

三奇异超子谱学的研究

报告人：罗肆强

兰州大学

2026年05月17日

河南·商丘

2026年轻强子专题研讨会

报告提纲

1. 研究背景
2. 模型方法
3. 数值结果
4. 总结

1. 研究背景

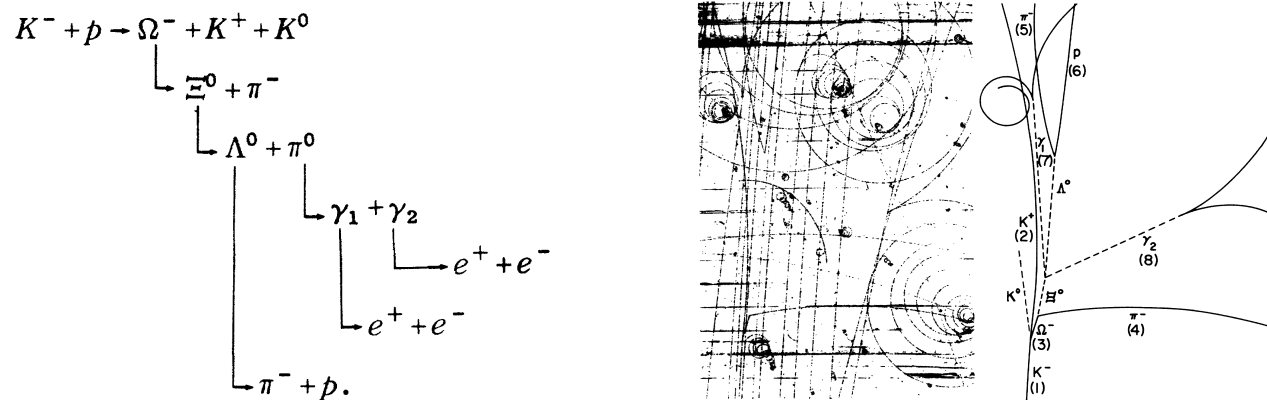
1. $SU(3)$ 对称性与早期的夸克模型

- Gell-Mann 和 Zweig 基于 $SU(3)$ 对称性对当时发现的强子进行分类

1. M. Gell-Mann, The Eightfold Way: A Theory of strong interaction symmetry, 1961.
2. M. Gell-Mann, Phys. Rev. 125, 1067-1084 (1962).
3. M. Gell-Mann, Phys. Lett. 8, 214-215 (1964).
4. G. Zweig, An $SU(3)$ model for strong interaction symmetry and its breaking. Version 1, 1964.
5. G. Zweig, An $SU(3)$ model for strong interaction symmetry and its breaking, Version 2, 1964.

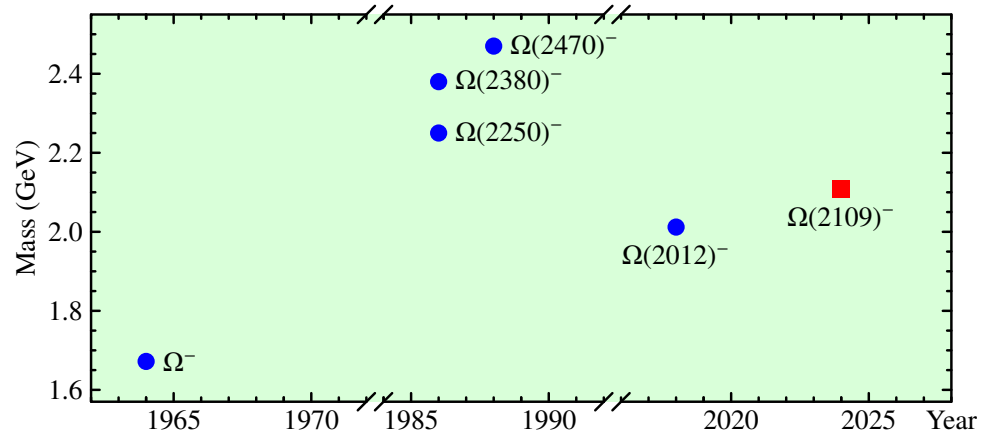
...

- 成功之处：预言了 Ω 粒子



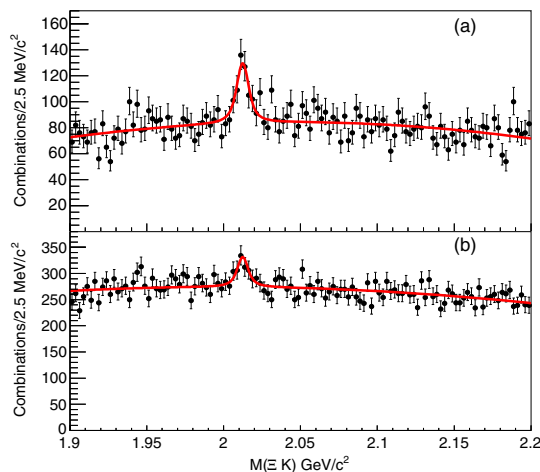
V. E. Barnes et al., Phys. Rev. Lett. 12, 204-206 (1964).

2. Ω 重子的实验现状



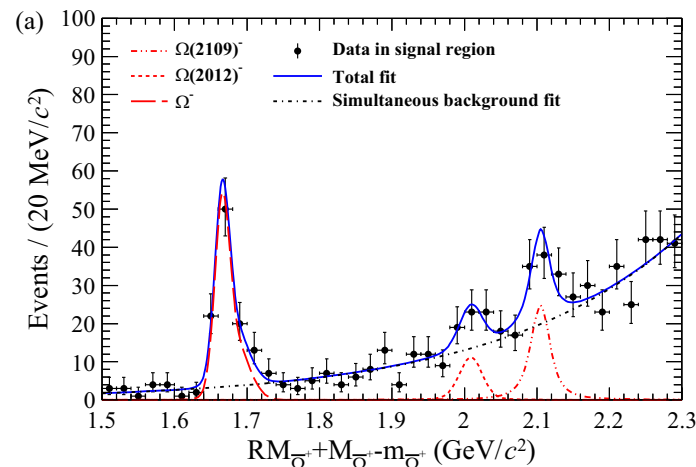
- [1] S. Navas et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D 110, 030001 (2024).
- [2] V. E. Barnes et al., Phys. Rev. Lett. 12, 204–206 (1964).
- [3] D. Aston et al., Phys. Lett. B 194, 579–585 (1987).
- [4] S. F. Biagi et al., Z. Phys. C 31, 33 (1986).
- [5] D. Aston et al., Phys. Lett. B 215, 799–804 (1988).
- [6] (Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. 121, 052003 (2018).
- [7] (BESIII Collaboration), Phys. Rev. Lett. 134, 131903 (2025).

3. 近些年发现的 Ω 粒子



$\Omega(2012)$

(Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. 121, 052003 (2018)



$\Omega(1672)$
 $\Omega(2012)$
 $\Omega(2109)$

(BESIII Collaboration), Phys. Rev. Lett. 134, 131903 (2025)

2. 模型方法

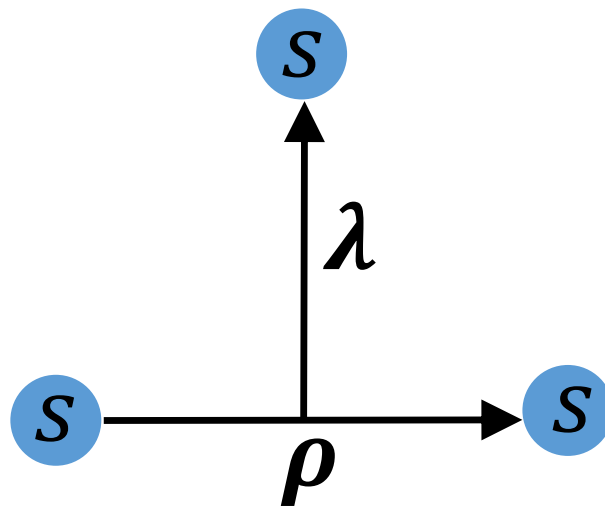
1. 波函数

系统的子基矢为：

$$|\phi_{J^P M_J}^\alpha\rangle = |\phi^{\text{color}} \phi^{\text{flavor}} [[R_{n_\rho l_\rho}^\rho R_{n_\lambda l_\lambda}^\lambda] L \chi_{s_{12} S}] J M_J\rangle,$$

其中，颜色、味道、空间、自旋波函数分别为：

$$\left\{ \begin{array}{l} \phi^{\text{color}} = \frac{rgb-rbg+gbr-grb+brg-bgr}{\sqrt{6}}, \\ \phi^{\text{flavor}} = sss, \\ R_{nlm}(\beta, \mathbf{r}) = \beta^{l+\frac{3}{2}} \sqrt{\frac{2n!}{\Gamma(n+l+\frac{3}{2})}} L_n^{l+\frac{1}{2}}(\beta^2 r^2) r^l e^{-\frac{\beta^2 r^2}{2}} Y_{lm}(\hat{\mathbf{r}}), \\ |\chi_{s_{12} S}\rangle = |[s_1 s_2]_{s_{12}} s_3] S\rangle. \end{array} \right.$$



需要利用上述子基矢构造出全反对称的波函数

2. 对称性

因为 Ω 包含三个全同的组分夸克 s ，需要满足波函数全反对称。由于 $\hat{\mathcal{P}}_{12}$ （对于夸克 12 波函数进行交换）可以在最初构造波函数时符合条件，我们只需要让 $\hat{\mathcal{P}}_{13}$ 作用在波函数上得到 $\hat{\mathcal{P}}_{13}\Psi = -\Psi$ 就能得到全反波函数。 $\hat{\mathcal{P}}_{13}$ 不会改变下面的量子数：

- $\hat{\mathcal{P}}_{13}$ 不会改变 $N = 2n_\rho + 2n_\lambda + l_\rho + l_\lambda$,
- $\hat{\mathcal{P}}_{13}$ 不会改变 L ,
- $\hat{\mathcal{P}}_{13}$ 不会改变总自旋 S 。

我们选取包含相同 N 、 L 、 S 的子基矢的线性组合作为基矢

$$|\psi_{J^P M}^{NLS}\rangle = \sum_i c_i |\phi_{J^P M}^{\alpha_i}\rangle.$$

定义

$$v = \left(|\phi_{J^P M}^{\alpha_1}\rangle \quad |\phi_{J^P M}^{\alpha_2}\rangle \quad |\phi_{J^P M}^{\alpha_3}\rangle \quad \cdots \right)^T.$$

矩阵 \mathcal{P} 可以通过如下方式构造

$$\mathcal{P} = v \hat{\mathcal{P}}_{13} v^T.$$

所有 \mathcal{P} 特征值为 -1 的特征矢量可以作为基矢。

3. 势模型-谱学

$$H = \sum_{i=1}^3 \frac{p_i^2}{2m_i} + \sum_{i<j} V_{ij}(\mathbf{r}) \quad (i = 1, 2, 3)$$

$$V_{ij} = H_{ij}^{\text{conf}} + H_{ij}^{\text{hyp}} + H_{ij}^{\text{so(cm)}} + H_{ij}^{\text{so(tp)}}$$

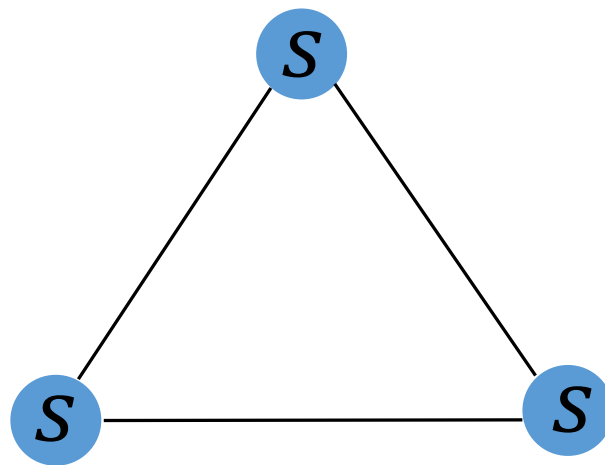
$$H_{ij}^{\text{conf}} = -\frac{2\alpha_s}{3r_{ij}} + \frac{b}{2}r_{ij} + \frac{1}{2}C$$

$$H_{ij}^{\text{hyp}} = \frac{2\alpha_s}{3m_i m_j} \left[\frac{8\pi}{3} \tilde{\delta}(r_{ij}) \mathbf{s}_i \cdot \mathbf{s}_j + \frac{1}{r_{ij}^3} S(\mathbf{r}, \mathbf{s}_i, \mathbf{s}_j) \right]$$

$$H_{ij}^{\text{so(cm)}} = \frac{2\alpha_s}{3r_{ij}^3} \left(\frac{\mathbf{r}_{ij} \times \mathbf{p}_i \cdot \mathbf{s}_i}{m_i^2} - \frac{\mathbf{r}_{ij} \times \mathbf{p}_j \cdot \mathbf{s}_j}{m_j^2} - \frac{\mathbf{r}_{ij} \times \mathbf{p}_j \cdot \mathbf{s}_i - \mathbf{r}_{ij} \times \mathbf{p}_i \cdot \mathbf{s}_j}{m_i m_j} \right)$$

$$H_{ij}^{\text{so(tp)}} = -\frac{1}{2r_{ij}} \frac{\partial H_{ij}^{\text{conf}}}{\partial r_{ij}} \left(\frac{\mathbf{r}_{ij} \times \mathbf{p}_i \cdot \mathbf{s}_i}{m_i^2} - \frac{\mathbf{r}_{ij} \times \mathbf{p}_j \cdot \mathbf{s}_j}{m_j^2} \right)$$

$$\tilde{\delta}(r) = \frac{\sigma^3}{\pi^{3/2}} e^{-\sigma^2 r^2} \quad S(\mathbf{r}, \mathbf{s}_i, \mathbf{s}_j) = \frac{3\mathbf{s}_i \cdot \mathbf{r}_{ij} \mathbf{s}_j \cdot \mathbf{r}_{ij}}{r_{ij}^2} - \mathbf{s}_i \cdot \mathbf{s}_j$$



4. 夸克对产生 (QPC) 模型

QPC 模型的算符为:

$$\hat{\mathcal{T}} = -3\gamma \sum_m \langle 1, m; 1, -m | 0, 0 \rangle \int d^3\mathbf{p}_i d^3\mathbf{p}_j \delta(\mathbf{p}_i + \mathbf{p}_j) \\ \times \mathcal{Y}_1^m \left(\frac{\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_j}{2} \right) \omega_0^{(i,j)} \phi_0^{(i,j)} \chi_{1,-m}^{(i,j)} b_i^\dagger(\mathbf{p}_i) d_j^\dagger(\mathbf{p}_j).$$

衰变的分波振幅可以写成

$$M_{A \rightarrow BC}^{J_{BC} L_{BC}}(p) = \langle BC, J_{BC}, L_{BC}, p | \hat{\mathcal{T}} | A \rangle,$$

J_{BC} 是末态 BC 相对自旋, L_{BC} 表示 BC 之间相对轨道角动量, p 是在 A 的质心系中, B 或 C 的动量大小。最终得到的宽度为:

$$\Gamma_{A \rightarrow BC}^{J_{BC} L_{BC}} = 2\pi \frac{E_B(p) E_C(p)}{M_A} p |M_{A \rightarrow BC}^{J_{BC} L_{BC}}(p)|^2$$

3. 数值结果

$N = 0$

$ J^P\rangle_n$	Dominate N	Dominate Components	Our	Exp.	Ref. [37]	Ref. [15]	Ref. [39]	Ref. [40]	Ref. [41]	Ref. [42]
$ \frac{3}{2}^+\rangle_1$	0	$ \psi_{3/2^+}^{0,0,3/2}\rangle$	1672	1672 [5]	1635	1672	1678	1656	1675	1673

$N = 1$

$ J^P\rangle_n$	Dominate N	Dominate Components	Our	Exp.	Ref. [37]	Ref. [15]	Ref. [39]	Ref. [40]	Ref. [41]	Ref. [42]
$ \frac{1}{2}^-\rangle_1$	1	$ \psi_{1/2^-}^{1,1,1/2}\rangle$	1957	...	1950	1957	1941	1923	2020	2015
$ \frac{3}{2}^-\rangle_1$	1	$ \psi_{3/2^-}^{1,1,1/2}\rangle$	2001	2012 [9]	2000	2012	2038	1953	2020	2015

[5] (Particle Data Group), Phys. Rev. D 110, 030001 (2024)

[6] D. Aston et al., Phys. Lett. B 194, 579–585 (1987)

[10] (BESIII Collaboration), Phys. Rev. Lett. 134, 131903 (2025)

[15] M. S. Liu, K. L. Wang, Q. F. Lü, and X. H. Zhong, Phys. Rev. D 101, 016002 (2020)

[37] S. Capstick and N. Isgur, Phys. Rev. D 34, 2809–2835 (1986)

[39] R. N. Faustov and V. O. Galkin, Phys. Rev. D 92, 054005 (2015)

[40] M. Pervin and W. Roberts, Phys. Rev. C 77, 025202 (2008)

[41] K. T. Chao, N. Isgur, and G. Karl, Phys. Rev. D 23, 155 (1981)

[42] Y. Chen and B. Q. Ma, Nucl. Phys. A 831, 1–21 (2009)

...

• 基态 $\Omega(1672)$ 为 $\Omega(1S)$

• $\Omega(1P, 1/2^-)$ 和 $\Omega(1P, 3/2^-)$ 的理论质量分别大约位于 1.95 和 2.0 GeV

• $\Omega(2012)$ 的质量接近 $\Omega(1P, 3/2^-)$

$$N = 1$$

M_b^i (MeV)	M_b^f (MeV)	$\Omega _{\frac{1}{2}^-} \rangle_1$	$\Omega _{\frac{3}{2}^-} \rangle_1$
		1957	2001
$\Xi(1S)\bar{K}$	1314	21.9	5.8
$\Xi(1S)\pi\bar{K}$	1314	0.0	0.3
Total		21.9	6.1

三体衰变分支比的测量:

$$\mathcal{R}_{\Xi\bar{K}}^{\Xi\pi\bar{K}} = \frac{\mathcal{B}(\Omega(2012) \rightarrow \Xi(1530)(\rightarrow \Xi\pi)\bar{K})}{\mathcal{B}(\Omega(2012) \rightarrow \Xi\bar{K})} < 11.9\%$$

(Belle Collaboration), Phys. Rev. D 100, 032006 (2019)

$$\mathcal{R}_{\Xi\bar{K}}^{\Xi\pi\bar{K}} = 0.99 \pm 0.26 \pm 0.06$$

(Belle Collaboration), Phys. Lett. B 860, 139224 (2025)

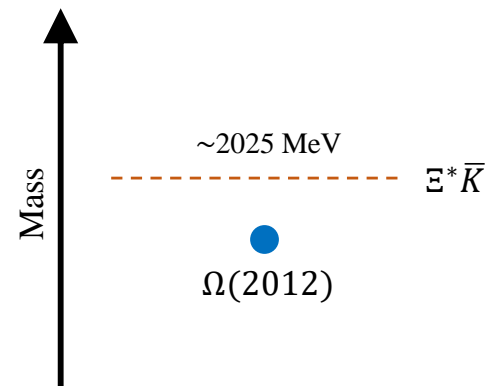
$$m_{\Omega(2012)} = 2012.4 \pm 0.7 \pm 0.6 \text{ MeV}$$

$$\Gamma_{\Omega(2012)} = 6.4_{-2.0}^{+2.5} \pm 1.6 \text{ MeV}$$

(Belle Collaboration), Phys. Rev. Lett. 121, 052003 (2018)

理论值:

$$\mathcal{R}_{\Xi\bar{K}}^{\Xi\pi\bar{K}} = \frac{\mathcal{B}(\Omega(2012) \rightarrow \Xi(1530)(\rightarrow \Xi\pi)\bar{K})}{\mathcal{B}(\Omega(2012) \rightarrow \Xi\bar{K})} \approx 0.05$$



$$N = 2$$

$ J^P\rangle_n$	Dominate N	Dominate Components	Our	Exp.	Ref. [37]	Ref. [15]	Ref. [39]	Ref. [40]	Ref. [41]	Ref. [42]
$ \frac{1}{2}^+\rangle_1$	2	$+0.941 \psi_{1/2^+}^{2,0,1/2}\rangle - 0.338 \psi_{1/2^+}^{2,2,3/2}\rangle$	2223	...	2220	2141	2301	2175	2190	2182
$ \frac{1}{2}^+\rangle_2$	2	$+0.345 \psi_{1/2^+}^{2,0,1/2}\rangle + 0.938 \psi_{1/2^+}^{2,2,3/2}\rangle$	2239	...	2255	2232	...	2191	2210	2202
$ \frac{3}{2}^+\rangle_2$	2	$ \psi_{3/2^+}^{2,0,3/2}\rangle$	2164	2109 [10]?	2165	2159	2173	2170	2065	2078
$ \frac{3}{2}^+\rangle_3$	2	$+0.463 \psi_{3/2^+}^{2,2,1/2}\rangle - 0.886 \psi_{3/2^+}^{2,2,3/2}\rangle$	2232	...	2280	2188	2304	2182	2215	2208
$ \frac{3}{2}^+\rangle_4$	2	$+0.887 \psi_{3/2^+}^{2,2,1/2}\rangle + 0.461 \psi_{3/2^+}^{2,2,3/2}\rangle$	2284	...	2345	2245	2332	...	2265	2263
$ \frac{5}{2}^+\rangle_1$	2	$-0.641 \psi_{5/2^+}^{2,2,1/2}\rangle + 0.767 \psi_{5/2^+}^{2,2,3/2}\rangle$	2216	...	2280	2252	2401	2178	2225	2224
$ \frac{5}{2}^+\rangle_2$	2	$-0.765 \psi_{5/2^+}^{2,2,1/2}\rangle - 0.644 \psi_{5/2^+}^{2,2,3/2}\rangle$	2283	...	2345	2303	...	2210	2265	2260
$ \frac{7}{2}^+\rangle_1$	2	$ \psi_{7/2^+}^{2,2,3/2}\rangle$	2230	...	2295	2321	2369	2183	2210	2205

- $N = 2$ Ω 的质量大约位于 2.1~2.28 GeV
- $\Omega(2109)$ 的质量大约位于 $N = 2$ ($\Omega(2S)$) 的能区中
- $\Omega(2250)$ 是一个很好的 $N = 2$ 为主导的候选态

$N = 2$

	M_b^f (MeV)	$\Omega \frac{1}{2}^+\rangle_1$	$\Omega \frac{1}{2}^+\rangle_2$	$\Omega \frac{3}{2}^+\rangle_2$	$\Omega \frac{3}{2}^+\rangle_2$	$\Omega \frac{3}{2}^+\rangle_3$	$\Omega \frac{3}{2}^+\rangle_4$	$\Omega \frac{5}{2}^+\rangle_1$	$\Omega \frac{5}{2}^+\rangle_2$	$\Omega \frac{7}{2}^+\rangle_1$
M_b^i (MeV)		2223	2239	2164	2109	2232	2284	2216	2283	2230
$\Xi(1S)\bar{K}$	1314	2.7	53.0	8.1	15.0	15.0	12.5	13.4	0.3	46.8
$\Xi^*(1S)\bar{K}$	1535	34.1	1.1	46.7	29.3	20.2	19.7	8.1	54.2	5.0
$\Xi_1(1P, \frac{3}{2}^-)\bar{K}$	1775	–	–	–	–	–	27.7	–	0.0	–
$\Xi(1S)\bar{K}^*$	1314	0.0	26.4	–	–	4.4	19.7	0.0	0.0	0.0
$\Omega \frac{3}{2}^+\rangle_1\eta$	1672	0.2	0.0	–	–	0.5	6.2	–	19.8	0.0
...		0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.1	0.0	0.5	0.0
Total		37.0	80.5	54.8	44.3	40.1	85.9	21.5	74.8	51.8

- $N = 2$ 的 Ω 激发态的理论宽度基本位于 20~80 MeV
- $\Omega(2250)$ 的宽度位于该区间内
- $\Xi\bar{K}$ 、 $\Xi^*\bar{K}$ 、 $\Xi\bar{K}^*$ 占据较大的分支比
- $\Omega(2S)$ 的理论宽度略高于 $\Omega(2109)$ ，考虑到理论和实验的误差，大体上能符合

$$\Gamma_{\Omega(2250)} = 55 \pm 18 \text{ MeV}$$

(Particle Data Group), Phys. Rev. D 110, 030001 (2024)

$\Omega(2109)$ 的实验测量:

$$m_{\Omega(2109)} = 2108.5 \pm 5.2 \pm 0.9 \text{ MeV},$$

$$\Gamma_{\Omega(2109)} = 18.3 \pm 16.4 \pm 5.7 \text{ MeV}.$$

(BESIII Collaboration), Phys. Rev. Lett. 134, 131903 (2025)

$N = 3$

$ J^P\rangle_n$	Dominate N	Dominate Components	Our	Exp.	Ref. [37]	Ref. [15]	Ref. [39]	Ref. [40]	Ref. [41]	Ref. [42]
$ \frac{1}{2}^-\rangle_2$	3	$ \psi_{1/2^-}^{3,1,1/2}\rangle_2$	2384	...	2410	...	2463
$ \frac{1}{2}^-\rangle_3$	3	$ \psi_{1/2^-}^{3,1,3/2}\rangle$	2446	...	2490	...	2580
$ \frac{1}{2}^-\rangle_4$	3	$ \psi_{1/2^-}^{3,1,1/2}\rangle_1$	2524
$ \frac{3}{2}^-\rangle_2$	3	$+0.932 \psi_{3/2^-}^{3,1,1/2}\rangle_2 - 0.362 \psi_{3/2^-}^{3,1,3/2}\rangle$	2412	...	2440	...	2537
$ \frac{3}{2}^-\rangle_3$	3	$-0.305 \psi_{3/2^-}^{3,1,1/2}\rangle_1 + 0.340 \psi_{3/2^-}^{3,1,1/2}\rangle_2$ $+0.890 \psi_{3/2^-}^{3,1,3/2}\rangle$	2437	...	2495	...	2636
$ \frac{3}{2}^-\rangle_4$	3	$-0.692 \psi_{3/2^-}^{3,1,1/2}\rangle_1 - 0.386 \psi_{3/2^-}^{3,2,1/2}\rangle$ $+0.611 \psi_{3/2^-}^{3,3,3/2}\rangle$	2494
$ \frac{3}{2}^-\rangle_5$	3	$+0.662 \psi_{3/2^-}^{3,1,1/2}\rangle_1 + 0.750 \psi_{3/2^-}^{3,3,3/2}\rangle$	2514
$ \frac{3}{2}^-\rangle_6$	3	$-0.942 \psi_{3/2^-}^{3,2,1/2}\rangle - 0.337 \psi_{3/2^-}^{3,3,3/2}\rangle$	2570
$ \frac{5}{2}^-\rangle_1$	3	$ \psi_{5/2^-}^{3,1,3/2}\rangle$	2431	...	2490	...	2653
$ \frac{5}{2}^-\rangle_2$	3	$ \psi_{5/2^-}^{3,3,1/2}\rangle$	2445
$ \frac{5}{2}^-\rangle_3$	3	$-0.590 \psi_{5/2^-}^{3,2,1/2}\rangle + 0.807 \psi_{5/2^-}^{3,3,3/2}\rangle$	2503
$ \frac{5}{2}^-\rangle_4$	3	$+0.797 \psi_{5/2^-}^{3,2,1/2}\rangle + 0.604 \psi_{5/2^-}^{3,3,3/2}\rangle$	2536
$ \frac{7}{2}^-\rangle_1$	3	$-0.856 \psi_{7/2^-}^{3,3,1/2}\rangle - 0.517 \psi_{7/2^-}^{3,3,3/2}\rangle$	2478	2599
$ \frac{7}{2}^-\rangle_2$	3	$-0.522 \psi_{7/2^-}^{3,3,1/2}\rangle + 0.853 \psi_{7/2^-}^{3,3,3/2}\rangle$	2515
$ \frac{9}{2}^-\rangle_1$	3	$ \psi_{9/2^-}^{3,3,3/2}\rangle$	2485	2649

- $N = 3$ Ω 的质量大约位于 2.37~2.58 GeV
- $\Omega(2380)$ 和 $\Omega(2470)$ 是很好的 $N = 3$ 为主导的候选态
- [6] 报道了一个态 $\Omega(2561)$ ，但没有收录到 PDG [5] 中，也是一个很好的 $N = 3$ 为主导的候选态

$$N = 3$$

M_b^i (MeV)	M_b^f (MeV)	$\Omega \frac{1^-}{2}\rangle_2$	$\Omega \frac{1^-}{2}\rangle_3$	$\Omega \frac{1^-}{2}\rangle_4$	$\Omega \frac{3^-}{2}\rangle_2$	$\Omega \frac{3^-}{2}\rangle_3$	$\Omega \frac{3^-}{2}\rangle_4$	$\Omega \frac{3^-}{2}\rangle_5$	$\Omega \frac{3^-}{2}\rangle_6$
		2384	2446	2524	2412	2437	2494	2514	2570
$\Xi(1S)\bar{K}$	1314	3.0	13.4	0.0	0.0	0.1	4.2	4.1	0.6
$\tilde{\Xi}(2S)\bar{K}$	1902	–	34.6	0.8	0.0	0.1	0.5	0.1	0.2
$\Xi^*(1S)\bar{K}$	1535	26.6	0.7	0.6	19.3	17.2	2.4	1.1	0.3
$\Xi_1(1P, \frac{1^-}{2})\bar{K}$	1746	0.6	1.1	36.6	35.0	5.9	6.2	2.3	17.4
$\Xi_2(1P, \frac{1^-}{2})\bar{K}$	1784	0.6	7.4	1.2	2.7	6.0	7.6	1.0	0.5
$\Xi_3(1P, \frac{1^-}{2})\bar{K}$	1811	0.0	8.1	3.3	0.2	0.0	2.1	3.2	0.1
$\Xi_1(1P, \frac{3^-}{2})\bar{K}$	1775	37.1	0.0	3.4	21.4	13.3	3.1	11.6	13.3
$\Xi_2(1P, \frac{3^-}{2})\bar{K}$	1825	12.8	0.2	3.2	3.5	1.5	2.7	3.4	7.6
$\Xi_3(1P, \frac{3^-}{2})\bar{K}$	1880	1.0	11.2	0.1	0.3	6.3	2.1	2.7	1.3
$\Xi(1P, \frac{5^-}{2})\bar{K}$	1840	0.4	0.4	0.1	21.8	26.2	0.8	0.3	0.2
$\Xi_1(1D, \frac{3^+}{2})\bar{K}$	2015	–	–	0.0	–	–	–	6.2	1.1
$\Xi_2(1D, \frac{3^+}{2})\bar{K}$	2058	–	–	–	–	–	–	–	10.1
$\Xi(1S)\bar{K}^*$	1314	0.3	11.2	0.0	10.3	1.3	8.9	10.9	2.0
$\Xi^*(1S)\bar{K}^*$	1535	–	0.1	0.1	–	33.4	0.6	0.7	0.4
$\Omega \frac{3^+}{2}\rangle_1\eta$	1672	7.5	0.9	0.0	6.9	3.2	1.3	2.0	0.5
$\Omega \frac{1^-}{2}\rangle_1\eta$	1957	–	–	2.5	–	–	–	0.2	2.9
$\Omega \frac{3^-}{2}\rangle_1\eta$	2001	–	–	–	–	–	–	–	1.8
$\Omega \frac{3^+}{2}\rangle_1\sigma$	1672	1.4	0.7	0.0	3.3	0.3	1.4	2.7	0.9
...		0.0	0.0	0.1	0.0	0.0	0.1	0.4	0.3
Total		91.3	90.0	52.0	124.7	114.7	44.0	52.9	61.5

–Continue.–

M_b^i (MeV)	M_b^f (MeV)	$\Omega \frac{5^-}{2}\rangle_1$	$\Omega \frac{5^-}{2}\rangle_2$	$\Omega \frac{5^-}{2}\rangle_3$	$\Omega \frac{5^-}{2}\rangle_4$	$\Omega \frac{7^-}{2}\rangle_1$	$\Omega \frac{7^-}{2}\rangle_2$	$\Omega \frac{9^-}{2}\rangle_1$
		2431	2445	2503	2536	2478	2515	2485
$\Xi(1S)\bar{K}$	1314	0.1	2.7	2.6	1.1	14.6	0.8	29.7
$\Xi^*(1S)\bar{K}$	1535	3.5	20.8	8.6	5.0	20.9	20.5	8.4
$\Xi_1(1P, \frac{1^-}{2})\bar{K}$	1746	0.5	0.1	3.1	2.6	2.7	0.3	0.0
$\Xi_2(1P, \frac{1^-}{2})\bar{K}$	1784	1.4	0.0	0.1	0.9	0.2	3.1	0.1
$\Xi_3(1P, \frac{1^-}{2})\bar{K}$	1811	0.5	0.1	1.0	1.8	0.1	0.0	0.0
$\Xi_1(1P, \frac{3^-}{2})\bar{K}$	1775	0.1	9.5	6.0	5.2	1.4	2.1	0.2
$\Xi_2(1P, \frac{3^-}{2})\bar{K}$	1825	0.1	3.7	0.5	4.8	0.0	0.1	0.2
$\Xi_3(1P, \frac{3^-}{2})\bar{K}$	1880	0.7	3.7	8.0	5.1	0.1	0.6	0.2
$\Xi(1P, \frac{5^-}{2})\bar{K}$	1840	5.2	1.6	1.8	1.0	5.9	20.5	1.4
$\Xi_1(1D, \frac{5^+}{2})\bar{K}$	1974	–	–	11.3	0.4	0.0	0.0	0.0
$\Xi(1S)\bar{K}^*$	1314	29.6	4.3	6.2	3.3	3.8	0.3	8.3
$\Xi^*(1S)\bar{K}^*$	1535	0.0	0.0	1.6	1.8	0.5	8.7	0.0
$\Omega \frac{3^+}{2}\rangle_{1\eta}$	1672	3.6	3.4	5.0	3.2	4.5	19.9	0.7
$\Omega \frac{3^+}{2}\rangle_{1\sigma}$	1672	3.8	1.4	1.0	0.7	2.3	1.5	1.7
...		0.3	0.0	0.2	0.2	0.0	0.0	0.0
Total		49.4	51.3	57.0	37.1	57.0	78.4	50.9

- $N = 3$ 的 Ω 激发态的理论宽度范围较大 (30~120 MeV), 但大部分位于 40~60 MeV
- $\Omega(2380)$ 、 $\Omega(2470)$ 、 $\Omega(2561)$ 的宽度位于表中区间内
- $\Xi\bar{K}$ 、 $\Xi^*\bar{K}$ 、 $\Xi\bar{K}^*$ 占据较大的分支比

$$\Gamma_{\Omega(2380)} = 26 \pm 23 \text{ MeV}$$

$$\Gamma_{\Omega(2470)} = 72 \pm 33 \text{ MeV}$$

(Particle Data Group), Phys. Rev. D 110, 030001 (2024)

$$\Gamma_{\Omega(2561)} = 124 \pm 94 \text{ MeV}$$

D. Aston et al., Phys. Lett. B 194, 579–585 (1987)

4. 总结

- $\Omega(1P, 1/2^-)$ 和 $\Omega(1P, 3/2^-)$ 的理论质量分别位于 1.95 GeV 和 2.0 GeV;
- $\Omega(2109)$ 的质量位于 $\Omega(2S)$ 的能区, $\Omega(2250)$ 是一个 $N = 2$ 为主导的候选态, $\Omega(2380)$ 、 $\Omega(2470)$ 、 $\Omega(2561)$ 为 $N = 3$ 为主导的候选态;
- 我们建议通过 $\Xi\bar{K}$ 、 $\Xi^*\bar{K}$ 、 $\Xi\bar{K}^*$ 等过程寻找 Ω 激发态。

谢谢各位批评指正