

# *Historie kvark-gluonového plazmatu*

*Michal Šumbera  
Ústav jaderné fyziky AV ČR*



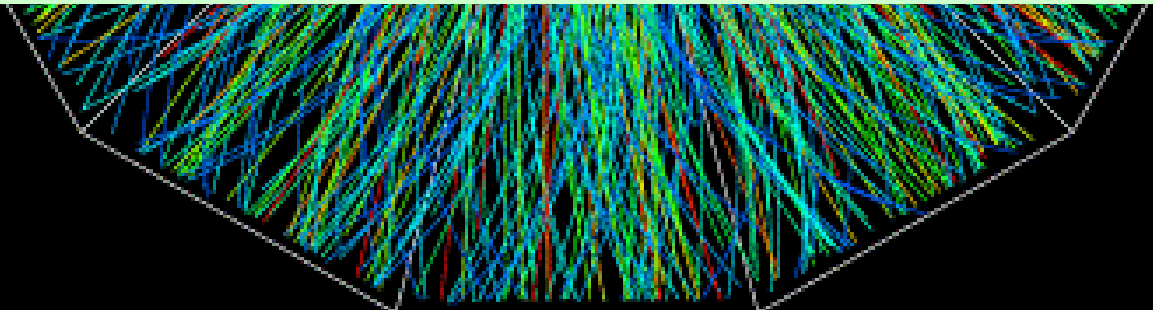
INVESTICE DO ROZVOJE VZDĚLÁVÁNÍ



## **UPOZORNĚNÍ:**

**Ministr zdravotnictví varuje:**

**Tato přednáška obsahuje zaujatou a neúplnou informaci, která může mít negativní vliv na zdraví a duševní pohodu těch, kteří očekávají či vyžadují něco jiného.**



# *Prologue*

*“if we look back to the first 0.0001 second of cosmic history when temperature was above  $10^{12}$  K we encounter theoretical problems of a difficulty beyond the range of modern statistical mechanics.*

*At such temperatures there will be a large number of strongly interacting particles in thermal equilibrium - mesons, baryons and antibaryons – with average interparticle distances smaller than typical Compton wavelength.*

*Particles will be in state of perpetual interaction and there is no reason to expect that they will follow any simple equation of state.”*

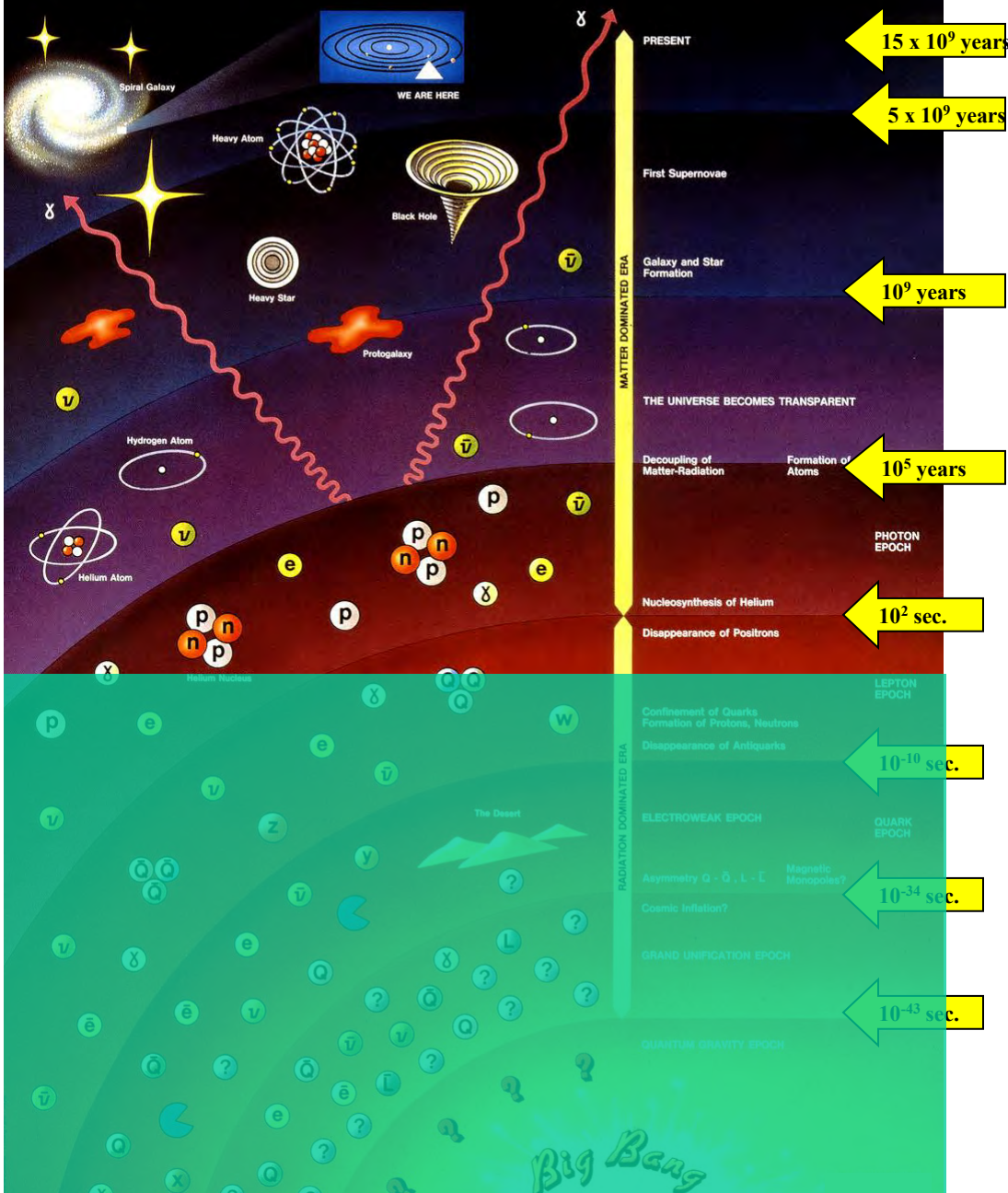
*“However, the temptation to try is irresistible...”*

*Steven Weinberg,  
chapter 15, §11*

*Gravitation and Cosmology, 1972*

$10^{12}$  K  $\approx$  100MeV

# History of the Universe



# Hagedornova limitní teplota $T_c$

1. *Statistický bootstrap: Hadron se skládá z hadronů.*
2. *Hagedornův model: Hadronový plyn při nenulových teplotách je směs ideálních relativistických plynů. Každá komponenta přispívá vahou  $\rho(m)$ .*

$$Z^r(T, V) = \exp \left[ \frac{VT}{2\rho^2} \int_0^\infty Z(T, V, m) r(m) dm \right]$$

$$Z(T, V, m) = \exp \left[ \frac{VT}{2\rho^2} m^2 K_2 \left( \frac{m}{T} \right) \right]$$

$$r(m) \propto \exp(bm)$$

Experimentálně potvrzeno pro  $m \leq 2$  GeV

$$m \gg T: \quad Z^r(T, V) = \exp \left[ \frac{VT}{2\pi^2} \int_0^\infty \sqrt{\frac{T}{m}} \exp\left(-\frac{m}{T}\right) \exp(bm) dm \right] \rightarrow \infty \text{ for } T > T_c = \frac{1}{b}$$

Při teplotách  $T > m_\pi$  nemůže hadronový plyn existovat

# Kvantová Chromodynamika = teorie silných interakcí!



*Nobelova cena za fyziku v roce 2004*

*"za objev asymptotické svobody teorie silných interakcí"*



David J. Gross



H. David Politzer

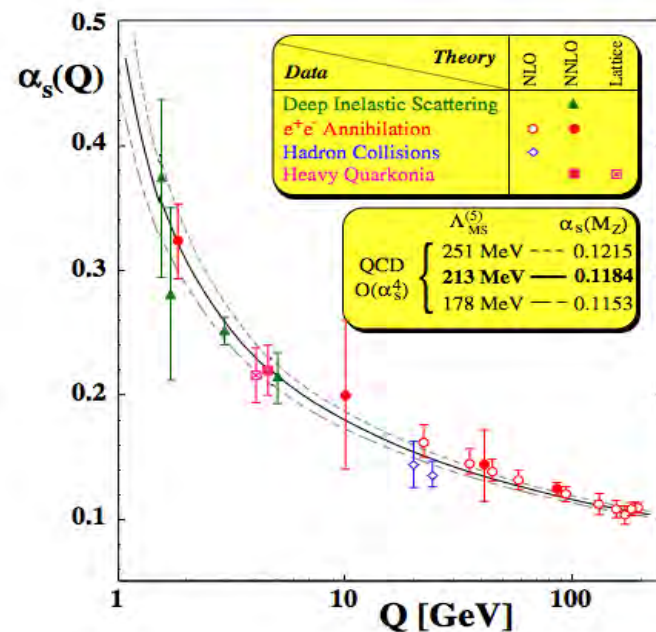


Frank Wilczek

*Dva paradoxy počátku 70. let:*

- 1. Kvarky se chovají jako nezávislé, když jsou blízko sebe, ale nelze je od sebe odtrhnout. Bezprecedenční hypotéza: UVĚZNĚNÍ!*
- 2. Tvrdě zasažené kvarky rychle zrychlují, aniž by přitom vyzařovali energii. Nejsilnější známá přírodní síla je "vypnuta": SVOBODA!*

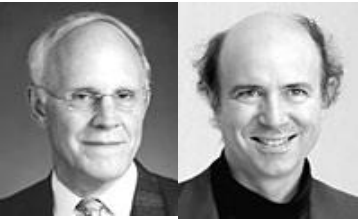
$$\alpha_s(Q) = \frac{4\pi}{(11 - \frac{2}{3}n_f) \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}} \xrightarrow{Q \rightarrow \infty} 0$$



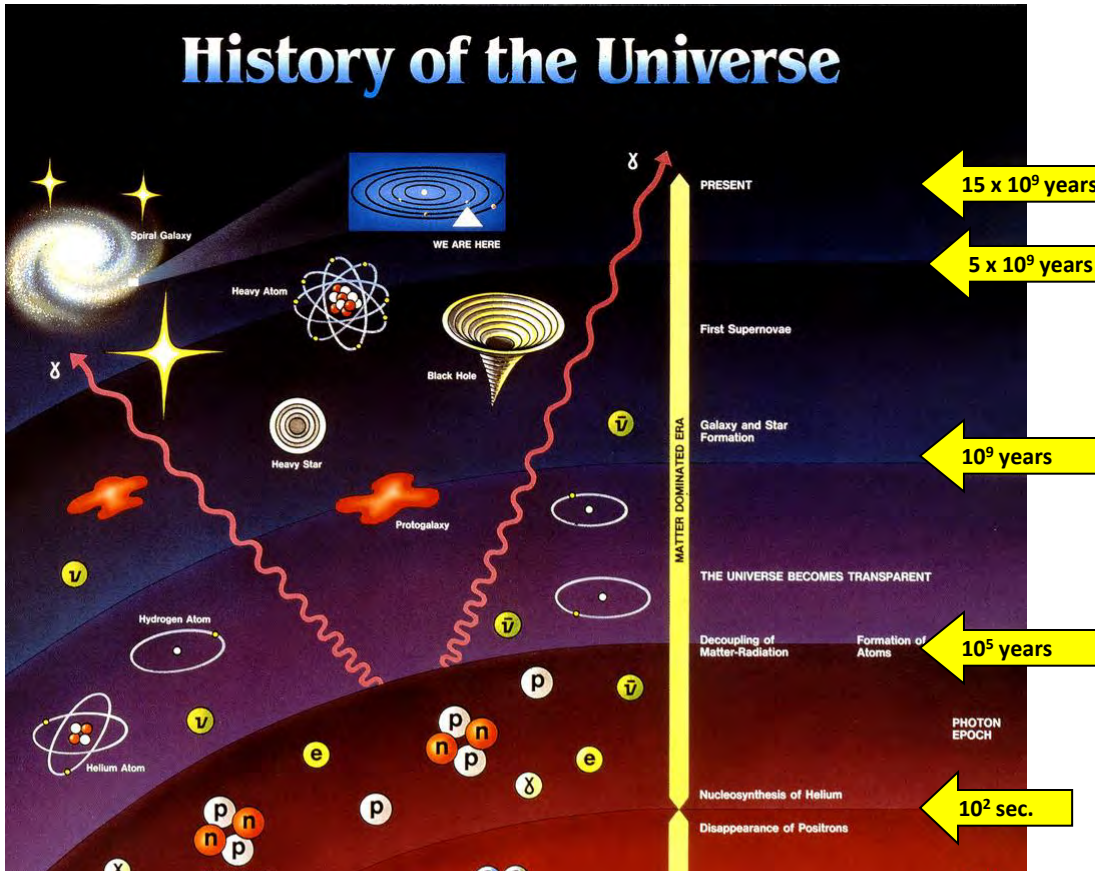
S. Bethke Nucl.Phys.Proc.Suppl.135:345-352,2004

$$V(r)_{r < 0.1 \text{ fm}} = -k_s \frac{a_s}{r}, \quad k_s = \begin{cases} 4/3 & q\bar{q} \\ 2/3 & qq \end{cases}$$

$$V(Q)_{Q > 2 \text{ GeV}} = -k_s 4\rho \frac{a_s(Q)}{Q^2}$$



**D. J. Gross and F. Wilczek,**  
*Phys. Rev. Lett.* 30 (1973) 1343



**H. D. Politzer,**  
*Phys. Rev. Lett.* 30 (1973) 1346



**J. C. Collins and M. J. Perry,**  
*Phys. Rev. Lett.* 34 (1975) 1353



**E. V. Shuryak,**  
*Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 74, 408 (1978)



**L. Van Hove**



**N. Cabibbo and G. Parisi,**  
*Phys. Lett. B* 59 (1975) 67



**T.D. Lee      W. Greiner**



**R. Hagedorn**



**G. Chew**



**J. D. Bjorken**

**Vesmír se zdál být beznadějně neprůhledný ...**

*Big Bang*

# Krátká historie **Kvark-Gluonového Plazmatu**

**1974:** T.D. Lee navrhnul strategii „vakuového inženýrství“ - dočasné znovu ustanovení narušené symetrie fyzikálního vakua a vytvoření nového anomálního stavu jaderné hmoty s vysokou hustotou.

**1975:** W. Greiner navrhnul použít k dosažení tohoto stavu srážky relativistických těžkých iontů.

J.C. Collins & M.J. Perry si uvědomili, že z **asymptotické svobody** QCD vyplývá existence horké a husté formy hmoty tvořené dekonfinovanými kvarky a gluony.

N. Cabibo & G. Parisi navrhli interpretovat exponenciálně rostoucí hadronové spektrum jako signál existence **dekonfinované kvarkové fáze** při teplotách  $T \geq m_{\pi}$ .

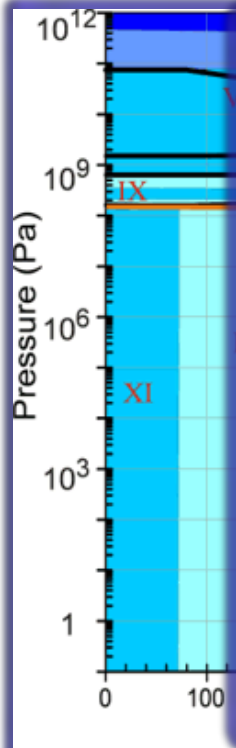
**1978:** E.V. Shuryak zavedl termín kvark-gluonové plazma.



# *Proč je **K**vark-**G**luonové **P**lazma důležité*

1. Je to konečná, původní forma jaderné hmoty při vysokých teplotách a/nebo velkých baryonových hustotách.
1. Hlavní forma hmoty krátce po velkém třesku.
3. Je příkladem jednoho z fázových přechodů, ke kterým docházelo při vysokých teplotách po vzniku vesmíru.
3. Vysvětluje odkud se bere hmota hadronů a jak dochází k uvěznění kvarků do hadronů.

# Fázové diagramy: $H_2O$ a jaderná hmota

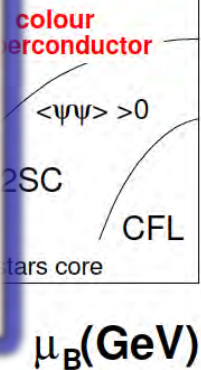


Principiální porozumění vyžaduje znalost:

- i) polohy kritického bodu
- ii) polohy křivek fázového rozhraní
- iii) vlastností každé z jednotlivých fází

Principiální porozumění fázového diagramu jaderné hmoty dosud chybí...

Hlavním cílem je zmapování fázového diagramu QCD a stanovení vlastností jednotlivých fází!

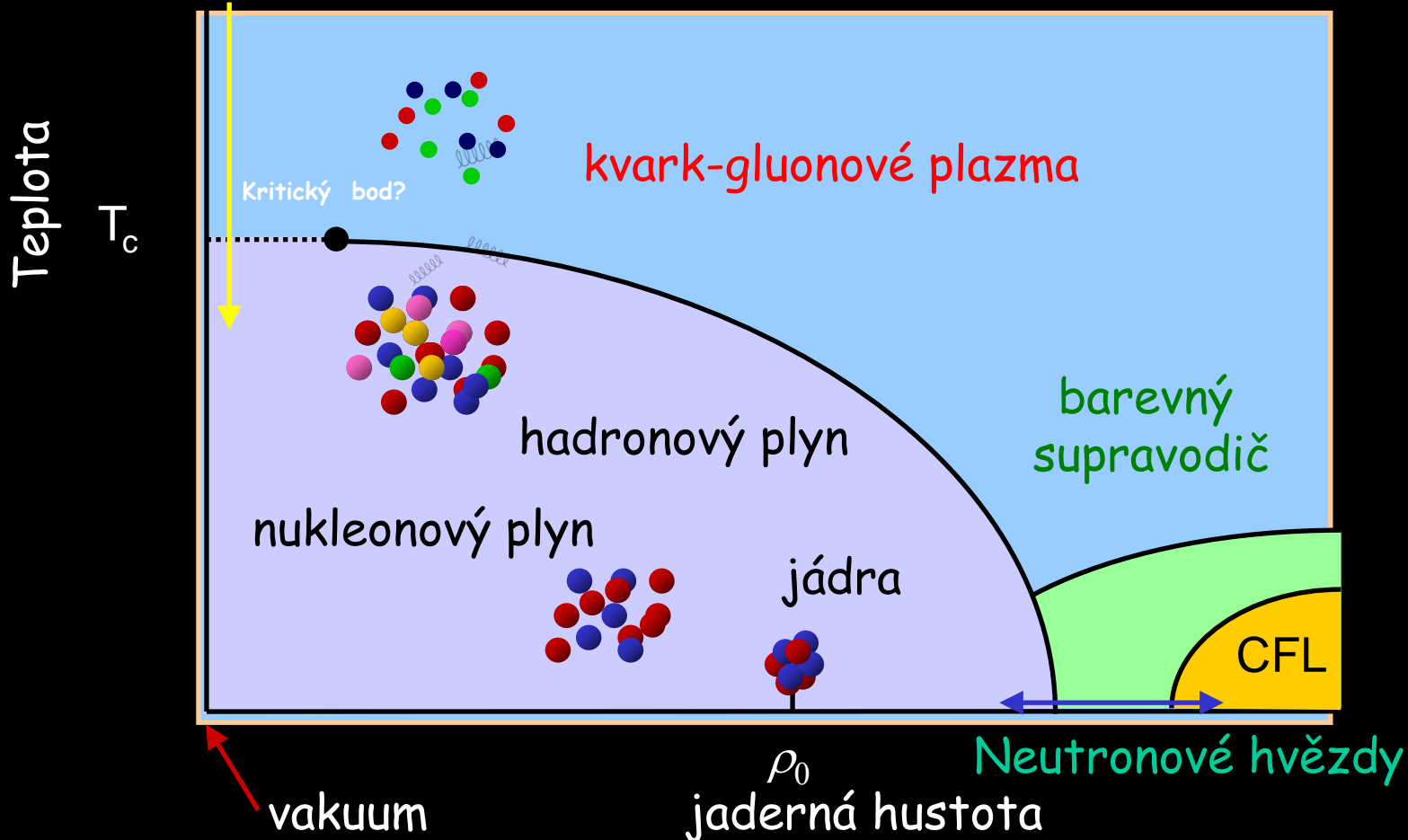


Fázový diagram vody.

Fázový diagram QCD v proměnných teplota  $T$  vs. baryonový chemický potenciál  $\mu_B$ .

# Fázový diagram jaderné hmoty (QCD)

Ranný vesmír

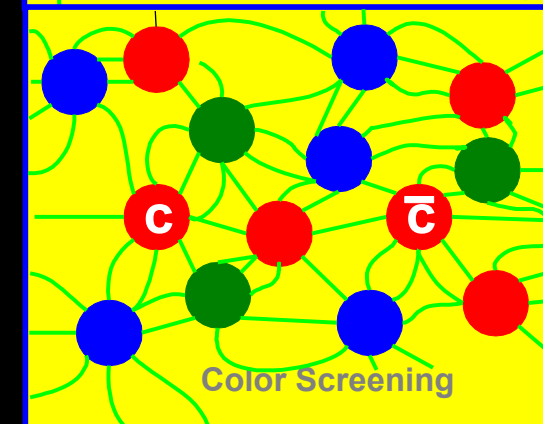
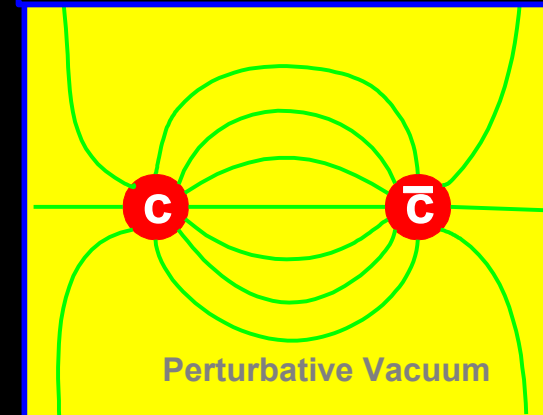
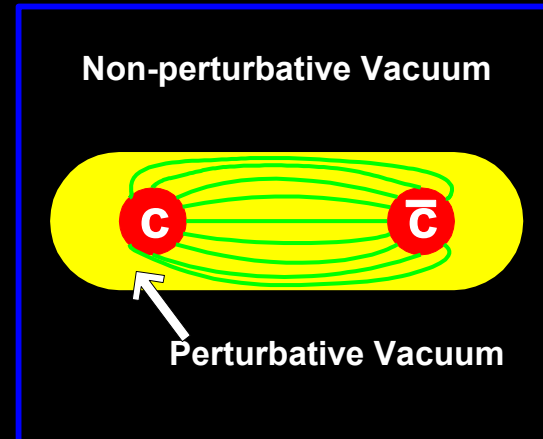


D.J. Gross, H.D. Politzer & F. Wilczek  
Nobelova cena za fyziku v roce 2004

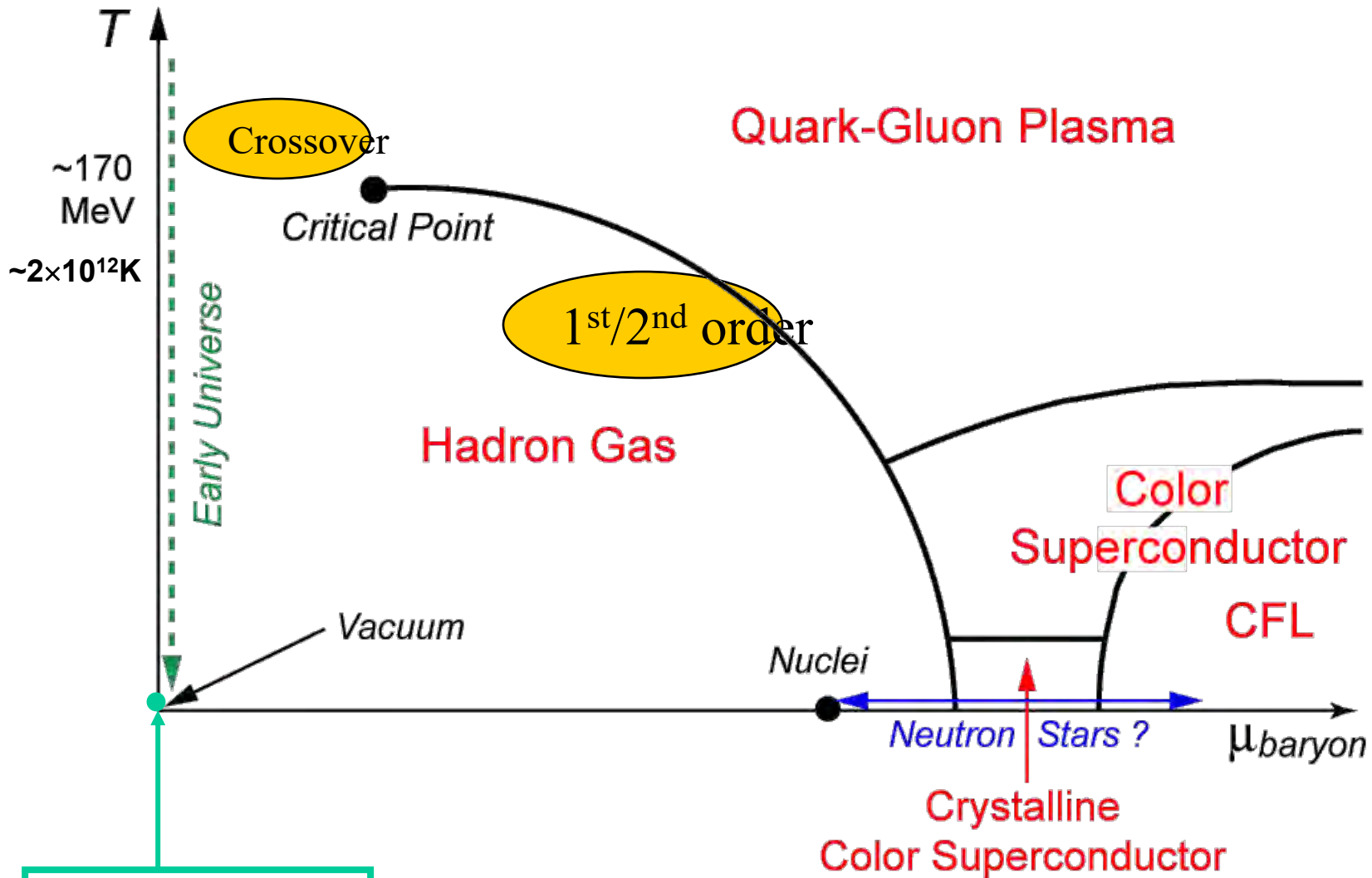
# Fázové přechody QCD

□ Studujeme neporuchové "vakuum", které vězní kvarky, tím, že jej „roztavíme“

- Experimentální metoda:
  - Vysokoenergetické srážky těžkých jader
- Experimentální měření:  
Užíváme sondy/signály, které
  - Sami vznikají
  - Jsou citlivé ke všem časovým škálám srážky



# Fázový diagram QCD



Particle Physics

# Vysokoteplotní fázový přechod QCD v kostce

Q: Jak osvobodit kvarky a gluony z oblasti odpovídající charakteristickým rozměrům jejich uvěznění (tj. 1fm) ?

A: Vytvořme hustotu energié  $\gg$  normální jaderná hustota:  $e \gg \rho_0 = 0.17 \text{ GeV} / \text{fm}^3$

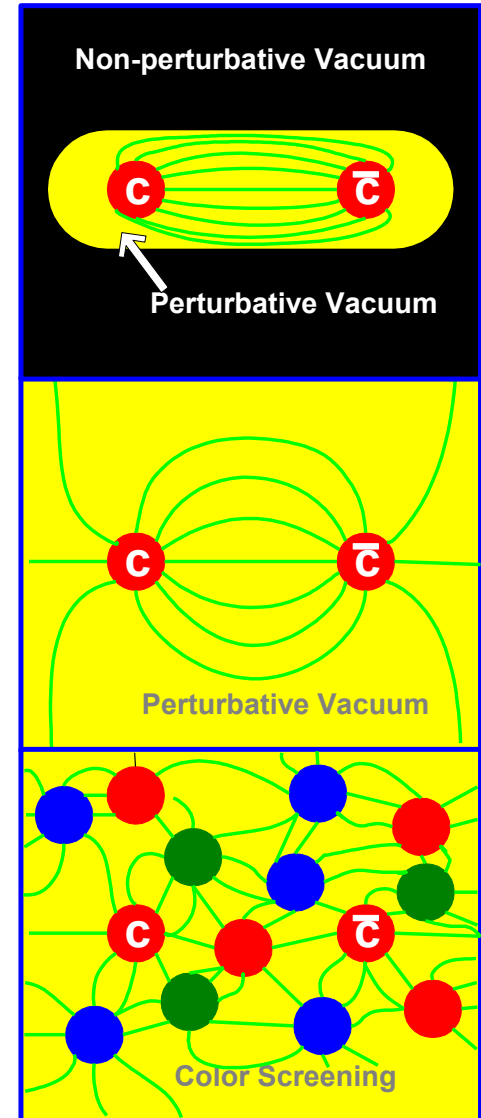
Hrybý odhad: Ideální plyn nehmotných a neinteragujících částic

Hustota energie pro "g" nehmotných d.o.f

8 gluonů, 2 spinové orientace;  
2 druhy kvarků, antikvarky,  
2 spiny, 3 barvy

$$e = g \frac{\rho^2}{30} T^4 = \left( 2 \times 8_g + \frac{7}{8} \times 2_s \times 2_a \times 2_f \times 3_c \right) \frac{\rho^2}{30} T^4$$

$$= 37 \times \frac{\rho^2}{30} T^4 \gg 12 \times T^4 \gg 12 \times \left( \frac{\hbar}{1 \text{ fm}} \right)^4 \gg 2.4 \text{ GeV} / \text{fm}^3$$



$$\approx 4.3 \times 10^{15} \text{ g/cm}^3$$

# Vysokoteplotní fázový přechod QCD v kostce

Q: Jak osvobodit kvarky a gluony z oblasti odpovídající charakteristickým rozměrům jejich uvěznění (tj. 1fm) ?

A: Vytvořme hustotu energie  $\gg$  normální jaderná hustota:  $e \gg \rho_0 = 0.17 \text{ GeV} / \text{fm}^3$

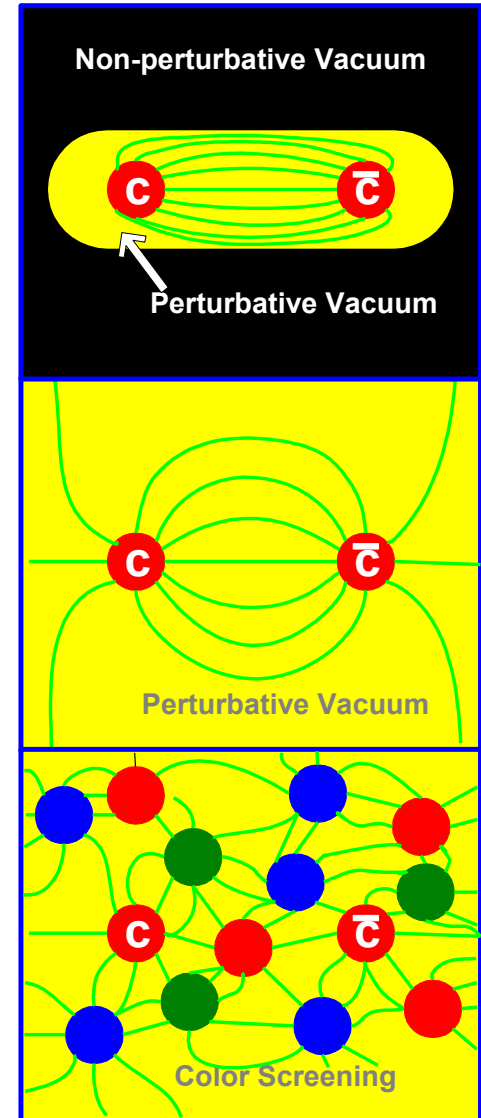
Hrybý odhad: Ideální plyn nehmotných a neinteragujících částic

Hustota energie pro "g" nehmotných d.o.f

8 gluonů, 2 spinové orientace;  
3 druhy kvarků, antikvarky,  
2 spiny, 3 barvy

$$e = g \frac{\rho^2}{30} T^4 = \left( 2 \times 8_g + \frac{7}{8} \times 2_s \times 2_a \times 3_f \times 3_c \right) \frac{\rho^2}{30} T^4$$

$$= 47.5 \times \frac{\rho^2}{30} T^4 \gg 15.4 \times T^4 \gg 15.4 \times \left( \frac{\hbar}{1 \text{ fm}} \right)^4 \gg 3 \text{ GeV} / \text{fm}^3$$



$$\approx 5.4 \times 10^{15} \text{ g/cm}^3$$

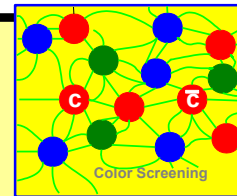
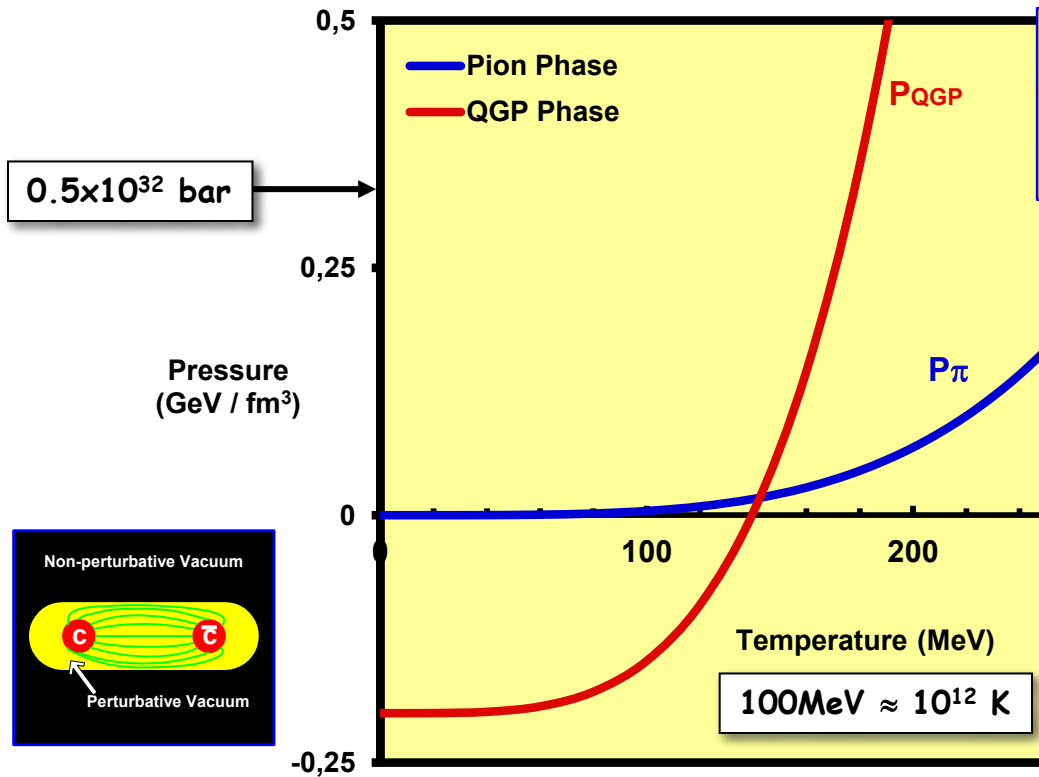
# Vybereme soustavu s větším tlakem $P = \frac{1}{3} \frac{U}{V} = \frac{\epsilon}{3} = g \frac{\pi^2}{90} T^4$

$$P_{\pi} = 3 \frac{\pi^2}{90} T^4$$

Tlak "čistého" pionového plynu při teplotě  $T$

$$P_{QGP} = g \frac{\pi^2}{90} T^4 - B, \quad g = 37$$

Tlak plazmatu s "Bag konstantou"  $B \sim 0.2 \text{ GeV}/\text{fm}^3$



⇒ Fázový přechod při teplotě  $T \approx 140 \text{ MeV}$

Současné předpovědi z výpočtů na mříži:  
 $T \sim 150-170 \text{ MeV}$

N.B. ve středu slunce je  $T \approx 10^7 \text{ K}$

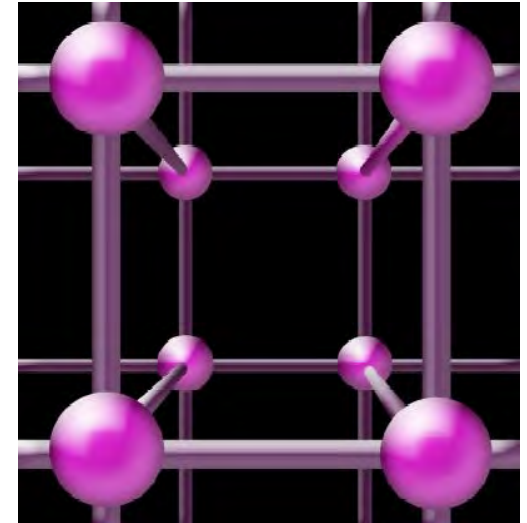
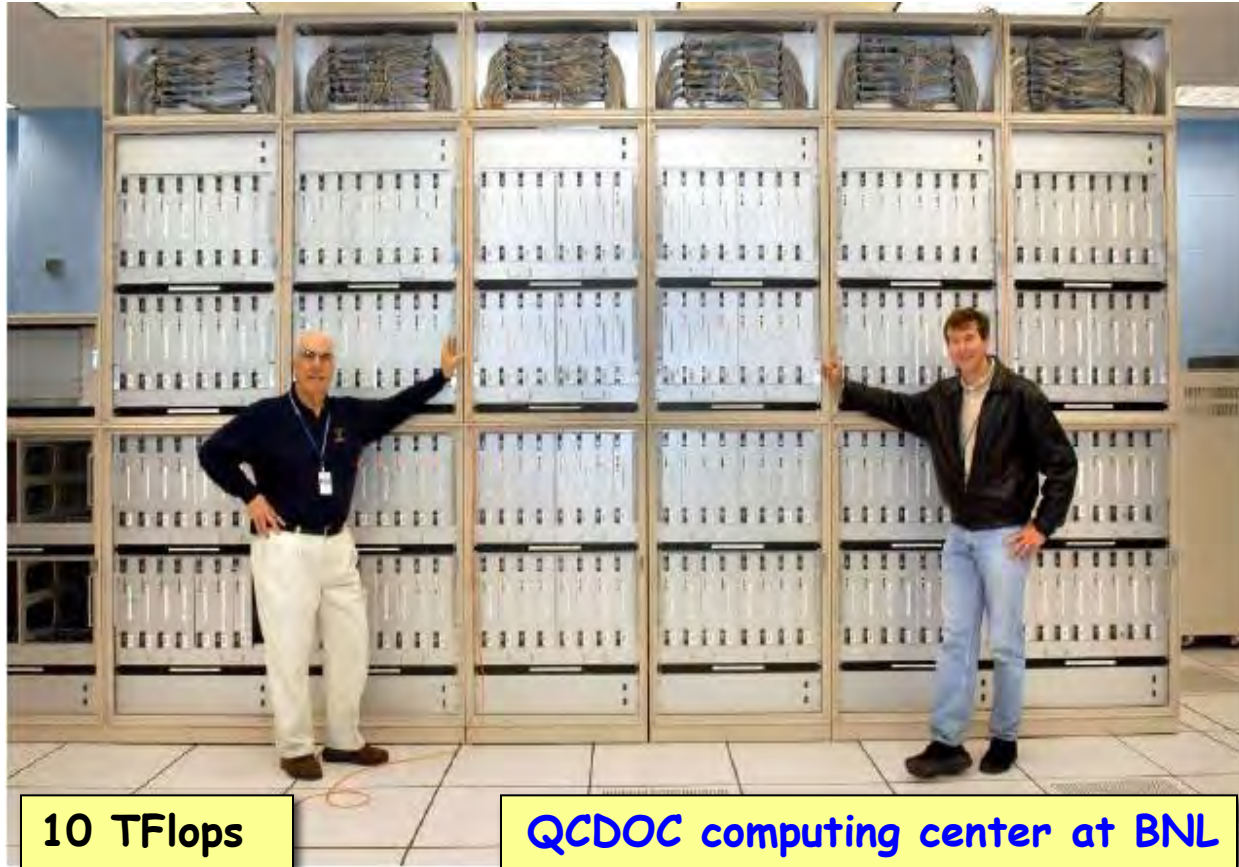


# Neporuchová QCD: QCD na mřížce

Numerický výpočet dráhového integrálu

$$Z(V, T, \mu_f) = \int \mathcal{D}A_\nu \mathcal{D}\bar{\psi} \mathcal{D}\psi e^{-S_E(V, T, \mu_f)}$$

pomocí prostoro-časové mřížky



$$V = (N_\sigma a)^3, T^{-1} = N_\tau a,$$

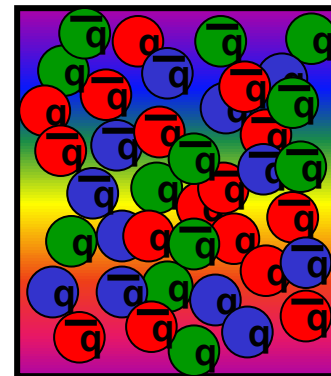
N.B. Cena roste jako  $N^7$

# Deconfinement

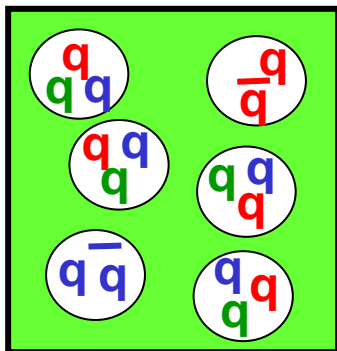
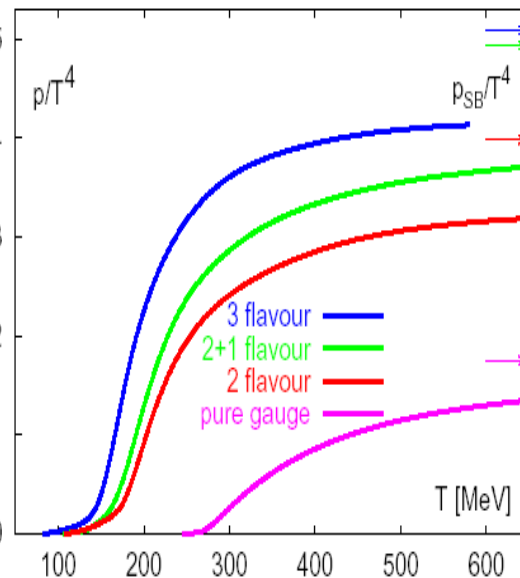
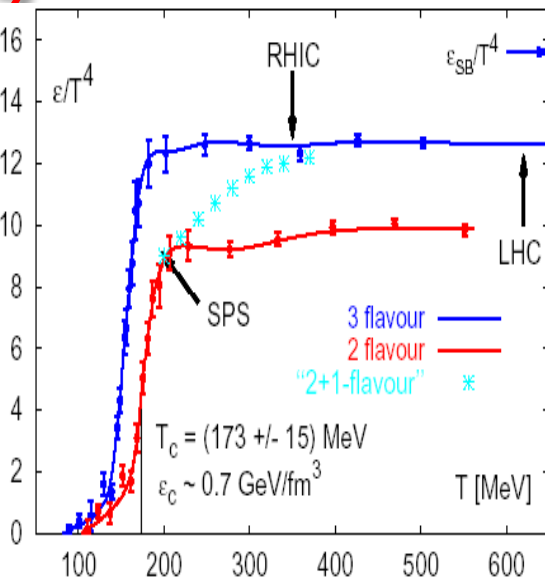
LQCD predicts a phase transition to a quark-gluon plasma where the long range confining force is screened.

$$T_c = 173 \pm 15 \text{ MeV}$$

( $\approx 100\,000 \times T_{\text{center of}}$   
( $\approx 4 \times \text{nuclear density}$ )



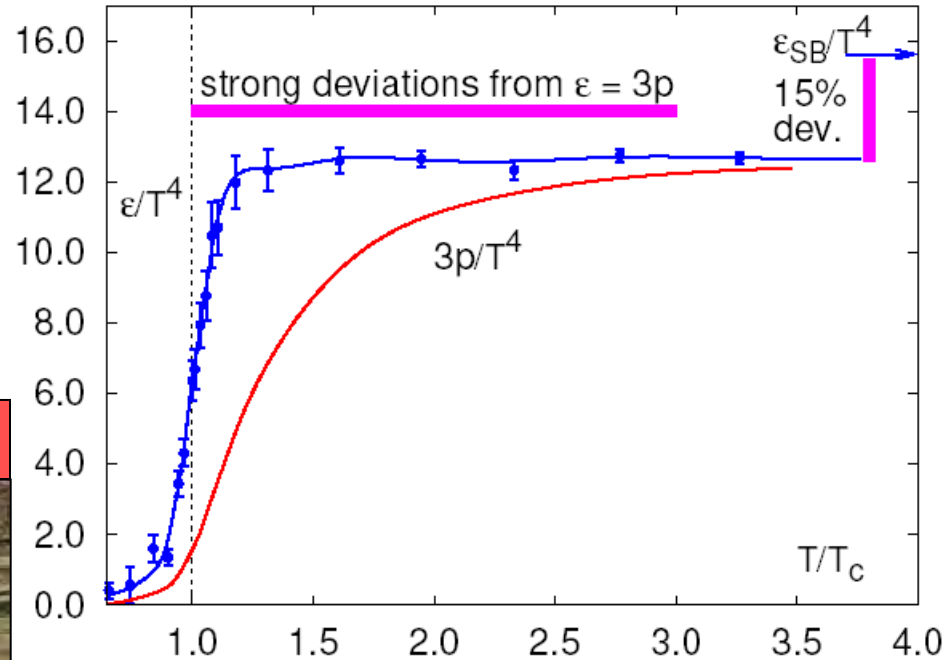
$$\epsilon_c \approx 0.7 \text{ GeV/f}$$



$\sim \frac{1}{2}$  year on 10GFlops computer  
 $\sim 10^{17}$  operations

F. Karsch and E. Laermann,  
ArXiv: hep-lat/0305025, in  
“Quark-Gluon Plasma 3”

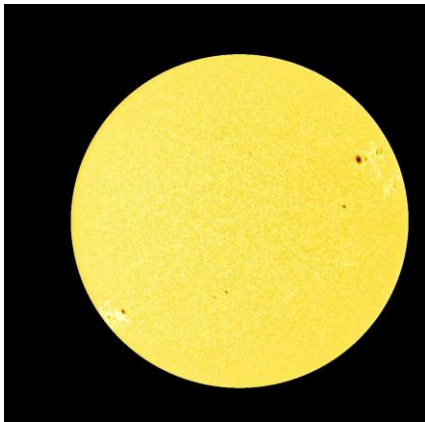
# Stavová rovnice při $T < 4T_c$



- Silné odchylky od chování ultrarelativistického ideálního plynu ( $\epsilon=3p$ ) až do velmi vysokých teplot  $T_c \leq T \approx 3T_c$ .
- ⇒ V QGP fázi existuje podstatná zbytková interakce mezi kvarky a gluony. Nejedná se tedy o plyn ale o kapalinu!

# Plazma

Plazma = ionizovaný plyn, tvoří 99% viditelné hmoty vesmíru.  
Různé druhy plazmatu lze vytvořit pomocí vysokých teplot,  
Elektrických polí nebo záření.



1. Nerelativistické - relativistické plazma
2. Klasická - kvantová plazma (bílé trpaslíci)
3. Ideální - silně vázané plazma (vícekomponentní plazma obsahující ionty, elektrony, neutrální plyn a mikročástice, např. Prachové částice)



# *Silně vázaná plazma*

Parametr síly interakce v plazmatu:  $\Gamma \equiv \frac{E_{pot}}{E_{kin}} = \frac{Q^2}{dT}$

$Q$ : náboj částic plazmatu

$d$ : vzdálenost mezi částicemi

$T$ : teplota plazmatu

Ideální plazma:  $\Gamma \ll 1$  (pro většinu platí:  $\Gamma < 10^{-3}$ )

Silně vázané plazma:  $\Gamma > O(1)$

Příklad: iontová komponenta v bílém trpaslíkovi, NaCl,...

Neporuchový popis, např. molekulární dynamika

Jednokomponentní, čistě kulombická (odpudivá) interakce:

$\Gamma > 172 \rightarrow$  **Kulombický krystal**

*Setsuo Ichimaru: Strongly coupled plasmas: high-density classical plasmas and degenerate electron liquids, Rev. Mod. Phys. 54, 1017–1059 (1982)*

# Použití na případ **QGP**

Odhad interakčního  
parametru:

$g$  - silná vazbová konstanta

$C = 4/3$  (kvarky),  $C = 3$  (gluony)

$T = 200 \text{ MeV} \Rightarrow \alpha_s = 0.3 - 0.5$

$d = 0.5 \text{ fm}$

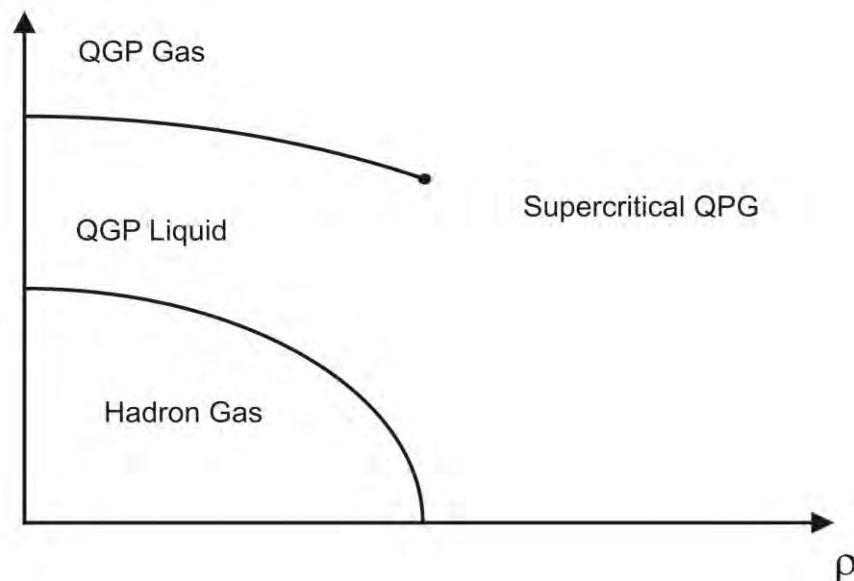
$$\Gamma \cong C \frac{g^2}{4\pi d T} = C \frac{\alpha_s}{dT}$$

$\Rightarrow \Gamma = 0.75 - 3 \Rightarrow$  **QGP** kapalina?

Pro ultrarelativistické plazma:  
magnetické interakce jsou  
stejně důležité elektrické

$\Rightarrow \Gamma = 1.5 - 6$

**Nový fázový diagram QCD**

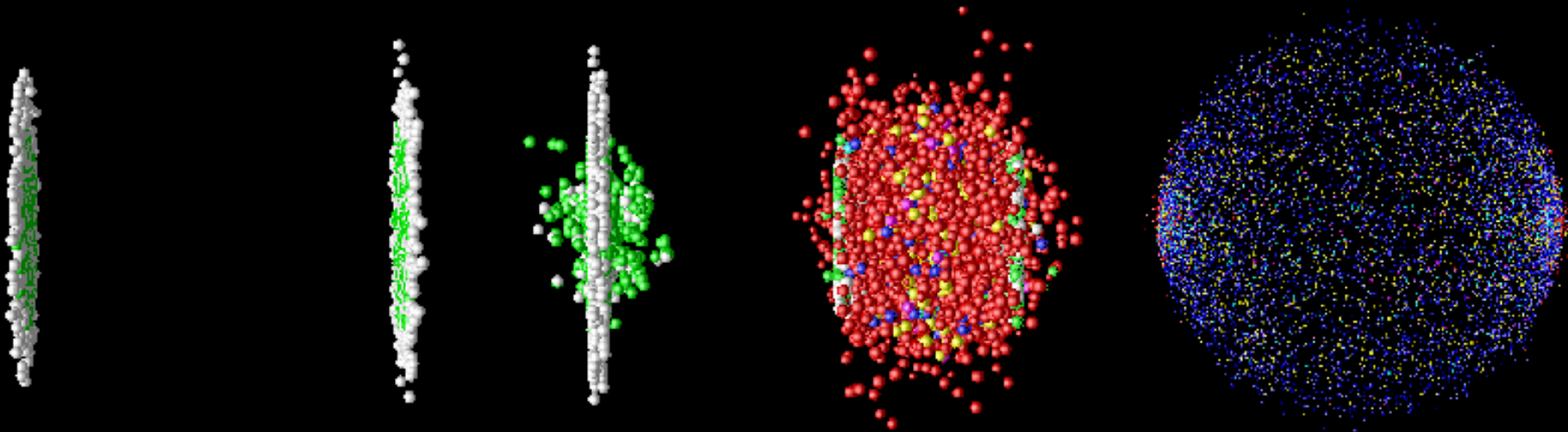


Vishnu M. Bannur: *Eur.Phys.J.C*11:169-171,1999

ArXiv: hep-ph/0504072

Markus H. Thoma: *J.Phys.G*31:L7,2005

# Srážky relativistických jader: malý „velký třesk“ v laboratoři





# Au + Au @ RHIC

Jaká je  
energie  
jedné  
srážky?

$$1.6 \times 10^{-19} \frac{J}{eV} \times 197 \times 200 GeV \sim 6 \mu J$$

# Au + Au @ RHIC

Jaká je  
energie  
jedné  
srážky?

$$1.6 \times 10^{-19} \frac{J}{eV} \times 197 \times 200 GeV \sim 6 \mu J$$

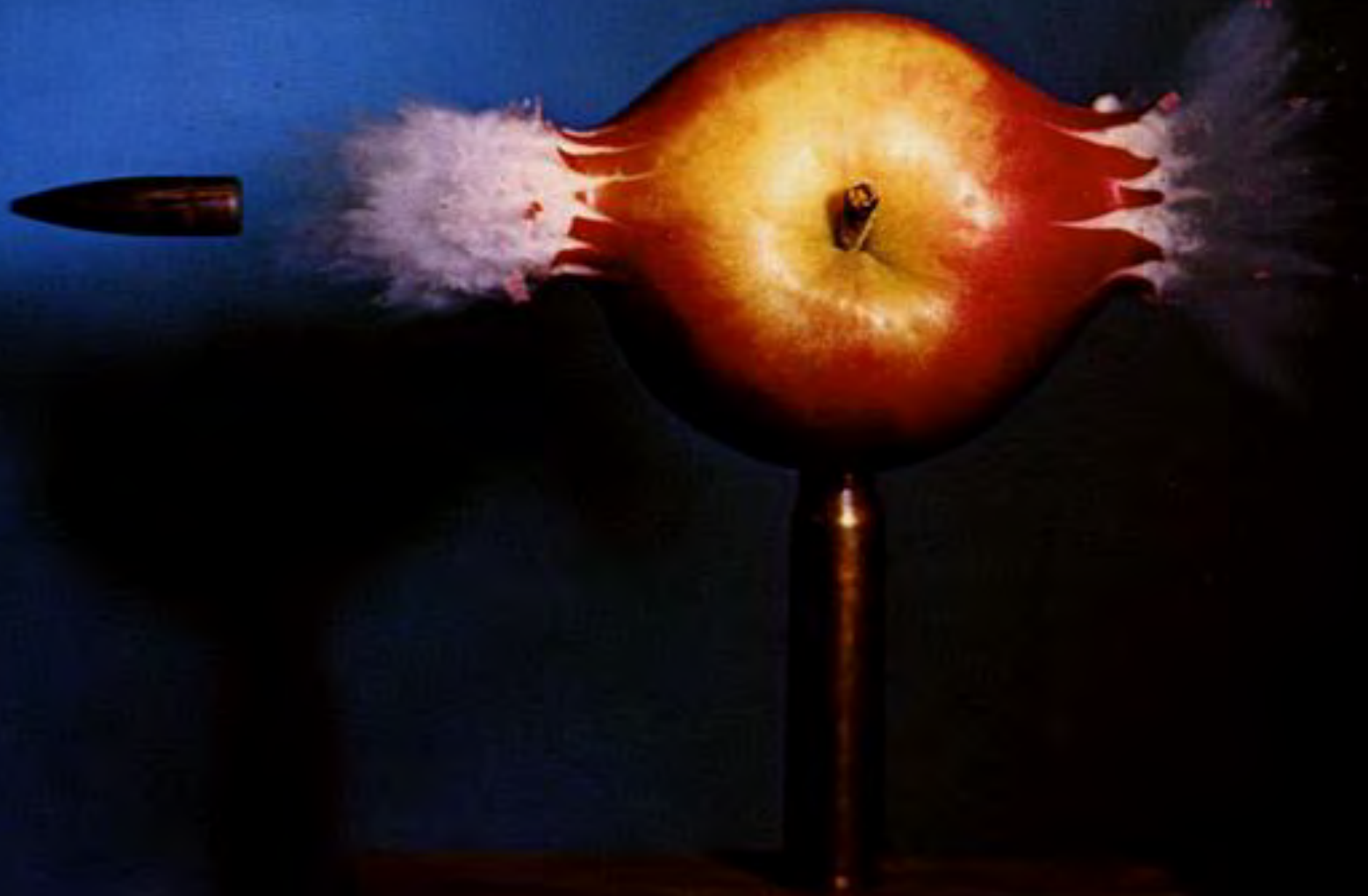


Uvažujme  
srážku  
dvou komárů

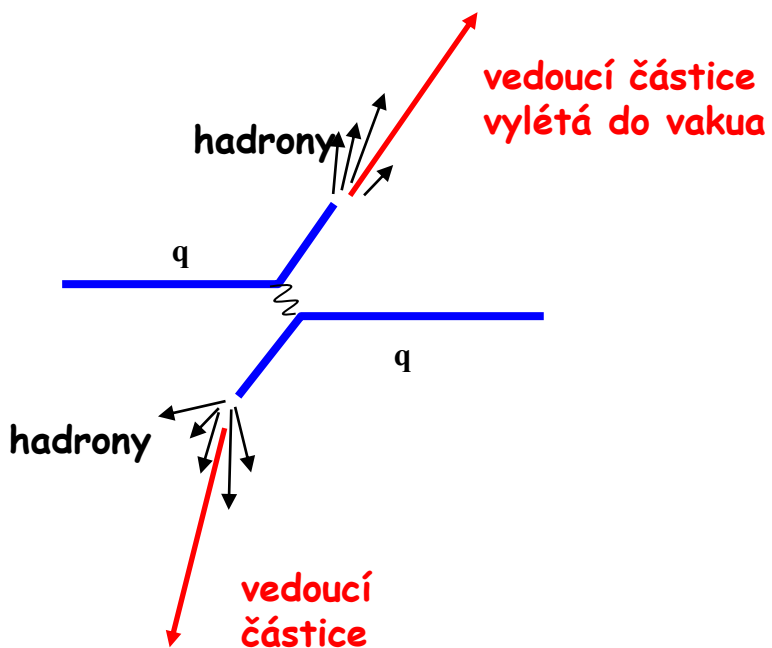


$$2 \times \frac{1}{2} m v^2 = (1g) \times (10cm/s)^2 = 10 \mu J$$

# Tomografie plazmatu

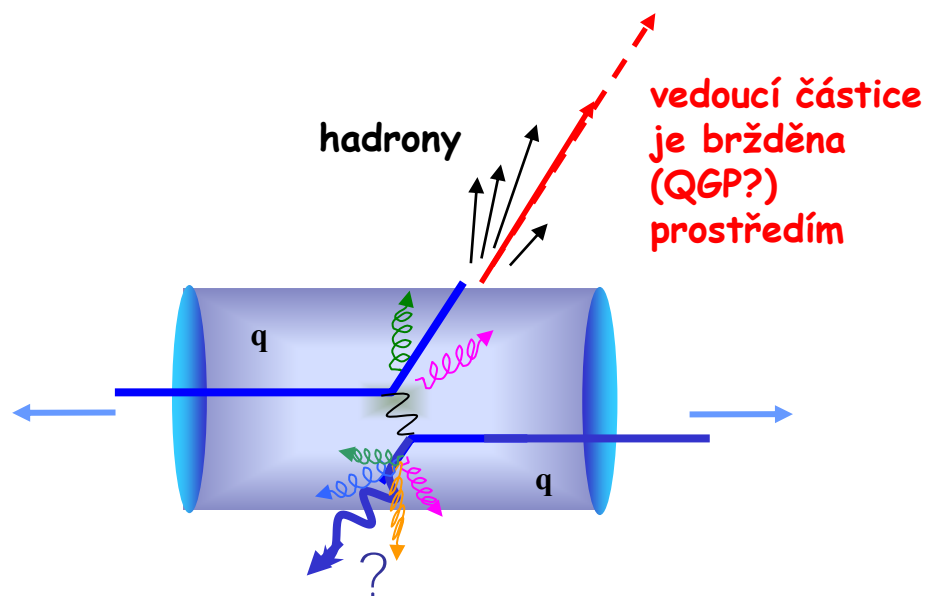


# Produkce hadronových spršek ("jetů")



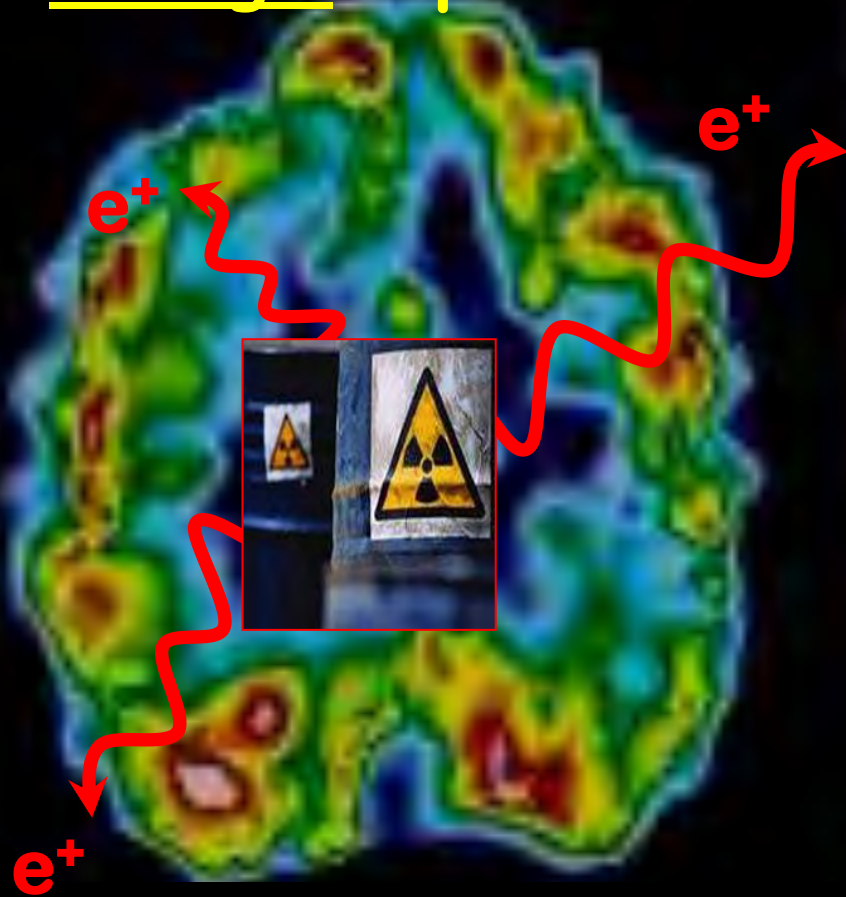
srážka dvou protonů

srážka dvou jader



# Tomografie plazmatu

## analogie s pozitronovou emisní tomografií (PET)

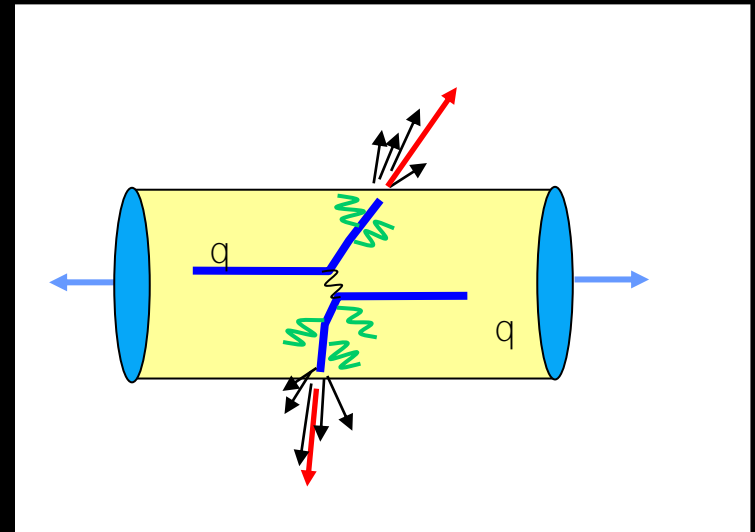


Radionuklidy:

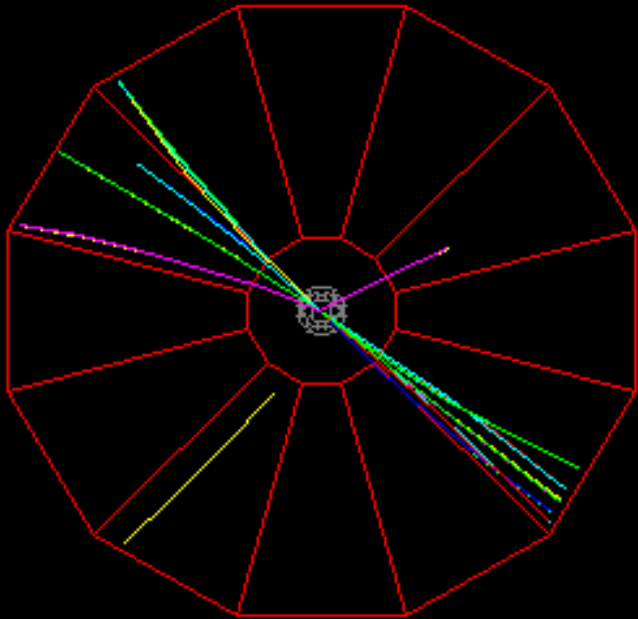
$^{11}\text{C}$ ,  $^{13}\text{N}$ ,  $^{15}\text{O}$ ,  $^{18}\text{F}$

úlohu radionuklidů hrají tvrdé srážky k nimž dochází na počátku srážky jader.

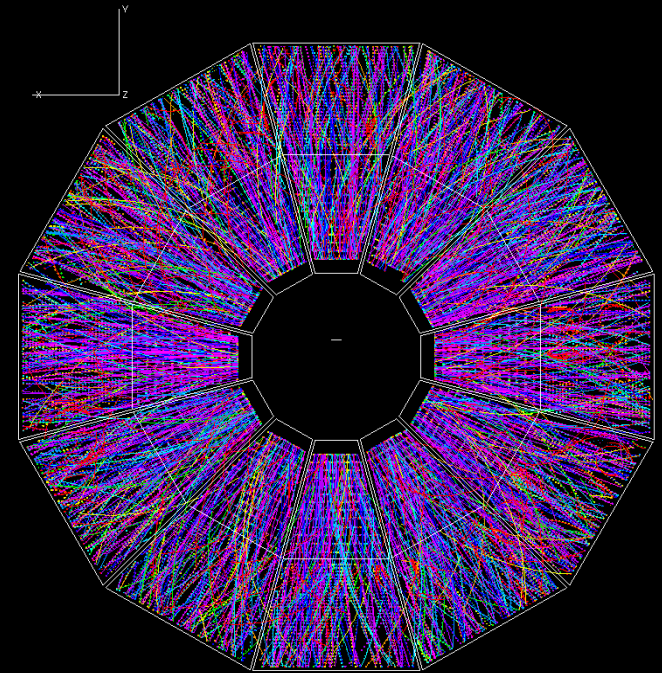
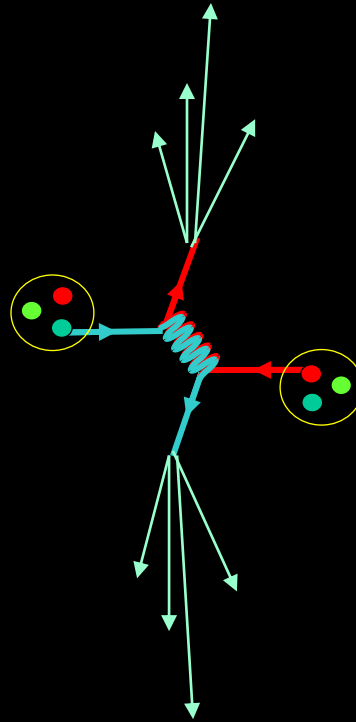
roli záření beta přebírají kvarky a gluony prolétávající plazmatem



# Produkce „tvrdých“ částic v proton-protonových a jádro-jaderných srážkách na RHIC



$p+p \rightarrow \text{jet} + \text{jet}$

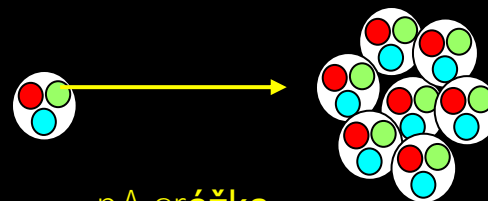


$\text{Au} + \text{Au} \rightarrow \text{cokoliv}$

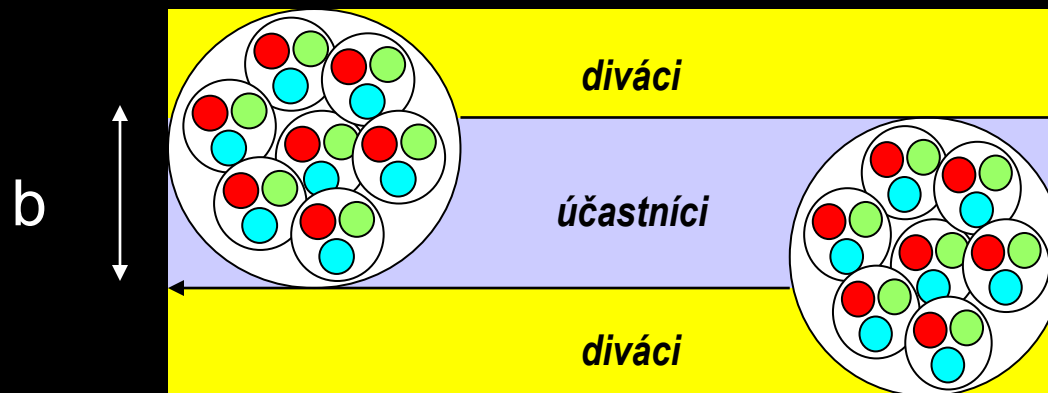
# Srážky protonů a jader



pp srážka



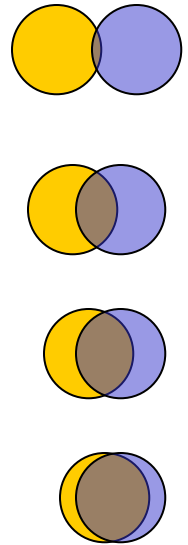
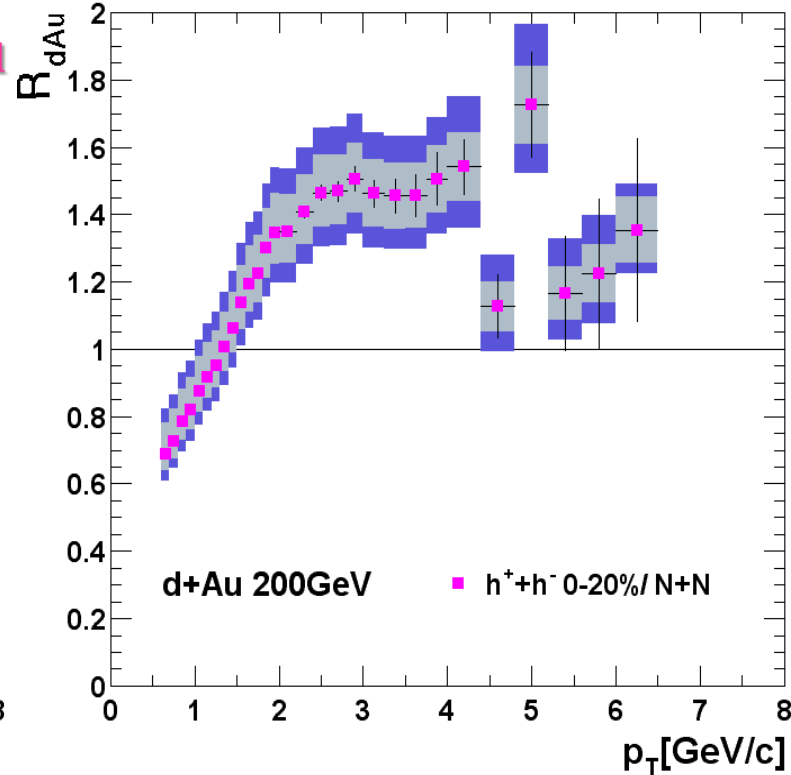
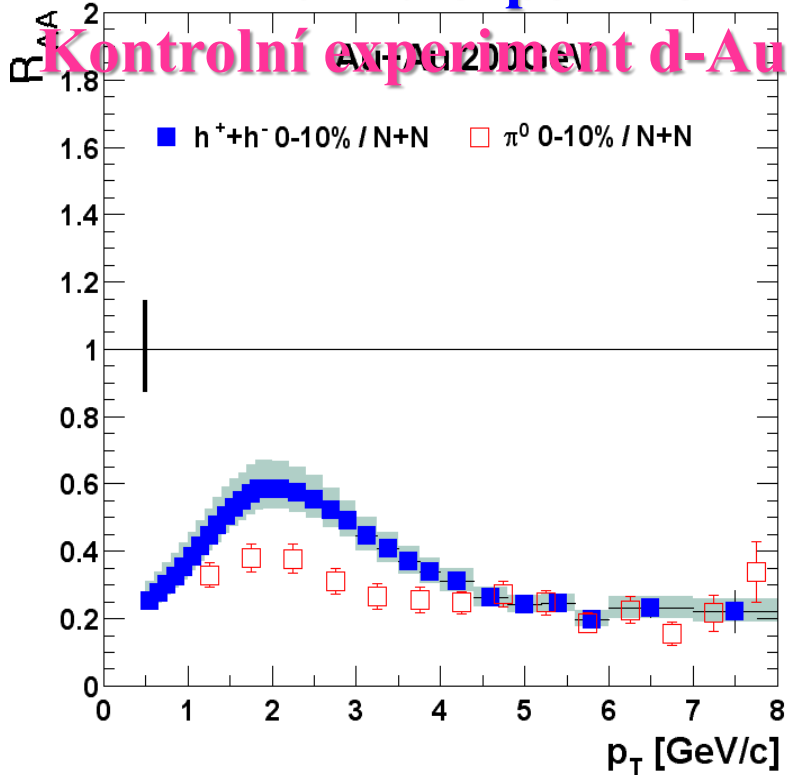
pA srážka



AA srážka

# Potlačení hadronů s velkým $p_T$

## Au-Au experiment



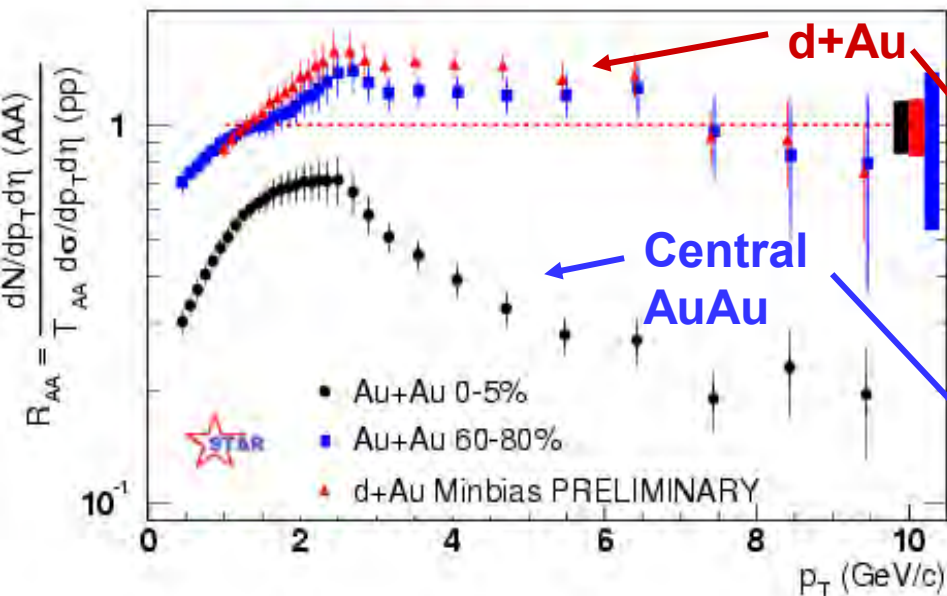
- Dramaticky rozdílná (opačná) centrální závislost

$$R_{AA}(p_T) = \frac{S_{inel}^{pp}}{\langle N_{binary} \rangle} \frac{d^2 N^{AA} / d^2 p_T dh}{d^2 S^{NN} / d^2 p_T dh}$$

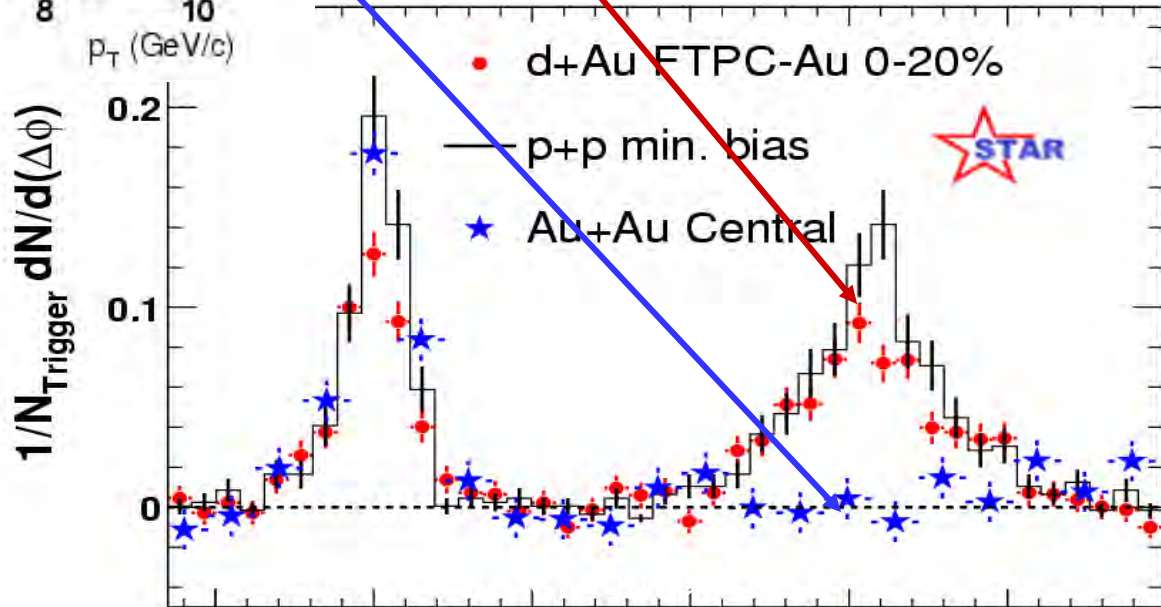
⇒ V centrálních srážkách Au-Au vzniká nový stav jaderné hmoty.



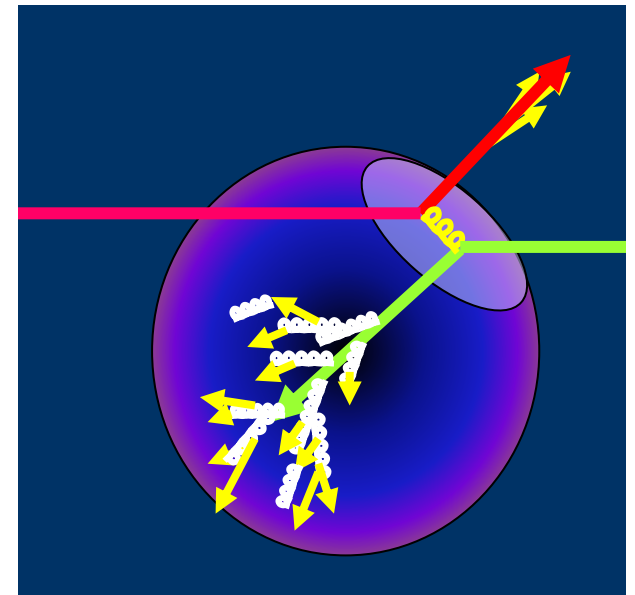
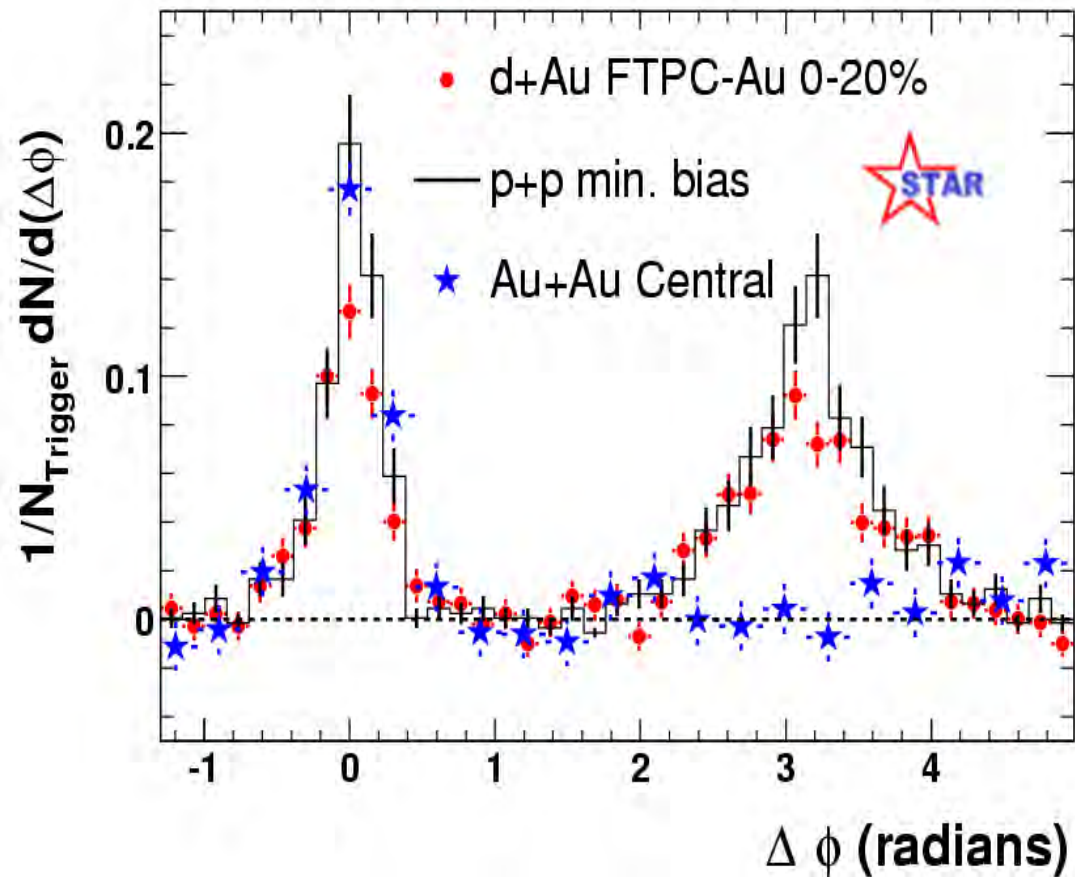
# *Jiný pohled na potlačení jetů:*



*dvoučásticové  
azimutální  
korelace*



*Otázka: „Jak moc je nová hmota neprůzračná pro tvrdé částice?“*

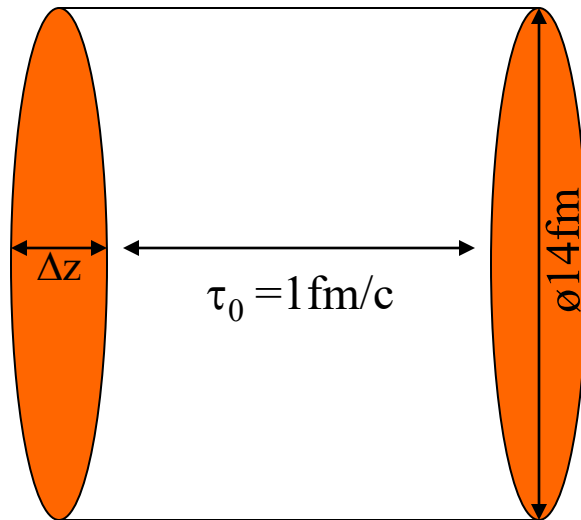


Odpořď: „Úplně“

# Jak hustá je vzniklá hmota?



$$\Delta z = \frac{2R}{\gamma} \simeq .14 \text{ fm}$$



(podle Jamese Bjorkena)

$$\varepsilon_{Bj}(\tau_0) = \frac{1}{\pi R^2 \tau_0} \frac{dE_T}{dy}$$

$$\varepsilon_{Bj}(1 \text{ fm}/c) \approx 5.5 \text{ GeV}/\text{fm}^3 \approx 30 \times \rho_0 \approx 10 \times \rho_N$$

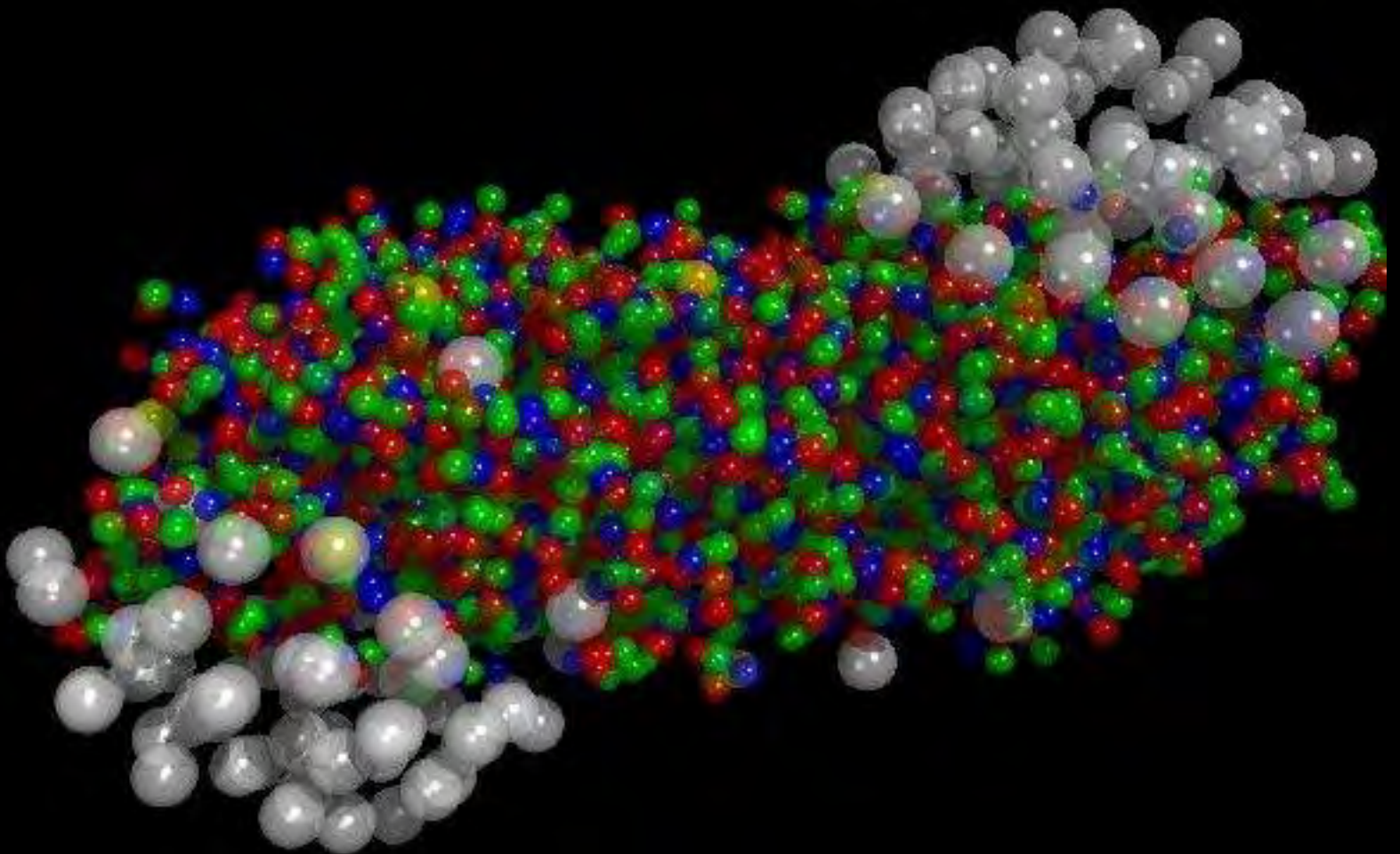
$$\varepsilon_{Bj}(0.35 \text{ fm}/c) \approx 16 \text{ GeV}/\text{fm}^3 \approx 95 \times \rho_0 \approx 30 \times \rho_N \quad (\tau_0 \approx 1/m_T)$$

$$\varepsilon_{Bj}(0.14 \text{ fm}/c) \approx 40 \text{ GeV}/\text{fm}^3 \approx 235 \times \rho_0 \approx 80 \times \rho_N \quad (\tau_0 \approx 1/Q_s)$$

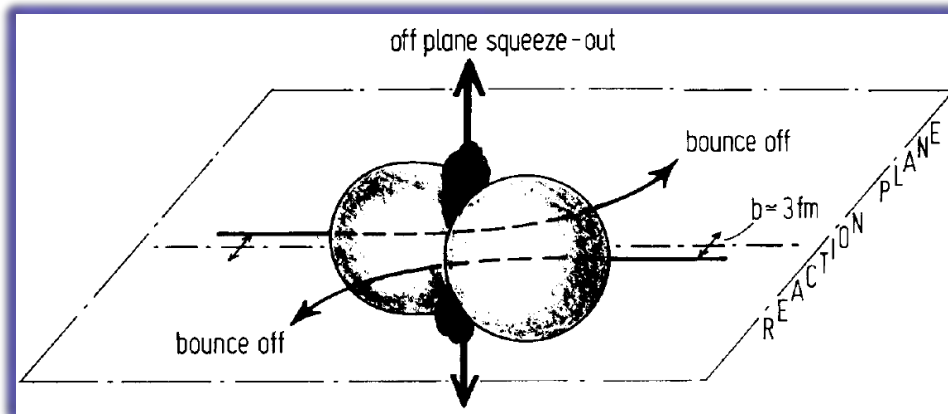
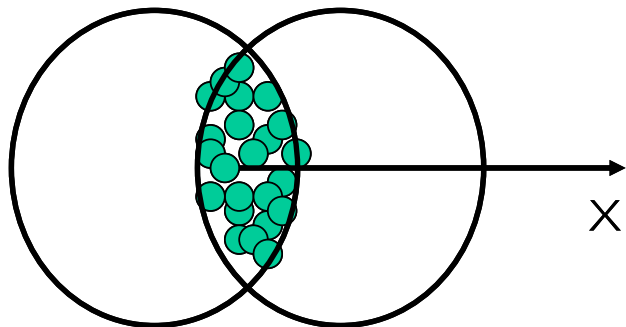
$\rho_0$  = hustota atomového jádra

$\rho_N$  = hustota hmoty uvnitř nukleonu

# *Měření tlaku plazmatu*



# *Eliptický tok: v rovině srážky nebo mimo*



W. Greiner & Co.  
PRC 25 (1982) 1873



J.-Y. Ollitrault  
PRD 46 (1992) 229,  
PRD 48 (1993) 1132

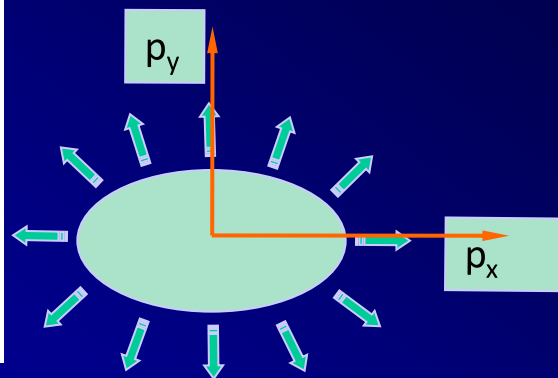
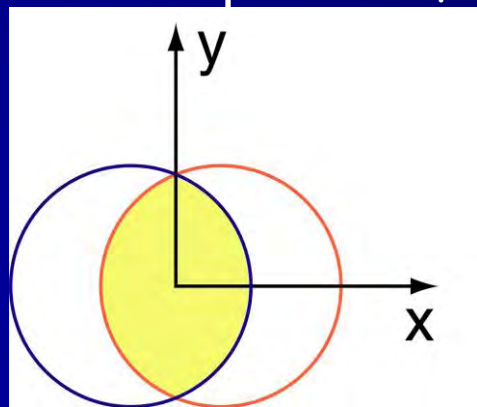
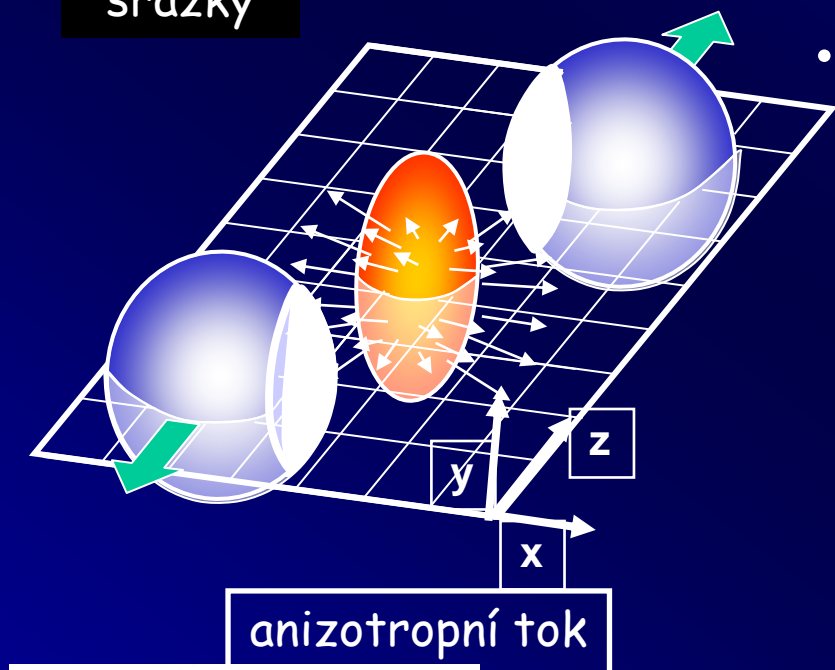
**$\underline{v}_2 < 0$** : při energiích  $100 \text{ A MeV} \leq E_{\text{beam}} \leq 5 \text{ A GeV}$  pomalu se pohybující spektátorová hmota znemožňuje emisi participujících nukleonů či nově vzniklých částic v rovině srážky. Ty se pak jeví jako „vymáčkuté“ z reakční zóny.

**$\underline{v}_2 > 0$** : při vyšších energiích stínění vymizí a interakce meziprodukovanými částicemi vedou k preferenční emisi ve srážkové rovině.



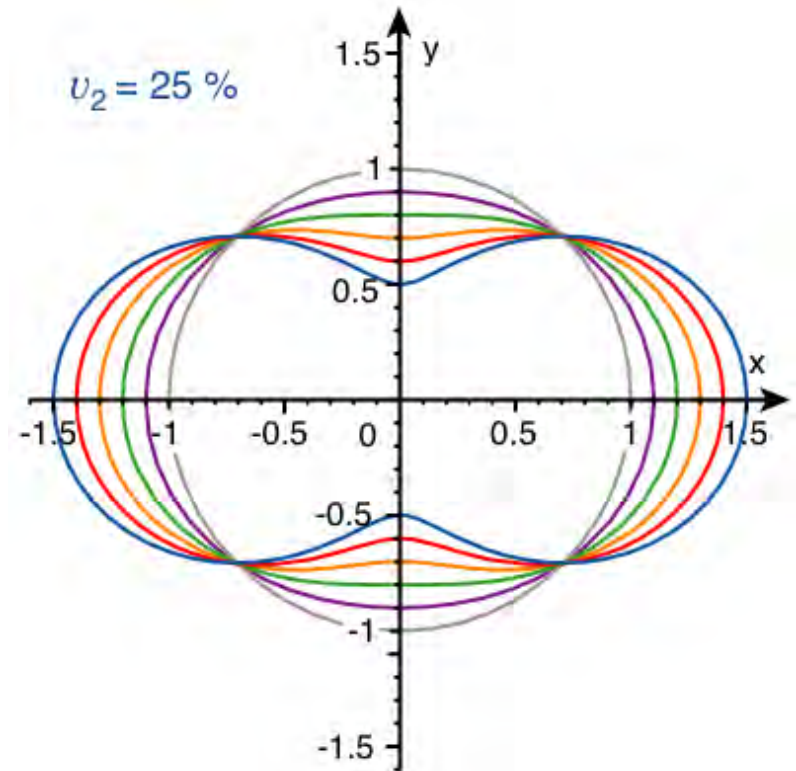
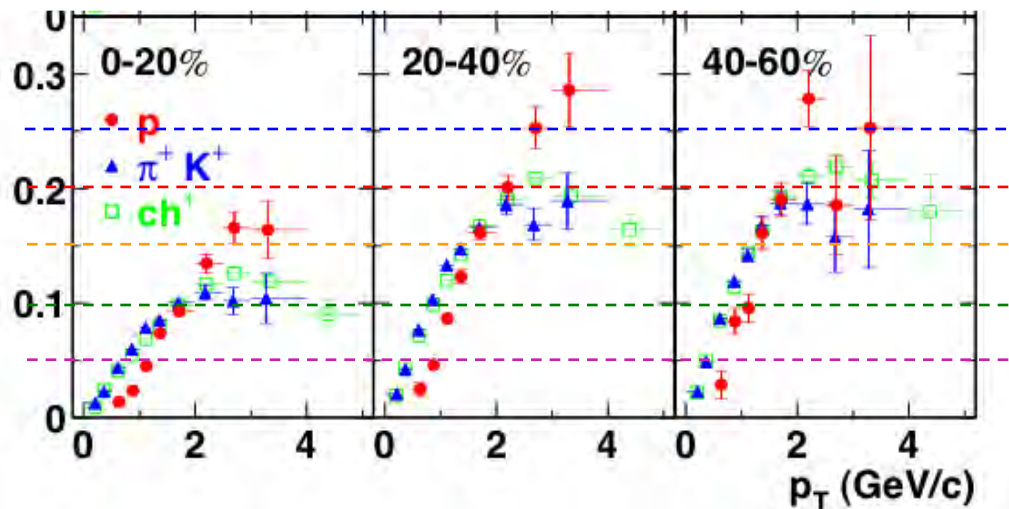
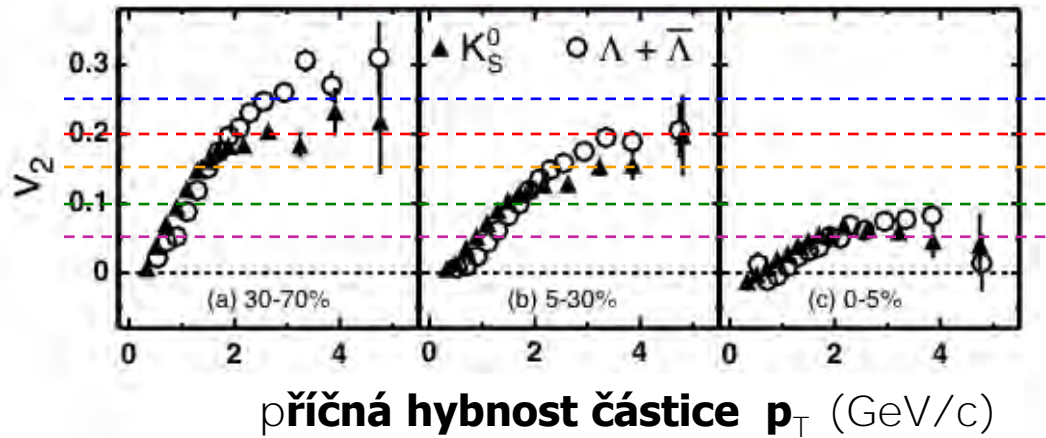
# Eliptický tok částic: “nejlepší barometr”

Periferní srážky



- Oblast překrytí dvou jader v periferních srážkách má **čočkovitý tvar**
  - Pro částice je snazší vyletět ve směru x nežli ve směru y
  - Interakce mezi částicemi vytváří tlakový gradient, který umožňuje změřit počáteční anizotropii v souřadnicovém prostoru pomocí měření anizotropie v hybnostním prostoru

# *Eliptický tok částic s velkým $p_T$ je obrovský !*

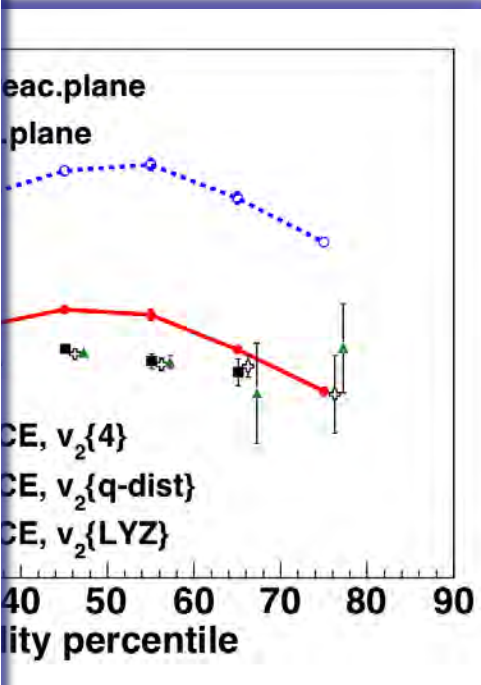
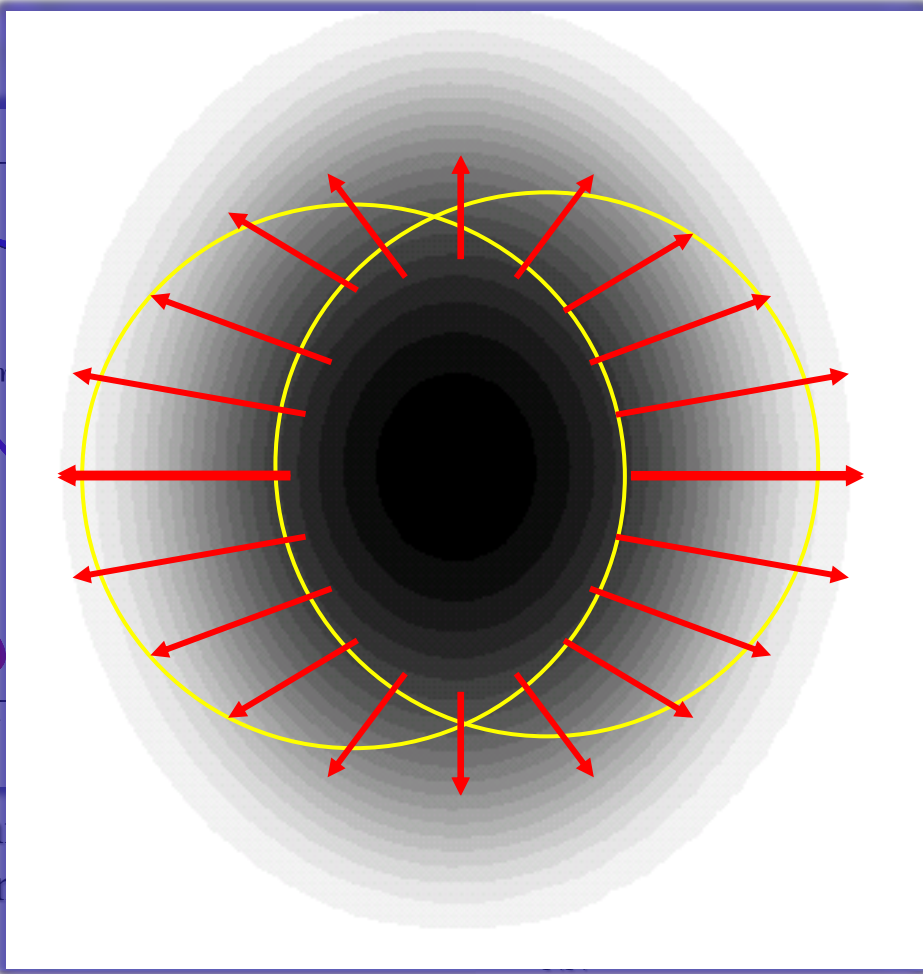
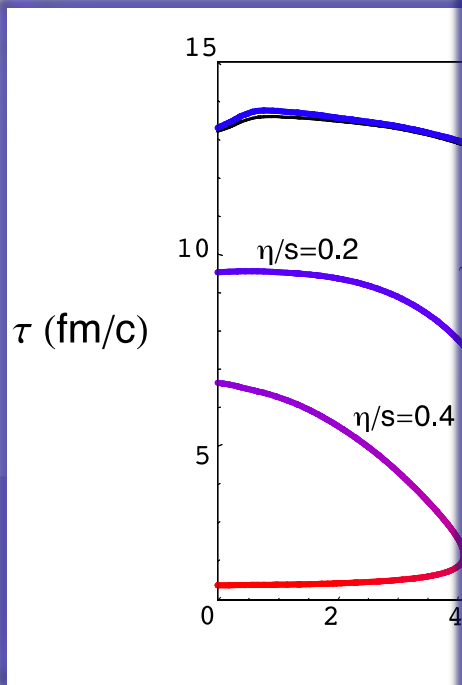


$$1 + 2 v_2 \cos 2\varphi$$

$V_2 = 0.25$  znamená, že 3 x více částic vyletí ve směru  $x$  (do reakční roviny) než do směru  $y$  (tj. mimo reakční rovinu)



# Hydrodynamika



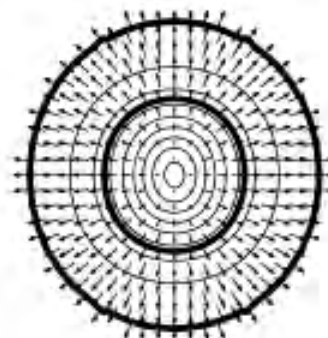
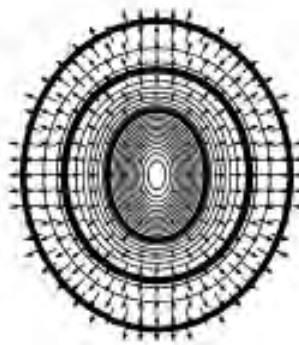
Poloha ploch vymrzávaní  
srážky Au-Au collision

okru nabitých částic  
žkách Pb-Pb při energii

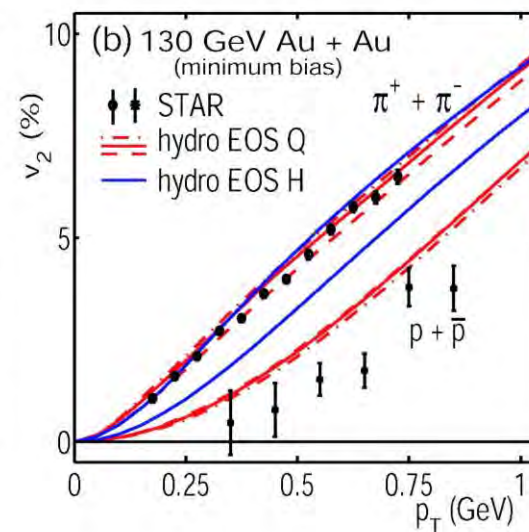
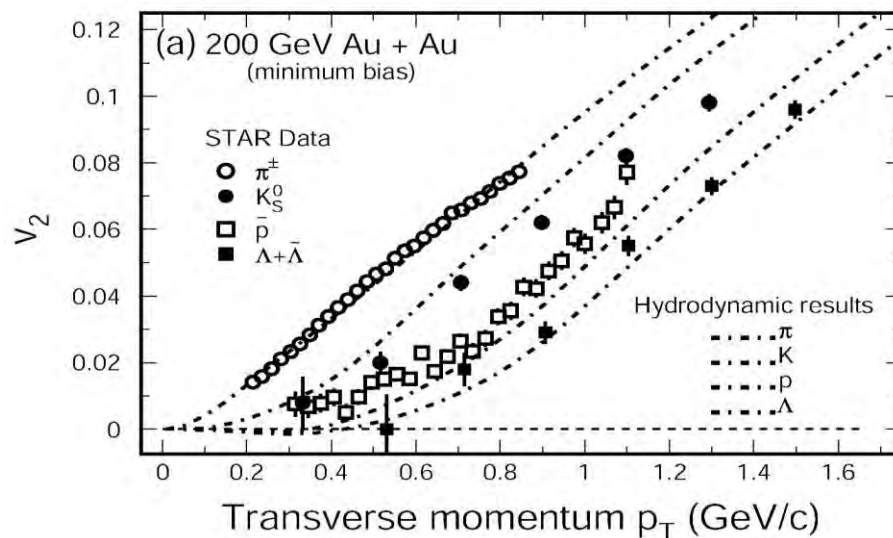
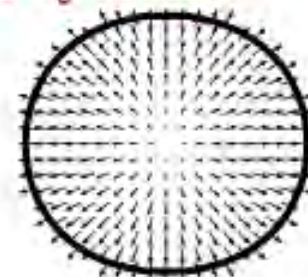
Rychlý pokles počáteční prostorové anizotropie způsobený přerozptylem částic a tvrdostí stavové rovnice ( $K = \rho dp/d\rho|_{s=\text{const.}}$ ) jaderné hmoty vede k “samozhášení” eliptického toku: **Jestliže se eliptický tok nevytvoří brzy po srážce, tj. v době kdy má systém ještě počáteční prostorovou deformaci, pak později již nevznikne ( $v_2=0$ ) !**

# *Souhlas experimentálních dat s hydrodynamickými výpočty je nejsilnějším argumentem ve prospěch kvark-gluonové kapaliny*

$\tau - \tau_0 = 3.2 \text{ fm}/c$

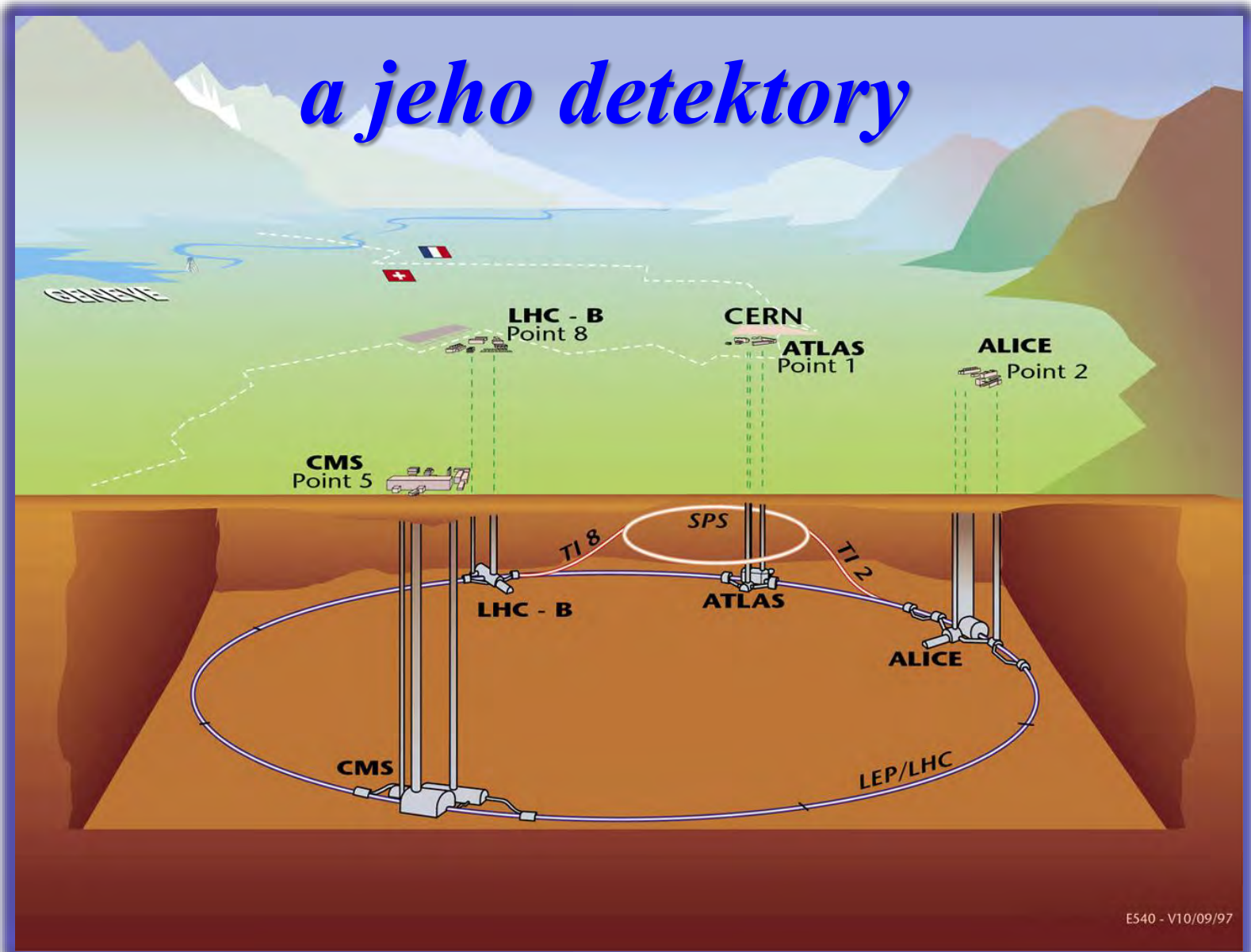


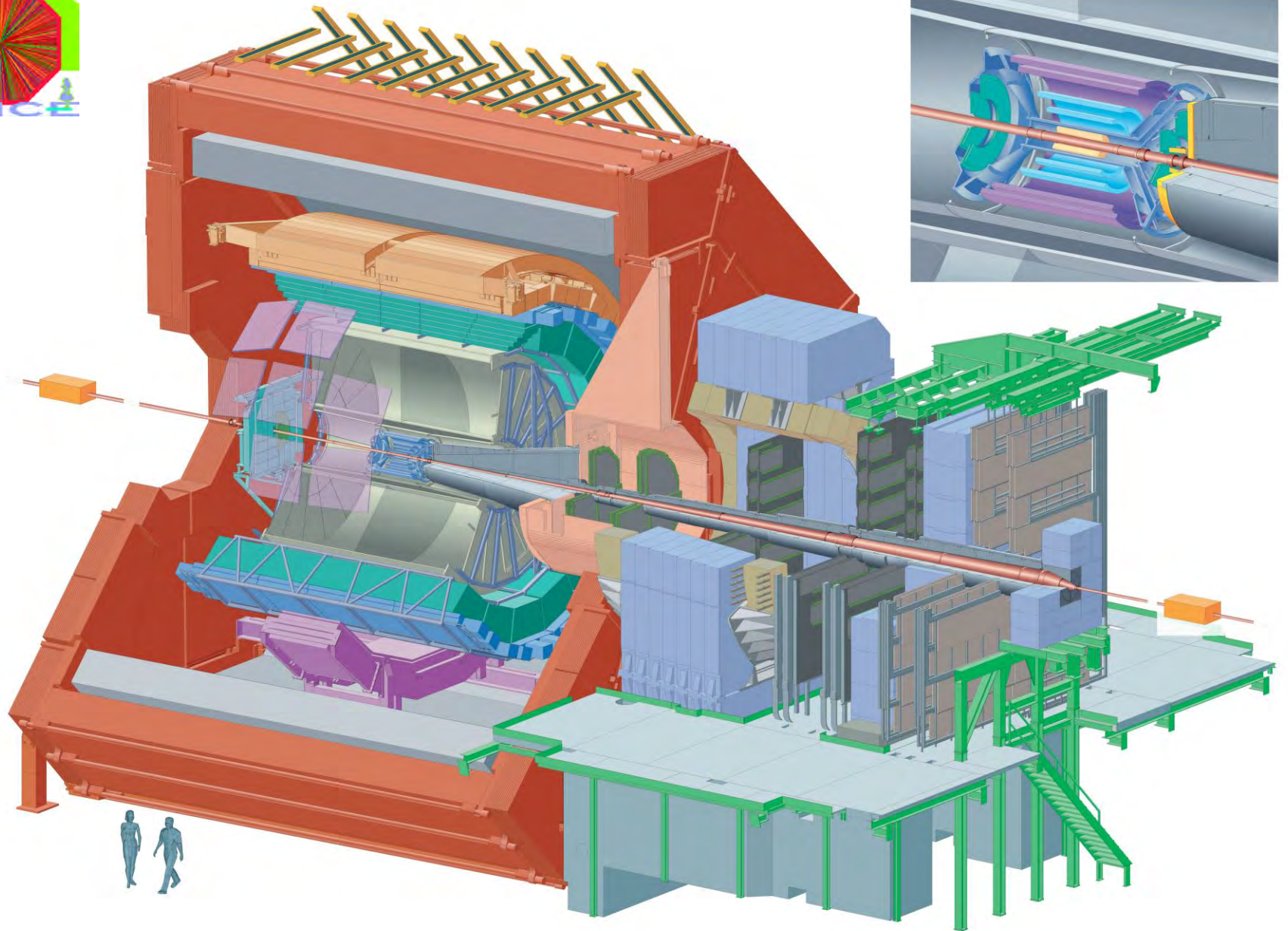
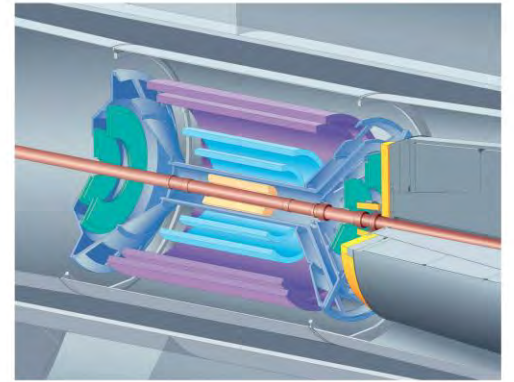
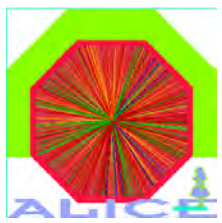
$\tau - \tau_0 = 8 \text{ fm}/c$



# *Velký srážek hadronů (LHC)*

## *a jeho detektory*





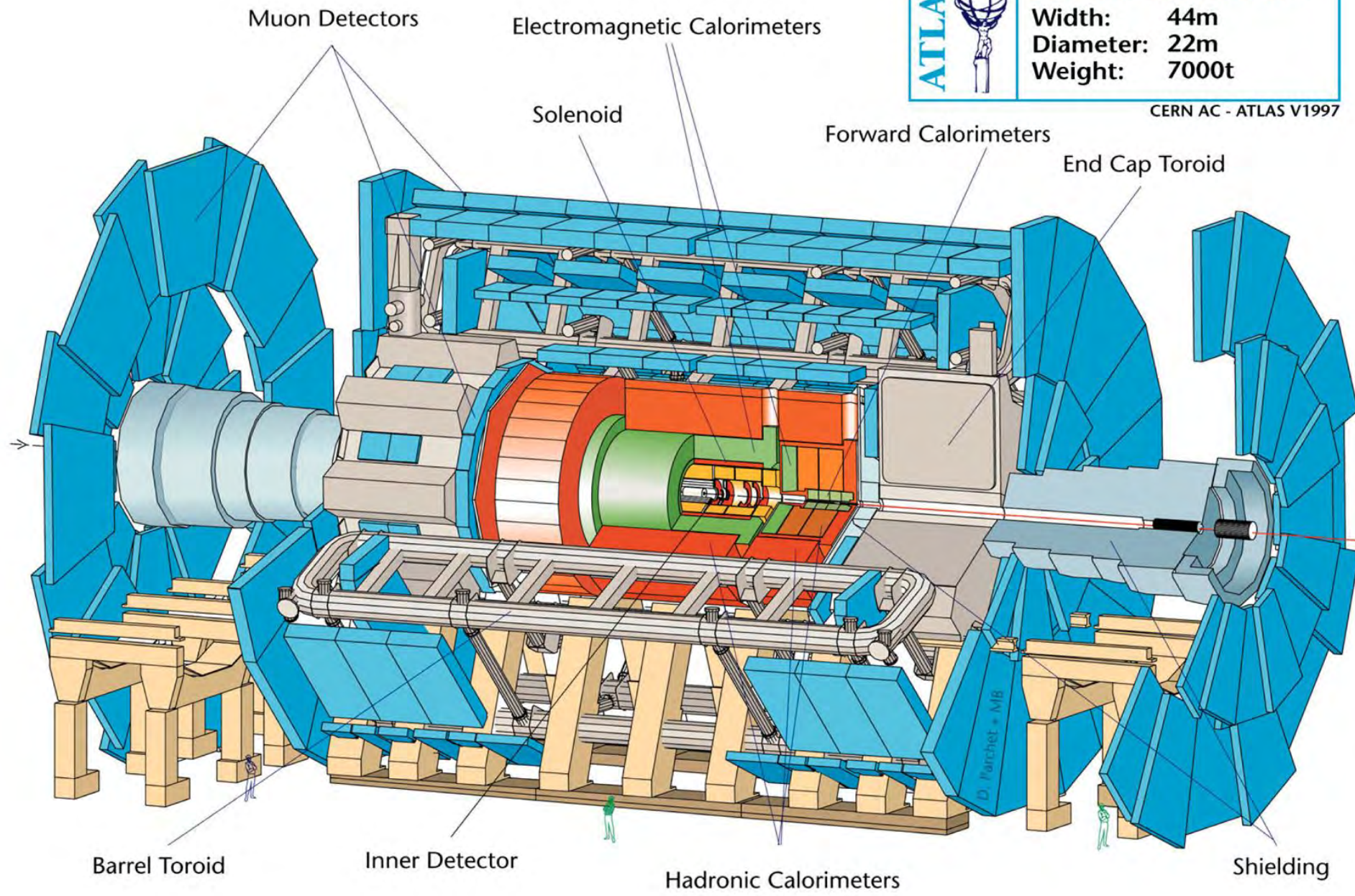
16x16x26 m<sup>3</sup>, celková váha ≈ 10 000t, 18 různých detektorů

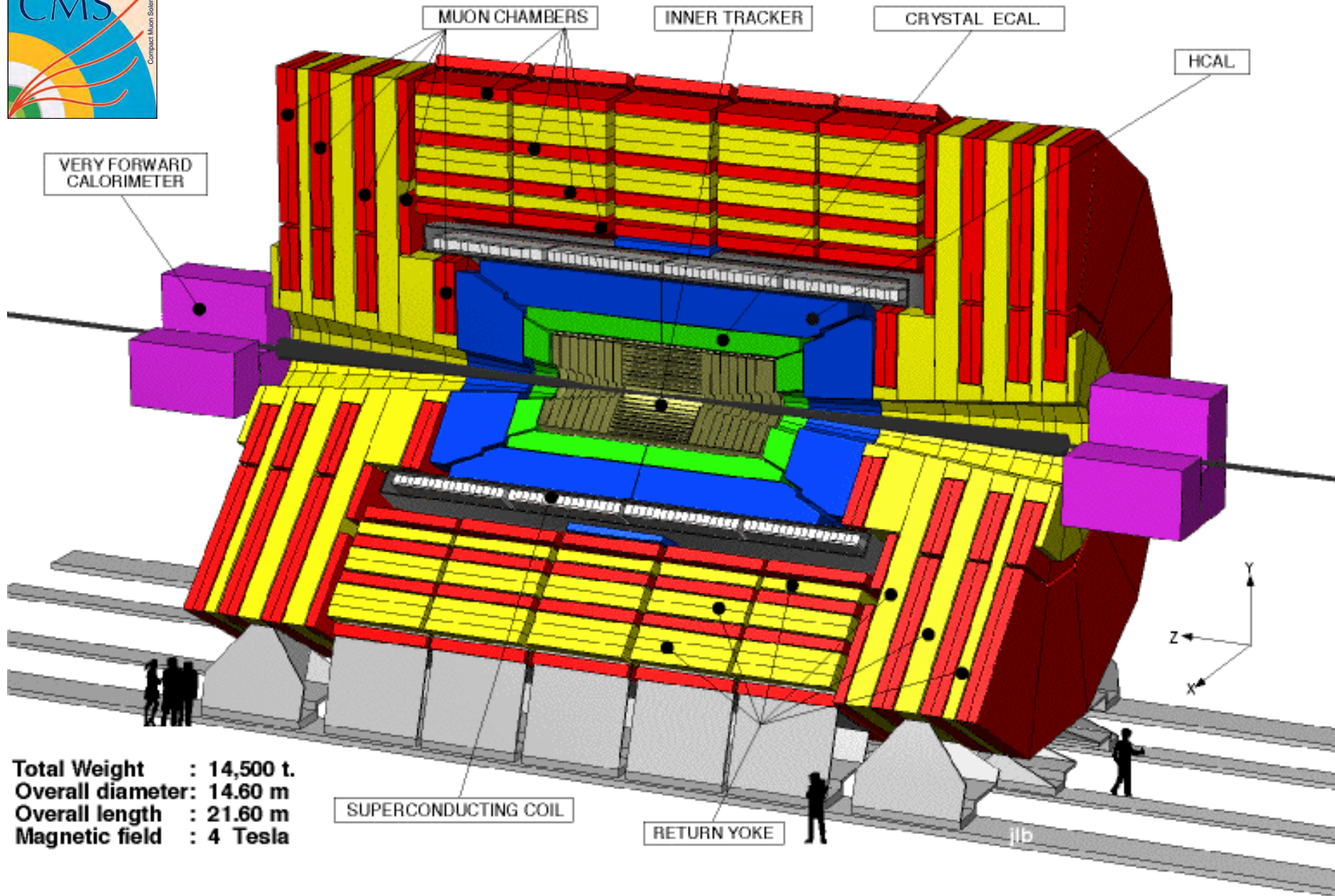


### Detector characteristics

**Width:** 44m  
**Diameter:** 22m  
**Weight:** 7000t

CERN AC - ATLAS V1997





**Total Weight** : 14,500 t.  
**Overall diameter**: 14.60 m  
**Overall length** : 21.60 m  
**Magnetic field** : 4 Tesla

SUPERCONDUCTING COIL

RETURN YOKE

jlb

# Soustava urychlovačů v CERN

