



在电子-氘核非弹性散射中 检验宇称破坏的实验

近十年来,在粒子理论方面,由温伯格和萨拉姆提出的把电磁相互作用和弱相互作用统一起来的理论(一般记作 $SU(2)_L \times U(1)_{L+R}$),取得了很大成就。

这个理论(现称作温伯格-萨拉姆模型,以下简称 W-S 模型)是 1967—1968 年由美国的温伯格教授和巴基斯坦的萨拉姆教授各自独立提出的。这个理论中很重要的一点是预言弱中性流的存在,而当时实验上并没有观察到弱中性流的现象。由于没有实验的支持,所以当时这模型并未引起人们的重视。

1973 年,美国费米实验室和西欧原子核研究中心在实验上相继发现了弱中性流,之后,人们才开始对 W-S 模型重视起来,认识到它可能是一个很有希望的理论。于是,不少实验物理学家开始安排有关实验,希望进一步定量地来验证他们的理论。经过几年努力,结果十分令人鼓舞,无论是轻子-强子作用,还是轻子-轻子散射等实验,所有的结果都在实验误差范围内与 W-S 模型的预言一致。其中特别是 1978 年 8 月在东京发表电子-氘核非弹性散射实验以及 1979 年 8 月在美国发表的中微子-电子弹性散射实验,对定量地验证 W-S 模型作出了重要贡献,充分证明 W-S 模型的预言是正确的。

由于在粒子理论方面的这一巨大成就,1979 年 10 月,瑞典皇家学会宣布,授予温伯格教授和萨拉姆教授(还有美国的格拉肖教授)1979 年度物理学诺贝尔奖金。

对证明 W-S 电弱统一理论的正确性作出巨大贡献的、十分关键的一个实验就是在美国斯坦福直线加速器实验中心做的,由泰勒教授领导的电子-氘核非弹性散射中的宇称破坏的实验。这个实验是怎么做的呢?它如何证明了 W-S 模型呢?这也许是大家感兴趣的问题,也是本文要着重叙述的。为了清楚起见,先十分简单地叙述一下 W-S 模型及从中得出的一个十分重要的参量 $\sin^2\theta_w$ (θ_w 称为温伯格角)的物理意

义。

大家知道,通常的电磁相互作用是通过交换一个光子来实现的,或者说是由电磁场传递的(γ 是静止质量为 0 的矢量粒子,又不带电,故相应的是中性流)。而弱相互作用是通过交换中间波色子(W^\pm, Z^0)来实现的,或者说是由弱场传递的(W^\pm, Z^0 是大质量的矢量粒子,与 W^\pm 相应的是弱带电流,与 Z^0 相应的是弱中性流)。这二种作用的差异是作用强度相差太大(差 10^{10} 倍以上),而相似之处则是都由矢量粒子来传递作用。如果只凭它们表现出的悬殊的作用强度,人们不会相信它们能统一起来,而温伯格和萨拉姆则是抓住了它们的相似之处,得出了电弱统一的理论。

W-S 模型的基本出发点就是利用杨-米尔斯的规范场理论,引入希格斯机制使传递子带上质量,从而把电磁作用和弱作用二者统一在一起,用一个单一的理论来描述。在他们的理论中,电磁场和传递弱作用的中间波色子场处于同等地位,都是该理论中的规范场。电磁相互作用和弱相互作用二者都是由规范场来传递的,其原初耦合强度可能是一样的,只是由于中间矢量粒子的质量不同,才显示出不同强度。就是说,弱作用的强度与传递弱作用的矢量粒子的质量有关,质量越大,作用越弱,质量越小,作用越大。这也解释了二者耦合强度相差很大的原因。

关于温伯格角 θ_w 的简单的物理意义可以形象地来加以说明。我们知道,在 W-S 模型提出之前,描写电磁作用和弱作用是利用表 1 所示的形式:

表 1

场	场的流	传递量子	耦合常数
电磁	A_μ	γ	e
弱	$J_\mu(W^\pm, Z^0)$	W^\pm, Z^0	$g^\pm, g^Z = g$

其中 A_μ 是描述电磁场的流, J_μ 是描述弱场的流; γ 是光子, W^\pm, Z^0 是中间波色子; e 和 $g^\pm, g^Z = g$ 分别是电磁作用和弱作用的耦合常数,两者是独立无关的。然而在电弱统一的 $SU(2)_L \times U(1)_{L+R}$ 理论中,基本耦合常数不再是“ e ”和“ g ”了。在 $SU(2) \times U(1)$ 中引入了电弱同位旋算符 τ 和电弱超荷 Y 。这时,基本的相互作用拉格朗日量由二部分组成,即

$$\mathcal{L}_{\text{电磁+弱}} = g_r \left[\sum_i \bar{\psi}_L^i \frac{\boldsymbol{\tau}}{2} \psi_L^i \right] W_\mu^r + g_Y \left[\sum_i \bar{\psi}_i Y \psi_i \right] W_\mu^Y \quad (1)$$

其中 W_μ^r 的三个分量为 W^+, W^-, W^3 , 都是中间矢量波色子场(即电弱同位旋群 $SU(2)$ 规范场), 它们耦合到电弱同位旋 $\boldsymbol{\tau}$ 上, 耦合常数为 g_r . 而 W_μ^Y (电弱超荷群 $U(1)$ 规范场) 是单个的, 它耦合到电弱超荷 Y 上, 耦合常数为 g_Y . 此时, 完全的对称性则是 $SU(2) \times U(1)$, 相应的各描述量列在表 2 中:

表 2

场	场的流	传递量子	耦合常数
电弱统一 ($SU(2) \times U(1)$)	W_μ^Y W_μ^r	W^Y W^+, W^-, W^3	g_Y g_r

从表 2 看到, 描写电弱统一场的流是 W_μ^Y 和 W_μ^r , 传递量子为 W^Y, W^\pm 和 W^3 , 而电弱统一的基本耦合常数则为 g_Y, g_r .

那么 e, g (是可以直接测量的耦合常数) 与 g_Y, g_r (是不能直接测量的) 之间有什么关系? 可用

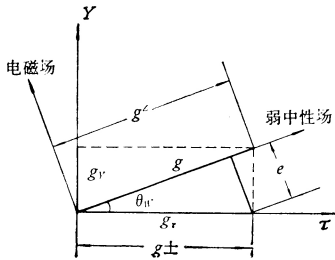


图 1 e, g 和 g_r, g_Y 之间的关系

图 1 表示, 以 $\boldsymbol{\tau}$ 和 Y 代表统一理论的二个轴, 基本耦合常数 g 在这二轴上的投影即分别为 g_r 和 g_Y :

$$g_r = g \cos \theta_w \quad (2)$$

$$g_Y = g \sin \theta_w \quad (3)$$

$$g_Y/g_r = \tan \theta_w \quad (4)$$

同时, 取弱中性耦合常数为 g^Z , 弱带电耦合常数为 g^\pm , 则有 $g^\pm = g_r, g^Z = g$ (即原先已知的弱耦合常数), 于是

$$g_r/g = g^\pm/g^Z = \cos \theta_w \quad (5)$$

此外, 从图看到 e 是 g 的二次投影结果, 即

$$g \cos \theta_w \sin \theta_w = e \quad (6)$$

$$g_r = e / \sin \theta_w, \quad g_Y = e / \cos \theta_w \quad (7)$$

由此可见, θ_w 实际上是联系这二类耦合常数的一个参量.

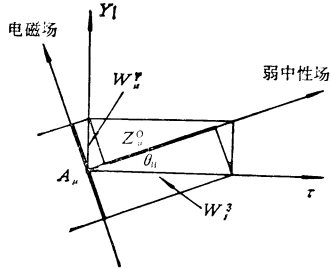


图 2 W_μ^3, W_μ^Y 和 A_μ, Z_μ^0 之间的关系, 也可用图 2 表示出来: 仍

取 $Y, \boldsymbol{\tau}$ 为电弱统一的二个直角轴, 同时, 对应于电磁场和弱中性场也作成二个互相垂直的轴. 两套直角轴之间相当于一旋转角 θ_w , 而 W_μ^3 和 W_μ^Y 分别在电磁场和弱中性场轴上的投影为

$$A_\mu = W_\mu^Y \cos \theta_w + W_\mu^3 \sin \theta_w \quad (8)$$

$$Z_\mu^0 = -W_\mu^Y \sin \theta_w + W_\mu^3 \cos \theta_w$$

从上面总起来看: W_μ^\pm 场的量子是带电波色子 W^\pm , 而 W_μ^3 和 W_μ^Y 则没有可观察的量子. 但它们以 θ_w 角混合后产生 A_μ 和 Z_μ 场, 相应于 A_μ 和 Z_μ 场的量子则是可观察的物理粒子 γ 和 Z^0 .

因此, W-S 模型的电弱统一理论告诉我们, 原先已经了解得很好的电磁场和还不够透彻了解的中性弱场, 并不是基本的场. 基本场是 W_μ^3 和 W_μ^Y , 它们二者的混合才产生出电磁场 A_μ 和中性弱场 Z_μ^0 , 才有可观察的物理粒子 γ 和重的中间波色子 Z^0 (预期其质量在 85 京电子伏/ C^2 左右, 即差不多 90 倍于质子质量, 至今实验上还没有观察到). 而混合的方式和 A_μ, Z_μ^0 的大小以及 $SU(2)$ 和 $U(1)$ 这二个基本规范群的相对权重则由参量 θ_w 来决定. 以上就是电弱统一及 θ_w 的意义的一个大概.

从上述可以看到, 在 W-S 模型中, θ_w 是一个极为关键的量, 而且对于所有的电磁作用、弱作用它都应该取同一个值. W-S 模型预言 $\sin^2 \theta_w$ 的值为 0.23—0.25. 因此从各种实验来推算 $\sin^2 \theta_w$ 的值, 就是检验 W-S 模型的钥匙.

对于不同的相互作用, 测量 $\sin^2 \theta_w$ 值的方法各有不同. 大致有四类: 1) 轻子-强子散射, 2) 轻子-轻子散射, 3) 轻子-强子干涉 (自由粒子态), 4) 轻子-强子干涉 (束缚粒子态). 这里仅介绍对证明 W-S 模型极为关键的一个实验, 它是属于以上的第三类.

由泰勒教授领导的这个实验是在美国斯坦福直线加速器实验中心进行的. 所研究的作用过程是

$$e \text{ (极化的)} + d \text{ (非极化的)} \longrightarrow e' + X \quad (9)$$

其中 e 是入射的纵向极化的电子, d 是非极化的氘核, e' 为散射电子, X 为所有其他的作用产物.

被测量的量叫做宇称破坏不对称性 A , 其定义是

$$A = \frac{\sigma_R - \sigma_L}{\sigma_R + \sigma_L} \quad (10)$$

其中 $\sigma_{R(L)}$ 是右手(左手)纵向极化电子从 d 上散射的微分截面, $\sigma_{R(L)} = d^2 \sigma_{R(L)} / d\Omega dE'$ (即散射电子 e' 落在一定方向上的, 在单位能量和单位立体角内发生作用(9)的几率), 需要从实验中实际测量得出.

实验的出发点是, 如以上过程仅仅是通过电磁作用产生, 则由于电磁作用中宇称守恒, 将不会产生左右不对称性, 即 $\sigma_R = \sigma_L, A = 0$. 如以上过程, 除电磁作用外还存在弱中性流(通过交换 Z^0)的作用, 则将出现宇称破坏部分(因为弱作用中宇称不守恒), 它和电磁作用相干涉的结果, 将使 $\sigma_R \neq \sigma_L$, 从而使 $A \neq 0$.

因此,根据测量 A 是否不等于 0, 就能检验以上过程除了电磁作用外, 是否还有弱中性流的耦合; 再从 A 的具体值的大小, 又可以推出 $\sin^2\theta_w$ 值的大小, 使之与理论预言作比较。

在夸克一部分子模型假设下, 电子-强子散射的不对称性的一般形式可表示为

$$A/Q^2 = a_1 + a_2 \frac{[1 - (1 - Y)^2]}{[1 + (1 - Y)^2]} \quad (11)$$

其中 Q^2 是不变的四动量传递的平方, $Y = \frac{E_0 - E'}{E_0}$

表示从电子传递给强子的那部分能量的分数, (E_0 为入射电子能量, E' 为散射电子能量, $E_0 - E'$ 为传递给强子的能量)。由于内核 d 是同位旋标量, 预料其系数 a_1 和 a_2 是常数。而在 W-S 的 $SU(2) \times U(1)$ 规范

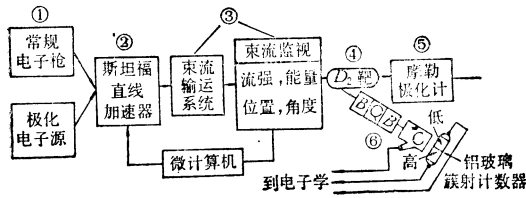


图3 $e + d$ 非弹性散射的实验装置示意图

理论中, 可推导出以下关系:

$$\frac{A}{Q^2} = \frac{G_F}{2\sqrt{2}\pi\alpha} \cdot \frac{9}{10} \left[1 - \frac{20}{9} \sin^2\theta_w + (1 - 4\sin^2\theta_w) \frac{1 - (1 - Y)^2}{1 + (1 - Y)^2} \right] \quad (12)$$

其中 $G_F = 1.02 \times 10^{-5} / M_p^2$ 是费米耦合常数, M_p 是质子的质量, $\alpha = \frac{1}{137}$ 是精细结构常数。

$$Y = \frac{E_0 - E'}{E_0}$$

可实际测出, Q^2 也是实验可知的, A 则可从实验测得的 σ_R, σ_L 得出。根据以上的各已知值代入式(12)就可直接得出 $\sin^2\theta_w$ 值。

此实验整个过程的示意图表示在图3中。图中各部分包含的主要内容是:

① 加速器的电子注入器有两种。一种是常规的无极化电子枪, 另一种是可产生纵向极化(右手的和左手的) 电子的电子枪。极化电子是利用新发展的砷化镓(GaAs)晶体, 装在类似于正规电子枪的结构上, 用圆偏振的莱塞光照射, 使从它的表面放出纵向极化电子, 而后作为极化电子束注入到加速器中。对每个短的束流脉冲(1.5 微秒长), 极化是不变的。利用反转莱塞光的圆偏振方向, 可把极化从右手的变为左手的, 或者相反。

② 电子注入直线加速器后, 经加速使电子能量达到 16.2 京电子伏到 22.2 京电子伏。运行条件是每秒钟 120 次脉冲束流。

③ 使达到预定能量的极化电子进入束流输运系

统, 其功能是确定束流能量, 能量分辨率可达 1.5%。其中还配置有束流测量器, 以测定每个脉冲中打到靶上的电荷数。也还装有共振微波位置监视仪, 以监视打到靶上每一束流脉冲的位置和角度, 并通过微计算机带动与加速器联结的反馈系统(利用位置和能量信号), 以稳定平均束流位置、角度和能量。

④ 经束流输运系统后, 束流偏转了约 24.5° , 然后打到 30 厘米长的液氘(d)靶上, 相当于 0.04 (辐射长度)。

⑤ 穿过 d 靶的电子, 通过摩勒(Møller)极化计来测量和监视极化度 $|P_e|$, 得到平均极化度为 $P_e = 37 \pm 2\%$ 。摩勒极化计是一种用来测定入射电子极化程度的仪器, 其原理是利用观察极化电子与极化靶电子(用一个铝箔获得)散射(叫摩勒散射)的不对称性。

⑥ 利用谱仪测量在 4° 处的电子散射截面, 用计数器系统测定电子流量, 而由谱仪确定散射电子的角度和动量(变化从 11 到 16.5 京电子伏/C, Q^2 在 1—1.9 (京电子伏/C)² 之间)。谱仪的组成是: 先是一块两极分析磁铁(B), 接着是一个四极聚焦磁铁(Q), 再是一块两极分析磁铁(B)。紧接着是一个 3 米长的充氮的气体契伦科夫计数器(Č)。其后是一个厚度为 9 个辐射长度的铅玻璃簇射计数器, 分成高动量的和低动量的各半。这二类计数器通过分开的电子学通道而独立无关地运行(不作符合), 两者的结果用来作相互交叉的检验。高速束流的处理是利用把光电倍增管阴极电流积分起来, 以度量电子的通量, 并在计算机中归一化到打到靶上的电荷数。

从原理上和实验示意图来看, 这实验似乎很简单, 但实际上此实验是非常难做的。主要原因在于, 在他们所取的能量及运动学区, 弱作用与电磁作用干涉引起的不对称性 A 非常小, 预期在 10^{-4} 数量级。而从公式(10)看, 如要测出 A 的值使精确到 10^{-4} , 则要求 σ_R, σ_L 精确到 10^{-5} , 这就要求实验量的统计误差和系统误差必须在 10^{-5} 水平。这样小的相对误差的要求, 给测量技术带来很大困难, 它要求每项技术指标只能有极微小(10^{-5})的涨落。为此, 他们采取了以下措施:

① 随机地, 迅速地选择右手和左手极化脉冲的样品, 以除去在仪器中由系统漂移(或在加速器中周期性效应)引起的任何偏差, 并对所有重要因子(电流, 能量, 位置和角度)加以监视, 使这些因子的系统误差都控制在 10^{-5} 水平。

② 用微计算机处理从束流输运系统的微波腔产生的信号, 并校正它到 0 漂移处, 从而监视束流中能量、位置和角度。

③ 使二个加速的速调管位相朝前或朝后变化 90° , 以增加或减少束流动量; 并且调整在束流磁铁中的电流, 以校正位置和角度。这二个步骤满意地改善了束流因子的稳定性。

④ 读出每一束流脉冲在监视器中的信号,并贮存在需要分析的其他数据之间,在离线分析中,这些信息被用来消除系统误差.

⑥ 监视极化度,没有发现有退极化的现象.

⑦ 用常规电子束入射以作比较,结果是 $A = 0$,即不存在不对称性.

⑧ 高计数量,使 $\sigma_{R(L)}$ 统计误差小于 10^{-3} .

此外,还作了各方面的反复校验和对比,最后终于测出了 10^{-4} 数量级的 A 值.

在实验进行中,还作了能量,自旋进动和极化关系的考虑:

与式(10)宇称破坏不对称性 A 有关的实验直接得出

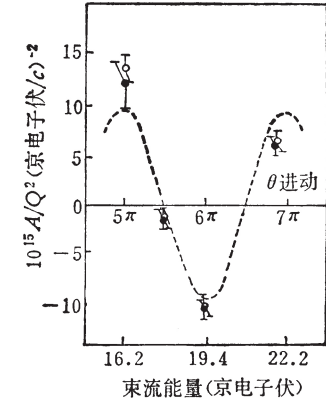


图4 A/Q^2 与束流能量的实验点图

- 气体契伦柯夫计数器
- 铅玻璃簇射计数器

的不对称性 $A_{\text{实验}}$ 有以下关系:

$$A_{\text{实验}} = P_e A \quad (13)$$

式中 P_e 为电子极化程度. 由于电子存在反常磁矩以及在运输系统中偏转了 24.5° , 故电子自旋将在运动方向进动. 进动量以下式表示,

$$\theta_{\text{进动}} = r \frac{g-2}{2} \theta_{\text{偏转}} = \frac{E_0 \pi}{3.237 \text{ (京电子伏)}} \text{ 弧度} \quad (14)$$

这表示不同入射能量下, $\theta_{\text{进动}}$ 是不同的, 譬如在 16.2 京电子伏处, $\theta_{\text{进动}} = 5\pi$, 在 19.4 京电子伏处, $\theta_{\text{进动}} = 6\pi$, 在 22.2 京电子伏处, $\theta_{\text{进动}} = 6.9\pi$. 为此, 对于源极化的实验不对称性, 根据 $g-2$ 进动, 应按下式调制,

$$A_{\text{实验}}/Q^2 = P_e A/Q^2 \cos\left(\frac{E_0 \pi}{3.237}\right) \quad (15)$$

结果如图 4 所示. 图中点为四个动量处测得的实验不对称性. 曲线是式 (15) 给出的形式. 从图看到, 在 17.8 京电子伏处的点相应于自旋垂直于散射平面, 故预期的不对称性消失了. 此图清楚表明, 在以上电子散射中确实存在着不对称性, 宇称是破坏的. 而实验结果大部分是取自 $E_0 = 19.4$ 京电子伏处(散射电子能量 E' 是从 11 到 14.5 京电子伏), 结果得到

$$A/Q^2 = (-9.5 \pm 1.6) \times 10^{-5} \text{ (京电子伏/c)}^2 \quad (16)$$

把此结果以及有关常数代入式(12)中, 得到

$$\sin^2 \theta_w = 0.224 \pm 0.020 \quad (17)$$

这结果与 W-S 模型预言很好符合, 并与中微子散射实验得到的 $\sin^2 \theta_w$ 参量的世界平均值一致.

(王祝翔)