

Решеточное моделирование теории сильного взаимодействия (КХД)

В. В. Брагута

18 ноября 2023 г.

Таблица элементарных частиц

Standard Model of Elementary Particles

		three generations of matter (fermions)			interactions / force carriers (bosons)	
		I	II	III		
mass		$\approx 2.2 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 1.28 \text{ GeV}/c^2$	$\approx 173.1 \text{ GeV}/c^2$	0	$\approx 124.97 \text{ GeV}/c^2$
charge		$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	0	0
spin		$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	0
	QUARKS	u up	c charm	t top	g gluon	H higgs
		d down	s strange	b bottom	γ photon	SCALAR BOSONS
		e electron	μ muon	τ tau	Z Z boson	GAUGE BOSONS
	LEPTONS	ν_e electron neutrino	ν_μ muon neutrino	ν_τ tau neutrino	W W boson	VECTOR BOSONS
		$\approx 0.511 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 105.66 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 1.7768 \text{ GeV}/c^2$	$\approx 91.19 \text{ GeV}/c^2$	
		-1	-1	-1	0	
		$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	
		$\approx 1.0 \text{ eV}/c^2$	$< 0.17 \text{ MeV}/c^2$	$< 18.2 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 80.39 \text{ GeV}/c^2$	
		0	0	0	± 1	
		$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	

Материя и переносчики взаимодействия



Кварковая модель: барионы

Baryons qqq and Antibaryons $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$

Baryons are fermionic hadrons.

There are about 120 types of baryons.

Symbol	Name	Quark content	Electric charge	Mass GeV/c^2	Spin
p	proton	uud	1	0.938	1/2
\bar{p}	anti-proton	$\bar{u}\bar{u}\bar{d}$	-1	0.938	1/2
n	neutron	udd	0	0.940	1/2
Λ	lambda	uds	0	1.116	1/2
Ω^-	omega	sss	-1	1.672	3/2

Кварковая модель: мезоны

Mesons $q\bar{q}$					
Mesons are bosonic hadrons. There are about 140 types of mesons.					
Symbol	Name	Quark content	Electric charge	Mass GeV/c^2	Spin
π^+	pion	$u\bar{d}$	+1	0.140	0
K^-	kaon	$s\bar{u}$	-1	0.494	0
ρ^+	rho	$u\bar{d}$	+1	0.770	1
B^0	B-zero	$d\bar{b}$	0	5.279	0
η_c	eta-c	$c\bar{c}$	0	2.980	0

Открытые частицы

Meson Summary Table

Baryon Summary Table

See also the table of suggested $q\bar{q}$ quark-model assignments in the Quark Model section.

- * Indicates particles that appear as the preceding Meson Summary Table. We do not regard the other entries as being established.
- † Indicates that the value of J is given in preference, but needs confirmation.

LIGHT UNFLAVORED ($S = C = B = 0$)		STRANGE ($S = \pm 1, C = B = 0$)		BOTTOM ($B = \pm 1$)	
$J^P(J^{PC})$	$J^P(J^{PC})$	$J^P(J^{PC})$	$J^P(J^{PC})$	$J^P(J^{PC})$	$J^P(J^{PC})$
π^0 $1^-(0^-)$	$\eta(1270)$ $1^-(2^{--})$	K^* $1^-(2^-)$	B^* $1^-(2^-)$	ρ $1^-(0^-)$	Δ $3^-(2^-)$
ω $1^-(0^-)$	$\omega(1680)$ $0^-(1^{--})$	K^0 $1^-(2^-)$	B^0 $1^-(2^-)$	ω $1^-(0^-)$	Σ $3^-(2^-)$
η' $0^-(0^-)$	$\eta(1690)$ $1^-(3^{--})$	K_1^* $1^-(2^-)$	B_1^* $1^-(2^-)$	η' $0^-(0^-)$	Ξ $3^-(2^-)$
$\phi(1600)$ $0^-(0^-)$	$\omega(1700)$ $1^-(2^{--})$	K_2^* $1^-(2^-)$	B_2^* $1^-(2^-)$	$\phi(1600)$ $0^-(0^-)$	Ξ' $3^-(2^-)$
$\omega(1770)$ $1^-(1^-)$	$\omega(1700)$ $1^-(2^{--})$	K_2^* $1^-(2^-)$	B_2^* $1^-(2^-)$	$\omega(1770)$ $1^-(1^-)$	Ξ'' $3^-(2^-)$
$\omega(782)$ $0^-(1^-)$	$\omega(1710)$ $0^-(0^{--})$	K_1^* $1^-(2^-)$	B_1^* $1^-(2^-)$	$\omega(782)$ $0^-(1^-)$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(988)$ $0^-(0^-)$	$\omega(1760)$ $0^-(0^{--})$	K_1^* $1^-(2^-)$	B_1^* $1^-(2^-)$	$\omega(988)$ $0^-(0^-)$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(980)$ $0^-(0^-)$	$\omega(1800)$ $1^-(0^{--})$	K_1^* $1^-(2^-)$	B_1^* $1^-(2^-)$	$\omega(980)$ $0^-(0^-)$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1020)$ $0^-(1^-)$	$X(1835)$ $1^-(2^{--})$	K_1^* $1^-(2^-)$	B_1^* $1^-(2^-)$	$\omega(1020)$ $0^-(1^-)$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1170)$ $0^-(1^-)$	$\omega(1860)$ $0^-(3^{--})$	K_2^* $1^-(2^-)$	B_2^* $1^-(2^-)$	$\omega(1170)$ $0^-(1^-)$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1230)$ $1^-(1^-)$	$\omega(1870)$ $1^-(2^{--})$	K_2^* $1^-(2^-)$	B_2^* $1^-(2^-)$	$\omega(1230)$ $1^-(1^-)$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1260)$ $1^-(1^-)$	$X(1900)$ $1^-(1^{--})$	K_2^* $1^-(2^-)$	B_2^* $1^-(2^-)$	$\omega(1260)$ $1^-(1^-)$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1270)$ $0^-(2^{--})$	$\omega(1910)$ $0^-(2^{--})$	K_2^* $1^-(2^-)$	B_2^* $1^-(2^-)$	$\omega(1270)$ $0^-(2^{--})$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1285)$ $0^-(1^-)$	$\omega(1950)$ $0^-(2^{--})$	K_1^* $1^-(2^-)$	B_1^* $1^-(2^-)$	$\omega(1285)$ $0^-(1^-)$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1295)$ $0^-(0^-)$	$\omega(1990)$ $1^-(3^{--})$	K_1^* $1^-(2^-)$	B_1^* $1^-(2^-)$	$\omega(1295)$ $0^-(0^-)$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1300)$ $1^-(1^-)$	$\omega(2010)$ $0^-(2^{--})$	K_2^* $1^-(2^-)$	B_2^* $1^-(2^-)$	$\omega(1300)$ $1^-(1^-)$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1320)$ $1^-(2^{--})$	$\omega(2020)$ $0^-(0^{--})$	K_2^* $1^-(2^-)$	B_2^* $1^-(2^-)$	$\omega(1320)$ $1^-(2^{--})$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1370)$ $0^-(0^{--})$	$\omega(2040)$ $1^-(4^{--})$	K_1^* $1^-(2^-)$	B_1^* $1^-(2^-)$	$\omega(1370)$ $0^-(0^{--})$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1380)$ $1^-(1^-)$	$\omega(2050)$ $0^-(4^{--})$	K_1^* $1^-(2^-)$	B_1^* $1^-(2^-)$	$\omega(1380)$ $1^-(1^-)$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1400)$ $1^-(1^-)$	$\omega(2100)$ $1^-(2^{--})$	K_2^* $1^-(2^-)$	B_2^* $1^-(2^-)$	$\omega(1400)$ $1^-(1^-)$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1405)$ $0^-(0^-)$	$\omega(2120)$ $0^-(0^{--})$	K_2^* $1^-(2^-)$	B_2^* $1^-(2^-)$	$\omega(1405)$ $0^-(0^-)$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1420)$ $0^-(1^-)$	$\omega(2150)$ $0^-(2^{--})$	K_2^* $1^-(2^-)$	B_2^* $1^-(2^-)$	$\omega(1420)$ $0^-(1^-)$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1420)$ $0^-(1^-)$	$\omega(2160)$ $1^-(1^-)$	K_2^* $1^-(2^-)$	B_2^* $1^-(2^-)$	$\omega(1420)$ $0^-(1^-)$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1430)$ $0^-(2^{--})$	$\omega(2200)$ $0^-(0^{--})$	K_2^* $1^-(2^-)$	B_2^* $1^-(2^-)$	$\omega(1430)$ $0^-(2^{--})$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1450)$ $1^-(1^-)$	$\omega(2220)$ $0^-(2^{--})$	K_2^* $1^-(2^-)$	B_2^* $1^-(2^-)$	$\omega(1450)$ $1^-(1^-)$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1460)$ $1^-(1^-)$	$\omega(2225)$ $0^-(0^{--})$	K_2^* $1^-(2^-)$	B_2^* $1^-(2^-)$	$\omega(1460)$ $1^-(1^-)$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1470)$ $0^-(1^-)$	$\omega(2250)$ $1^-(1^-)$	K_2^* $1^-(2^-)$	B_2^* $1^-(2^-)$	$\omega(1470)$ $0^-(1^-)$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1500)$ $0^-(0^{--})$	$\omega(2300)$ $0^-(2^{--})$	K_2^* $1^-(2^-)$	B_2^* $1^-(2^-)$	$\omega(1500)$ $0^-(0^{--})$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1510)$ $0^-(1^-)$	$\omega(2300)$ $0^-(4^{--})$	K_2^* $1^-(2^-)$	B_2^* $1^-(2^-)$	$\omega(1510)$ $0^-(1^-)$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1525)$ $0^-(2^{--})$	$\omega(2340)$ $0^-(2^{--})$	K_2^* $1^-(2^-)$	B_2^* $1^-(2^-)$	$\omega(1525)$ $0^-(2^{--})$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1565)$ $0^-(2^{--})$	$\omega(2380)$ $1^-(1^-)$	K_2^* $1^-(2^-)$	B_2^* $1^-(2^-)$	$\omega(1565)$ $0^-(2^{--})$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1595)$ $0^-(1^-)$	$\omega(2450)$ $1^-(6^{--})$	K_2^* $1^-(2^-)$	B_2^* $1^-(2^-)$	$\omega(1595)$ $0^-(1^-)$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1600)$ $1^-(1^-)$	$\omega(2510)$ $0^-(6^{--})$	K_2^* $1^-(2^-)$	B_2^* $1^-(2^-)$	$\omega(1600)$ $1^-(1^-)$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1640)$ $1^-(1^-)$				$\omega(1640)$ $1^-(1^-)$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1645)$ $0^-(2^{--})$				$\omega(1645)$ $0^-(2^{--})$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1680)$ $0^-(1^-)$				$\omega(1680)$ $0^-(1^-)$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1670)$ $0^-(3^{--})$				$\omega(1670)$ $0^-(3^{--})$	Ξ $3^-(2^-)$

This short table gives the name, the quantum numbers (where known), and the status of baryons in the Review. Only the baryons with 3- or 4-star status are included in the main Baryon Summary Table. Due to insufficient data or uncertain interpretation, the other entries in this short table are not established as baryons. The names with muses are of baryons that decay strongly. For Λ , Δ , and Ξ resonances, the partial wave is indicated by the symbol $\langle L, 2, 2 \rangle$, where L is the orbital angular momentum (S, P, D, \dots), I is the isospin, and J is the total angular momentum. For Λ and Ξ resonances, the symbol is $L, 1, 2$.

LIGHT UNFLAVORED ($S = C = B = 0$)		STRANGE ($S = \pm 1, C = B = 0$)		BOTTOM ($B = \pm 1$)	
$J^P(J^{PC})$	$J^P(J^{PC})$	$J^P(J^{PC})$	$J^P(J^{PC})$	$J^P(J^{PC})$	$J^P(J^{PC})$
π^0 $1^-(0^-)$	$\eta(1270)$ $1^-(2^{--})$	K^* $1^-(2^-)$	B^* $1^-(2^-)$	ρ $1^-(0^-)$	Δ $3^-(2^-)$
ω $1^-(0^-)$	$\omega(1680)$ $0^-(1^{--})$	K^0 $1^-(2^-)$	B^0 $1^-(2^-)$	ω $1^-(0^-)$	Σ $3^-(2^-)$
η' $0^-(0^-)$	$\eta(1690)$ $1^-(3^{--})$	K_1^* $1^-(2^-)$	B_1^* $1^-(2^-)$	η' $0^-(0^-)$	Ξ $3^-(2^-)$
$\phi(1600)$ $0^-(0^-)$	$\omega(1700)$ $1^-(2^{--})$	K_2^* $1^-(2^-)$	B_2^* $1^-(2^-)$	$\phi(1600)$ $0^-(0^-)$	Ξ' $3^-(2^-)$
$\omega(1770)$ $1^-(1^-)$	$\omega(1700)$ $1^-(2^{--})$	K_1^* $1^-(2^-)$	B_1^* $1^-(2^-)$	$\omega(1770)$ $1^-(1^-)$	Ξ'' $3^-(2^-)$
$\omega(782)$ $0^-(1^-)$	$\omega(1710)$ $0^-(0^{--})$	K_1^* $1^-(2^-)$	B_1^* $1^-(2^-)$	$\omega(782)$ $0^-(1^-)$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(988)$ $0^-(0^-)$	$\omega(1760)$ $0^-(0^{--})$	K_1^* $1^-(2^-)$	B_1^* $1^-(2^-)$	$\omega(988)$ $0^-(0^-)$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(980)$ $0^-(0^-)$	$\omega(1800)$ $1^-(0^{--})$	K_1^* $1^-(2^-)$	B_1^* $1^-(2^-)$	$\omega(980)$ $0^-(0^-)$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1020)$ $0^-(1^-)$	$X(1835)$ $1^-(2^{--})$	K_1^* $1^-(2^-)$	B_1^* $1^-(2^-)$	$\omega(1020)$ $0^-(1^-)$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1170)$ $0^-(1^-)$	$\omega(1860)$ $0^-(3^{--})$	K_2^* $1^-(2^-)$	B_2^* $1^-(2^-)$	$\omega(1170)$ $0^-(1^-)$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1230)$ $1^-(1^-)$	$\omega(1870)$ $1^-(2^{--})$	K_2^* $1^-(2^-)$	B_2^* $1^-(2^-)$	$\omega(1230)$ $1^-(1^-)$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1260)$ $1^-(1^-)$	$X(1900)$ $1^-(1^{--})$	K_2^* $1^-(2^-)$	B_2^* $1^-(2^-)$	$\omega(1260)$ $1^-(1^-)$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1270)$ $0^-(2^{--})$	$\omega(1910)$ $0^-(2^{--})$	K_2^* $1^-(2^-)$	B_2^* $1^-(2^-)$	$\omega(1270)$ $0^-(2^{--})$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1285)$ $0^-(1^-)$	$\omega(1950)$ $0^-(2^{--})$	K_1^* $1^-(2^-)$	B_1^* $1^-(2^-)$	$\omega(1285)$ $0^-(1^-)$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1295)$ $0^-(0^-)$	$\omega(1990)$ $1^-(3^{--})$	K_1^* $1^-(2^-)$	B_1^* $1^-(2^-)$	$\omega(1295)$ $0^-(0^-)$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1300)$ $1^-(1^-)$	$\omega(2010)$ $0^-(2^{--})$	K_2^* $1^-(2^-)$	B_2^* $1^-(2^-)$	$\omega(1300)$ $1^-(1^-)$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1320)$ $1^-(2^{--})$	$\omega(2020)$ $0^-(0^{--})$	K_2^* $1^-(2^-)$	B_2^* $1^-(2^-)$	$\omega(1320)$ $1^-(2^{--})$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1370)$ $0^-(0^{--})$	$\omega(2040)$ $1^-(4^{--})$	K_1^* $1^-(2^-)$	B_1^* $1^-(2^-)$	$\omega(1370)$ $0^-(0^{--})$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1380)$ $1^-(1^-)$	$\omega(2050)$ $0^-(4^{--})$	K_1^* $1^-(2^-)$	B_1^* $1^-(2^-)$	$\omega(1380)$ $1^-(1^-)$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1400)$ $1^-(1^-)$	$\omega(2100)$ $1^-(2^{--})$	K_2^* $1^-(2^-)$	B_2^* $1^-(2^-)$	$\omega(1400)$ $1^-(1^-)$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1405)$ $0^-(0^-)$	$\omega(2120)$ $0^-(0^{--})$	K_2^* $1^-(2^-)$	B_2^* $1^-(2^-)$	$\omega(1405)$ $0^-(0^-)$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1420)$ $0^-(1^-)$	$\omega(2150)$ $0^-(2^{--})$	K_2^* $1^-(2^-)$	B_2^* $1^-(2^-)$	$\omega(1420)$ $0^-(1^-)$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1420)$ $0^-(1^-)$	$\omega(2160)$ $1^-(1^-)$	K_2^* $1^-(2^-)$	B_2^* $1^-(2^-)$	$\omega(1420)$ $0^-(1^-)$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1430)$ $0^-(2^{--})$	$\omega(2200)$ $0^-(0^{--})$	K_2^* $1^-(2^-)$	B_2^* $1^-(2^-)$	$\omega(1430)$ $0^-(2^{--})$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1450)$ $1^-(1^-)$	$\omega(2220)$ $0^-(2^{--})$	K_2^* $1^-(2^-)$	B_2^* $1^-(2^-)$	$\omega(1450)$ $1^-(1^-)$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1460)$ $1^-(1^-)$	$\omega(2225)$ $0^-(0^{--})$	K_2^* $1^-(2^-)$	B_2^* $1^-(2^-)$	$\omega(1460)$ $1^-(1^-)$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1470)$ $0^-(1^-)$	$\omega(2250)$ $1^-(1^-)$	K_2^* $1^-(2^-)$	B_2^* $1^-(2^-)$	$\omega(1470)$ $0^-(1^-)$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1500)$ $0^-(0^{--})$	$\omega(2300)$ $0^-(2^{--})$	K_2^* $1^-(2^-)$	B_2^* $1^-(2^-)$	$\omega(1500)$ $0^-(0^{--})$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1510)$ $0^-(1^-)$	$\omega(2300)$ $0^-(4^{--})$	K_2^* $1^-(2^-)$	B_2^* $1^-(2^-)$	$\omega(1510)$ $0^-(1^-)$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1525)$ $0^-(2^{--})$	$\omega(2340)$ $0^-(2^{--})$	K_2^* $1^-(2^-)$	B_2^* $1^-(2^-)$	$\omega(1525)$ $0^-(2^{--})$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1565)$ $0^-(2^{--})$	$\omega(2380)$ $1^-(1^-)$	K_2^* $1^-(2^-)$	B_2^* $1^-(2^-)$	$\omega(1565)$ $0^-(2^{--})$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1595)$ $0^-(1^-)$	$\omega(2450)$ $1^-(6^{--})$	K_2^* $1^-(2^-)$	B_2^* $1^-(2^-)$	$\omega(1595)$ $0^-(1^-)$	Ξ $3^-(2^-)$
$\omega(1600)$ $1^-(1^-)$	$\omega(2510)$ $0^-(6^{--})$	K_2^* $1^-(2^-)$	B_2^* $1^-(2^-)$	$\omega(1600)$ $1^-(1^-)$	Ξ $3^-(2^-)$

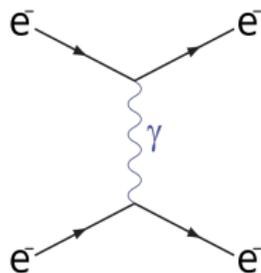
- *** Existence is certain, and properties are at least fairly well explored.
- **** Existence ranges from very likely to certain, but further confirmation is desirable and/or quantum numbers, branching fractions, etc. are not well determined.
- ** Existence is only fair.
- * Evidence of existence is poor.

Сила взаимодействия

- ▶ Потенциал взаимодействия: $V(r)$
- ▶ Сила взаимодействия: $F = -\frac{dV(r)}{dr}$
- ▶ Закон Кулона: $F = \frac{e^2}{r^2}$
- ▶ Сила взаимодействия между электронами определяется константой: e^2
- ▶ Константа связи $\alpha_{em} = \frac{e^2}{\hbar c} \simeq \frac{1}{137}$

Электродинамика

- ▶ Взаимодействие заряженных частиц
- ▶ Переносчик взаимодействия: фотон ($m=0$, $q=0$)
- ▶ Фотоны не взаимодействуют
- ▶ Сила взаимодействия $\alpha_{em} \simeq \frac{1}{137} \ll 1$
- ▶ Физ. величины можно разложить в ряд:
$$f(\alpha_{em}) = f(0) + f'(0)\alpha_{em} + \frac{1}{2}f''(0)\alpha_{em}^2 + \dots$$



Электродинамика и уравнения Максвелла

$$\operatorname{div} E = 4\pi\rho$$

$$\operatorname{div} H = 0$$

$$\operatorname{rot} E = -\frac{1}{c} \frac{\partial H}{\partial t}$$

$$\operatorname{rot} H = \frac{4\pi}{c} j + \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t}$$

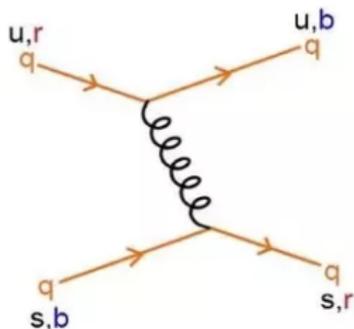
- Уравнения Максвелла - линейные

Теория сильного взаимодействия

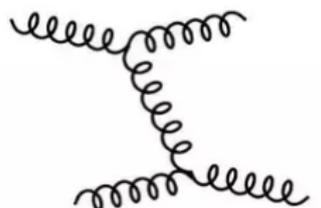
- ▶ Заряд в теории сильного взаимодействия g
- ▶ Закон Кулона $F \sim \frac{g^2}{r^2}$
- ▶ Новое квантовое число - цвет (всего 3 цвета)
- ▶ Кварки могут быть **красными**, **зелеными**, **синими**
- ▶ Поэтому Квантовая Хромодинамика (КХД)
- ▶ Сила взаимодействия $\alpha_s \simeq \frac{g^2}{\hbar c} \sim 1$
- ▶ Поэтому взаимодействие - сильное
- ▶ Физ. величины нельзя разложить в ряд
 $f(\alpha_{em}) = f(0) + f'(0)\alpha_s + \frac{1}{2}f''(0)\alpha_s^2 + \dots$

Теория сильного взаимодействия

- ▶ Переносчик взаимодействия: глюоны ($m=0$, $Q = g$)
- ▶ Сколько глюонов? цвет \times цвет = $3 \times 3 = 9$
кк, кз, кс, зк, зз, зс, ск, сз, сс
- ▶ На самом деле 8
- ▶ Глюоны заряжены и взаимодействуют друг с другом



gluon exchange by 2 quarks



gluon-gluon scattering

Уравнения Максвелла в КХД

$$\operatorname{div} E = 4\pi\rho + f_1(E, H, \dots)$$

$$\operatorname{div} H = 0 + f_2(E, H, \dots)$$

$$\operatorname{rot} E = -\frac{1}{c} \frac{\partial H}{\partial t} + f_3(E, H, \dots)$$

$$\operatorname{rot} H = \frac{4\pi}{c} j + \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t} + f_4(E, H, \dots)$$

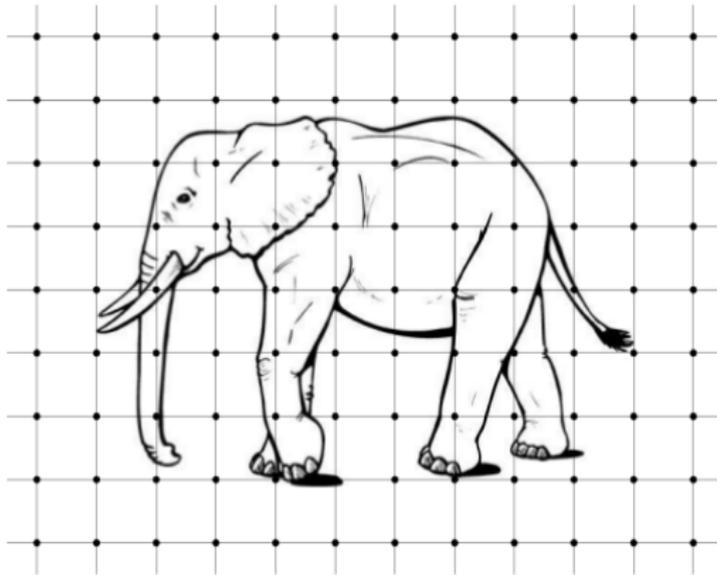
- Уравнения Максвелла для КХД - нелинейные

Квантовая Хромодинамика (КХД)

Свойства КХД

- ▶ Степени свободы
 - ▶ Кварки q
 - ▶ Глюоны A
- ▶ Нелинейные уравнения движения с $g \sim 1$
- ▶ **Самая сложная физическая теория**
- ▶ Лагранжиан КХД хорошо известен, но аналитическое вычисление наблюдаемых невозможно
 - ▶ *В частности: Вывод конфайнмента из лагранжиана КХД – задача тысячелетия*
- ▶ Надежные вычисления возможны только на современных суперкомпьютерах
- ▶ Огромное количество ресурсов в мире тратится для изучения КХД

Решеточное моделирование КХД



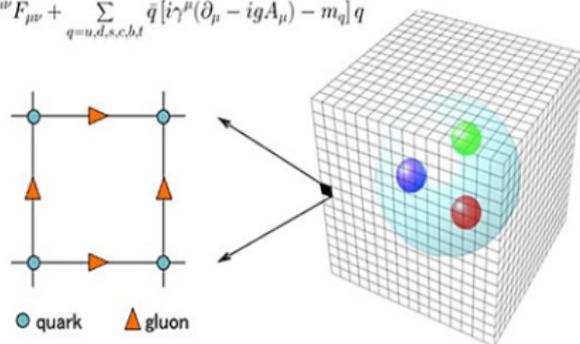
Метод решеточного моделирования

- ▶ Позволяет изучать сильно взаимодействующие нелинейные системы
- ▶ Основан на первопринципах квантовой теории поля
- ▶ В области КХД метод вне конкуренции благодаря развитию суперкомпьютеров и алгоритмов

Построение решеточной КХД

QCD Lagrangian

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + \sum_{q=u,d,s,c,b,t} \bar{q} [i\gamma^\mu(\partial_\mu - igA_\mu) - m_q] q$$



- ▶ Вводим 4-х мерную решетку
 $N_s \times N_s \times N_s \times N_t = N_s^3 \times N_t$
- ▶ Шаг решетки a
- ▶ **Степени свободы**
 - ▶ **Глюонные поля:** 3×3 матрицы $U \in SU(3)$, линки
 - ▶ **Кварковые поля:** q, \bar{q} , узлы

Построение решеточной КХД

- ▶ Вычисляем статистическую сумму КХД - интеграл!
(термодинамическое равновесие!)

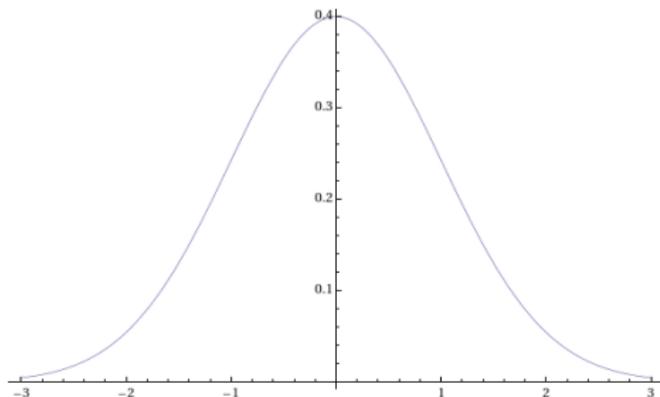
$$Z_l = \int DU \exp\left(-\frac{E_g}{T}\right) \times \det(\hat{\mathbf{D}}(\mathbf{U}) + \mathbf{m}) = \int DU e^{-E_{\text{eff}}(U)}$$

- ▶ Вычисления методом Монте-Карло
(генерация глюонных конфигураций с весом $e^{-E_{\text{eff}}(\mathbf{U})}$)
- ▶ Проводим экстраполяцию $a \rightarrow 0$
- ▶ Метод основан на первопринципах. Не содержит каких-либо предположений!
- ▶ Параметры: g и массы кварков
- ▶ Статистические и систематические ошибки можно систематически уменьшать

$$Z_l \sim \int DU e^{-E_{eff}(U)}$$

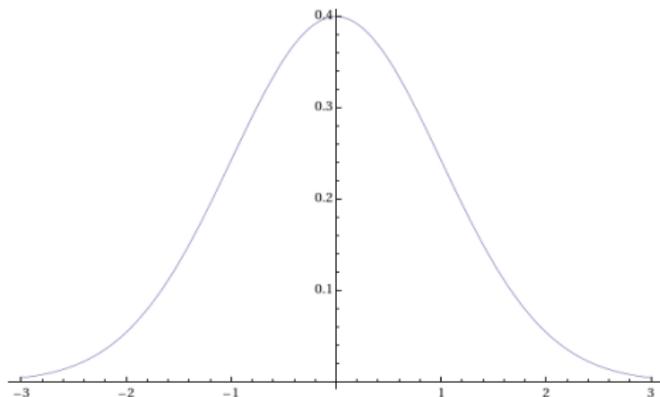
- ▶ Решетки
 - ▶ 96×48^3
 - ▶ Переменные интегрирования: $96 \cdot 48^3 \cdot 4 \cdot 8 \sim 300 \cdot 10^6$
 - ▶ Работа с матрицами: $100 \cdot 10^6 \times 100 \cdot 10^6$
- ▶ Расчеты с динамическими u, d, s, c -кварками
- ▶ Физические массы u, d, s, c кварков
- ▶ Шаг решетки вплоть до $a \sim 0.05$ fm

Метод Монте-Карло



- ▶ Считаем интеграл: $I = \int_{-\infty}^{+\infty} dx \frac{e^{-x^2/2}}{\sqrt{2\pi}} = \int_{-\infty}^{+\infty} dx f(x) = 1$
- ▶ Генерируем последовательность случайных чисел: $(x_1, x_2, x_3, \dots, x_N)$ на отрезке $x \in [-c, c]$
- ▶ $I_N = \frac{2c}{N} \sum_{i=1}^N f(x_i)$
- ▶ $\lim_{N \rightarrow \infty} I_N = I$
- ▶ $I_{10} = 0.8836, \quad I_{100} = 1.0708, \quad I_{1000} = 0.9807,$
 $I_{10000} = 0.9983, \quad I_{100000} = 1.0018$

Метод Монте-Карло



- ▶ Считаем интеграл: $I = \int_{-\infty}^{+\infty} dx \frac{e^{-x^2/2}}{\sqrt{2\pi}} = \int_{-\infty}^{+\infty} dx f(x) = 1$
- ▶ Генерируем последовательность случайных чисел: $(x_1, x_2, x_3, \dots, x_N)$ на отрезке $x \in [-c, c]$
- ▶ $I_N = \frac{2c}{N} \sum_{i=1}^N f(x_i)$
- ▶ $\lim_{N \rightarrow \infty} I_N = I$
- ▶ $I_{10} = 0.8836, \quad I_{100} = 1.0708, \quad I_{1000} = 0.9807,$
 $I_{10000} = 0.9983, \quad I_{100000} = 1.0018$
- ▶ **Неэффективный метод!**

Алгоритм Метрополиса

Вычисление интеграла $\int dx e^{-S(x)}$, $S(x) = \frac{x^2}{2}$

- ▶ Начальное приближение $x_0 = 0$
- ▶ Случайным образом выбираем $\Delta x \in [-c, c]$
- ▶ $x' = x_k + \Delta x$
- ▶ **Метод Метрополиса:** $\Delta S = S(x') - S(x_k)$. Если $\Delta S < 0$, $S(x') < S(x_k)$, то $x_{k+1} = x'$. Иначе, x' принимается с вероятностью $e^{-\Delta S}$.
- ▶ На практике: генерируем случайное число $r \in [0, 1]$. Если $r < e^{-\Delta S}$, то $x_{k+1} = x'$, иначе $x_{k+1} = x_k$.

Алгоритм Метрополиса

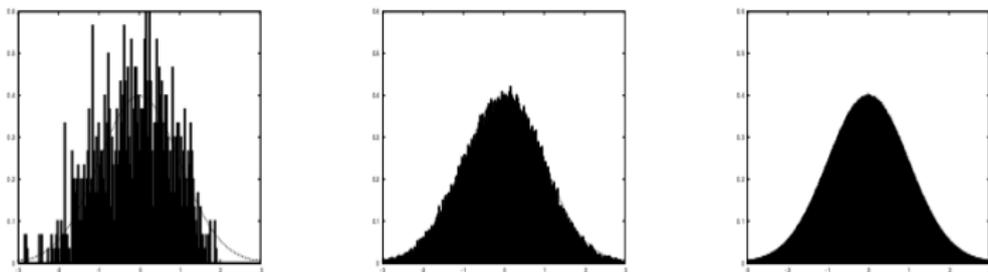
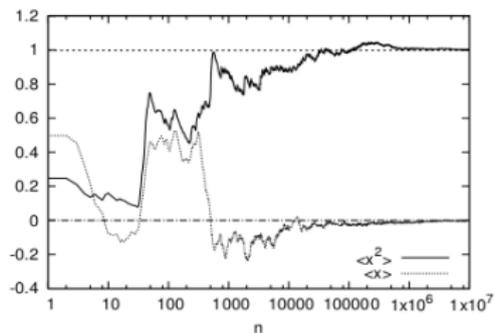


Figure 2: The distribution of $x^{(1)}, x^{(2)}, \dots, x^{(n)}$, for $n = 10^3, 10^5$ and 10^7 , and $\frac{e^{-x^2/2}}{\sqrt{2\pi}}$.



Метод Гибридного Монте-Карло

Вводим сопряженный импульс $\pi(x)$ и рассматриваем Гамильтониан

$$H(U, \varphi, \pi) = \int d^4x \left(S_G(U(x)) + S_F(U(x), \varphi(x)) + \frac{1}{2} \pi^2(x) \right).$$

Алгоритм Гибридного Монте-Карло:

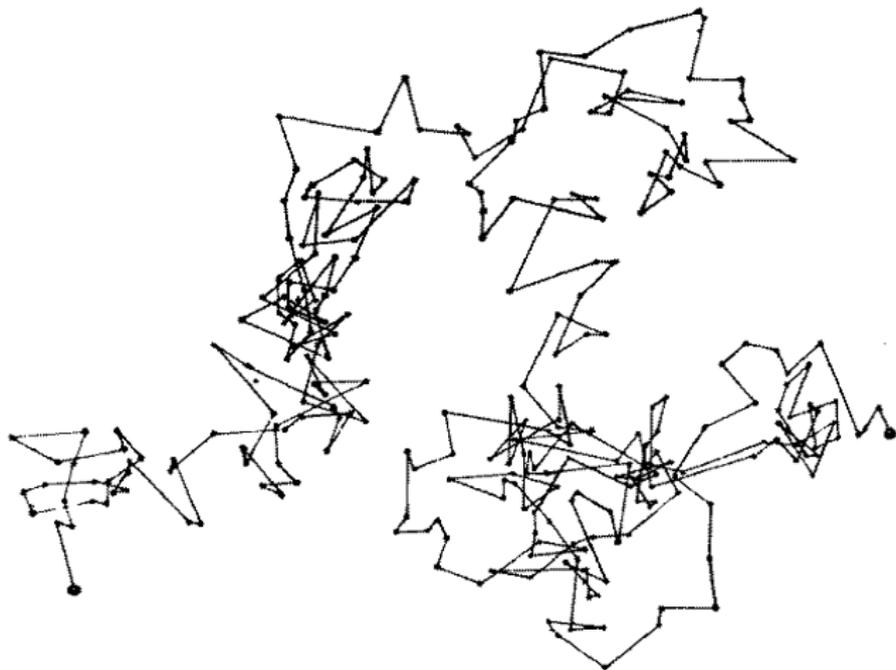
- ▶ Генерируем сопряженный импульс с нормальным распределением $\pi(x) \sim N(0, 1)$;
- ▶ Молекулярная динамика с временем τ ;
- ▶ Уравнения эволюции полей и сопряженных импульсов

$$\frac{\partial U(x, \tau)}{\partial \tau} = \frac{\partial H(x, \tau)}{\partial \pi(x, \tau)} \quad \frac{\partial \pi(x, \tau)}{\partial \tau} = -\frac{\partial H(x, \tau)}{\partial U(x, \tau)}.$$

- ▶ Принимаем полевые конфигурации с вероятностью $\min(1, \exp(H' - H))$ — Метрополис accept/reject метод.

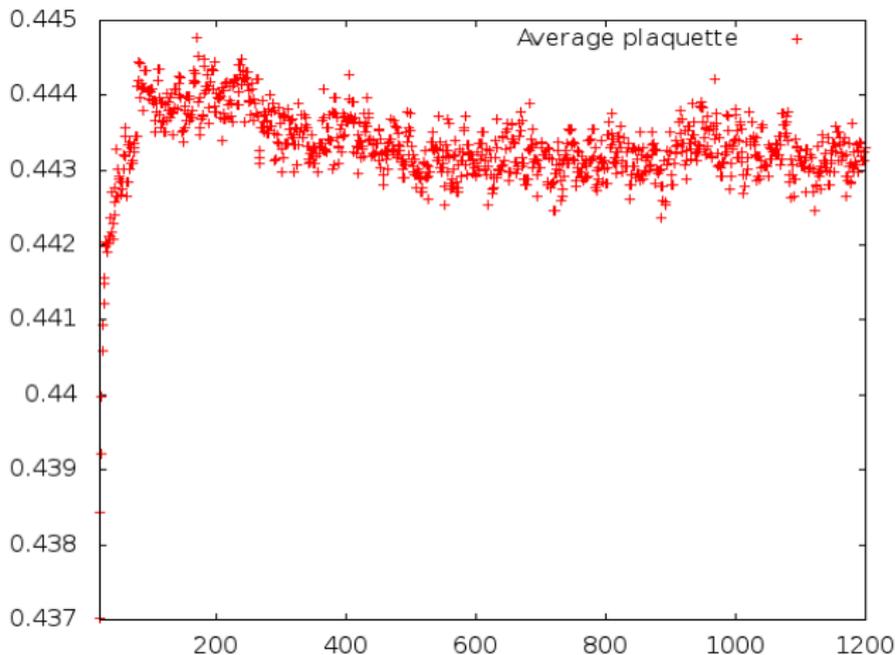
Метод Гибридного Монте-Карло

НМС метод можно рассматривать как Броуновское движение системы с accept/reject процедурой в конце траектории



Метод Гибридного Монте-Карло

- ▶ Для достаточно большого количества шагов полевые конфигурации распределены как $\sim \exp(-E_{\text{eff}}(\mathbf{U}))$

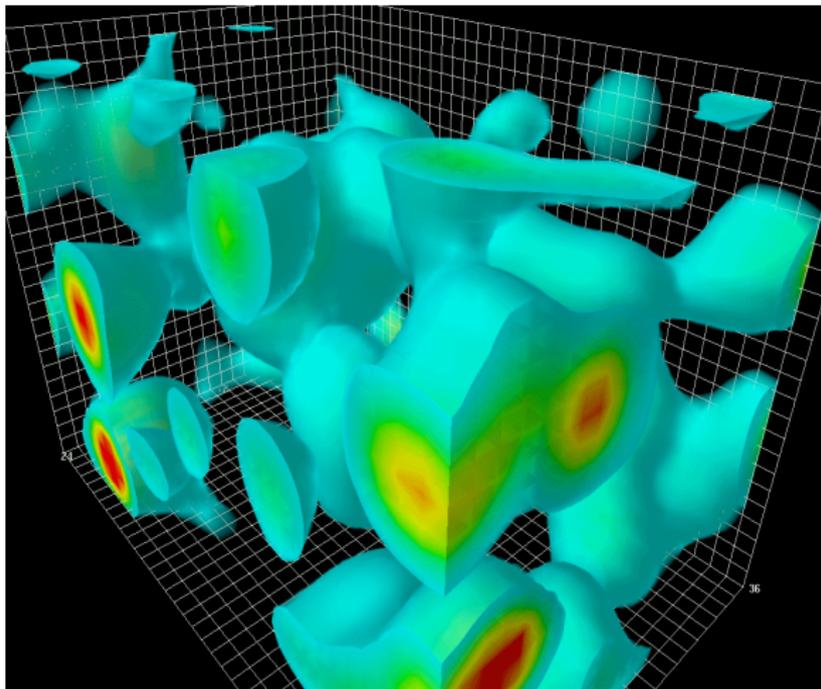


Приложения

- ▶ Спектроскопия
- ▶ Матричные элементы, корреляционные функции
- ▶ Термодинамические свойства КХД
- ▶ Транспортные свойства КХД
- ▶ Фазовые переходы в КХД
- ▶ Ядерная физика
- ▶ Свойства КХД в экстремальных условиях (магнитное поле, барионная плотность, изоспиновая плотность, вращение,...)
- ▶ Топологические свойства/объекты в КХД
- ▶ Расширения СМ в сильной связи
- ▶ ...

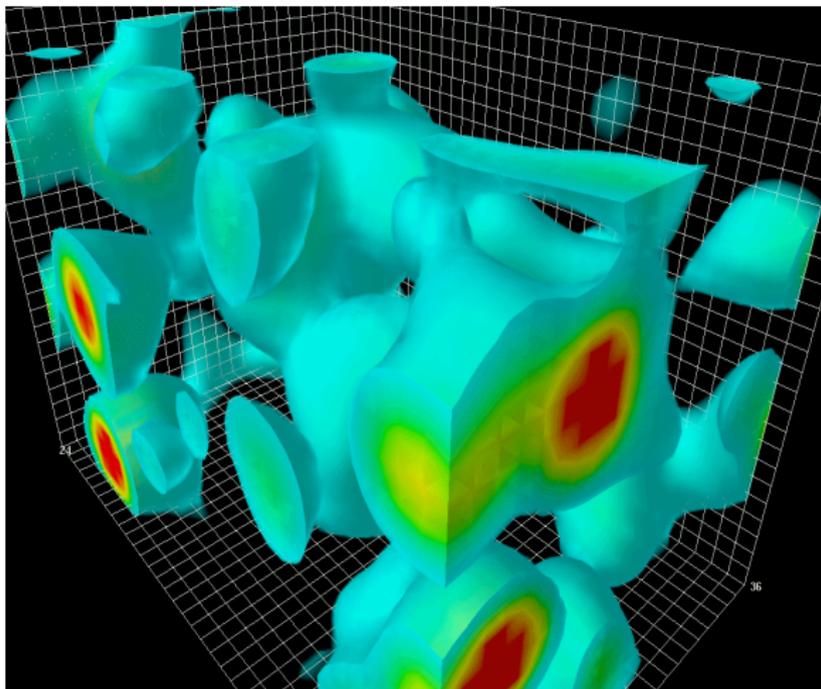
- ▶ Вакуум - пустота ($\epsilon = 0$)?

- ▶ Вакуум - пустота ($\epsilon = 0$)?
- ▶ Вакуум - состояние с минимальной энергией

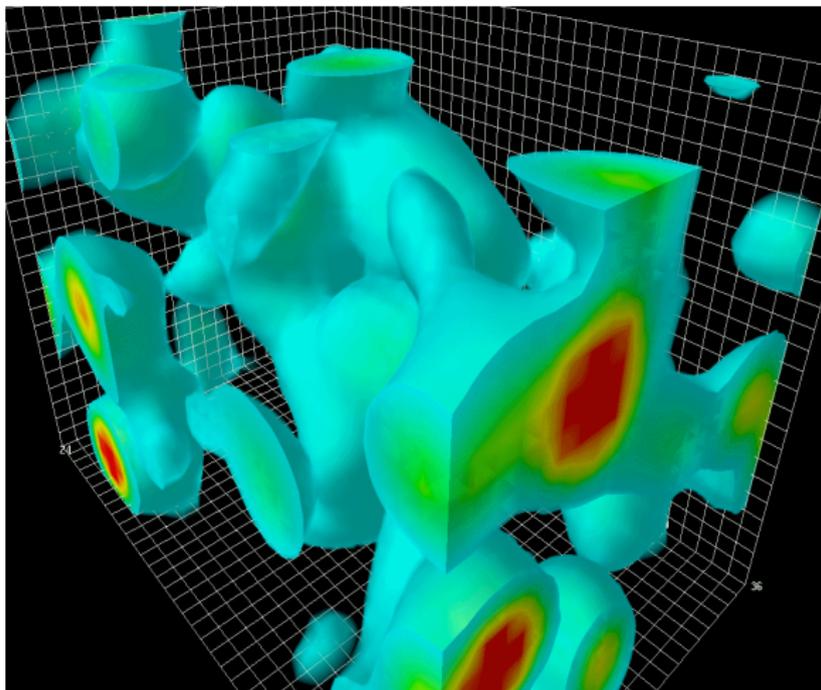


- ▶ Вакуум КХД: $\epsilon \simeq -(265 \text{ MeV})^4$, $H^2 + E^2 \neq 0$

Вакуум КХД

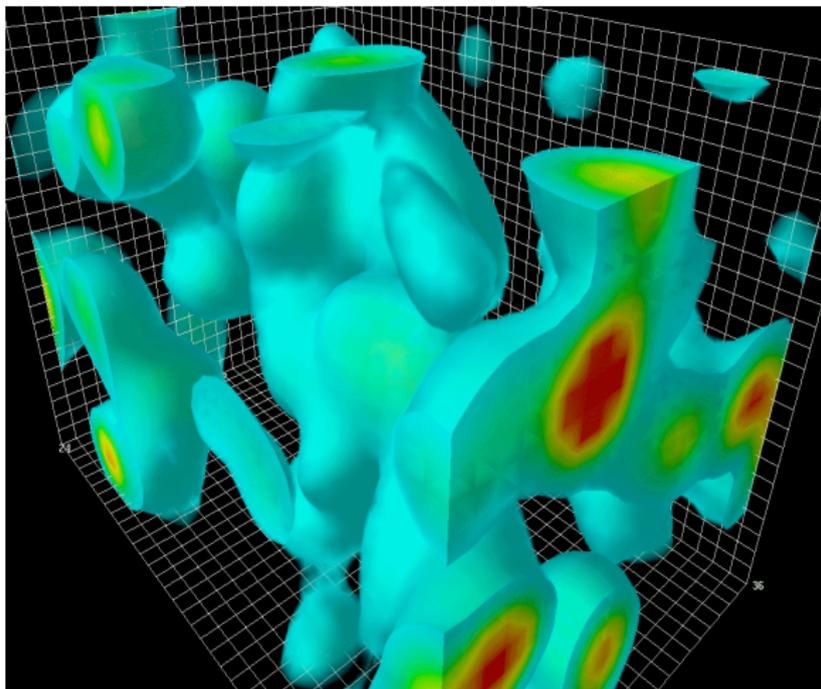


- ▶ Вакуум КХД: $\epsilon \simeq -(265 \text{ MeV})^4$, $H^2 + E^2 \neq 0$

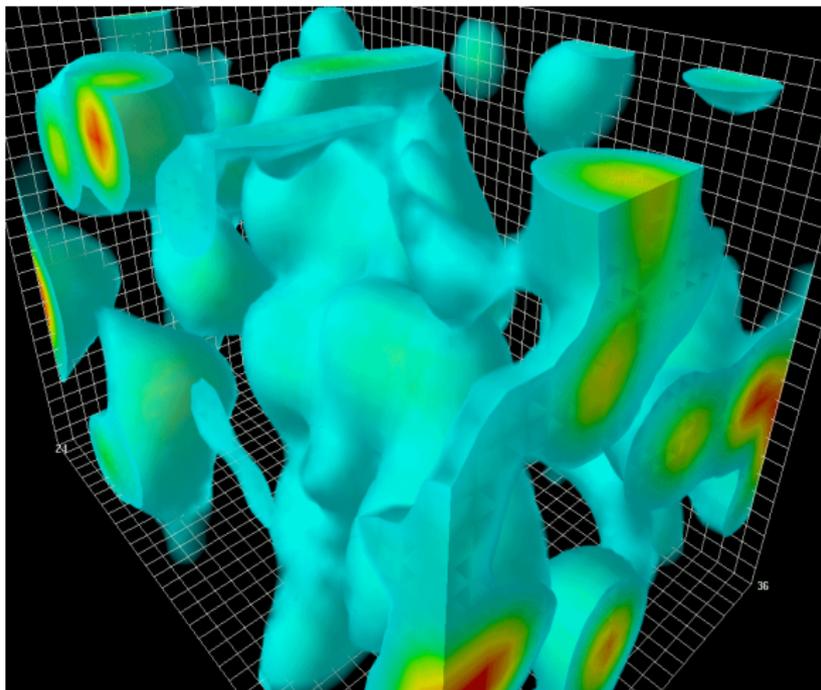


- ▶ Вакуум КХД: $\epsilon \simeq -(265 \text{ MeV})^4$, $H^2 + E^2 \neq 0$

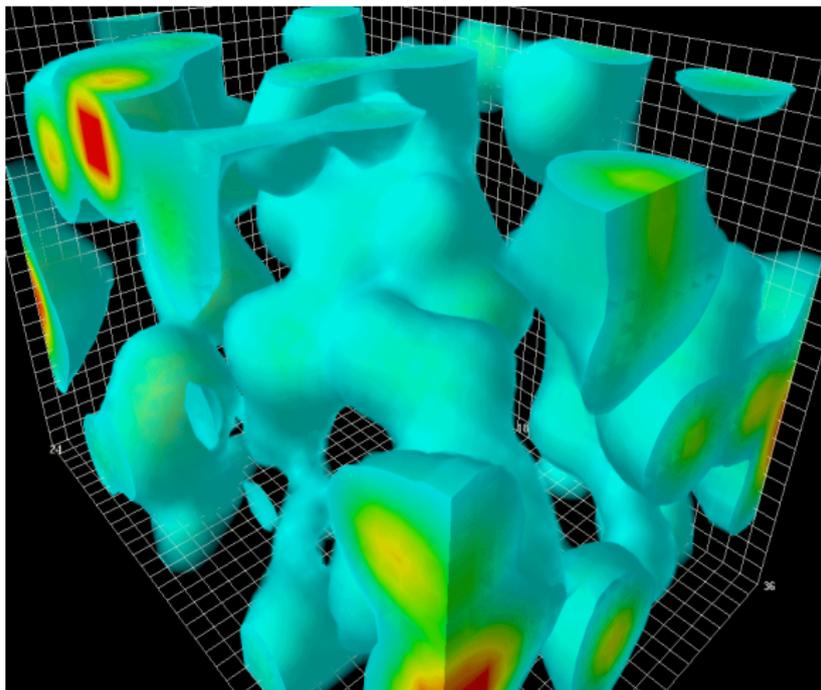
Вакуум КХД



- ▶ Вакуум КХД: $\epsilon \simeq -(265 \text{ MeV})^4$, $H^2 + E^2 \neq 0$

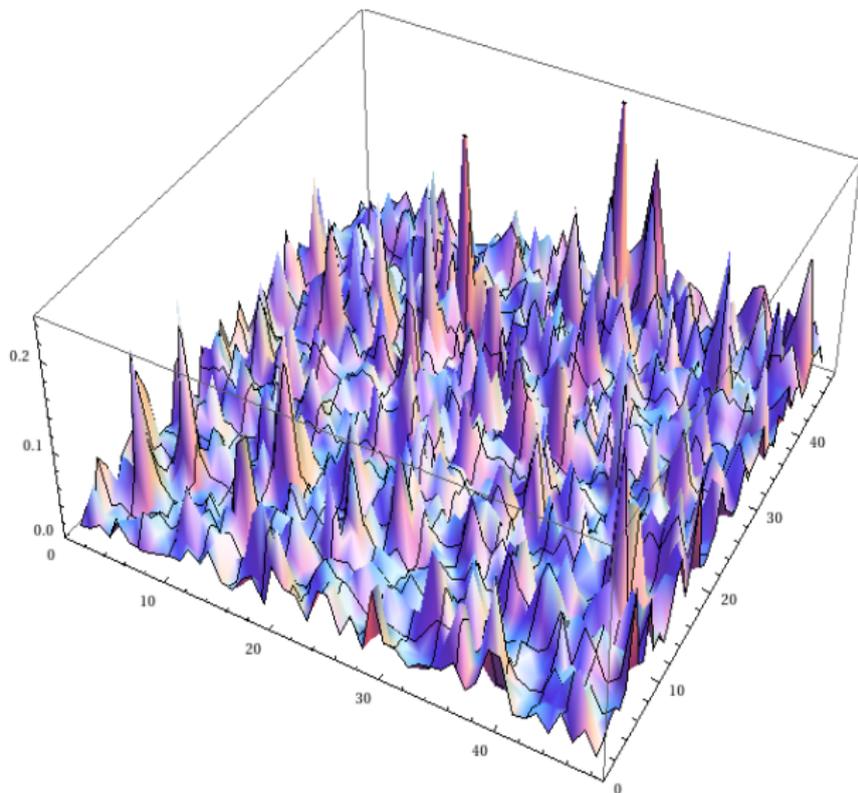


- ▶ Вакуум КХД: $\epsilon \simeq -(265 \text{ MeV})^4$, $H^2 + E^2 \neq 0$



- ▶ Вакуум КХД: $\epsilon \simeq -(265 \text{ MeV})^4$, $H^2 + E^2 \neq 0$

Квантовые (ультрафиолетовые) флуктуации в вакууме КХД

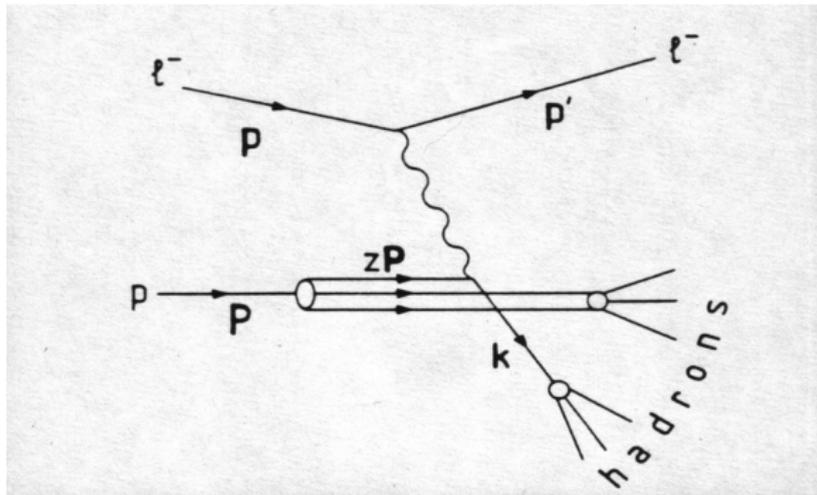


Как обнаружить кварки и глюоны?

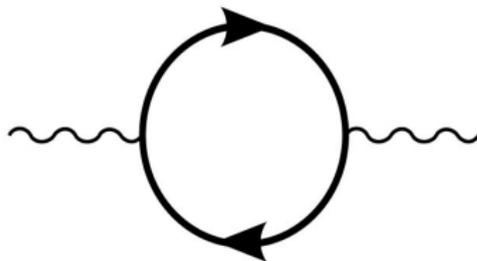
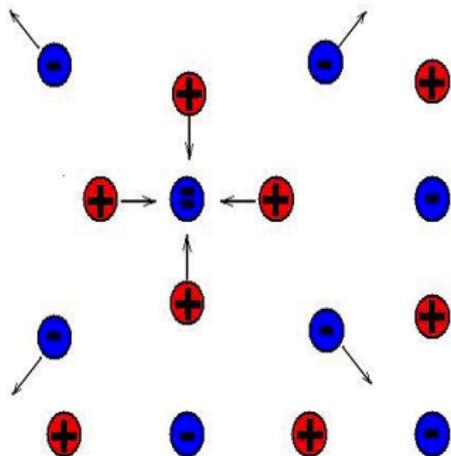
- ▶ Рассмотреть протон с помощью микроскопа
- ▶ Вырвать кварк из протона
- ▶ Расплавить протон

Микроскоп для протона

- ▶ Рассмотреть объект можно если $\lambda < R$
- ▶ Размер протона $\sim 10^{-13}$ см
- ▶ Нужна энергия фотона $E_\gamma > 1$ ГэВ

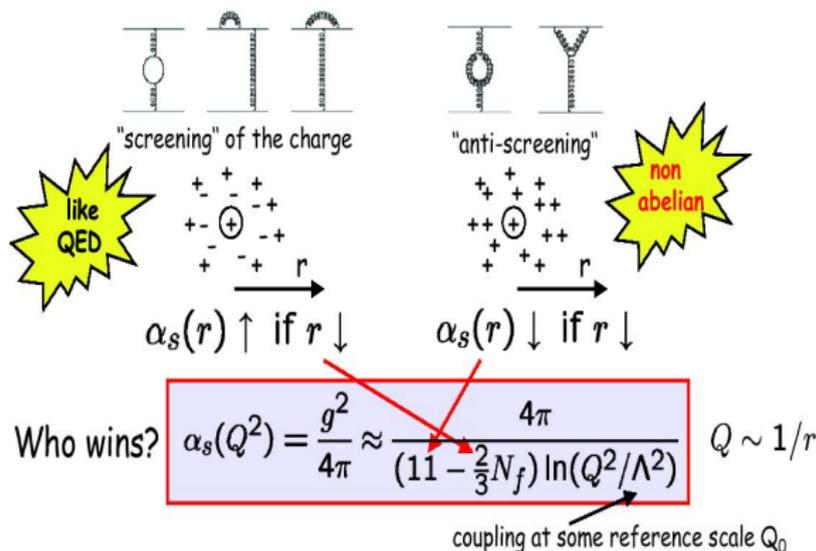


Поляризация вакуума или бегущий заряд



- ▶ Экранирование: Заряд зависит от расстояния
 $\alpha_s(r) = \frac{e^2(r)}{4\pi\hbar c}$
- ▶ Чем ближе к заряду, тем больше заряд
- ▶ Бег констант подтвержден экспериментально

Бегущий заряд в КХД

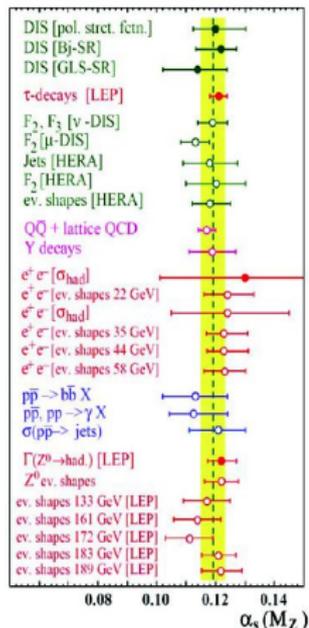
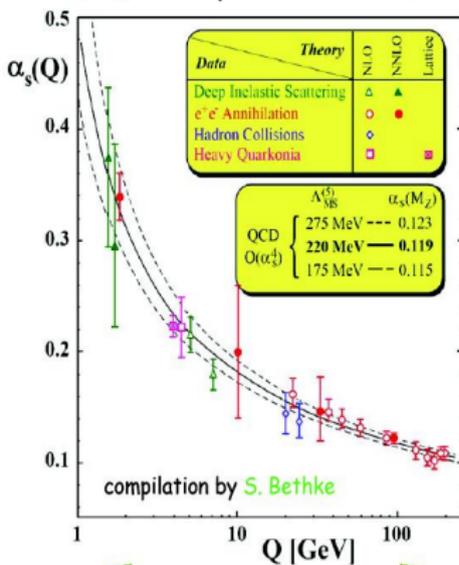


Асимптотическая свобода

- ▶ $\alpha_s(r) \sim \frac{1}{\log r\Lambda} \rightarrow 0$ при $r \rightarrow 0$
- ▶ $\alpha_s(0.1 \text{ fm}) \sim 0.3$
- ▶ КХД проявляет свою "силу" на больших расстояниях

Экспериментальное подтверждение

test of QCD: experimental confirmation of asymptotic freedom



← confinement (?)  → asymp. freedom

Можно ли вырвать кварк из протона?

Конфайнмент — Википедия — Mozilla Firefox

File Edit View History Bookmarks Tools Help

http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%9A%D0%BE%D0%BD%D1%84%D0%BD%D0%B9%D0%BD%D0%BC%D0%B5%D0%BD%D1%82

Getting Started Latest Headlines

Предоставиться системе

статья обсуждение править история

 37 794 уже пожертвовали.

Вы можете помочь проекту Википедия изменить мир!

Пожертвовать!

*"Ein Klasse System, mein Rückgrat beim Lesen." — Ronald Wehner.

Конфайнмент

Материал из Википедии — свободной энциклопедии

Конфайнмент (от англ. *confinement* — удержание, удержания цвета) — явление в физике элементарных частиц, состоящее в невозможности получения кварков в свободном состоянии, при том что имеются веские указания в пользу того, что сами кварки существуют: кварки хорошо описывают систематику элементарных частиц и наблюдаются внутри них в качестве партонов при **глубоко неупругих столкновениях**.

Для объяснения удержания предполагалось, что цветовой заряд, которым обладают кварки, имеет свойство так называемого антиэкранирования. Антиэкранирование происходит из-за того, что переносчики сильного взаимодействия, которому подвержены кварки, сами обладают цветowym зарядом и сами порождают дополнительное взаимодействие. В результате, кварки взаимодействуют тем сильнее, чем дальше они друг от друга. Эта гипотеза хорошо объясняла многие явления, в том числе рождения **струй адронов** при **глубоко неупругих столкновениях**.

Впоследствии эта гипотеза оказалась органической частью математической теории сильного взаимодействия — квантовой хромодинамики.

Категории: Явления в микромире | Физика элементарных частиц

WIKIPEDIA Последнее изменение этой страницы: 16:45, 24 августа 2007. Содержимое доступно в соответствии с GNU Free Documentation License.

38

Можно ли вырвать кварк из протона?

Асимптотическая свобода

Нобелевская премия 2004 года

Д. Гросс

Д. Политцер

Ф. Вильчек



Конфайнмент

Проблема тысячелетия

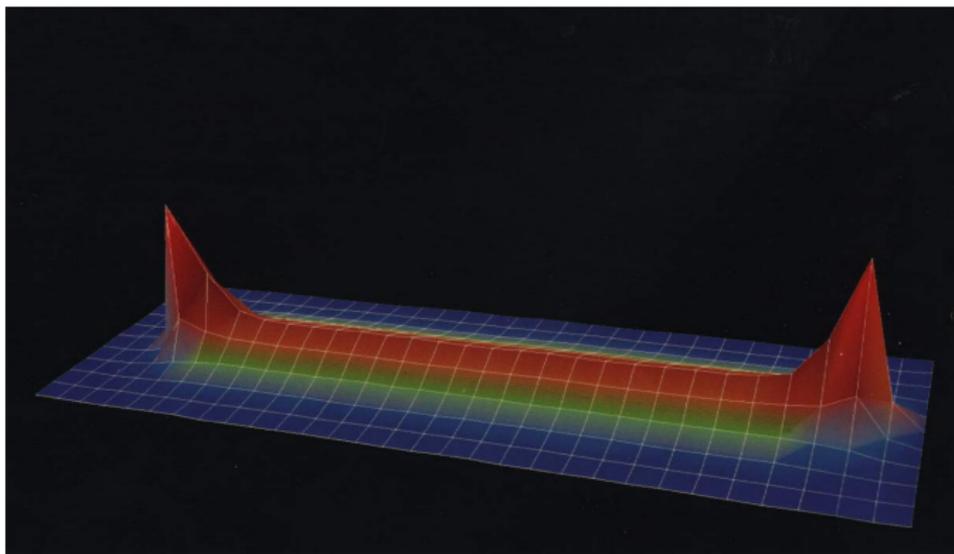
(Математический институт Клэя, 1000000 \$)

Нобелевская премия ? года

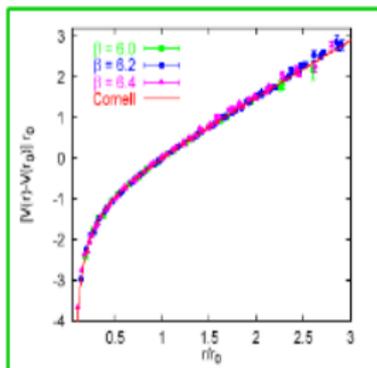


Здесь может появиться ваша
фотография!

Конфайнмент в численных расчетах



Конфайнмент в численных расчетах

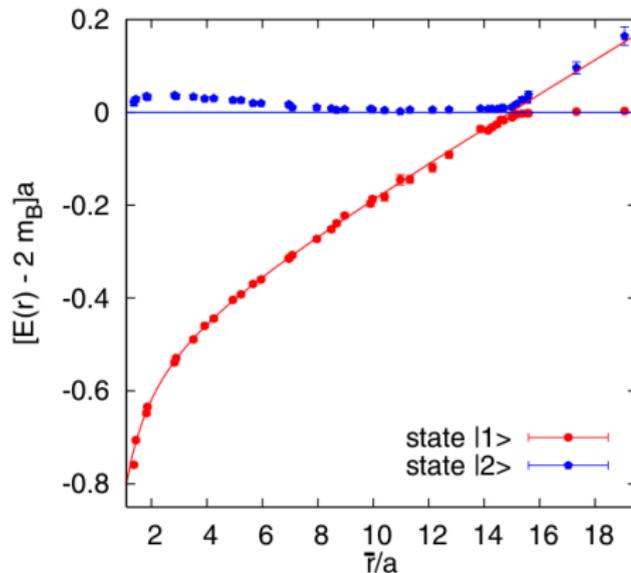


$V(r) \rightarrow kr$ при больших r

$$F = const \sim 16\,0000 \text{ Н}$$

Для разделения кварков нужна бесконечная энергия

Разрыв струны



- ▶ Струна не разорвана
- ▶ Струна разорвана

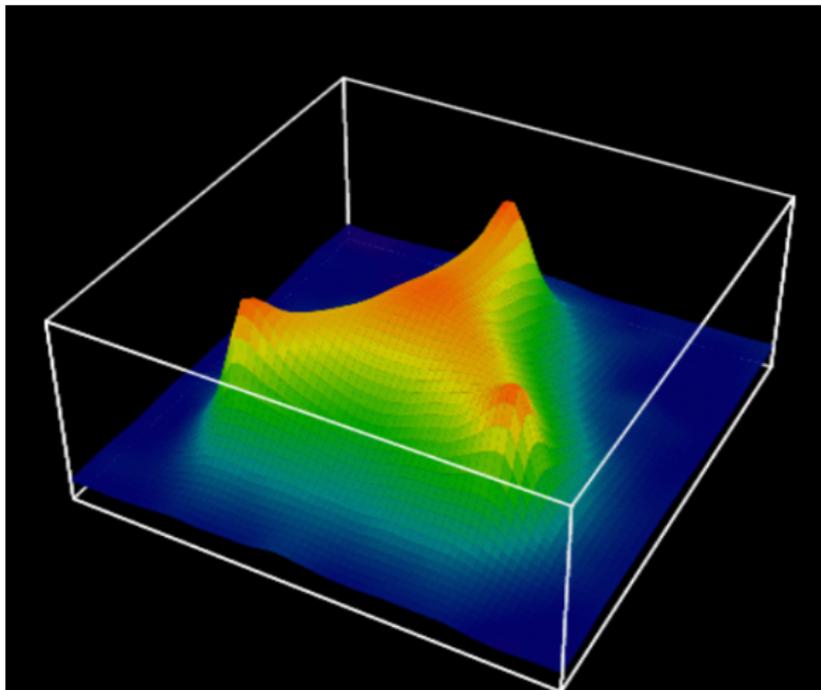
Из чего состоит материя?

- ▶ В окружающей нас природе хорошо выполняется закон $M \simeq \sum_i M_i$
- ▶ В теории сильных взаимодействий
 - $p(uud) \quad M_p c^2 = 938 \text{ МэВ} \gg (m_u + m_u + m_d)c^2 = 12 \text{ МэВ}$
 - $n(udd) \quad M_n c^2 = 940 \text{ МэВ} \gg (m_u + m_d + m_d)c^2 = 15 \text{ МэВ}$

Из чего состоит материя?

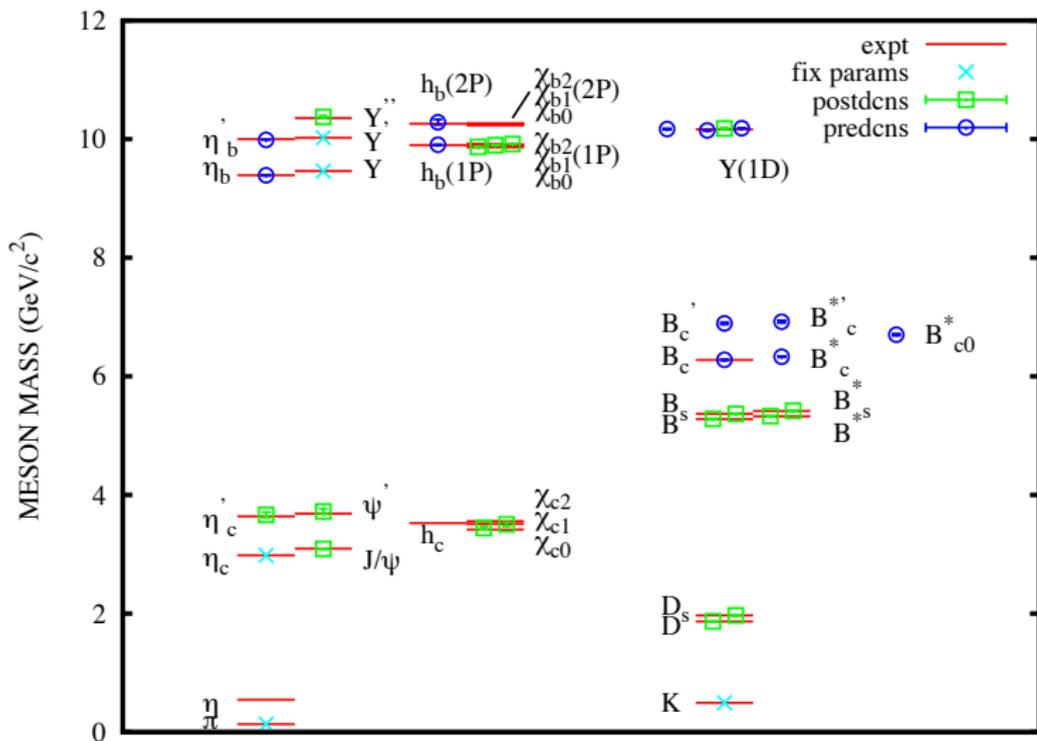
- ▶ В окружающей нас природе хорошо выполняется закон
$$M \simeq \sum_i M_i$$
- ▶ В теории сильных взаимодействий
$$p(uud) \quad M_p c^2 = 938 \text{ МэВ} \gg (m_u + m_u + m_d)c^2 = 12 \text{ МэВ}$$
$$n(udd) \quad M_n c^2 = 940 \text{ МэВ} \gg (m_u + m_d + m_d)c^2 = 15 \text{ МэВ}$$
- ▶ Где остальная масса?

Хромозлектрические поля в протоне

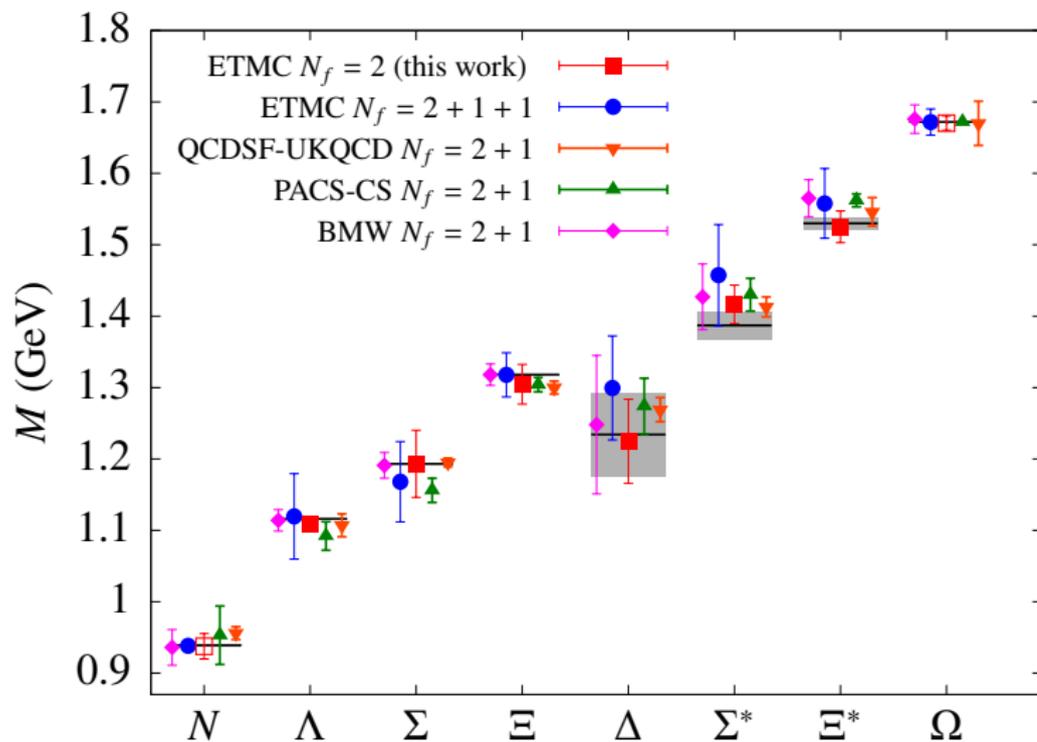


- ▶ Мы состоим из глюонов на 98%!

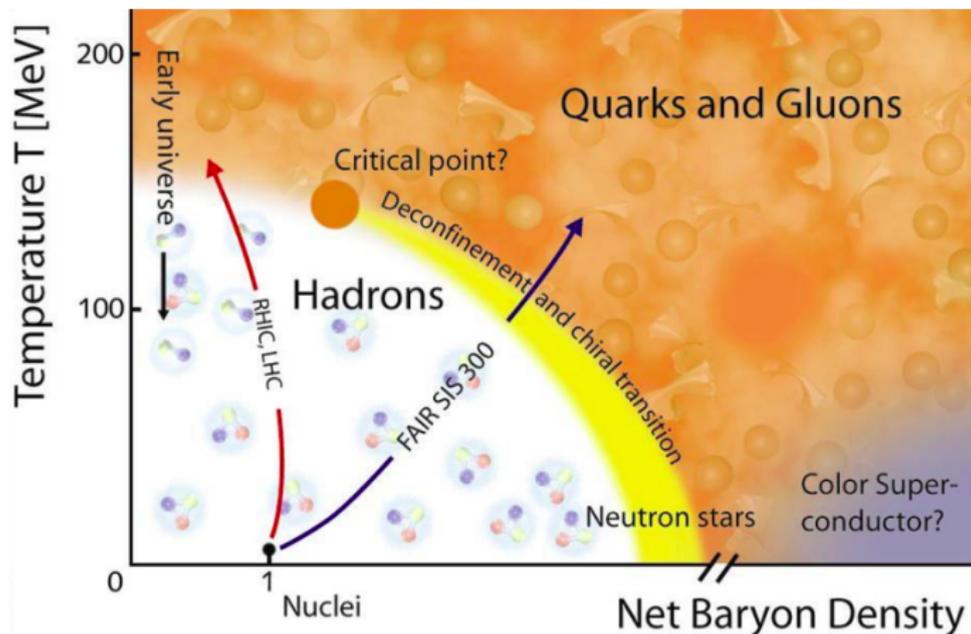
Спектроскопия: Мезоны



Спектроскопия: Барионы

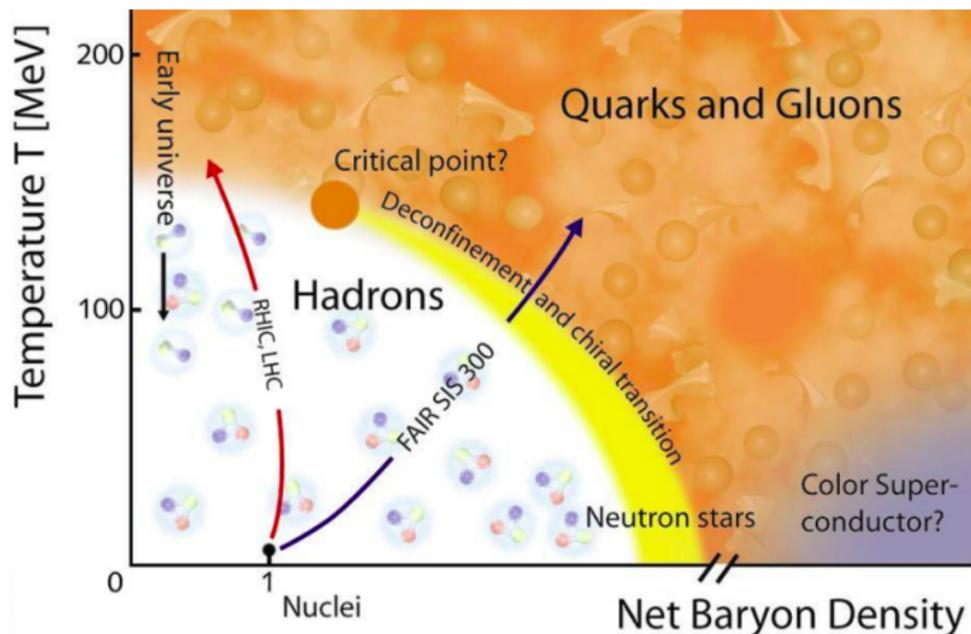


КХД в экстремальных условиях



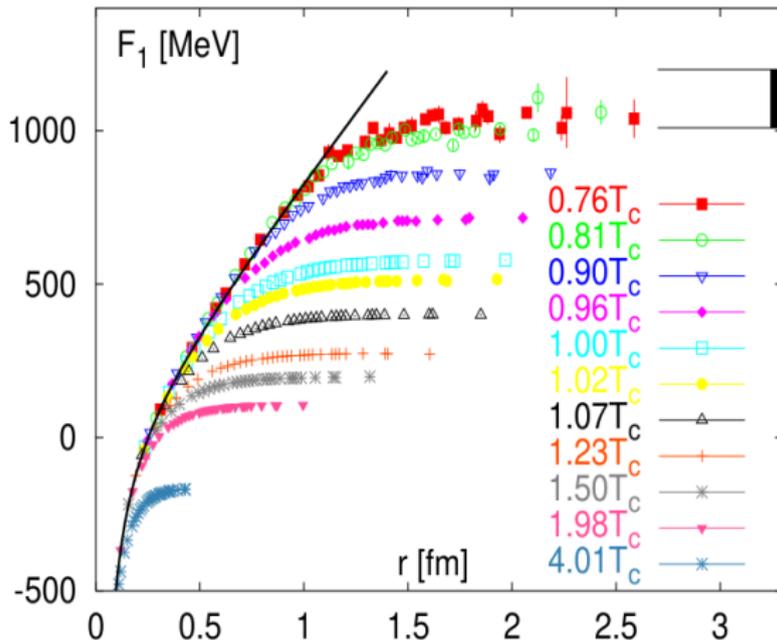
- ▶ Эксперименты: **LHC**(Швейцария), **RHIC**(США), **FAIR**(Германия), **NICA**(Россия, мегапроект)

КХД в экстремальных условиях



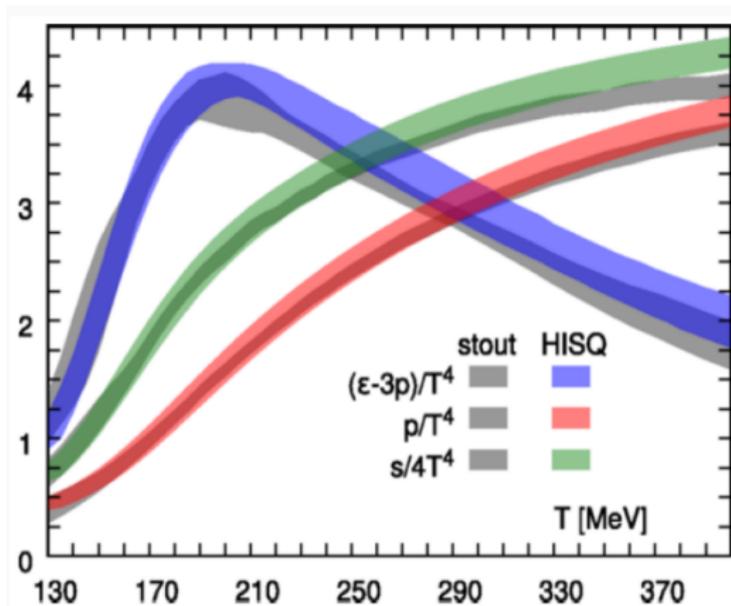
- ▶ Температуры $T \sim 150 \text{ MeV} \sim 1.5 \times 10^{12}$ градусов
- ▶ Барионная плотность $n > n_0$
- ▶ Магнитные поля $eB \sim 10^{13} \text{ T}$
- ▶ Вращение с угловой скоростью $\omega \sim 10^{22} \text{ c}^{-1}$
- ▶ ...

Как расплавить протон?



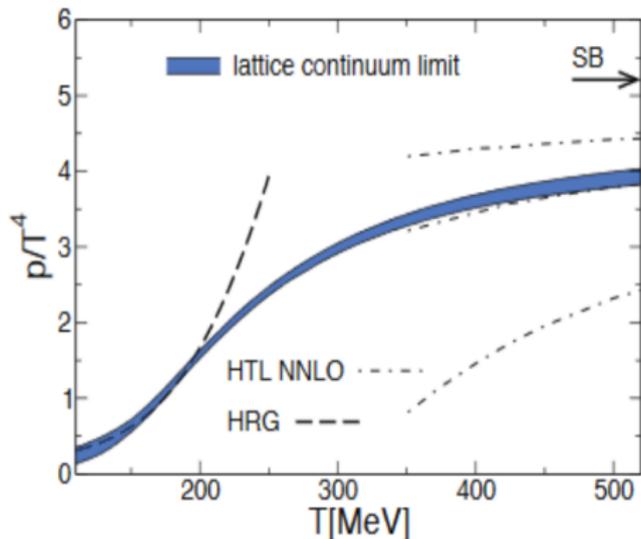
► Нужна температура $T \sim 150 \text{ MeV} \sim 1.5 \times 10^{12}$ градусов

Уравнение состояния



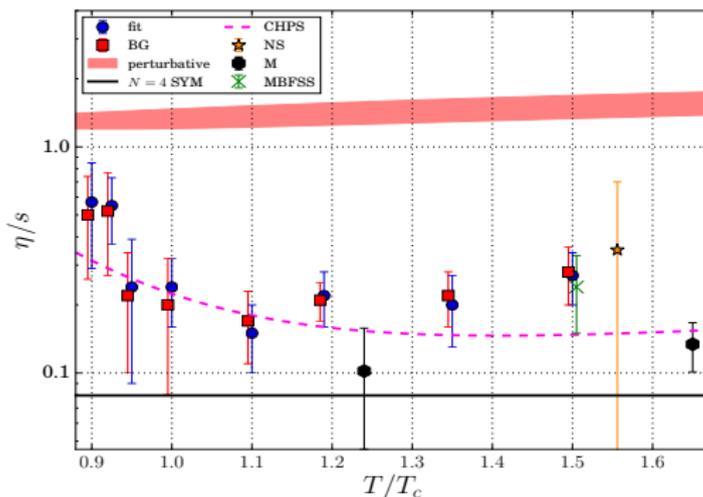
- ▶ Фазовый переход конфайнмент/деконфайнмент
- ▶ Конфайнмент - мезоны/барионы
- ▶ Деконфайнмент - кварки/глюоны (кварк-глюонная плазма)
- ▶ Изменяется число степеней свободы в системе

Уравнение состояния



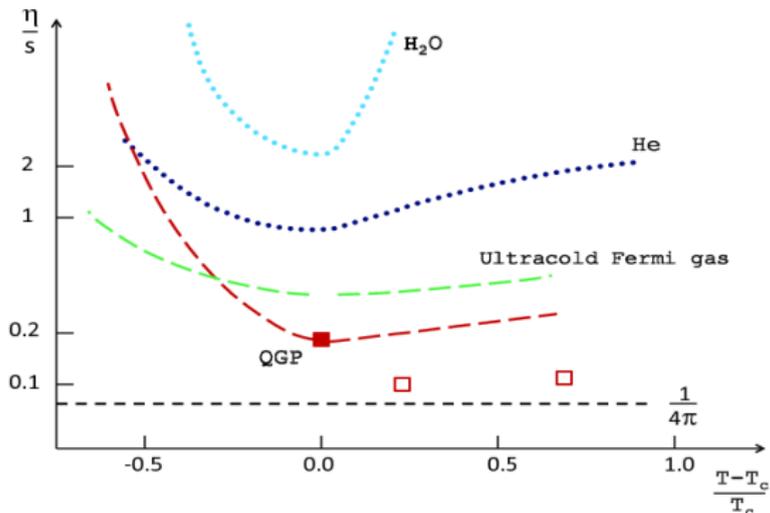
- ▶ SB - Стефан-Больцман: $p = \sigma T^4$
- ▶ При высокой температуре КГП - газ кварков и глюонов?
- ▶ Асимптотическая свобода: $\alpha_s(T)|_{T \rightarrow \infty} \rightarrow 0$
- ▶ Электрический и магнитный сектора теории
- ▶ КХД всегда теория с сильным взаимодействием!

Вязкость кварк-глюонной плазмы



- ▶ КГП близка к идеальной жидкости ($\frac{\eta}{s} = (1 - 3)\frac{1}{4\pi}$)
- ▶ Значительное отклонение от газа кварков и глюонов
- ▶ Результат близок к N=4 SYM $\frac{\eta}{s} = \frac{1}{4\pi}$

Вязкость кварк-глюонной плазмы

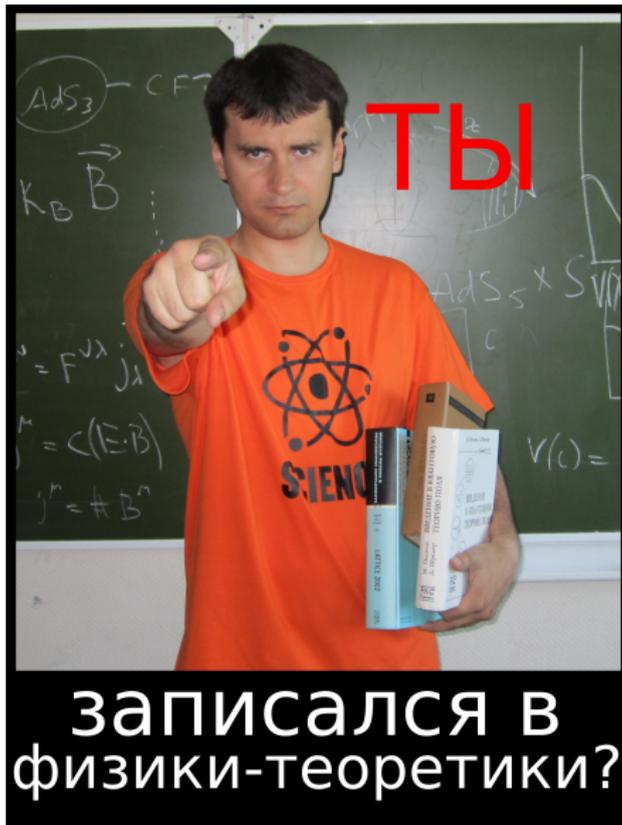


- ▶ КГП самая сверхтекучая жидкость

Заключение

- ▶ КХД - теория сильных взаимодействий с очень интересными свойствами
- ▶ Перспективный метод изучения КХД - решеточное моделирование

Спасибо за внимание!



Приходите в ОИЯИ изучать
КХД и не только КХД!