

Relic ニュートリノ について

2010.12.11 荒船次郎

- (1) 序：日本のニュートリノ研究の先輩たち
- (2) relicニュートリノのこれまでの探索方法
- (3) relicニュートリノの反射と屈折
- (4) 実験の難しさ

序：宇宙の神話

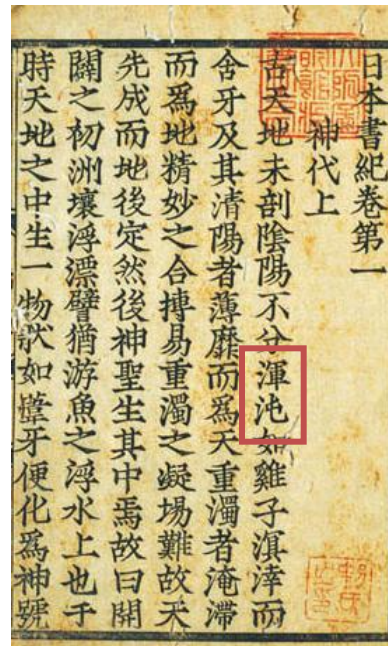
旧約聖書

日本書紀

淮南子

創世記

初めに神は天と地とを創造された。地は形なく、むなしく、闇が淵の表にあり、神の霊が水の表を覆っていた。神は「光あれ」と言われた。



(AD720,中乃島図書館蔵)

天文訓

天隆未形 馮馮翼翼 洞洞瀾瀾 故曰太昭

倣真訓

道始于虚霏 虚霏生宇宙・宇宙生氣・

天地未剖 陰陽未判 四時未分 萬物未生・

齊俗訓

四方上下曰之宇 往古來今曰之宙・

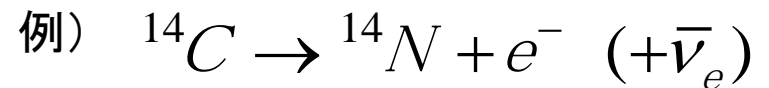
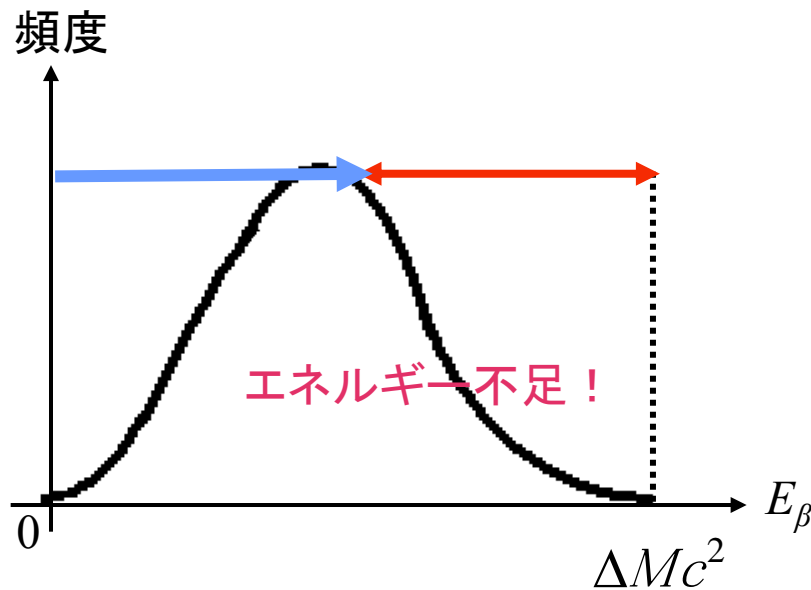
前漢BC. 2C

ニュートリノ史

β崩壊のエネルギー保存

疑い--- ボーア(-1936まで), ディラック(1936まで)

1930年:パウリ: ニュートリノを提案、 中性子発見(1932)で確信



$$\Delta M = M_C - M_N - m_e$$

$$E_\beta = \Delta Mc^2 - E_\nu$$

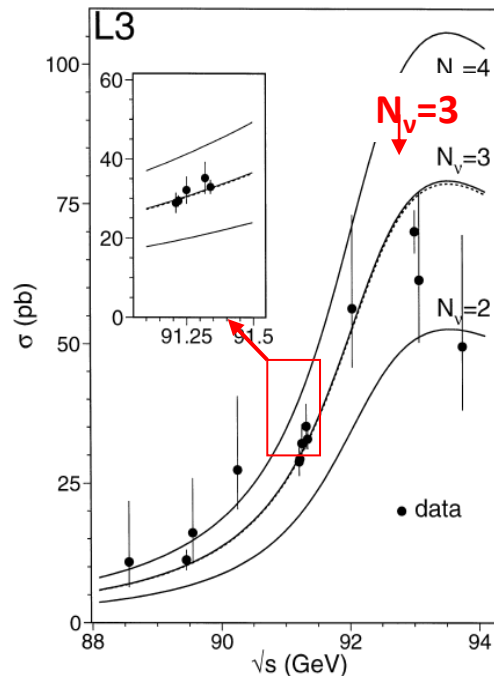
1956年:ReinesとCowan 原子炉でニュートリノを発見

3種のニュートリノ

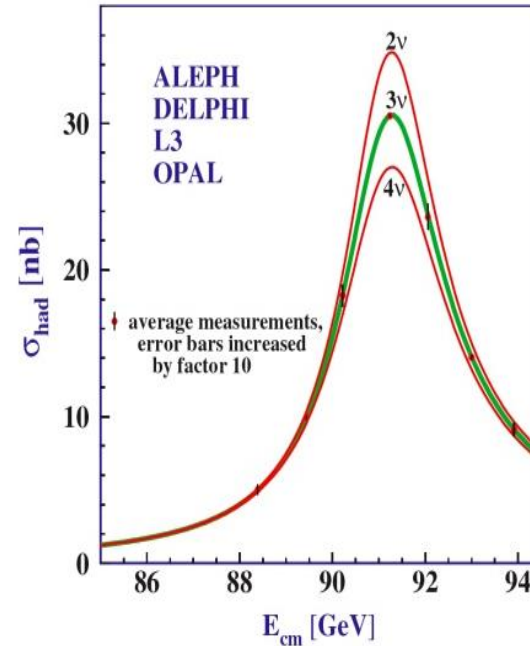
$N_\nu = 2.9840 \pm 0082$ (particle data grup, 2010)

3種類 { ν_e 電子ニュートリノ
 ν_μ ミューニュートリノ
 ν_τ タウニュートリノ

Three Neutrino Families CERN(2006)



CERN,LEP L3(1999)
 $e^+ e^- \rightarrow \gamma + \nu \nu$
 $N_\nu = 2.98 \pm 0.05 \pm 0.04$



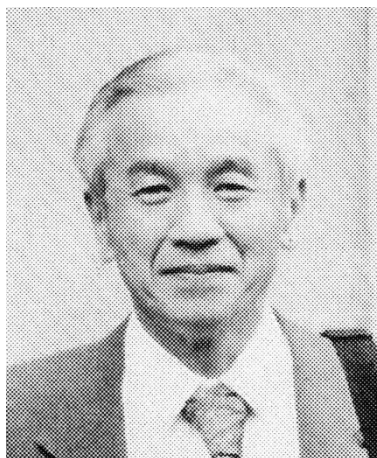
[Source: The ALEPH Collaboration et al., *Precision Electroweak Measurements on the Z Resonance*, Physics Reports 427 (2006) 257; arXiv: hep-ex/0509008v3, Fig. 1.13.]

CERN,LEP , $N_\nu = 3.00 \pm 0.05$ (1992)
 $e^+ e^- \rightarrow \text{hadron}$

日本のニュートリノ研究の先輩たち(1)

ニュートリノ振動

(1962) ニュートリノ混合と振動(2×2): 牧、中川、坂田(MNS)



牧二郎

relic neutrino

中川昌美

坂田昌一

日本のニュートリノ研究の先輩たち(2)

大気ニュートリノ観測



三宅三郎 大気ニュートリノの発見
 (インドKGF金鉱、深さ2300m
 Phys.Lett. Vol.19, p.78(1965))

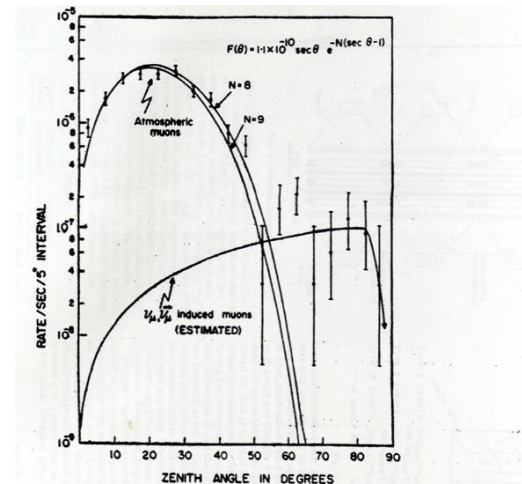
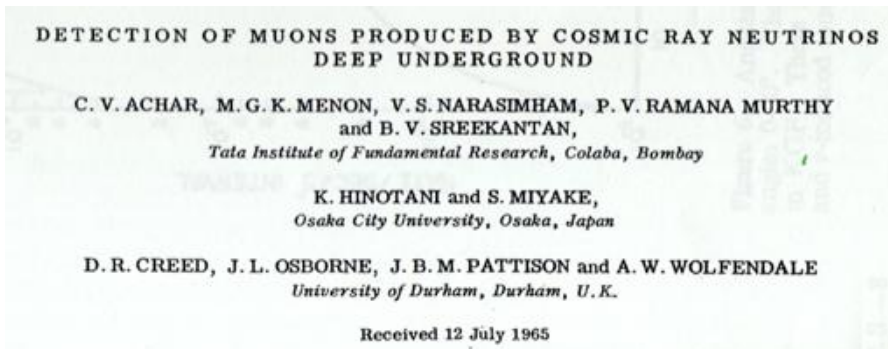


Figure 6. Angular distribution of all muons recorded in the detector with zenith angles 0-90°. The smooth curves are based upon earlier measurements conducted in KGF. These muons can be broadly classified as atmospheric muons ($\theta < 55^\circ$) and ν -induced muons ($\theta > 55^\circ$).

このデータは後年のKGF実験であるが、
 これほど深いと、大角度の現象はニュートリノ起源を示す、参考のため。



日本のニュートリノ研究の先輩たち(3)

第3世代の素粒子

第3世代素粒子の導入
1973 小林-益川



益川さんと小林さん

第3世代素粒子探索
1972丹生潔, チャーム粒子
1998丹羽公雄, タウニュートリノ



丹生潔

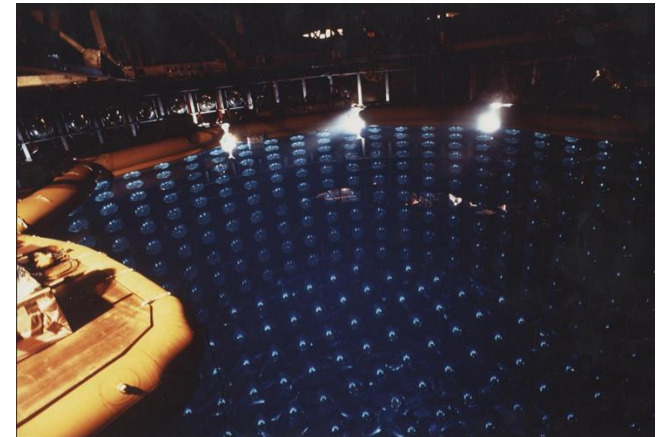
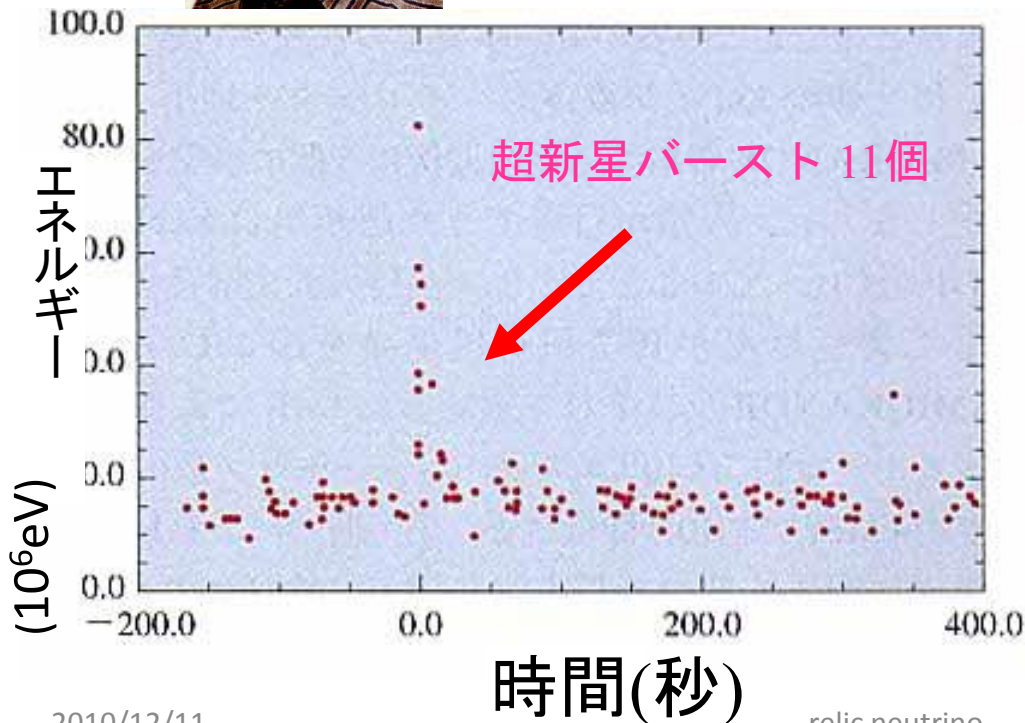


丹羽公雄

日本のニュートリノ研究の先輩たち(4) 超新星ニュートリノの観測



1987年、カミオカンデ



カミオカンデ
地下 1000m
水タンク3000m³
光電管 1000本

KAMIOKANDEの申請の頃(1981)

昭和56年度

科学研究費特定研究領域申請書

(案)

研究領域名

素粒子の大統一理論の検証

研究目的

本研究の目的は、素粒子の大統一理論が予言する核子崩壊現象を直接実験することにより検証すること、その崩壊モードを詳しく調べることが主要課題とし、更に理論的研究と協力しつつ、より究極的統一理論が左右対称か否かを検定するため、ニュートリノ振動現象の有無を実験的に探索すること、また大統一理論が必然的に予言する磁気単極子など質量の大きい粒子を探索することにある。

さて、先のTableに見られるように宇宙線ニュートリノで得られる Δm^2 は 10^{-3} (eV)²程度である。SO(10)などの予想する Δm^2 の範囲に近い。

その $\Delta m^2 \sim 10^{-3}$ (eV)²の可能性を検証する実験方法は次のようなものである。

この特定研究で考えている実験装置でとらえられるニュートリノ反応の頻度は約200/年ある。この数は ν_μ によるものと ν_e によるものの全方向からの総和である。もし振動の波長が、地球の直径より短い場合、ニュートリノ振動が起っていない場合との終状態に μ を含む現象と e を含む現象の相対比率をそれぞれの強度を考慮して、計算すると次のようになる。

$$\text{振動のない場合} \quad \frac{\nu + N \rightarrow e + X}{\nu + N \rightarrow \mu + X} = 0.40$$

$$\text{振動のある場合} \quad \frac{\nu + N \rightarrow e + X}{\nu + N \rightarrow \mu + X} = 1.00 \quad (\text{最大mixingの場合})$$

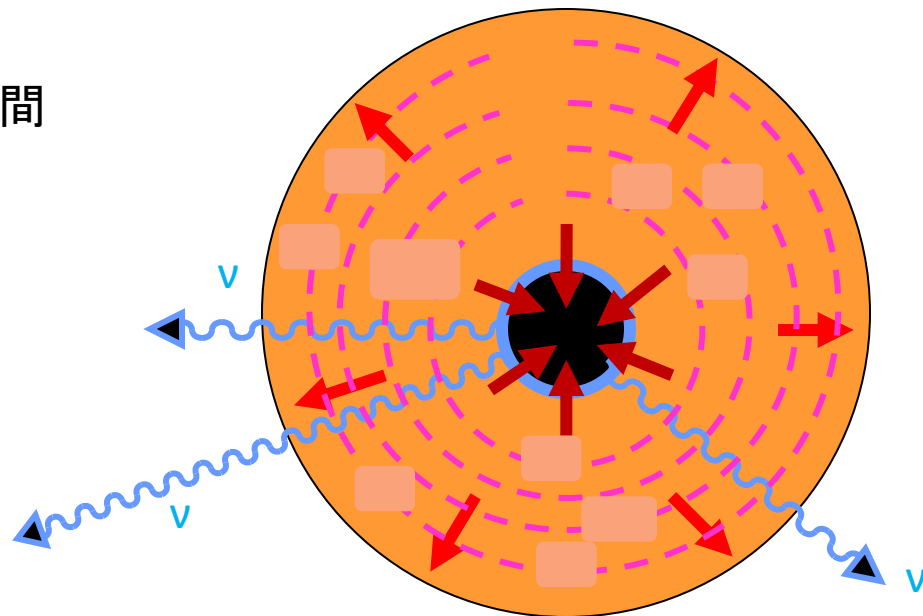
ここで、現象は荷電カレントによるもののみをとった。またニュートリノのエネルギー範囲は0.3 ~ 10 GeVとした。

-6-

- 4) 将来の更に大規模な実験、特に天体ニュートリノで、 10^{13} eV以上のニュートリノ検出や、星の重力崩壊で放出される10 MeV程度のエネルギーのニュートリノ・バーストの検出方法の研究などもこの実験の経験を通して準備してゆく。特に後者の場合、もし起ればそのフラックスは大きく、1,000トン程度の装置で検出できる。水チェレンコフ検出器などは光電子増倍管のノイズをあと少し改良すれば充分使える可能性がある。

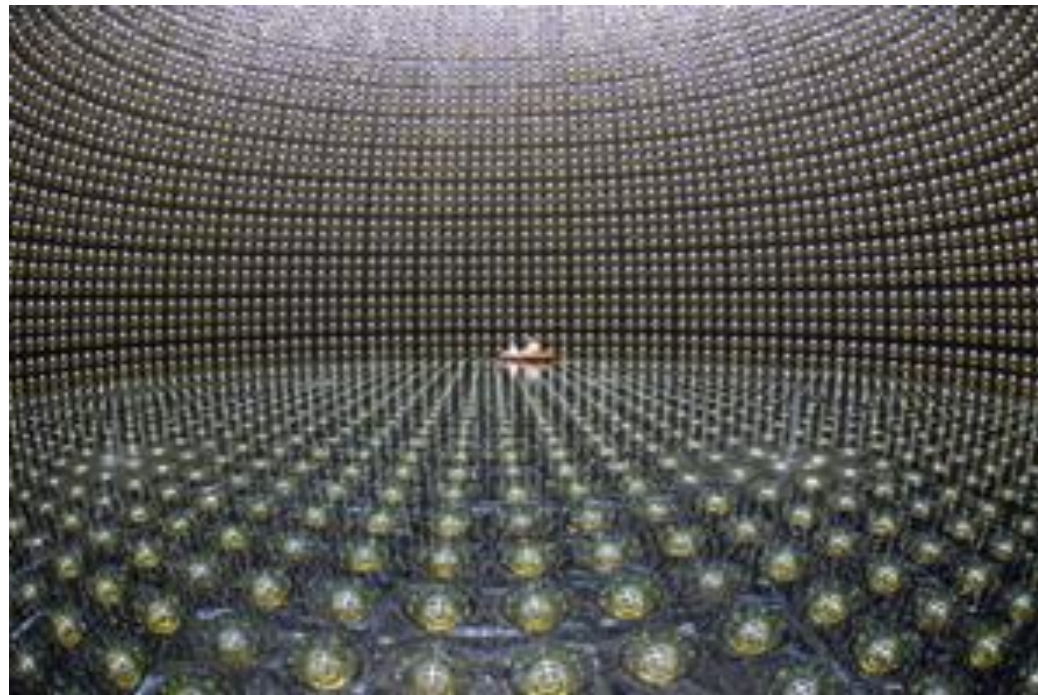
カミオカンデで判ったこと

- (1) 爆発のエネルギーは重力収縮が起源
- (2) ニュートリノ放出が全エネルギーの99%
- (3) ニュートリノ放出は光で輝く前、約3時間
- (4) ニュートリノ球は、 $r \sim 30\text{km}$
- (5) ニュートリノ球は、 $kT \sim 2\text{MeV}$
- (6) ニュートリノ球は、 $t \sim 10\text{秒}$



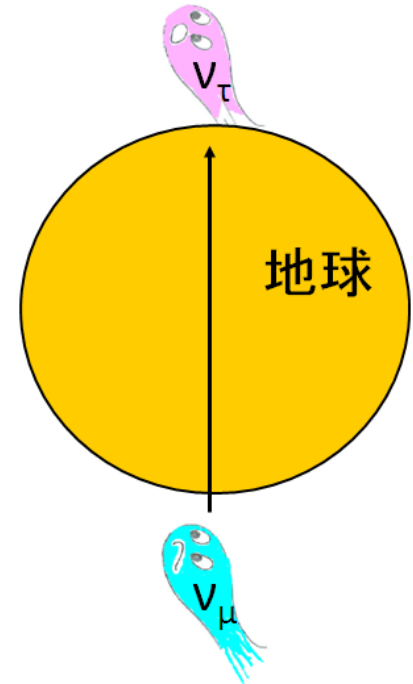
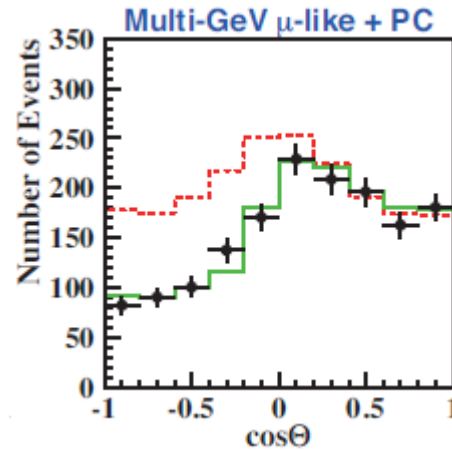
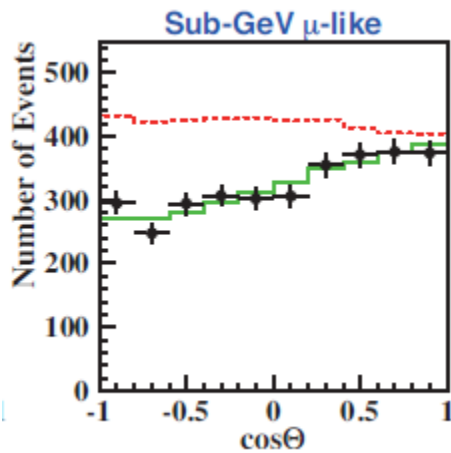
スーパーカミオカンデ

5万トンの水タンクと、1万本の光電子増倍管、地下1000m



東京大学宇宙線研究所 神岡宇宙素粒子研究施設

日本のニュートリノ研究の先輩た(5) ニュートリノ振動の発見



SK, MINOS all data

$$\Delta m_{23}^2 = 2.4 \times 10^{-3} \text{eV}^2 \quad (2.07 \sim 2.75, 3\sigma \text{CL})$$

$$\sin^2 2\theta_{23} = 0.5 \quad (0.36 \sim 0.67, 3\sigma \text{CL})$$

$$\pi \rightarrow \mu \nu_\mu, \quad \mu \rightarrow e \nu_\mu \nu_e$$

$$\therefore \nu_\mu / \nu_e = 2 \rightarrow \text{観測は1~2}$$

残りは、

$$\sin^2 2\theta_{13} < 0.15 \quad (\text{Chooz, 90\%CL})$$

$$\sin^2 \theta_{13} = 0.016 \pm 0.010 (1\sigma)$$



戸塚洋二



梶田隆章

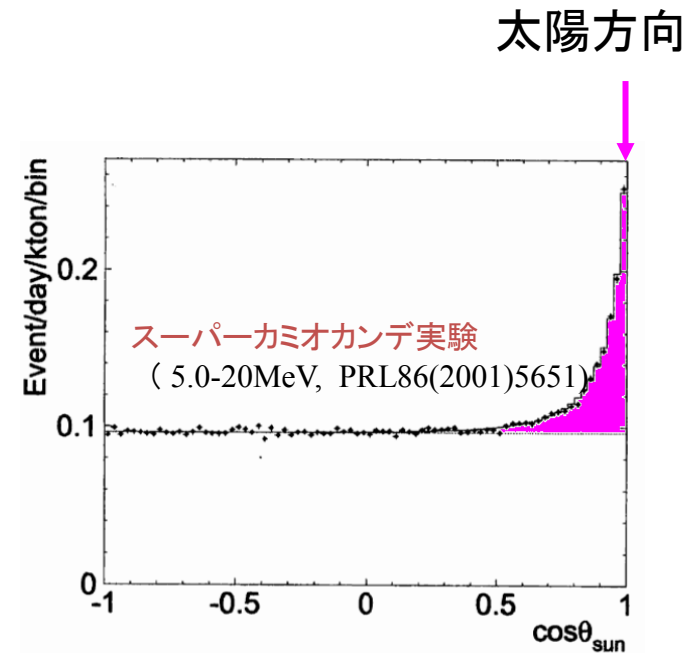
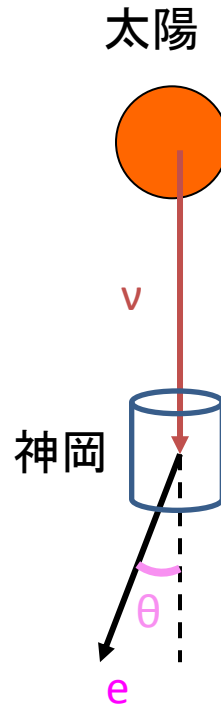
日本のニュートリノ研究の先輩たち(6) 太陽ニュートリノ



鈴木洋一郎



中畑雅之



Homestake,SK,SAGE,GALLEX, GNO, SNO,
Kamlandの総合(particle data, 2010)

$$\Delta m_{\text{SUN}}^2 = 7.65 \times 10^{-5} \text{eV}^2 \quad (7.05 \sim 8.34, 3\sigma \text{ CL})$$
$$\sin^2\theta_{13} = 0.304 \quad (0.25 \sim 0.37, 3\sigma \text{ CL})$$

Kamland

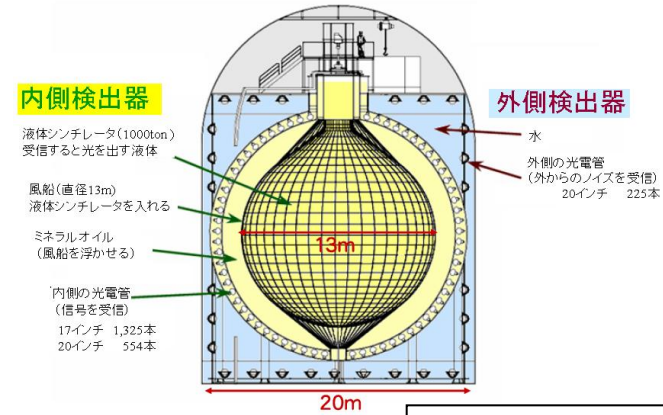
地球ニュートリノを初めて観測(2005)



鈴木厚人



井上邦雄

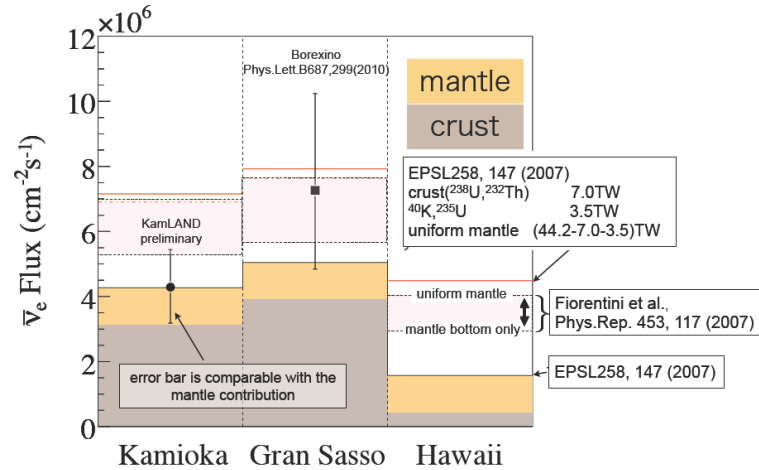
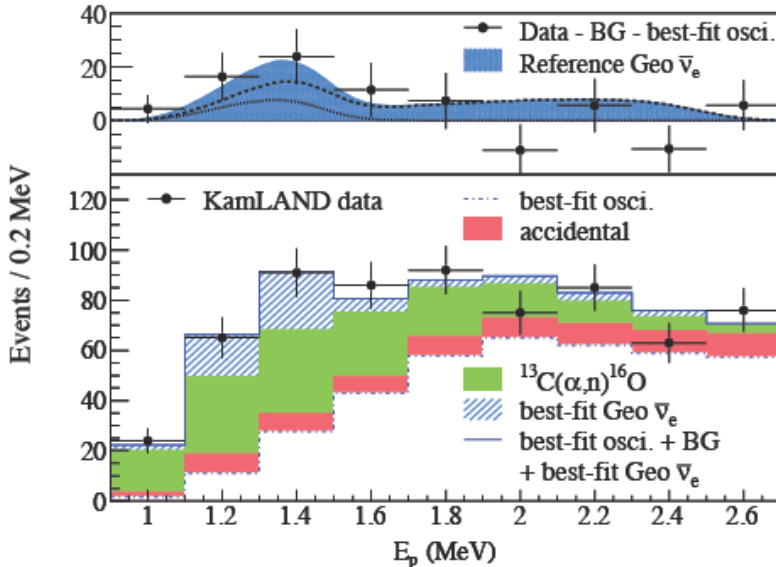


液体シンチレータ: 80%: dodecane
20%: pseudocumene
1.5g/l: PPO
~ 8000 photons/MeV
 $\lambda \sim 10\text{m}$

ミネラルオイル: 50%: dodecane
50%: isoparaffin
 $\rho_{LS}/\rho_{MO} = 1.0004$

photo-coverage: 34%
~ 500 p.e. / MeV

PRL100(2008)221803



高エネルギー実験

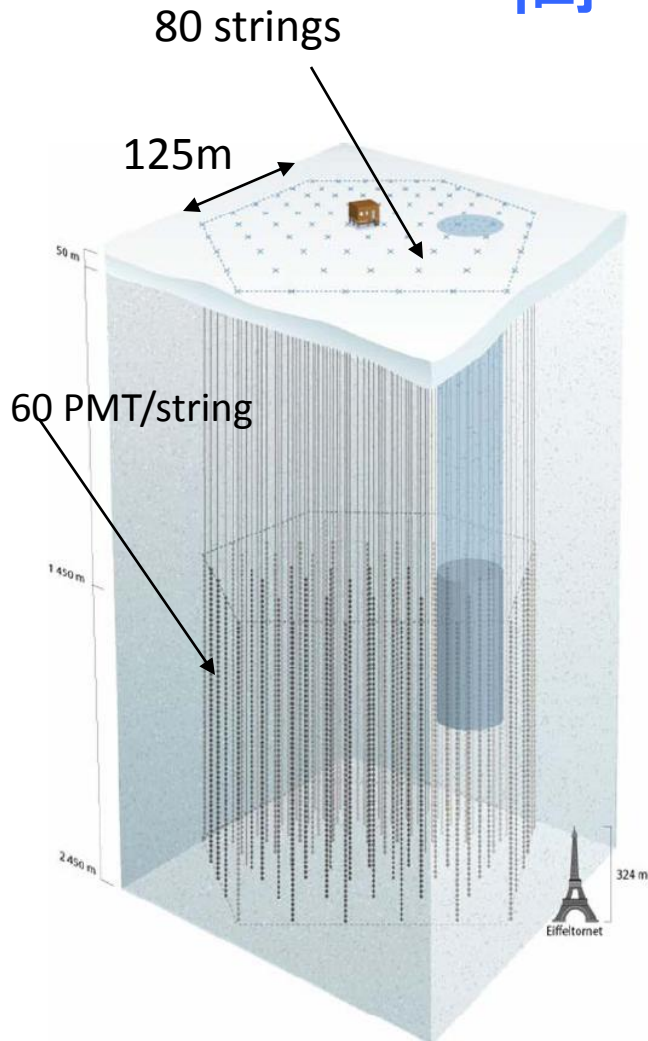


Fig. 1. Schematic of the IceCube detector, showing the 80 strings. The dark cylinder shows the volume of AMANDA.

SuperKamiokande と IceCube比較

装置

SuperKam

標的: 水

場所: 山の地下

深さ: 岩1km (密度3)

体積 $5 \times 10^4 \text{m}^3$

光電管

目的

$1.1 \times 10^4 + 2 \times 10^3$

IceCube

標的: 氷

場所: 南極の地下

深さ: 1.45~2.45km

体積 $8 \times 10^7 \text{m}^3$

光電管 4.8×10^3

SuperKam.

超新星、太陽ニュートリノ

ニュートリノ質量、陽子崩壊

IceCube

宇宙からの

高エネルギーニュートリノ

現状 (2010.4.20) 80本のうち79本完成、最後の建設中。



2009.12.14

IceCube データ

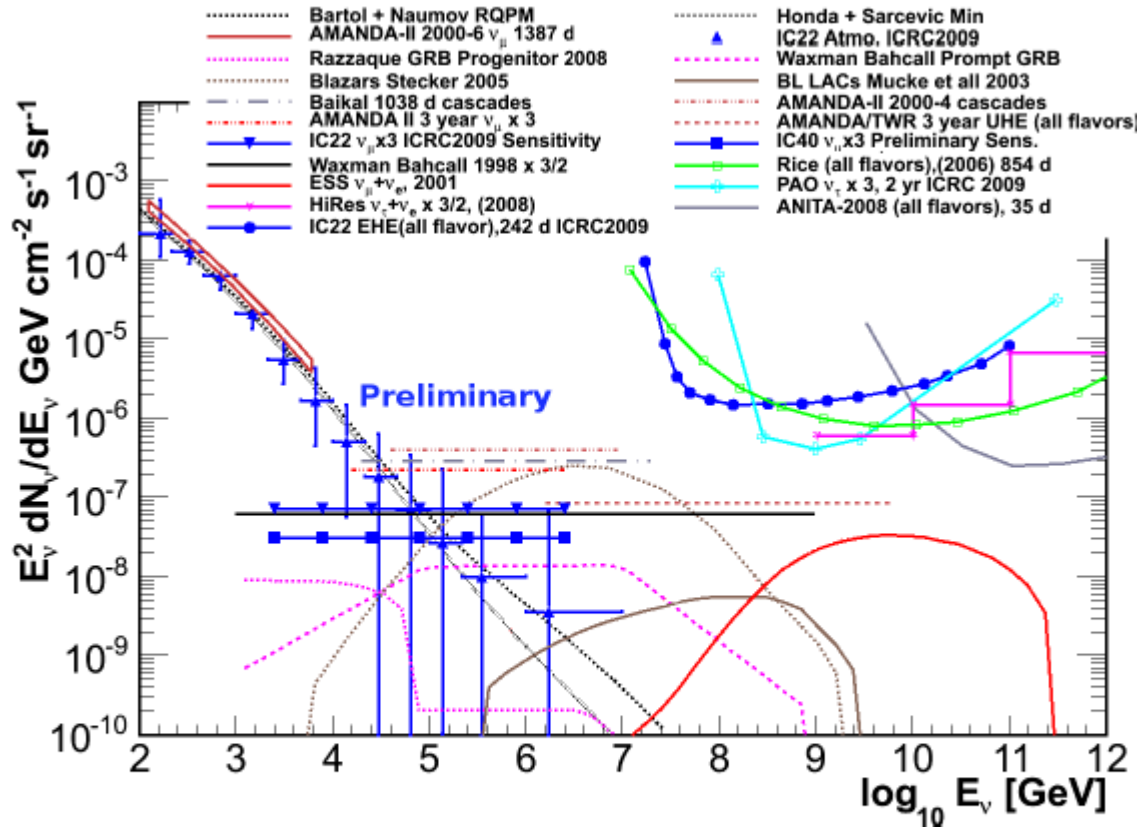


Figure 7: Diffuse neutrino flux predictions, measurements, and limits. All results are scaled to apply to the total neutrino flux, assuming that the fluxes are equal for all three flavours. See text for details.

Relic ニュートリノについて

宇宙の relic neutrino: $T_\nu = (4/11)^{1/3} T_\gamma = 1.95\text{K}$

武田暁先生との共同

註: 過去の超新星からの supernova relic neutrino
は、エネルギーも異なり、今日は、扱わない:

SK (2003): $f < 1.2 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ($E > 19.3\text{MeV}$)
 $\text{SRN} < 20 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (total)
rate $< 620 \text{ SN/y/Mpc}^3$

(理論: constant rate model = 1600 SN/y/Mpc^3 はすでに否定
constantでないモデル: 7%~40%らしい、Gdで狙う)

Relicニュートリノ

密度分布1

温度

$$e^+e^- : \rightarrow 2\gamma \text{による}\gamma\text{のエントロピー増加、} 2 T_V^3 = (2 + 4 \times (7/8)) T_\nu^3 \\ \therefore T_\nu = (4/11)^{1/3} T_V = 1.95\text{K}$$

密度:

$$N_\nu = \frac{V_d d^3 p_d}{(2\pi)^3} \frac{1}{e^{(\sqrt{m_\nu^2 + p_d^2} - \mu_d)/kT_d} + 1} \quad (\nu \text{ decoupling})$$

$$p_d = (1+z)p, \quad V_d = (1+z)^{-3}V$$

$$\therefore N_\nu = \frac{V d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{1}{e^{(\sqrt{m_\nu'^2 + p^2} - \mu)/kT} + 1}$$

$$T = T_d / (1+z), \quad \mu = \mu_d / (1+z), \quad m_\nu' = m_\nu / (1+z)$$

$$1/(1+z) = T / T_d \approx 10^{-10}, \quad m_\nu' < 10^{-10} eV (\ll T) \rightarrow 0$$

$$\therefore dn_\nu = \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \frac{1}{e^{(p-\mu)/kT} + 1}$$

ケミカルポテンシャル

ν_e は $\mu/T_\nu < 0.1$ nuclear synthesisから、 P.D.Serpico et al,
Phys.Rev.D71(2005) 127301

ν_μ, ν_τ も、 $\mu/T_\nu < 0.1$ neutrino oscillationで、 ν_e の制限が適用

粒子密度

$$\therefore dn_\nu = \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{1}{e^{p/kT_\nu} + 1}$$

$$T_\nu = 1.95K, \quad kT_\nu = 1.68 \times 10^{-4} eV$$

$$\therefore n_{\nu_\alpha} \approx n_{\bar{\nu}_\alpha} \approx 56 \text{cm}^{-3} \quad (\alpha = e, \mu, \tau)$$

Relicニュートリノ 質量と混合

大気ニュートリノ+加速器

SK, MINOS all data

$$\Delta m_{23}^2 = 2.40 \times 10^{-3} \text{eV}^2 \quad (2.07 \sim 2.75, 3\sigma \text{CL})$$

$$\sin^2 \theta_{23} = 0.5 \quad (0.36 \sim 0.67, 3\sigma \text{CL})$$

太陽ニュートリノ

SK, SNO, GALLEX, SAGE, HOMESTAKE, Kamland,

$$\Delta m_{12}^2 = 7.65 \times 10^{-5} \text{eV}^2 \quad (7.05 \sim 8.34, 3\sigma \text{CL})$$

$$\sin^2 \theta_{12} = 0.304 \quad (0.25 \sim 0.37, 3\sigma \text{CL})$$

残った混合

Chooz + all

$$\sin^2 \theta_{13} < 0.035 \quad (90\% \text{CL}, \quad 0.56, \text{ for } 99.73\% \text{CL})$$

$$\sin^2 \theta_{13} = 0.016 \pm 0.010 (1\sigma)$$

質量の上限(95%CL)

β 崩壊: $m(\nu_e) < 2.3 \text{eV}$ (Troitzk, Mainz)

CMBから $\Sigma m_\nu < 0.68 \text{eV} \sim 1.7 \text{eV} \sim 2.3 \text{eV}$ (Spergel et al, Fukugita et al)

Relicニュートリノの観測法

(1) β 崩壊--- ν 捕獲 の原理

e.g. A. G. Cocco et al., hep-ph/0703075v2 2007

β 崩壊 ${}_Z A \rightarrow {}_{Z+1} B + e^- + \nu_e, \quad Q_\beta = E_{\max}$

ν 捕獲 $\bar{\nu}_e + {}_Z A \rightarrow {}_{Z+1} B + e^-, \quad Q'_\beta \geq E_{\max} + 2m_\nu$

Relicニュートリノの観測法

(1) β 崩壊---大きさ

例えば、 $\nu + {}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + e$ (${}^3\text{H}$: 半減期、12.3年、 $Q_\beta = 18,591\text{eV}$)

$$\begin{aligned} (\nu \text{ 捕獲率}) / (\text{ベータ崩壊}) &= 0.66 \times 10^{-23}, \\ &\rightarrow (9/2\zeta(3))(T_\nu/\Delta E)^3(1 + 2m_\nu / \Delta E)^{-3/2} \quad (\Delta E = Q_\beta - E_e) \end{aligned}$$

100gの ${}^3\text{H}$ で、 ν 捕獲率 = 7.5events /y Fermi-Dirac 分布

ν clustering があれば、

~ 10 events ($m_\nu = 0.15\text{eV}$) ~ 150 (0.6eV)

A.Ringwald et al arXiv:hep-ph/0408241v2(2004)

β 崩壊で m_ν を測定する実験で、 $\Delta E_\beta \sim m_\nu$, (又は $\sim T_\nu$)の要精度。

Relicニュートリノの観測法

(2)電子の歳差運動---大きさ

歳差運動のエネルギー

$$H = \sigma J$$

電子は磁場に置かれたような、歳差運動をするだろう。
実際の磁場は、超伝導体で完全にシールド出来るのではないか。
この歳差運動は、地球の運動 $v \sim 10^{-3}$ で、偏極した1tonの鉄にトルク
 $FL \sim (kT_{\nu}/c\hbar)^3 \times 1\text{eV}$ 、重力波観測のような感度があれば。
(加速度に直して、 $\sim 10^{-32}\text{cm/s}^2$とても難しそう。)

Relicニュートリノの観測法

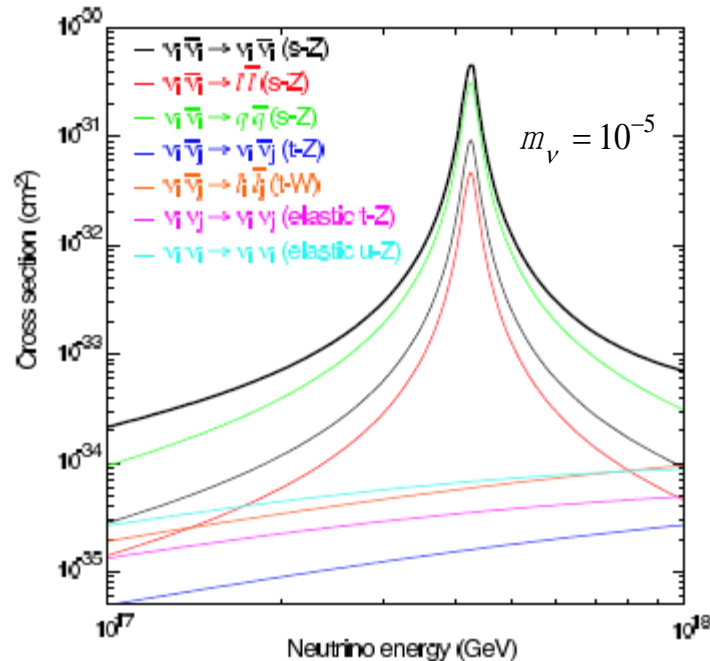
(3)反応: 対消滅のdip

高エネルギーニュートリノとrelicニュートリノの対消滅を見る方法:
例えば、C.Quigg, Venice 2006, Neutrino oscillations pp.309-327
astro-ph/0603372(2006)

$$\nu(\text{high energy}) + \bar{\nu}(\text{relic}) \rightarrow Z$$

非常に高いエネルギー
のニュートリノ源が必要
 $E_\nu > 10^{22}\text{eV}$

ひよつとすると、 ρ, ω, ϕ, ψ
の所に、absorption line
ができるか？



Relicニュートリノの観測法

(3) 反応: 対消滅---特色の補足

$\nu\bar{\nu} \rightarrow Z$ 特色はあるが.....

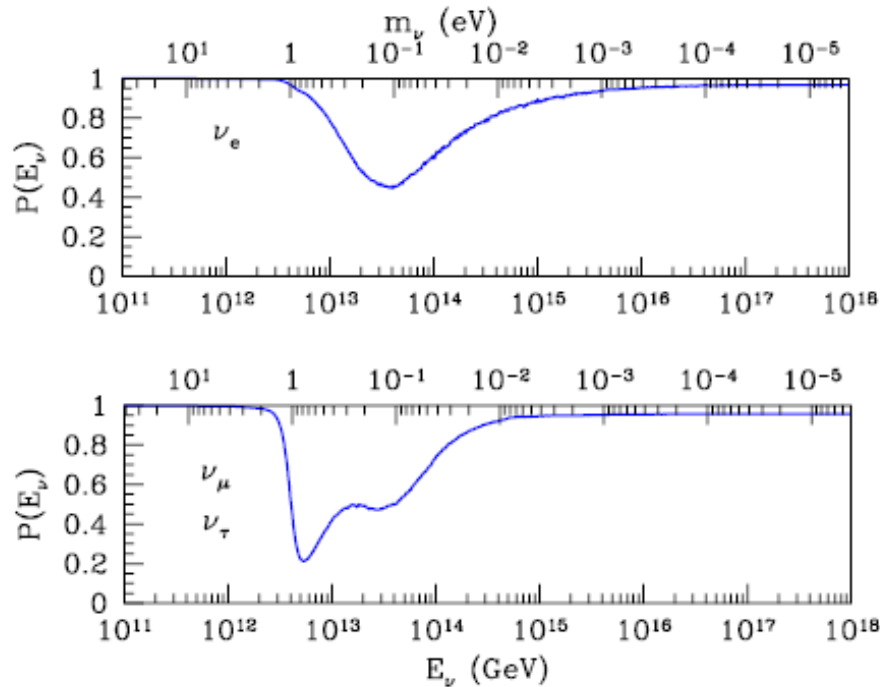


Figure 10: Survival probabilities for ν_e , ν_μ , and ν_τ after integration back to redshift $z = 20$, taking into account the Fermi smearing induced by the thermal motion of the relic neutrinos.
normal hierarchy with lightest neutrino mass $m_\ell = 10^{-5}$ eV

Relicニュートリノの観測法

(3) 反応: 加速器

cf A.Ringwald et al, hep-ph/0408241

$$Z^A + \nu \rightarrow Z^A + \nu$$

Pb, $E = 574\text{TeV} \sim 7280\text{TeV}$ (LHC, VLHC)

$$E = (2m_\nu E_{\text{Pb}})^{(1/2)} \sim 10\text{MeV} \{(m_\nu/0.05\text{eV})(E_{\text{Pb}}/1000\text{TeV})\}^{(1/2)}$$

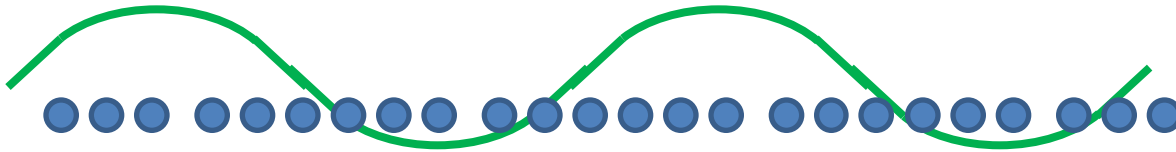
$\sigma \sim EA^2$ それでも、 $10^{-4}/y$ for $m_\nu \sim 0.6\text{eV}$

$$Z^A + \nu \rightarrow Z^{\pm 1} A + e^\pm$$

エネルギー遷移が小さくても、軌道を外れて、わかる。
確率は小。

Relicニュートリノの観測法

物質とのコヒーレントな散乱



$$\lambda_\nu = h/p = 0.77\text{cm} \quad (\text{for } p=T=1.68 \times 10^{-4}\text{eV}) \gg 10^{-8}\text{cm}$$

個々の振幅はコヒーレントに加えられる

$$(\text{断面積}) \sim N_c^2, \quad (\text{確率}) \sim N_c^2 \times (N/N_c) = NN_c$$

Relicニュートリノの観測法

(4)コヒーレントな弾性散乱は？

増大因子:

$$N_c = (\lambda / 2\pi)^3 \rho \square \rho T^{-3}$$
$$= 6 \times 10^{23} (\text{cm}^{-3}) \times (0.1 \text{cm})^3 = 6 \times 10^{20}$$

個々の断面積: $\sigma_W \square E^2 \frac{G^2}{\pi} \square (m_{\nu_3})^2 \frac{G^2}{\pi} \gg T^2 \frac{G^2}{\pi}$

Recoil 運動量: $p_{\text{recoil}} = m_\nu v = m_\nu c \times 10^{-3}$

$$F = Ma, \quad F = m_\nu v \rho_\nu c \sigma_W N_c \cdot \rho_{\text{target}} \text{Vol}$$

$$\sigma_W \square m_\nu^2 G_W^2 / \pi, \quad M = m_n \rho_{\text{target}} \text{Vol}, \quad v \square 10^{-3} c$$

$$\therefore a \square 10^{-28} \text{cm/s}^2 \quad (1 \text{eV} = 4.5 \times 10^{25} \text{cm/s}^2)$$

小さな加速度しか得られない。

Relicニュートリノの観測法

(5)全反射は使えないか---以下、屈折率で議論する

屈折率＝物質中の運動量と真空の運動量の比

$$p' = np, \quad (E' = E)$$

ポテンシャルエネルギー

$$H_N = (G_F / \sqrt{2}) \bar{\nu} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \nu W_{N\mu}$$

$$W_{N\mu} = \bar{N} \gamma_\mu \{ (1 + g_A \gamma^5) (\tau^3 / 2) - 2Q \sin^2 \theta_W \} N + \bar{e} \gamma_\mu \{ (1 - \gamma_5) (-1/2) + 2 \sin^2 \theta_W \} e$$

$$H_C = (G_F / \sqrt{2}) \bar{\nu}_e \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \nu_e \bar{e} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) e$$

以下、核子、電子のスピンは平均的にゼロとする。

電子の密度と陽子の密度は等しいとする。

$$H_{N+C} = (G_F / 2\sqrt{2}) \bar{\nu} \gamma^0 (1 - \gamma^5) \nu \times (-\rho_N + 2\rho_P P_{\nu_e})$$

P_{ν_e} は電子ニュートリノの射影演算子

Relicニュートリノの観測法

(5)物質中のハミルトニアン

ニュートリノのハミルトニアンは、 $(\alpha^i = \gamma^0 \gamma^i, \beta = \gamma^0)$

$$H = \boldsymbol{\alpha} \mathbf{p} + m \beta + U$$

$$U = V(1 - \gamma^5), \quad V = (G_F / 2\sqrt{2})(-\rho_N + 2\rho_P P_{\nu_e})$$

質量項は、質量の固有状態の射影演算子を P_i として、

$$m = \sum_{i=1}^3 m_i P_i$$

これから、

$$(E + V)^2 = m^2 + (p'h' - V)^2$$

$$(E + V)^2 = m^2 + (p'h' - V)^2$$

$$E^2 = m^2 + (p'h' - 2V)^2$$

Dirac ν

Dirac anti- ν

Majorana ν

Relicニュートリノの観測法

(5)混合角と物質中のハミルトニアン

$$H_W = (G_F / 2\sqrt{2}) \bar{\nu} \gamma^0 (1 - \gamma^5) \nu \times (-\rho_N + 2\rho_P P_{\nu_e})$$

$$P_{\nu_e} = |\nu_e\rangle\langle\nu_e| = W_{ei} W_{ej}^* |\nu_i\rangle\langle\nu_j|$$

非対角成分は、小さな寄与しかない(非弾性反射、非弾性屈折など、非対角成分への遷移は、量子力学の性質上、質量差に反比例し小さい)

$$\therefore P_{\nu_e} = |\nu_e\rangle\langle\nu_e| = |W_{ei}|^2 |\nu_i\rangle\langle\nu_i|$$

以下、例示として、(実験とは矛盾していない)簡単なパラメタを取る。

$$P_{\nu_e} \approx \begin{pmatrix} 2/3 & 0 & 0 \\ 0 & 1/3 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \begin{aligned} |\nu_e\rangle &= (1/\sqrt{3})(\sqrt{2}|\nu_1\rangle + |\nu_2\rangle) \\ |\nu_\mu\rangle &= -(1/\sqrt{6})(|\nu_1\rangle - \sqrt{2}|\nu_2\rangle) + (1/\sqrt{2})|\nu_3\rangle \\ |\nu_\tau\rangle &= (1/\sqrt{6})(|\nu_1\rangle - \sqrt{2}|\nu_2\rangle) + (1/\sqrt{2})|\nu_3\rangle \end{aligned}$$

Relicニュートリノの観測法

(5)例: 鉄中のポテンシャル

質量の固有状態の鉄の場合ポテンシャルは(normal hierarchyなら)

$$H_{N+C} = V(1 - \gamma^5)$$

$$V \approx \begin{pmatrix} 1.2 \times 10^{-14} eV & 0 & 0 \\ 0 & -3.3 \times 10^{-14} eV & 0 \\ 0 & 0 & -7.8 \times 10^{-14} eV \end{pmatrix}$$

Relicニュートリノの観測法

(5)屈折率

Masslessなら、 $U = V(1 - \gamma^5) = 2V$, or 0

$$n = 1 - U / p \quad \text{for } E > U$$

$$n = U / p - 1 \quad \text{for } E < U \quad (p' = U - p)$$

Massive で、 $m \gg p$ なら、

$$n = \sqrt{1 - 2mV / p^2}$$
$$\approx 1 - mV / p^2 \quad \text{for } |V| \ll p^2 / 2m$$

Majorana ν なら、 $n = 1 + 2h'V / p$

Relicニュートリノの観測法

(5)屈折率、近似

非相対論的なニュートリノなら、

$$n_1 - 1 = -0.5 \times 10^{-7} (m / 0.1 eV) (1.7 \times 10^{-4} eV / p)^2$$

$$n_2 - 1 = 1.3 \times 10^{-7} (m / 0.1 eV) (1.7 \times 10^{-4} eV / p)^2$$

$$n_3 - 1 = 3.1 \times 10^{-7} (m / 0.1 eV) (1.7 \times 10^{-4} eV / p)^2$$

一番軽いニュートリノがmasslessなら

$$n_1 - 1 = -1.5 \times 10^{-9} (1.7 \times 10^{-4} eV / p) \quad (\text{normal hierarchy})$$

$$n_1 - 1 = +1.0 \times 10^{-9} (1.7 \times 10^{-4} eV / p) \quad (\text{inverted hierarchy})$$

Relicニュートリノの観測法(4-8)

全反射の起こる条件

(1) 屈折率が複素数になるとき $(E \mp V)^2 = m^2 + (nph' - V)^2$ をみて、
 もしも、 $(E \mp V)^2 - m^2 < 0$ なら、あらゆる入射角で、全反射が起きる。

(2) 入射角が、面にすれすれするとき、全反射が起きる。

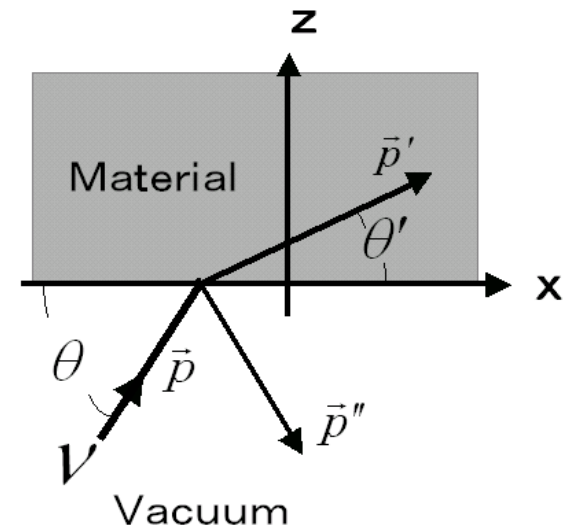
$$p' = np$$

$$p'_x = p_x$$

$$\therefore p'_z{}^2 = n^2 p^2 - p_x^2 = (n^2 - \cos^2 \theta) p^2$$

$$n = \cos \theta_C, \quad \theta < \theta_C$$

のとき全反射が起きる。ただし、全反射には、
 物質の厚さdが、 $d > \hbar / p'_z \sim 1m$
 を満たすほど、厚い必要がある(Langacker)。



Relicニュートリノの観測法(4-9)

全反射の起こる条件

(2) 入射角が、面にすれすれするとき、全反射が起きる十分条件。

$$n = \cos \theta_C, \quad \theta < \theta_C$$

$$n \approx 1 - mV / p^2, \quad \cos \theta_C \approx 1 - \theta_C^2 / 2$$

$$\therefore \theta_C = \frac{\sqrt{2mV}}{p}$$

しかし、全反射には、物質の厚さdが、

$$d > \hbar / |p'_z| = 1 / p \sqrt{\theta_C^2 - \theta^2} > 1 / p \theta_C = \frac{1}{\sqrt{2mV}} \square 2.2m \sqrt{\frac{0.05eV}{m_{\nu_3}}}$$

を満たすほど、厚い必要がある(Langacker, 1983)。

Relicニュートリノの観測法

(5)全反射

全反射が起きるニュートリノは一部である(V の2次)。

(1) ポテンシャルより運動エネルギーが小さい場合、

$$V > p^2 / 2m, \therefore \Delta n \approx p^3 \approx (2mV)^{3/2}$$

$$p \cdot \Delta n / T \cdot n \approx (\sqrt{2mV} / T)^4 \approx 10^{-13} (m / 0.05eV)^2$$

(2) 小さい角度で入射する場合、(recoilも小さい)

$$\theta < \theta_C = \frac{\sqrt{2mV}}{p}$$

$$2p_z p^2 dp d\Omega / T^4 < \pi p^3 dp \theta_C^3 / T^4$$

$$\approx (\sqrt{2mV} / T)^3 \approx 10^{-10} (m / 0.05eV)^{3/2}$$

素朴な幾つかの疑問

(1?): 全反射が起きない場合

massless, 角運動量とhelicityと、両方保存すると、
後方散乱が出来ない。

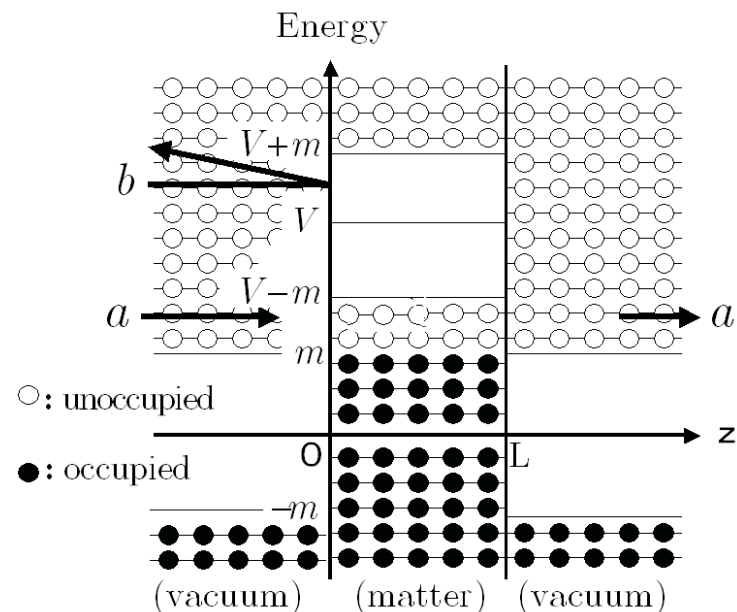
$n \neq 1$ なのに透過率100%で良いか? ...

(2?): masslessで、 $U > 0$

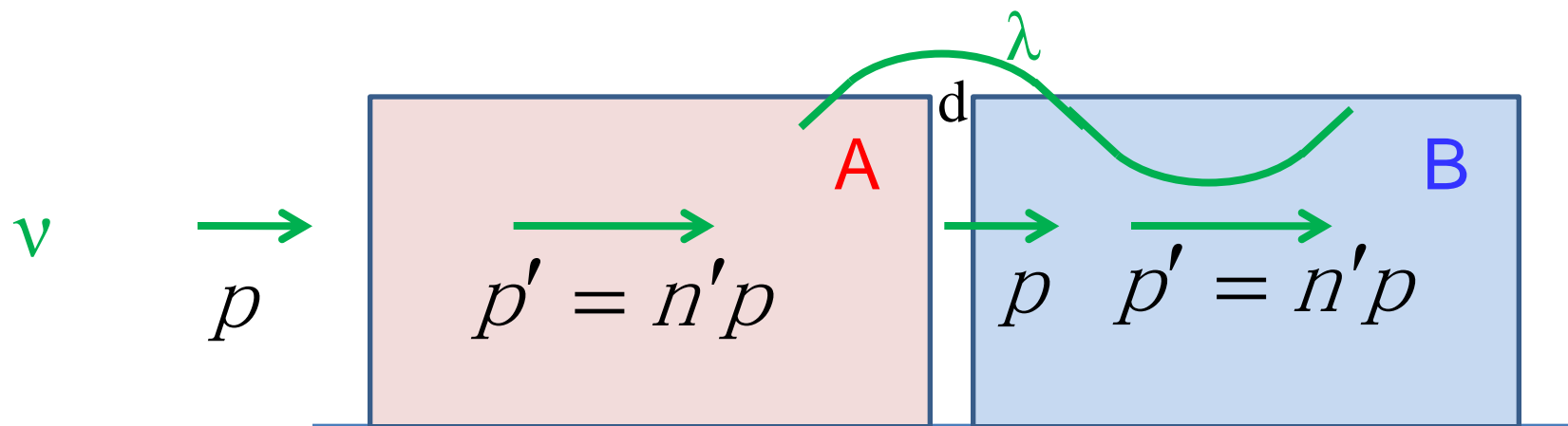
の時、 $p = U - p'$ という解あり。

このとき、 $\partial E / \partial p' = -1$

信号速度が負?



(3?): 標的の隙間が波長以下の時のrecoilは、隙間
 が大きい時と同じか?



A $k = 0$ $k' = p - p'$ $k'' = 0$?

recoil で、
 Aは、運動量 k' を得る。

$\lambda \gg d$ でも、
 運動量 k は0に戻る?

Relicニュートリノの観測法

(補足)密度勾配、粒子反粒子非対称があれば

$$F = \sum_i \int d^3x \nabla U_i (\rho_{\nu_i} - \rho_{\bar{\nu}_i}) = -\sum_i \int d^3x U_i \nabla (\rho_{\nu_i} - \rho_{\bar{\nu}_i})$$

$\nabla\rho=0$ なら、 $F=0$: ν の摂動では、力を受けにくい。これが動機ではあったが、...

力を受けるには、
(1) $\rho_{\nu} \neq \rho_{\bar{\nu}}$
(2) $\nabla(\rho_{\nu} - \rho_{\bar{\nu}}) \neq 0$

例えば、 $\frac{\partial\rho_{\nu}}{\partial z} \approx \alpha\rho_{\nu}$, $\frac{\partial\rho_{\bar{\nu}}}{\partial z} \approx -\alpha\rho_{\bar{\nu}}$, $\alpha_i \approx 10^{-4} / \text{cm}$

$$F = Ma_z, \quad a_z \approx 2 \times 10^{-29} \text{cm/s}^2 \text{ for iron}$$

$$a_z (\text{present limit}) \approx 10^{-13} \text{cm/s}^2$$

$$a_z (\text{future?}) \approx 5 \times 10^{-24} \text{cm/s}^2$$

Relicニュートリノの観測法

(5)全反射を使った力

結論： 全反射を使っても、今のところ、大きな力にならない。
将来、全反射を使って、密度勾配や粒子反粒子非対称を作り出せて、微小な加速度を測れるようになることを、期待する。

原始仏教

仏陀の弟子マーノルンキヤープッタが質問した

- 一 世界は有限であるか
- 二 それとも無限であるか
- 三 永遠か
- 四 永遠でないか

- 五 生命と身体は一つのものか
- 六 そうではないか
- 七 人は死後存在するのか
- 八 しないのか
- 九 あるいは存在しながら存在しないのか
- 十 存在するのでもなく存在しないのでもないのか

あなたには ます先に考えるべき問題があるだろう

宇宙の神話（2） 疑問に答えるかどうか？

建設中の、神岡の国際会議(1992年)

外国からの主なお客さんとお茶



Reines
(1995,N賞)

Davis
(2002,N賞)

南部先生
(2008,N賞)

私
招待側

小柴先生(2002,N賞)

神岡掘削完成祝賀会---配布資料(1983年)

4. 解 説

大統一理論と陽子の崩壊



と考えられる(図7a)。

どのような高エネルギーであればよいかと考えると単純には低いエネルギーを外挿して、 10^{15} GeV という答が得られる。このエネルギーに相当した高温ではクォークもレプトンも区別が無くなり、クォークとレプトンが互に転換して陽子崩壊と同種の相互作用を起しても不思議ではない。低いエネルギーでは、このような確率は少ないので陽子の寿命は大変に長くなり単純な評価では $10^{10} \sim 10^{32}$ 年くらいになる。

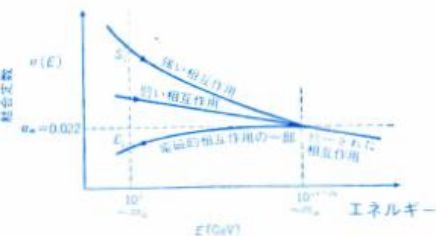


図7a 結合定数のエネルギー依存性

ニュートリノ振動

ニュートリノには質量があると予言する理論がある。するとニュートリノ ν_e は飛行中に振動して ν_μ あるいは反粒子 $\bar{\nu}_\mu$ になる場合があり得る。地球はとても大きいので、地球の裏側で生じたニュートリノが地球の反対側に達するまでには時間がかかり、その間に振動して種類が変化する可能性がある。種類の変化は原子核に衝突した時に生じる荷電を持ったレプトンの種類で分る。(図7b)。地球を用いたこのような実験は陽子崩壊観測のための水タンクでも可能であると考えられている。

また、この他に、超新星の爆発に伴う天体ニュートリノも、この装置で見つけられる可能性がある。

陽子崩壊の本格的実験はインドKGFに於ける日印共同研究に始まり、現在は米国のIMBグループの水チェレンコフ実験と日本の神岡の水チェレンコフ実験が最も大規模なものである。IMBグループのものは大容積の水タンクが特徴であり、神岡のものは大口径光電子増倍管による高いエネルギー精度と検出効率の良さが特徴である。ものは大口径光電子増倍管による高いエネルギー精度と検出効率の良さが特徴である。

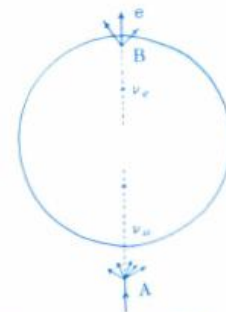


図7b、ニュートリノ振動、 $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ 。Aで生じた ν_e が地球の反対側Bに行く間に ν_μ になる場合。

名称と深さ(水換算メートル)	研究グループ	物質	検出器	実験開始
KGF(インド 7,600)	日印共同(タタ、大阪市大、東大)	鉄 140トン	比例計数管	1980
IMB(アメリカ 1,670)	IMBグループ	水 8,000トン	光電子増倍管	1982
KAMIOKANDE(神岡 2,700)	日本(東大、高工研、東大、その他)	水 3,000トン	光電子増倍管	1983
NUSEX(モンブラン 5,000)	イタリア(アスカ、トリノ、ミラ)	鉄 150トン	ストリーマー管	1982
HOMESTAKE(アメリカ 4,400)	ペンシルバニア大	水 300トン	光電子増倍管	
BAKSAN(ソ連 850)	モスクワINRASU	液体シンチレーター(85トン)とコンクリート合計770トン	光電子増倍管	
Soudan I(アメリカ 1,800)	ミネソタ、アルゴンヌ	鉄 30トン	比例計数管	1981
HPW(アメリカ 1,700)	HPWグループ	水 1,000トン	光電子増倍管	1983?
FRÉJUS(フランス 4,500)	フランス(エコマリファク、MMET、サクレイ)	鉄 1,500トン	フラッシュチューブとストリーマー管	1984?