

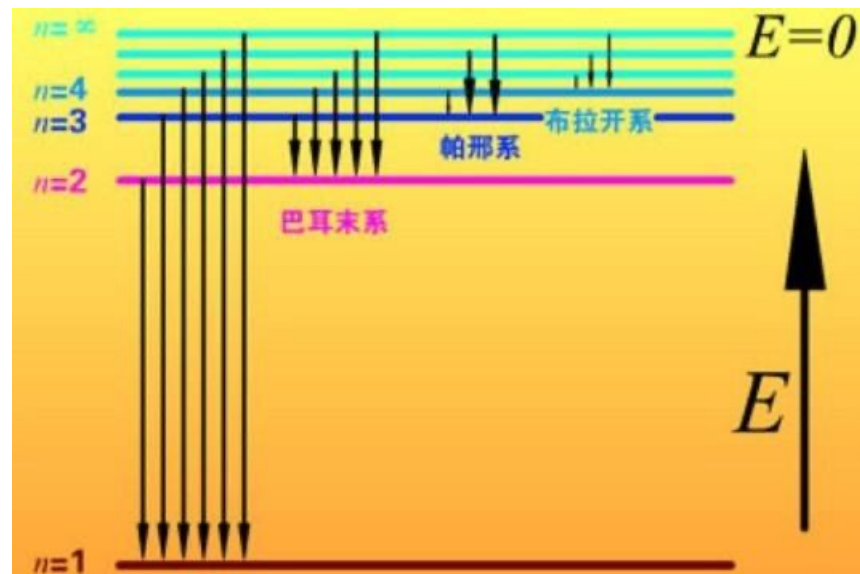
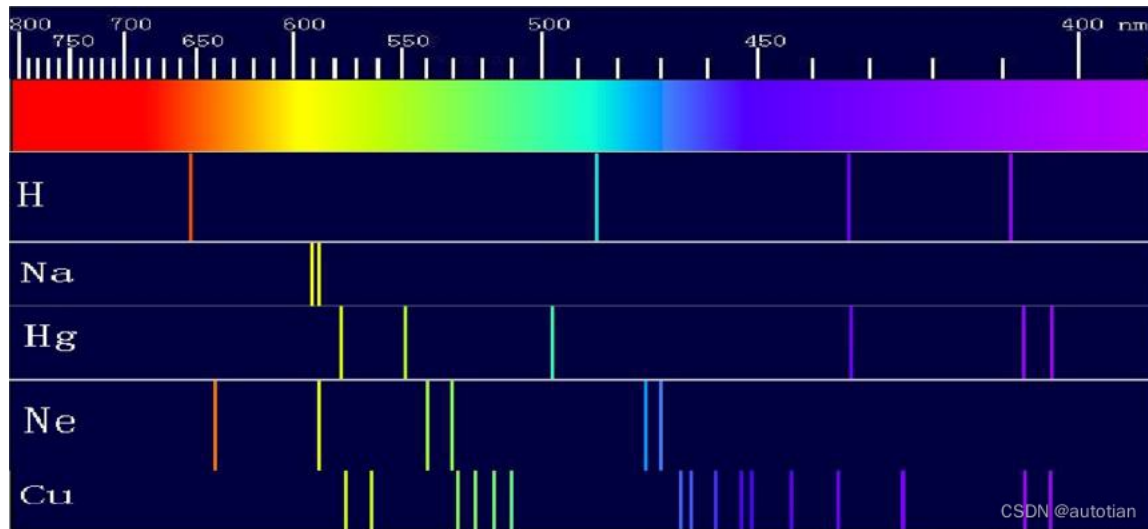
强相互作用和强子

I. 夸克模型

II. 强子和QCD

III. QCD和部分子

光谱/元素周期表/强子谱



元素周期表

周期	族	I A	II A																	0	电子层	0 族
		I A	II A																	2 He	18	电子数
1		1 H 1.008																		4.003	K	2
2		3 Li 6.941	4 Be 9.012																			
3		11 Na 22.99	12 Mg 24.31																			
4		19 K 39.10	20 Ca 40.08	21 Sc 44.96	22 Ti 47.87	23 V 50.94	24 Cr 52.00	25 Mn 54.94	26 Fe 55.85	27 Co 58.93	28 Ni 58.69	29 Cu 63.55	30 Zn 65.41	31 Ga 69.72	32 Ge 72.64	33 As 74.92	34 Se 78.96	35 Br 79.90	36 Kr 83.80			
5		37 Rb 85.47	38 Sr 87.62	39 Y 88.91	40 Zr 91.22	41 Nb 92.91	42 Mo 95.94	43 Tc (98)	44 Ru 101.1	45 Rh 102.9	46 Pd 106.4	47 Ag 107.9	48 Cd 112.4	49 In 114.8	50 Sn 118.7	51 Sb 121.8	52 Te 127.6	53 I 126.9	54 Xe 131.3			
6		55 Cs 132.9	56 Ba 137.3	57~71 La~Lu 镧系	72 Hf 178.5	73 Ta 180.9	74 W 183.8	75 Re 186.2	76 Os 190.2	77 Ir 192.2	78 Pt 195.1	79 Au 197.0	80 Hg 200.6	81 Tl 204.4	82 Pb 207.2	83 Bi 209.0	84 Po (209)	85 At (210)	86 Rn (222)			
7		87 Fr (223)	88 Ra (226)	89~103 Ac~Lr 锕系	104 Rf (261)	105 Db (262)	106 Sg (266)	107 Bh (264)	108 Hs (277)	109 Mt (268)	110 Uun (281)	111 Uuu (272)	112 Uub (285)									

原子序数
元素名称
注*的是
人造元素

92 U
铀
5f⁶6d¹7s²
238.0

元素符号，红色
指放射性元素

非金属

金属

过渡元素

III A 13

IV A 14

V A 15

VI A 16

VII A 17

8 He
4.003
K

2

5 B
10.81
硼

6 C
12.01
碳

7 N
14.01
氮

8 O
16.00
氧

9 F
19.00
氟

10 Ne
20.18
氖

13 Al
26.98
铝

14 Si
28.09
硅

15 P
30.97
磷

16 S
32.06
硫

17 Cl
35.45
氯

18 Ar
39.95
氩

M L K

8
18
8
2

31 Ga
69.72
镓

32 Ge
72.64
锗

33 As
74.92
砷

34 Se
78.96
硒

35 Br
79.90
溴

36 Kr
83.80
氪

N M L K

8
18
8
2

49 In
114.8
铟

50 Sn
118.7
锡

51 Sb
121.8
锑

52 Te
127.6
碲

53 I
126.9
碘

54 Xe
131.3
氙

O N M L K

8
18
8
2

81 Tl
204.4
铊

82 Pb
207.2
铅

83 Bi
209.0
铋

84 Po
(209)
钋

85 At
(210)
砹

86 Rn
(222)
氡

P O N M L K

8
18
8
2

镧系

57 La
138.9

58 Ce
140.1

59 Pr
140.9

60 Nd
144.2

61 Pm
(145)

62 Sm
150.4

63 Eu
152.0

64 Gd
157.3

65 Tb
158.9

66 Dy
162.5

67 Ho
164.9

68 Er
167.3

69 Tm
168.9

70 Yb
173.0

71 Lu
175.0

锕系

89 Ac
(227)

90 Th
232.0

91 Pa
231.0

92 U
238.0

93 Np
(237)

94 Pu
(244)

95 Am
(243)

96 Cm
(247)

97 Bk
(247)

98 Cf
(251)

99 Es
(252)

100 Fm
(257)

101 Md
(258)

102 No
(259)

103 Lr
(262)

注: 相对原子质量源自2001年
国际原子量表, 并全部取4位有
效数字。

注：相对原子质量录自2001年国际原子量表，并全部取4位有效数字。

昵图网 www.nipic.com

BY: zheoknlell

NO:20090923080054138194

原子组成：原子核+核外电子
相互作用：电磁理论→(近似)

$$V(r) = -\frac{\alpha}{r}$$

→ 周期表，化学键，...

同位旋 (Isospin)

【例 1】

$$\frac{\sigma(pp \rightarrow \pi^+ d)}{\sigma(pn \rightarrow \pi^0 d)} = 2$$

- 氘核的同位旋 $I_d = 0$

【例2】 π -N散射

- 电荷守恒允许存在下述十个过程：

- 弹性散射 准弹性散射

- $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p$ σ_1
- $\pi^+ n \rightarrow \pi^+ n$ σ_2 $\pi^+ n \rightarrow \pi^0 p$ σ_7
- $\pi^0 p \rightarrow \pi^0 p$ σ_3 $\pi^0 p \rightarrow \pi^+ n$ σ_8
- $\pi^0 n \rightarrow \pi^0 n$ σ_4 $\pi^0 n \rightarrow \pi^- p$ σ_9
- $\pi^- p \rightarrow \pi^- p$ σ_5 $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ σ_{10}
- $\pi^- n \rightarrow \pi^- n$ σ_6

- ① 由同位旋为1和1/2的态合成后可能的同位旋为 3/2 和1/2, 或者由群论的语言:

$$3 \otimes 2 = 4 \oplus 2$$

因此, 利用C-G系数, 所有的 $|\pi N\rangle$ 态都可以写成同位旋态 $|3/2 I_3\rangle$ 和 $|1/2 I_3\rangle$ 的叠加:

$$|1 \ 1\rangle \left| \frac{1}{2} \ \frac{1}{2} \right\rangle = |\pi^+ \mathbf{p}\rangle = \left| \frac{3}{2} \ \frac{3}{2} \right\rangle$$

$$|1 \ 1\rangle \left| \frac{1}{2} \ -\frac{1}{2} \right\rangle = |\pi^+ \mathbf{n}\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} \left| \frac{3}{2} \ \frac{1}{2} \right\rangle + \sqrt{\frac{2}{3}} \left| \frac{1}{2} \ \frac{1}{2} \right\rangle$$

$$|1 \ 0\rangle \left| \frac{1}{2} \ \frac{1}{2} \right\rangle = |\pi^0 \mathbf{p}\rangle = \sqrt{\frac{2}{3}} \left| \frac{3}{2} \ \frac{1}{2} \right\rangle - \frac{1}{\sqrt{3}} \left| \frac{1}{2} \ \frac{1}{2} \right\rangle$$

$$|1 \ 0\rangle \left| \frac{1}{2} \ -\frac{1}{2} \right\rangle = |\pi^0 \mathbf{n}\rangle = \sqrt{\frac{2}{3}} \left| \frac{3}{2} \ -\frac{1}{2} \right\rangle + \frac{1}{\sqrt{3}} \left| \frac{1}{2} \ -\frac{1}{2} \right\rangle$$

$$|-1 \ 1\rangle \left| \frac{1}{2} \ \frac{1}{2} \right\rangle = |\pi^- \mathbf{p}\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} \left| \frac{3}{2} \ -\frac{1}{2} \right\rangle - \sqrt{\frac{2}{3}} \left| \frac{1}{2} \ -\frac{1}{2} \right\rangle$$

$$|-1 \ 0\rangle \left| \frac{1}{2} \ -\frac{1}{2} \right\rangle = |\pi^- \mathbf{n}\rangle = \left| \frac{3}{2} \ -\frac{3}{2} \right\rangle$$

② 同位旋守恒（参考角动量守恒）

$$\langle I' I_3' | S | I I_3 \rangle = M_I \delta_{I'I} \delta_{I_3'I_3}$$

其中 M_I 只与 I 有关，与 I_3 无关。

这样以上反应过程的跃迁振幅可以由以下两个复振幅给出

$$M_{3/2}, M_{1/2}$$

例如：

$$\begin{aligned} & \langle \pi^+ n | S | \pi^0 p \rangle \\ &= \left(\left\langle \frac{3}{2} \quad \frac{1}{2} \middle| \frac{1}{\sqrt{3}} \right\rangle + \left\langle \frac{1}{2} \quad \frac{1}{2} \middle| \sqrt{\frac{2}{3}} \right\rangle \right) S \left(\left\langle \sqrt{\frac{2}{3}} \middle| \frac{3}{2} \quad \frac{1}{2} \right\rangle - \frac{1}{\sqrt{3}} \left\langle \frac{1}{2} \quad \frac{1}{2} \right\rangle \right) \\ &= \frac{\sqrt{2}}{3} (M_{3/2} - M_{1/2}) \end{aligned}$$

奇异粒子和奇异数

- 在实验上发现了 π 介子后，粒子物理一时处在相对简单的状态。

问题好像都清楚了!
...当然我们还不太了解为
什么需要 μ ...



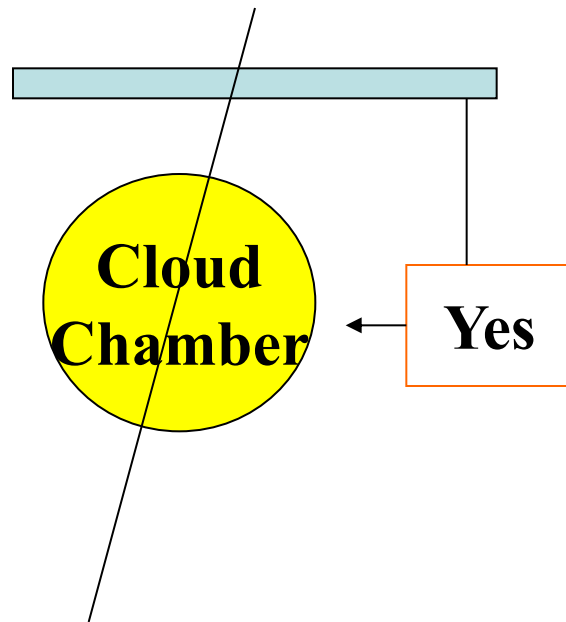
但对宇宙线的研究很快使局面复杂起来，一批新的粒子被发现了...

- 二战后，对宇宙线的研究集中在几个中心：

- Bristol
- Manchester
- Ecole Polytechnique
- Caltech
- Berkeley

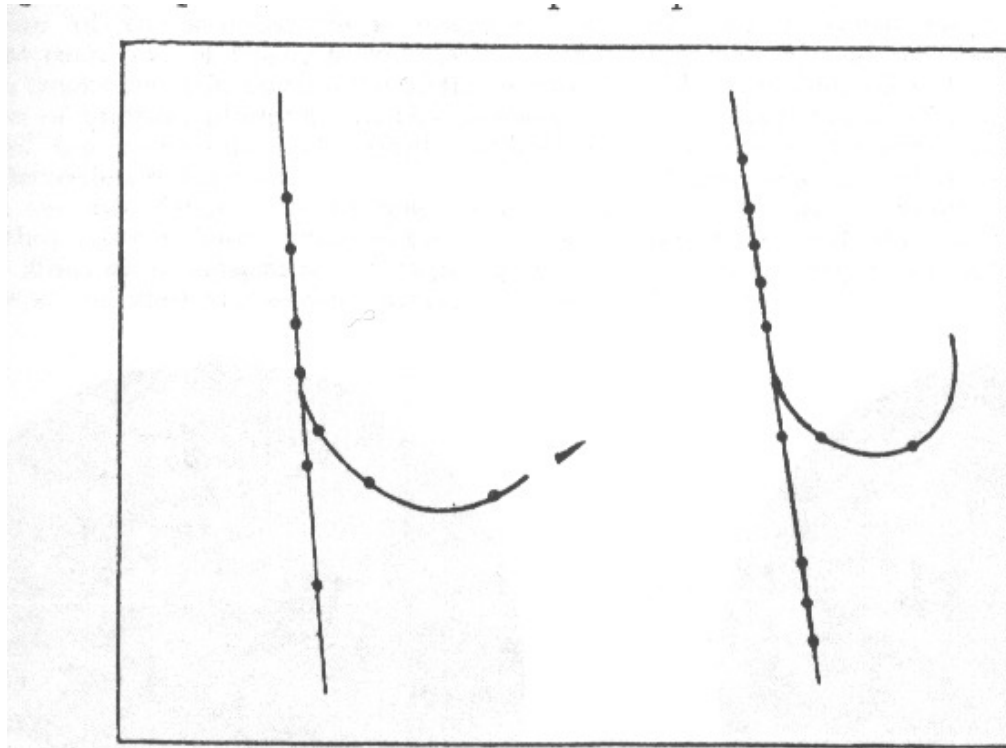
- Powell
- Blackett
- Leprince-Ringuet
- Anderson
- Brode & Fretter

- 利用核乳胶片、云室 + 触发技术，观测到了一批新的粒子和其衰变模式



Old	Present
τ	$K_{\pi 3} : K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$
V_1^0	$\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-$
$V_2^0(\theta^0)$	$K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$
κ	$K_{\mu 2} : K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$
	$K_{\mu 3} : K^+ \rightarrow \mu^+ \pi^0 \nu_\mu$
$\chi(\theta^+)$	$K_{\pi 2} : K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$
V^+, Λ^+	$\Sigma^+ \rightarrow p \pi^0, n \pi^+$

- L. Leprince-Ringuet and M. L'héritier, *Comptes Rendus Acad. Sciences de Paris, séance du 13 Dec. 1944*, p. 618



Dessin stéréoscopique de la collision.

$$K^+ + e^- \rightarrow K^+ + e^-$$

$$\rightarrow m_K = 990m_e \pm 12\% = 506 \pm 61 \text{ MeV}$$

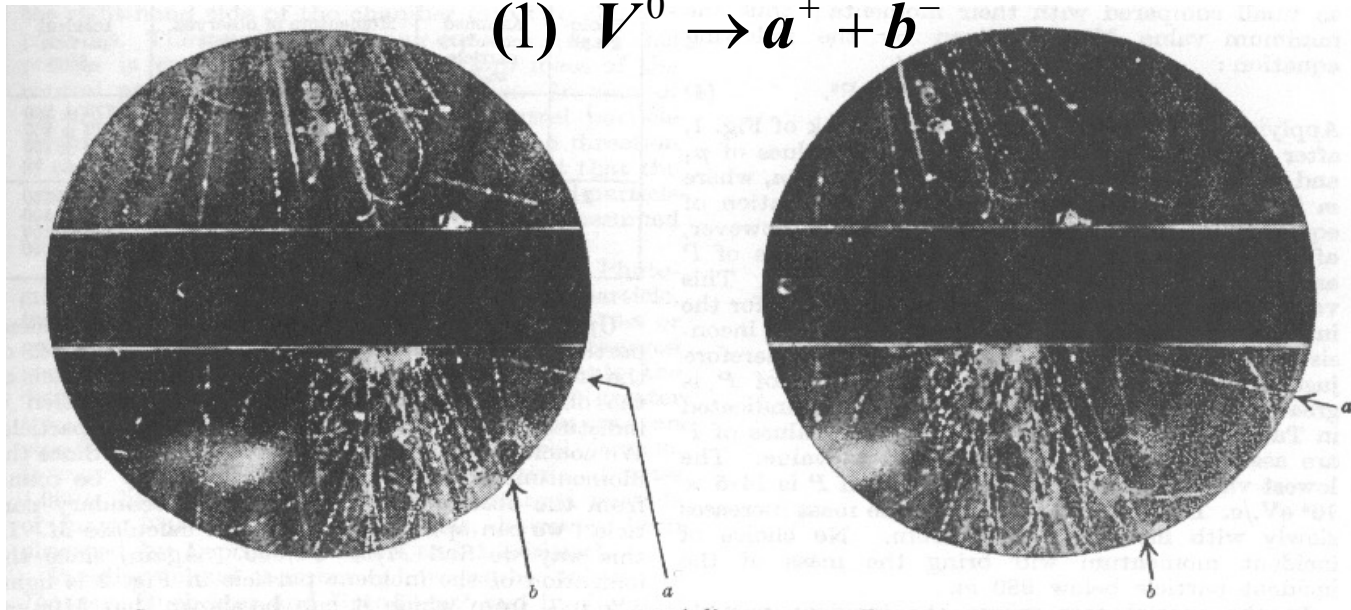
- G.D.Rochester and C.C.Butler, Nature , 160 (1947) 855.

从 ~ 50 个宇宙线穿透事例中，发现了2个衰变事例

TABLE 1. EXPERIMENTAL DATA

Photo-graph	H (gauss)	α (deg.)	Track	p (eV./c.)	Δp (eV./c.)	Sign
1	3500	66.6	a	3.4×10^8	1.0×10^8	+
			b	3.5×10^8	1.5×10^8	-
2	7200	161.1	a	6.0×10^8	3.0×10^8	+
			b	7.7×10^8	1.0×10^8	+

$$(1) \quad V^0 \rightarrow a^+ + b^-$$



如果 ~ 50 个宇宙线事例中每个都有 ~ 1 个这样的粒子，则每种粒子在云室中衰变的几率就是

$$p \sim 0.02$$

利用：

$$p = \frac{D(1-\beta^2)^{1/2}}{\tau_0 c \beta}$$

$$D \sim 30\text{cm}, \quad \beta \sim 0.7$$

得到：

$$\tau_0 \sim 10^{-8} \text{ s}$$

TABLE 1. EXPERIMENTAL DATA

Photo-graph	H (gauss)	α (deg.)	Track	p (eV./c.)	Δp (eV./c.)	Sign
1	3500	66.6	a	3.4×10^8	1.0×10^8	+
			b	3.5×10^8	1.5×10^8	-
2	7200	161.1	a	6.0×10^8	3.0×10^8	+
			b	7.7×10^8	1.0×10^8	+

(2) $a^+ \rightarrow b^+ + \text{neutral}$

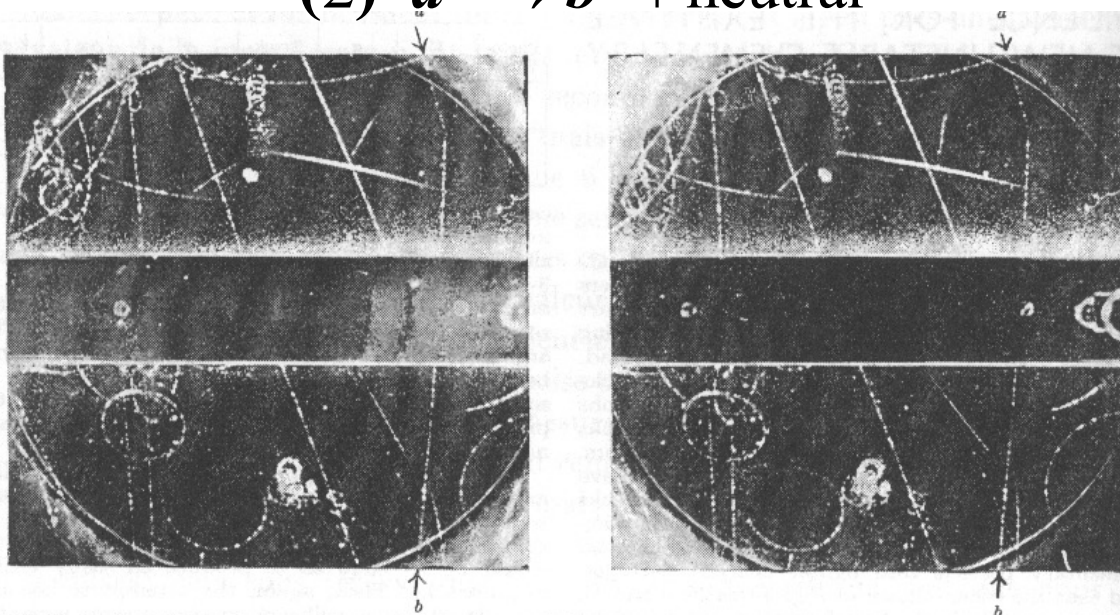
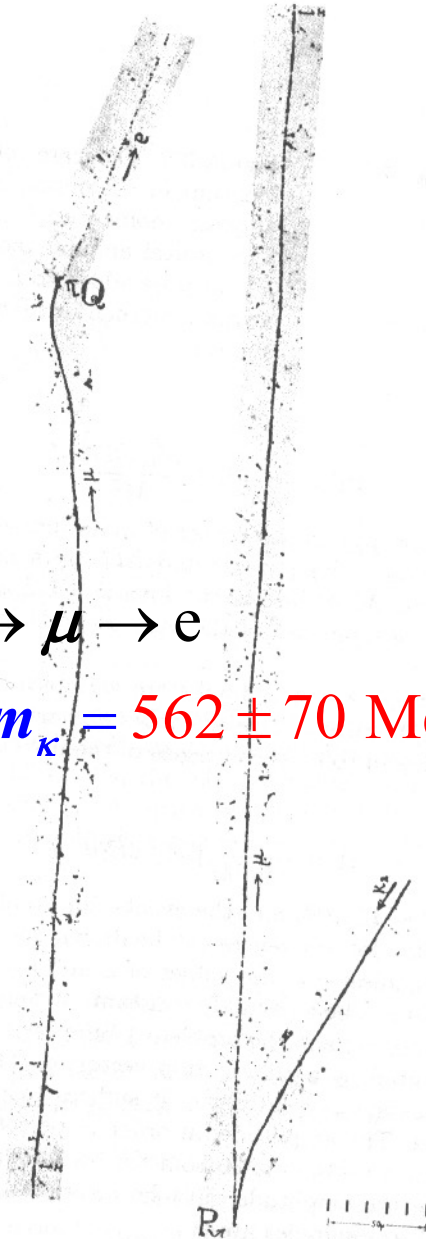


Fig. 2. STEREOSCOPIC PHOTOGRAPHS SHOWING AN UNUSUAL FORK ($a b$). THE DIRECTION OF THE MAGNETIC FIELD IS SUCH THAT A POSITIVE PARTICLE COMING DOWNWARDS IS DEVIATED IN A CLOCKWISE DIRECTION

- C. O'Ceallaigh, *Phil. Mag.* XLII (1951) 1032.

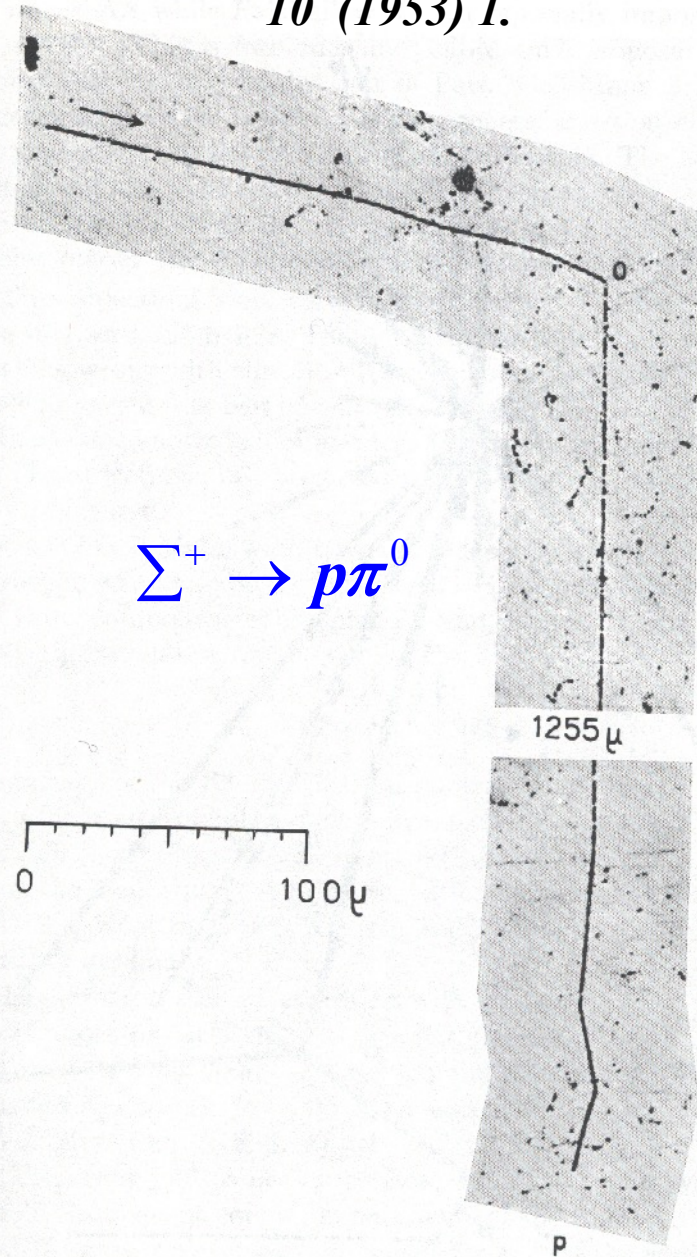
$$\kappa \rightarrow \mu \rightarrow e$$

$$\rightarrow m_{\kappa} = 562 \pm 70 \text{ MeV}$$



- A. Bonetti et al., *Nuovo Cimento.* 10 (1953) 1.

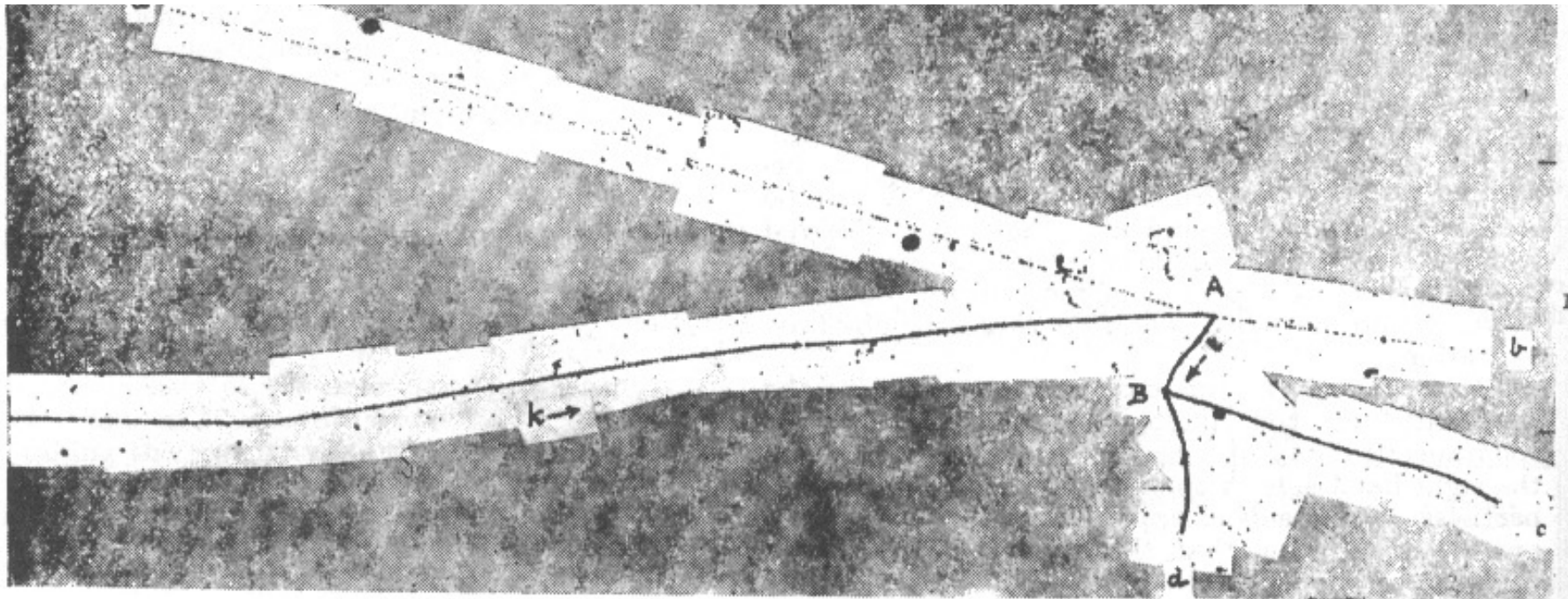
$$\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$$



Observed by R. LEVI SETTI

- R. Brown et al., *Nature* 163 (1949) 82.

$$\tau \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$$



Observer : Mrs. W. J. van der Merwe

Fig. 8

- 随着越来越多的衰变模式被发现，实验上需要研究这些衰变究竟是一个粒子的多个衰变模式、还是来自不同粒子的衰变。这需要对质量和寿命进行比较精确的测量。为此，需要：

① 可重复的实验

② 精确的径迹、能量测量和粒子鉴别

这都是宇宙线实验难以做到的。

- 加速器技术的进步、气泡室的发明很好满足了要求。

- 气泡室 (Bubble Chamber)

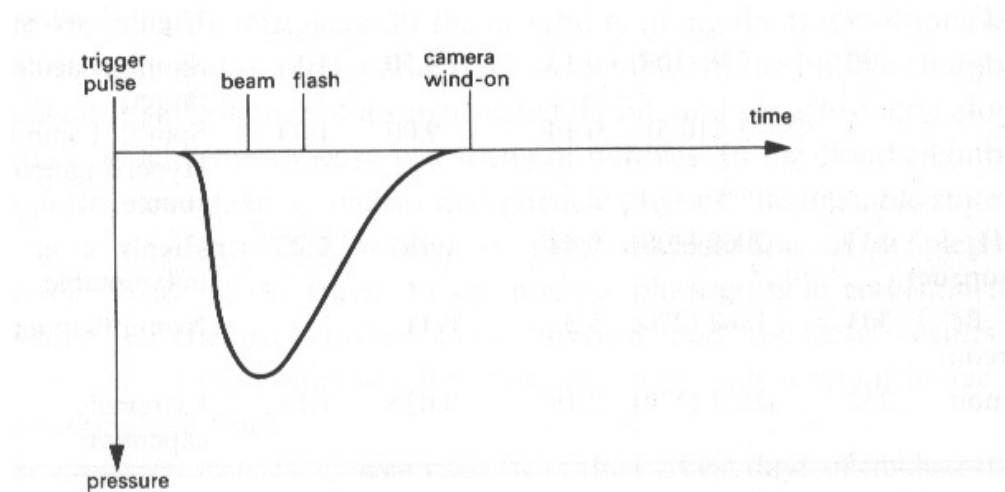
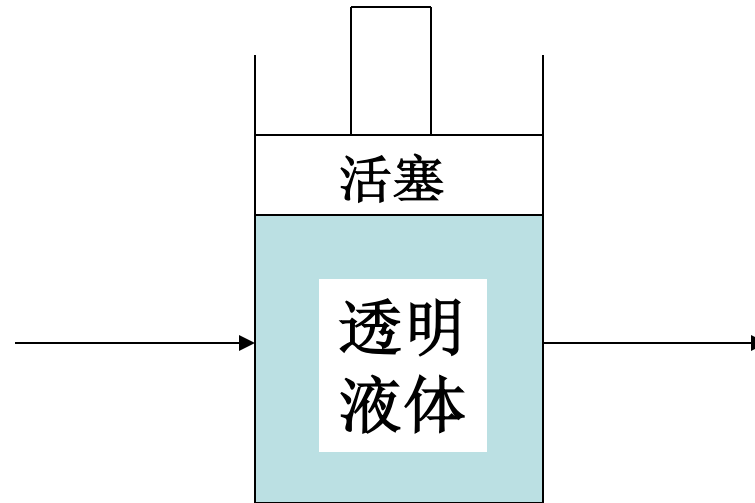
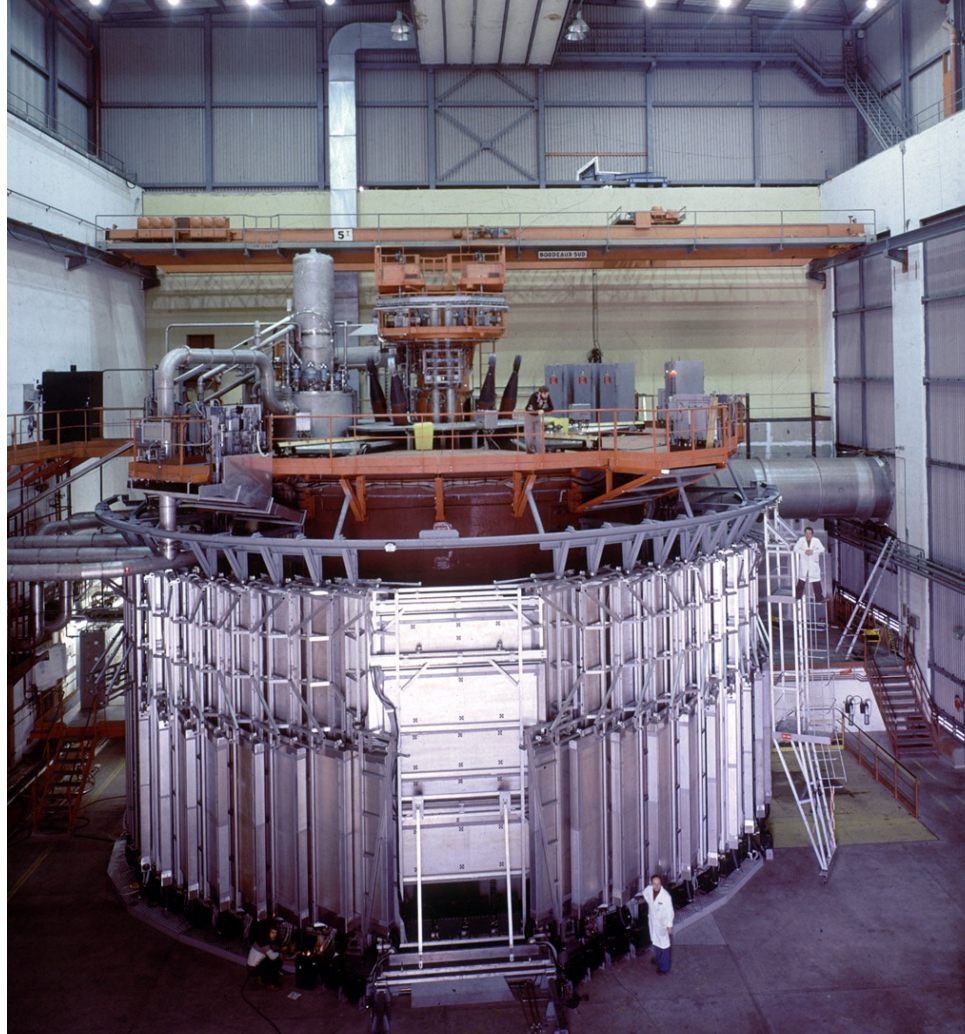


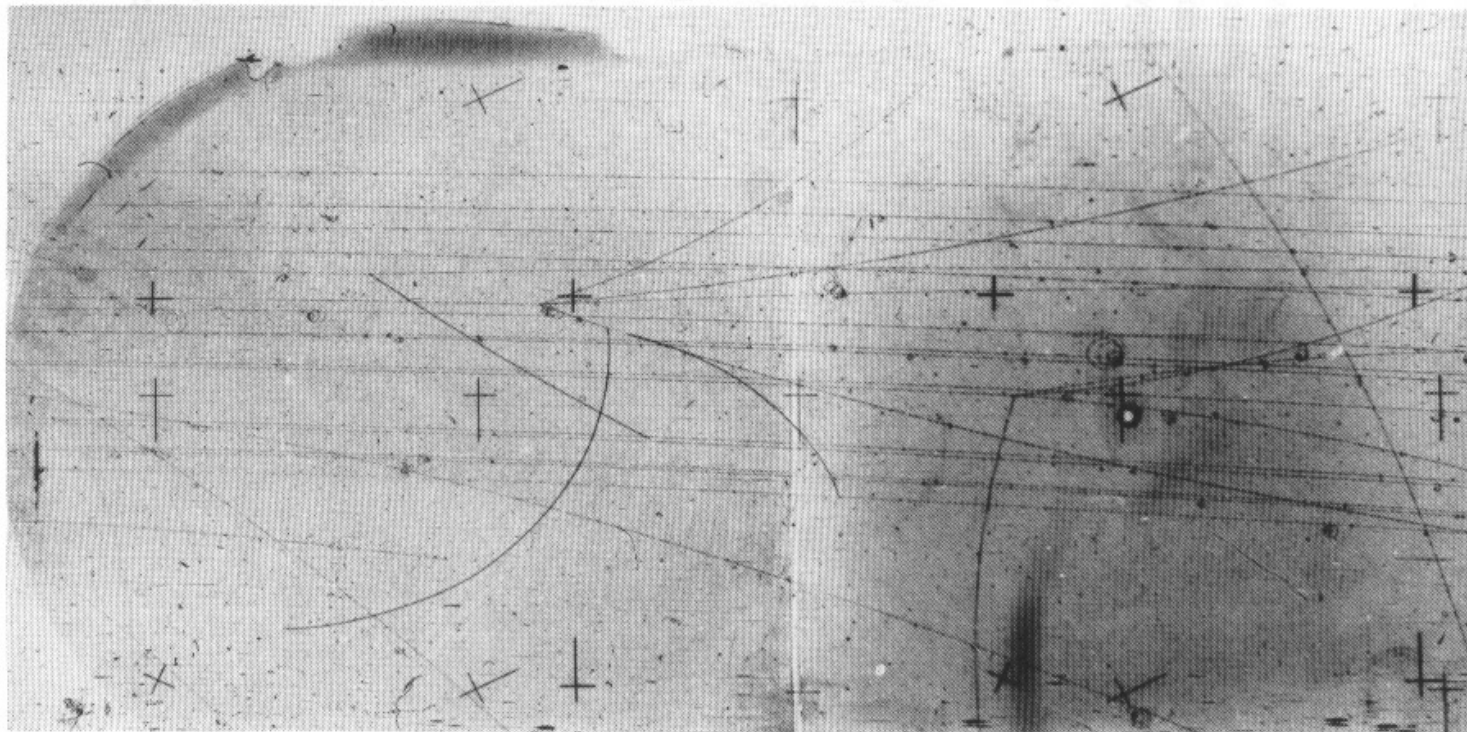
Fig. 1.7. Diagrammatic representation of a bubble chamber cycle.

The Big European Bubble Chamber (BEBC)



The 3.70 metre BEBC bubble chamber, dismantled on 9 August 1984. One of the biggest detectors in the world, it produced direct visual recording of particle tracks. 6.3 million photos of interactions were taken with the chamber in the course of its existence.

Fig. 5.6. An example of Ξ^- -production and decay in the British 1.5 m bubble chamber exposed to a 6 GeV/c K^- -beam from the CERN proton synchrotron. The Ξ^- emerges as the lowest of four tracks from the interaction in the left-hand half of the picture and rapidly decays to a Λ and a π^- .



• W.B.Fowler et al., *Phys. Rev.* 93 (1954) 861 . **CLOUD CHAMBER !**

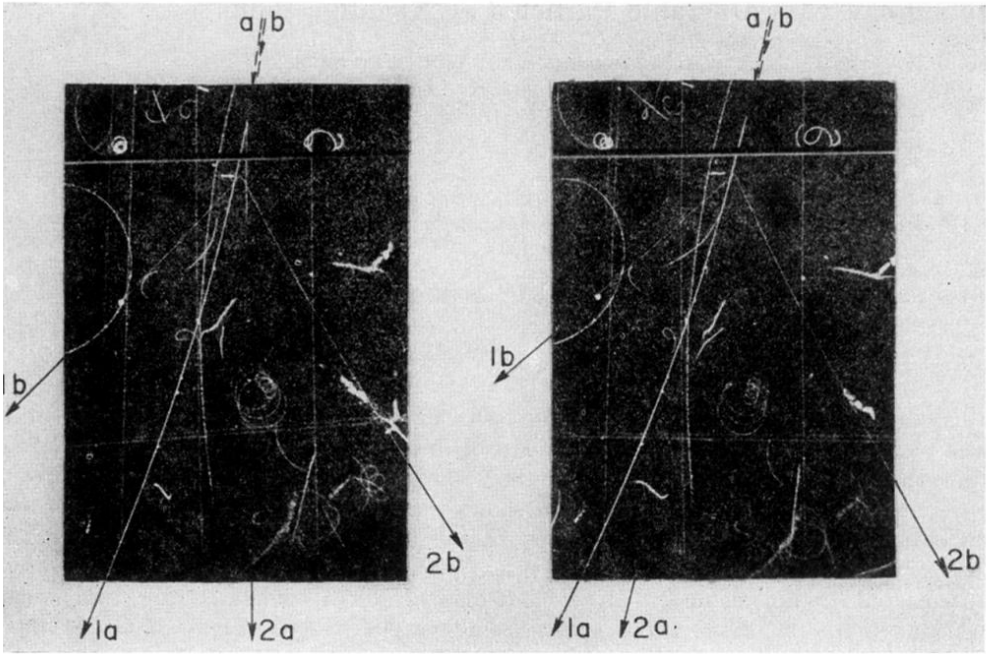
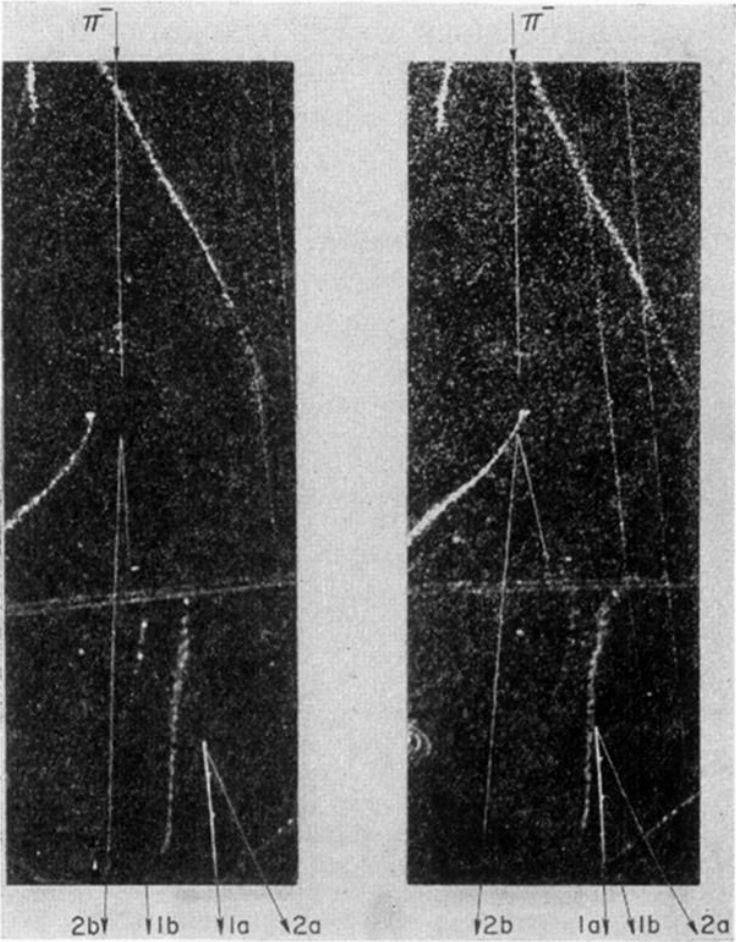


FIG. 2. Case D. Photograph of a 1.5-Bev π^- producing two neutral V particles in a collision with a proton. Tracks 1a and 2a, believed to be proton and π^- , respectively, are the decay products of a Λ^0 . A ϑ^0 is probably seen to decay into π^+ (1b) and π^- (2b). Because of the rather "foggy" quality of this picture tracks 1b, 2a, and 2b have been retouched for better reproduction.

Strange Particles

Particle	J	I	I_3	b	S	Q	Mass (MeV)
K^+	0	1/2	1/2	0	1	1	493.677
K^0	0	1/2	-1/2	0	1	0	497.648
Λ	1/2	0	0	1	-1	0	1115.683
Σ^+	1/2	1	1	1	-1	1	1189.37
Σ^0	1/2	1	0	1	-1	0	1192.642
Σ^-	1/2	1	-1	1	-1	-1	1197.449
Ξ^0	1/2	1/2	1/2	1	-2	0	1314.83
Ξ^-	1/2	1/2	-1/2	1	-2	-1	1321.31

【讨论】K 介子与物质的相互作用

在强作用过程中重子数和奇异数都是守恒的，这样

$$\bar{K}^0 + p \rightarrow \pi^+ + \Lambda; \quad K^0 + p \not\rightarrow \pi^+ + \Lambda$$

同理，下面的一些过程很容易发生

$$K^- + p \rightarrow \begin{cases} \Lambda + \pi^0 \\ \Sigma^0 + \pi^0 \\ \Sigma^\pm + \pi^\mp \end{cases}$$

而对 $K^+ + p$ 则不存在类似的过程。

其结果是在通过物质时， K^+, K^0 比 $K^-, \bar{K}^0$ 具有更长的自由程。

§ 1. 更高对称性的寻找

- 实验上发现了许多不稳定的强子

Meson: $J^{PC} = 0^{-+}$

Particle	I	I_3	S	Mass (MeV)
π^+	1	1	0	139.57018
π^0		0	0	135.9766
π^-		-1	0	139.57018
K^+	1/2	1/2	1	493.677
K^0		-1/2	1	497.648
$\bar{K}^0$	1/2	1/2	-1	497.648
K^-		-1/2	-1	493.677
η	0	0	0	547.75
η'	0	0	0	957.78

Meson: $J^{PC} = 1^{--}$

Particle	I	I_3	S	Mass (MeV)
ρ^+	1	1	0	775.8
ρ^0		0	0	775.8
ρ^-		-1	0	775.8
K^{*+}	1/2	1/2	1	891.66
K^{*0}		-1/2	1	896.10
$\bar{K}^{*0}$	1/2	1/2	-1	896.10
K^{*-}		-1/2	-1	891.66
ω	0	0	0	782.59
ϕ	0	0	0	1019.456

Baryon: $J^P = \frac{1}{2}^+$

Particle	I	I_3	S	Mass (MeV)
p	$1/2$	$1/2$	0	938.27203
n		$-1/2$	0	939.56536
Λ	0	0	-1	1115.683
Σ^+	1	1	-1	1189.37
Σ^0		0	-1	1192.642
Σ^-		-1	-1	1197.449
Ξ^0	$1/2$	$1/2$	-2	1314.83
Ξ^-		$-1/2$	-2	1321.31

Baryon: $J^P = \frac{3}{2}^+$

Particle	I	I_3	S	Mass (MeV)
Δ^{++}	$3/2$	$3/2$	0	~ 1232
Δ^+		$1/2$	0	~ 1232
Δ^0		$-1/2$	0	~ 1232
Δ^-		$-3/2$	0	~ 1232
$\Sigma(1385)^+$	1	1	-1	1382.8
$\Sigma(1385)^0$		0	-1	1383.7
$\Sigma(1385)^-$		-1	-1	1387.2
$\Xi(1530)^0$	$1/2$	$1/2$	-2	1531.80
$\Xi(1530)^-$		$-1/2$	-2	1535.0
Ω^-	0	0	-3	1672.45

- 这些粒子都是基本的吗？
- 是否存在一个“元素周期表”？
- 在强作用过程中，同位旋和奇异数是守恒的。或者说，强作用的Hamiltonian在

$$SU(2)_{Isospin} \times U(1)_{Strangeness}$$

变换下不变。是否可以扩展到更高的对称性？

【注】群的直乘

若给定两个群 G', G'' ，用 $a'_k \in G'$ 和 $a''_l \in G''$ 表示它们各自的元素。定义元素 $a_{kl} = (a'_k, a''_l)$ 和乘法

$$(a'_1, a''_1)(a'_2, a''_2) = (a'_1 a'_2, a''_1 a''_2)$$

则构成一个新群： $G = G_1 \times G_2$

• 同位旋对称的启示

- 每个不可约表示用参量 I 来标志，每个不可约表示有 $2I+1$ 个不同的分量。不可约表示中的不同分量用 I_3 区分；
- 粒子按不可约表示分类，每个粒子（态）对应不可约表示的一个分量；
- 属于同一不可约表示的各粒子的质量、寿命、 J^P ... 相同
- 如果属于某一不可约表示的一个粒子存在，则属于这不可约表示的所有粒子都存在。

如果忽略具有不同奇异数的粒子的质量、寿命差别，可能将同位旋和奇异数“放到”一个更高的对称群中，期望：

- 每个不可约表示也可以用适当的参量标志；
- 不可约表示中的不同分量可以用 I , I_3 , S 标识。

§ 2. $SU(3)$ 群

• $SU(3)$ 群的生成元

$$I_i = \frac{1}{2} \lambda_i, \quad i = 1, \dots, 8$$

$$\lambda_1 = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \lambda_2 = \begin{bmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \lambda_3 = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

$$\lambda_4 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \lambda_5 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

$$\lambda_6 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}, \lambda_7 = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{bmatrix}, \lambda_8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{bmatrix}$$

- 任何一个 $SU(3)$ 群元素可以写成:

$$g(\{\xi_i\}) = \exp(i \sum_{i=1}^8 \xi_i I_i)$$

- 对易关系 (李代数)

$$[I_i, I_j] = i \sum_k f_{ijk} I_k$$

f_{ijk} : fully antisymmetric

$$f_{123} = 1, \quad f_{458} = f_{678} = \sqrt{3}/2$$

$$f_{147} = f_{165} = f_{246} = f_{257} = f_{345} = f_{376} = 1/2$$

满足对易关系的一组 (8个) 厄米矩阵可以构造出 $SU(3)$ 群的一个表示。

- 反对易关系

$$\{I_i, I_j\} = \sum_k d_{ijk} I_k + \frac{1}{3} \delta_{ij}$$

d_{ijk} : fully symmetric

- 实表示和复表示

$$[I_i, I_j] = i \sum_k f_{ijk} I_k$$

可以得到另外一个表示

$$I_i^C \equiv -I_i^* = -\tilde{I}_i$$
$$[I_i^C, I_j^C] = i \sum_k f_{ijk} I_k^C$$

称为原表示的复共扼表示。如果一个表示与其复共扼表示等价，称这个表示为实表示。

【讨论】 正反粒子变换和复共扼表示

考虑一组粒子态按群的某一不可约表示变换

$$\begin{bmatrix} A_1' \\ A_2' \\ \vdots \\ A_m' \end{bmatrix} = e^{i \sum_i \xi_i I_i} \begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \\ \vdots \\ A_m \end{bmatrix}$$

两边做正反粒子变换:

$$\begin{bmatrix} \bar{A}_1' \\ \bar{A}_2' \\ \vdots \\ \bar{A}_m' \end{bmatrix} = C e^{i \sum_i \xi_i I_i} C^{-1} \begin{bmatrix} \bar{A}_1 \\ \bar{A}_2 \\ \vdots \\ \bar{A}_m \end{bmatrix} = e^{i \sum_i \xi_i C I_i C^{-1}} \begin{bmatrix} \bar{A}_1 \\ \bar{A}_2 \\ \vdots \\ \bar{A}_m \end{bmatrix}$$

两边共同的 C 变换相因子已经去掉。

对于反粒子，所有的相加性守恒量都要变号，也就是 C 变换后群生成元的本征值都要变号，满足李代数关系的选择只有

$$CI_iC^{-1} = -\tilde{I}_i$$

因此反粒子态按复共扼表示变换。

【例】 对于同位旋二重态

$$\begin{bmatrix} p' \\ n' \end{bmatrix} = e^{i \sum_i \xi_i \frac{\sigma_i}{2}} \begin{bmatrix} p \\ n \end{bmatrix}$$

按上面的讨论，有

$$\begin{bmatrix} \bar{p}' \\ \bar{n}' \end{bmatrix} = e^{i \sum_i \xi_i (-\frac{\tilde{\sigma}_i}{2})} \begin{bmatrix} \bar{p} \\ \bar{n} \end{bmatrix}$$

利用关系式

$$\sigma_2 \sigma_i \sigma_2^{-1} = -\tilde{\sigma}_i$$

表明这个表示是实的，并且有

$$-i\sigma_2 \begin{bmatrix} \bar{p}' \\ \bar{n}' \end{bmatrix} = e^{i\sum_i \xi_i \frac{\sigma_i}{2}} (-i\sigma_2) \begin{bmatrix} \bar{p} \\ \bar{n} \end{bmatrix}$$

这说明 $-i\sigma_2 \begin{bmatrix} \bar{p} \\ \bar{n} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\bar{n} \\ \bar{p} \end{bmatrix}$ 与 $\begin{bmatrix} p \\ n \end{bmatrix}$ 有相同的变换方式。

$SU(3)$ 群的基础表示不是实表示，不存在类似的关系。

- 关于 $SU(3)$ 群不可约表示的几点结论

- $SU(3)$ 群的不可约表示用两个参数 (λ, μ) 描写, 记为

$$D(\lambda, \mu), \quad \lambda, \mu = 0, 1, 2, \dots$$

对应不可约表示的维数为

$$N(\lambda, \mu) = \frac{1}{2}(\lambda + 1)(\mu + 1)(\lambda + \mu + 2)$$

- $SU(3)$ 群的生成元中 I_3 和 I_8 可以同时对角化 (对易)

$$Y \equiv \frac{2}{\sqrt{3}} I_8$$

因此一个不可约表示中的每一个分量 (态) 都具有确定的 I_3 和 Y 值, 可以在 $Y - I_3$ 图上标出 (表示的权图)。

一 权图规则

- (1) 画一个六边形，上边 λ 格，下边 μ 格，各斜边都按 $|\Delta Y / \Delta I_3| = 2$ 的斜率做。当 $\lambda=0$ 或 $\mu=0$ 时，六边形退化成正（倒）立的三角形。
- (2) 六边形左右对称，三个不相邻边长为 λ 格，另外三个不相邻边长为 μ 格。
- (3) 每个对边之间打平行线格子，形成以三角形为基本单元的网格，每一个交点代表一个态或简并态。
- (4) 坐标原点在六边形的重心。
- (5) 从外到内，第一层是单态，第二层是二重态，...；但到某一层是三角形时，简并度停止增加。

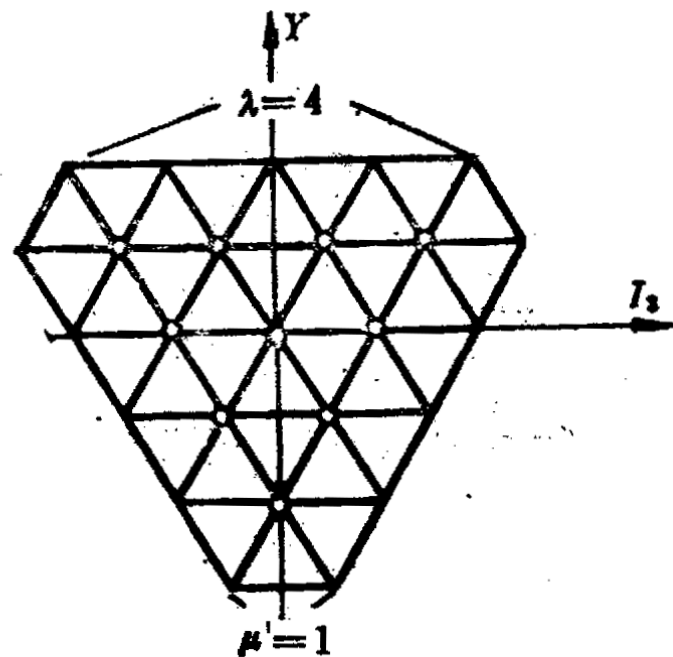
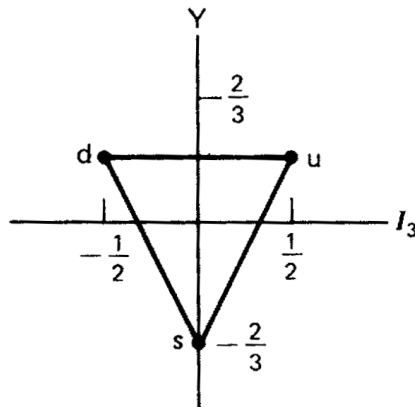
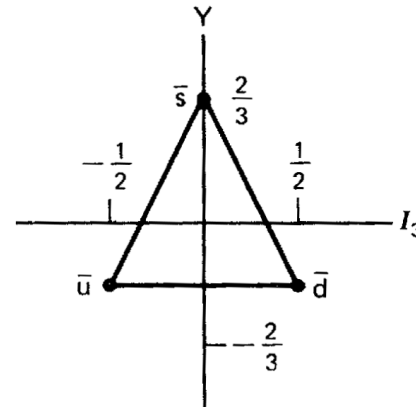


图 7.6 $D(4, 1)$ 表示的权图



$$D(1,0) = 3$$



$$D(0,1) = 3^*$$

一 表示的直乘和分解

与 $SU(2)$ 群的表示的直乘和分解类似， $SU(3)$ 群表示的直乘也可以通过“C-G系数”按不可约表示分解，如

$$3 \otimes 3^* = 1 \oplus 8$$

$$3 \otimes 3 \otimes 3 = 1 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 10$$

...

§ 3. 八正法 (The Eightfold Way)

- 1961年Neuman 和 Gell-Mann 提出八正法理论用于强子分类
 - 同位旋和奇异数包含在一个更高对称群 $SU(3)$ 中 (*);
 - 介子和重子都属于 $SU(3)$ 群的8 维表示, 或 8维表示的直乘分解所得到的表示

$$8 \otimes 8 = 1 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 10 \oplus 10^* \oplus 27$$

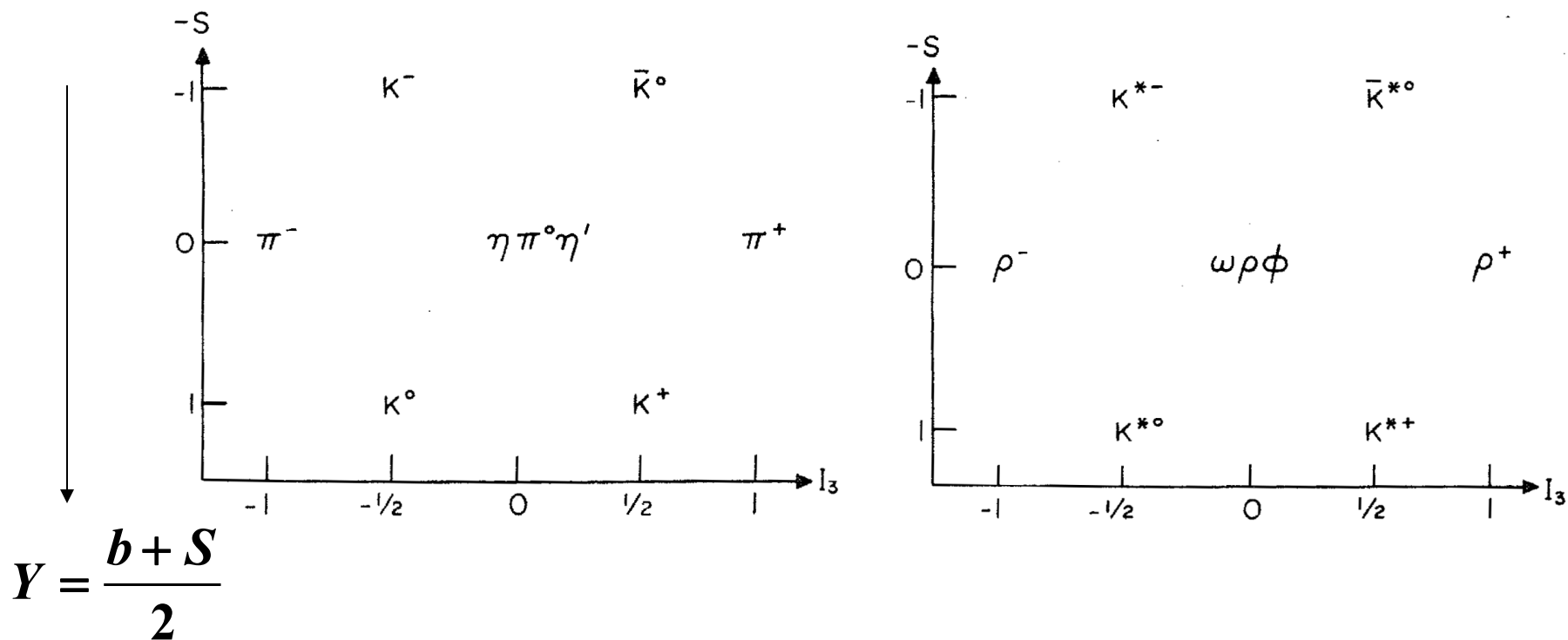
$$D(1,1) = 8$$

$$D(3,0) = 10, \quad D(0,3) = 10^*$$

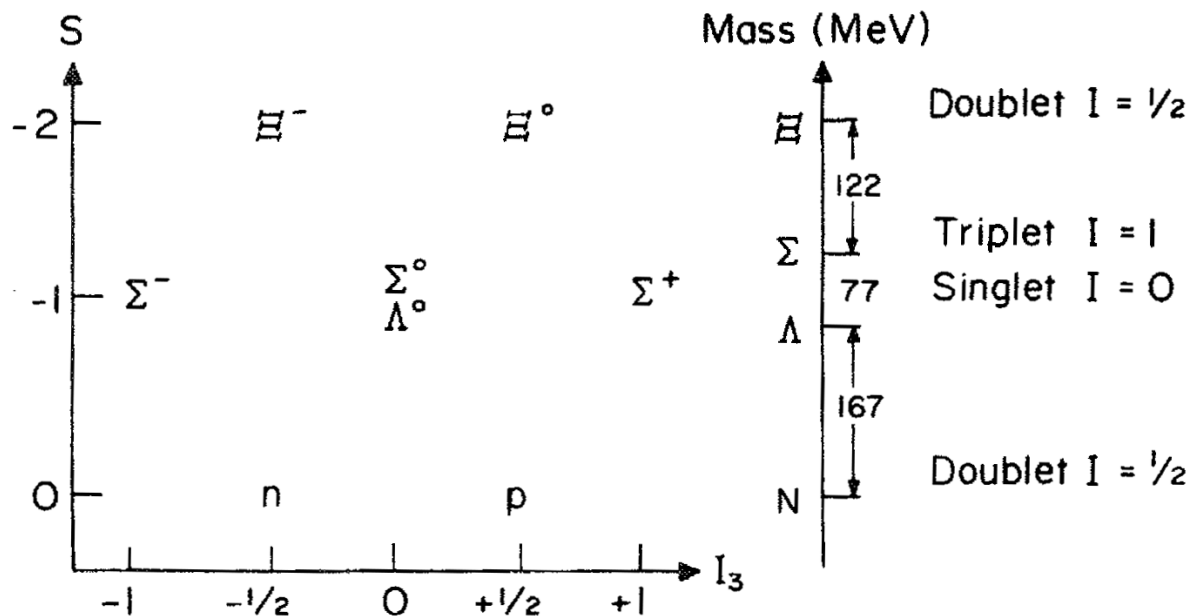
$$D(2,2) = 27$$

(*) 关于 $SU(3)$ 对称群在更早的理论模型中已经被提出。

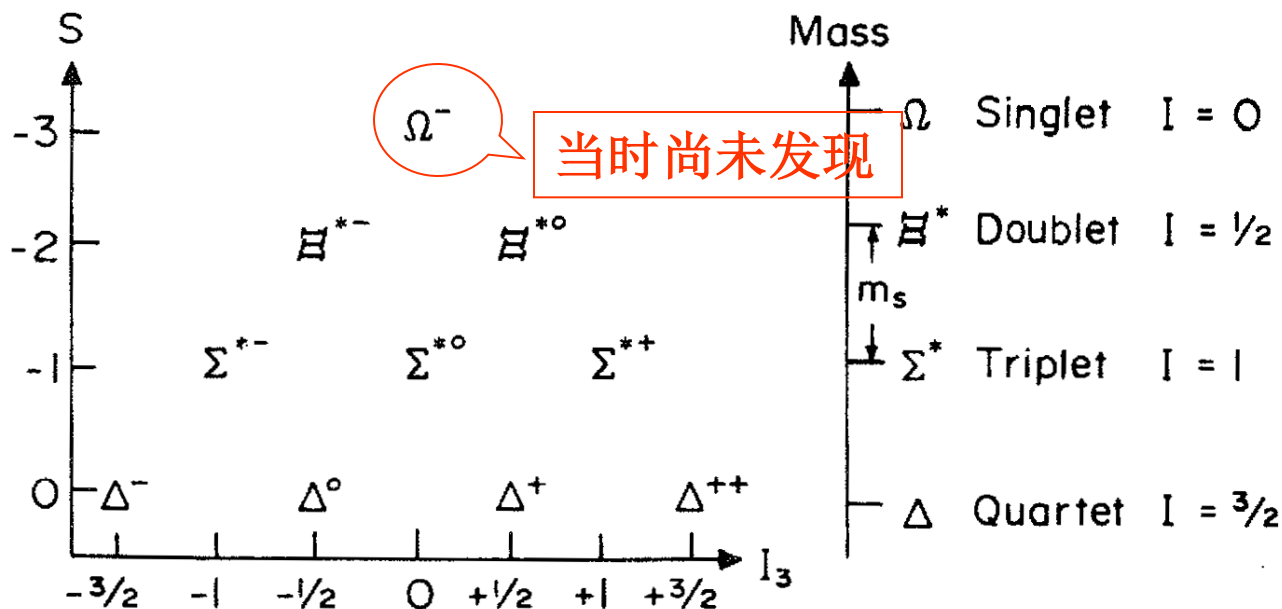
一 当时发现的强子都可以很好地放到各个表示当中



$$D(1,1) = 8$$



$$D(3,0) = 10$$



— 当时只发现了9个 $J=3/2$ 的重子，八正法预言必须存在第10个粒子：

$$\Omega^- \quad I=0, S=-3$$

- $SU(3)$ 是一个近似的对称性，假设同位旋对称性的破缺可以忽略，具有不同奇异数（超荷）的粒子的质量不同。在10维表示中，粒子的质量是 Y 的函数。

一级近似

$$M(Y) = a + bY$$

$$\rightarrow \Omega^- = 1684.1 \text{ MeV}$$

二级近似

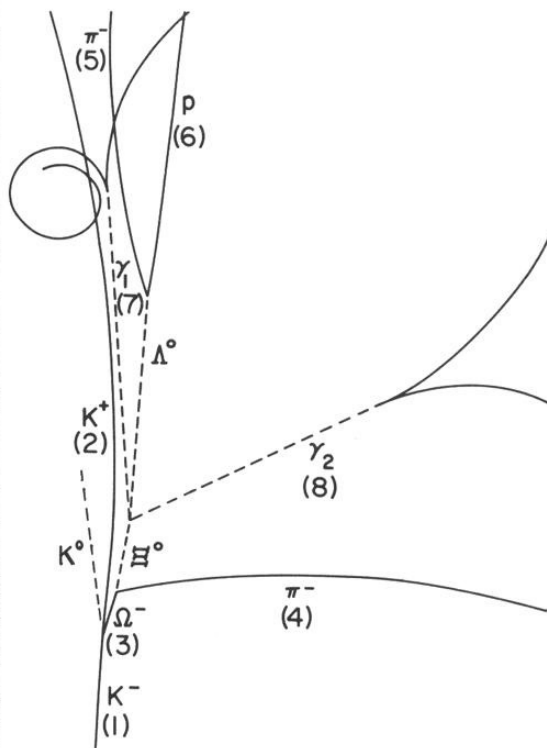
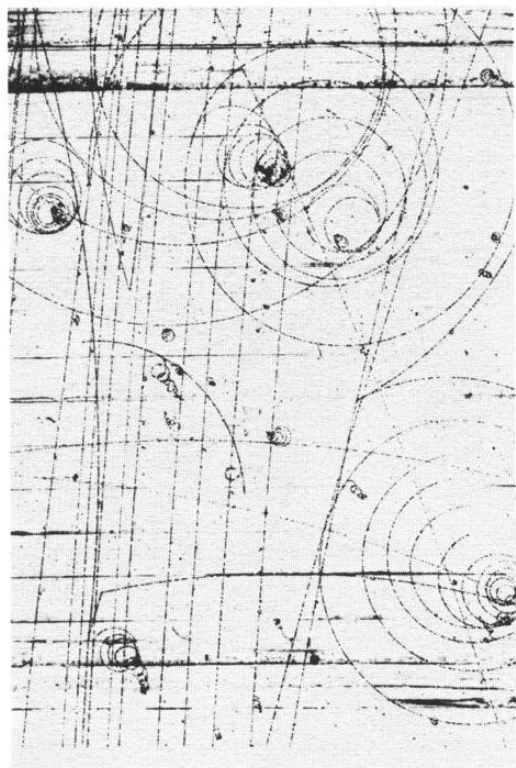
$$M(Y) = a + bY + cY^2$$

$$\rightarrow \Omega^- = 1678.4 \text{ MeV}$$

- 由于

$$\Omega^- < \Xi + K, \Lambda + 2K, N + 3K$$

所以这个粒子不能通过强作用和电磁作用衰变，只能通过弱作用衰变，是**稳定的**！



PRL 12 (1964) 204

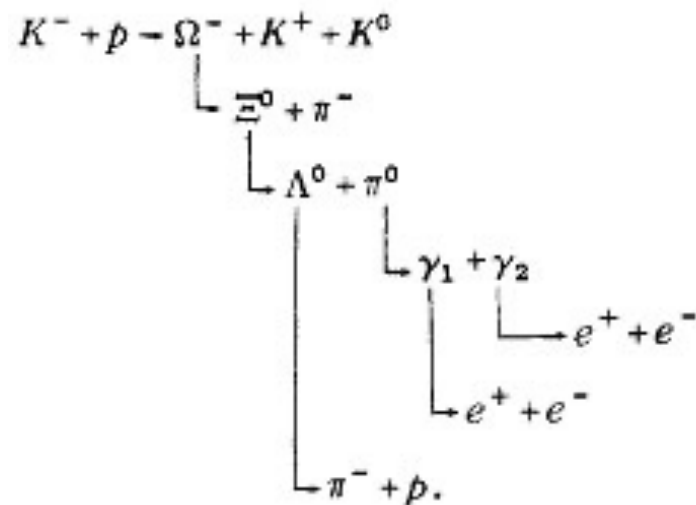


FIG. 2. Photograph and line diagram of event showing decay of Ω^- .

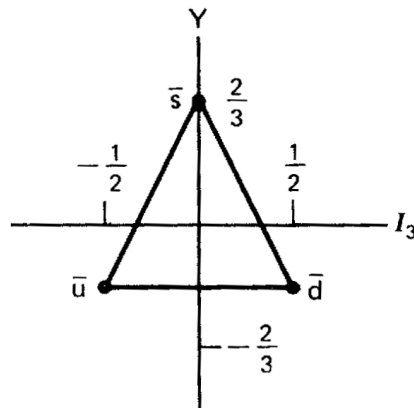
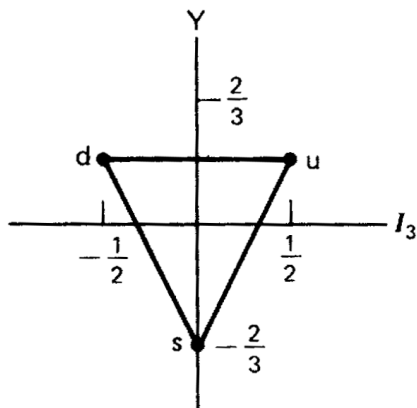
- 八正法确立了 $SU(3)$ 对称性，取得了很大的成功，但也留下了一个不好理解的问题：

为什么介子只有1和8，重子只有8和10，
而表示 10^* 和27并不出现？

这个问题在1964年也得到了解决—**夸克模型!**

§ 4. 夸克模型 (The Quark Model)

- Gell-Mann 和 Zweig 在1964年提出夸克模型
 - 强子是由三个基本费米子 (u, d, s) 组成的, 构成味SU(3)的基础表示。



- 介子由一对正反夸克组成, 而重子由3个夸克组成

$$3 \otimes 3^* = 1 \oplus 8$$

$$3 \otimes 3 \otimes 3 = 1 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 10$$

夸克模型很好地解决了八正法的问题。

- The baryon decuplet

— 考虑下面味 $SU(3)$ 群表示的直乘和分解

$$3 \otimes 3 \otimes 3 = 1 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 10$$

1-维表示的基是全反对称的：

$$(I_3, Y) = (0, 0): \quad \frac{1}{\sqrt{6}} (\text{uds} - \text{usd} + \text{sud} - \text{sdu} + \text{dsu} - \text{dus})$$

10-维表示的基是全对称的，用 $[q_1 q_2 q_3]_S$ 表示全对称的态。

$$[uuu]_S = uuu$$

$$[uud]_S = \frac{1}{\sqrt{3}} (uud + udu + duu)$$

$$[uds]_S = \frac{1}{\sqrt{6}} (\text{uds} + \text{usd} + \text{dsu} + \text{dus} + \text{sud} + \text{sdu})$$

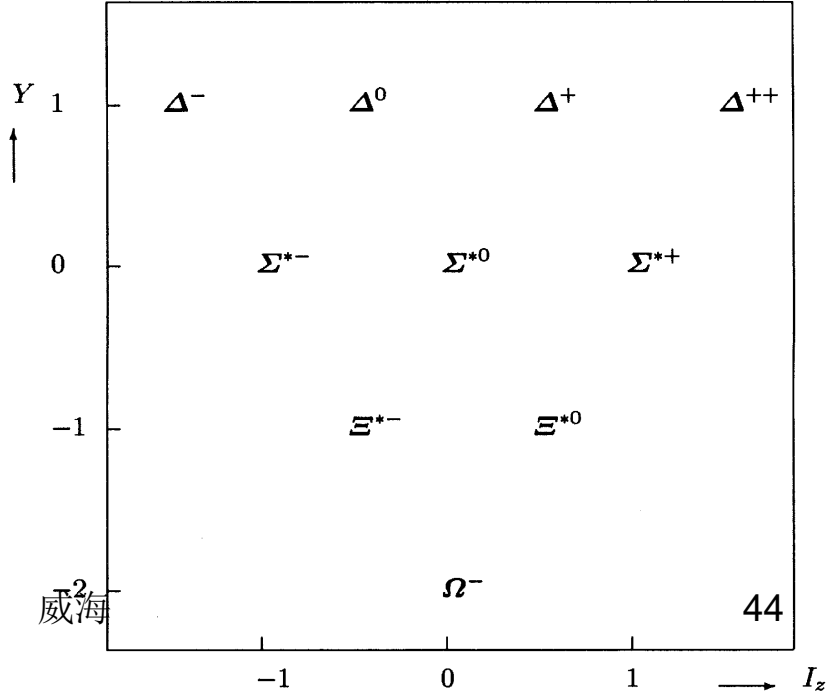
... ..

10-维表示的基可以写成:

$(-\frac{3}{2}, 1) = [ddd]_S, (-\frac{1}{2}, 1) = [ddu]_S, (\frac{1}{2}, 1) = [duu]_S, (\frac{3}{2}, 1) = [uuu]_S$
 $(-1, 0) = [dds]_S, (0, 0) = [dus]_S, (1, 0) = [uus]_S$
 $(-\frac{1}{2}, -1) = [dss]_S, (\frac{1}{2}, -1) = [uss]_S$
 $(0, -2) = [sss]_S$

对应的重子

Particle	I	I_3	S	Mass (MeV)
Δ^{++}	$3/2$	$3/2$	0	~ 1232
Δ^+		$1/2$	0	~ 1232
Δ^0		$-1/2$	0	~ 1232
Δ^-		$-3/2$	0	~ 1232
$\Sigma(1385)^+$	1	1	-1	1382.8
$\Sigma(1385)^0$		0	-1	1383.7
$\Sigma(1385)^-$		-1	-1	1387.2
$\Xi(1530)^0$	$1/2$	$1/2$	-2	1531.80
$\Xi(1530)^-$		$-1/2$	-2	1535.0
Ω^-	0	0	-3	1672.45



- 实验上发现这些重子的自旋是 $3/2$, 如果夸克是自旋 $1/2$ 的粒子, 在自旋空间波函数必须是

$$(J, J_z) = \left(\frac{3}{2}, \frac{3}{2}\right) = \uparrow\uparrow\uparrow$$

$$\left(\frac{3}{2}, \frac{1}{2}\right) = \frac{1}{\sqrt{3}}(\uparrow\uparrow\downarrow + \uparrow\downarrow\uparrow + \downarrow\uparrow\uparrow)$$

$$\left(\frac{3}{2}, -\frac{1}{2}\right) = \frac{1}{\sqrt{3}}(\uparrow\downarrow\downarrow + \downarrow\uparrow\downarrow + \downarrow\downarrow\uparrow)$$

$$\left(\frac{3}{2}, -\frac{3}{2}\right) = \downarrow\downarrow\downarrow$$

在自旋空间的波函数也是全对称的! 为了满足自旋和统计的要求(波函数反对称), 必须存在味、自旋以外的自由度——色自由度!

— 引入色 $SU(3)_c$ ，夸克处在基础表示上 (R,G,B)，对于重子

$$3 \otimes 3 \otimes 3 = 1 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 10$$

其中一维表示是全反对称的

$$\frac{1}{\sqrt{6}}(\text{RGB}-\text{RBG}+\text{BRG}-\text{BGR}+\text{GBR}-\text{GRB})$$

如果假定：强子总处于色单态，也称为色禁闭，则关于十重态重子的自旋-统计问题就可以得到解决。

- The baryon octet

- 假设色禁闭（3个夸克的色空间波函数是全反对称的），则8重态的重子波函数在“味+自旋”空间应该是全对称的。
- 自旋SU(2)，3个夸克的波函数由基础表示的直乘分解给出

$$(2 \otimes 2) \otimes 2 = (3 \oplus 1) \otimes 2 = (3 \otimes 2) \oplus (1 \otimes 2) = 4 \oplus 2 \oplus 2$$

其中两个2维表示都是“混合”对称的：

$$\chi_{M,S} = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{6}}(\uparrow\downarrow\uparrow + \downarrow\uparrow\uparrow - 2\uparrow\uparrow\downarrow) \\ \frac{1}{\sqrt{6}}(-\uparrow\downarrow\downarrow - \downarrow\uparrow\downarrow + 2\downarrow\downarrow\uparrow) \end{cases}$$

$$\chi_{M,A} = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow\downarrow\uparrow - \downarrow\uparrow\uparrow) \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow\downarrow\downarrow - \downarrow\uparrow\downarrow) \end{cases}$$

一 在味空间 $3 \otimes 3 \otimes 3 = 1 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 10$ 中的两个8维表示也是“混合”对称的:

$\phi_{M,S}$

$$(I_3, Y) = \left(\frac{1}{2}, 1 \right) = \frac{1}{\sqrt{6}} [(\text{ud} + \text{du})\text{u} - 2\text{uud}]$$

$$\left(-\frac{1}{2}, 1 \right) = \frac{1}{\sqrt{6}} [(\text{ud} + \text{du})\text{d} - 2\text{ddu}]$$

$$(1, 0) = \frac{1}{\sqrt{6}} [(\text{us} + \text{su})\text{u} - 2\text{uus}]$$

$$(0, 0) = \frac{1}{\sqrt{6}} \left[s \frac{\text{du} + \text{ud}}{\sqrt{2}} + \frac{\text{dsu} + \text{usd}}{\sqrt{2}} - 2 \frac{\text{du} + \text{ud}}{\sqrt{2}} s \right]$$

$$(-1, 0) = \frac{1}{\sqrt{6}} [(\text{ds} + \text{sd})\text{d} - 2\text{dds}]$$

$$(0, 0) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\frac{\text{dsu} - \text{usd}}{\sqrt{2}} + \frac{\text{sdu} - \text{sud}}{\sqrt{2}} \right]$$

$$\left(\frac{1}{2}, -1 \right) = -\frac{1}{\sqrt{6}} [(\text{us} + \text{su})\text{s} - 2\text{ssu}]$$

$$\left(-\frac{1}{2}, -1 \right) = -\frac{1}{\sqrt{6}} [(\text{ds} + \text{sd})\text{s} - 2\text{ssd}]$$

$\phi_{M,A}$

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (\text{ud} - \text{du})\text{u}$$

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (\text{ud} - \text{du})\text{d}$$

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (\text{us} - \text{su})\text{u}$$

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\text{dsu} + \text{usd}}{\sqrt{2}} - \frac{\text{sud} + \text{sdu}}{\sqrt{2}} \right)$$

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (\text{ds} - \text{sd})\text{d}$$

$$\frac{1}{\sqrt{6}} \left(\frac{\text{sdu} - \text{sud}}{\sqrt{2}} + \frac{\text{usd} - \text{dsu}}{\sqrt{2}} - 2 \frac{\text{dus} - \text{uds}}{\sqrt{2}} \right)$$

$$-\frac{1}{\sqrt{2}} (\text{ds} - \text{sd})\text{s}$$

$$-\frac{1}{\sqrt{2}} (\text{us} - \text{su})\text{s}$$

一 八重态的重子波函数，在“味+自旋”空间内组成全对称态

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_{M,S}\chi_{M,S} + \phi_{M,A}\chi_{M,A})$$

【例如】

$$|p \uparrow\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \frac{1}{\sqrt{6}} [(\text{ud}+\text{du})\text{u}-2\text{uud}] \right.$$

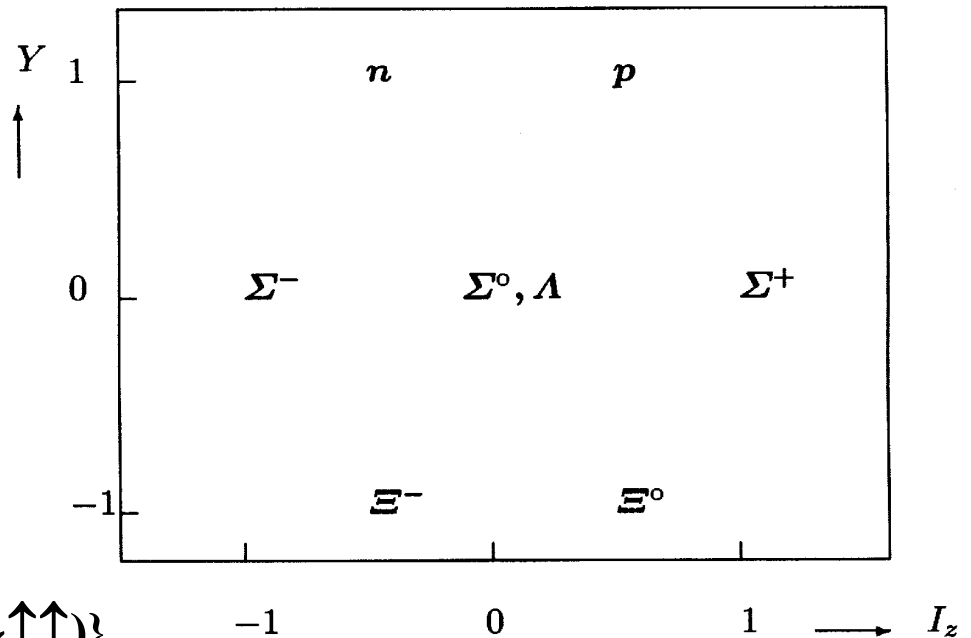
$$\times \frac{1}{\sqrt{6}} (\uparrow\downarrow\uparrow + \downarrow\uparrow\uparrow - 2\uparrow\uparrow\downarrow)$$

$$+ \frac{1}{\sqrt{2}} (\text{ud}-\text{du})\text{u} \times \frac{1}{\sqrt{2}} (\uparrow\downarrow\uparrow - \downarrow\uparrow\uparrow) \Big\}$$

$$= -\frac{1}{\sqrt{18}} [\text{uud}(\uparrow\downarrow\uparrow + \downarrow\uparrow\uparrow - 2\uparrow\uparrow\downarrow) + \text{udu}(\uparrow\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow\uparrow - 2\uparrow\downarrow\uparrow)$$

$$+ \text{duu}(\uparrow\downarrow\uparrow + \uparrow\uparrow\downarrow - 2\downarrow\uparrow\uparrow)]$$

$$= -\frac{1}{\sqrt{18}} [\text{u} \uparrow \text{u} \downarrow \text{d} \uparrow + \text{u} \downarrow \text{u} \uparrow \text{d} \uparrow - 2\text{u} \uparrow \text{u} \uparrow \text{d} \downarrow + \text{permutations}]$$



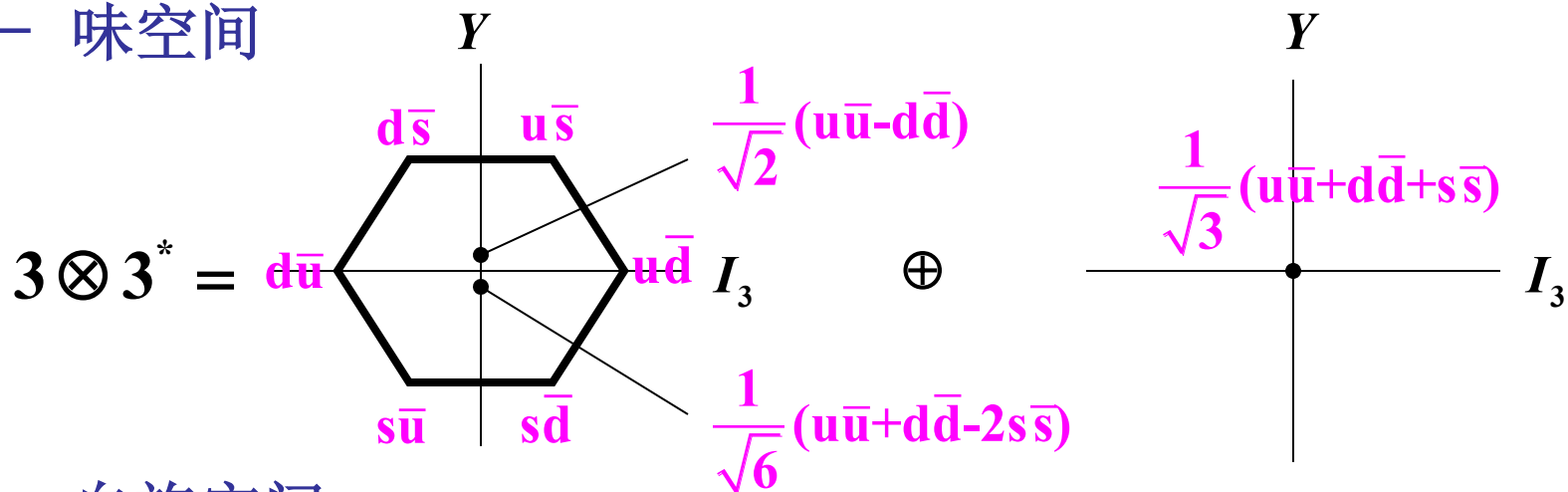
- 正反夸克组成的系统

- 色空间 $3 \otimes 3^* = 1 \oplus 8$

色禁闭要求系统处在色单态上，色空间波函数

$$\frac{1}{\sqrt{3}}(\mathbf{R}\bar{\mathbf{R}} + \mathbf{G}\bar{\mathbf{G}} + \mathbf{B}\bar{\mathbf{B}})$$

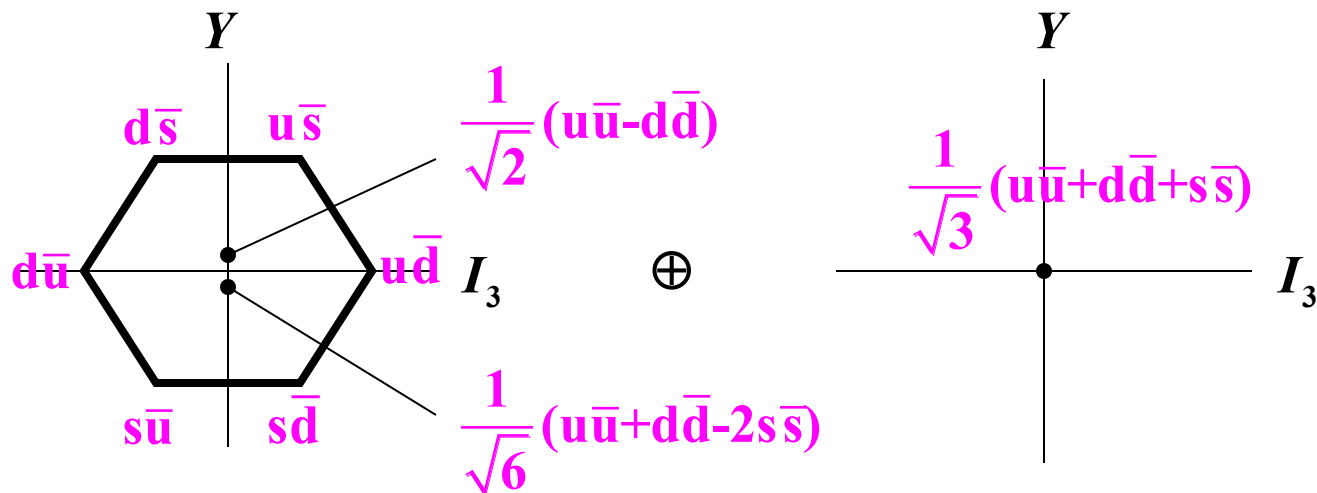
- 味空间



- 自旋空间

$$\chi_s = \begin{cases} \uparrow\uparrow \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow) \\ \downarrow\downarrow \end{cases} \quad \chi_A = \frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow)$$

— 赝标介子: 自旋处于单态

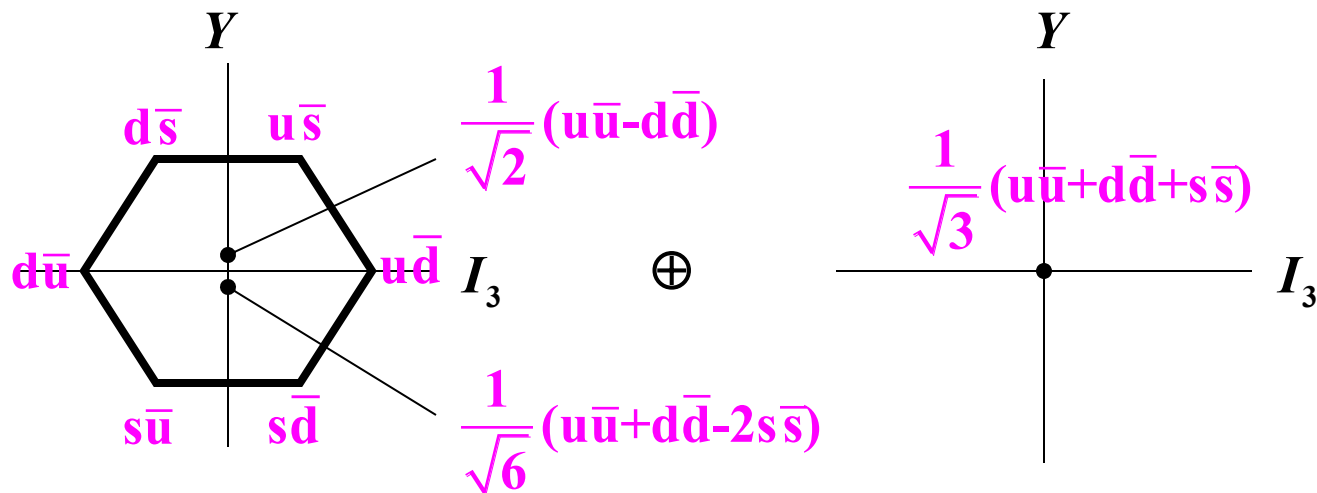


$$\begin{aligned}
 K^0 &= d\bar{s} & K^+ &= u\bar{s} \\
 \pi^- &= d\bar{u} & \pi^0 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d}) & \pi^+ &= u\bar{d} \\
 K^- &= s\bar{u} & \bar{K}^0 &= s\bar{d} \\
 \eta_8 &= \frac{1}{\sqrt{6}}(u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s}) \\
 \eta_1 &= \frac{1}{\sqrt{3}}(u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s})
 \end{aligned}$$

Particle	I	I_3	S	Mass (MeV)
π^+	1	1	0	139.57018
π^0		0	0	135.9766
π^-		-1	0	139.57018
K^+	1/2	1/2	1	493.677
K^0		-1/2	1	497.648
$\bar{K}^0$	1/2	1/2	-1	497.648
K^-		-1/2	-1	493.677
η	0	0	0	547.75
η'	0	0	0	957.78

对赝标介子: $J^{PC} = 0^{-+}$ 51

— 矢量介子: 自旋处于三重态



$$\begin{aligned}
 K^{*0} &= d\bar{s} & K^{*+} &= u\bar{s} \\
 \rho^- &= d\bar{u} & \rho^0 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d}) & \rho^+ &= u\bar{d} \\
 K^{*-} &= s\bar{u} & \bar{K}^{*0} &= s\bar{d} \\
 \omega_8 &= \frac{1}{\sqrt{6}}(u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s}) \\
 \omega_1 &= \frac{1}{\sqrt{3}}(u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s})
 \end{aligned}$$

Particle	I	I_3	S	Mass (MeV)
ρ^+	1	1	0	775.8
ρ^0		0	0	775.8
ρ^-		-1	0	775.8
K^{*+}	1/2	1/2	1	891.66
K^{*0}		-1/2	1	896.10
$\bar{K}^{*0}$	1/2	1/2	-1	896.10
K^{*-}		-1/2	-1	891.66
ω	0	0	0	782.59
ϕ	0	0	0	1019.456

对矢量介子: $J^{PC} = 1^{--}$ 52

- 强子的磁矩

对一个夸克，其磁矩是

$$\vec{\mu} = g \frac{Q}{2m} \vec{s}, \quad g = 2$$

对一个复合系统，在非相对论近似下

$$\vec{\mu} = \sum_i g \frac{Q_i}{2m_i} \vec{s}_i$$

通常也把磁矩在磁场（沿z-轴）方向上的投影称为磁矩。利用夸克模型的质子波函数：

$$|p \uparrow\rangle = -\frac{1}{\sqrt{18}} [u \uparrow u \downarrow d \uparrow + u \downarrow u \uparrow d \uparrow - 2u \uparrow u \uparrow d \downarrow + \text{permutations}]$$

$$|p \uparrow\rangle = -\frac{1}{\sqrt{18}}[u \uparrow u \downarrow d \uparrow + u \downarrow u \uparrow d \uparrow - 2u \uparrow u \uparrow d \downarrow + \text{permutations}]$$

$$\begin{aligned}\mu_p &= \langle p \uparrow | \sum_i g \frac{Q_i}{2m_i} s_{iz} | p \uparrow \rangle \\ &= \frac{1}{18} \{(\mu_u - \mu_u + \mu_d) + (-\mu_u + \mu_u + \mu_d) + 4(2\mu_u - \mu_d)\} \times 3 \\ &= \frac{1}{3}(4\mu_u - \mu_d)\end{aligned}$$

做替换: $u \rightarrow d, d \rightarrow u$

$$\mu_n = \langle n \uparrow | \sum_i g \frac{Q_i}{2m_i} s_{iz} | n \uparrow \rangle = \frac{1}{3}(4\mu_d - \mu_u)$$

$$\frac{\mu_n}{\mu_p} = \frac{4\mu_d - \mu_u}{4\mu_u - \mu_d} \xrightarrow{m_u=m_d} -\frac{2}{3}$$

实验值:

$$\frac{\mu_n}{\mu_p} = -0.68497945 \pm 0.00000058$$

§ 5. 味对称的破缺、混合

- $SU(3)$ 群的伴随表示

生成元的对易关系 $[I_i, I_l] = if_{ilm} I_m \quad (i, l, m = 1, \dots, 8)$

其中重复指标代表求和。可以定义8个8维厄米矩阵

$$(K_i)_{lm} \equiv if_{ilm}$$

利用Jacobi 恒等式

$$[I_i, [I_j, I_k]] + [I_j, [I_k, I_i]] + [I_k, [I_i, I_j]] = 0$$

可以证明

$$[K_i, K_j] = if_{ijk} K_k$$

构成 $SU(3)$ 李代数的一个表示，并由此可以得到 $SU(3)$ 群的8维表示 $D(1,1)$ ，称为 $SU(3)$ 群的伴随表示。对于伴随表示，生成元本身构成表示线性空间的基。

- 味 $SU(3)$ 只是一个近似的对称性，其近似程度远比同位旋对称性差。在考虑味 $SU(3)$ 对称破缺时，可以略去同位旋和奇异数对称的破缺，假设

$$SU(2)_{Isospin} \times U(1)_{Strangeness}$$

是严格的对称性群。

考虑夸克质量矩阵：

$$\langle q_i | H_{st} | q_j \rangle = \begin{bmatrix} m_u & & \\ & m_d & \\ & & m_s \end{bmatrix}$$

$$\xrightarrow{m_u=m_d} \frac{2m_u + m_s}{3} \begin{bmatrix} 1 & & \\ & 1 & \\ & & 1 \end{bmatrix} + \frac{m_u - m_s}{3} \begin{bmatrix} 1 & & \\ & 1 & \\ & & -2 \end{bmatrix}$$

$$= \frac{2m_u + m_s}{3} \mathbf{1} + \frac{(m_u - m_s)}{\sqrt{3}} \lambda_8$$

尝试将强作用的Hamiltonian写成

$$H_{st} = H_0 + H_8 \leftarrow \text{按八维表示的第8个分量变换}$$

↑
味SU(3) 不变

微扰展开，略去 H_8 的高阶项，对按SU(3)某个不可约表示变换的强子态有

$$H_0 \left| \mathbf{h}_i^{(0)} \right\rangle = m^{(0)} \left| \mathbf{h}_i^{(0)} \right\rangle$$

$$(m_h)_{ij} = m^{(0)} + \left\langle \mathbf{h}_i^{(0)} \left| H_8 \right| \mathbf{h}_j^{(0)} \right\rangle$$

SU(3)变换可以把这个不可约表示中的态互换。如果知道 H_8 的变换性质，就可以得到表示中各个粒子质量之间的关系。

由 $SU(3)$ 群生成元组成的，按八维表示第8分量变换的线性独立的算符只有两个

$$I^2 - \frac{1}{4}Y^2, \quad Y$$

因此有：

$$H_8 = \delta m_1 Y + \delta m_2 (I^2 - \frac{1}{4}Y^2)$$

$$m_h(I, Y) = m^{(0)} + \delta m_1 Y + \delta m_2 (I(I+1) - \frac{1}{4}Y^2)$$

这个关系式称为 **Gell-Mann—Okubo 公式**。

对重子，公式中用质量；对介子，公式中用质量的平方。

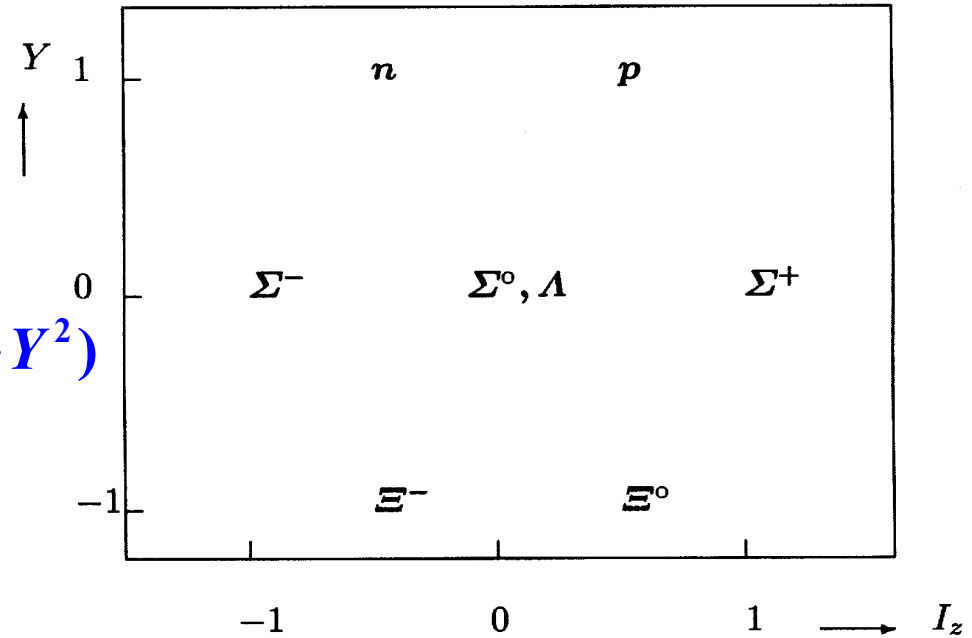
• 重子八重态的质量分裂

$$m_h(I, Y) = m^{(0)} + \delta m_1 Y + \delta m_2 \left(I(I+1) - \frac{1}{4} Y^2 \right)$$

$$\Rightarrow \frac{m_N + m_{\Xi}}{2} = \frac{3m_{\Lambda} + m_{\Sigma}}{4}$$

$\downarrow$
 $\downarrow$

1129 MeV
1135 MeV



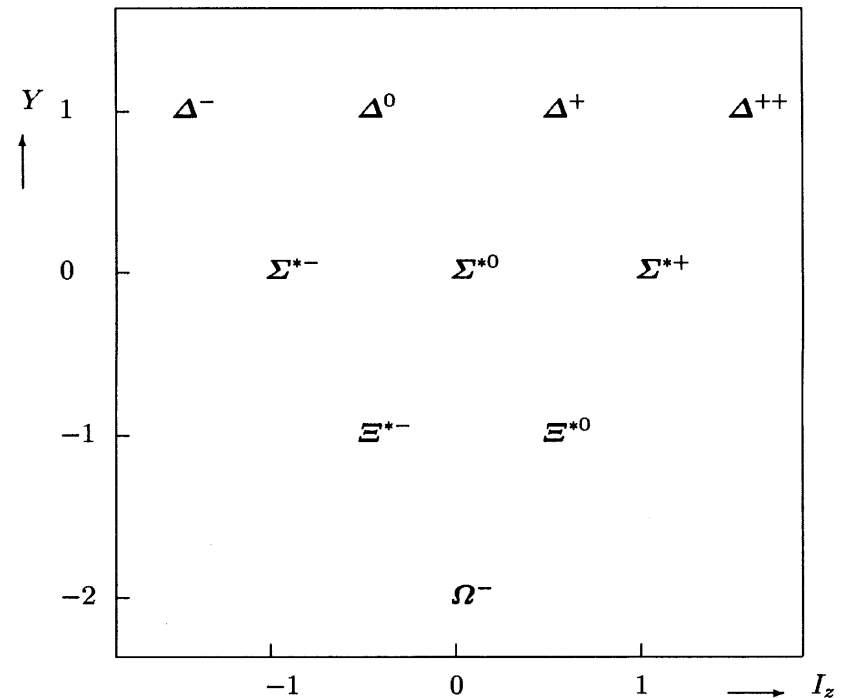
Particle	I	I_3	S	Mass (MeV)
p	$1/2$	$1/2$	0	938.27203
n		$-1/2$	0	939.56536
Λ	0	0	-1	1115.683
Σ^+	1	1	-1	1189.37
Σ^0		0	-1	1192.642
Σ^-		-1	-1	1197.449
Ξ^0	$1/2$	$1/2$	-2	1314.83
Ξ^-		$-1/2$	-2	1321.31

- 重子十重态的质量分裂

对于十重态，有关系式

$$I(I+1) - \frac{1}{4}Y^2 \propto Y$$

$$m(I, Y) = m^{(0)} + \delta m Y$$



$$\begin{aligned}
 m_{\Sigma^*} - m_{\Delta} & \quad 153 \text{ MeV} \\
 = m_{\Xi^*} - m_{\Sigma^*} & \quad 145 \text{ MeV} \\
 = m_{\Omega^-} - m_{\Xi^*} & \quad 140 \text{ MeV}
 \end{aligned}$$

Particle	I	I_3	S	Mass (MeV)
Δ^{++}	$3/2$	$3/2$	0	~ 1232
Δ^+		$1/2$	0	~ 1232
Δ^0		$-1/2$	0	~ 1232
Δ^-		$-3/2$	0	~ 1232
$\Sigma(1385)^+$	1	1	-1	1382.8
$\Sigma(1385)^0$		0	-1	1383.7
$\Sigma(1385)^-$		-1	-1	1387.2
$\Xi(1530)^0$	$1/2$	$1/2$	-2	1531.80
$\Xi(1530)^-$		$-1/2$	-2	1535.0
Ω^-	0	0	-3	1672.45

- 介子的质量分裂，混合

$$H_8 = \delta m(I^2 - \frac{1}{4}Y^2)$$

【原因】粒子与反粒子在同一个不可约表示，CPT不变

$$\langle \eta_1 | H_{st} | \eta_1 \rangle = \langle \eta_1 | H_0 + H_8 | \eta_1 \rangle = \langle \eta_1 | H_0 | \eta_1 \rangle \equiv m_1$$

$$\langle \alpha | H_{st} | \eta_1 \rangle = \langle \alpha | H_8 | \eta_1 \rangle = 0, \text{ for } \alpha \neq \eta_1, \eta_8$$

$$\langle \eta_8 | H_{st} | \eta_1 \rangle = \langle \eta_8 | H_8 | \eta_1 \rangle \equiv m_{\text{mix}}$$

$$\langle \alpha | H_{st} | \beta \rangle = \langle \alpha | H_0 + H_8 | \beta \rangle = \langle \alpha | m_8 + \delta m(I^2 - \frac{Y^2}{4}) | \beta \rangle$$

$$\text{for } \alpha, \beta \neq \eta_1, \eta_8$$

这样可以分别用4个参数描述介子的质量矩阵。这个矩阵是：

— 对赝标介子:

$$\left[\begin{array}{l} m_{\pi}^2 = m_8 + \delta m \\ m_K^2 = m_8 + \frac{1}{2} \delta m \\ \begin{array}{cc} m_8 & m_{\text{mix}} \\ m_{\text{mix}} & m_1 \end{array} \end{array} \right]$$

$$|\eta\rangle = \cos \theta_I |\eta_8\rangle + \sin \theta_I |\eta_1\rangle$$

$$|\eta'\rangle = -\sin \theta_I |\eta_8\rangle + \cos \theta_I |\eta_1\rangle$$

由此定出:

$$\theta_I \simeq -11^\circ$$

— 对矢量介子:

$$\left[\begin{array}{cc} m_{\rho}^2 = m_8 + \delta m & \\ & m_{K^*}^2 = m_8 + \frac{1}{2} \delta m \\ & & m_8 \quad m_{\text{mix}} \\ & & m_{\text{mix}} \quad m_1 \end{array} \right]$$

$$\begin{aligned} |\omega\rangle &= \cos \theta_V |\omega_8\rangle + \sin \theta_V |\omega_1\rangle \\ |\phi\rangle &= -\sin \theta_V |\omega_8\rangle + \cos \theta_V |\omega_1\rangle \end{aligned}$$

由此定出:

$$\theta_V \simeq -35^\circ, \sin \theta_V \simeq 1/\sqrt{3}$$

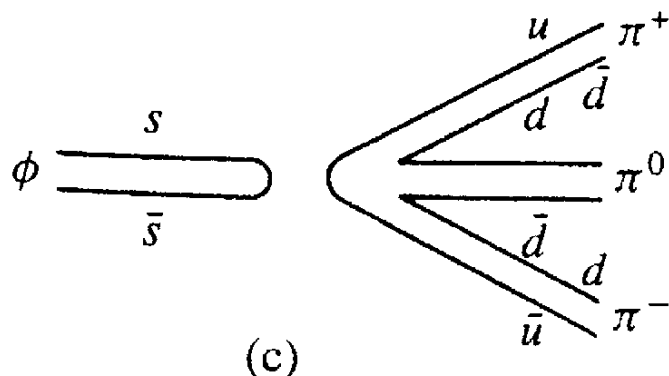
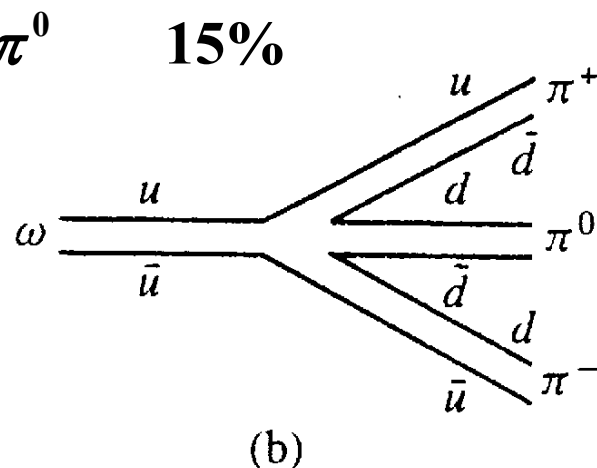
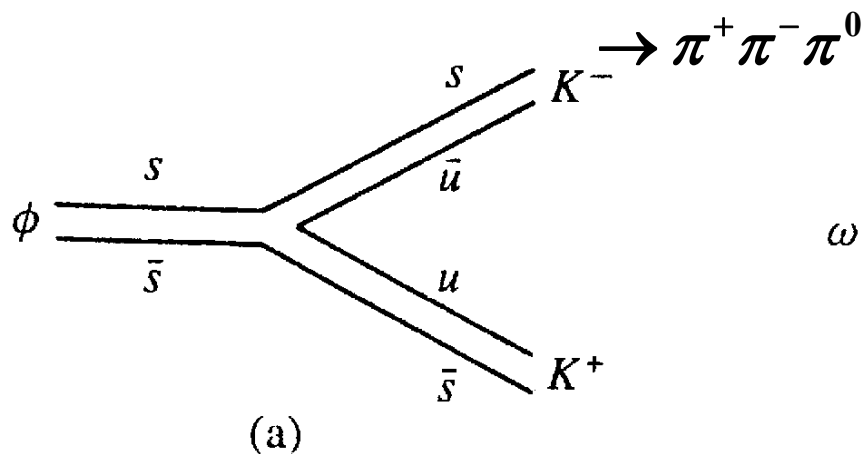
$$\omega \sim \frac{1}{\sqrt{2}} (u\bar{u} + d\bar{d})$$

$$\phi \sim s\bar{s}$$

称为“理想混合”。

— 矢量介子的近似理想混合可以用来理解 ϕ 介子的衰变方式：

$$\left. \begin{aligned} \phi(1020) &\rightarrow K^+ K^- \\ &\rightarrow K^0 \bar{K}^0 \end{aligned} \right\} \quad 84\%$$



OZI 压低

- 更多的夸克...

随着实验上发现了更多的夸克

$$\mathbf{u, d, s} + \mathbf{c} + \mathbf{b} + \dots$$

味空间的对称群也扩展到

$$SU(3) \rightarrow SU(4) \rightarrow SU(5) \rightarrow \dots$$

尽管对称性的破缺越来越严重，但在强子分类方面依然可以给出很重要的信息。如

