



*Протвино, 3 июня 2026*

## **Водородоподобная симметрия в спектрах лёгких мезонов**

**Сергей Афонин**

Санкт-Петербургский государственный  
университет

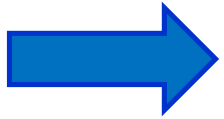


НИЦ Курчатовский институт:  
Петербургский институт ядерной физики



Важнейшее проявление конфаймента кварков и глюонов:

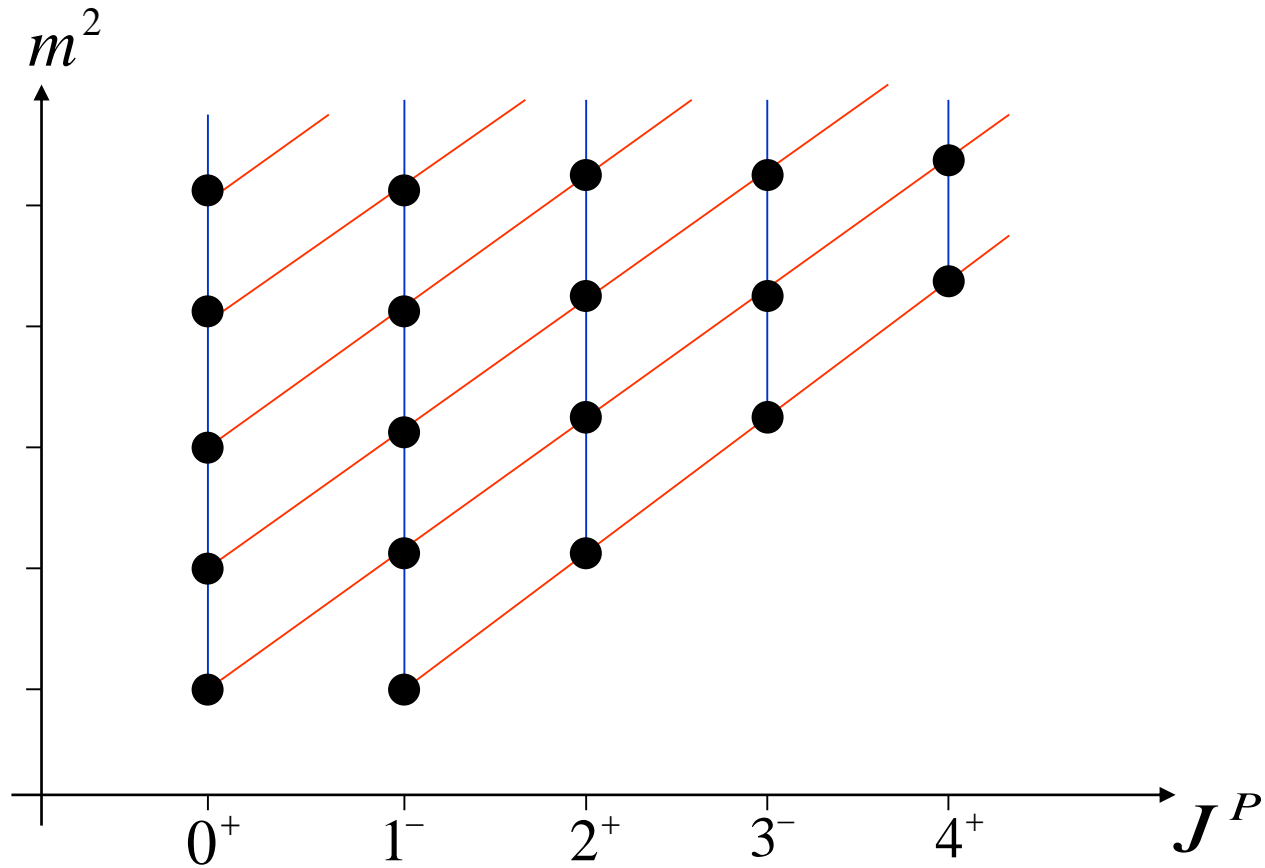
существование богатого спектра адронов



Изучение свойств спектра = изучение сил конфаймента

Лёгкие мезоны – простейшие системы, состоящие из тех же кварков, из которых составлены протон и нейтрон

# Линейные траектории: реджевские и радиальные



$m^2(J) = m_0^2 + \alpha' J$  — Траектории Редже (линейные)

$m^2(n) = \mu_0^2 + \alpha n$  — Радиальные траектории Редже

# Лёгкие нестранные мезоны в Particle Data

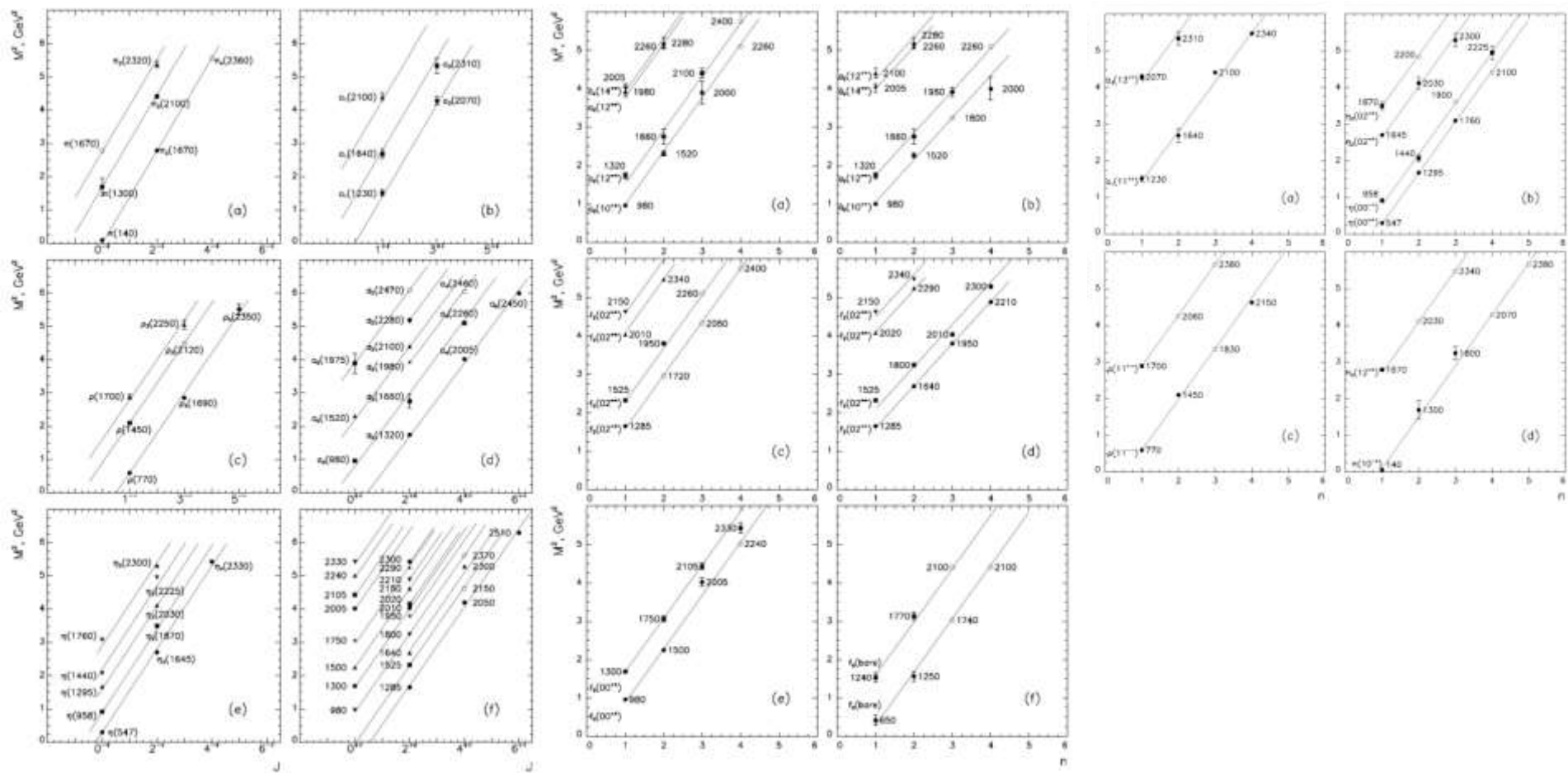
## CRYSTAL BARREL (1.9-2.4 ГэВ)

A.V. Anisovich, V.V. Anisovich and A.V. Sarantsev, PRD (2000)

V.V. Anisovich, Phys. Usp. 47 (2004) 45

D.V. Bugg, Phys. Rept. (2004)

Реджевское поведение!



D.V. Bugg,  
Queen Mary, University of London, London E1 4NS, UK

**abstract** An extensive spectrum of light non-strange  $q\bar{q}$  states up to a mass of 2400 MeV has emerged from Crystal Barrel and PS172 data on  $\bar{p}p \rightarrow Resonance \rightarrow A + B$  in 17 final states. These data are reviewed with detailed comments on the status of each resonance. For  $I = 0, C = +1$ , the spectrum is complete and very secure.

.....

All observed resonances cluster into fairly narrow mass ranges (i) 1590-1700 MeV, (ii) 1930-2100 MeV, (iii) 2240-2340 MeV. These ‘towers’ of resonances are illustrated in Fig. 4.

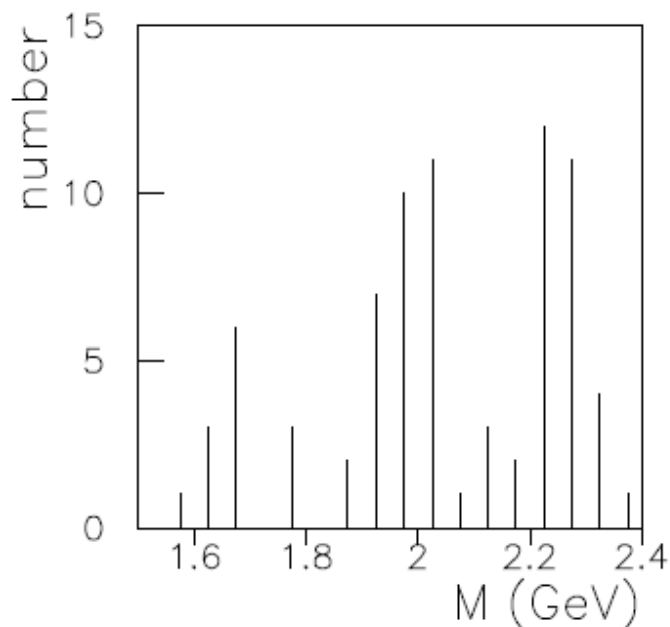
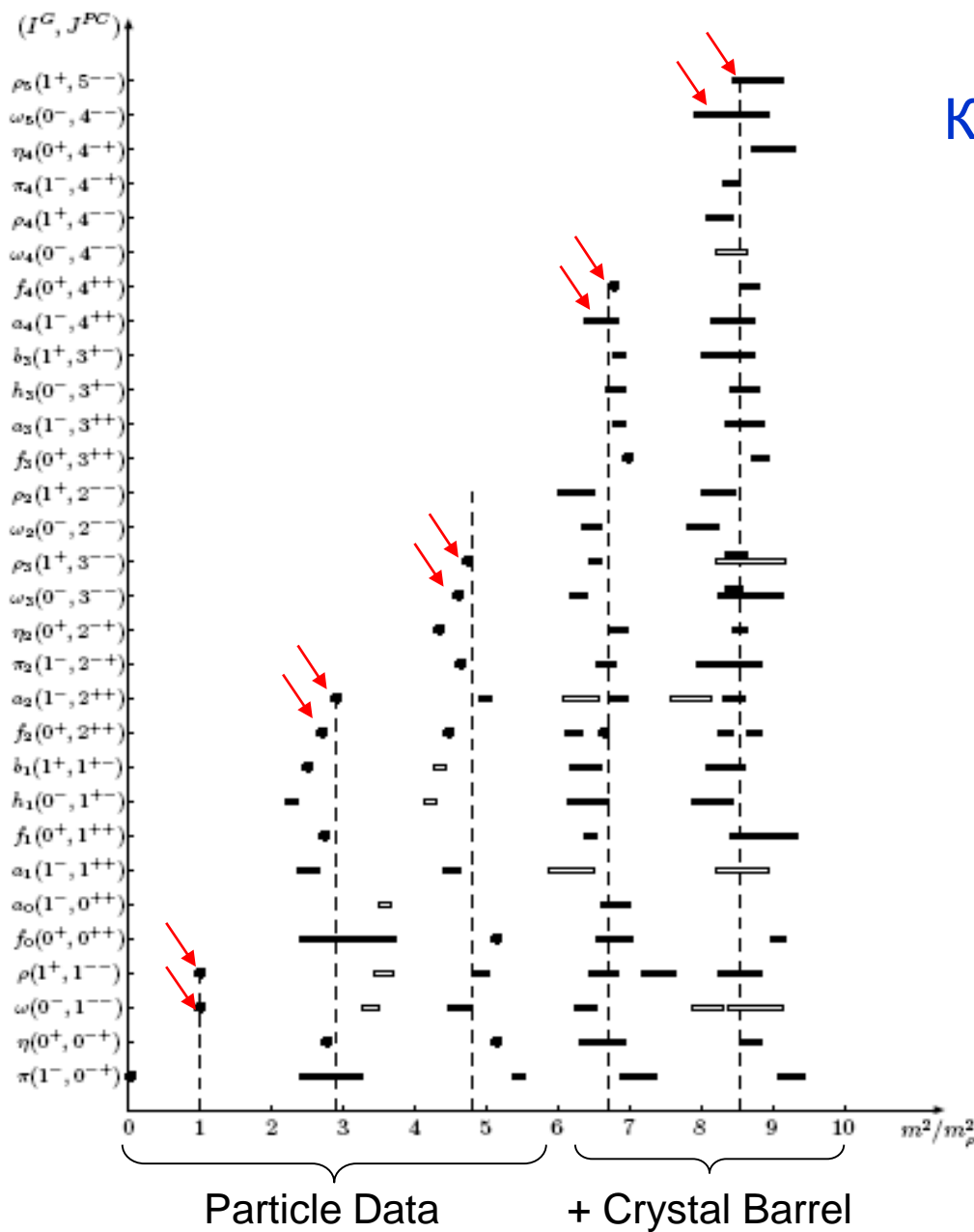


Fig. 4. Clustering of resonances in mass.

# Кластеризация лёгких мезонов



## Особенности:

1. Вырожденность по спину
2. Систематическое появление резонансов без вырожденных партнёров по чётности
3. Соотношение  $M^2(J, n) \sim J + n$  не описывает спектр
4. В спектре нет асимптотического восстановления киральной симметрии

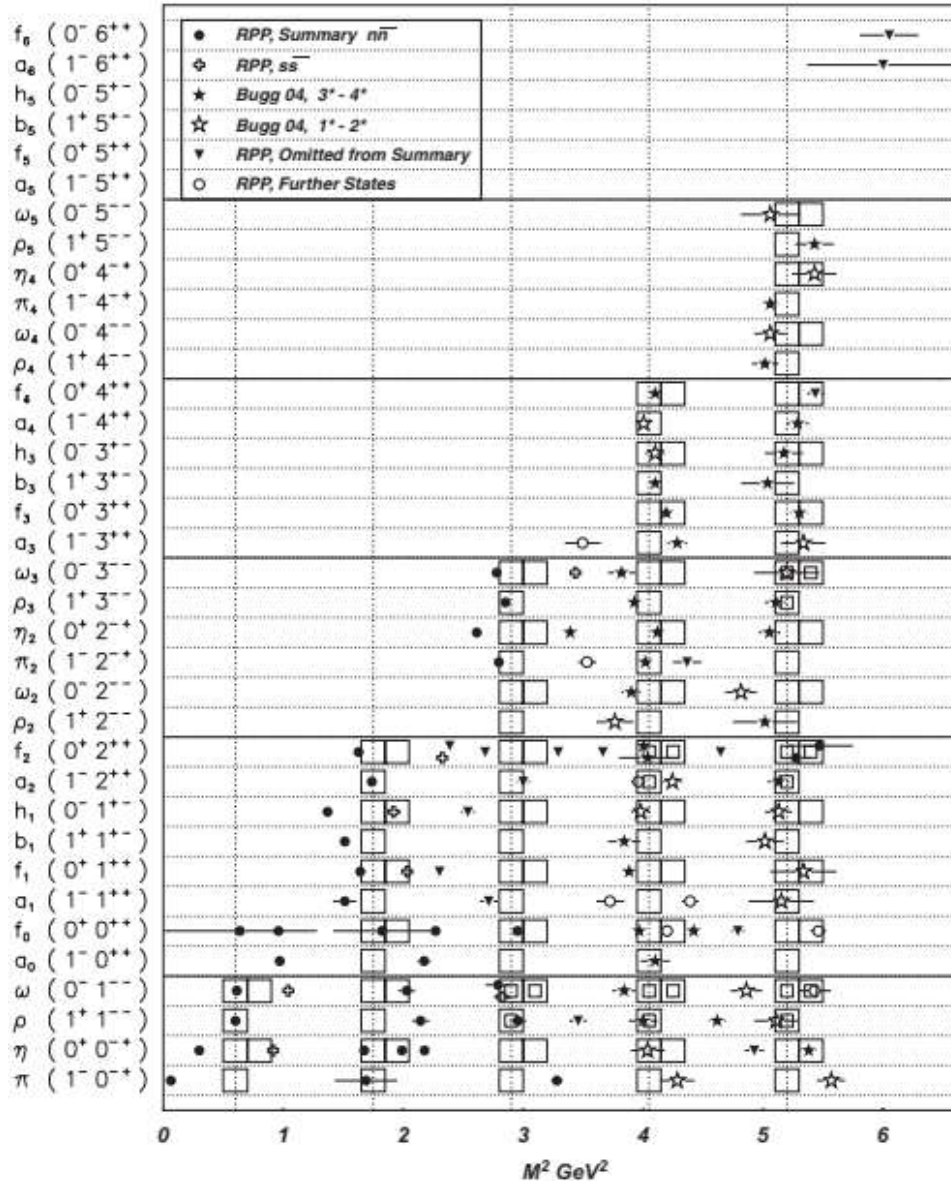
$$SU(2)_L \times SU(2)_R$$

# Glueballs, hybrids, multiquarks

## Experimental facts versus QCD inspired concepts

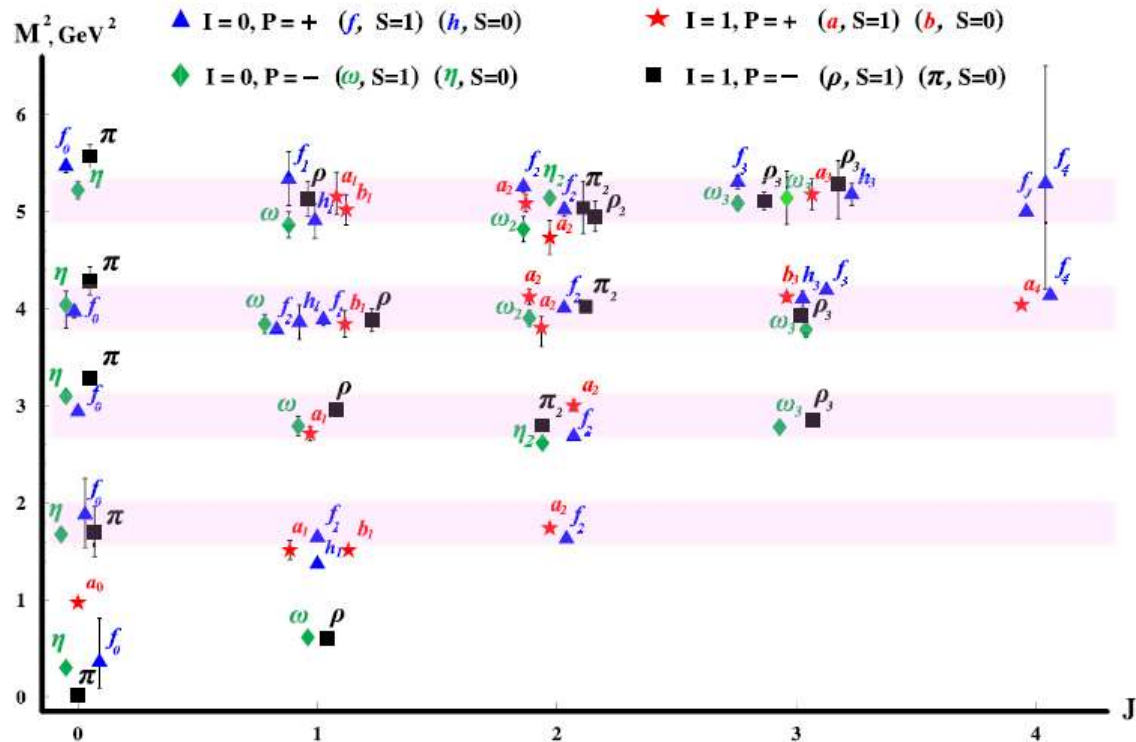
Eberhard Klempt<sup>a,\*</sup>, Alexander Zaitsev<sup>b</sup>

Physics Reports 454 (2007) 1–202



# Highly excited mesons, linear Regge trajectories, and the pattern of the chiral symmetry realization

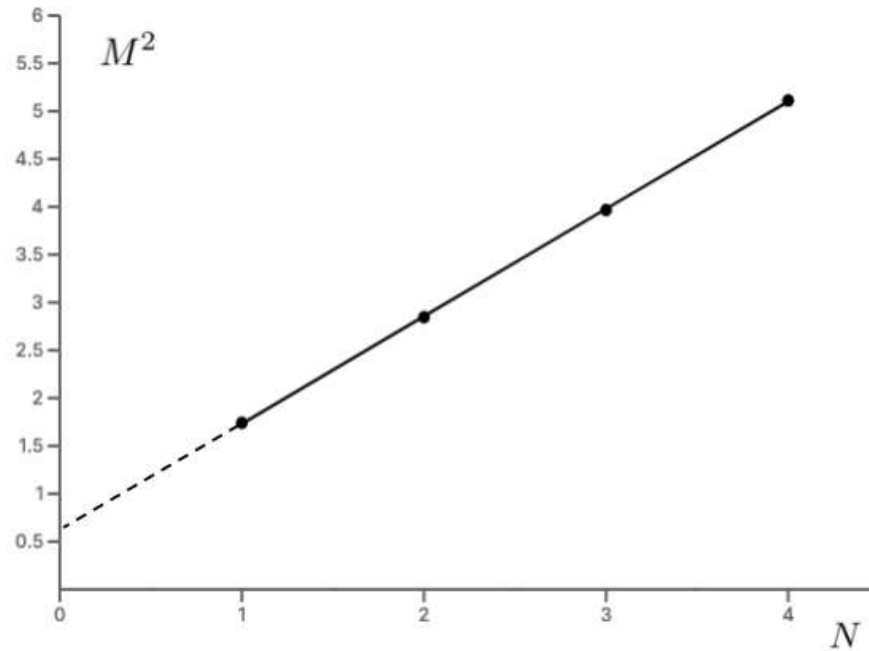
M. Shifman and A. Vainshtein

*William I. Fine Theoretical Physics Institute, University of Minnesota, Minneapolis, Minnesota 55455, USA*

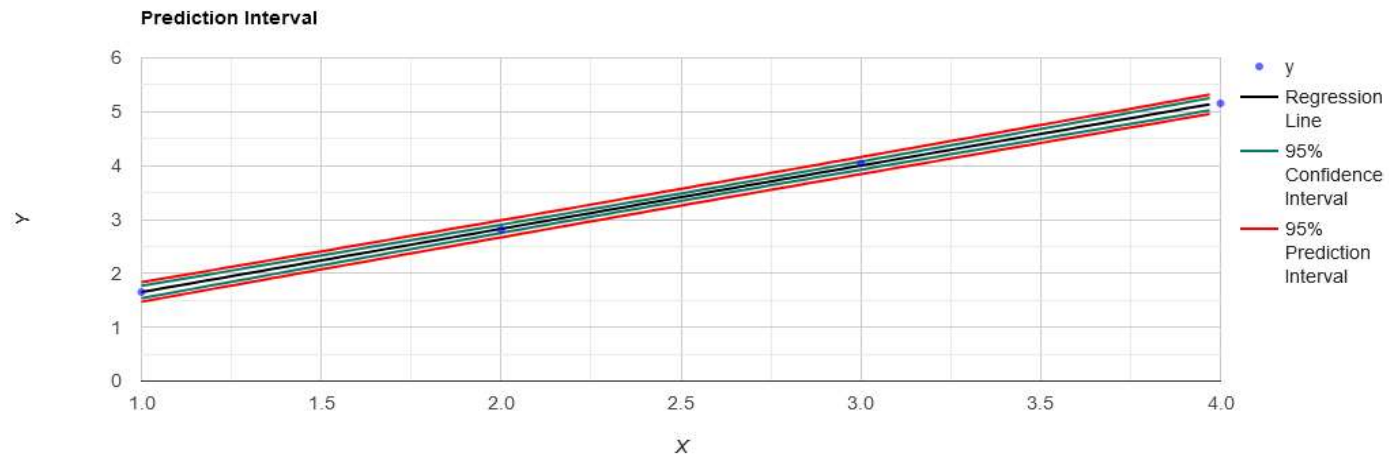
## 10 Conclusions

This article grew as a continuation of the ongoing heated debate in the literature regarding asymptotic symmetries of the meson spectrum in QCD [2, 5–8, 25, 33, 37, 46, 47], and numerous discussions of this issue at various conferences. At an early stage we believed that  $\chi$ SR could be natural in QCD. Further more careful studies made us change our minds.

# Эквидистантность кластеров



$$M_{\text{exp}}^2(N) \approx 1.14(N + 0.54), \quad N = 0, 1, 2, 3, 4$$



# Классификация лёгких нестранных мезонов по квантовым числам ( $L, n$ )

$L \backslash n$	0	1	2	3	4
0	$\pi(140)$ $\eta(548)(?)$ $\rho(770)$ $\omega(782)$	$\pi(1300)$ $\eta(1295)(??)$ $\rho(1450)$ $\omega(1420)$	$\pi(1800)$ $\eta(1760)$ $\rho(?)$ $\omega(?)$	$\pi(2070)$ $\eta(2010)$ $\rho(1900)$ $\omega(?)$	$\pi(2360)$ $\eta(2285)$ $\rho(2150)$ $\omega(2205)(?)$
1	$f_0(1370)$ $a_0(1450)(??)$ $a_1(1260)$ $f_1(1285)$ $b_1(1230)$ $h_1(1170)$ $a_2(1320)$ $f_2(1275)$	$f_0(1770)$ $a_0(?)$ $a_1(1640)$ $f_1(?)$ $b_1(1620)(?)$ $h_1(1595)(?)$ $a_2(1680)$ $f_2(1640)$	$f_0(2020)$ $a_0(2025)$ $a_1(1930)(?)$ $f_1(1971)$ $b_1(1960)$ $h_1(1965)$ $a_2(1950)(?)$ $f_2(1934)$	$f_0(2337)$ $a_0(?)$ $a_1(2270)(?)$ $f_1(2310)$ $b_1(2240)$ $h_1(2215)$ $a_2(2175)(?)$ $f_2(2240)$	
2	$\rho(1700)$ $\omega(1650)$ $\pi_2(1670)$ $\eta_2(1645)$ $\rho_2(?)$ $\omega_2(?)$ $\rho_3(1690)$ $\omega_3(1670)$	$\rho(2000)$ $\omega(1960)$ $\pi_2(2005)$ $\eta_2(2030)$ $\rho_2(1940)$ $\omega_2(1975)$ $\rho_3(1982)$ $\omega_3(1945)$	$\rho(2265)$ $\omega(2295)(?)$ $\pi_2(2245)$ $\eta_2(2267)$ $\rho_2(2225)$ $\omega_2(2195)$ $\rho_3(2300)(?)$ $\omega_3(2285)$		
3	$f_2(2001)$ $a_2(2030)$ $f_3(2048)$ $a_3(2031)$ $b_3(2032)$ $h_3(2025)$ $f_4(2018)$ $a_4(2005)$	$f_2(2293)$ $a_2(2255)$ $f_3(2303)$ $a_3(2275)$ $b_3(2245)$ $h_3(2275)$ $f_4(2283)$ $a_4(2255)$			
4	$\rho_3(2260)$ $\omega_3(2255)$ $\rho_4(2230)$ $\omega_4(2250)(?)$ $\pi_4(2250)$ $\eta_4(2328)$ $\rho_5(2300)$ $\omega_5(2250)$				

S. S. Afonin, *Towards understanding spectral degeneracies in nonstrange hadrons. Part I. Mesons as hadron strings versus phenomenology*, Mod. Phys. Lett. A **22** (2007), 1359-1372, [hep-ph/0701089]

# Вариант классификации, согласно современным данным

L \ n	0	1	2	3	4
0	-	$\pi(1300)$ $\rho(1450)$ $\omega(1420)$ $\eta(1295)$	$\pi(1800)$ <del><math>\eta(1760)</math></del>	$\pi(2070)$ $\eta(2010)$ <del><math>\rho(1900)</math></del>	$\pi(2360)$ $\omega(2205)$ <del><math>\rho(2150)</math></del> <del><math>\rho(2270)</math></del> <del><math>\eta(2100)</math></del> <del><math>\eta(2285)</math></del>
1	$f_0(1370)$ $h_1(1170)$ $a_2(1320)$ <del><math>b_1(1230)</math></del> <del><math>b_1(1235)</math></del> <del><math>f_2(1270)</math></del> <del><math>f_2(1275)</math></del> $a_0(1450)$ $a_1(1260)$ $f_1(1285)$	<b><math>a_0(1710)</math></b> ← $f_0(1770)$ $a_1(1640)$ $b_1(1620)$ $h_1(1595)$ $f_2(1640)$ <del><math>a_2(1680)</math></del> <del><math>a_2(1700)</math></del>	$f_0(2020)$ $b_1(1960)$ $h_1(1965)$ $a_2(1950)$ <del><math>f_2(1934)</math></del> <del><math>f_2(2010)</math></del> $a_1(1930)$ $f_1(1970)$ <del><math>a_0(2025)</math></del>	$f_0(2337)$ $b_1(2240)$ $h_1(2215)$ $f_2(2240)$ <del><math>a_2(2175)</math></del> <del><math>a_2(2255)</math></del> $a_1(2270)$ $f_1(2310)$	
2	$\pi_2(1670)$ $\eta_2(1645)$ $\rho_3(1690)$ $\omega_3(1670)$ $\rho(1700)$ $\omega(1650)$	$\rho(2000)$ $\omega_3(1945)$ $\eta_2(2030)$ <del><math>\pi_2(2005)</math></del> <del><math>\pi_2(1880)</math></del> $\rho_2(1940)$ $\omega_2(1975)$ $\omega(1960)$ <del><math>\rho_2(1982)</math></del>	$\omega_3(2285)$ <del><math>\pi_2(2245)</math></del> <del><math>\pi_2(2285)</math></del> <del><math>\eta_2(2267)</math></del> <del><math>\eta_2(2250)</math></del> $\rho(2270)$ $\omega(2290)$ $\rho_2(2225)$ $\omega_2(2195)$ <del><math>\rho_2(2300)</math></del>		
3	$h_3(2025)$ <del><math>b_2(2032)</math></del> <del><math>b_2(2030)</math></del> <del><math>f_4(2018)</math></del> <del><math>f_4(2050)</math></del> <del><math>a_4(2065)</math></del> <del><math>a_4(1970)</math></del> $f_2(2010)$ $a_2(2030)$ $f_3(2048)$ $a_3(2030)$	$b_3(2245)$ $h_3(2275)$ $a_4(2255)$ $f_2(2293)$ $a_2(2255)$ $f_3(2303)$ $a_3(2275)$ <del><math>f_4(2283)</math></del>			
4	$\rho_3(2260)$ $\pi_4(2250)$ $\omega_5(2250)$ <del><math>\eta_4(2328)</math></del> <del><math>\eta_4(2330)</math></del> <del><math>\omega_3(2255)</math></del> <del><math>\omega(2285)</math></del> $\rho_4(2230)$ $\omega_4(2250)$ <del><math>\rho_5(2300)</math></del>				

Предсказан в

S. S. Afonin, Phys. Rev. C **76** (2007) 015202

**$a_0(1710)$** 

$$I^G(J^{PC}) = 1^-(0^{++})$$

## OMITTED FROM SUMMARY TABLE

Evidence for this state is also inferred from the interference of the  $K^+ K^-$  and  $K_S^0 K_S^0$  decays of the  $f_0(1710)$  in  $D_s^+ \rightarrow f_0(1710) \pi^+$ , leading to a relative branching ratio an order of magnitude larger than expected from isospin symmetry (ABLIKIM 22F). See also the review on "Spectroscopy of Light Meson Resonances."

 **$a_0(1710)$  MASS**

<u>VALUE (MeV)</u>	<u>DOCUMENT ID</u>	<u>TECN</u>	<u>COMMENT</u>
<b><math>1713 \pm 19</math> OUR AVERAGE</b>	Error includes scale factor of 3.8. See the ideogram below.		
$1736 \pm 10 \pm 12$	<sup>1</sup> AAIJ	23AH LHCb	$B^+ \rightarrow K^+ (K_S^0 K \pi)$
$1817 \pm 8 \pm 20$	<sup>2</sup> ABLIKIM	22AH BES3	$D_s^+ \rightarrow K_S^0 K^+ \pi^0$
$1704 \pm 5 \pm 2$	LEES	21A BABR	$\eta_c(1S) \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta$

<sup>1</sup> From Dalitz plot analyses of  $\eta_c(1S, 2S) \rightarrow K_S^0 K^+ \pi^- + \text{c.c.}$

<sup>2</sup> Observed to decay into  $K_S^0 K^+$  in a Breit-Wigner amplitude analysis involving  $D_s^+$  decays into  $\bar{K}^*(892)^0 K^+$ ,  $\bar{K}^*(892)^+ K_S^0$ ,  $\bar{K}^*(1410)^0 K^+$ ,  $a_0(980)^+ \pi^0$ , and  $a_0(1817)^+ \pi^0$ .

В среднем (в  $\text{ГэВ}^2$ ):  $\bar{M}^2(L, n) \approx 1.1L + 1.1n + 0.7$

$\Rightarrow$  Работает закон  $M^2(L, n) \sim L + n$

В нерелятивистском атоме водорода:

$E \sim \frac{1}{N^2}$ ,  $N = L + n + 1$  - главное квантовое число

**В спектре лёгких мезонов имеется главное квантовое число**

Существование состояний, не имеющих вырожденных партнёров по чётности, следует из определения самой чётности,

$$P = (-1)^{L+1}$$

Мезоны на главной траектории имеют  $n=0$ , поэтому таких партнёров быть не может.

Например:  $\rho$ -мезон,  $(L, n) = (0, 0)$ ,  $a_1$ -мезон,  $(L, n) = (1, 0)$ , вырожден с  $\rho'$ ,  $(0, 1)$ .

Потенциальные модели не могут объяснить наличие наблюдаемого вырождения.

# ДИНАМИЧЕСКАЯ СИММЕТРИЯ АТОМА ВОДОРОДА

$$E(L, n) \sim \frac{1}{N^2}, \quad N = L + n + 1$$

Фок: имеет место более сильная симметрия, чем  $SO(3)$ .  
Это  **$SO(4)$**  симметрия в импульсном пространстве.  
(V.A. Fock, Z. Phys. 98 (1935) 145)

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР. 1935

BULLETIN DE L'ACADEMIE DES SCIENCES DE L'URSS

Classe des sciences  
mathématiques et naturelles

Отделение математических  
и естественных наук

## АТОМ ВОДОРОДА И НЕ-ЕВКЛИДОВА ГЕОМЕТРИЯ\*

(Предварительное сообщение\*\*)

В. А. ФОКА

(Представлено академиком С. И. Вавиловым)

В работе показано, что уравнение Шредингера для атома водорода в пространстве импульсов приводится к интегральному уравнению для шаровых функций четырехмерного шара. Таким образом, допускаемая уравнением Шредингера группа преобразований оказывается тождественной с четырехмерной группой вращений; наличие этой группы объясняет так называемое вырождение уровней водорода по отношению к азимутальному квантовому числу. Следствия, вытекающие из сопоста-

\* Доложено 8 февраля 1935 г. в теоретическом семинарии Физического института ЛГУ и 23 марта 1935 г. на сессии Академии Наук СССР в Москве.



# Квазиклассическая интерпретация

Спин  $J$  и масса  $m$  являются двумя независимыми инвариантами Казимира группы Пуанкаре, определяющих понятие элементарной частицы как конечномерных представлений этой группы. Следовательно, если есть функциональная зависимость между ними, то имеет место некая динамическая симметрия (одновременно указывающая на составную природу данных частиц).

Рассмотрим классический объект размера  $r$ , вращающийся с постоянной скоростью. Его угловой момент:

$$J \sim mr \quad (1)$$

С другой стороны,  $n$ -мерный однородный (с постоянной плотностью) объект имеет массу:

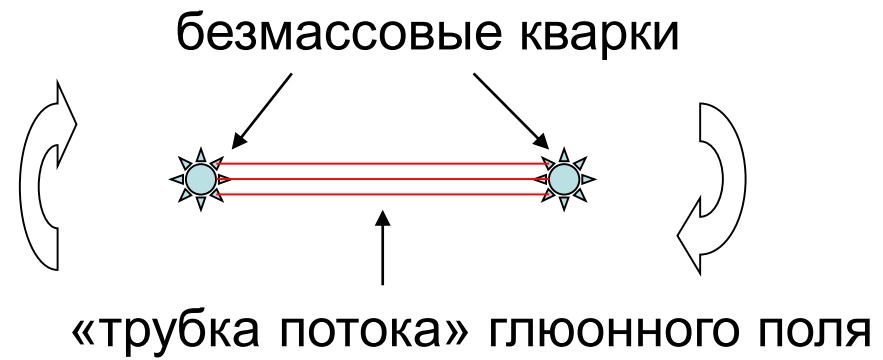
$$m \sim r^n \quad \longrightarrow \quad r \sim m^{1/n} \quad (2)$$

(2)  $\Rightarrow$  (1):

$$J \sim m^{1+1/n}$$

Эксперимент:  $n=1$

# Реализация: глюонная струна

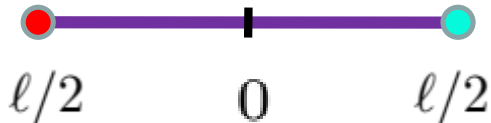


Намбу: вращающаяся струна с релятивистскими безмассовыми кварками на концах приводит к соотношению (формула Чу-Фраучи)

$$M^2 = 2\pi\sigma L$$

$\sigma$  - натяжение струны,  $L$  - угловой момент ( $J = L, L \pm 1$ )

Краткий вывод:



Consider a gluonic flux tube as a solid body of known length  $\ell$ , rotating at the speed  $v(r) = 2r/\ell$ .

$$M = 2 \int_0^{\ell/2} \frac{\sigma dr}{\sqrt{1 - v^2(r)}} = \frac{\pi\sigma\ell}{2},$$

$$L = 2 \int_0^{\ell/2} \frac{\sigma r v(r) dr}{\sqrt{1 - v^2(r)}} = \frac{\pi\sigma\ell^2}{8}.$$

$$\Rightarrow M^2 = 2\pi\sigma L$$

## Квантование Бора-Зоммерфельда

$$\int p(r) dr = \cancel{2}\pi \left( n + \frac{1}{2} \right)$$

$n$  - радиальное квантовое число,  $p(r)$  и  $r$  - относительные угловой момент и расстояние, в простейшем случае связанные соотношением

$$M = 2p + \sigma r$$

Учитывая  $M = \ell\sigma$ , где  $\ell$  есть максимальная длина струны, в результате:

$$M^2 = \cancel{4}^2 \pi \sigma \left( n + \frac{1}{2} \right)$$

Для фермионов!

⇒ ожидаем  $M^2 \simeq 2\pi\sigma \left( L + \cancel{2}n + \frac{1}{2} \right)$  - хорошо выполняется в спектрах!

# Hydrogen-Like Symmetry in Regge Spectrum of Light Mesons: Selection of States

S. S. Afonin<sup>a, b, \*</sup>, A. V. Sarantsev<sup>b</sup>, and A. M. Tsybalov<sup>a, b</sup>

[2511.10341](#) [hep-ph]

$$\bar{M}_{\text{all}}^2 = (1.15 \pm 0.03)L + (1.20 \pm 0.05)n + 0.52 \pm 0.04$$

PDG:

$$\bar{M}_{\text{main}}^2 = (1.14 \pm 0.07)L + (1.2 \pm 0.1)n + 0.52 \pm 0.07$$

$L$	$n$				
	0	1	2	3	4
0	$\pi$ $\rho$ $\omega$	$\pi(1300)$ $\eta(1295)$ $\rho(1450)$ $\omega(1420)$	$\pi(1800)$ $\eta(1760)$ $\rho(?)$ $\omega(?)$	$\pi(2070)$ $\eta(2010)$ $\rho(?)$ $\omega(?)$	$\pi(2360)$ $\eta(2320)$ $\rho(?)$ $\omega(?)$
1	$a_0(1450)$ $f_0(1370)$ $a_1(1260)$ $f_1(1285)$ $h_1(1235)$ $h_1(1170)$ $a_2(1320)$ $f_2(1270)$	$a_0(1710)$ $f_0(1710)$ $a_1(1640)$ $f_1(?)$ $h_1(?)$ $h_1(?)$ $a_2(1700)$ $f_2(1750)$	$a_0(2020)$ $f_0(2020)$ $a_1(1930)$ $f_1(1970)$ $h_1(1960)$ $h_1(1965)$ $a_2(2030)$ $f_2(2000)$	$a_0(?)$ $f_0(2200)$ $a_1(2270)$ $f_1(2310)$ $h_1(2240)$ $h_1(2215)$ $a_2(2175)$ $f_2(2295)$	
2	$\rho(1700)$ $\omega(1650)$ $\pi_2(1670)$ $\eta_2(1645)$ $\rho_2(?)$ $\omega_2(?)$ $\rho_3(1690)$ $\omega_3(1670)$	$\rho(2000)$ $\omega(1960)$ $\pi_2(2005)$ $\eta_2(2030)$ $\rho_2(1940)$ $\omega_2(1975)$ $\rho_3(1990)$ $\omega_3(1945)$	$\rho(2270)$ $\omega(2290)$ $\pi_2(2285)$ $\eta_2(2250)$ $\rho_2(2225)$ $\omega_2(2195)$ $\rho_3(?)$ $\omega_3(2285)$		
3	$a_2(1990)$ $f_2(1950)$ $a_3(2030)$ $f_3(2050)$ $h_3(2030)$ $h_3(2025)$ $a_4(1970)$ $f_4(2050)$	$a_2(2255)$ $f_2(2240)$ $a_3(2275)$ $f_3(2300)$ $h_3(2245)$ $h_3(2275)$ $a_4(2255)$ $f_4(2300)$			
4	$\rho_3(2250)$ $\omega_3(2255)$ $\pi_4(2250)$ $\eta_4(2330)$ $\rho_4(2230)$ $\omega_4(2250)$ $\rho_5(2350)$ $\omega_5(2250)$				

**Вариант  
“Таблицы Менделеева”  
для лёгких мезонов  
(без странного кварка)**

L	S	J	n = 0	n = 1	n = 2	n = 3	n = 4
0	0	0	$\pi$ $\eta$	$\pi(1300)$ $\eta(1295)$	$\pi(1800)$ $\eta(1760)$	$\pi(2070)$ $\eta(2010)$	$\pi(2360)$ $\eta(2320)$
	1	1	$\rho$ $\omega$	$\rho(1450)$ $\omega(1420)$	$\rho(1700)$ $\omega(1650)$	$\rho(2000)$ $\omega(1960)$	$\rho(2270)$ $\omega(2290)$
1	0	1	$b_1(1235)$ $h_1(1170)$	$b_1?$ $h_1(1595)$	$b_1(1960)$ $h_1(1965)$	$b_1(2240)$ $h_1(2215)$	
		0	$a_0(1450)$ $f_0(1370)$	$a_0(1710)$ $f_0(1770)$	$a_0(2020)$ $f_0(2020)$	$a_0?$ $f_0(2200)$	
	1	1	$a_1(1260)$ $f_1(1285)$	$a_1(1640)$ $f_1?$	$a_1(1930)$ $f_1(1970)$	$a_1(2270)$ $f_1(2310)$	
		2	$a_2(1320)$ $f_2(1270)$	$a_2(1700)$ $f_2(1750)$	$a_2(2030)$ $f_2(1950)$	$a_2(2255)$ $f_2(2300)$	
2	0	2	$\pi_2(1670)$ $\eta_2(1645)$	$\pi_2(2005)$ $\eta_2(2030)$	$\pi_2(2285)$ $\eta_2(2250)$		
		1	$\rho?$ $\omega?$	$\rho?$ $\omega?$	$\rho?$ $\omega(2220)$		
	1	2	$\rho_2?$ $\omega_2?$	$\rho_2(1940)$ $\omega_2(1975)$	$\rho_2(2225)$ $\omega_2(2195)$		
		3	$\rho_3(1690)$ $\omega_3(1670)$	$\rho_3(1990)$ $\omega_3(1945)$	$\rho_3(2250)$ $\omega_3(2255)$		
3	0	3	$b_3(2030)$ $h_3(2025)$	$b_3(2245)$ $h_3(2275)$			
		2	$a_2(1990)$ $f_2(2010)$	$a_2?$ $f_2?$			
	1	3	$a_3(2030)$ $f_3(2050)$	$a_3(2275)$ $f_3(2300)$			
		4	$a_4(1970)$ $f_4(2050)$	$a_4(2255)$ $f_4?$			
4	0	4	$\pi_4(2250)$ $\eta_4(2330)$				
		3	$\rho_3?$ $\omega_3(2285)$				
	1	4	$\rho_4(2230)$ $\omega_4(2250)$				
		5	$\rho_5(2350)$ $\omega_5(2250)$				

<b>N = 0</b>
<b>N = 1</b>
<b>N = 2</b>
<b>N = 3</b>
<b>N = 4</b>

I = 1
I = 0

<b>N = n + L</b>
------------------

Бледный фон – резонансы,  
требующие подтверждения

# Particle Data Group

**$\rho(1570)$**

$$I^G(J^{PC}) = 1^+(1^{--})$$

OMITTED FROM SUMMARY TABLE

**$\rho(1900)$**

$$I^G(J^{PC}) = 1^+(1^{--})$$

OMITTED FROM SUMMARY TABLE

**$\rho(2150)$**

$$I^G(J^{PC}) = 1^+(1^{--})$$

OMITTED FROM SUMMARY TABLE

---

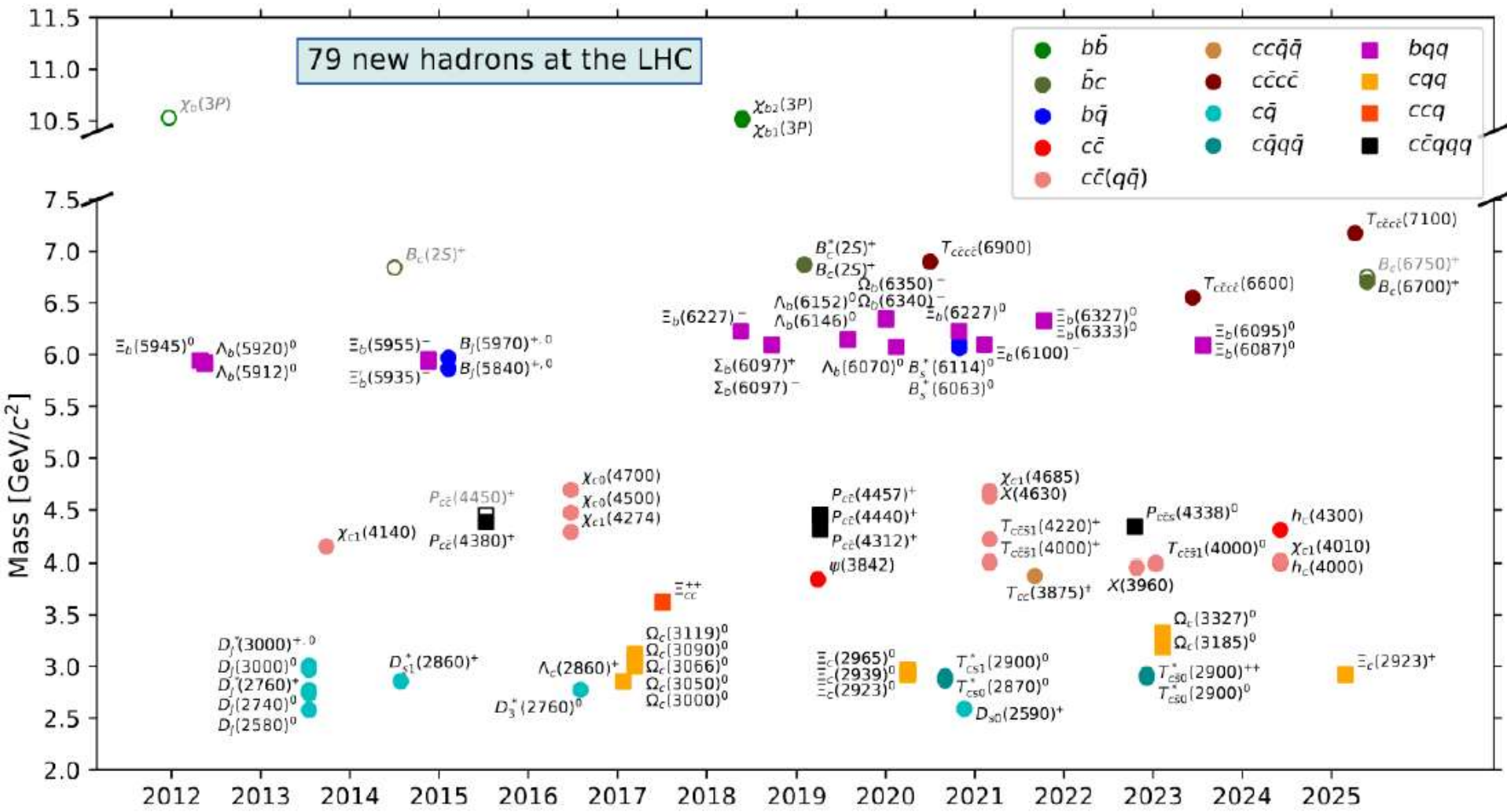
---

**Further States**

OMITTED FROM SUMMARY TABLE

This section contains states observed by a single group or states poorly established that thus need confirmation.

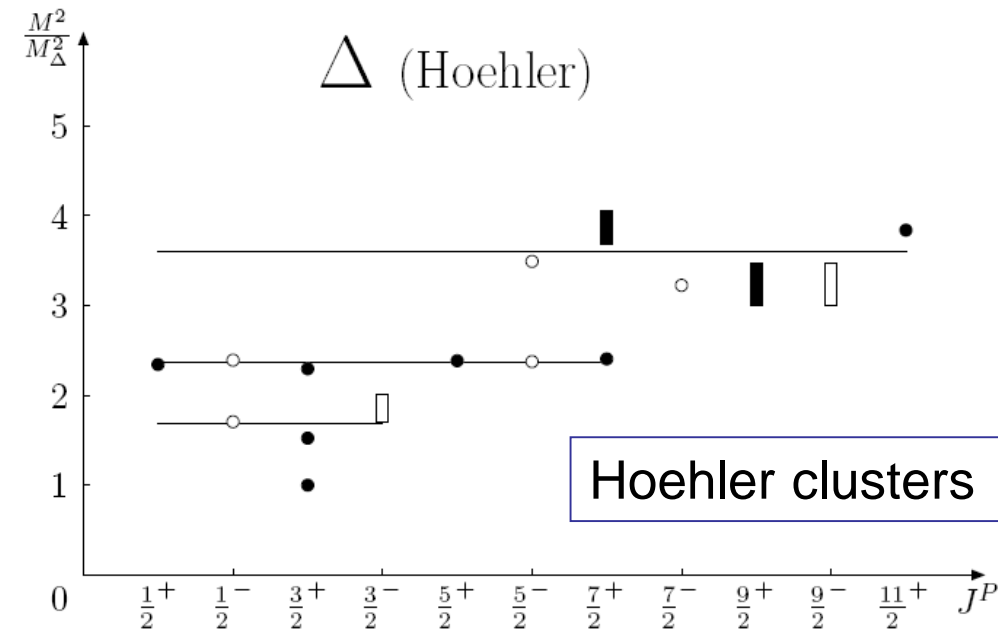
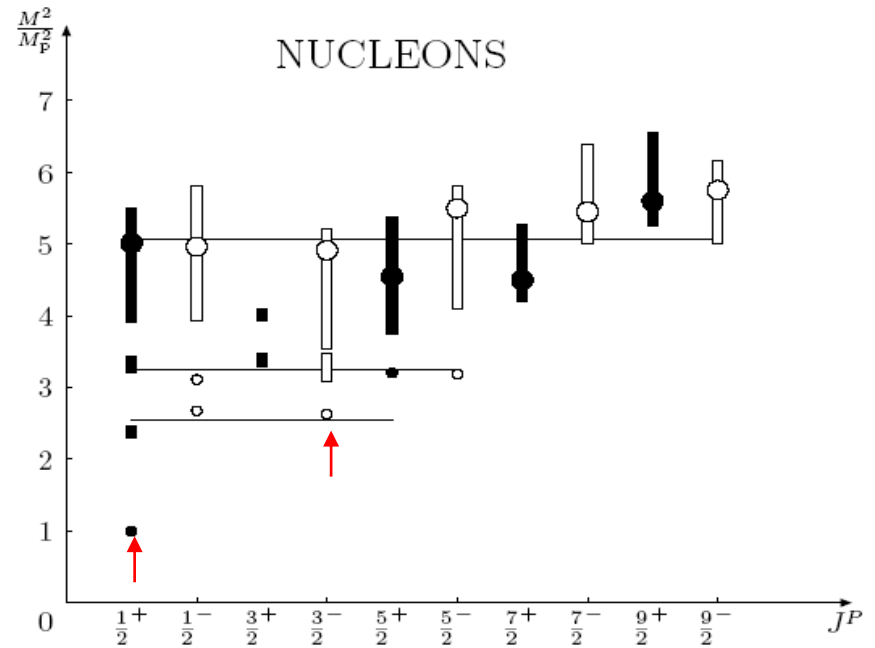
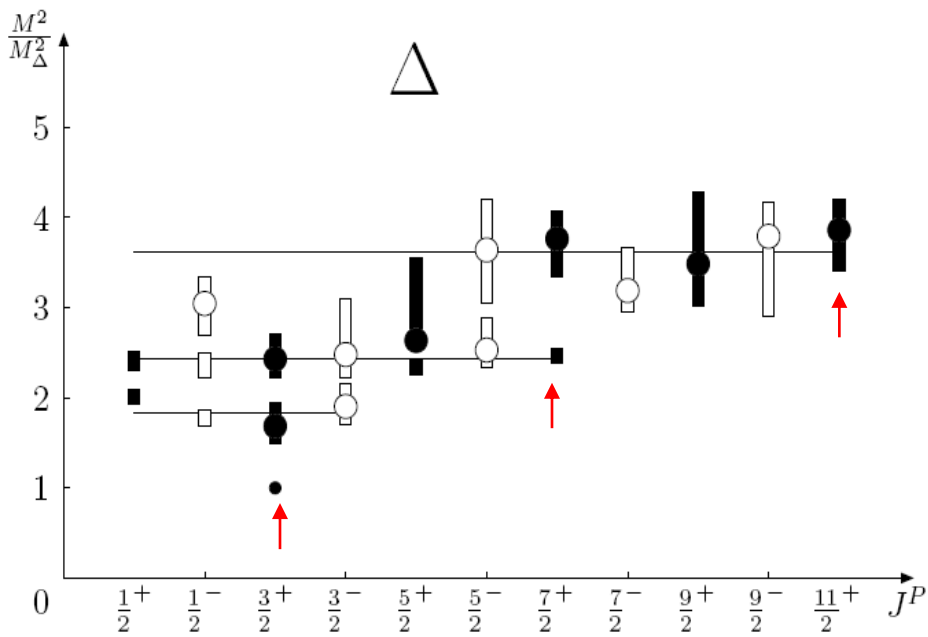
# Новые эксперименты по протон-антипротонной аннигиляции?



**Спасибо за внимание!**



# Experimental spectrum for light baryons (Particle Data)



↑ - Parity (chiral) singlets

Spin-parity clustering!

Spin clustering – R. Feynman

R. Feynman et al.,  
Phys. Rev. D 2 (1970) 1267

Vanishing L-S forces

## Результаты исследований опубликованы:

1. S.S. Afonin, A.V. Sarantsev, A.M. Tsymbal, "Hydrogen-Like symmetry in Regge Spectrum of Light Mesons: Selection of States", Phys. Part. Nucl. 57 (2026) 343.
2. S.S. Afonin, "The Experimental Observation of  $a_0(1710)$ : Long Awaited from Regge Approach", Phys. Atom. Nucl. 88 (2025) Suppl 3, S320.
3. S.S. Afonin and A.M. Tsymbal, "Dynamical O(4)-Symmetry in the Light Meson Spectrum within the Framework of the Regge Approach", Phys. Atom. Nucl. 87 (2024) S477.
4. S.S. Afonin, "Hydrogen like classification for light nonstrange mesons", Int. J. Mod. Phys. A23 (2008) 4205.
5. S.S. Afonin, "Properties of new unflavored mesons below 2.4 GeV", Phys. Rev. C76 (2007) 015202.
6. S.S. Afonin, "Towards understanding spectral degeneracies in nonstrange hadrons" (**Review**), Mod. Phys. Lett. A22 (2007) 1359.
7. S.S. Afonin, "Parity doubling in particle physics" (**Review**), Int. J. Mod. Phys. A22 (2007) 4537.
8. S.S. Afonin, "Cluster duality", Nucl. Phys. B779 (2007) 13.
9. S.S. Afonin, "Light meson spectrum and classical symmetries of QCD", Eur. Phys. J. A29 (2006) 327.
10. S.S. Afonin, "Experimental indication on chiral symmetry restoration in meson spectrum", Phys. Lett. B639 (2006) 258.