

研究简报

层子模型里重子的分类

胡 宁
(北京大学)

按照层子模型,所有的强子都是由层子和反层子组成的束缚态。提出这个模型是由于实验发现强子之间存在着 $SU(3)$ 对称性。这种对称性表明这些强子是由性质非常接近的三种更微观的粒子所组成的结合态。当结合态中一种组成的粒子换成另一种组成的粒子时,结合态的性质基本上保持不变。组成各种强子的这三种更微观的粒子称为层子。目前实验上尚未看到自由的层子,因而,层子是否客观存在,自然就成为强子结构理论经常被提出的问题。

层子模型的强子结构问题包括两个重要的方面。一个重要的方面是上面提到的层子是否客观存在的问题,另一个重要的方面是层子遵循着哪样的动力学规律。这将牵涉到量子力学的运动规律对于强子内部的层子是否仍能适用的问题。只有解决了这两方面的问题才算解决了强子的内部结构问题。在1965年以前已经有很多人根据强子所显示的 $SU(3)$ 对称性,提出强子是由三种更基础的粒子组成的。我们按照实践的观点把在原子范围内证明是正确的量子力学进一步应用到强子内部,验证它是否仍能适用。结果发现电磁作用和弱作用的量子场论规律在强子内部基本上仍然是适用的^[1]。这对于确定强子内部的“超微观”运动规律和旧有的量子场论之间是否有质的差别是一个很重要的进展。从1969到1972年间的高能电子和中微子对核子的深度非弹性散射实验结果指出核子确实是由点状粒子组成,并且这些点状粒子的有效电荷为 $2e/3$ 或 $-e/3$,这是和理论预言相符的,这就进一步提出了层子真实存在的重要证据。

需要进一步回答的问题是在强子内部的强作用和超强作用是否仍服从量子场论的规律。如果答案是肯定的,那将意味着在原子范围内建立起来的量子力学规律完全可以适用于强子内部。

为着对强子和强子激发态的强作用进行分析,下面首先给出强子分类的一个方案。这个方案和通常给出的方案不同,下面的讨论将仅限于重子。对介子的分类已在资料[2]中给出。通常对重子是按照 $SU(6)_w \times O_3$ 表示进行分类的^[3]。 O_3 代表衰变产物(一个重子和一个介子)的角动量 L 和宇称 P 。由衰变产物的量子数来确定重子的态在实验上很方便,但没有反映重子的内部情况。例如:由三个层子 $q_1 = u, q_2 = d, q_3 = s$ 组成的重子 Λ 应有两个独立的轨道角动量 l_1 和 l_2 。命 r_{ij} 代表 q_i 和 q_j 间的距离, $\frac{2}{\sqrt{3}} \rho_{ij}$ 代表 q_i 和 q_j 中点到第三个层子间的距离。对于 $SU(3)$ 8 维表示的重子可以选取 i, j 使得 $SU(3)$ 波函数

对于 i, j 是反对称的, 重子内部运动角动量函数应由 $Y_{l_1}^{m_1}(\mathbf{r}_{ij}/r_{ij}) Y_{l_2}^{m_2}(\boldsymbol{\rho}_{ij}/\rho_{ij})$ 给出. 人们已经假定色空间波函数是全反对称的. 如果自旋波函数和空间波函数中一个对 i, j 是对称的, 另一个对 i, j 就应是反对称的, 这样才能得出全反对称的总波函数. 用符号 $2^{+1}(N)_J$ 代表 $SU(3)N$ 维表示自旋为 s , 总角动量为 J 的态. $l_1 =$ 奇数态的空间波函数对 i, j 是反对称的, 自旋波函数对 i, j 必须是对称的. 这将给出 $s = 3/2$ 和 $s = 1/2$ 两种可能, 因而给出两种态 ${}^4(8)_J$ 和 ${}^2(8)_J$. 类似的考虑对于 $l_1 =$ 偶数的态将只给出 ${}^2(8)_J$, 因对 i, j 反对称的自旋态只有 $s = 1/2$.

对于 $SU(3) 10$ 维表示的重子, 自旋波函数和空间波函数对于 i, j 必须都是对称的或都是反对称的. 类似的考虑得出下面结论: $l_1 =$ 偶数的态有 ${}^2(10)_J$ 和 ${}^4(10)_J$ 但 $l_1 =$ 奇数的态只有 ${}^2(10)_J$. 在这里必须指出一个特殊的情况: 当 $l_1 = 0, l_2 = 1$ 时, 相应的 ${}^4(10)_J$ 态可写为:

$$\Psi = \Phi_{[10]} \chi_{[3/2]} F,$$

$\Phi_{[10]}$ 代表全对称的 10 维 $SU(3)$ 波函数, $\chi_{3/2}$ 代表 $s = 3/2$ 的全对称的自旋波函数, F 代表空间的全对称波函数, 下面对实验的分析将指出层子在重子内部的运动是简谐运动, 因此 F 可写为:

$$F = [Y_1^m(\boldsymbol{\rho}_{12}/\rho_{12}) + Y_1^m(\boldsymbol{\rho}_{23}/\rho_{23}) + Y_1^m(\boldsymbol{\rho}_{31}/\rho_{31})] e^{-\lambda r_{12}^2 - \lambda' \rho_{12}^2}.$$

在写出上式时已利用:

$$r_{12}^2 + \rho_{12}^2 = r_{23}^2 + \rho_{23}^2 = r_{31}^2 + \rho_{31}^2.$$

很容易看出上面方括号中的量等于零. 这表明 $l_1 = 0, l_2 = 1$ 的 ${}^4(10)_J$ 态不存在*. 但从图 4 和图 5 我们看到 Σ^* 的激发态 D1765 和 Ξ^* 的激发态 1820 都应是上述 ${}^4(10)_J$ 的 P 波激发态. 为着得出这种态, 我们可以把 ${}^4(10)_{3/2}$ 基态 Σ^* 的 P 波激发态写成:

$$\begin{aligned} \Psi = & (\text{sud} + \text{sdu}) \chi_{3/2} \mathbf{A} \cdot \boldsymbol{\rho}_{12} e^{-\lambda r_{12}^2 - \lambda' \rho_{12}^2} \\ & + (\text{uds} + \text{usd}) \chi_{3/2} \mathbf{A} \cdot \boldsymbol{\rho}_{23} e^{-\lambda r_{23}^2 - \lambda' \rho_{23}^2} \\ & + (\text{dsu} + \text{dus}) \chi_{3/2} \mathbf{A} \cdot \boldsymbol{\rho}_{31} e^{-\lambda r_{31}^2 - \lambda' \rho_{31}^2} \end{aligned}$$

对于 ${}^4(10)_{3/2}$ 表示的其它基态的 P 波激发态也可相应的写出. λ 和 λ' 只有很小的差别. 这个差别可能由于两个层子在 P 波态和 S 波态的位势略有不同. 当 $\lambda' = \lambda$ 时, Δ^{++}, Δ^- 和 Ω^- 的 P 波激发态 Ψ 即恒等于零, 结果只有八个不为零的 P 波激发态波函数. 这时 Ψ 将代表另一个 8 维表示. 当 $\lambda' \neq \lambda$ 时, 将有十个 Ψ 不为零, 因而代表 8 维和 10 维表示的迭加. 去掉上式中 $\mathbf{A} \cdot \boldsymbol{\rho}_{ij}$ 因子即给出通常基态 ${}^4(10)_{3/2}$ 的波函数. 上面特殊情况只在 $l_1 = 0, l_2 = 1$ 时出现. 当 $l_2 = 3, 5, 7, \dots$ 等奇数时, 基态 ${}^4(10)_{3/2}$ 的 l_2 激发态仍严格地属于 ${}^4(10)_J$ 表示. 对于基态及除 Δ^{++}, Δ^- 和 Ω^- 外的其它激发态, 由于当 $\lambda' = \lambda$ 时 Ψ 不等于零, λ' 和 λ 的微小差异即可完全忽视. 这实际代表对 $SU(6)$ 很小的破坏. 当然, 如果 λ 和 λ' 的差别是由于 S 态和 P 态位势略有不同, 在基态所有的态都是 S 态, 这种差别也就不复存在了.

上面结果表明我们的分类和通常按 $SU(6)_w \times O_3$ 分类不同. 在进行分类时, 我们将遵循下面四条原则: (1) 我们大家都已接受按照 $SU(6)$ 表示对基态重子的分类. 实验指

* 作者感谢朱重远同志指出这一点以及在这方面很多有益的讨论.

出重子的角动量激发态都位于通过相应基态的平行的 Regge 直线上. 这表明层子在强子内的运动是简谐运动; 因此对重子激发态的分类将主要以 Regge 轨迹为根据. 而不再按照 $SU(6)$ 的高维表示进行分类. 这对区分 $SU(3)$ 8 维的 Σ 和 10 维的 Σ^* 的激发态特别重要. 旧分类往往把我们认为是 8 维的 Σ 激发态填到 10 维的 Σ^* 的激发态中去, 或相反. (2) 和原子核中 “isomer” 存在的情形一样, 质量大但轨道角动量小的激发态是不稳定的. 利用这点可以说明为什么很多径向激发态很不稳定因而未被发现. (3) 我们认为对于所有重子造成轨道角动量相同而 J 不同的激发态能级分裂的自旋轨道力的机制是相同的. 这有助于确认 J 多重态. 在通常的分类中则认为机制是不同的. (4) 由于重子内层子的运动是简谐运动^[4] 径向激发的能级间隔应为角动量激发能级间隔的两倍. 这将有助于确认径向激发态.

图 1—5 给出各种重子激发态的 Regge 轨迹或能级谱. 这些图的纵坐标代表总角动量 J , 横坐标代表质量的平方. 从图看到这些 Regge 轨迹都是非常平行的直线, 每根直线上最下面的点代表相应的基态. 在图 1 和图 2 中 Regge 直线的右方还另有一根直线, 代表第一径向激发态的 Regge 轨迹. 图 2 中的激发态 D1690 代表 $l = 1$ 激发态所特有的 $SU(6)$ 单态. 它可看作是另一个态 S1405 的角动量激发态, 但按照严格的 $SU(6)$ 对称性, S1405 不可能是一个单态. 我们认为没有理由说 $SU(6)$ 是严格的, 因而不能排除 S1405 是一个 $SU(3)$ 的单态. 所有角动量激发态的能级平方间隔都约为 1 GeV^2 , 所有径向激发态的能级平方间隔都约为 2 GeV^2 这些都是量子力学中简谐振子的重要特征. 这也说明这些重子内部运动的机制都是相同的.

图 1 和图 2 中核子 N 和奇异重子 Λ 的激发态具有非常相似的图案. Λ 的 $l = 2$ 激发态 F1815 和 F2020 并排的和 $l = 1$ 态 D1830 和 $l = 3$ 态 G2100 处于 Regge 直线的同一位

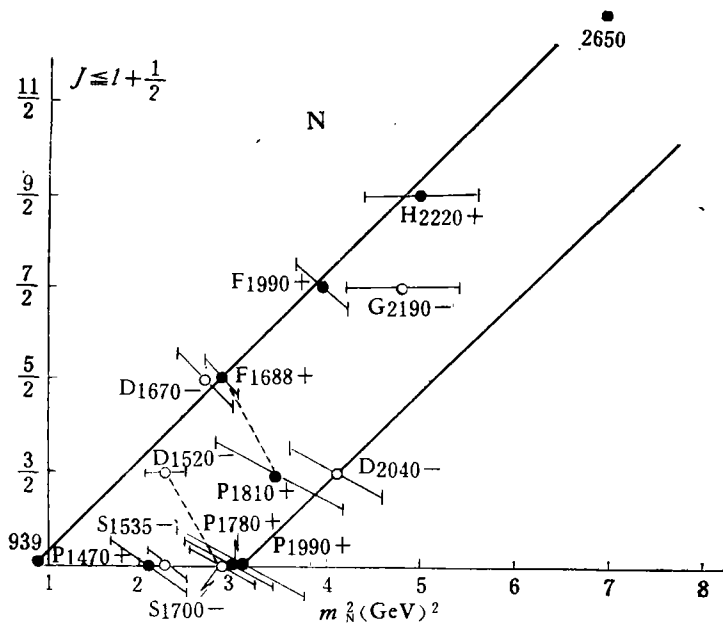


图 1

置上。N 的 $l = 2$ 态 F1688 和 F1990 也和 $l = 1$ 态 D1670 和 $l = 3$ 态 G2190 成对的处于同一位置上, 我们注意到 N 的宇称为负的两个态 D1520 和 G2190 向高能方向移动, 这表明在核子内部存在着较强的交换力。对于 Λ 重子, 由于组成它的三个层子都不相同, 因而交换力很不重要, 没有造成负宇称态向高能方向的移动。图 1-3 中用虚线连接的态代表二重态 $J_+ = l + \frac{1}{2}$ 和 $J_- = l - \frac{1}{2}$ 。我们注意到这些虚线都是互相平行的, 表明造成 J 二重态分裂的自旋轨道力或张量力的机制是相同的。

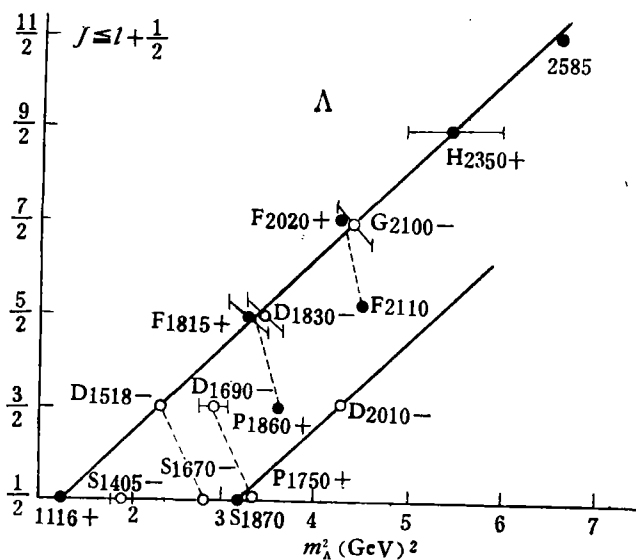


图 2

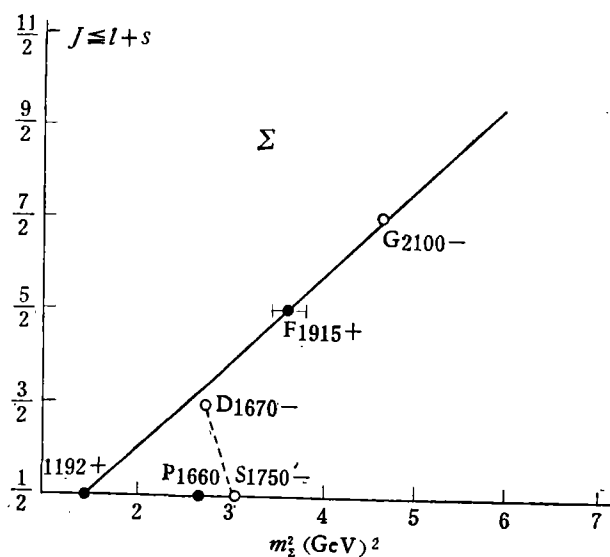


图 3

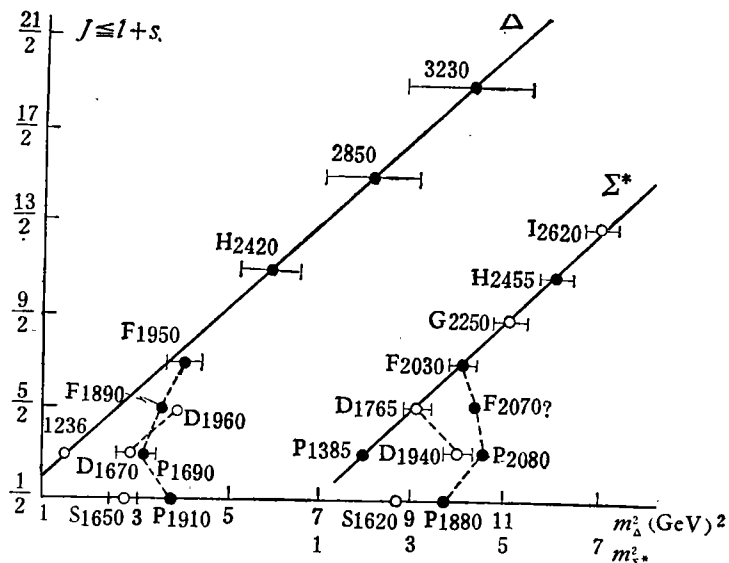


图 4

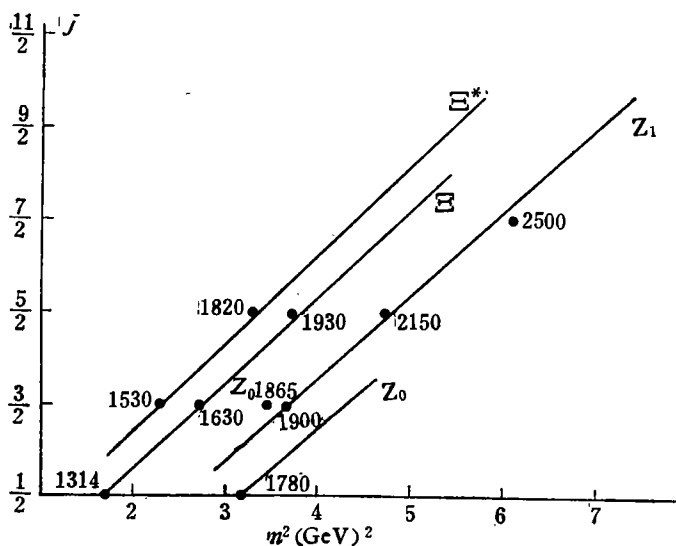


图 5

图 5 给出 Δ 1236 和 Σ^* 1385 的角动量激发态。 Σ^* 的两种宇称的态都位于同一根 Regge 直线上,而 Δ 的激发态处于同一 Regge 直线上的只有宇称为正的态。造成这种差别的原因也和造成 N 和 Λ 差别的原因相同: 只有在没有奇异层子或同类层子出现较多的情况下,才显著的出现交换力。图中用虚线连接的态代表 l 相同, $J = l + 3/2, l + 1/2, l - 1/2, l - 3/2$ 四重态。从虚线的走向我们看到 Δ 和 Σ^* 内部的自旋和轨道耦合的力具有相反的符号。在所有的图中,径向激发 $n > 1$ 的态都没有被观察到。这是因为在强作用下角动量小能级高的激发态极不稳定。

表1给出属于 $SU(6)$ 70 维表示 $l=1, P=-1$ 重子的分类。表中 ${}^4(10+8)_J$ 是旧分类所没有的,我们填入 ${}^2(1)_J$ 的重子也和旧分类不同。

表 1

${}^4(10+8)_{3/2}$ ${}_{3/2-}$ ${}_{1/2-}$	$\Delta 1960$	$\Sigma^* 1765$	$\Xi^* 1820$	
	$\Delta 1670$	$\Sigma^* 1940$		
	$\Delta 1650$	$\Sigma^* 1620$		
${}^4(8)_{3/2-}$ ${}_{3/2-}$ ${}_{1/2-}$	N1670		$\Delta 1830$	
	N1710			
	N1535			
${}^2(8)_{3/2-}$ ${}_{1/2-}$	N1520	$\Sigma 1670$	$\Delta 1520$	$\Xi 1630$
	N1700	$\Sigma 1750$	$\Delta 1670$	
${}^2(1)_{3/2-}$ ${}_{1/2-}$			$\Delta 1690$	
			$\Delta 1890$	

上面所述强子激发态的情况使我们注意到情形是和原子核非常相似的。按照原子核的壳层结构模型,核子在原子核的 Hartree-Fock 等效位势中的运动也是简谐运动。远在 1935 年汤川就首先提出介子理论来解释核子间的强作用力。事隔四十年,实验仍未能明确证实原子核内的核力是由于交换某种介子所产生的。成功的解释了原子核壳层结构的理论,目前也只能从假定一个 Hartree-Fock 等效简谐振子位势出发,我们在上面提到用简谐振动来解释的重子激发态(对介子激发态相同的解释已在资料[2]中给出),也只是在强子内部引入一个等效的平底深位阱加上一个很小的简谐振子位势^[4]。很难想象这种位阱可由交换一个或数个场量子产生。这意味着我们对于原子核内部结构的认识并不比对强子内部结构的认识更为深入。如果一个人象通常所相信那样认为原子核内核子的运动没有新的运动规律,那么他同样可以认为在强子内部也没有新的运动规律。当然原则上人们可以通过核子和介子的散射来决定核子和介子的作用。但情形并不这样简单。举 $\pi^- + P \rightarrow \pi^0 + N$ 过程为例。当能量在 2 GeV 以下时,散射振幅可用等效力程公式唯象的

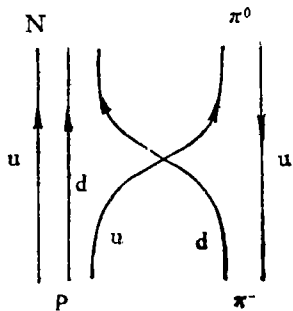


图 6

描写。这个公式含有两个参数,分别代表位阱的深度和宽度,因此不能决定位阱的具体形状。从 2—3 GeV 到 20 GeV 左右唯一能够解释这个能量区域全部散射现象的只有 Regge 唯象理论,一般认为这个唯象理论的缺点是它具有很大的任意性,但应该肯定它抓住了其它理论所忽视的重要观点,即被交换的不是一个点粒子而是一个有内部结构的束缚态,也就是说 π^- 和 P 在散射过程中交换的不是一个点状 ρ 粒子或 A_2 粒子而是一个 Regge 极点。这个极点在不同情况下代表由层子和反层子组成的不同的态。按照层子模型这相应于图 6 的过程。图中质子 P 吸收了 π^- 的层子 d 而变为中子 N,同时 π^- 吸收了质子的层子 u 而变为 π^0 。这相应于在 Regge 理论里核子和 π 介子交换了由层子 u 和反层子 d 组成的 Regge 极点,上面的讨论提供出原子核结构的一个新的图象:在原子核中存在的不是一个一个的核子而是一个一个的层子。这些层子不断地交换位置而造成核

子内部结构的认识并不比对强子内部结构的认识更为深入。如果一个人象通常所相信那样认为原子核内核子的运动没有新的运动规律,那么他同样可以认为在强子内部也没有新的运动规律。当然原则上人们可以通过核子和介子的散射来决定核子和介子的作用。但情形并不这样简单。举 $\pi^- + P \rightarrow \pi^0 + N$ 过程为例。当能量在 2 GeV 以下时,散射振幅可用等效力程公式唯象的

274

力。按照层子色空间的 $SU(3)$ 或 S_3^c 对称性所给出的饱和条件^[5], 由层子组成强子态中层子数必须是 3 是整数倍。这个条件已经包括所有原子核的态在内。按照新的图象, 两个核子结合成氘核的情形将和两个氢原子相互交换电子而结合成氢分子的情形相似, 而不是按照量子场论的方式交换一个 π 介子而相结合的。如果硬要用量子场论的语言, 两个核子在氘核内交换介子的作用将是不可重正化的, 因为对于不可重正化的理论, 所有过程都将与粒子的内部结构有关, 也就是说, 必须如实地把所有的粒子都看作是层子的结合态而不能把它们看作是点核子和点介子。交换介子实际上是交换一对层子。

下一步的问题是层子间的原始作用怎样由量子场论的机制给出, 以及怎样由这种原始作用导出所需要的等效的简谐振子位势。在这个问题中可能最终发现旧理论和新现象之间不可克服的矛盾, 从而必须引入一个崭新的超微观的运动规律。文献中存在大量的强子散射实验结果, 利用层子模型分析这些散射实验对于解决上面提出的问题将是一个重要的途径。

参 考 资 料

- [1] 原子能, 1966, 3, 131—236; 7—8, 439—507; 北京大学学报(自然科学版), 1966, 7, 103—237.
- [2] 胡 宁, 物理学报, 25 (1976) 65, 494.
- [3] F. J. Gilman, Proceeding Summer Inst. on Particle Physics July 29—August 10 (1974).
- [4] 胡 宁, 高能物理与核物理, 2 (1978), 323.
- [5] 李综、卡震、习成, 物理学报, 24 (1975), 372; 北京大学基本粒子组, 高能物理与核物理, 1 (1977), 19.

THE CLASSIFICATION OF BARYONS IN THE STRATON MODEL

HU NING

(Peking University)