務を引き受けて、1つの新しいポンプによって1986年10月に定例の観測が再開された。2番目の新しいポンプは、1988年4月に加えられた。時折の特別な行程が太陽フレアや通常の天文学的事象からの増加されたニュートリノ線束を求めて、

時々なされてきた。

#### E バックグラウンド

バックグラウンド事象は、ほとんどの太陽ニュートリノ実験において、最も困難な障害となっている。実験室における実験のように人は源を消滅することができないし、太陽がニュートリノを照らさないときに、バックグラウンドが観測された割合であると仮定する。その上、反応割合が小さいので、まれなバックグラウンド過程が、ときどき太陽信号と混同される。

$^{37}\text{Cl}$  実験に対して、4つの主なバックグラウンド源がある：(1)宇宙線ミューオンとその相互作用生成物 ( $\pi^\pm$ , エネルギーの陽子と中性子, 蒸発陽子) (2) ( $\alpha$ , n) 反応による岩壁や  $^{238}\text{U}$  の自然におこる分裂(3)テトラクロロエチレン中でのウラニウムとトリウムからの  $\alpha$  粒子相互作用(4)宇宙線ニュートリノ。

バックグラウンドの主な源は、上空において宇宙線によって生成される深く浸透するミューオン自身によって始められるカスケードによって引き起こされると信じられている。ミューオンのカスケードはエネルギー的パイオンや陽子そして中性子を含み、これらカスケード粒子は究極的に  $^{37}\text{Cl}$  についての ( $p$ ,  $n$ ) による  $^{37}\text{Ar}$  を生成する。

高エネルギーミューオンからのバックグラウンドは2つの独立な方法で推測される。(1)鉱山のより高い水準に  $\text{C}_2\text{Cl}_4$  の600がロンタンクをさらし、塩素測定器の置かれているより低い水準まで外挿法によって  $^{37}\text{Ar}$  の生成割合を推定する。(2)  $^{37}\text{Cl}$  測定器の深さでの平均ミューオンエネルギーでのミューオンごとに与えられる  $^{37}\text{Ar}$  の理論的推測値と垂直ミューオン線束の本来の場所での推測値をかけ合わせることによって。2つのバックグラウンドの推定値はよく一致しており、次の値を与える

$$\text{バックグラウンド} = (0.08 \pm 0.03) / \text{日} [0.4 \pm 0.16 \text{SNU}]$$

バックグラウンドは Fireman によって開発された速いミューオン過程,  $^{39}\text{K}(\mu^+, \mu^+ + n + p)$   $^{37}\text{Ar}$  にもとづく方法によって測定されている。塩素の正規の深さでなされた測定からの予備的な結果は上記の値と一致する。改良されたバックグラウンドの推定は  $^{39}\text{K}$  によってなされるべきであろう。

### § 10.3 結果

Rowley, Cleveland, そして Davis は1970年から1984年までの期間に完成された61行程において、校正されたエネルギーと校正された立ち上がり時間を持つ774個があった。これらの値は Cleveland の最尤法によって435のバックグラウンドの値と、339の  $^{37}\text{Ar}$  崩壊からの結果とに分割された。

10.3表は61の実験行程の結果を示している。それぞれの行程に対する表に記載されているのは、さらしを始める時間とそれを終了する時間、そして次のように定義されている平均時間である

$$t_{\text{mean}} = t_{\text{start}} + \frac{1}{\lambda} \ln \left[ \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \exp(\lambda t_{\text{end}} - \lambda t_{\text{start}}) \right] \quad (10.6)$$

Table 10.3 Exposure times and  $^{37}\text{Ar}$  production rates from individual runs using the chlorine detector.

Run	Exposure dates, years			Atoms per day		
	Start	End	Mean	$^{37}\text{Ar}$ production rate	Lower limit	Upper limit
18	70.279	70.874	70.780	0.214	0.0	0.498
19	70.874	71.180	71.098	0.490	0.150	0.830
20	71.180	71.462	71.383	0.349	0.067	0.630
21	71.462	71.755	71.675	0.0	0.0	0.555
22	71.755	71.951	71.885	0.289	0.0	0.779
24	72.168	72.380	72.311	0.497	0.226	0.768
27	72.517	72.848	72.765	1.226	0.820	1.633
28	72.848	73.073	73.002	0.0	0.0	1.165
29	73.073	73.287	73.218	0.608	0.211	1.006
30	73.287	73.668	73.581	0.147	0.0	0.365
31	73.668	73.952	73.873	0.505	0.0	1.080
32	73.952	74.070	74.023	0.277	0.0	0.928
33	74.070	74.487	74.398	0.302	0.066	0.539
35	74.500	74.591	74.553	0.0	0.0	0.509
36	74.591	75.121	75.028	0.671	0.355	0.987
37	75.121	75.454	75.370	0.877	0.455	1.298
38	75.454	75.733	75.654	0.279	0.0	0.755
39	75.733	76.062	75.978	0.580	0.252	0.909
40	76.065	76.180	76.134	0.419	0.078	0.760
41	76.180	76.270	76.232	0.569	0.152	0.987
42	76.270	76.386	76.340	0.605	0.0	1.534
43	76.386	76.542	76.485	0.058	0.0	0.260
44	76.542	76.676	76.625	0.047	0.0	0.371
45	76.676	76.772	76.732	0.337	0.025	0.648
46	76.722	76.924	76.868	0.491	0.137	0.844
47	76.924	77.076	77.020	0.979	0.583	1.376
48	77.076	77.290	77.221	0.407	0.138	0.676
49	77.290	77.385	77.345	1.075	0.593	1.558
50	77.385	77.594	77.526	0.910	0.588	1.232
51	77.594	77.824	77.754	0.849	0.525	1.173
52	77.824	78.054	77.982	0.588	0.308	0.867
53	78.054	78.361	78.279	0.200	0.0	0.404
54	78.361	78.595	78.523	0.626	0.365	0.887
55	78.595	78.827	78.755	0.468	0.162	0.774
56	78.827	79.051	78.980	0.853	0.546	1.160
57	79.051	79.150	79.110	0.215	0.0	0.668
58	79.150	79.375	79.304	0.853	0.295	1.410
59	79.375	79.586	79.517	0.237	0.034	0.439
60	79.586	79.818	79.746	0.0	0.0	0.158
61	79.818	80.065	79.991	0.090	0.0	0.387
62	80.065	80.281	80.211	0.023	0.0	0.254
63	80.281	80.451	80.391	0.0	0.0	0.325
64	80.451	80.604	80.548	0.488	0.222	0.754
65	80.604	80.739	80.687	0.224	0.0	0.649
66	80.739	80.892	80.836	0.361	0.0	1.614
67	80.892	81.059	80.999	0.319	0.051	0.588
68	81.059	81.290	81.218	0.359	0.175	0.544
69	81.290	81.519	81.448	0.477	0.166	0.788
70	81.519	81.673	81.616	0.081	0.0	0.301
71	81.673	81.826	81.770	1.209	0.844	1.574
72	81.826	81.966	81.913	0.636	0.337	0.935
73	81.966	82.210	82.136	0.077	0.0	0.228
74	82.210	82.361	82.305	0.478	0.237	0.720
75	82.361	82.810	82.719	0.503	0.176	0.830
76	82.810	83.040	82.968	0.475	0.144	0.806
77	83.040	83.194	83.137	0.461	0.237	0.684
78	83.194	83.366	83.305	0.752	0.465	1.040
79	83.366	83.531	83.471	0.604	0.332	0.875
80	83.531	83.654	83.606	0.824	0.299	1.348
81	83.654	83.884	83.812	0.330	0.089	0.571
82	83.884	84.095	84.026	0.545	0.257	0.832
All sixty-one runs combined				0.462	0.421	0.502

これらとともに最尤生成割合と  $1\sigma$  の上限と下限の誤差限界である。この時間は、 $^{37}\text{Ar}$  の観察された原子の半分が蓄積される時間である。この時間は、時間の変動、すなわち、特に長いさらしの周期をもつ実験に対する時間の変動に対するデーターを解析するのに役に立つ。

Fig10.5はそれぞれの行程に対する結果を示している。垂直の誤差の棒線は  $1\sigma$  の誤差を示している。最尤解析によって推論された61の行程の連結する生成割合は、

$$\text{生成割合} = 0.462 \pm 0.040 \text{ } ^{37}\text{Ar} / \text{日} \quad (10.7)$$

である。

$Eq$  (10.5) に与えられた小さなバックグラウンド割合を差し引いて、 $Eq$  (10.3) を用いて太陽ニュートリノ単位に変換すると、タンクの中の捕獲割合は、次のように推測される

$$\text{捕獲割合} = (2.05 \pm 0.3) \text{ SNU} \quad (10.8)$$

分離解析において、崩壊成分の半減期と生成割合はデーターから推測される。この方法は、最も本当らしい次の値を与えた

$$\tau_{\text{best estimate}} = 37 \pm 6 \text{ 日} \quad (10.9)$$

そして  $^{37}\text{Ar}$  原子の生成割合は  $(0.45 \pm 0.05) / \text{日}$  である。推論された崩壊成分の半減期の  $^{37}\text{Ar}$  のそれ (35日) との一致は、 $^{37}\text{Ar}$  が検出されているという、独立な証拠を用意している。

観測は、1985年に相次ぐ循環ポンプの失敗によって中断された。最初のポンプの失敗は1984

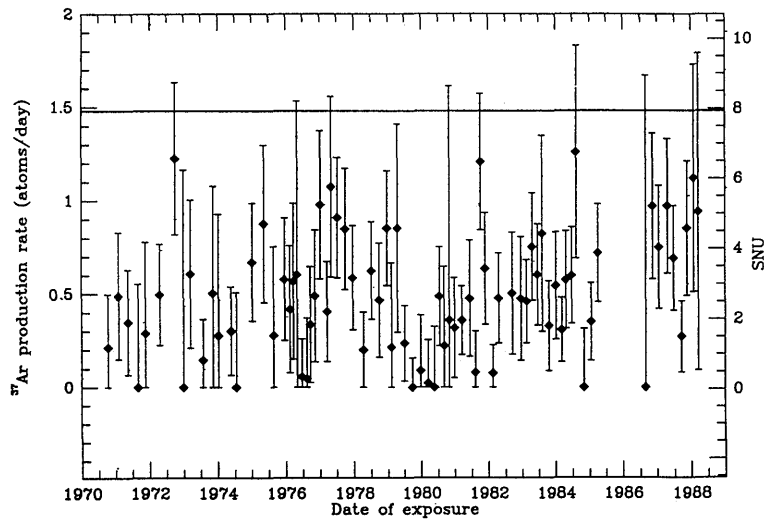


Figure 10.5 Observational results from the chlorine solar neutrino experiment

For details see Davis (1968), Davis, Harmer, and Hoffman (1968), Davis, Harmer, and Neeley (1969), Davis, Evans, Radeka, and Rogers (1972), Bahcall and Davis (1976), Davis, Evans, and Cleveland (1978), Davis (1978), Cleveland, Davis, and Rowley (1984), Rowley, Cleveland, and Davis (1985), Davis (1987), and Section 10.6. The figure contains data on more recent runs, 83–99, discussed in Section 10.6 and generously made available by R. Davis, Jr. and B. Cleveland. The line at 7.9 SNU across the top of the figure represents the prediction of the standard model.

年7月の85行程の最中である。2番目のポンプの失敗は85行程の終了時で、1985年の5月である。観測は最初のポンプによって、1986年10月(90行程)に再開された。2番目のポンプは1988年4月(99行程に対して)に加えられた。1986年の操作の再開以来、数多くの行程がなされた。これらの測定は、捕獲割合の可能な時間依存性についての情報を用意している。

#### § 10.4 実験に対する理論のかかわりあい

Fig10.5は1970年から1988年までのすべての観測された行程を示しており、Eq (10.2) の理論値とそれらを比べる。

##### A $^8\text{B}$ 線束

$^{37}\text{Cl}$  実験は太陽から地球に到達する電子ニュートリノの線束に対して  $^8\text{B}$  スペクトルによって許される範囲を与える。計算された  $^8\text{B}$  線束に対する観測値の比は、太陽の中心から地球へ来る途中でなにかがニュートリノに起こったかどうかを決定する弱い相互作用のモデルと比べられねばならない重要な量である。しかしながら、実験的限界を観察値と理論値の望ましい比に変換することは、次の議論において証明されるように、人が喜んで仮定するところのことによっている。

Table 6.5 Calculated solar neutrino fluxes.

Source	Flux ( $10^{10}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ )	
pp	6.0	( $1 \pm 0.02$ )
pep	0.014	( $1 \pm 0.05$ )
hep	$8 \times 10^{-7}$	
$^7\text{Be}$	0.47	( $1 \pm 0.15$ )
$^8\text{B}$	$5.8 \times 10^{-4}$	( $1 \pm 0.37$ )
$^{13}\text{N}$	0.06	( $1 \pm 0.50$ )
$^{15}\text{O}$	0.05	( $1 \pm 0.58$ )
$^{17}\text{F}$	$5.2 \times 10^{-4}$	( $1 \pm 0.46$ )

Table 8.2 Neutrino absorption cross sections averaged over energy spectra.

The units are  $10^{-46}\text{cm}^2$  for all sources except hep and  $^8\text{B}$ , for which the unit is  $10^{-42}\text{cm}^2$ . Contributions from excited states and from forbidden effects are included. Uncertainties are discussed in the text.

Target	pp	pep	hep'	$^7\text{Be}$	$^8\text{B}$ '	$^{13}\text{N}$	$^{15}\text{O}$	$^{17}\text{F}$
$^7\text{Li}$	0.0	655	8.4	9.6	3.9	42.4	246	249
$^{37}\text{Cl}$	0.0	16	3.9	2.4	1.06	1.7	6.8	6.9
$^{71}\text{Ga}$	11.8	215	7.3	73.2	2.43	61.8	116	117
$^{81}\text{Br}$	0.0	75	9.0	18.3	2.7	14.5	36.7	37.0
$^{98}\text{Mo}$	0.0	0.0	10	0.0	3.0	0.0	0.0	0.0
$^{115}\text{In}$	78.0	576	6.1	248	2.5	224	355	356

'Unit is  $10^{-42}\text{cm}^2$ .



Eq (10.8) に与えられた実験結果は、表 8.2 に与えられた吸収断面積によって、SNU<sub>s</sub> ではかった反応割合を分割することによって、<sup>8</sup>B ニュートリノ線束についての極限として書かれる。しばらく、推測された不確かさを無視すれば、人は次の値

$$\phi(^8\text{B})_{\text{no errors}} \leq 2.0 \times 10^6 \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1} \quad (10.10)$$

を見出す。これはスタンダードモデルで得られた値  $5.8 \times 10^6 \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  の約  $\frac{1}{3}$  である。

もし人が完全な観測された捕獲割合に対する  $3\sigma$  の上限を仮定するかわりに、すなわち、SNU が <sup>8</sup>B ニュートリノによると仮定するならば、人は <sup>8</sup>B ニュートリノ線束に対する保存的な上限を得る。この保存的な仮定をすれば、人は次の値を見出す

$$\phi(^8\text{B})_{\text{observed}} \leq 2.7 \times 10^6 \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1} \quad (10.11)$$

が、Eq (10.11) に与えられた極限は表 6.5 に与えられたスタンダード太陽模型に与えられた値よりも 2 という因子だけ小さい。

理論的不確かさが観測値の誤差よりもひどく大きいので、人は、スタンダード太陽模型によって用意された最良の値の代わりに、その最良の値から推測された総理論的不確かさを差し引くことによって得られた値を用いることによって、“ミッシング線束”に対する保存的な極限を定めることができる。“理論的な下限”は、

$$\phi_{\text{theoretical}} \geq 3.7 \times 10^6 \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1} \quad (10.12)$$

これは Eq (10.10) に与えられた実験的上限よりも 1.9 倍大きい。

スタンダード太陽モデルに対して、<sup>8</sup>B ニュートリノ以外のすべての寄与は約 1.8 SNU (表 10.2 を見よ) であり、これは観測された捕獲割合と一致している。

観測された事象割合は、原理的に、部分的に又は全体的に、太陽の内部からのニュートリノ以外のなにかに起因した相互作用によるのかもしれない。もし、提案されたように、例えば太陽黒点の循環期や、太陽フレアに関する事象割合に物理的変化があるならば、観測された割合は太陽の中心核における核融合によって生成されたニュートリノからの割合の過大見積りをしているようである。もしこの仮定が正しければ、<sup>37</sup>Cl 実験は、<sup>8</sup>B ニュートリノ線束が検出されたといういかなる証拠も用意していない。

それ故、予言された <sup>8</sup>B ニュートリノ線束に対する観測されたその比についての実験的制限は次の範囲にある

$$0 \leq \left( \frac{\phi(^8\text{B})_{\text{observed}}}{\phi(^8\text{B})_{\text{predicted}}} \right) \leq 0.5 \quad (10.13)$$

Eq (10.13) において用いられた  $\phi(^8\text{B})_{\text{predicted}}$  の値は 6 章と 7 章に記述された総理論的範囲、すなわち Eq (10.12) に与えられた値に矛盾しない。

## B 星の歳差運動とのかかわり合い

太陽の内部から地球への途中で太陽ニュートリノになにもおこらないというならば、星の歳差運動のスタンダード理論はどこかまちがっている。<sup>37</sup>Cl 実験に対する計算値と観測値の相違は 20 年間存在している。数百の論文が、入力変数の改良された計算や、スタンダード模型のある見地のより良い取り扱いや、スタンダード太陽模型を得るのに用いられた新しい実験の量を

記述するのに出版された。多くの人々の徹底的な努力にもかかわらず、相違は執拗に繰り返えされた。不確かさの量的な推測はよりよく定義されたが、しかし実験と理論の値はなお一致していない。

太陽ニュートリノ問題の説明が、もしそれが天体物理学の領域にあるならば、ありふれたことであるということは、わたしにとっては本当である。まちがっていることは何でも理性的に難解であるにちがいないし、又星の公転理論の他の見地に影響を及ぼすであろう。

太陽ニュートリノ実験は、星の歳差運動の理論の重要な試験である。我々は他のどんな星よりももっと太陽についてよく知っている。その上太陽は星の歳差運動の最も単純な主たる反復進行の舞台にあり、ほとんど静準的な型で水素をヘリウムに変換している。もし我々がどのようにして太陽が輝くのか理解しないときにはいつでも、例えば巨大星の形成や縮退星（白色矮星やニュートリノ星）やブラックホールの中への正常星の発生や星の爆発による重い要素の生成など、星の歳差運動のより複雑な（そして流行の）舞台を正しく理解しないよい機会となろう。天文学的観測の説明に対して当然のことと考えているほとんどは、太陽ニュートリノ問題の説明が新しい天体物理学を要求するかいなかが確かなるのを知るまで疑惑の雲のもとにある。

この章の前述のすべての議論は、1つのスタンダード太陽模型の基本的な予言、すなわちほとんどすべての太陽粒子の衝突頻度がPP鎖から得られると仮定している。この結果は、太陽よりわずかに重い星は主としてCNO (carbon-nitrogen-oxygen) 循環によって、燃然すると予言されているので、明らかではない。事実、ベーテは、彼の時代を画した原子核エネルギーの生成についての論文において、太陽の内部ではCNO循環が優勢であると述べている。PP鎖とCNO循環の間の質量の区分を正確にうるために、人は主たる星の反復進行の歳差運動に対して、正確で詳しい数値モデルを考案しなければならない。

もし人が、スタンダード太陽模型の予言に反して、CNO循環が太陽エネルギーの生成源の第一形態であると仮定するならば、人はこの仮定のみから予言された $^{37}\text{Cl}$ 実験に対する割合を得ることができる。人は次の値

$$\text{CNO 循環優勢の割合} = 28\text{SNU} \quad (10.14)$$

を見出す。星の歳差運動の理論家は、この大きな28SNUという割合がCNO循環優勢によって示されているという事実に関心を慰ましているが、これは観測されていない。我々はなにか正しいことを得ているが、しかしなにかがまちがっている。

観察された $E_q$  (10.8) の捕獲割合と表8.2のニュートリノ吸収断面積はCNOニュートリノ線束についての上限を与えるために結合される。 $^{13}\text{N}$ と $^{15}\text{O}$ ニュートリノ線束が等しいという近似をすれば、人は次の値をうる

$$\phi(\text{CNO}) \leq 3.5 \times 10^9 \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1} \quad (10.15)$$

$E_q$  (10.15) に与えられている上限はスタンダード模型によって予言された(表6.5を見よ)6という因子の範囲内にある。 $^7\text{Be}$ ニュートリノ線束についての上限に対する値は

$$\phi(^7\text{Be}) \leq 1.5 \times 10^{10} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1} \quad (10.16)$$

である。 ${}^7\text{Be}$  ニュートリノの線束についての観測された上限は、スタンダード模型によって予言された線束よりも3という因子のみ大きい。

### C 宇宙論的エネルギー密度の限界

観測された捕獲割合は、宇宙論的ニュートリノの仮定的なバックグラウンドにおける、バックグラウンドエネルギー密度、 $\rho(q)$ 、における上限を与えるのに用いられる。人は  $Eq$  (10.8) からの観測された  $3\sigma$  の上限を用いて、次の式を得る

$$\rho(q) \leq \frac{(3\text{SNU})q}{C\sigma(q)} \quad (10.18)$$

閉鎖的な密度、すなわちエネルギー  $q$  のニュートリノの型においてあることのできる宇宙の閉鎖的な密度の小部分  $\Omega$  は、それゆえ

Table 8.4 Absorption cross sections for specific energies.

The unit for neutrino energy,  $q$  is MeV and for neutrino cross sections is  $10^{-46}$   $\text{cm}^2$ . Contributions from excited states and from forbidden effects are included.

$q$	$\sigma({}^7\text{H})$	$\sigma({}^{37}\text{Cl})$	$\sigma({}^{40}\text{Ar})$	$\sigma({}^{71}\text{Ga})$	$\sigma({}^{81}\text{Br})$	$\sigma({}^{96}\text{Mo})$
0.130	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00
0.150	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00
0.200	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00
0.250	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.39E+01	0.00E+00	0.00E+00
0.275	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.53E+01	0.00E+00	0.00E+00
0.300	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.70E+01	0.00E+00	0.00E+00
0.325	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	1.88E+01	0.00E+00	0.00E+00
0.350	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	2.06E+01	0.00E+00	0.00E+00
0.375	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	2.26E+01	0.00E+00	0.00E+00
0.400	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	2.46E+01	0.00E+00	0.00E+00
0.425	0.00E+00	0.00E+00	0.00E+00	2.71E+01	0.00E+00	0.00E+00
1.000	0.00E+00	5.21E+00	0.00E+00	1.01E+02	2.90E+01	0.00E+00
2.000	3.30E+01	3.70E+01	0.00E+00	4.06E+02	1.78E+02	1.16E+02
3.000	4.37E+02	1.15E+02	0.00E+00	1.01E+03	5.20E+02	9.64E+02
4.000	1.46E+03	2.63E+02	0.00E+00	2.18E+03	1.31E+03	2.65E+03
5.000	3.24E+03	5.63E+02	0.00E+00	4.48E+03	3.18E+03	5.67E+03
6.000	5.87E+03	1.52E+03	3.20E+02	8.62E+03	7.04E+03	1.04E+04
7.000	9.41E+03	4.76E+03	2.73E+03	1.56E+04	1.43E+04	1.77E+04
8.000	1.39E+04	1.02E+04	7.09E+03	2.63E+04	2.64E+04	2.91E+04
9.000	1.94E+04	1.79E+04	1.35E+04	4.06E+04	4.41E+04	4.67E+04
10.00	2.59E+04	2.77E+04	2.18E+04	5.84E+04	6.70E+04	7.16E+04
11.00	3.35E+04	3.79E+04	3.21E+04	7.96E+04	9.51E+04	1.03E+05
12.00	4.22E+04	5.38E+04	4.42E+04	1.04E+05	1.28E+05	1.42E+05
13.00	5.21E+04	7.00E+04	5.82E+04	1.32E+05	1.66E+05	1.86E+05
14.00	6.31E+04	8.83E+04	7.40E+04	1.62E+05	2.08E+05	2.36E+05
15.00	7.53E+04	1.09E+05	9.15E+04	1.95E+05	2.54E+05	2.92E+05
16.00	8.87E+04	1.31E+05	1.11E+05	2.32E+05	3.04E+05	3.52E+05
18.00	1.18E+05	1.81E+05	1.54E+05	3.11E+05	4.14E+05	4.84E+05
20.00	1.5 E+05	2.38E+05	2.04E+05	3.99E+05	5.36E+05	6.30E+05
30.00	...	6.11E+05	5.25E+05	8.99E+05	1.21E+06	1.39E+06

$$\Omega(q) \leq 0.084 \left[ \left( \frac{q}{10 \text{ MeV}} \right) \left( \frac{10^{-42} \text{ cm}^2}{\sigma(q)} \right) h^2 \right] \quad (10.19)$$

となるが、ここで  $h$  は  $100 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$  という単位のハッブル定数である。表8.4の3列目から、適当な断面積を代入すると、例えば、 $\Omega(10 \text{ MeV}) \leq 0.03 h^2$  と  $\Omega(30 \text{ MeV}) \leq 0.04 h^2$  であることがわかる。このように、宇宙は高エネルギーニュートリノによって閉じられることが出来ない。驚くべき事実ではないが、それにもかかわらず事実である。

#### D 素粒子物理学とのかかわり合い

太陽はニュートリノの性質の精密な感度での試験をするのに用いられる低エネルギーニュートリノのよく平行にされたビームを容易する。多くの素粒子物理学において示された模型において、実験室  $\beta$  崩壊や太陽内部において核融合反応をするときに生成される電子ニュートリノ  $\nu_e$  は質量の固有状態ではない。その代わりに  $\nu_e$  は2つの質量固有状態の線型結合である。これら模型には、太陽から地球へ  $\nu_e$  が伝播するときに2つの固有値の間の混合をあらわす位相差又は振動角がある。位相角  $\phi$  は

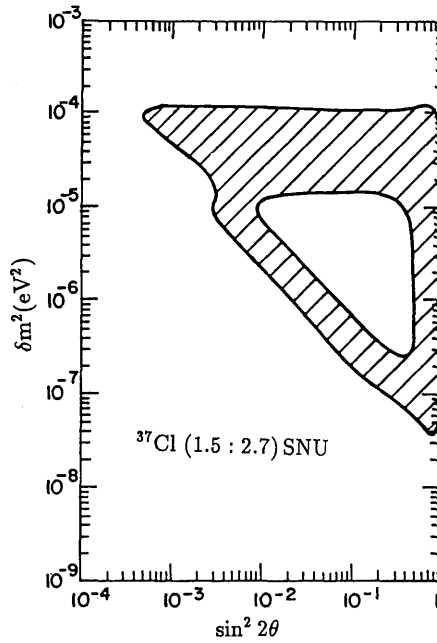


Figure 10.6 MSW effect

The figure shows the 95% confidence region in the  $\delta m^2$ - $\sin^2 2\Theta_v$  plane, where,  $\Theta_v$  is the vacuum mixing angle defined in Section 9.1. The cross hatched region was determined using 1000 standard solar models created in Monte Carlo simulations (see Section 7.5). If one assumes the standard solar model is correct (and the uncertainties estimated in Chapter 7 are valid) and the MSW effect is the only relevant new physics beyond the standard electroweak model, then the parameter region outside the cross hatched area in Figure 10.6 is excluded. The calculations for this figure were performed by Haxton [see Bahcall and Haxton (1989)].

$$\phi = \frac{\pi R}{L_\nu} = 1.9 \times 10^{11} \left( \frac{1 \text{ MeV} \cdot \text{E}}{\text{E}} \right) \left( \frac{\delta m^2}{\text{eV}^2} \right) \left( \frac{R}{1 \text{ AU}} \right)$$

と書かれる。ここで  $L_\nu$  は真空振動長で、1AU は地球と太陽の間の距離で、 $\delta m^2 = m_1^2 - m_2^2$  である。太陽ニュートリノ実験は原理的に  $10^{-12} \text{eV}^2$  の大きさの質量の2乗差まで検出できる。

多くの提案が太陽物質と太陽系内の空間を通る長い伝播の道筋によってどのようにニュートリノが影響されるのかということについてなされた。いちばん度々議論された提案は、9章に示されている。それらはニュートリノ振動（真空中又は、物質による励起）、大きなニュートリノ双極子モーメントそしてニュートリノ崩壊を含んでいる。もし、これらのいずれかが正しいければ、我々はエネルギースペクトルと、我々のところに到達する粒子の（ニュートリノタイプ）成分内容の両方を診断する実験をしなければならない。現在、我々は太陽ニュートリノ問題が新しい物理学を要求するかどうかを確信を持って言うことはできない。

最も現代的な人気のある太陽ニュートリノ問題の説明は、9.2節で議論した MSW 効果（太陽の中で電子が電子ニュートリノ  $\nu_e$  を散乱する効果が電子タイプの太陽ニュートリノを他の粒子タイプのニュートリノにほぼ完全に変換する原因になること）である。Fig10.6は、 $\delta m^2 - \sin^2 2\theta_\nu$  平面における95%の MSW 効果に対する信頼領域を示している。ここで、 $\theta_\nu$  は9.1節において定義された真空混合角である。斜線部分はモンテカルロシミュレーションにおいて生成された1000のスタンダード太陽ニュートリノを用いて決定された。もし人がスタンダード太陽模型が正しいと仮定するならば、そして又 MSW 効果がスタンダード電弱模型をこえた要領をえた新物理学であると仮定するならば、Fig10.6の斜線部分の外側は除外される。

## § 10.5 太陽ニュートリノ線束は時間とともに変化するか

### A 黒点に対する SNU。

Bazilevskaya と Stozhkov と Charakhch'yan, そして Davis は太陽黒点の数と太陽ニュートリノ捕獲割合の間のいちじるしい相関を明確に記述している。この相関は Fig10.7に図解されている。このグラフは Davis によれば、Rowley と Cleveland と Davis によって表にされた61工程によっている。太陽黒点の月平均の数は、Solar Geophysical Data for 1985, 1986から取られている。Davis と Gavrin と Kopylov と Makeev の論文を太陽黒点に対する SNU。の可能な依存性の初期の議論に対する参考論文として見よ。

Fig10.7は観察された太陽黒点の数と、ニュートリノ捕獲割合の5つの変動する両方の平均を示している。ニュートリノ捕獲割合は Davis によってなめらかにされているが、なぜならば、個々の測定はやや騒音データーの組によって構成されているからである。太陽黒点に対する縦座標の規模は任意である。Fig10.7は太陽黒点と  $^{37}\text{Ar}$  の1日の捕獲に対するピークの並びが同じピークを持つという結果を見るのに便利である。又、便利さのために、Fig10.7では太陽黒点の数が底から頂点へ減少するようにプロットされ、一方、捕獲割合はグラフの頂点で大きな値を持つように、慣例の方法でプロットされている。

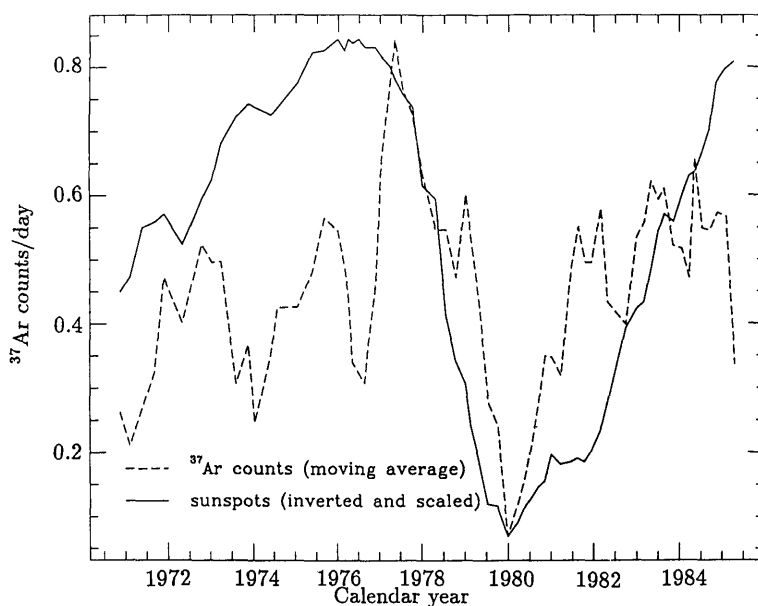


Figure 10.7 SNU's versus spots

The figure shows the average monthly sunspot number (solid curve) versus the moving averaged SNU rate (dashed curve) as a function of calendar year. The scale of the ordinate is arbitrary for sunspots, which are scaled to the same peak to peak range, and inverted (small sunspot number at the top).

SNU. と太陽黒点の数の間の反相関性は Fig10.7においてあきらかである。Davis は1977年から1983年の期間における  $^{37}\text{Ar}$  の生成割合の年間の平均と太陽黒点の間の相関係数は0.94であることを示した。1977年から1980年の3年の期間における  $^{37}\text{Ar}$  生成割合の変化は、0.84原子/日 (4.4SNU) から0.1原子/日 (0.55NU) の変化に対応する。低下したのち、 $^{37}\text{Ar}$  の生成割合は、太陽の活動が下り坂になるにつれてだんだんと回復する。

#### B 太陽フレアの相関

次の議論は、太陽フレアと  $^{37}\text{Cl}$  ニュートリノ捕獲割合の関係についての観察された証拠をまとめる。27工程、最も高度な実験で、時間的には、1972年8月のすばらしい太陽フレアによる。不運なことに、フレアはさらしの間隔のはじめに生じ、そしてそれ故フレアによって生成されたであろう  $^{37}\text{Ar}$  原子の抽出が完了する前に崩壊してしまった。しかしながら Bazilevskaya *et al* は1981年10月に太陽によって突発する高エネルギー陽子が生成されたので、71行程は又高度であったであろうと指摘した。この時期の抽出は実際高められた捕獲割合を示している。もしフレアの反応が平均の割合をこす捕獲割合の増加の原因となっているならば、27と51と71行程において測定器中に生成される  $^{37}\text{Ar}$  原子の近似的な数は、 $250 \pm 130$ ,  $20 \pm 15$ , そして  $56 \pm 30$  である。Davis によれば、データーのモンテカルロシミュレーションは、フレアと相関するかもしれない行程と同じぐらいの高度にある近似的に1つ又は2つの行程は60の実験の中に期待されることを指摘した。

Table 10.4 Sensitivity of detectors to neutrinos from pion and muon decay.

Here  $N$  is the number of target particles (electrons or nuclei),  $\sigma$  is the cross section, and  $N_{\text{events}}$  is the number of events expected assuming 250 events occurred in Davis'  $^{37}\text{Cl}$  tank

Detector	$N$ ( $10^{30}$ )	$\sigma$ ( $10^{-40}\text{cm}^2$ )	$N_{\text{events}}$
$^{37}\text{Cl}$ (Davis)	2.16	0.7	$250 \pm 130$
$^{71}\text{Ga}$ (SAGE)	0.21	1	35
Kamiokande II (2.1 kilotons $\text{H}_2\text{O}$ )			
$\nu - e$	$7.1 \times 10^2$	$\geq 0.0039$	$4.5 \times 10^4$
$\bar{\nu}_e + p$	$1.4 \times 10^2$	0.95	$2 \times 10^4$
IMB (6.8 kilotons $\text{H}_2\text{O}$ )			
$\nu - e$	$2.3 \times 10^3$	$\geq 0.0037$	$1 \times 10^3$
$\bar{\nu}_e + p$	$4.5 \times 10^2$	0.95	$7 \times 10^4$
Baksan (0.2 kilotons scintillator)			
$\nu - e$	$7.0 \times 10^1$	$\leq 0.0039$	45
$\bar{\nu}_e + p$	$1.9 \times 10^1$	0.95	$3 \times 10^3$
LVD (1.8 kilotons scintillator)			
$\nu - e$	$6 \times 10^2$	$\geq 0.0039$	$4 \times 10^2$
$\bar{\nu}_e + p$	$1.6 \times 10^2$	0.95	$2 \times 10^4$

### C フレーアー仮定の試験

幸いなことに、 $^{37}\text{Cl}$  実験よりもフレーアーニュートリノに対して良い感度をもつ操作中のニュートリノ測定器がある。 $^{37}\text{Cl}$  を用いる継続されている研究と結合されるとき、これら他の実験による観測が太陽ニュートリノ検出器において観測された事象割合にフレーアーが寄与するかどうかの疑問に目鼻が付く。

次の議論に用いられた仮定は Bahcall (1988年) からとられ、フレーアーニュートリノの源は、その崩壊が興味の対称になっているニュートリノを生成する  $\pi$  中間子や  $\mu$  を生成する衝突からであるということである。

表10.4は  $\pi$  と  $\mu$  崩壊からのニュートリノに対して、いくつかの存在するニュートリノ測定器の感度をまとめたものである。もし両荷電の等しい数の中間子が生成されるならば、 $\nu_e$  などの有効散乱断面積は約55%増加するが、これは表10.4の不等号に対する理由である。この表に与えられている最大の断面積は、

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$$

という反応に対してである。 $\bar{\nu}_e$  は  $\mu^-$  崩壊によって生成され、もし崩壊する中間子を生成する衝突陽子（あるいは他のバリオン）が数 GeV の過剰なエネルギーを持つならば、有意な数だけ生

成される。

## § 10.6 最近のデーター

10.5表は10.3表に用いられたのと同じフォーマットにおける  $^{37}\text{Cl}$  実験から得られた最近のデーターである。

解析は83行程から89行程まで完全になされた。これらの行程に対するニュートリノ捕獲割合の平均は

$$\text{平均割合} = 0.46 \text{ } ^{37}\text{Ar} \text{ 原子} / \text{日} \quad (10.23)$$

すなわち、2.4SNUであり、これは82のすべての行程に対して計算された生成割合  $Eg$  (10.7) とよく一致している。

## § 10.7 $^{37}\text{Cl}$ 実験の将来

$^{37}\text{Cl}$  実験は20年以上操作されている。存在する測定器によってもっとなされるべきなにかがあるだろうか。又は、本質的にすべての重要なことがすでになされているだろうか。

Table 10.5 Recent data for the  $^{37}\text{Cl}$  detector.

Exposure times and  $^{37}\text{Ar}$  production rates from individual runs using the chlorine detector. Runs that are marked with a dagger (90, 93, and 96 to 98) are special and are commented on in the text.

Run	Exposure dates, years			Atoms per day		
	Start	End	Mean	$^{37}\text{Ar}$ production rate	Lower limit	Upper limit
83	1984.095	1984.251	1894.193	0.308	0.136	0.481
84	1984.251	1984.360	1984.316	0.576	0.315	0.837
85	1984.360	1984.553	1984.487	0.599	0.341	0.857
86	1984.553	1984.671	1984.624	1.260	0.691	1.829
87	1984.671	1984.922	1984.847	0.0	0.0	0.313
88	1984.922	1985.128	1985.060	0.351	0.142	0.559
89	1985.128	1985.337	1985.268	0.718	0.456	0.981
90†	1985.337	1986.773	1986.671	0.00	0.00	1.67
(90†)	1985.337	1986.773	1986.671	1.21	0.75	1.67)
91	1986.773	1986.993	1986.875	0.97	0.58	1.36
92	1986.993	1987.123	1987.058	0.75	0.42	1.08
93†	1987.123	1987.171	1987.149			
94	1987.171	1987.372	1987.305	0.97	0.61	1.33
95	1987.372	1987.539	1987.479	0.69	0.41	0.97
96†	1987.539	1987.796	1987.720	0.27	0.08	0.46
97†	1987.796	1987.944	1987.889	0.85	0.49	1.21
98†	1987.944	1988.155	1988.086	1.12	0.51	1.73
99	1988.155	1988.268	1988.222	0.94	0.09	1.79



ニュートリノの特質についてのすべての推論，例えばニュートリノの質量や混合角やニュートリノの磁気モーメントも又改正が要求されるであろう。

SNU<sub>e</sub>と太陽黒点の間の示された相関関係が物理的に実現されるかいないかの試験をするために，さらなる太陽黒点循環の研究によってデーターが得られるにちがいない。例えば1990年末又は1991年はじめの大減少した捕獲割合を示すデーターを得ることによって，もしこの相関関係が証明されるならば（Fig10.5を見よ），実験の解釈は変えられるであろう。太陽ニュートリノについて11年の周期性を課する提案された方法は，大きなニュートリノ磁気モーメントを要求する。

#### 参考文献

John N. Bahcall, Neutrino Astrophysics, Cambridge University Press 1989

（原稿受理1997年12月1日）