

太 阳 中 微 子 问 题

徐 仁 新 罗 先 汉
(北京大学地球物理系 北京 100871)

摘 要

文中从中微子物理学、太阳中微子的探测、标准太阳模型的建立等方面对太阳中微子问题的提出进行了回顾。各类太阳中微子探测器测量结果不同程度的偏低, 以及不同类探测器(如 Kamiokande 和 Homestake) 测量结果之间的矛盾, 使得人们对太阳中微子的研究表现出浓厚的兴趣。对太阳中微子问题可从粒子物理和天体物理两个方面进行研究。文中分别对这两个研究领域中提出的企图解决太阳中微子问题的模型作了简要评述。

关键词 太阳: 粒子辐射 太阳: 内部 基本粒子 状态方程

在太阳中微子问题中涉及的对象有中微子、探测物质、太阳。要理解太阳中微子问题, 必须对这三者作较详细的描述。太阳中微子问题的出现, 使得人们分别从粒子物理学和天体物理学领域寻找解决问题的突破口。于是, 各种非标准太阳模型(无论是粒子物理的, 还是天体物理的) 纷纷被提出。

1 中微子物理学^[1]

1.1 中微子的存在

1931 年, 针对 β 衰变的连续谱, Pauli 提出在 β 衰变过程中除放出电子外, 同时还放出一种不带电的质量极小的粒子。这种粒子挽救了当时认为的 β 衰变过程中“能量守恒危机”。

1934 年, Fermi 提出了 β 衰变的定量理论^[2] Fermi 弱相互作用理论。类比于描述原子发光现象的量子理论, Fermi 认为, β 衰变本质上是核子态的跃迁。原子状态由于电磁相互作用而跃迁放出光子; 核子状态由于弱作用而放出电子和中微子。电磁作用远强于弱作用, 使得原子的寿命 $\sim 10^{-9}\text{s}$, 远小于 β 衰变的寿命 $10^{-3}\text{s} \sim 4 \times 10^{10}\text{yr}$ 。电磁作用交换光子, 而弱相互作用交换中间 Bose 子 (W^\pm 和 Z^0)。1983 年, 西欧核研究中心发现了 W^\pm 和 Z^0 , 其质量分别约为 $(80.3 \pm 0.3) \text{GeV} \cdot c^{-2}$ 和 $(91.163 \pm 0.931) \text{GeV} \cdot c^{-2}$, 所以弱相互作用力程很短 $\sim 10^{-17}\text{m}$ (而光子质量为零, 所以电磁力是长程力)。

1994 年 8 月 6 日收到

王淦昌^[3]建议测⁷Be K 俘获后反冲核⁷Li 来间接证明中微子的存在。不久, Allen^[4]据此方案证实了中微子的存在。

中微子与物质作用的直接测量是 Reines 和 Cowan 在 1956 年完成的。他们利用核反应堆作为反中微子源, 通过测 $p(\bar{\nu}_e, e^+)n$ 反应在醋酸镭水溶液中的事件, 发现实验中每小时有 0.88 ± 0.22 个中微子的计数。

1.2 中微子种类与轻子数守恒

轻子以其不参与强相互作用为特征。到目前为止, 实际上在 $> 2 \times 10^{-16} \text{cm}$ 范围内还没有看到轻子内部结构, 仍然可以认为轻子是点粒子。

弱作用下宇称不守恒, 可用 $m = 0$ 的 Dirac 方程来描述中微子(宇称不守恒可作为零质量 Dirac 方程的直接结果)。这种描述的中微子是二分量的, 只有左旋的中微子和右旋的反中微子, 没有右旋的中微子和左旋的反中微子。

至今, 已发现有 10 种轻子。但理论上预言有 ν_τ 、 $\bar{\nu}_\tau$ 存在, 所以, 自然界可能共有 12 种轻子。若按表 1 定义的电子轻子数 L_e 、 μ 轻子数 L_μ 和 τ 轻子数 L_τ , 到目前为止, 所有的实验都表明 L_e 、 L_μ 是守恒的。发现 τ 后, 人们认为 L_τ 也是守恒的。

知道了轻子数守恒律, 就能方便地写出有弱相互作用参与的粒子转换方程。

表 1 不同轻子的轻子数

	e^-	e^+	ν_e	$\bar{\nu}_e$	μ	μ^+	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	τ	τ^+	ν_τ	$\bar{\nu}_\tau$
L_e	+1	-1	+1	-1	0	0	0	0	0	0	0	0
L_μ	0	0	0	0	+1	-1	+1	-1	0	0	0	0
L_τ	0	0	0	0	0	0	0	0	+1	-1	+1	-1

1.3 中微子的质量和中微子振荡

在 Weinberg-Salam-Glashow 关于弱作用的标准模型中, 是把中微子的质量当零处理的, 但在一些变种模型中, 也可赋予中微子一定质量。中微子味本征态是中微子质量本征态的线性组合。若中微子有质量, 可能会有代的混合。对于两代中微子的混合^[5], 若初态为 ν_e , 纯 ν_e 部分转变 ν_μ 再转变成纯 ν_e (中微子振荡) 的空间长度 L_ν 为

$$L_\nu = (2.5\text{m}) \frac{E_\nu}{\Delta m^2} \quad (1)$$

E_ν 是以 MeV 为单位的中微子能量, $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$, 为以 eV^2 为单位的质量本征态 ν_2 和 ν_1 的静质量平方差。对于初态 ν_e , 最多转变成 ν_μ 的百分比为 $\sin^2 2\theta \times 100\%$, θ 为混合角。纯 ν_e 态在真空中运行 D 后, ν_e 转变成 ν_μ 的几率为

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2 2\theta \cdot \sin^2(\pi D/L_\nu) \quad (2)$$

许多实验利用反应堆 ($E_\nu \sim \text{MeV}$) 或加速器 ($E_\nu \sim \text{GeV}$) 来研究中微子的振荡。这些实验一般只给出中微子质量的上限。由 (1), $L_\nu \propto \Delta m^{-2}$, 若中微子质量或其质量差很小, 实验室是不可能测出中微子振荡的。

太阳中微子流量对微小中微子质量的中微子振荡敏感, 因为中微子从太阳内部产生到达地球经过了天文尺度的距离。太阳中微子实验对于 $\Delta m^2 \geq 10^{-11} \text{eV}^2$ 范围内都很敏感^[6]。因此对太阳中微子的研究有可能提供有关 Δm^2 很小的中微子振荡的信息。

1.4 中微子与物质的相互作用

中微子是通过弱作用与粒子反应的。因此要计算中微子与物质作用的截面, 必须利用标准的弱作用理论。中微子与物质的作用包括中微子被核吸收, 中微子被电子散射和中性流散射^[7]。

1.4.1 中微子吸收截面

对于电荷数 $Z - 1$ 的核 A 允许俘获 ν_e 的反应



其俘获截面为^[58]

$$\sigma = (\pi c^3 \hbar^4)^{-1} [G_V^2 \langle 1 \rangle^2 + G_A^2 \langle \sigma \rangle^2] P_e W_e F(eZ, W_e) \quad (4)$$

W_e 、 P_e 分别为出射电子的能量和动量, G_V 、 G_A 为弱作用耦合常数, $\langle 1 \rangle$ 、 $\langle \sigma \rangle$ 为核初末态的标准约化矩阵元, $F(eZ, W_e)$ 为 β 衰变理论中的 Fermi 函数。

对于一些重要的太阳中微子探测器, Bahcall 已算出了不同太阳中微子源在 ${}^{37}\text{Cl}$ 、 ${}^{71}\text{Ga}$ 、 ${}^7\text{Li}$ 、 ${}^{81}\text{Br}$ 、 ${}^{98}\text{Mo}$ 、 ${}^{115}\text{In}$ 靶上对能量平均的吸收截面(见表 2)^[7]。

表 2 中微子能谱平均截面(单位: $\text{SNU} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{s}$)

	pp (E-9)	pep (E-9)	hep (E-6)	${}^7\text{Be}$ (E-10)	${}^8\text{B}$ (E-6)	${}^{13}\text{N}$ (E-10)	${}^{15}\text{O}$ (E-10)
${}^{37}\text{Cl}$	0	1.6	3.9	2.4	1.06	1.7	6.8
${}^{71}\text{Ga}$	1.18	21.5	7.3	73.2	2.43	61.8	116
${}^7\text{Li}$	0	65.5	8.4	9.6	3.9	42.4	246
${}^{81}\text{Br}$	0	75	9.0	18.3	2.7	14.5	367
${}^{98}\text{Mo}$	0	0	10	0	3.0	0	0
${}^{115}\text{In}$	7.8	57.6	6.1	248	2.5	224	355

1.4.2 中微子-电子散射截面

入射能量为 q 的中微子将自由电子散射成能量为 $T \rightarrow T + dT$ 的电子的截面为^[58]

$$d\sigma = \sigma_e \left[g_L^2 + g_R^2 \left(1 - \frac{T}{q} \right)^2 - g_L g_R \left(\frac{T}{q} \right)^2 \right] dT \quad (5)$$

这里

$$\sigma_e = \frac{2G_F^2 m_e^2}{\pi \hbar} = 88.083 \times 10^{-46} \text{cm}^2$$

$$g_L = \left(\pm \frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W \right), \quad g_R = \sin^2 \theta_W$$

对于 $\nu_e - e^-$ 散射取“+”, 对于 $\nu_\mu - e^-$ 散射取“-”, θ_W 为 Weinberg 角, 可取 $\sin^2 2\theta_W = 0.23$, T 、 q 均以 $m_e c^2$ 为单位。

对于太阳中微子源, Bahcall^[7] 给出一些计算结果, 并且得到 ν_e 、 ν_μ 与电子的散射截面的近似关系

$$\frac{\sigma_{\nu_e - e}}{\sigma_{\nu_\mu - e}} \approx 6 - 7 \quad (6)$$

1.4.3 中性流散射

在标准弱电理论中, 中性流是味盲的, 不同味中微子中性流散射截面相同。

中微子-核弹性散射 能量为 q 的中微子与中子数 N 、质子数 Z 、自旋为零的核弹性散射的微分截面由 Freedman^[9] 给出。在测量上关心反冲核的行为 (反冲核带电荷, 利于测量), 反冲核的平均能量由 Drukier 和 Stodolsky^[10] 给出。

中微子-核准弹性散射 被中微子准弹性散射后, 核发生了能级跃迁。激发核可通过释放 α 、 β 、 γ 、 n 、 p 等退激, 这有利于测量。不幸的是, Weinberg^[11] 指出, 激发核产生的信号与入射中微子没有角关联, 因此就不可能用该方法确定中微子的入射方向。

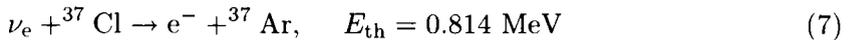
2 太阳中微子的探测方法^[7]

中微子探测的基础在于中微子与物质的相互作用。在预测太阳中微子计数率方面, 中微子相互作用截面与太阳模型同等重要, 因为观测的计数率是中微子流量 (由太阳模型得到) 与截面之积。对于某些太阳中微子探测器, 预测的计数率因作用截面带来的误差, 远大于太阳模型计算的中微子流量带来的误差。

2.1 ^{37}Cl 法

目前成功的太阳中微子探测方法不外乎放化方法 (Homestake, GALLEX, SAGE) 和 ν -e 散射方法 (Kamiokande)。

^{37}Cl 法的基本原理是



反应阈 E_{th} 较高, 主要记录 PP 链中 ${}^8\text{Be}(e^-, \nu_e){}^8\text{Be}$ 产生的中微子。

反应使用的是便宜的 C_2Cl_4 清洗剂, ^{37}Cl 原子个数占全部 Cl 原子的 24.23%, 反应产生的 ^{37}Ar 反冲核有足够的能量离开原来的分子进入液体中, 并逐渐达到热平衡, ^{37}Ar 的半衰期为 35d, 这就有足够的时间用 He 气把它从清洗剂中收集起来用于测量。

为避免宇宙线产生 ^{37}Ar , ^{37}Cl 探测器要建于地下深处, 1968 年建立并第一次给出有关太阳中微子观测结果的实验^[12] 是安放在 4850 英尺深 Homestake 金矿内的“探测器”, 它是 615 吨 (3.8×10^5 升) 的 C_2Cl_4 液体, 含有 2.2×10^{30} 个 ^{37}Cl 靶原子。

2.2 ν -e 散射法

ν -e 散射法的原理是



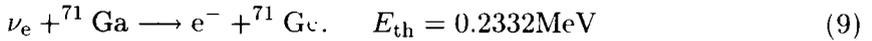
其电子阈能 T_{min} (能被仪器记录的电子最低能量) 可根据实验仪器的灵敏度和实验精度而调定。相对于放化方法, ν -e 散射法有 4 个特点: (1) ν 与 e' 之间有角关联 (e' 主要集中在 ν 方向), 使得能够测量中微子的方向; (2) e' 谱反映了 ν 谱, 使得能够测量中微子的能谱; (3) 对不同味的中微子都敏感, 但强度不一样 [见 (6) 式], 结合其他实验有可

能测量不同味中微子所占百分比; (4) 单个中微子散射事件能被电子学仪器记录下来, 可以对中微子进行实时测量。

为减小宇宙线的本底, Kamiokande II 实验设在日本 Alps 一个深 1km 的矿中^[13]。它是通过测散射电子在水中的 Cerenkov 辐射记录中微子信号的。矿井中有 3000 吨的水, 但为压低本底, 只是其中心部位的 680 吨水用于太阳中微子观测 (有 2.27×10^{32} 个电子)。该实验起初阈能 T_{\min} 为 9.3 MeV, 改善后为 7.5 MeV^[14,15]。因为 T_{\min} 较高, 只能记录 ^8B 和 hep 中微子。

2.3 ^{71}Ga 法

^{71}Ga 法的原理是



其最大特点之一, 就是 ν_e 的反应阈能低, 能够记录 PP 链的所有反应产生的中微子, 更重要的是可以探测 pp 反应产生的中微子。 ^{71}Ga 的电子俘获型 β 衰变的半衰期为 11.43d。通过放化方法把 ^{71}Ga 收集起来进行测量, 能够计算出中微子反应事件^[16]。

有两个实验小组利用该方法已经得到测量结果^[17]。一个是设在前苏联 Baksau 河谷的 SAGE 小组, 用的是 60 吨金属 Ga 做实验; 另一个是主要由欧洲人组成的设在意大利 Grau Sasso 实验室的 GALLEX 小组, 用的是 30 吨 GaCl_3 溶液。

2.4 其他方法

除了这里介绍的三种已给出太阳中微子测量结果的方法外, 人们也正在讨论或设计一些新的太阳中微子实验。若这些实验能在将来成功, 无疑对太阳中微子问题的研究有很大帮助。几个讨论得较多的方法包括地球化学法、其他放化法、直接计数法等^[7]。

3 标准太阳模型 (SSM)

标准太阳模型 (SSM) 是利用目前认为最好的物理学理论、核物理实验数据、太阳观测数据等, 根据恒星的结构和演化理论计算出来的太阳结构模型。因此, 随着物理学、天文学的进展, SSM 相应地也会得到改善。

3.1 恒星的结构和演化理论

一般地, 表征恒星结构的物理量 $q = q(r, \theta, \varphi, t)$ 。若恒星是球对称的, 则 $q = q(r, t)$ 。控制恒星的结构方程有质量方程、动量方程、能量方程和传能方程^[25]。在计算上以 $m(m$ 为半径 r 内的所有质量) 为自变量是方便的。

$$\begin{cases} \frac{\partial r}{\partial m} = (4\pi r^2 \rho)^{-1} \\ \frac{\partial P}{\partial m} = -\frac{Gm}{4\pi r^4} - \frac{1}{4\pi r^4} \frac{\partial^2 r}{\partial t^2} \\ \frac{\partial L}{\partial m} = \varepsilon_n - \varepsilon_\nu - C_P \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\delta}{\rho} \frac{\partial P}{\partial t} \\ \frac{\partial T}{\partial m} = \begin{cases} -\frac{3}{4ac} \frac{\kappa}{T^3} \frac{L}{16\pi^2 r^4} & (\text{辐射传能}) \\ \frac{\Gamma_2 - 1}{\Gamma_2} \frac{T}{P} \frac{\partial P}{\partial m} & (\text{对流传能}) \end{cases} \end{cases} \quad (10)$$

ρ 、 L 、 P 、 T 分别是 r 处 t 时刻的密度、光度、压强、温度， C_p 、 Γ_2 分别是定容比热和第二绝热指数。 $\delta = (\partial \ln \rho / \partial \ln T)_p$ 。除了 ρ 、 L 、 P 、 r 外，其他参数在确定以下三个有关物性的方程后是已知的：

$$\begin{cases} P = P(T, \rho, \{X_i\}) \\ \varepsilon_j = \varepsilon_j(T, \rho, \{X_i\}) \quad (j = n, \nu) \\ \kappa = \kappa(T, \rho, \{X_i\}) \end{cases} \quad (11)$$

它们分别为物态方程、产能率、不透明度。 $\{X_i\}$ 是化学组成， $j = n$ 、 ν 分别是核反应产能率和由中微子释放导致的负产能率。

化学组分 $\{X_i\}$ 给定后，(10) 就能唯一求解 (Vogt-Russel 定理 [18])。

3.2 从零龄主序星 (ZAMS) 到目前的 SSM

一般认为，把太阳当做处于流体静力学平衡状态是很好的近似。 $\partial r / \partial t = 0$ ，恒星结构方程 (10) 就会得到进一步的简化。

对于太阳，要建立结构模型，有两个自由参数： Y 、 L_m / H_p 。对太阳的光谱分析可得到表面重元素的丰度 Z ，很难用光谱方法得到太阳表面的氦含量 Y ，因而 Y 为一自由参数。在处理对流传能过程的混合程理论中，混合长度 L_m 取值是不确定的，因此，也把 L_m / H_p (以局部压强标高 H_p 为单位的混合长度) 当做自由参数。

另一方面，观测上可给出太阳光度 L_\odot 和表面有效温度 T_{eff} 。核反应导致 X_i 的变化，使得太阳主序演化 [19]。若两个初始自由参数 (Y 、 L_m / H_p) 取得合适，经过 $4.65 \times 10^9 \text{yr}$ (太阳年龄) 后，模型演化计算结果也能给出目前的太阳光度 L_\odot 和有效温度 T_{eff} 。换句话说 (图 1)，在 HR 图上，选定了 $\{Y, L_m / H_p\}$ 后，可得到 ZAMS 在 HR 图上的位置 A 。若只改变 Y (或 L_m / H_p)，ZAMS 的位置就会沿着图 1 中的破折线 (或点线) 方向改变。从估计的 $\{Y, L_m / H_p\}$ (相应的 ZAMS 位置是 B)，经 46.5 亿年演化至 C 。值得注意的是，若 $\{Y, L_m / H_p\}$ 只有微小的变化， BC 曲线并无大的修正：只是近似地作了平移。这可使我们方便地调节 $\{Y, L_m / H_p\}$ ，以使 C 点与 D 点 (目前的太阳) 重合 [20]。在计算过程中，若采用最好的物理学理论和实验、观测数据，就能得到一个 SSM。

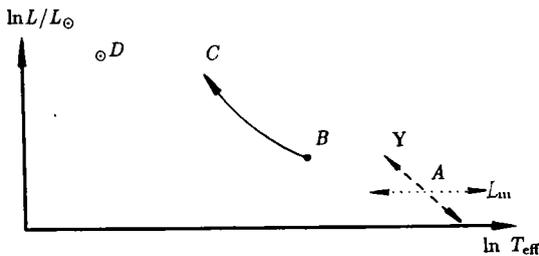


图 1 恒星主序阶段在 HR 图上的演化 (模型计算示意)

关于 SSM，有许多小组 [21] 给出。Bahcall 给出了不同核反应过程的中微子在太阳内部的产生部位 (图 2) 和太阳中微子谱 (图 3)，并利用反应截面计算出不同靶核的太阳中微子实验预言值 (表 3) [7]。

3.3 有关物性的讨论

在恒星结构的计算 (如 SSM 的建立) 过程中，有三大有关物性的“奠基性”工作 [(11) 式]。一个理论计算结果的好坏，很大程度上取决于这三

个有关物性的物理过程的描述和物理参数的选取 [22]。因此，对这三个有关物性的研究 (即使目前) 是必要的。

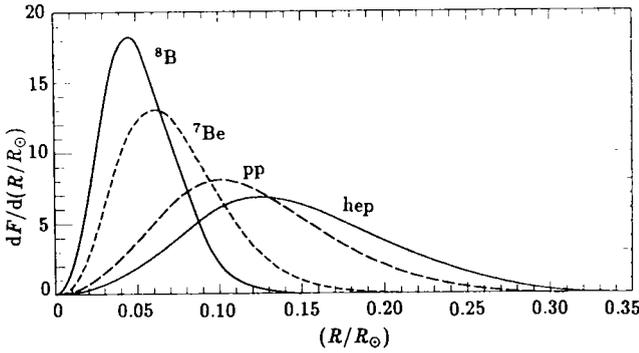


图 2 不同核反应过程的中微子在太阳内部的产生部位 [7] (R 为离日心的距离, F 为流量)

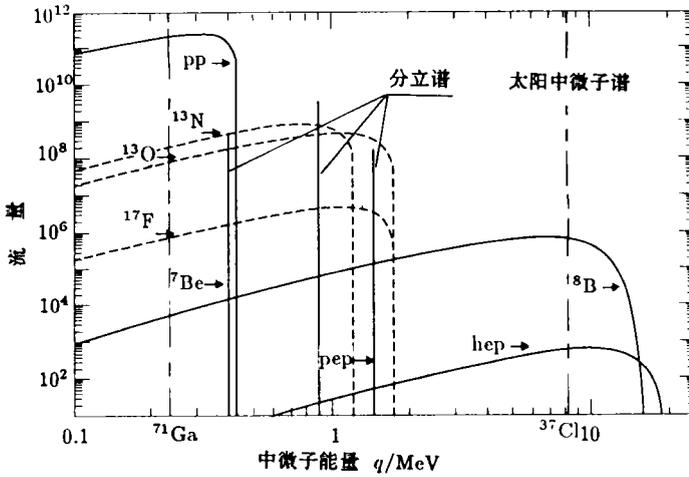


图 3 由 SSM 计算得出的太阳中微子能谱 [7] 纵坐标流量单位: 连续谱 $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{MeV}^{-1}$ 分立谱 $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ (分立谱即线状谱, 是指所放出的中微子是单能的。)

表 3 不同太阳中微子实验对太阳中微子计数率的预言值

靶核	^{37}Cl	^{71}Ga	^7Li	^{81}Br	^{98}Mo	^{115}In	$e - \nu$
预言值 (SNU)	7.9 ± 2.6	132 ± 20	51.8 ± 16	27.8 ± 17	17.4	639 ± 640	1(归一化)
实验值 (SNU)	2.2 ± 0.2	SAGE: $58^{+17}_{-24} \pm 14$ GALLEX: $83 \pm 19 \pm 8$					$0.48 \pm 0.05 \pm 0.06$

3.3.1 状态方程

若某粒子体系处于热平衡状态, 给出了体系内粒子的运动状态 (以温度 T 描述) 和粒子之间空间的大小 (以密度 ρ 描述), 则依据粒子的性质 (费米子或玻色子, 及其相互作用), 反映该粒子体系某一点统计性质的压强 P 是确定的。一般地, 粒子的性质是给定的, 那么, 状态方程就是描述 P 、 ρ 、 T 之间的关系: $P = P(\rho, T)$ 。

对于太阳, 理想气体模型是很好的近似^[22]。但是, 在建立 SSM 时, 还要考虑到辐射压和电子简并压^[23]、屏蔽作用^[24] 等的影响。

3.3.2 不透明度

不透明度 κ 是衡量恒星内部物质辐射传能能力的一个参数。光子从内部 (高温) 向外部 (低温) 扩散过程中, 将通过吸收或散射的方式受到阻碍。不透明度就用来描述光子受阻的程度, κ 愈大, 辐射传能能力愈小。在 LET (局部热动平衡) 近似下, 根据辐射传能理论计算 (设散射角分布只是散射角余弦的偶次方的函数), (10) 式的 κ 取 Rosseland 平均^[25]。

原子的吸收包括束缚—束缚过程、束缚—自由过程、自由—自由过程; 散射过程一般只讨论 Compton 散射的低能近似 (Thomson 散射)。Huebner 曾对运用于 SSM 建立的不透明度的计算作了详细讨论^[26]。

3.3.3 核反应率

Atkinsin 和 Hontermans 根据核反应的波动理论首次指出, 在恒星内部高温 ($\sim 4 \times 10^7 \text{K}$) 状态下, 热运动的质子有一定的几率穿透库仑势垒^[27]。Gamov 详细讨论了核反应率的计算及核合成在恒星演化过程中的作用^[28]。对于处于热平衡 (粒子的速度满足 Maxwell 分布), 温度为 T_6 (以 10^6K 为单位的温度值) 的恒星内部, 核电荷数为 Z_1 、 Z_2 , 约化原子量为 $A = A_1 \cdot A_2 / (A_1 + A_2)$ 的两核, 大部分产生核反应的粒子能量集中在 E_0 附近

$$E_0 = 1.2204(Z_1^2 Z_2^2 A T_6)^{\frac{1}{3}} \text{keV} \quad (12)$$

$$\text{宽度为 } \Delta \quad \Delta = 0.75(Z_1^2 Z_2^2 A T_6)^{\frac{1}{6}} \text{keV}$$

这个产能窗口称为 Gamow 峰。

用于 SSM 计算的核反应率公式由 Bahcall 给出^[7]。太阳是颗中等大小质量的主序星, 其主要通过 PP 链 (为主) 和 CNO 循环使四个氢合成一个氦。

4 太阳中微子问题 (SNP)

最早把太阳当作中微子源来讨论的是 Crane^[29], 他在其综述性文献中指出: “若太阳或地球物质的中微子作用平均截面合适 ($\sim 10^{-34} \text{cm}^2$), 将会观测到有趣的大范围的效应。”

实验上, 由 Pontecorvo 建议的 $^{37}\text{Cl}(\nu, e^-)^{37}\text{Ar}$ 反应堆中微子实验, 起初是为了检验轻子数守恒律^[30]。测量结果使人们意识到, 可以通过 $^{37}\text{Cl}(\nu, e^-)^{37}\text{Ar}$ 反应测太阳中热核聚变产生的正中微子^[31]。于是, 一个专门研究太阳中微子理论和实验的小组 1962

年正式成立了^[32]。第一次太阳中微子测量结果给出的总计数率为 3SNU，明显低于理论预言值^[12]，从而激发了许多物理学家对这一问题的研究。

由此可知，未曾料到的³⁷Cl 探测器理论计算与实验测量之间的差别产生了太阳中微子问题。20 年来，³⁷Cl 实验是唯一的太阳中微子实验。1987 年，Kamiokande II 实验证实了³⁷Cl 的实验中⁸B 中微子的缺少。90 年代以来，新型探测器⁷¹Ga 的使用，使人们认识到，低能太阳中微子观测值在统计误差范围内“一致”，但偏低^[33,17]；另外，³⁷Cl 探测器和 $e\nu$ 散射探测器的结果之间也是互相矛盾的^[33]。有关各种探测器的预言和实测值见表 3。

随着中微子观测数据的积累，太阳中微子流量是否随时间变化，以及如何随时间变化，这一问题变得突出了。Gavryusev 和 Gavryuseva 对 Homstake 1970 -- 1991 年间的观测结果的 Fourier 变换和统计分析表明^[34]，可能存在 314.2(< 1%)、116.4 (< 0.3%)、54.2(< 1%)、26.2(< 0.5%)、18.9(< 4%)、15.9(< 2%) 月的周期(括号中的数是由随机因素产生该周期的可能性)。这 7 个周期成分之和与实测数据的对比见图 4。

5 对 SNP 的粒子物理学研究

标准弱电模型描述了夸克、轻子的电磁和弱相互作用。该理论能在很精确的程度上与实验吻合。在这种以简洁的形式表达的模型中，轻子数守恒，中微子质量为零，忽略中微子的磁矩，并不否认有质量弱相互作用粒子(WIMPs)的存在。

存在比标准弱电模型更好的模型吗？许多理论物理学家认为是可能的。其原因之一是，标准模型中包含了大量只能由实验确定的自由参数。下面讨论几个与 SNP 相关的非标准弱电模型。

5.1 中微子质量与 MSW 效应

在“1.3 节”中介绍过真空中的中微子振荡。真空振荡不太可能是 SNP 的解，因为要使中微子流量产生大的影响，必须有强的代混合，其混合角要比已知的夸克混合角大很多。另外，为了得到与观测相符的结果，对中微子质量、平均能量、日地距离等参数必须进行仔细调整^[6]。

在介质中，中微子振荡效应得到加强。由(6)式知， ν_e 比 ν_μ (和 ν_τ) 更容易被 e 散射(这是因为与电子散射过程中， ν_e 参加带电流和中性流作用，而 ν_μ 和 ν_τ 只参加中性流作用)，在中微子从产生至探测器的过程中， ν_e 要比 ν_μ 、 ν_τ 走的路程多得多。因此，比起真空情形， ν_e 有更大的可能性转变成 ν_μ 或 ν_τ 。这就是所谓的 MSW 效应^[35]。

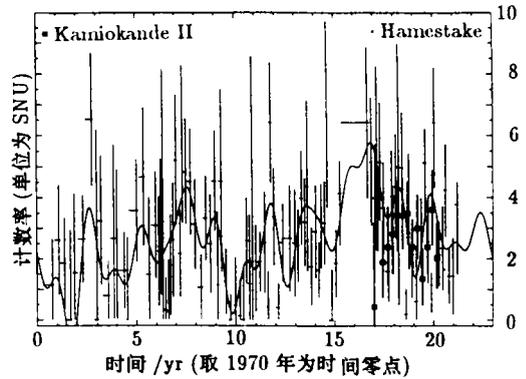


图 4 中微子流量可能的 7 个变化周期成分之和与观测值的对比^[34]

太阳内部被 e 散射的 ν_e 几乎能完全转变成其他味的中微子, 这就不需要像真空振荡那样仔细调整参数: 为得到测量结果, 有关的中微子参数可在很大的范围内变化。如果我们接受了 SSM, 通过分析不同太阳中微子探测器的数据, 可给有关中微子性质的参数一定的限制。

中微子代的混合主要决定于混合角 θ 和质量差 Δm^2 [(1) 和 (2) 式]。因此, 一般在 $\sin^2 2\theta - \Delta m^2$ 图上给出参数的限定区域 [59]。

中微子味振荡破坏了轻子数守恒律, 并且需要中微子有质量。这些并不是革命性的, 一些经仔细研究的大统一模型能满足这些要求。太阳可能是研究中微子振荡和中微子质量的一个好的“实验室”。

5.2 中微子磁矩

带质量的 Dirac 中微子有磁矩。如果此磁矩大到 $10^{-10} \sim 10^{-11} \mu_B$ (Bohr 磁子), 当中微子穿过太阳外部几千高斯的磁场区域时, 左旋 ν_e 能翻转成右旋的 ν_e (中微子是二分量的), 从而使得可测的 ν_e 减少 [36]。这一方案曾被用来解释中微子的俘获率与太阳黑子周的反相关 [37]。考虑到代的混合和介质的作用, Akhmedov 和 Khlopov 得出 [38], 自旋翻转过程也存在类似于 MSW 效应的振荡。

5.3 中微子衰变

若 ν_e 不是最轻的中微子, 中微子可能衰变成更轻的中微子和一个光子或标量 Bose 子 [39,40]。但是, 对 SN1987A 中微子观测表明, 若中微子没有强的代混合, 中微子衰变不太可能发生。

5.4 带质量弱作用粒子 (WIMPs)

WIMPs 的存在可同时解决暗物质问题和 SNP [41]。在宇宙早期如果产生了足够的 WIMPs, 可说明现存的暗物质。这种存在于星系晕中的中性粒子可被太阳的引力场捕获, 并且被捕获的 WIMPs 能有效地把能量从太阳内部传到外部, 以降低太阳核心部位的温度梯度, 因而导致 ${}^8\text{B}$ 中微子流量减少 [42] (从图 2 知, 由于 ${}^8\text{B}$ 中微子主要产生于核心区, 中心温度的降低势必导致 ${}^8\text{B}$ 中微子流量的降低)。另外, 含有 WIMPs 的太阳模型也能够得到与振荡频率吻合的 P 模 [43]。

6 对 SNP 的天体物理学研究

认为太阳中微子是常规的, SNP 本质上是太阳内部结构问题。目前来自太阳内部的信息只有两个: 太阳中微子和太阳振荡 (日震)。

6.1 日震学与 SNP

第 3 节建立的 SSM (给出了 ρ 、 T 、 $\{X_i\}$ 等的 r 函数), 这是太阳的基态。太阳的激发态 (振荡) 特征能反应基态的状况, 这是日震学研究太阳内部结构的基本思想。

1960 年, Leighton 等人 [44] 用日球谱成像技术发现了太阳 5 分钟振荡。10 年后, Ulrich [45] 给这一现象以理论描述。Ulrich 认为, 太阳振荡是局限于光球下的驻声波, 并指出这种驻声波只存在于 $k_{\text{h}} \cdot \omega$ (水平波长 \cdot 角频率) 图中的一些离散曲线上。这一点被 Deubner [46] 的观测所证实。至此, 研究太阳的一个新的分支——日震学诞生了 [19]。

与地震学类似^[47], 日震学研究的基本问题也包括正演和反演。给定太阳模型而计算振荡本征模式, 是正演问题; 不依赖太阳模型, 而根据观测到的太阳振荡数据建立起太阳结构模型, 这是反演问题。从建立太阳内部结构的意义上说, 反演方法是更基本的。

日震学反演得到的日震模型是非历史的; 由于中微子与物质作用截面极小, 所以太阳中微子观测信息也反映了太阳的目前现状。这两种方式得到的有关太阳结构的信息理应一致, 但目前大多数模型很难同时很好地符合日震学和中微子观测的要求: 符合日震频率的模型, SNP 加剧了; 符合中微子观测的模型, 又偏离了日震观测的要求^[48,49]。

初始氦丰度的微小增加得到的太阳模型, 使计算得出的振荡频率与观测频率有吻合的趋势, 却使⁸B 中微子流量的预言值增加。低 Z 模型被认为是解决中微子问题很可能的途径, 但计算的振荡频率与观测频率差别很大^[50]。

含有 WIMPs 的太阳模型能够得到与振荡频率吻合的 P 模^[43], 同时所预言的⁸B 中微子流量也比 SSM 计算的要低很多。

考虑到氦和重元素重力分异效应的太阳模型所给出的对流带深度, 与由日震反演得到的对流带深度的吻合程度, 要比不考虑该效应的结果好; 但所计算的³⁷Cl 和⁷¹Ga 探测器的中微子计数值分别增加了 25% 和 7%^[51]。

6.2 天体物理领域中的非标准太阳模型(NSSM)^[7]

减少热压模型 假设有其他机制的压力(如快速旋转的离心力或磁压等)明显起作用以平衡引力, 则就减少了热压, 从而降低温度, 使核反应率减小。

³He+³He 共振反应模型 若³He+³He 发生共振反应, 有可能得到与目前四个太阳中微子实验值一致的结果^[52]。因此, 对共振参数 S_{33} 的地下低本底测量是必要的, 这有待于实验核物理学家的努力。

低 Z 模型 重元素丰度值 Z 的减少, 将导致不透明度的降低, 从而使得太阳中心温度的下降。 Z 值降低的可能原因之一是太阳历史上重元素的污染。因为, 计算 SSM 时, 认为 Z 初始值是目目前太阳表面 Z 值, 考虑到太阳历史上的表面污染, 这个 Z 值就偏大了, 这样就会使得我们对太阳中微子流量的估算值偏大。但是, 低 Z 模型不能得到与日震资料吻合的结果^[50]。

非流体静力学平衡模型 有相当一部分 NSSM 认为, 至少在太阳核心部位不处于流体静力学平衡状态。内部物质的混合能使中心温度 T_c 降低, 从而使得⁸B 中微子流量降低。

内部物质的混合方式有两种。一种是稳衡混合(称之为“准平衡”状态)。由于持续的“新鲜”的 H 流入, 使得 T_c 在低于 T_c^{SSM} 的情况下也能释放足够的核能, 从而使得高核电荷数值的核反应率(例如³He(α, γ)⁷Be)明显降低。由于这种机制能够提高 PP I 链的产律, 降低⁸B 中微子流量, 所以比较符合目前太阳中微子观测结果。但不幸的是, 这种准平衡状态的太阳模型不能给出与日震资料吻合的振荡频率^[53], 因而它是不可取的(事实上, T_c 的降低不能使外部对流深度增大, 这一点与日震学要求不符)。

另一种方式是突然混合(称之为“不平衡”状态)。Dilke 和 Gough 首先从太阳核心的稳定性分析出发, 认为逐渐增大的不稳定性最终会使得内部物质混合^[54]。他们的计算结果表明, 混合将导致太阳光度下降 $\sim 5\%$ 。Rood^[55]、Ezer 和 Cameron^[56] 对人

为地给定太阳内部一定质量的混合进行过研究。由于 H 和 ^3He 的突然流向中心,核反应率短时间大增,太阳体积膨胀,最终使得太阳光度下降 $\sim 30\%$ ^[56]。由于它能给出低于 SSM 得到的中微子流量, T_c 的降低导致 ^8B 等高能中微子流量比低能中微子流量要减少得多,所以定性上这种机制是可能的。

要使得太阳内部物质混合,必须要有输入能量以克服太阳内部长期演化导致的化学分异。这就是太阳内部物质混合机制的问题。长期以来,太阳内部的不平衡状态之所以得不到普遍的注意,根本原因就在于找不到一种使人信服的混合机制。

非常规产能方式 假如太阳内部相当一部分能量的产生不是通过 PP 链来完成的,SSM 就必须作根本性的修改。若太阳内部以 CNO 循环为主产能,则太阳中微子能谱要比 SSM 的低;若太阳内部有一小黑洞提供能源,测得的中微子流量势必变小;若“冷聚变”现象^[57,60]能在太阳上起一定作用,有可能得到符合观测的中微子流量。

7 结 论

综上所述,太阳中微子问题起源于中微子流量实测结果与标准太阳模型计算值不符的矛盾,特别是其中的高能中微子成份。这一问题有可能从粒子物理学角度解决;也可能结合日震学研究从天体物理学角度解决。任何一种企图解决太阳中微子问题的模型,都应能得到与中微子流量和太阳振荡这两种观测资料相符的结论。

目前,不少学者从 MSW 效应入手,结合各种中微子探测器得到的数据拟合出有关中微子性质的参数(混合角 θ 和质量差 Δm),这实质上是将太阳当作一个高能物理实验室来研究有关粒子的性质。

值得一提的是,若存在 WIMPs,则既能降低中微子流量,又能得到与日震资料吻合的太阳模型(当然在解决宇宙暗物质问题上也有意义,见 5.4 节),只是目前这种粒子存在与否还没有定论。如果存在类似于起 WIMPs 作用的其他传能机制,则也有希望解决太阳中微子问题。

另外,太阳内部物质的突然混合,太阳非常规产能方式(如“冷聚变”),对于进一步探讨太阳中微子问题也是有意义的。

总之,目前企图解决太阳中微子问题的模型很多,要想最终揭开这个谜,有待于太阳中微子观测数据的进一步积累和新型太阳中微子探测器的研制与使用;当然,日震学的进展对太阳内部结构的研究也起到关键性作用。

致谢 乔国俊、赵志泳等教授曾详细地阅读了本文初稿,并提出了许多宝贵的建议,在此,作者深表感谢。

参 考 文 献

- [1] 章乃森, 粒子物理学 (上、下册). 北京: 科学出版社, 1986
- [2] Fermi E. Zeits. f. Physik, 1934, 88: 161
- [3] Wang K C. Phys. Rev. 1942, 61: 97
- [4] Allen J S. Phys. Rev. 1942, 61: 692
- [5] 高崇寿, 曾谨言. 粒子物理与核物理讲座. 北京: 高等教育出版社, 1990
- [6] Bahcall J N, Davis R J, Wolfenstein L. Nature, 1988, 334: 487
- [7] Bahcall J N. Neutrino astrophysics. Cambridge: Cambridge Univ. Press. 1989
- [8] 't Hooft G. Phys. Lett., 1971, B37: 195
- [9] Freedman D Z. Phys. Rev., 1974, D9: 1389
- [10] Drukier A, Stodolsky L. Phys. Rev., 1984, D30: 2295
- [11] Weiberg S. Int. J. Mod. Phys., 1987, A: 2301
- [12] Davis R J, Harmer D S, Hoffman K C. Phys. Rev. Lett., 1968, 20: 1205
- [13] Koshiha M. Phys. Rep., 1992, 220: 213
- [14] Hirata K S *et al.* Phys. Rev. Lett., 1989, 63: 16
- [15] Hirata K S *et al.* Phys. Rev. Lett., 1990, 65: 1297
- [16] Kuzmin V A. Sov. Phys.-JETP, 1966, 22: 1050
- [17] Hampel W. J. Phys. G: Part. Phys., 1993, 19: S209
- [18] Zirin H. Astrophysics of the Sun. Cambridge: Cambridge Univ. Press. 1988
- [19] Stix M. The Sun: An Introduction. Berlin: Springer-Verlag. 1989
- [20] Kippenhahn R, Weigert A. Stellar structure and evolution. Berlin: Springer-Verlag, 1990
- [21] Bahcall J N, Pinsonneault M H. Rev. Mod. Phys., 1992, 46: 885
- [22] Schwarzschild M. Structure and evolution of the stars. Princeton: Princeton Univ. Press. 1958
- [23] Rakavy G, Shaviv G. Ap. J., 1967, 148: 803
- [24] Bahcall J N, Shaviv G. Ap. J., 1968, 153: 113
- [25] Clayton D D. Principle of stellar evolution and nucleosynthesis. Chicago: Univ. of Chicago Press, 1968
- [26] Huebner W F. In: Sturrock P A ed. Physics of the Sun, Vol.1. Dordrecht: Reidel. 1986
- [27] Atkinson R *et al.* Zeits. f. Physik, 1929, 54: 656
- [28] Gamov G. Phys. Rev., 1938, 5: 3595
- [29] Crane H R. Rev. Mod. Phys., 1948, 20: 274
- [30] Pontecorov B. Chalk River Laboratory Report PD-205, 1946
- [31] Davis R J. Phys. Rev., 1955, 97: 766
- [32] Bahcall J N, Davis R J. In: Barnes *et al.* eds. Essays in nuclear astrophysics. Cambridge: Cambridge Univ. Press. 1982
- [33] Bahcall J N, Bethe H A. Phys. Rev., 1993, D47: 1298
- [34] Gavryusev V, Gavryuseva E. Astron. Astrophy., 1994, 283: 978
- [35] Mikheyev V, Smirnov A Y. Nuovo Cim., 1986, 9C: 17; Wolfenstein L. Phys. Rev., 1979, D20: 2634
- [36] Cisneros A. Astrophys. Space Sci., 1971, 10: 87
- [37] Voloshin M B *et al.* Sov. J. Nucl. Phys., 1986, 44: 440
- [38] Akhmedov E, Khlopov M Y. Mod. Phys. Lett., 1988, A3: 451
- [39] Frieman J *et al.* Phys. Lett., 1988, B200: 115
- [40] Bahcall J N *et al.* Annu. Rev. Astron. Astrophys., 1972, 10: 25
- [41] Press W H, Spergel D N. Ap. J., 1985, 296: 679
- [42] Griest K, Seckel D. Nucl. Phys., 1987, B283: 681

- [43] Dappen W *et al.* Nature, 1986, 321: 229
- [44] Leighton R B *et al.* Ap. J., 1962, 135: 474
- [45] Ulrich R K. Ap. J., 1970, 162: 993
- [46] Deubner F L. Astron. Astrophys., 1975, 44: 371
- [47] Aki A, Richards P G. Quantitative seismology. San Francisco: Freeman and Company, 1980
- [48] Leibacher J W *et al.* Sci. Am., 1985, 253(3): 34
- [49] 熊大闰. 天文学进展, 1988, 6: 83
- [50] Bahcall J N, Ulrich R K. Rev. Mod. Phys., 1988, 60: 297
- [51] Proffitt C R. Ap. J., 1994, 425: 849
- [52] Castellani V *et al.* Astron. Astrophys., 1993, 127: 601
- [53] Roxburgh I W. Solar Phys., 1985, 100: 21
- [54] Dilke F W W, Gough D O. Nature, 1972, 240: 262
- [55] Rood R T. Nature, 1972, 240: 178
- [56] Ezer D, Cameron A G W. Nature, 1972, 240: 180
- [57] Tsarev V A. Sov. Phys.-Usp., 1992, 35: 842
- [58] Bahcall J N. Phys. Rev., 1964, B135: 137
- [59] GALLEX Collaboration *et al.* Phys. Lett., 1992, B285: 390
- [60] 张信威等. 科学, 1994, 46: 39

(责任编辑 刘金铭)

The Solar Neutrino Problem

Xu Renxin Luo Xianhan

(Geophysics Department, Peking University, Beijing 100871)

Abstract

The solar neutrino problem (SNP) is reviewed on the bases of neutrino physics, solar neutrino detection and standard solar model. It is interesting that the detected neutrino flux values of different solar neutrino detectors are lower than the values caculated by SSM in different degree. The studies on SNP in particle physics and in astrophysics are also discussed respectively.

Key words Sun: particle emission—Sun: interior- elementary particles- equation of state