

# **Fényes Tibor: BARIONSPEKTROSKÓPIA – 2016**

## **I. BEVEZETÉS**

## **II. RÖVID ÁTTEKINTÉS A KÍSÉRLETI EREDMÉNYEKRŐL**

## **III. A BARIONOK GERJESZTÉSE, ADATFELDOLGOZÁS**

## **IV. A GERJESZTÉSEKET MEGHATÁROZÓ ALAPVETŐ TÖRVÉNYSZERŰSÉGEK**

A bebörtönző potenciál független a spintől és kvarkíztől

Spontán tömeggenerálás, királis multipliett állapotok

Kétkvark-állapotok barionokban

## **V. GERJESZTETT ÁLLAPOTOK ÉS MODELLJEIK**

$N^*$ ,  $\Delta^*$ ,  $\Lambda^*$ ,  $\Sigma^*$ ,  $\Xi^*$ ,  $\Omega^*$  és bájos barionok\*

Modellek a hadronspektrumok leírására

A) Egy gluoncseré (OGE), B) Egy bozoncseré (OBE), C) Kétkvark,

D) Relat. kvarkmodell (RQM), E)  $1/N_c$ ,

F) Rács-QCD, G) Dyson–Schwinger egy., H) Fagyjev,

I) Egyesített Hamilton-op., J) Királis szoliton,

K) Kétkvark-hadron dualitás, L) AdS/CFT megfeleltetés

Összefoglaló értékelés

## **VI. KÜLÖNLEGES ÁLLAPOTOK**

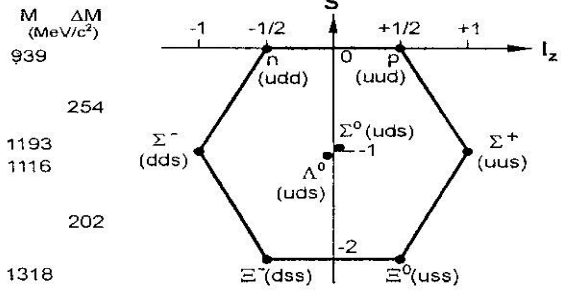
Gluonlabdák, hibridek, multikvark-állapotok

## Miért a barionok?

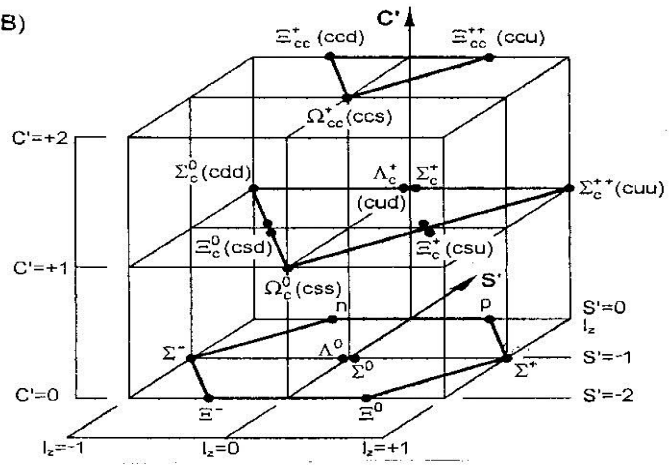
- **A látható Univerzumunk anyagának döntő többsége a nukleonokban van: ~98%**
- **Az erős kölcsönhatás elmélete, a QCD nem tud számot adni sem a barionok tömegéről [az SU(3) szimmetria spontán sérüléséről], sem a kvarkbezárásról [confinement]**
- **A barionok elegendően komplexek ahhoz, hogy felfedjék azt a fizikát, ami rejtve van a mezonokban. Alapot jelentenek a kvarkmodellek, az effektív térelméletek kidolgozásához: a barionok tömegének és szerkezetének megértéséhez  $10^{-18}$  m szinten. A szinte végtelenül kicsi megismeréséből válik érthetővé a végtelenül nagy tömege**
- **Fontos a mag-, részecske- és asztrofizika szempontjából**

## **II. RÖVID ÁTTEKINTÉS A KÍSÉRLETI EREDMÉNYEKRŐL**

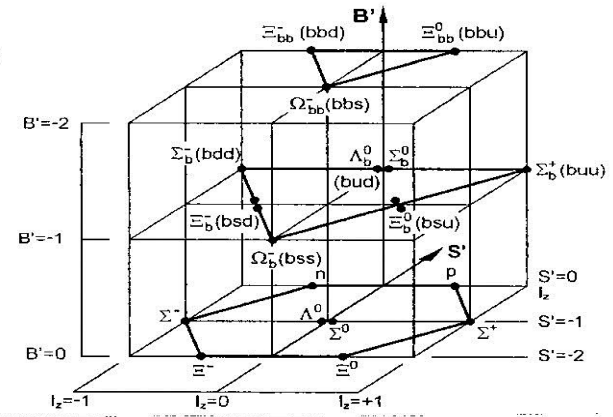
A)

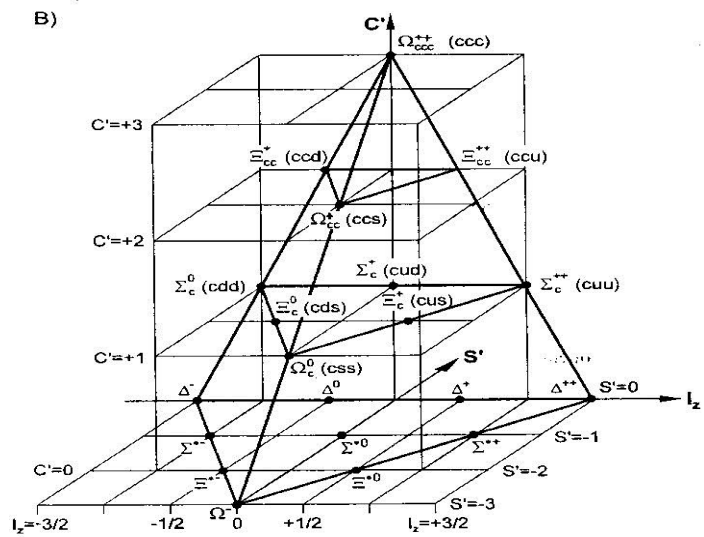
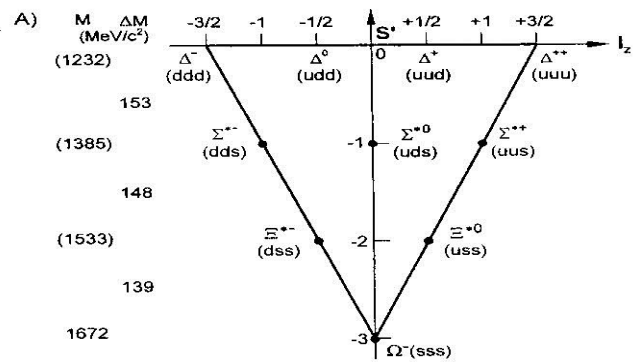


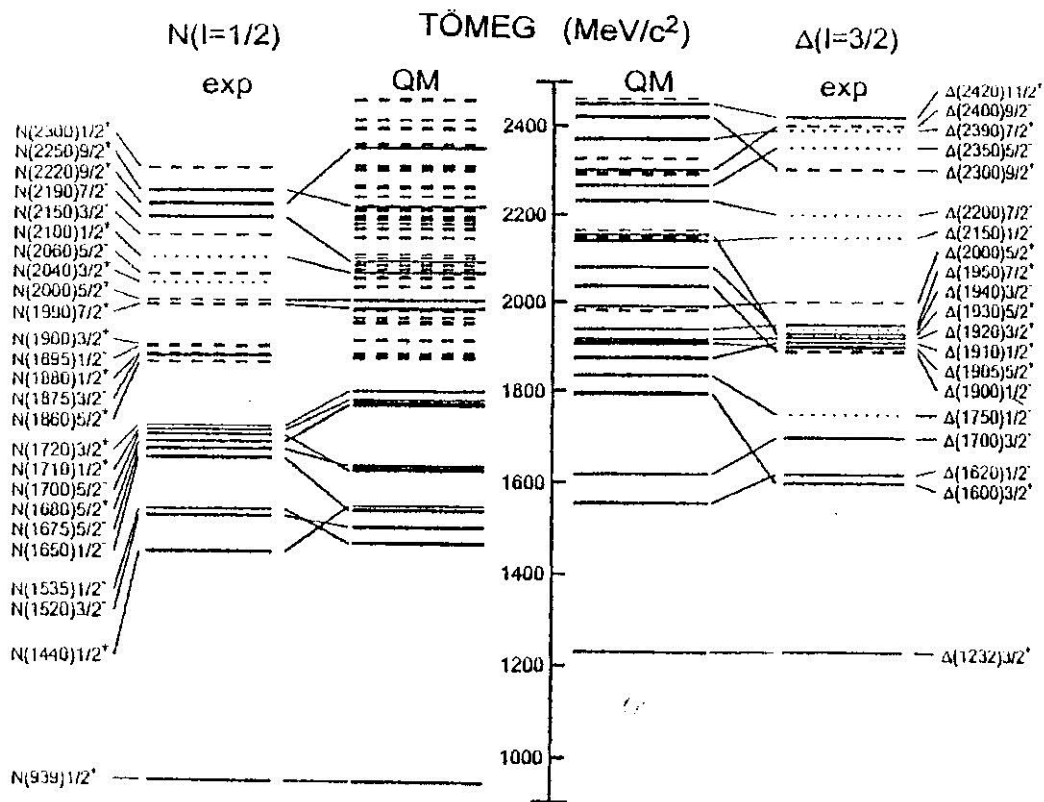
B)



C)







Jelölések:  $N(1440), l = 1$  másképpen  $l_{2,2} = P_{11}$ , itt  $l = 0, 1, 2, \dots \rightarrow S, P, D, \dots$   
 $\Delta(1232), l = 1$  másképpen  $l_{2,2} = P_{33}$

### III. A BARIONOK GERJESZTÉSE, ADATFELDOLGZÁS

#### Előállítási reakciók

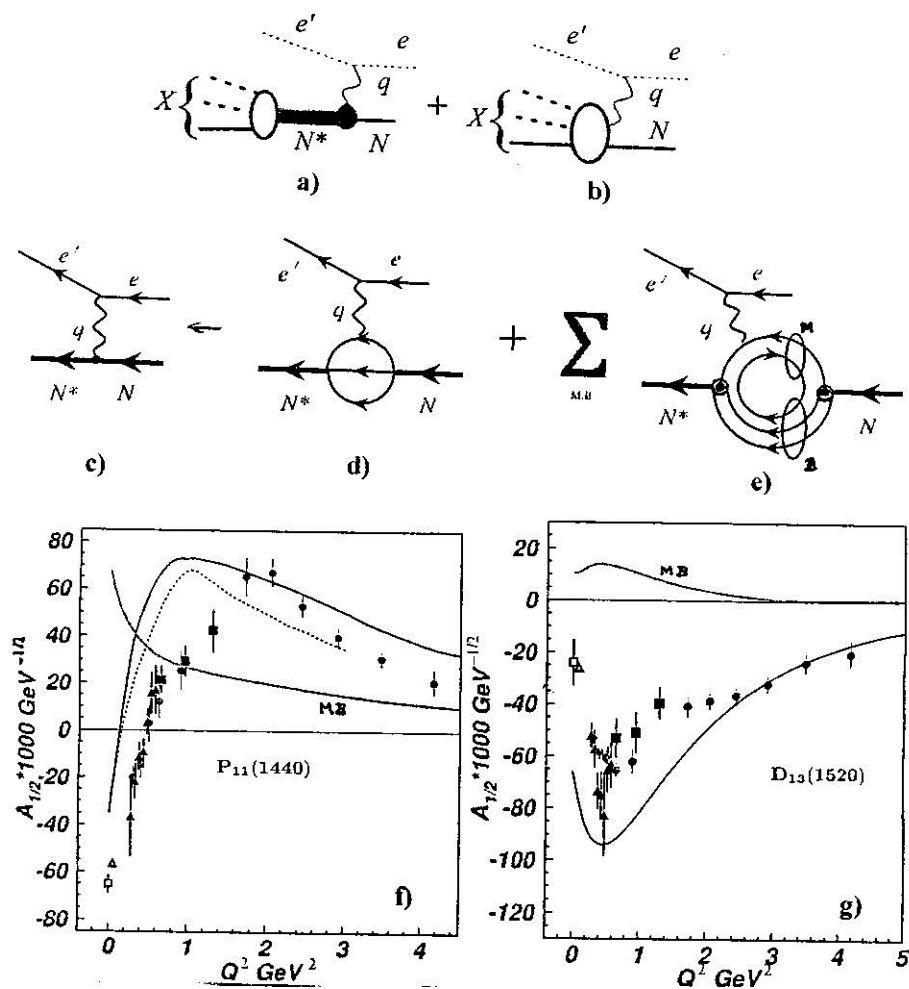
#### Könnyű barionok

- Pion- $N$  teljes, rugalmas és töltéscserélő szórás plusz parciális hullámú analízis (DWBA,...), pl.  $\pi^+p \rightarrow \Delta^{++} \rightarrow \pi^+p$ ,  $\pi^- \rightarrow \eta n$
- Kaon- $N$  reakciók, pl.  $K^-p \rightarrow \pi^0 \Sigma^0$
- Elektronszórás, pl.  $(e, e' \pi)$
- Fotogerjesztés, pl.  $\gamma p \rightarrow p \pi^0$
- Nehéz mezonok bomlásából, pl.  $J/\Psi \rightarrow p \bar{p} \pi^0$

#### Nehéz barionok

- Elektron-positron ütközés, pl.  $e^+e^- \rightarrow \Xi^- \pi^+ + X$
- $p \bar{p}$ -ütközés, pl.  $p \bar{p} \rightarrow \Xi_b^0 \rightarrow \Xi_c^+ \pi^-$
- $pp$ -ütközés, pl.  $pp \rightarrow \Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$

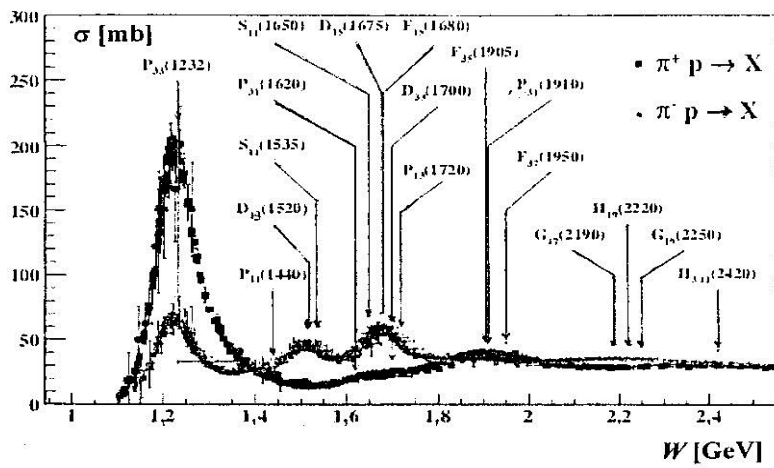
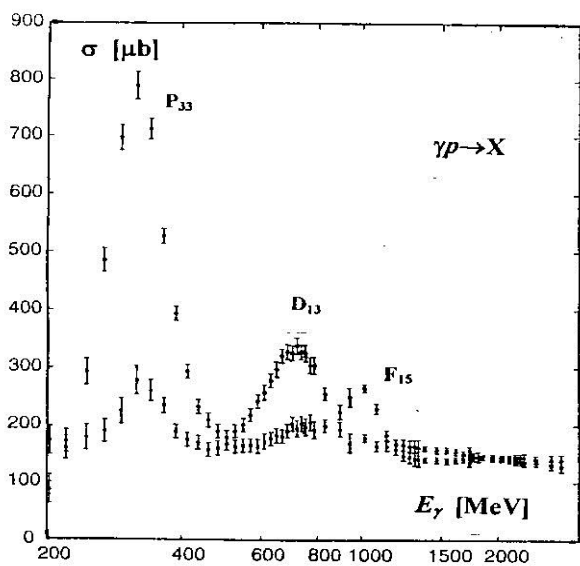
**Bombázó nyalábok** pl.  $p$ ,  $\bar{p}$ ,  $e$ ,  $p \bar{p}$ ,  $pp$ ,  $e^+e^-$  gyorsítókból



**Aranyszabály:**  $P = \frac{2\pi}{\sqrt{2}} |H_{fi}|^2 \frac{dn}{dE}$ ,  $H_{fi} = \int \Psi_f^* V(r) \Psi_i d\tau \propto A_{fi} =$  **szórási amplitúdó**

**Pontok hibákkal:** kísérlet, **görbék:** relativisztikus kvarkmodell  
**MB** mezon-barion hozzájárulás külön jelölve





$W$  a visszalöködö rendszer tömege

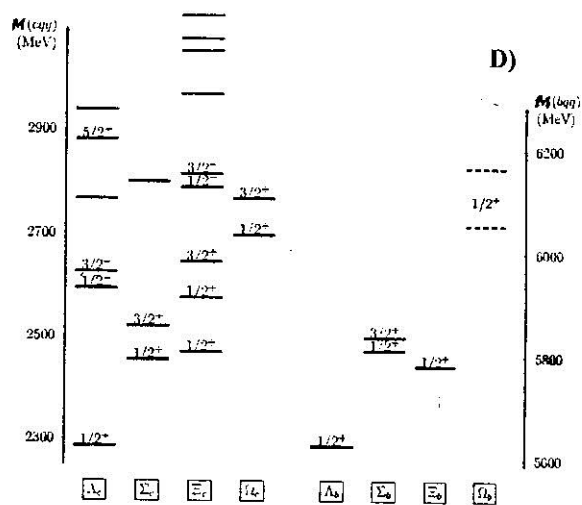
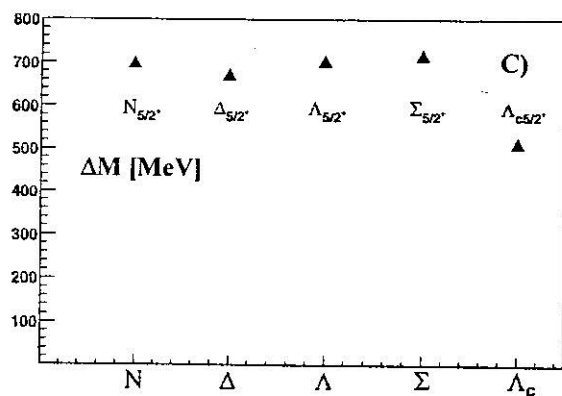
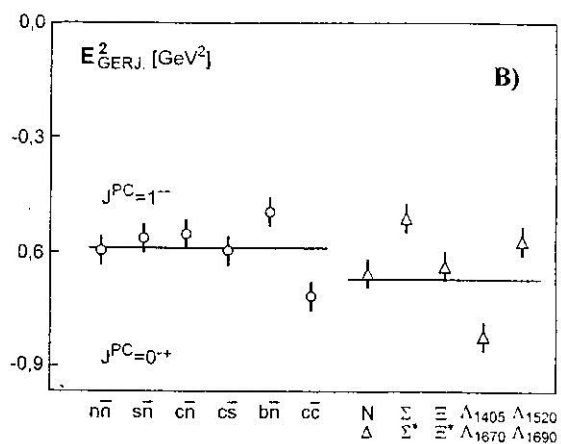
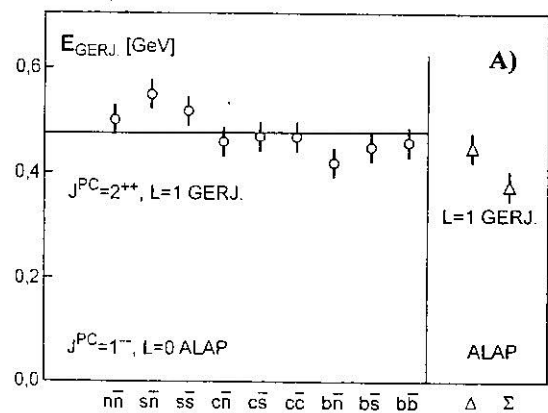
## IV. A GERJESZTÉSI ÁLLAPOTOKAT MEGHATÁROZÓ ALAPVETŐ TÖRVÉNYSZERŰSÉGEK

A bebörtönző potenciál független a spintől

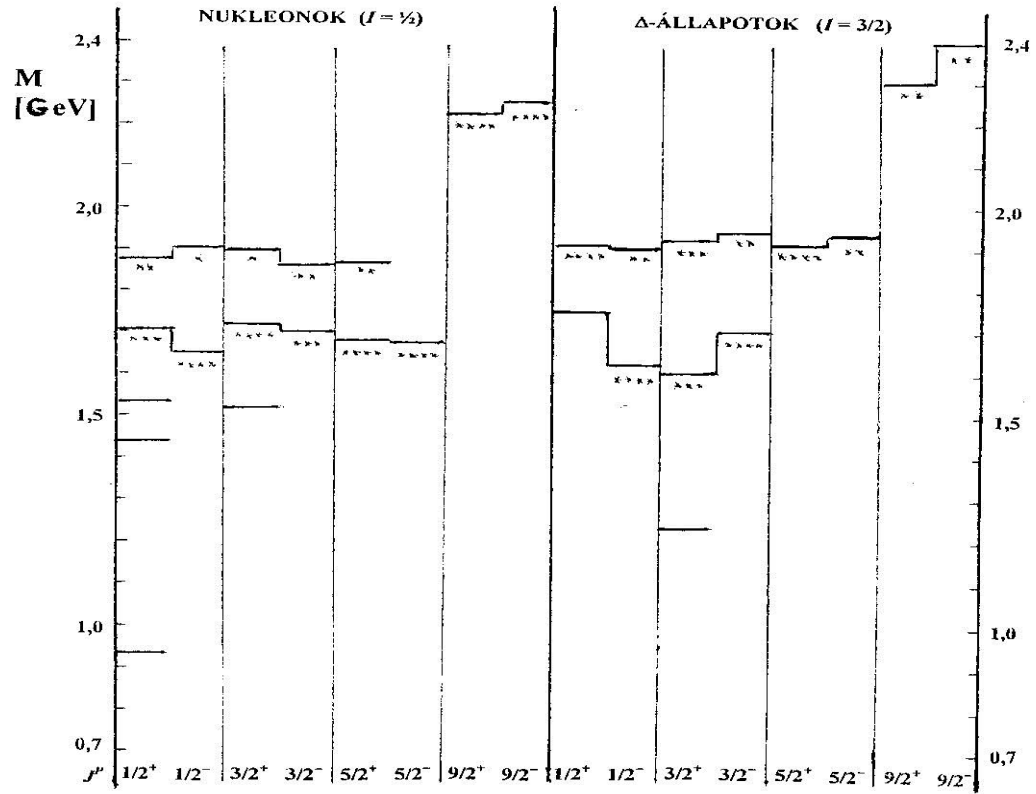
A kvarkónium- ( $c\bar{c}$ -,  $b\bar{b}$ -) -nívók vizsgálata mutatja, hogy a bebörtönző potenciál független a spintől ( $V = kr$ , ahol  $k$  állandó)

A bebörtönző potenciál független a kvarkíztől

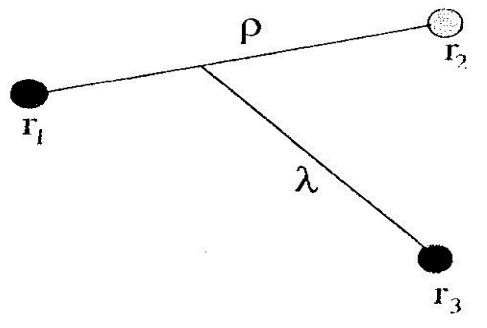
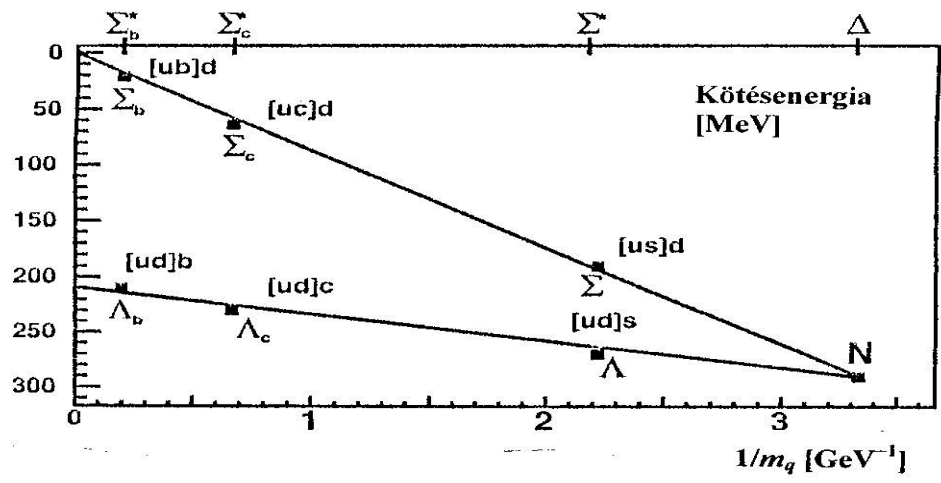
$$n\bar{n} = \frac{1}{2\pi} [d\bar{d} + u\bar{u}]$$



## Spontán tömeggenerálás, SU(3) szimmetria sérülése



## Kétkvark-állapotok barionokban



## **V. A BARIONOK GERJESZTETT ÁLLAPOTAI, MODELLEK**

$J^P$	Állapot	Tömeg [MeV]	QM OGE	QM GBÉ	Két- kvark	RQM	Nagy N <sub>c</sub>	Rács-QCD	
<b>N</b>	$\frac{1}{2}^+$	938(****)	938	960	939	939	939	1196±11	
		1440(****)	1420–1470	1540	1459	1513	1518	1450	2187 ± 45
		1710(***)	1680–1740	1770	1776	1768	1729	1712	2255 ± 28
		1880(**)	(1835–1915)	1880	—	1893	1950	—	2351 ± 37
		2100(*)	(2030–2200)	1975	—	—	1996	1983	2244 ± 28
		—	—	2065	—	—	2009	—	2544 ± 51
	$\frac{3}{2}^+$	1720(****)	1700–1750	1795	—	1768	1688	1674	2146 ± 16
		1900(****)	(1862–1975)	1870	—	1808	1809	1885	2314 ± 20
		2040(*)	2031–2065	1910	—	—	1936	—	2334 ± 22
		—	—	1950	—	—	1969	—	2401 ± 17
	$\frac{5}{2}^+$	1680(****)	1680–1690	1770	—	1808	1723	1689	2143 ± 17
		1860(**)	1820–1960	1980	—	—	1934	—	2352 ± 22
		2000(**)	1950–2150	1995	—	—	1959	1850	2415 ± 18
		—	—	1995	—	—	2120	—	2943 ± 68*
	$\frac{7}{2}^+$	1990(**)	(1920–2155)	2000	—	—	1989	1872	2481 ± 20
		—	—	1995	—	—	2190	—	2900 ± 57
		—	—	—	—	—	2365	2240	—
	$\frac{1}{2}^-$	2220(****)	2200–2300	2345	—	—	2221	2245	—
	$\frac{3}{2}^-$	2700(***)	(2570–3100)	2820	—	—	2616	—	—
	$\frac{5}{2}^-$	1535(****)	1525–1545	1460	1519	1527	1435	1541	1707 ± 21
		1650(****)	1645–1670	1535	1647	1671	1660	1660	1860 ± 27
		1895(**)	(1860–2260)	1945	—	1882	1901	—	2357 ± 113
		—	—	2030	—	—	1918	—	—
	$\frac{7}{2}^-$	1520(****)	1515–1525	1495	1519	1527	1476	1532	1811 ± 22
		1700(***)	1650–1750	1625	1647	1671	1606	1699	1889 ± 21
		1875(***)	1820–1920	1960	—	1882	1926	—	2513 ± 54
	2120(**)	(1980–2210)	2055	—	—	1959	—	2673 ± 20	
	—	—	2095	—	—	2070	—	—	
$\frac{9}{2}^-$	1675(****)	1670–1680	1630	1647	1671	1655	1671	1987 ± 17	
	2060(**)	(1900–2260)	2080	—	—	1970	—	2486 ± 24	
	—	—	2095	—	—	2104	—	—	
$\frac{11}{2}^-$	2190(****)	2100–2200	2090	—	—	2015	—	2635 ± 22	
	2250(****)	2200–2350	2215	—	—	2212	—	—	
	2600(***)	2550–2750	2600	—	—	2425	—	—	
	—	—	—	—	—	2600	—	—	
<b>Δ</b>	$\frac{1}{2}^+$	1750(*)	(1700–1780)	1835	—	1858	1866	1746	2193 ± 34
		1910(****)	1860–1910	1875	—	1952	1906	1897	2343 ± 20
	$\frac{3}{2}^+$	1232(****)	1230–1234	1230	1240	1233	1260	—	1505 ± 13
		1600(***)	1500–1700	1795	1718	1602	1810	1625	2300 ± 28
		1920(***)	1900–1970	1915	—	1952	1871	1906	2380 ± 40
		—	—	1985	—	—	1950	—	2436 ± 57
	$\frac{5}{2}^+$	1905(****)	1855–1910	1910	—	1952	1897	1921	2334 ± 18
		2000(**)	(1600–2325)	1990	—	—	1985	1756	2422 ± 17
		—	—	—	—	—	—	2368	2672 ± 56
	$\frac{7}{2}^+$	1950(****)	1915–1950	1940	—	1952	1956	1942	2320 ± 34
		2390(*)	(2250–2485)	2370	—	—	2339	2372	—
		2300(**)	(2240–2550)	2420	—	—	2393	2378	—
	$\frac{9}{2}^+$	2420(****)	2300–2500	2450	—	—	2442	2385	—
	$\frac{11}{2}^+$	2950(**)	(2750–3090)	2920	—	—	2824	—	—
	$\frac{13}{2}^+$	1620(****)	1600–1660	1555	1642	1554	1654	1645	1897 ± 18
		1900(**)	1840–1920	2035	—	1986	2100	—	2572 ± 53
		2150(*)	(2050–2250)	2140	—	—	2141	—	2656 ± 30
	$\frac{15}{2}^+$	1700(****)	1670–1750	1620	1642	1554	1628	1720	1945 ± 19
		—	—	2080	—	—	2089	—	—

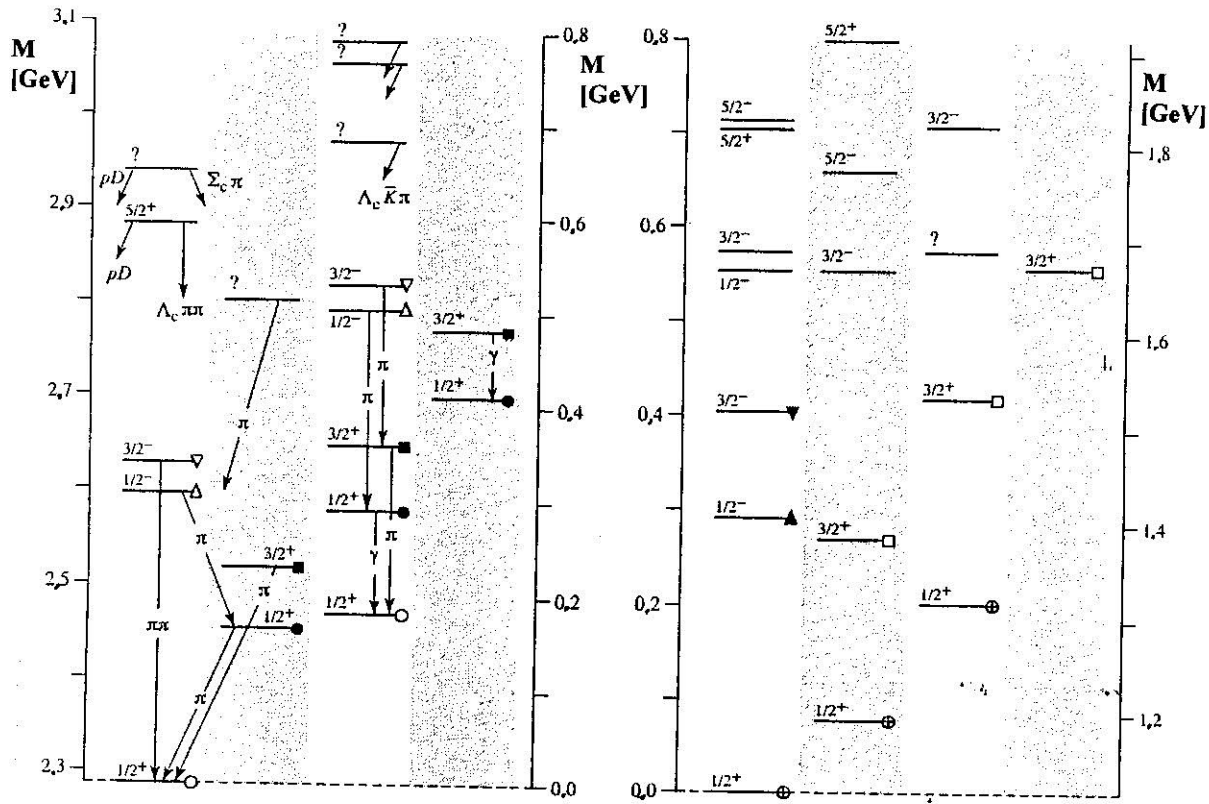
$J^P$	Állapot	Tömeg [MeV]	QM OGE	QM GBE	RQM	Nagy $N_c$	Rács-QCD	
$\Lambda$	$\frac{1}{2}^+$	1116(****)	1114–1116	1115	1136	1108	1279 ± 11	
		1600(****)	1560–1700	1680	1625	1677	1630	2170 ± 29
		1810(****)	1750–1850	1830	1799	1747	1742	2195 ± 27
		—	—	1910	—	1898	—	2198 ± 32
	$\frac{1}{2}^+$	1890(****)	1850–1910	1900	—	1823	1876	2225 ± 15
		—	—	1960	—	1952	—	2287 ± 36
		—	—	1995	—	2045	—	2318 ± 36
		—	—	2050	—	2087	—	2367 ± 14
	$\frac{3}{2}^+$	1820(****)	1815–1825	1890	—	1834	1816	2228 ± 12
		2110(****)	2090–2140	2035	—	1999	2104	2390 ± 18
		—	—	2115	—	2078	—	2419 ± 15
	$\frac{7}{2}^+$	2020(*)	(2000–2130)	2120	—	2130	2125	2545 ± 14
		—	—	2447	—	2331	2350	3033 ± 24
	$\frac{5}{2}^+$	2350(****)	2340–2370	2423	—	2340	2355	—
		—	—	2518	—	2479	—	—
	$\frac{1}{2}^-$	1405(****)	1404–1406	1550	1556	1524	1407	1709 ± 17
		1670(****)	1660–1680	1615	1682	1630	1667	1776 ± 16
		1800(****)	1720–1850	1675	1778	1816	1806	1847 ± 20
	$\frac{3}{2}^-$	1520(****)	1518–1521	1545	1556	1508	1520	1816 ± 12
		1690(****)	1685–1695	1645	1682	1662	1676	1905 ± 13
		—	—	1770	—	1775	1864	1936 ± 17
	$\frac{5}{2}^-$	2325(*)	(2305–2375)	2290	—	1987	—	2626 ± 31
		1830(****)	1810–1830	1775	1778	1828	1836	2059 ± 11
		—	—	2180	—	2080	—	2571 ± 19
$\frac{7}{2}^-$	2100(****)	2090–2110	2150	—	2090	—	2694 ± 16	
$\Sigma$	$\frac{1}{2}^+$	1193(****)	1190–1197	1190	1180	1190	1308 ± 7	
		1660(****)	1630–1690	1720	1616	1760	1660	2270 ± 14
		1770(*)	(1730–1790)	1915	1911	1947	1776	2251 ± 24
		1880(*)	(1800–2035)	1970	—	2009	1810	2258 ± 16
	$\frac{3}{2}^+$	—	—	2005	—	2052	2068	2326 ± 22
		1385(****)	1382–1388	1370	1389	1411	—	1579 ± 9
		1840(*)	(1725–2125)	1920	1865	1896	1790	2243 ± 14
		2080(**)	(2040–2120)	1970	—	1961	2061	2317 ± 16
	$\frac{5}{2}^+$	—	—	2010	—	2011	—	2366 ± 13
		1915(****)	1900–1935	1955	—	1956	1920	2228 ± 14
		2070(*)	(2025–2080)	2030	—	2027	2051	2367 ± 13
	$\frac{7}{2}^+$	—	—	—	—	2071	2478	2437 ± 14
		2030(****)	2025–2040	2060	—	2070	2036	2427 ± 24
		—	—	2390	—	2161	2350	2546 ± 15
	$\frac{9}{2}^+$	—	—	—	—	—	2482	3021 ± 25
		—	—	—	—	—	2355	—
	$\frac{11}{2}^+$	—	—	—	—	—	2488	—
		—	—	—	—	—	2495	—
	$\frac{1}{2}^-$	1620(*)	(1600–1645)	1630	1677	1628	1637	1780 ± 16
		1750(****)	1730–1800	1675	1736	1771	1755	1837 ± 20
		2000(*)	(1755–2040)	2110	1759	1798	—	1951 ± 14
		—	—	1695	—	2111	1784	2545 ± 49
	$\frac{3}{2}^-$	1580(*)	(1578–1587)	1655	1677	1669	—	1903 ± 15
		1670(****)	1665–1685	1750	1736	1771	1667	1948 ± 14



III.8.A) táblázat.  $\Xi$  rezonanciák. Biztos: \*\*\*\*, legkevésbé biztos: \*

Állapot	$J^P$	Státusz különböző bomláscsatornákban				
		$\Xi\pi$	$\Delta K$	$\Sigma K$	$\Xi(1530)\pi$	mások
$\Xi(1318)$	$1/2^+$	****				gyengén bomlik
$\Xi(1530)$	$3/2^+$	****	****			
$\Xi(1620)$		*	*			
$\Xi(1690)$		***	***	**		
$\Xi(1820)$	$3/2^-$	***	**	***	**	**
$\Xi(1950)$		***	**	**	*	
$\Xi(2030)$		***	**	***		
$\Xi(2120)$		*	*			
$\Xi(2250)$		**				3-test bomlások
$\Xi(2370)$		**				3 test bomlások
$\Xi(2500)$		*	*	*		3-test bomlások

B)  $\Lambda_c$ ,  $\Sigma_c$ ,  $\Xi_c$ ,  $\Omega_c$  és  $\Lambda$ ,  $\Sigma$ ,  $\Xi$ ,  $\Omega$  (s-kvark tartalmú) állapotok



## Kvarkmodellek

### A. Egy gluonsere-modell (OGE), Capstick, Isgur [1986]

Három összetevő kvark, részben relativisztikus

A Schrödinger-egyetlenben szereplő Hamilton-op.

$$H = \sum_i \sqrt{p_i^2 + m_i^2} + V, \text{ ahol } \lim_{p_i/m_i \rightarrow 0} V = V_{\text{húr}} + V_{\text{Coul.}} + V_{\text{hiperfinom}} + V_{\text{SL}}$$

$$V_{\text{húr}} = \sum_i b l_i + c, \text{ ahol } l \text{ az } i\text{-edik kvark távolsága a húr csomópontjától}$$

$b$  és  $c$  állandók

$V_{\text{SL}}$  = spin-pálya kölcsönhatás potenciálja

Számították: energianívókat,  $N\pi$  bomlásarányokat stb.

Viszonylag jó egyezés a kísérletekkel a  $N^*$ ,  $\Delta^*$ ,  $\Lambda^*$ ,  $\Sigma^*$  nívókra

Ferraris és mts. [1995] kvarkmodellje is OGE modell

## B. Egy bozoncsere-modell (OBE), Melde és mts. [2008]

A kölcsönhatás a magfizika egy pion-csere potenciáljára alapoz két összetevő

kvarktömeg között

$$V_{OPEP} = 0,333m_{\pi}c^2 \frac{g^2}{4\pi\hbar c} (\vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2) [(\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2) + S_{12} f(r) \frac{\exp(-r/\lambda)}{r\lambda}], \text{ ahol}$$

$$\vec{s} = \vec{\sigma}\hbar/2 \text{ spinoperátor, } \vec{t} = \vec{\tau}/2 \text{ izospinoperátor}$$

$$g \text{ mezontöltés, } S_{12} = 3(\vec{\sigma}_1 \vec{r})(\vec{\sigma}_2 \vec{r})/r^2 - (\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2), \quad f(r) = 1 + \frac{3}{r/\lambda} + \frac{3}{(r/\lambda)^2} + \dots$$

$$1/\lambda = m_{\pi}c/\hbar, \quad r \text{ a két kvark közötti táv}$$

A modell a radiálisan gerjesztett nukleon tömegeit jól leírja, de a barionspektrumokra nem ad lényegesen jobb eredményt, mint az OGE  
Szintén OBE-re alapoz Glozman és Riska [1996] modellje

### C. Kétkvark-modellek

OGE- és GBE-modellek sokkal több nívót jósolnak, mint a kísérlet

Feltevés: a kétkvark-gerjesztések ki vannak fagyva → kevesebb nívó

**Bijker, Iachello, Levitan [1994]:** kevesebb nívót jósol, de kis gerjesztéseknél többet, mint a kísérlet

**Kétkvark modellel kapcsolatos** a korábbi 10. dia

### D. Relativisztikus kvarkmodellek

**Löhring és mts. [2001]** Bonn-modellje a lineáris bezáró potenciált instanton erőkre vezeti vissza. Tárgyalhatók: tömegek, gerjesztések, alakfaktorok, kvarkeloszlások

**Van Dyck és mts. [2008]**

**Martin [1986]:** nagy keringési impulzusnyomatékú állapotok leírása

\* \* \*

Néhány összetevő kvarkmodell jellemzői:

Modell	Kinetikus energia	Bezáró potenciál	$V_{\text{spin,íz}}$
Capstick, Isgur [1986] relat.		húr + Coulomb	OGE
Ferraris és mts. [1995]	nem relat./relat.	O(6) lin.+Coulomb	OGE
Glozman, Riska [1996] relat.		magasabb rendű/ lin.	GBE
Bijker és mts. [1994] relat.	, $M^2$	vibr.+algebrai	kétkvark
Löhring és mts. [2001] relat.		lineáris + 3 test	instanton

**E.  $1/N_c$  sorfejtéses módszer**       $N_c$  a kvarkszínek,  $N_f$  a kvarizek száma

**Alapfelismerés: t' Hooft 1974; barionokra alkalmazás: Witten 1979**

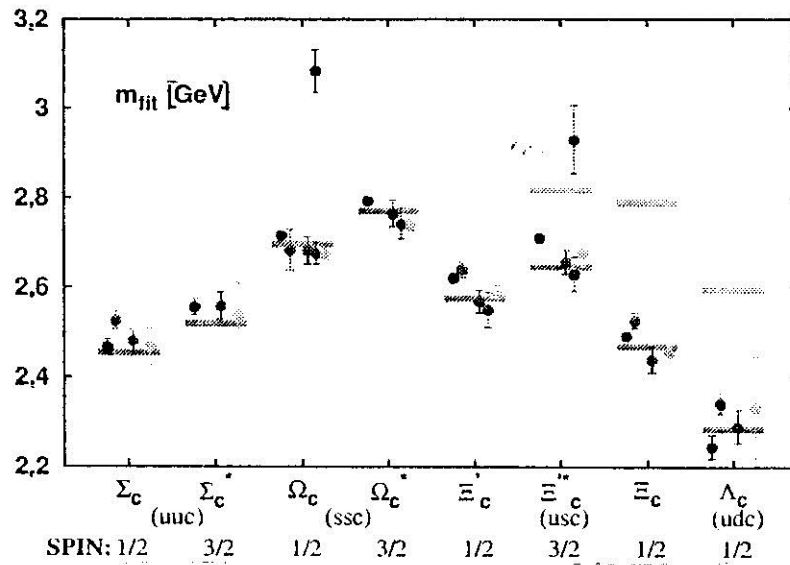
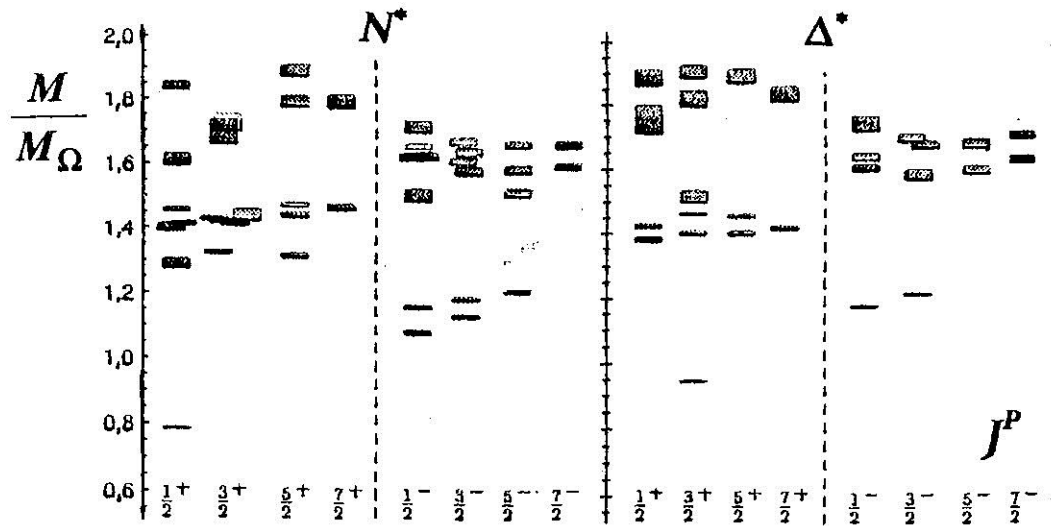
- Az alapállapotú barionoknak egzakt  $SU(2N_f)$  spin-íz szimmetriája van a QCD-ben, nagy  $N_c$  esetén
- Nagy, de véges  $N_c$  –nél a szimmetria megtörik és a tömegek kezdenek felhasadni az  $1/N_c$  sorfejtés rendjében

**Részletes tárgyalás: Matagne, Stancu [2011]**

**Az  $1/N_c$  sorfejtéses módszer előnyei:**

- Előrejelzések a nehéz barionok tömegére és gerjesztéseire
- A barionok mágneses nyomatékai, töltéssugarai és kvadrupólnyomatékai is tárgyalhatók
- Leírást ad a barionok erős és elektromágneses bomlására
- Közvetlen kapcsolat a QCD-vel, perturbatív sorfejtés
- Világos megfeleltetés a kvarkmodellek és  $1/N_c$  módszer energiasajátértékei között, alátámasztja a kvarkmodelleket
- Konzisztens a rács-QCD számításokkal, az  $N_c = 3$  megoldás nincs túl messze a nagyobb  $N_c$ -vel nyerttől

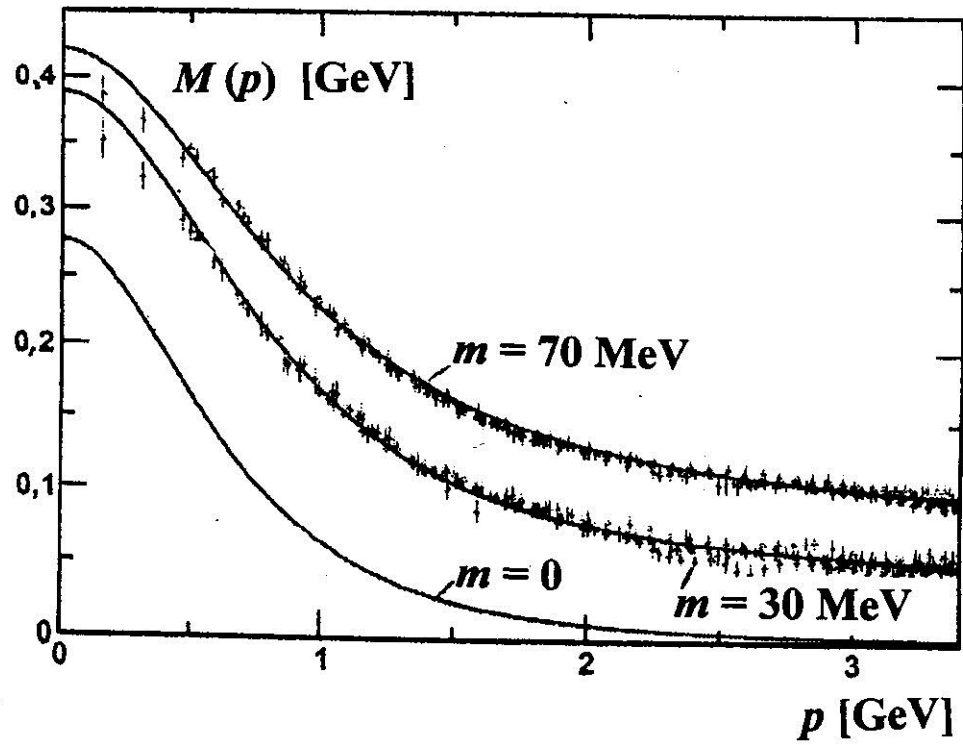
## F. Rács-QCD számítások



## G . Dyson-Schwinger egyenletek (DS)

- Csatolt integrálegyenletek felöltötött kvarkokra
- A rács-QCD és DS-egyenletek különböznek, de QCD-re vannak alapozva és nagyobb távolságoknál használható effektív elméletek
- Összhang van a rács-QCD és DS egyenletek között,  
a nukleontömegek ~98%-áért a királis szimmetria spontán megtörése felelős
- A DS egyenletek hasznosak a dinamikus kvázirészecskékre alapozott transzport modellekben, pl. a kvarkanyagfizikában

Maris, Roberts [2003], Bashir és mts. [2012], Pennington [2016]



Folytonos görbék: Dyson–Schwinger-egyenletek alapján  
Pontok hibákkal: rác-sregularizált QCD numerikus szimuláció



## **H. Dyson-Schwinger keretben Fagyjev egyenletek alkalmazása**

**Reményteljes a barionok leírására**

## **I. Egyesített Hamilton-operátor modell mezon és barion állapotokra**

**Xie, Wang [2015] mezon és könnyű barionspektrumokra jó leírást ad**

## **J. Királis szoliton modell**

**Weigel és Blanckenberg [2015] egyszerű tömegformulát ad nehéz barionokra**

## **K. Kvar-khadron dualitás: a kvarkok átlagos viselkedése és a barionrezonanciák között. Christy, Melnitchout [2011] bizonyos megszorításokat hoz be a barionok tömegspektrumába**

## **L. AdS/CFT megfeleltetés**

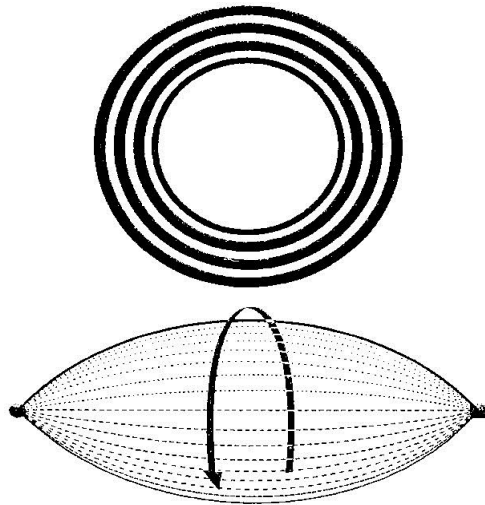
- **A négydimenziós Minkowski-féle tér-idő koordináták és az ötdimenziós Anti-de-Sitter tér között teremt kapcsolatot. Analógia: kétdimenziós képet háromdimenziósnak láthatunk (holográfia)**
- **Kísérletekkel jó egyezést ad a nukleon és  $\Delta$ -állapotok orbitális spektrumára. Hasznos a kvarkanyag fizikájában is:  $\eta/s$  arányra határértéket ad Maldacena [1998], Aznauryan és mts. [2013]**

## Összefoglaló értékelés a bariongerjesztésekre és a modellekre

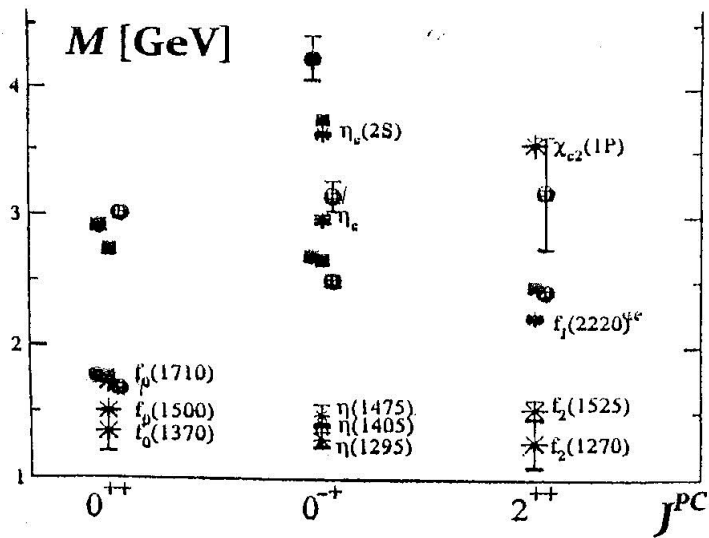
- + A mezon- és barionspektrumokat a modellek jól leírják, különösen jó az OGE**
- + – Az erős és elektromágneses bomlási amplitúdók leírása viszont nem túl jó**
- A barionok spektrumát meghatározó alapvető szabadsági fokokat nem ismerjük kielégítően. Jelenleg egyetlen modell sem tud minden bariongerjesztést leírni**
- Nehézség a kísérletekben: a rezonanciák gyakran átfedik egymást. Foto-és elektroelőállítási reakciók perspektívikusak még akkor is, ha a hatáskeresztmetszeteik kicsik**

## **VI. KÜLÖNLEGES ÁLLAPOTOK**

### **Gluonlabdák, hibridek**



III. 25. ábra. Felül: Könnyű, zéró impulzusnyomatekű gluonjum (gluonlabda). Tér-idő rács QCD számítás eredménye. Alul: Egy hipotetikus mezon plusz extra gluon hibrid állapot. A kvark-antikvark párt gluoncső köti össze, ami ugrókötélhez hasonlóan foroghat. Close, Page [1998] alapján.



III.26. ábra. Rács-QCD előrejelzések a gluonlabda tömegekre ( $M$ ). Az üres (vagy besötétített) körök nagyobb (vagy kisebb) rácsközökre vonatkoznak. A \*-ok a részecske nevével kísérleti állapotokat jelölnek, megfelelő kvantumszámokkal. A négyzetek korábbi tengerkvarkok nélküli rács-QCD-számításokat mutatnak. Richards és mts. [2010] alapján.

III.10. táblázat. Különleges állapotok a  $c\bar{c}$ ,  $b\bar{b}$  tartományban.  $M$  tömeg,  $\Gamma$  nivószélesség,  $J^{PC}$  spin, paritás, töltéskonjugációs paritás. Olsen [2014] összefoglalója alapján.

Állapot	$M$ [MeV]	$\Gamma$ [MeV]	$J^{PC}$	Folyamat (bomlásmód)
$X(3872)$	$3871,68 \pm 0.17$	$< 1,2$	$1^{++}$	$B \rightarrow K + (J/\psi \pi^+ \pi^-)$ $\gamma \bar{p} \rightarrow (J/\psi \pi^+ \pi^-) + \dots$ $B \rightarrow K + (J/\psi \pi^+ \pi^- \pi^0)$ $B \rightarrow K + (D^0 \bar{D}^0 \pi^0)$ $B \rightarrow K + (J/\psi \gamma)$ $B \rightarrow K + (\psi' \gamma)$ $\gamma p \rightarrow (J/\psi \pi^+ \pi^-) + \dots$
$X(3915)$	$3917,4 \pm 2,7$	$28_{-9}^{+10}$	$0^{++}$	$B \rightarrow K + (J/\psi \omega)$ $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- + (J/\psi \omega)$
$X_{c2}(2P)$	$3927,2 \pm 2.6$	$24 \pm 6$	$2^{++}$	$e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- + (D\bar{D})$
$X(3940)$	$3942_{-8}^{+9}$	$37_{-17}^{+27}$	$0(?)^{-(?)^+}$	$e^+ e^- \rightarrow J/\psi + (D^* \bar{D})$ $e^+ e^- \rightarrow J/\psi + (\dots)$
$G(3900)$	$3943 \pm 21$	$52 \pm 11$	$1^{--}$	$e^+ e^- \rightarrow \gamma + (D\bar{D})$
$Y(4008)$	$4008_{-49}^{+121}$	$226 \pm 97$	$1^{--}$	$e^+ e^- \rightarrow \gamma + (J/\psi \pi^+ \pi^-)$
$Y(4140)$	$4144 \pm 3$	$17 \pm 9$	$?^{?+}$	$B \rightarrow K + (J/\psi \phi)$
$X(4160)$	$4156_{-25}^{+29}$	$139_{-65}^{+113}$	$0(?)^{-(?)^+}$	$e^+ e^- \rightarrow J/\psi + (D^* \bar{D})$
$Y(4260)$	$4263_{-9}^{+8}$	$95 \pm 14$	$1^{--}$	$e^+ e^- \rightarrow \gamma + (J/\psi \pi^+ \pi^-)$ $e^+ e^- \rightarrow (J/\psi \pi^+ \pi^-)$ $e^+ e^- \rightarrow (J/\psi \pi^0 \pi^0)$
$Y(4274)$	$4292 \pm 6$	$34 \pm 16$	$?^{?+}$	$B \rightarrow K + (J/\psi \phi)$
$X(4350)$	$4350,6_{-5.1}^{+4.6}$	$13,3_{-19.0}^{+18.4}$	$0/2^{++}$	$e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- (J/\psi \phi)$
$Y(4360)$	$4361 \pm 13$	$74 \pm 18$	$1^{--}$	$e^+ e^- \rightarrow \gamma + (\psi' \pi^+ \pi^-)$
$X(4630)$	$4634_{-11}^{+9}$	$92_{-32}^{+41}$	$1^{--}$	$e^+ e^- \rightarrow \gamma (\Lambda_c^+ \Lambda_c^-)$
$Y(4660)$	$4664 \pm 12$	$48 \pm 15$	$1^{--}$	$e^+ e^- \rightarrow \gamma + (\psi' \pi^+ \pi^-)$
$Z_c^+(3900)$	$3890 \pm 3$	$33 \pm 10$	$1^{+-}$	$Y(4260) \rightarrow \pi^- + (J/\psi \pi^+)$ $Y(4260) \rightarrow \pi^- + (D\bar{D}^*)^+$
$Z_c^+(4020)$	$4024 \pm 2$	$10 \pm 3$	$1(?)^{+(?)^-}$	$Y(4260) \rightarrow \pi^- + (h_c \pi^+)$ $Y(4260) \rightarrow \pi^- + (D^* \bar{D}^*)^+$
$Z_c^+(4050)$	$4051_{-43}^{+24}$	$82_{-55}^{+61}$	$?^{?+}$	$B \rightarrow K + (\chi_{c1} \pi^+)$
$Z_c^+(4200)$	$4196_{-32}^{+35}$	$370_{-149}^{+99}$	$1^{+-}$	$B \rightarrow K + (J/\psi \pi^+)$
$Z_c^+(4250)$	$4248_{-46}^{+186}$	$177_{-72}^{+321}$	$?^{?+}$	$B \rightarrow K + (\chi_{c1} \pi^+)$
$Z_c^+(4430)$	$4477 \pm 20$	$161 \pm 31$	$1^{+-}$	$B \rightarrow K + (\psi' \pi^+)$ $B \rightarrow K + (J/\psi \pi^+)$
$Y_b(10890)$	$10888,4 \pm 3,0$	$30,7_{-7.7}^{+8.9}$	$1^{--}$	$e^+ e^- \rightarrow (\Upsilon(nS) \pi^+ \pi^-)$
$Z_b^+(10610)$	$10607,2 \pm 2.0$	$18,4 \pm 2.4$	$1^{+-}$	$^* \Upsilon(5S)'' \rightarrow \pi^- + (\Upsilon(nS) \pi^+), n = 1, 2, 3$ $^* \Upsilon(5S)'' \rightarrow \pi^- + (h_b(nP) \pi^+), n = 1, 2$ $^* \Upsilon(5S)'' \rightarrow \pi^- + (B\bar{B}^*)^+, n = 1, 2$
$Z_b^0(10610)$	$10609 \pm 6$		$1^{+-}$	$^* \Upsilon(5S)'' \rightarrow \pi^0 + (\Upsilon(nS) \pi^0), n = 1, 2, 3$
$Z_b^+(10650)$	$10652,2 \pm 1.5$	$11,5 \pm 2,2$	$1^{+-}$	$^* \Upsilon(5S)'' \rightarrow \pi^- + (\Upsilon(nS) \pi^+), n = 1, 2, 3$

## A multikvark-állapotok egyértelmű azonosítása általában hiányzik

**Példák:**

**X(3872) állapot:**  $D^{*0}\bar{D}^0$  molekula,  $D^{*0}\bar{D}^0$  nem kötött,  $c\bar{c} +$  mezonmolekula keverék, tetrakvarkok

**Y(4260):**  $c\bar{c}$  hibrid,  $J/\Psi f_0(980)$  kötött állapot,  $D_0\bar{D}^*$  molekula,  $[cs]_{[c\bar{s}]}$  vagy más tetrakvark, hadrocharmonium ( $c\bar{c}$  állapot összetett hadronszerkezeten belül)

**Y(4360) hadrocharmonium, egzotikus hibrid,  $Y_B(4360) = [cd][\bar{c}\bar{d}]$ , bariónium, tetrakvark**

**Molekulaszerű konfigurációk léte viszont nagyon valószínű**

**A pentakvarkot az LHCb kollektíva legújabbán egyértelműen előállította**

**Aaij és mts. 2016:  $uudc\bar{c}$  konfigurációval  $\Lambda_b$  bomlásból**

**\* \* \***

**A készülő könyvemben minden sokkal részletesebben le lesz írva**