

来沪学术报告之二

I. 高能物理学近期发展的评论

II. 基本粒子时间反演对称性破坏的问题

报告人：美国科学院院士 维克托·韦斯科夫

美国科学院院士 罗伯特·萨克斯

记录整理：上海原子核研究所、复旦大学

(内部资料·注意保存)

上海科学技术情报研究所

一九七三年九月

说 明

美国科学家代表团成员——维克托·韦斯科夫和罗伯特·萨克斯。他们均系美国科学院院士。韦斯科夫还是美中学术交流委员会委员，现任麻省理工学院物理系主任；萨克斯现任美国阿贡全国研究所所长。

一九七三年六月十一日，韦斯科夫和萨克斯在本市分别作了关于高能物理近期发展、基本粒子时间反演对称性破坏的问题的学术报告，并与本市学术界进行了学术交流。

这次报告会由复旦大学卢鹤绂教授主持。参加会议的单位还有上海技术物理所、上海原子核研究所、上海化工研究院、上海交通大学、上海科技大学、上海师范大学和先锋电机厂等单位。

此份学术报告由上海原子核研究所和复旦大学负责整理，未经报告人审阅，仅供参考。

上海科学技术情报研究所

高能物理学近期发展的评论

维克托·韦斯科夫

首先区分一下原子物理、核物理和基本粒子物理,它们都有能谱。能谱中激发能间隙的数量级为:

原子物理 $\Delta \sim 1 \sim 10 \text{ev.}$

核物理 $\Delta \sim 100 \sim 1000 \text{Kev.}$

核子物理 $\Delta \sim > 300 \text{Mev.}$

所以我们发现三种不同能量。有一个特别不同之处是在原子物理中,一般 Δ/mc^2 是非常小的,

原子物理 $\Delta/mc^2 \sim 10^{-5}$

核物理 $\Delta/mc^2 \sim 10^{-3}$

核子物理 $\Delta/mc^2 \sim 1$

其中 m 为静止质量。

但在核子物理中 $\Delta/mc^2 \sim 1$, 这些差别引起了非常重要的因素,许多性质之所以不同,都与这差别有关。关于粒子反粒子、物质反物质,这三个差别并无多大影响。但这些差别在核子物理中占压倒优势,如 π 介子的产生,其它粒子的产生总是伴随着粒子对的产生,这就是为什么我们现在面临着过去自然界中未遇到过的问题。

首先介绍质子激发能谱的一些性质。

质子、中子占有的状态能量基本一样,我们发现很多质子激发态,为标志这些态,引入一新量子数——奇异数 S ; 发现态有 $S=0, -1, -2, -3$, 不同能级间的跃迁已看到。在跃迁中,不仅放出光子,而且看到放出介子。在跃迁时,如果 S 不变,放出的是一类介子;若 S 改变,则是另一类介子。事实上,我们已发现了很多类介子,我们可以来介绍一下介子能谱。

近 10 年中,我们已发现一些介子能级规律,可以解释为它们是由更基本的粒子构成,中国叫做层子,西方称做夸克(Quark)。我认为层子的名字比夸克好,我不准备介绍层子理论。我将着重介绍这些新的和原子物理、原子核物理很不同的概念。要特别强调这些理论是初步的尝试,有很多问题还未解决。例如层子自旋 $S=1/2$, 但却服从玻色统计,这是不可能的。而且到现在还没有人看到层子存在,也没有足够理由证明层子存在,有些过程可以被认为是层子存在的。但这些过程本身就不令人信服,有人解释之所以没有自由层子是因为层子束缚力太强,但束缚力强的层子也可证明不存在,所以这些概念是很初步的。

假设质子由三个层子组成,然后再加上一些能量 E , 这会发生什么过程呢? 在原子物理或核物理中,将是它的组成成份的能量增加,但现在 E 很高,还会有成对的层子、反层子出现,所以,层子数不是常数,

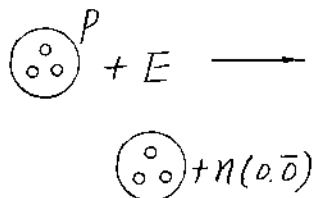


图 1

现在看一下这个事实所引起的最简单的结果。

先估计一下能级密度, 对数目 $n \cong E/2m$, 其中 m 为层子质量, (取 $c=1$ 单位), 层子有三个不同量子态, 即自旋、同位旋、奇异旋。所以状态数 $\rho=3^n$, 这就是同位旋、奇异旋各种可能的组成方式。

$$\therefore n \cong \frac{E}{2m}, \quad \therefore \rho = 3^{E/2m}$$

$$\rho = e^{\alpha E}$$

这就引起非常有趣的结果, 实验上现在还无法观察如此高能量处的如此高的能级密度。若体系满足上式, 则必然存在一个最高温度:

$$kT_{\max} = 1/\alpha,$$

这是易见的, 因为增加 E , 不是增加动能, 而是增加对数目。 T 是动能的温度, 层子质量约为质子的 $1/3$, 所以最高温度 $kT_{\max}$ 约为几百 Mev。这或许对宇宙学是重要的, 无论开始于什么过程, 宇宙不能超过某一最高温度。观察 $p-p$ 碰撞从垂直方向散射出来的 p , 平均能量为 0.3Gev , 分布为麦克斯韦尔分布, 这事实表明其动量不是很大, 层子的运动不是很激烈, 这给出的能量差不多就是刚才的最大温度。

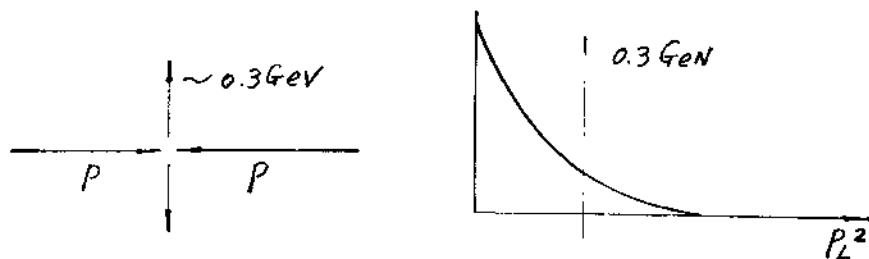


图 2

我现在介绍一下最近五、六年来的重要实验结果, 这对基本概念十分重要。

1) 麻省理工学院 (M. I. T.) 斯坦福直线加速器中心 (SLAC) 可加速电子至 20Gev 。

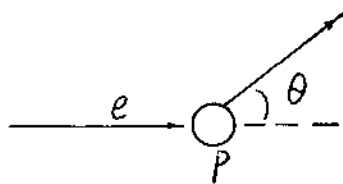


图 3

做 e, p 散射, 以前实验得到质子大小为 $0.8f$ 。SLAC 实验与 1911 年卢瑟福 (Rutherford) 实验很相似, 卢瑟福 (Rutherford) 实验发现大角度 α 散射, 得出正电荷集中在小范围内的结论。M. I. T. 实验也发现散射角 θ 比我们预期的大, 或许可以得出结论, 质子中电荷也集中在小范围内, 但电子能量分布与期望的不符。事实上, 从出射的电子

能量分布可以了解质子中有多少电荷中心及亚粒子的分布状况, 我们希望这些亚粒子是层子或反层子。

若层子假设正确, 按这实验结果可以得出: (1) 质子中有点电荷存在。(2) 层子数 $N(x)$ $dx \sim \frac{dx}{x}$, 当 $x > m$ 。其中 $x = \frac{p}{P}$, p ——层子动量, P ——质子动量, m ——层子质量, 因为 $x < 1$, 所以积分后总数总是正比于 $\ln E$ 。

$$\int N(x) dx \sim \ln E$$

下面按照层子假说, 解释上述两个结果。

按 Weizsäcker-Williams 理论, 若电荷高速运动, 电场分布在平的区域, 可认为是一束光子, 令 $x = \text{光子能量} / \text{电子能量}$, 则

$$N_{h\nu} \sim \frac{e^2}{hc} \frac{dx}{x}$$

这公式和前面的很相象, 只有一个不同 $\frac{e^2}{hc} \sim \frac{1}{137}$, 而前面式子的常数是 1。

因为层子间有作用, 层子也有一个场, 称为粘场 (gluon field), 这是强相互作用中很基本的一个场, 用 Weizsäcker-Williams 理论, 层子运动, 粘场伴随着一起走, 差别在于耦合常数是 1, 而不是 $1/137$ 。因为耦合常数是 1, 这个场的量子旁边必有成对的粒子包围着, 所以就很难把这量子与周围粒子相区分, 可认为周围有成对层子伴随着, 故其分布正比于 $\frac{dx}{x}$ 。但这些都是猜测的东西, 到现在为止, 还没有人能计算出常数 1 时的情况。但非常有趣, 都与 $\ln E$ 成比例,

$$\int_m \frac{dx}{x} = \ln P/m, \quad P \sim E$$

产生的层子数也是与 $\ln E$ 成比例的, 这个事实也许可以解释 p, p 碰撞产生的介子数正比于 $\ln E$, 因为 p, p 碰撞产生层子对, 面层子对又产生介子, 层子对正比于 E 的对数。

下面介绍一个实验, 不能用层子来解释。

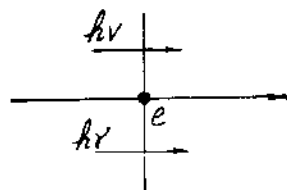


图 4

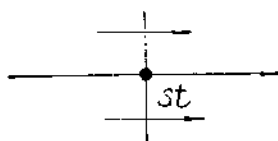


图 5

2) Frescati OHA 交叉贮存环 e^+e^- 对碰, 测量产生介子的截面, 层子理论对此实验能给出非常明确的结论, 根据层子理论: e^+, e^- 碰撞会产生许多层子和反层子, 进一步又产生许多介子, 从而

$$\sigma_{\text{meson}} = \frac{2}{3} \sigma_{\mu\bar{\mu}}$$

其中 $\sigma_{\mu\bar{\mu}}$ 可用量子电动力学算得并与实验相符, 但现在的实验结果却是 $\sigma_{\text{meson}} = 6\sigma_{\mu\bar{\mu}}$, 比理论大 10 倍。现在还无法解释, 所以看来层子理论也不是非常好。

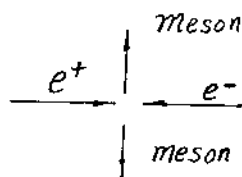


图 6

此实验已作了三年。开始时用较低能量, 去年在剑桥用了高能量, 得到上面的结果, 类似的实验还在 SLAC 做, 流强比剑桥强得多, 再几个月后可见结果。我相信不会改变上面的结果。

3) I. S. R. 日内瓦交叉贮存环的实验。

此仪器 1965 年开始建造, 一年前完成, 工作得非常好。 p, p 对碰, 能量每个质子 30Gev, 流强每束 10A, 大小几个 mm, 在 1Km 管道中, 真空度达 10^{-10} 托。

测量垂直方向产生介子和其它粒子的几率。测量结果能量按麦克斯韦尔 (Maxwell) 分布, 能量为 0.3Gev, 但非常有趣的是除了这个分布外还发现一条尾巴不以指数形式衰

变,而是正比于 $1/p_L^2$ 形式, $6 < n < 8$, 这或许可以层子概念来解释。假设质子都由层子、反层子构成, 由于有粘场 (gluon field), 层子与层子将发生散射, 同时层子间也存在卢瑟福 (Rutherford) 散射, 但卢瑟福散射贡献比实验曲线要小 100 倍, 所以很可能是由于层子的场所引起, 其大 100 倍是可以理解的, 因耦合常数也是大了 100 倍, 但我们无法计算耦合常数为 1 的场, 所以只是估计, 很难算出 n , 在弱耦合的电场 $n=6$ 。

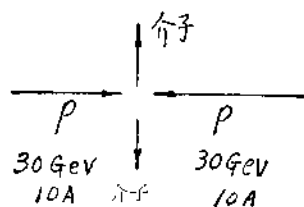


图 7

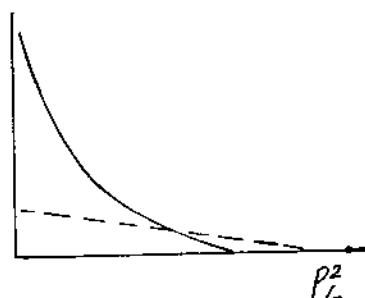


图 8

4) 在 I. S. R. 做的第二个实验, 测量 $p-p$ 散射总截面, 直到最近人们都相信 pp 或 $p\pi$ 总截面随能量的增长是常数。见图 10。● 是 Brookhaven 和 CERN 测的, × 是苏实验室测的。现在 I. S. R. 用 30GeV 质子和 30GeV 质子对头碰, 得到的能量, 相当于 2000GeV, 发现曲线向上翘了, 截面达到 42mb, 这结果是大多数物理学家没有想到的。但海森堡在 1957 年就预言了总截面以 $(\ln E)^2$ 上升, 而最近实验结果近似是与 $(\ln E)^2$ 成比例。这理论很简单, 在高能物理学中应搞一些简单的理论, 因为最根本的问题尚不清楚, 但世界上搞物理的人并不跟我走, 照我的观点, 只有有了一个很牢固的基础时, 他才应作复杂的精确计算。

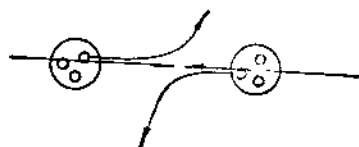


图 9

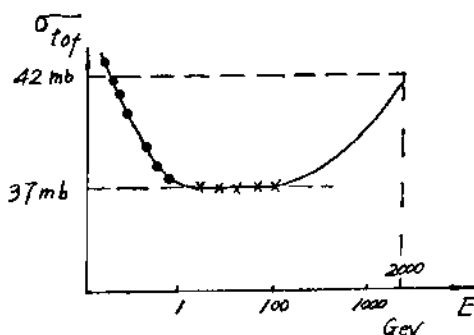


图 10

海森堡认为: 粒子中层子分布密度 $\rho \sim e^{-mr}$, m ——层子质量, 可找到相互作用距离 r , 使满足:



图 11

$$\begin{aligned} I &> I_{cr} & r < R \\ I &< I_{cr} & r > R \end{aligned}$$

其中 R 是相互作用最大距离, I_{cr} 是临界相互作用。

二个有自旋的粒子相互作用与能量成正比, 层子自旋为 $1/2$, 故总相互作用:

$$I \sim E e^{-mr}, \quad I_{cr} \sim E e^{-mR}$$

所以
而

$$mR = \log E / I_{cr}$$

$$\sigma \sim R^2 \sim (\ln E)^2$$

这并不证明层子理论是对的,但层子理论有时能给出一些定性的结果。

现在小结一下:

关于层子的解释是场的理论的应用,场论是现在我们用来描写粒子相互作用的理论,但谁能知道它是否正确的?我们现在处在一个非常困难的阶段,因为我们不知道这个理论是否正确,因为我们无法计算耦合常数为1的场。高能物理是一个很有兴趣的领域,它出现一些原子物理、核物理中没有的现象。这些现象的解释现在还很模糊,层子理论可能是一个好的出发点,也可能不是。如果是好理论的话,我就要把它与1913年的玻尔(Bohr)理论相比拟,当时,玻尔(Bohr)理论与古老理论有很大矛盾,现在也是这样,它可以很好的预告一些现象,但也错误的预告了一些别的现象。所以,即使很乐观,层子理论也只与1913年的玻尔(Bohr)理论一样,更进一步的完整理论还在未来。

基本粒子时间反演对称性破坏的问题

罗伯特·萨克斯

我讲的主题是时间反演。这听起来非常神秘,但我认为我所讲的内容,并不比韦斯科夫(Weisskopf)教授讲的更专门。

首先我要讲的是历史上的对称性,而不是物理学上的对称性。在物理学出现前,人们就用对称性原理了解周围事物。比如在早期了解宇宙时,就认为地球是中心,一切绕着地球转。在更早期了解天文现象时,对称性也起过很大作用,主要靠几何原理。可以说,现代物理开始于认识到对称性不只是几何的,也是运动方程中的规律的时候。

先讲球对称,即运动方程在空间转动中不变。我们相信这些对称性在宇宙中是存在的。我们认为物理学中的定理都是简单的,应服从对称性。例如在经典的描述上,有两种对称性:一是平移对称性,即物理学定律,无论对哪一点都正确;二是球对称,即座标的选择、转动与物理定律无关。牛顿定律在平移、转动下不变。这种物理定律不变性的重要结果是守恒定律。平移不变性导致线性动量守恒;转动不变导致角动量守恒。

现在谈原子物理,核子物理的问题。这里要用量子力学。方程是薛定谔方程。同样也有动量守恒,角动量守恒定律。在量子体系中守恒律有时通过选择规则来体现。这里重要的是从经典到量子的过程中,没有重大的变化。

我们称可用小的逐步累加而组成大的变换的变换为固有变换(Proper transformation)。

我今天要讲的是非固有变换(Improper transformation),它不能由小的逐步累加而成。如空间反演 P 。这个反演在量子力学,原子物理中都很重要,它导致了新的守恒律,新的选择规则。

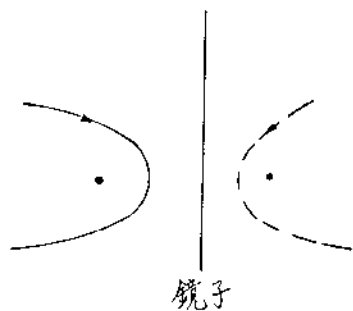


图 1

先讲经典物理的情况:

考虑粒子在中心力影响下的运动,镜子中是镜象的径迹。这二者方程一样,都是微分方程,它描写它们在中心力场中如何运动。但为什么运动看上去很不一样呢?这是因为光靠运动方程不能描写运动,还要初始条件,初速度。现在镜子两边的初速度符号相反。但是在实验上要靠这些速度决定力时,结果是一样的。我要强调的是这里谈的是微分方程不变而不是运动不变。

现在讨论在基本粒子物理中起作用的非固有变换:

电荷共轭 C ,它使粒子变成反粒子,过去总认为粒子变到反粒子时运动方程是不变的。

把空间反演不变性用到基本粒子物理时,就得出宇称 P 。

当把 C 用到电荷中性粒子体系时,也有类似守恒律,称为电荷宇称。

这些守恒律都可用到选择定则上。在原子物理中, C, P 的选择定则已经很好的建立了。

第三个非固有变换是时间反演 T 。它的定义是 $t \rightarrow -t$,在经典情况下,运动方程 T 变换

下不变。它不导致任何守恒律，只导致一种局限性，即自然界中运动的局限性。

现在举个例子来说明这种变换的结果。仍旧讨论粒子在势场中的运动，现在来拍电影，看看运动过程。并逐点测量运动(如图)。当然也可将电影倒过来放，也是逐点测量运动情况，了解它的运动方程。我们的结论是：运动是不一样的，但微分方程是一样的。原因是初始条件不同。

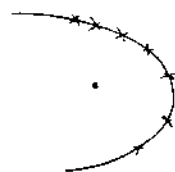


图 2

这里产生一个问题：如果方程在 $t \rightarrow -t$ 下不变，为什么自然界里的过程是不可逆的呢？这是搞物理的人和搞哲学的人长期讨论的主题。

我将简单解释。运动方程时间反演不变的事实和我们周围的不可逆过程是不矛盾的。



图 3

设有人在月球上无阻力地抛出一个球，时间反演意味着它回到同一点。如果抛的是两个球，球沿两根抛物线运动，那么在逆过程中，就要非常小心，初始条件要全部反向，如果是三个球，就更是如此了。要使三个球同时回到我的手上，这几乎是不可能的。球越来越多，就更不可能了。这就说明了为什么一个复杂的体系是不可逆的，因为初始条件固有的复杂性，你不可能同时把全部初始条件反向。因此，结论是运动方程是可逆的，但一般体系却是不可逆的。

现在讨论核子物理，由薛定谔方程

$$-\frac{\hbar}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = H\psi$$

1937 年魏格纳 (Wigner) 指出上式将 $t \rightarrow -t$ ，相当于 $i \rightarrow -i$ ，也相当于方程取共轭， $\psi \rightarrow \psi^*$ ，即将波函数变到它的线性组合中去。这不是线性变换，因此不导致守恒律，不改变选择规则。但给波函数带来了一个限制，把 ψ 展开时其系数总是实数。

我的讲演和刚才韦斯科夫 (Weisskopf) 的讲演有密切关系。我们所了解的现在仅有的理论是量子场论。量子场论有 CPT 定理：所有量子体系运动方程，或所有物理方程 CPT 不变。这个定理有三个假定：

- 1) 罗伦茨不变
- 2) 定域场论
- 3) 可观测量用厄米算符表示

我们根本不了解怎么可以破坏 CPT 不变。当然，我们要非常小心，这也可能是我们认识的限制，而不是自然界本身的限制。

现在找鉴定 CPT 不变的实验。

在原子物理中选择定则证实了 P 不变。但在 1956~1957 年大家知道在基本粒子物理中发现了 P 不守恒。

刚才韦斯科夫 (Weisskopf) 教授讲到有的粒子能把奇异数带走。考虑 K 介子，有下面的性质

K 介子:	K^+	K^-
		$mc^2 = 500 \text{ Mev}$
		自旋 = 0
	奇异数 $S = +1$	$S = -1$
	不稳定,	不稳定,

K 介子衰变方式很多, 如

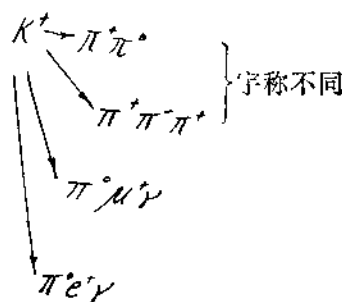


图 4

第一、二种早期是神秘的, 因为它们衰变后宇称不一样。 $\pi^+\pi^0$ 和 $\pi^+\pi^-\pi^+$ 宇称不同, 所以这里宇称不守恒, 不是空间反演不变的。因为这是弱作用。所以弱作用过程中宇称不守恒。

吴健雄做实验证实了宇称不守恒。 β 衰变也证实了这一点。

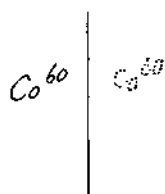


图 5

进一步实验表明, β 衰变中 C 也不守恒。但 CP 是守恒的。例如对 C_0^{60} , P 不守恒, 但 CP 仍是守恒。这对绝大多数物理学家是个很大的安慰。

因为 CPT 守恒, CP 守恒, 故 T 守恒。如果 T 不守恒, 对物理学家引起的混乱将比 P 大, 这是个心理学上的问题。 T 不变性对宇宙学很重要。但是

有没有事实证明 CP 或 T 不变性破坏呢? 不管人们的想法如何, 物理结果要由实验事实决定。

要找 T 不守恒, 需要更灵敏的方法。选 K^0 和 $\bar{K}^0$, 它的衰变可提供很灵敏的方法, 因为衰变几率非常特殊, 从电荷上看它们是中性的, 但奇异数却不是中性, 所以找不到电荷宇称

由 C 变换, 使 $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$, 这相当于 K 介子干涉仪, 它比通常的光学干涉仪灵敏得多, 可量出 K 介子衰变中质量差达 10^{-15} 。这是因为 $K^0, \bar{K}^0$ 完全简并, 如果略去

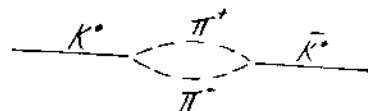


图 6

弱作用, 他们的质量完全相等。这相当于两个有完全相同频率的振子, 弱作用使他们耦合, 即产生 π^+, π^- 对。两个振子耦合后的频率是它们的线性组合, 现在两个振子稍有差别, 耦合后频率与原来频率也稍稍不一样。取 $|K_1\rangle, |K_2\rangle$ 为 $K^0, \bar{K}^0$, 两种不同的线性组合, 则它们是 CP 的两个不同的本征态

$$CP |K_1\rangle = |K_1\rangle$$

$$CP |K_2\rangle = -|K_2\rangle$$

$K \rightarrow 2\pi$ 的衰变比任何其它方式快 500 倍。 2π 这个态, CP 总是正的,

$$CP |2\pi\rangle = |2\pi\rangle$$

$$\therefore |K_1\rangle \rightarrow 2\pi$$

$$\text{而 } |K_2\rangle \not\rightarrow 2\pi$$

因此 $|K_1\rangle$ 比其它方式的半衰期短 500 倍。早期实验事实表明, K_0 确有两种衰变, 即 K_s 和 K_L , 长寿 K_L 的半衰期是短寿 K_s 的 500 倍。

但是经过了几年更小心的实验后发现, 不仅有 $K_s \rightarrow 2\pi$, 也有 $K_L \rightarrow 2\pi$ 。两者衰变率之

比是
$$\frac{K_L(2\pi)}{K_S(2\pi)} \sim 4 \times 10^{-6}$$

这说明有可能 CP 不守恒。但这还不能看作是证明, 因为或许理论本身就搞错了。

但是还有其他实验, 它本身是能作出证明的。我不准备详细证明, 大致是:

考察 $K_S \rightarrow 2\pi$ 设在量子力学中衰变振幅为 A_S 衰变速率 $\sim A_S^2$

考察 $K_L \rightarrow 2\pi$ 设在量子力学中衰变振幅为 A_L 衰变速率 $\sim A_L^2$

则
$$\left| \frac{A_L}{A_S} \right| \sim 2 \times 10^{-3}$$

但实验中牵涉到 K_S, K_L 的线性组合, 所以也牵涉到 A_S, A_L 的线性组合。

衰变速率或强度 $I(t)$ 为

$$I(t) = |A_S e^{-i m_S t} e^{-\frac{1}{2} \Gamma_S t} + A_L e^{-i m_L t} e^{-\frac{1}{2} \Gamma_L t}|^2$$

上式取 $C=1$ 。这是典型的干涉的情况。取平方后得到三项: $|A_S|^2, |A_L|^2, A_S^* A_L$ 分别表示短衰变速率, 长衰变速率, 干涉项。

前面的振荡项正比于质量差 $m_L - m_S$, 这就是我前面所说的灵敏度。实验证明 $m_L - m_S \approx \frac{1}{2} \Gamma_S$ 实验观测结果曲线如图 7。如果没有干涉项, 当中一段用虚线表示, 现在实验结果和虚线的差别提供了 CP 不守恒的量度。按一般理论, 在 CP 变换下:

$$A_S \rightarrow A_S$$

$$A_L \rightarrow -A_L$$

如果构造一个想象的镜子, 在 CP 下, $|A_S|^2, |A_L|^2$ 不变, 而 $A_S^* A_L$ 将变号, 所以干涉项的存在证明了 CP 不守恒。因为 CPT 守恒, 所以 T 也不守恒。

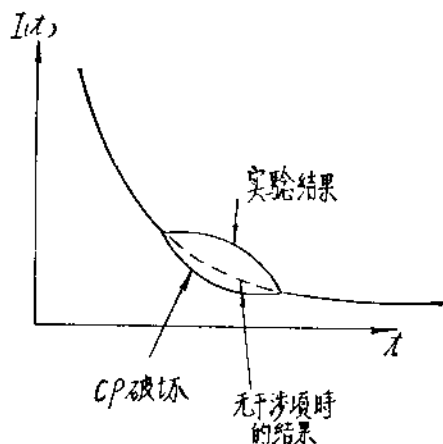


图 7

我和韦斯科夫 (Weisskopf) 教授一样, 也要提出严重警告, 理论不一定对, 要有独立的实验证明 T 不守恒。它要和 CPT 独立。为了分析这个问题, 要了解 T 变换下 A_S, A_L 是怎么变的。可以证明

$$A_S = A_S^+ + A_S^-$$

$$A_L = A_L^+ + A_L^-$$

在 T 变换下: $A_S^+ \rightarrow A_S^+ \quad A_S^- \rightarrow -A_S^-$

$$A_L^+ \rightarrow A_L^+ \quad A_L^- \rightarrow -A_L^-$$

其中不必假定 CPT 定理。因此, 为了直接了解实验中 T 是否变, 需将 A_S, A_L 分开来测量。但是光是前面的实验还不足以证明, 因为有 4 个振幅, 而实验只给出 2 个, 但可以把

$$K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$$

$$K^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$$

$$K^0 \rightarrow \pi^+ \mu^- \nu$$

$$K^0 \rightarrow \pi^+ e^- \nu$$

等事实一起来考虑。因为几率总是守恒的, 所以可以把 4 个过程合起来考虑。结果表明

$$A_S^- \ll A_S^+$$

$$A_L^- \ll A_L^+$$

$$\therefore A_S \sim A_S^+ \quad A_L \sim A_L^-$$

于是在 T 变换下, $A_S^* A_L$ 变号。曲线变成了 $I(t) \sim t$ 图中下面一部分弧线。

但是得到这个结果必须十分小心, 我们实际上并没有把时间倒过来, 只是用 T 变换把

$$T H_W T^{-1} \rightarrow H'_W$$

$H_W \rightarrow H'_W$, 结论是在同样的初始条件下得到了不同的相互作用。所有这些消息表明 T 不变

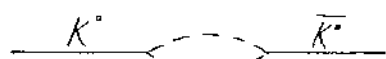


图 8

破坏了。

我相信这是近几年来最重要的发现。我们现在还没有任何理论去解释这个现象。有迹象表明, 这与极高能

量有关, 虚过程可能把 K^0 和 K^0 连系起来。高能量相当于小距离, 小时间间隔。我相信在极高能量时, T 不变将破坏, CP 不变将破坏。我们是能看到这个信号的, 因为有非常灵敏的仪器。

* * * *

问: 还有没有其它实验事实能说明 T 破坏呢?

S: 其它事实很简单, 但结果并不有趣。如 β 衰变

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

在同一平面, 同一质心系中图形是

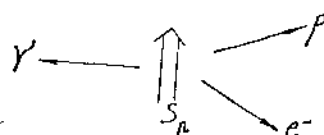


图 9

S 是自旋方向,
矢号是动量方向。

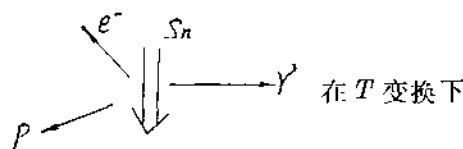


图 10

这在位形上相当于转了个 180° 。所以可以测定在自旋变化下衰变速率是否一样, 这只要用极化源测 β 衰变中角分布, 在垂直方向观察。但现在未发现 T 不守恒, 原因是这个实验不灵敏, 只是 1% 精确度的实验。我们刚才说的实验精度达 0.2%。

对强作用, 可以有实验如图 11, 如果粒子是稳定的, 两个实验都可以作。这两个过程之间的关系是细致平衡, 实验做了很多, 但从来没有量到过需要的精确度。

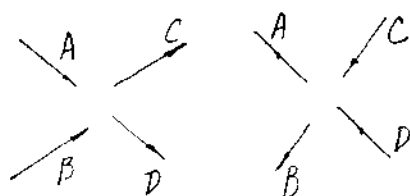


图 11

又如超子衰变

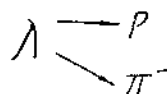


图 12

观察 Λ 和 p 的自旋、角关联, 当你有三个角动量时, 你就有时间反演的破坏。但 p, π 间有强作用, 强作用中将引入必须去掉的项。这些实验都做过了, 未发现 T 不变性破坏。

我建议作高能中微子实验, 但我担心这个实验还要过几年才会有结果。

问: 时间反演不对称, 对统计物理有什么后果?

S: 不会有直接后果, 但将来也可能产生一定影响。大爆炸过程中将形成一系列元素, 接着又会有 β 衰变, 再产生一系列新元素。 T 不变性的破坏对元素产生的历史会有一定影响。我企图建立一些模型来讨论这个问题, 但现在未成功。

座 谈

问：哥伦比亚大学门兹提出基本粒子由单子 (uniton) 组成，请韦斯科夫教授谈谈对这理论的看法。

韦：这理论很可能是错的，在美国我们那里对它没有广泛讨论，很不受重视。

萨：这理论从引力场出发，引力场的量子化问题还没有人能成功解决。

韦：引力场量子化是很困难的，因为场方程是非线性的，但引力场毫无疑问也存在量子，不过很弱。引力场量子应当与光子很相似，差别只在其自旋是 2，而光子是 1。到现在为止所有把引力场与基本粒子联系起来的理论都还只是一种假说。

萨：确实也有一些人把 CP 守恒破坏与引力场的存在联系起来，但这样看法的人不太多。早期理论还有认为矢量作用会导致 CP 不守恒，但现在证明没有这种作用存在。

问：是否有超弱作用存在？

萨：这是很重要的问题，也是技术性的问题。对 CP 守恒的破坏有三种不同的解释：

1. 认为弱作用下有微小的 CP 不守恒。
2. 假定有一种新的弱作用，这就是伏尔芬斯坦 (Wolfenstein) 提出的超弱作用。
3. 弱作用在高速时有强烈的破坏 CP 守恒的可能性——这就是我昨天所讲的。

第一种可能性，已经有实验事实表明要排除掉，第二、三种解释实验上无法分清，因为在一般情况下可以这样来写：

$$\begin{aligned} |K_S\rangle &= a|K^0\rangle + b|\bar{K}^0\rangle \\ |K_L\rangle &= c|K^0\rangle + d|\bar{K}^0\rangle \end{aligned}$$

系数 a, b, c, d 由解本征方程

$$m|K_S\rangle = \lambda_S|K_S\rangle, \quad m|K_L\rangle = \lambda_L|K_L\rangle$$

这两个方程决定。 m 不是厄密的，本征值为 $\lambda_S = m_S - \frac{i}{2}\Gamma_S, \lambda_L = m_L - \frac{i}{2}\Gamma_L$ ， m 是 2×2 矩阵，它可以与 4 个自能图联系起来。 $m = \frac{K^0}{\bar{K}^0} \begin{pmatrix} K^0 & \bar{K}^0 \\ \bar{K}^0 & K^0 \end{pmatrix}$ ，矩阵元可以用微扰理论写出，可能包含 3 个项。

$$m_{ij} = D_{ij} - ia_{ij} + (H_{SW})_{ij}$$

其中 $(H_{SW})_{ij}$ 是超弱作用项，它表示 $K^0, \bar{K}^0$ 之间的直接联系。

a_{ij} 是熟知的微扰项，称为吸收项 (absorptive)，例如 a_{11} ， $a_{11} = \sum_m A_m^* A_m$ ，而 $a_{22} = \sum_m A_m^* \bar{A}_m$ ， m 指对各种衰变方式求和， A_m 为 $K^0 \rightarrow m$ 的振幅， $\bar{A}_m$ 为 $\bar{K}^0 \rightarrow m$ 的振幅。由此可见，这些量都是可以测量的。

D_{ij} 是色散项 (dispersive)

$$D_{11} = \sum_m \int dE \frac{A_m^*(E) A_m(E)}{E' - m_K c^2}$$

这是对所有能量的积分，而 A_m 只是在能量 = 介子能量，即 $A_m = A_m (E = m_K c^2)$ 的情况下才

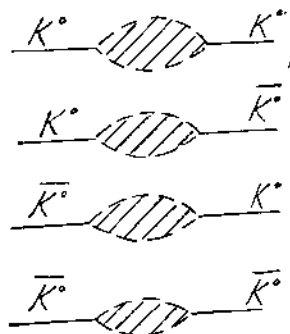


图 13

是可以测量的。如果把所有的实验结果收集拢来可以知道 a_{ij} 与 CP 不守恒无关, 一般说来 D_{ij} , $(H_{sw})_{ij}$ 与 a_{ij} 都是厄密的, 但因为有 $\bar{b}$, 所以整个算符不是厄密的。现在 a_{ij} 与 CP 对称破坏无关, 因此对 CP 破坏来讲, m_{ij} 的行为与厄密算符 $D_{ij} + (H_{sw})_{ij}$ 一样。我在昨天的报告中已经说明了破坏 CP 的项是厄密的。现在, 既然 CP 的破坏与 a_{ij} 无关, 因此它和 A_m , $\bar{A}_m$ 也无关。但我们不能肯定在 D_{ij} , $(H_{sw})_{ij}$ 两项中, 那一项对 CP 破坏起作用, 因为 D 和 H 不在质量壳上。有人认为是 H_{sw} 起作用, 但我认为是 D_{ij} 起作用。

问: 有没有别的实验测量可以区分这两种项的作用。

萨: 现在还没有, 以后可能会有。 $K^0 \rightarrow 2\pi$ 的实验都不行, D 和 H 不在能壳上。为要知道离质壳 (off mass shell) 的 A_m 值, 曾想了下面的实验:

$$\Lambda \rightarrow p + e^- + \nu$$

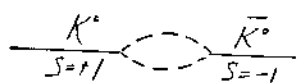
$$\bar{\nu} + p \rightarrow \Lambda + e^+$$

(韦插话: 你最好举个 K 的实验) K 的实验实际上都不可能, 只好幻想举一个。

$$K^0 \rightarrow \pi^+ + \mu^- + \nu \quad \text{正过程: 能量固定 } A_m(E = m_\pi c^2)$$

$$\nu + \pi^+ \rightarrow K^0 + \mu^+ \quad \text{反过程: 能量不固定 } A_m(E)$$

想从这种过程来看 T 是否守恒, 但反过程这个实验是不能实现的 (韦插话: 在高压下可以实现, 因为这时 π^+ 靶寿命足够长)。



H_{sw} 的实验非常难做, 因为按定义

$$H_{sw} \sim (H_w)^2$$

图 14

很小。但 H_{sw} 联系 K^0 , $\bar{K}^0$, 因它使奇数 S 改变 2, 因此可

以使 S 改变 2 的实验如 $\Xi \rightarrow n + \pi$, 但因为作用很弱, 几率很小, 要观察 T 破坏很困难。

我个人的感觉是, 完全从哲学的角度, 我不大愿意引进一个完全新的相互作用。这还是我第一次讲这样一个理论。

问: 层子计算要用到束缚态场论, 束缚态场论的发展情况怎样?

韦: 近来没有什么大的进展。计算时用贝特-沙尔彼特 (Bethe-Salpeter) 方程。这种方程很近似, 甚至不能用来处理强的耦合。这种方程处理的费曼图都是梯式的, 不能考虑交叉的, 但昨天讲到的那些过程都是复杂的, 因此这种方法完全是假设性的。

我愿意讲一层子间的束缚态。长期以来都假设层子有很大质量, 它可以解释很多实验, 但迄今未观察到它。不过 MIT-SLAC 电子质子深度非弹性散射显示层子之间相互作用并不很强, 不到 1 个 GeV。但我仍需要忠告, 我所讲的深度散射的解释, 都是根据层子假设做的。但层子假设仍很可能是错的。我想说一说“标度性” (“Scaling”), 标度性只在反冲能量 $Q \gg$ 束缚能时成立。还要加一个条件 $Q \gg$ 有效质量 m_{eff} 。层子模型中,

“标度性” $\Leftrightarrow$ “冲量近似” (Impulse approximation)

冲量近似即所有层子都是近似独立的。现在在 1~2 GeV 出现标度性, 即



图 15

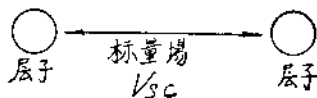


图 16

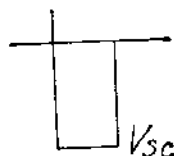


图 17

$$m_{eff} < 1\text{Gev}$$

就表明这些束缚应非常小。

但还有一种可能性,勃戈留波夫提出,层子之间是标量相互作用。这工作可能有很多中国科学家做过,我在1966年读过他们的文章。按照这种相互作用,狄拉克方程就成为

$$\gamma p + \underbrace{(m + V_{sc})}_{m_{eff}} = E$$

这时可能 m 本身非常大,但 V_{sc} 把它减掉了,所以有效质量 m_{eff} 并不大。比如可能 $m_{eff} < \frac{1}{3}\text{Gev}$ 而 $m_{\text{层子}} \gg \text{Gev}$ 。因此,如果看质子内部,层子的有效质量可能很小,但它不能跑出去,如果跑到外面,没有 V ,质量就会很大。这理论可能是对的,但我愿意指出一些困难。标量势一般都很弱,在高压下更弱,如昨天所讲的,粘场中的层子对数由 $\frac{dx}{x}$ 表示。 $\frac{dx}{x}$ 是由矢量作用引起的,而标量均应为 $\frac{dx}{x^2}$ ($\frac{dx}{x}$ 是层子的特征)。这样就得不到期望的结构函数 νw 。但这都是耦合弱时成立的,如果它很强,则上面讲的都是不对的。

另一个困难是在垂直方向散射上。标量作用在垂直方向上是不能给出大的散射的。

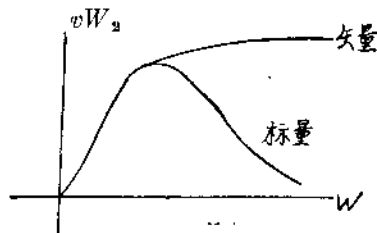


图 18

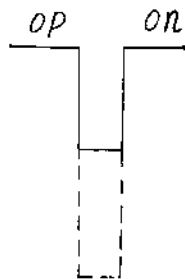


图 19

萨: 愿意指出一个更严重的困难。假设 m 很大,而 V_{sc} 也有很大的反效应。取一个大家熟悉的场如图 18。质子、中子如果把它们放在一起,它们的相互作用如何? 这时每个层子的势就要加倍,质子、中子的层子之间的势又有很多个键,有效势要加起来。氦核的结合能就会非常非常大,要是 Bov 的大小。这是非常大的困难。但搞层子的人是从不考虑核物理问题的。(韦插话: 如果考虑矢量场就有排斥作用,不会有这样情况)我不同意这看法。

韦: 粘场与层子的相互作用还完全不清楚。怎样用到核物理上就更不清楚。要解决这个问题与解释层子为什么不能跑出质子的问题有密切的联系。这需要引入一个与过去的理论完全不同的新理论,所以我认为层子模型是很不完全的,与 1913 年的玻尔理论一样。我想这点见解萨克斯教授是会同意的。只有在完全忽视层子间相互作用时,或者在相互作用不起作用时,例如在研究能谱中的对称性时,层子假设才可以用。

问: 时间反演与宇宙学的关系怎样? 1963 年哥尔德 (Gold) 提出时间反演不对称是宇宙大爆炸引起的,萨克斯教授有什么看法?

萨: 这与我所讲的完全是两回事。1963 年时,还没有发现时间反演。我昨天已说过, T 反演与统计没有直接关系,统计物理上的不可逆是从初始条件来的。

问: 1970 年聂门 (Neeman) 从“大爆炸”推出 $K \rightarrow 2\pi$ 中 CP 不守恒。

萨: 我看过这篇文章,但我不愿意在这儿谈它。我不相信这种看法,大家的口味不同。

在宇宙开始时,如果初始条件是一群东西都往里跑就有了大爆炸,但如果初始条件不是这样,而是东西向外跑,就没有大爆炸,所以这仍是一个初始条件问题。

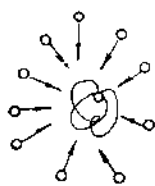


图 20

问: T 不对称的起源是什么? 现在有各种不同的看法。

萨: 我也很想知道。

必须重新讲一下, K^0 实验的结果与初始条件无关, 而导致 T 破坏。初始条件只表明会产生不同的运动。而 T 对称的破坏则是指方程的破坏。很少的事实往往会导致很多理论, 但要解决问题, 还要更多的事实。

问: 你所说的方程是微分方程还是积分方程?

萨: 我们讨论的就是薛定谔方程。

韦: 想谈一个问题: 如果有 3 个状态 A 、 B 、 C ,

$$\left\{ \begin{array}{l} A \rightarrow B = B \rightarrow A \\ A \rightarrow C = C \rightarrow A \\ B \rightarrow C = C \rightarrow B \end{array} \right\} \text{这种过程与 } T \text{ 守恒没有关系, 而在统计中起主要作用。}$$

而 $A \rightarrow B \rightarrow C$ 是否 $= C \rightarrow B \rightarrow A$, 这个与 T 守恒有关的过程, 在统计中只起很小的作用。

萨: 兹门在一般原理的基础上引入了一个 χ 场, 它可以联结 K^0 和 $\bar{K}^0$, $m_\chi \gg 10\text{Gev}$, 它的振幅在 $E = m_\chi c^2$ 处

$$A_\chi(E - m_\chi c^2) = 0$$

χ 这种作用在 T 变换下变符号。任何这样的粒子对色散项 D_{ij} 都有贡献而对吸收项 a_{ij} 没有贡献。中间玻色子也是这样的粒子。这和我在前面所讲的图象是一致的。

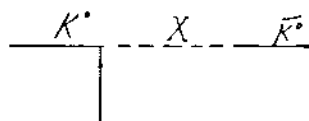


图 21

问: p - p 散射总截面上升的问题很多人感到意外, 请谈谈这对过去的一些理论造成的困难。

韦: 昨天讲到了实验结果与海森堡预期的一样, 但也有其它的人是这样预期的, 如两个中国物理学家郑鸿、吴大骏(他们也是在我们那里的物理系工作的)的工作是与海森堡是一致的, 其实他们的想法同海森堡也是一样的。但海森堡的想法很简单, 而他们计算得很详细。他们用的是量子电动力学的做法, 不同的只在二点: 1. 耦合常数大, 2. 场量子质量不为 0, 他们算到了高级项, 把很多费曼图加了起来, 得到的结果很有兴趣, 他们的计算是很繁、很困难的, 但无论如何是与海森堡是一致的。

为什么很多人相信总截面是平的? 这是因为从累杰(Regge)极点的贡献来看, 这是累杰极点贡献的迭加, 累杰极点的上升非常缓慢, 所以加起来。只是略有下降或趋于水平, 而不会有上升。

累杰极点如果没有割线, 得到的成功是非常少的, 要是有了割线就有总截面趋向水平的情况。但无论如何累杰理论还是非常粗糙的近似, 在新的实验面前就更是不能满意的。

但为什么人们相信累杰理论, 有一个原因是因为维尼齐亚诺(Veneziano)工作的结果给出了散射振幅的渐近行为。但进一步考虑它只要一种数学的抽象, 不能解决细致的问题。

问: 对萨拉姆(Salam)提出的以引力学解决发散困难的问题有什么看法?

韦: 这是一种比较早就有的想法, 原始来自朗道(Landau)在量子电动力学里, 电子自能的计算是:

$$\delta m_e = \frac{e^2}{\hbar c} m_e \log \frac{1}{m_e} \quad \Lambda \rightarrow \infty$$

δm_e 是电磁质量修正, m_e 是电子总质量,

如果 $\delta m_e = m_e$ 那就太好了, 这时 Δ 的截断数值是

$$\Delta \sim 10^{\frac{137}{2}} m_e,$$

这是很高的截断, 恰好等于引力场常数与电磁作用常数之比 E/G 。

朗道和萨拉姆的想法就是爱因斯坦引力理论能自动给出截断。如果考虑一个光量子 $h\nu$, 它的波包宽度是

$$\lambda = \frac{c}{\nu}$$

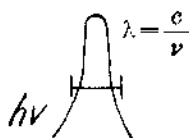


图 22

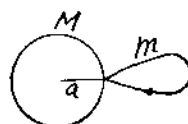


图 23

它也有一个史瓦茨希尔德 (Schwarzschild) 半径 (物体在引力作用下越缩越小, 到这个半径就不能再放光子), 当波包收缩到这样大时, 出去的光一定要回来, 这时, 引力能为

$$\frac{GM_m}{R} = mc^2$$

$$R_{sch} = \frac{GM}{c^2}$$

这样的推导可以帮助我们在不记得这式子时很容易就得到它。对光子,

$$R_{sch} = \frac{G \frac{h\nu}{c^2}}{c^2} \quad \nu = c/\lambda$$

而这就是波包半径 λ

$$\therefore \lambda^2 = \frac{Gh}{c^3}$$

$$\therefore (h\nu)^2 = \frac{hc^4}{G}$$

当光子能量高到这样大小时, 就自己包围起来了, 不能与电子作用。这就是截断值

$$\Delta = \sqrt{\frac{hc^4}{G}}$$

有趣的是, 把这个值放到 δm 的公式里结果总是对的。萨拉姆的计算比朗道繁得多, 但基本的方面是一样的。

萨: 萨拉姆还有进一步的工作, 他考虑了强作用。

韦: 确是这样, 而且是收敛的。但我不愿意多讲, 因为一方面我不相信, 一方面也不懂。

但必需讲这个公式给我的印象非常深, 30 年代我本人就推导过, 而朗道就指出了这个意义。我相信这个截断的数值, 它是能量的一个上限, 比这能量高时, 必须有新的东西加进来, 如考虑电磁作用和弱作用的联系等。

问: 有的理论说越过了史瓦茨希尔德半径时间空间的角色对换。

萨: 在黑洞里时间空间是交换的。

问: 按部分子模型, 部分子的数目随能量增大而增大, 这有什么证据?

韦: 这是一种数学模型。如在氢原子中, 质子周围也包含有正负电子对它们是虚的, 离开