



Úvod do fyziky srážek těžkých iontů

Martin Spousta

Ústav částicové a jaderné fyziky



Úvod do fyziky srážek těžkých iontů (... a trochu toho, co děláme)

Jiří Dolejší, Tomáš Kosek, Radim Slovák, Martin Spousta

Weizmann (IL)

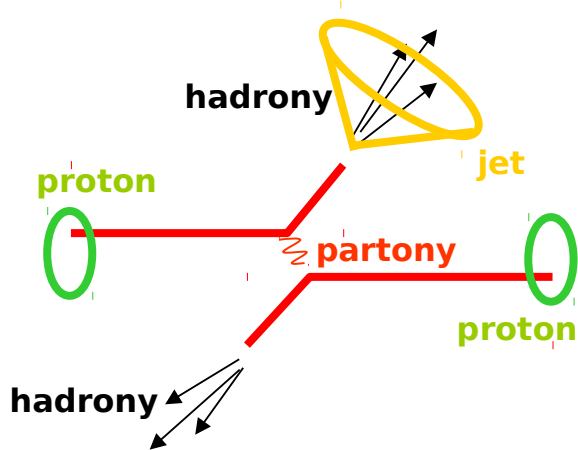
Laussane (CH)

former: Petr Balek, Martin Rybář, Pavol Štefko, ...

Urbana (USA)

Ústav částicové a jaderné fyziky

Co se děje v proton-protonové srážce?

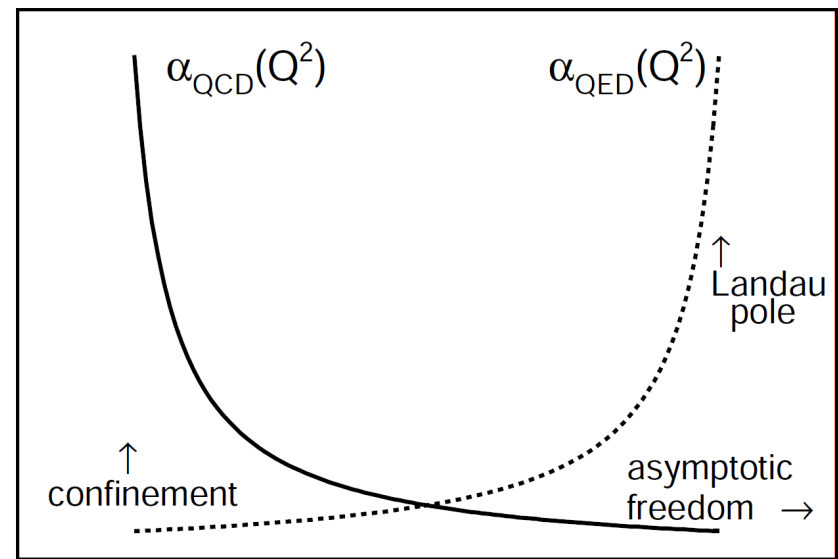


- Pokud si dva protony předají dostatečně velkou hybnost lze srážku (nepružný rozptyl) popisovat poruchově v rámci teorie zvané kvantová **chromodynamika** (QCD, chroma = barva, nové kvantové číslo).
- Dva základní pojmy v této teorii: partony a jety.

- **Parton:** kvark nebo gluon nesoucí určitou frakci hybnosti protonu. V prvním řádu poruchové teorie si typicky dva partony vymění barevný gluon za vzniku jiných dvou partonů.
- Díky confinementu nemůžeme pozorovat volné kvarky, jen bezbarvé gluony. Jet: **při velké předané hybnosti** hadrony tvoří kolimovanou spršku, kterou nazýváme jet.

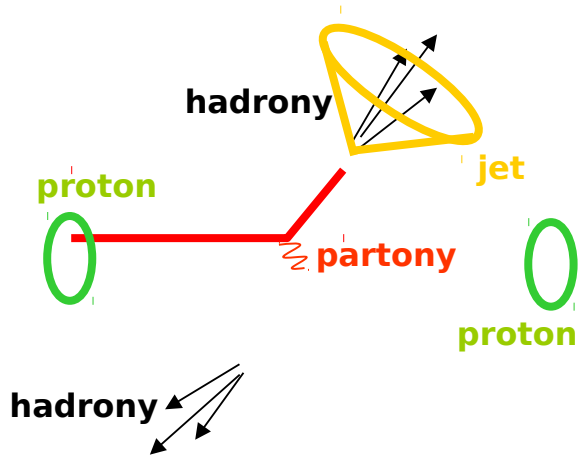
probing small distance scales (x) \rightarrow

$\alpha_{\text{eff}}(Q^2)$

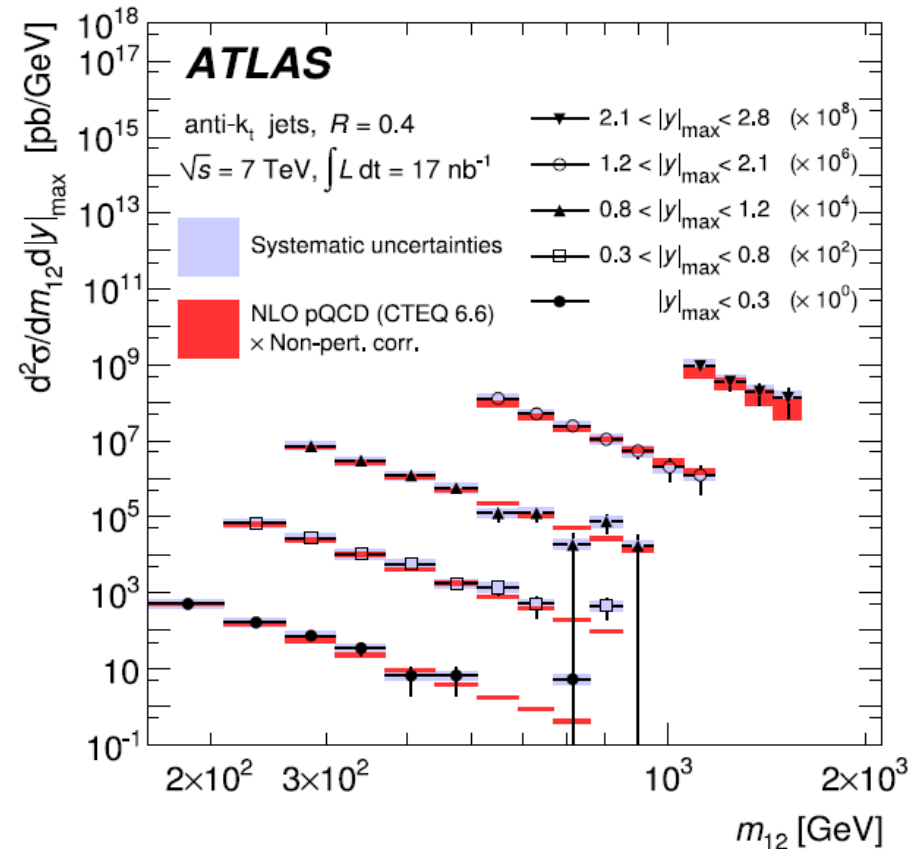


large momentum transfer (Q^2) \rightarrow

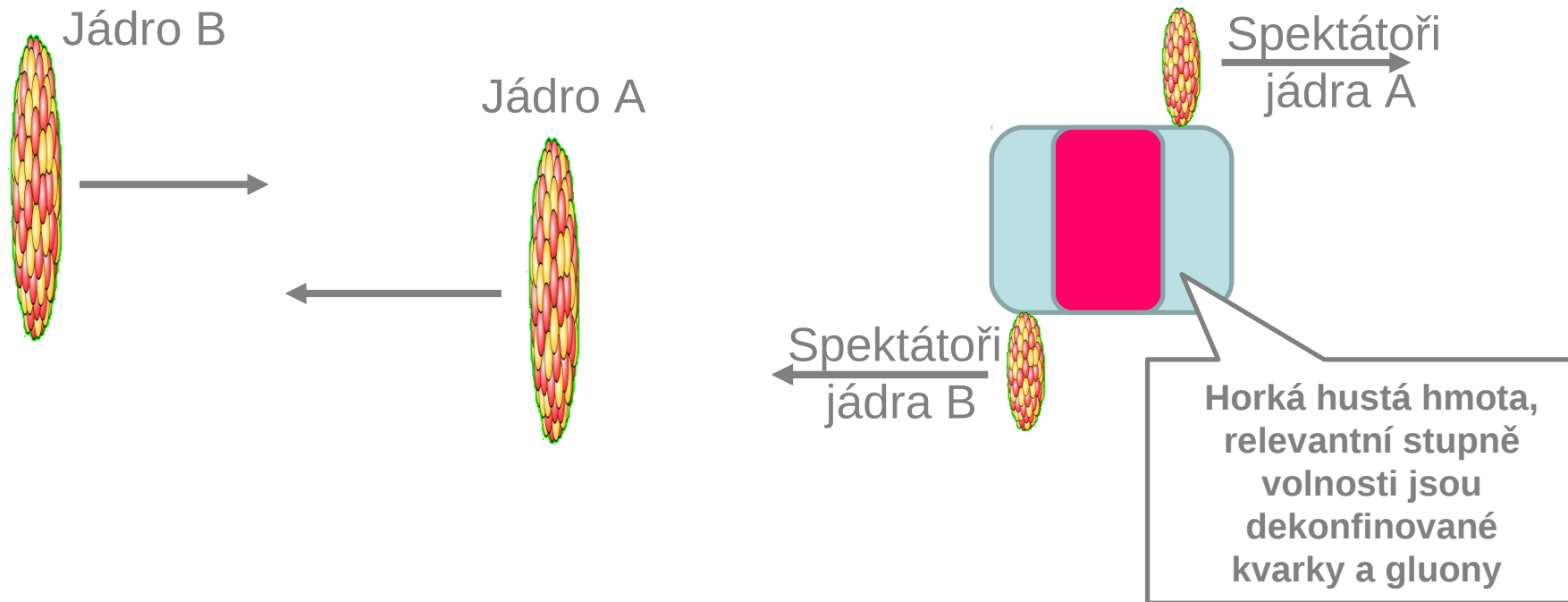
Co se děje v proton-protonové srážce?



- Jet = jeden ze **základních nástrojů** pro zkoumání fyziky na LHC (silná interakce, přesné proměřování SM, fyzika za SM)
- Mimo tvrdé procesy v pp srážkách vidíme mnoho zajímavých jevů spojených s tzv. „**soft QCD**“ (difrakce, korelace mezi produkcí tvrdých a měkkých částic & „underlying event“, barevné vazby, multipartonové interakce, nenulová počáteční transversální hybnost, ...)

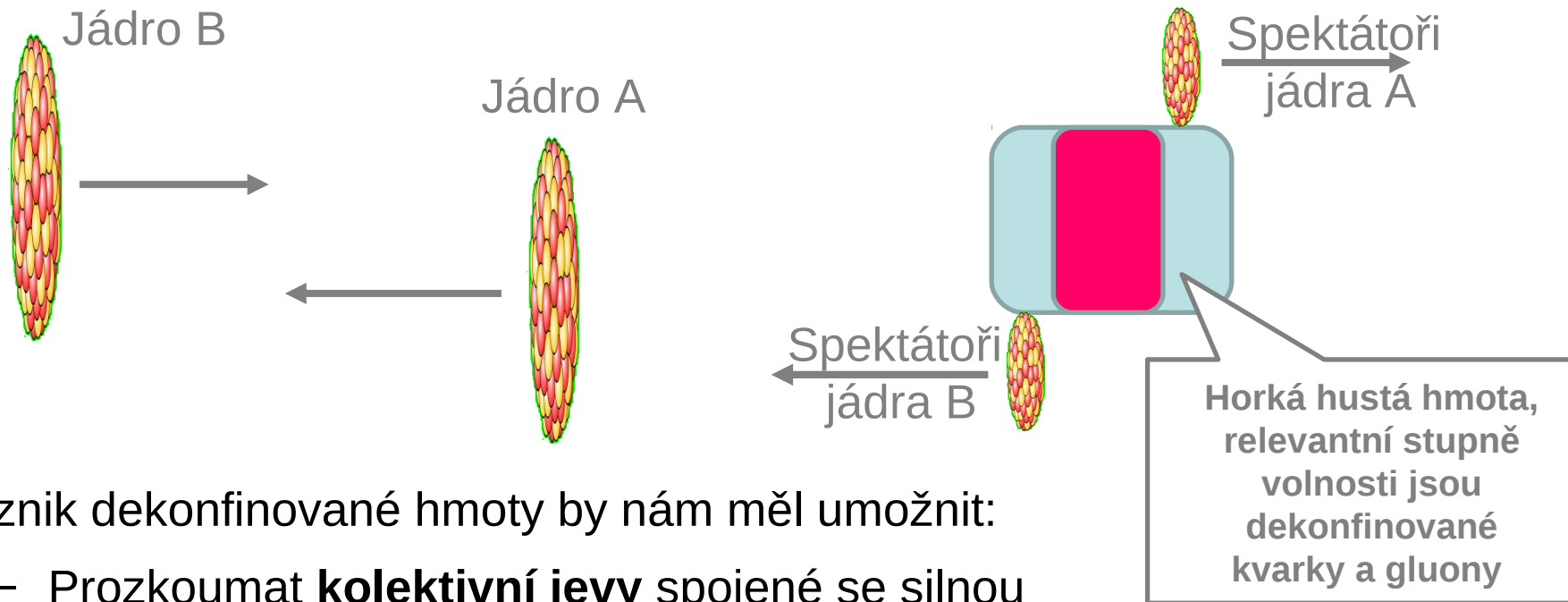


Proč srážet těžké ionty?



- Nejde o superpozici mnoha p+p srážek (RHIC).
- Vzniká „dekonfinovaná hmota“ ($T_c^{\text{Lattice}} = 170 \text{ MeV}$).

Proč srážet těžké ionty?

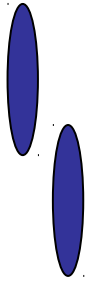


- Vznik dekonfinované hmoty by nám měl umožnit:
 - Prozkoumat **kolektivní jevy** spojené se silnou interakcí a studovat silnou interakci **v neporuchovém režimu**
 - Prozkoumat otázku **fázového přechodu** mezi dekonfinovanou hmotou volných kvarků a gluonů a hadrony. Lépe porozumět **hadronizaci**.
 - Studovat **problém vyzařování**.
 - Studovat stav hmoty podobný hmotě, která byla přítomna **v raných fázích vývoje vesmíru**.

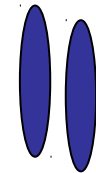
Základní pojem: centralita srážky



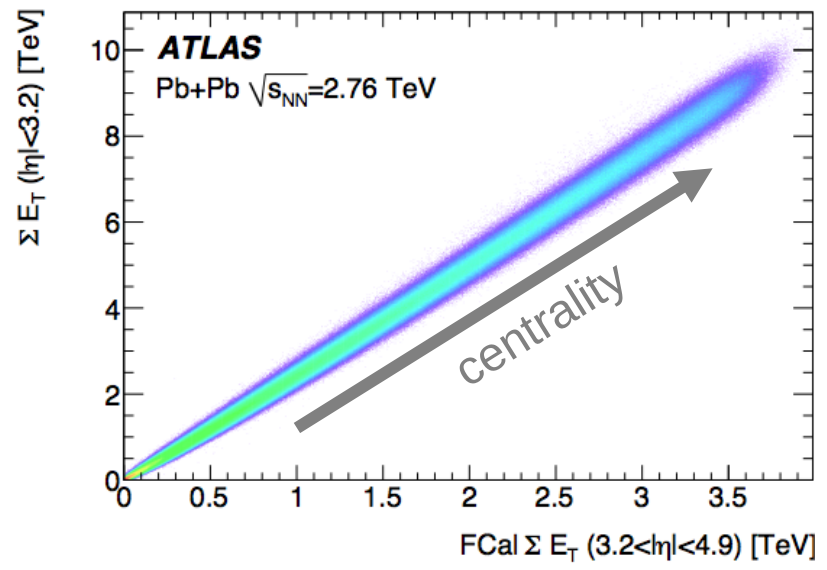
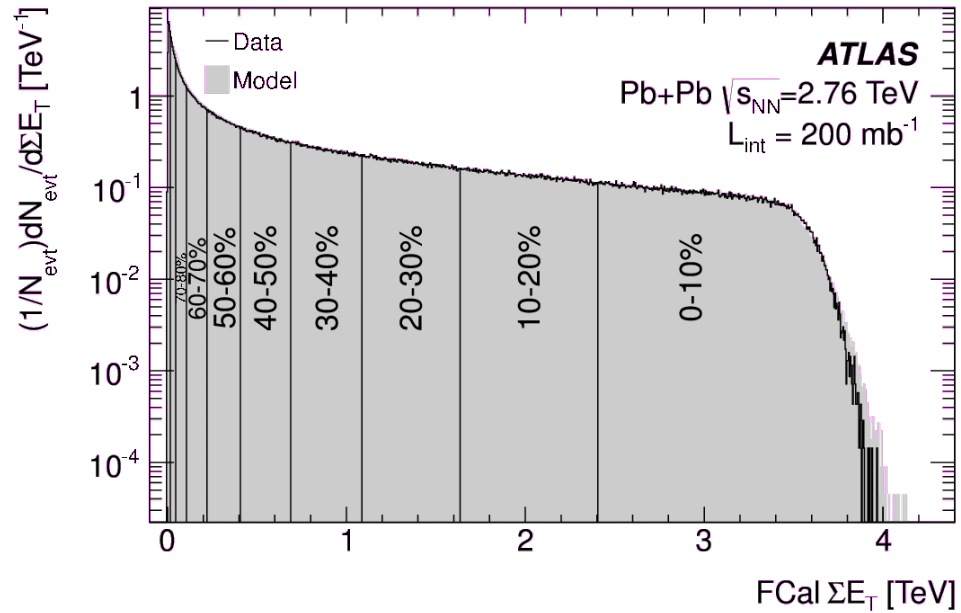
the most peripheral collision



the most central collision



- Centralita = míra překryvu dvou srážejících se jader
- Více centrální srážka – potenciál pro vznik dekonfinované hmoty
- Kvantifikace centrality pomocí celkové energie měřené v dopředných kalorimetrech



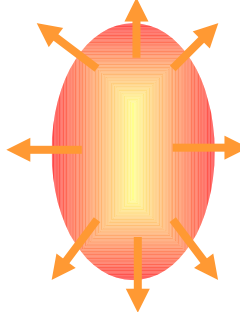
Základní pojem: centralita srážky



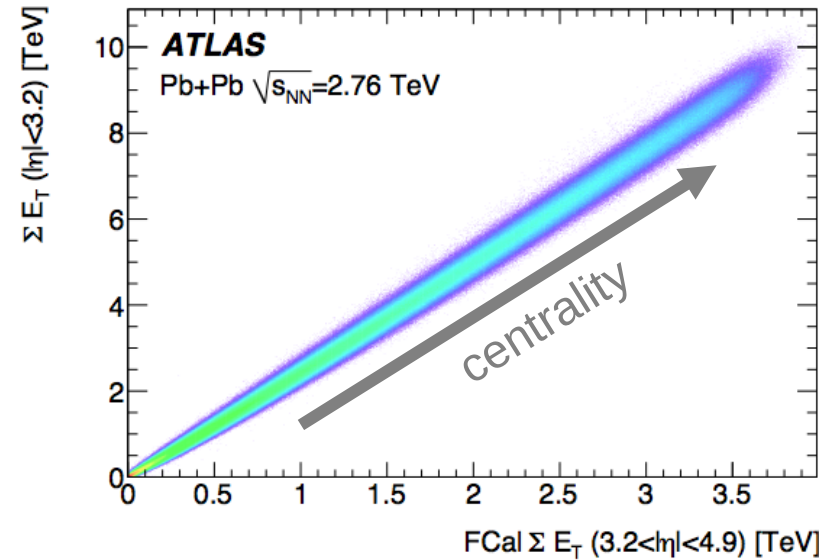
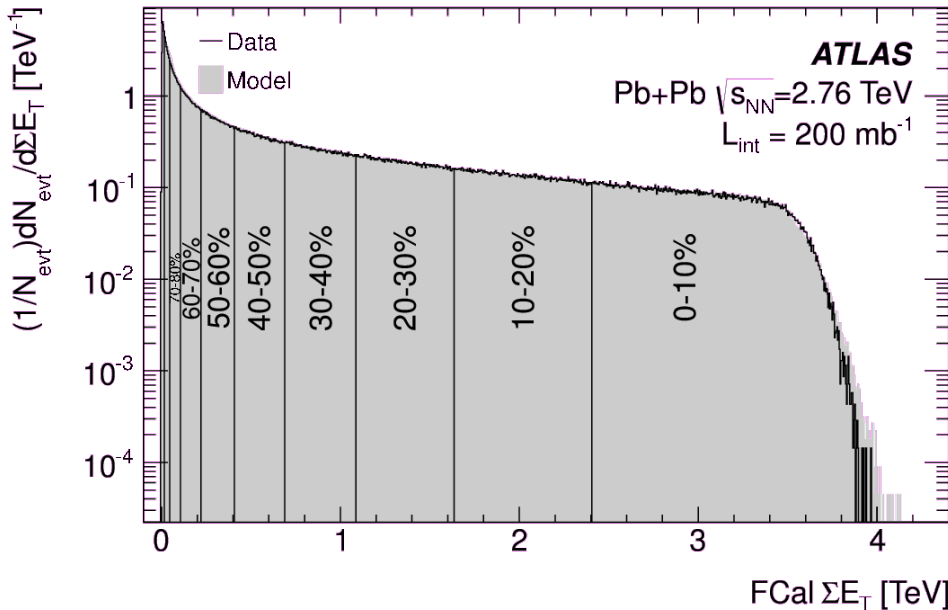
the most peripheral collision



the most central collision



- Centralita = míra překryvu dvou srážejících se jader
- Více centrální srážka – potenciál pro vznik dekonfinované hmoty
- Kvantifikace centrality pomocí celkové energie měřené v dopředných kalorimetrech



Co vidíme ve srážkách těžkých iontů?



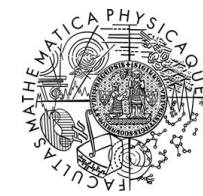
- Změny v poměrech produkovaných částic.
- Změny v celkovém toku energie (tzv. eliptický tok).
- Změny chování jetů a tvrdých částic („shášení jetů“ a potlačení produkce harmonií)
- Rozptyl fotonů na fotonech a elektromagnetická produkce leptonů a mezonů v ultraperiferálních srážkách
- Produkce fotonů a dileptonů s malým p_T
- Fluktuace toku energie a vyšší harmoniky
- ...

Co vidíme ve srážkách těžkých iontů?



- Změny v poměrech produkovaných částic.
- Změny v celkovém toku energie (tzv. eliptický tok).
- Změny chování jetů a tvrdých částic („shášení jetů“ a potlačení produkce harmonií)
- Rozptyl fotonů na fotonech a elektromagnetická produkce leptonů a mezonů v ultraperiferálních srážkách
- Produkce fotonů a dileptonů s malým p_T
- Fluktuace toku energie a vyšší harmoniky
- ...

Produkce hadronů a pQCD



$$\frac{\partial}{\partial \ln \mu^2} D_i(x, \mu^2) = \sum_j \int_x^1 \frac{dz}{z} P_{ji}(z, \alpha_s(\mu^2)) D_j\left(\frac{x}{z}, \mu^2\right)$$



$$\langle n_G(Q^2) \rangle \propto \alpha_S^b(Q^2) \cdot \exp \left[\frac{c}{4\pi b_0 \sqrt{\alpha_S(Q^2)}} \cdot \left(1 + 6a_2 \frac{\alpha_S(Q^2)}{\pi} \right) \right]$$



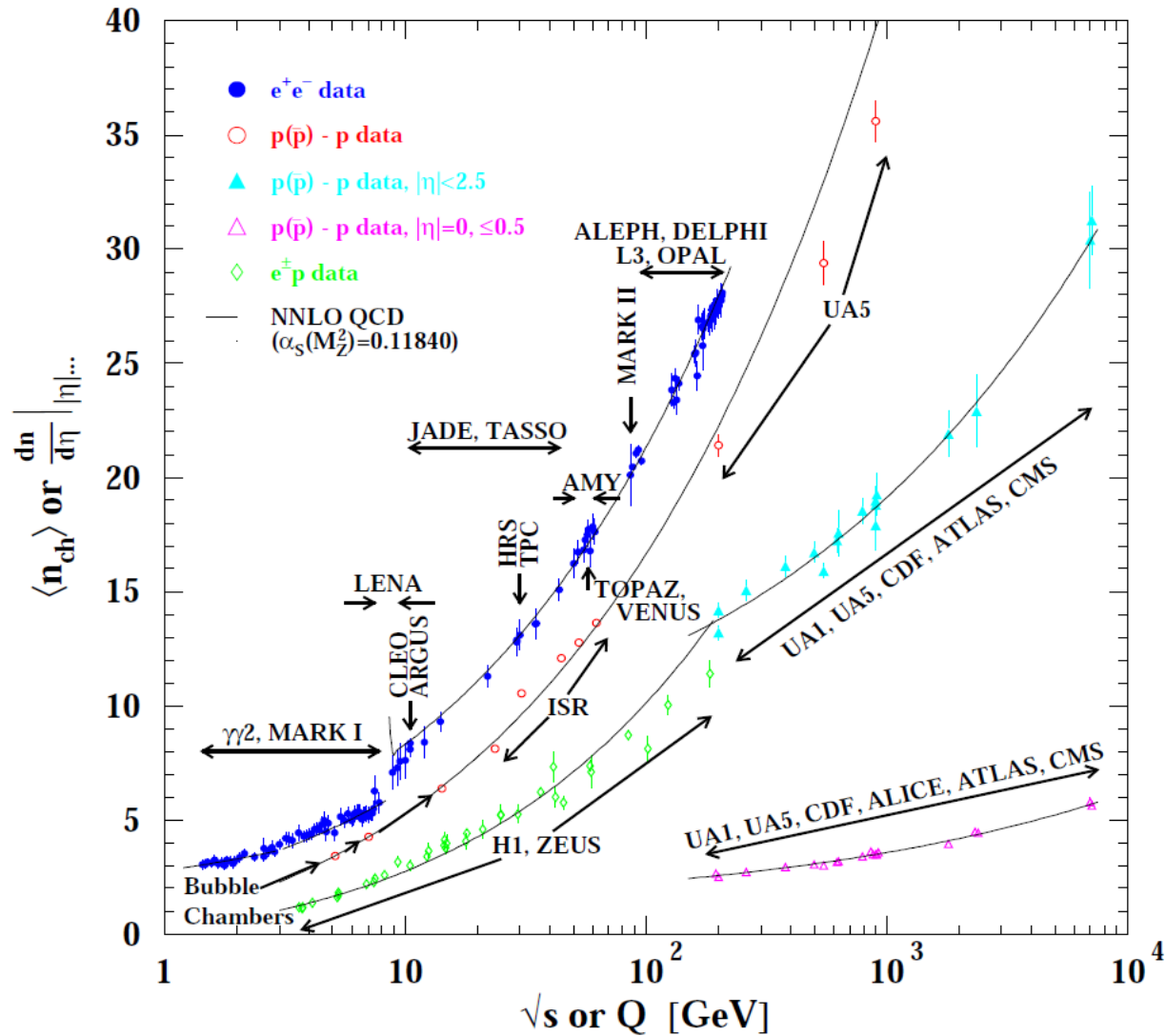
$$\langle n_{\text{ch}}(Q) \rangle = K_{\text{LHPD}} \cdot \langle n_G(Q) \rangle / r + n_0$$



... lze vysvětlit multiplicity měřené v mnoha datech:

- e^+e^- data
- $p(\bar{p}) - p$ data
- ▲ $p(\bar{p}) - p$ data, $|\eta| < 2.5$
- △ $p(\bar{p}) - p$ data, $|\eta| = 0, \leq 0.5$
- ◇ $e^\pm p$ data

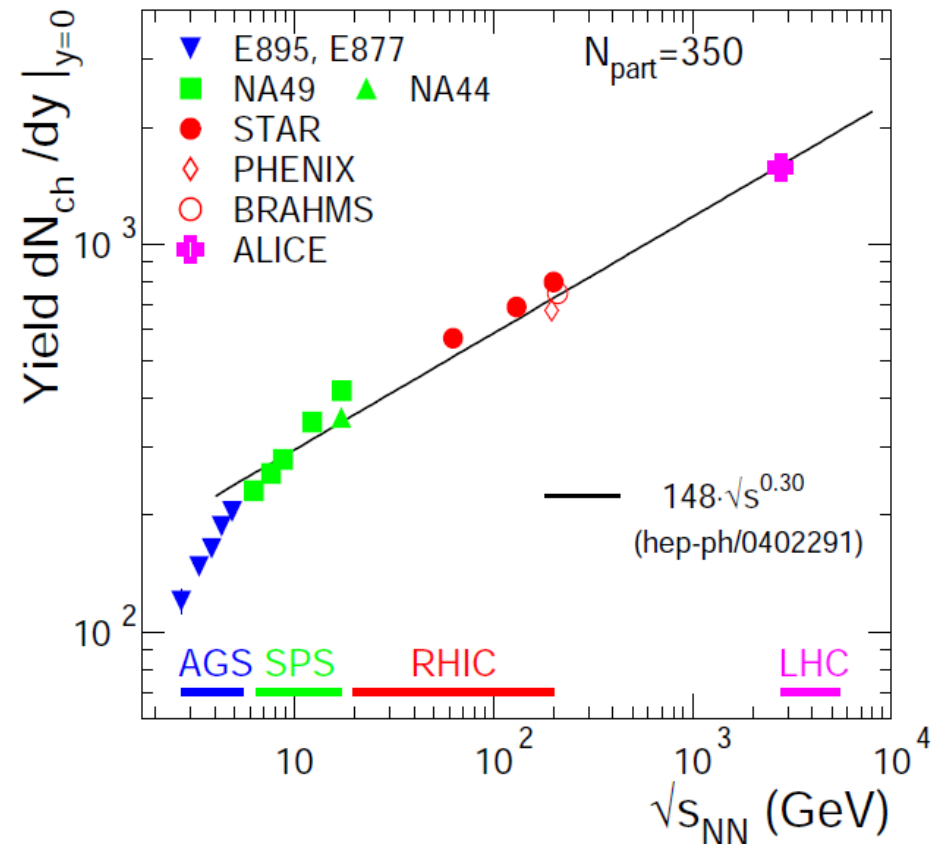
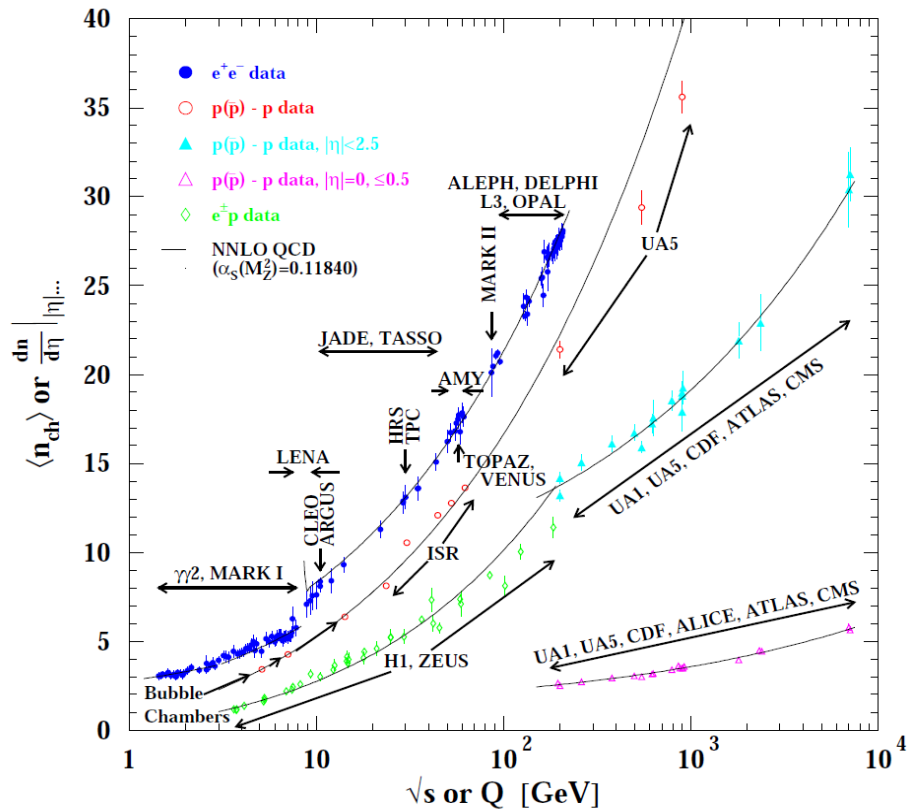
Produkce hadronů a pQCD



Produkce hadronů v HI

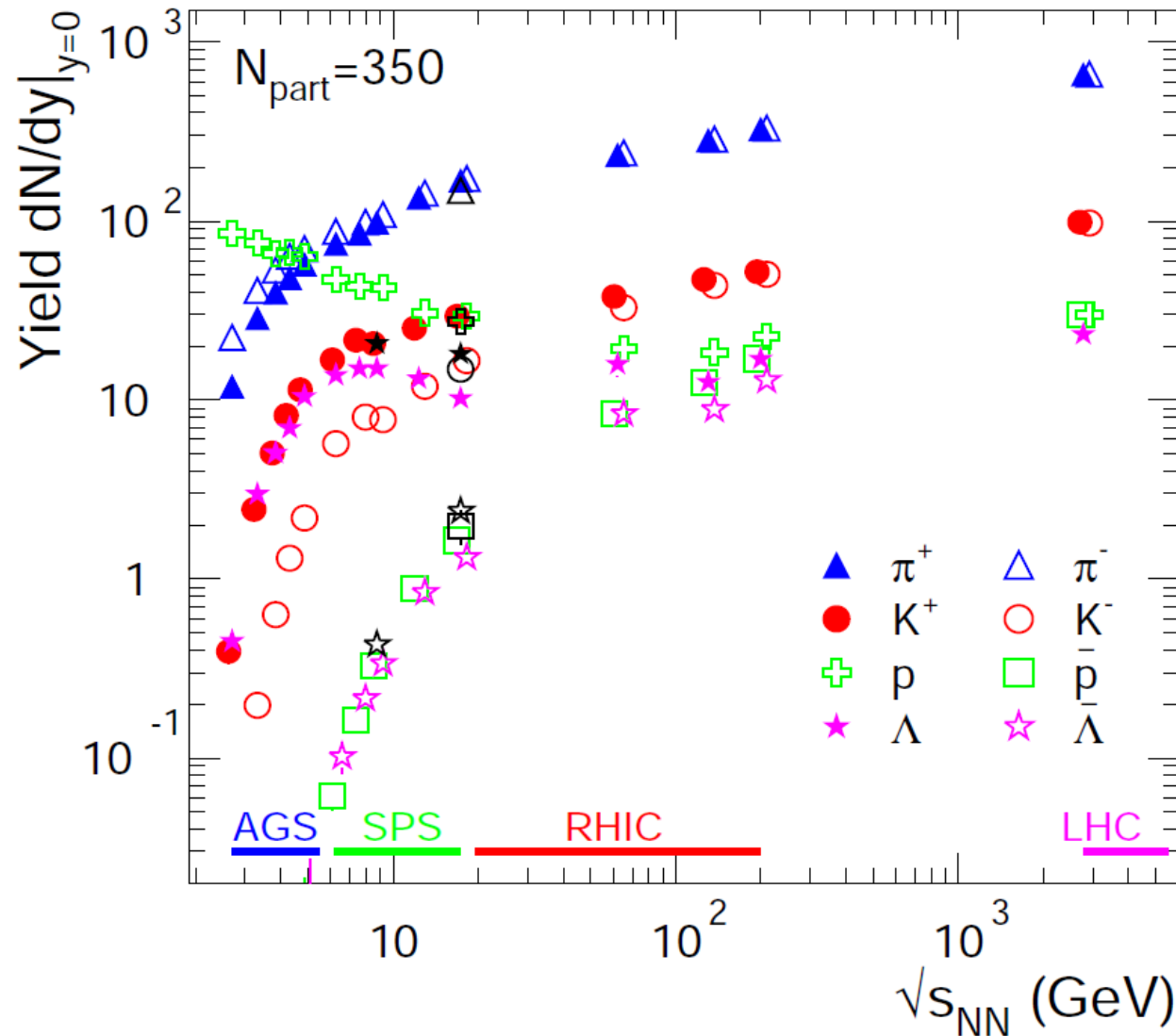


... ve srážkách těžkých iontů

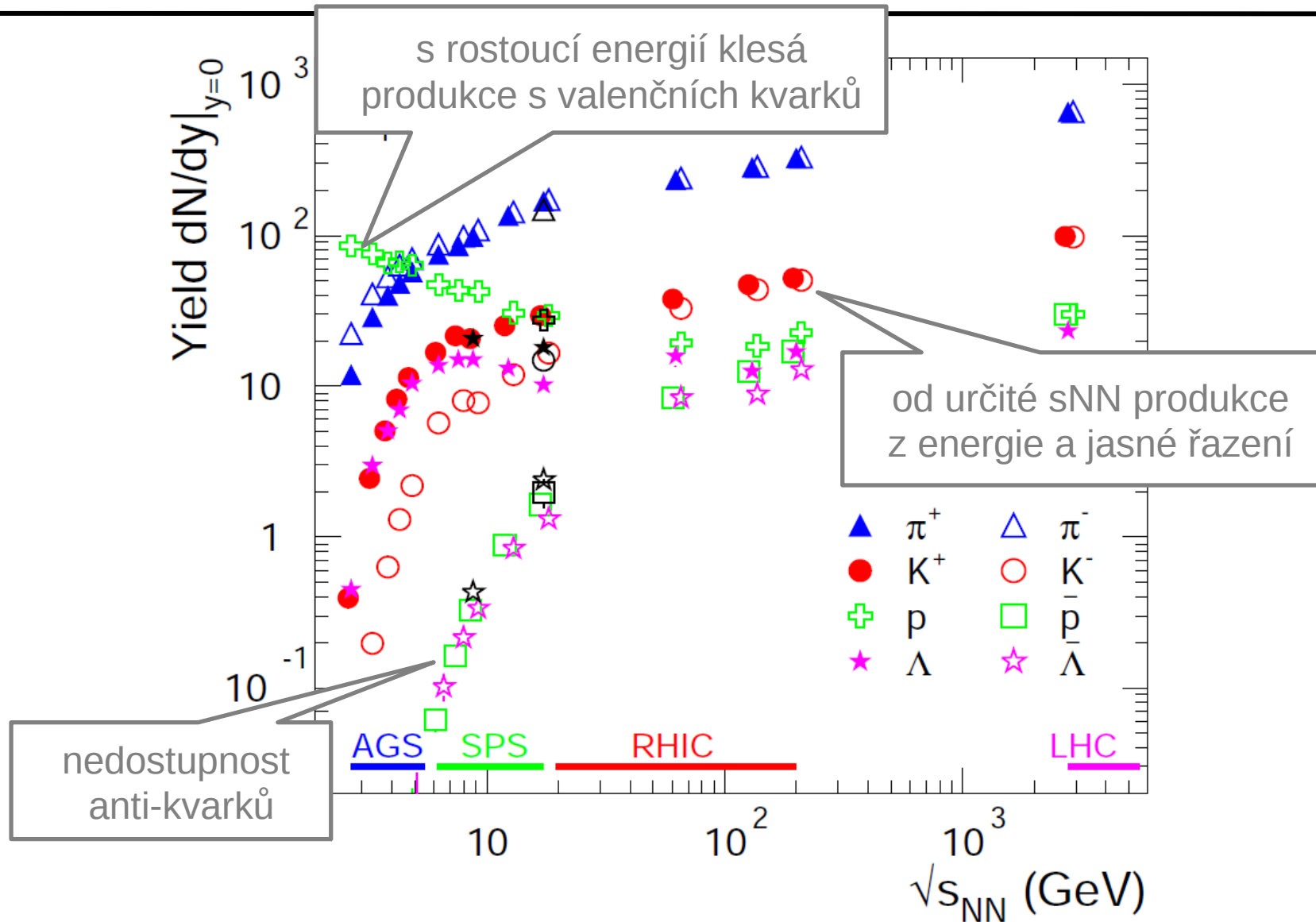


... modelování: color-glass condensate (saturace PDFs), statistický termální model, ...

Produkce hadronů v HI



Produkce hadronů v HI

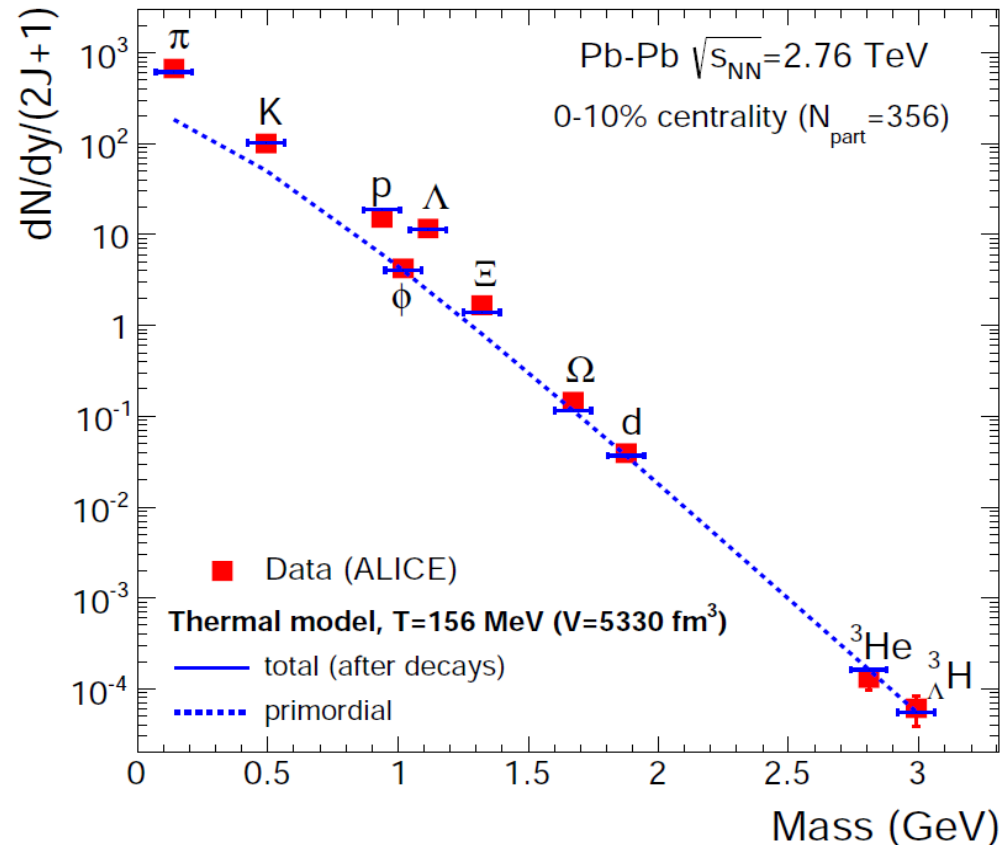


Produkce hadronů v HI

- Lze reprodukovat v rámci statistického termálního modelu s grand kanonickým rozdělením:

$$\ln Z_i(T, V, \vec{\mu}) \rightarrow n_i(T, \vec{\mu}) = \frac{\langle N_i \rangle}{V} = \frac{T g_i}{2\pi^2} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(\pm 1)^{k+1}}{k} \lambda_i^k m_i^2 K_2\left(\frac{k m_i}{T}\right)$$

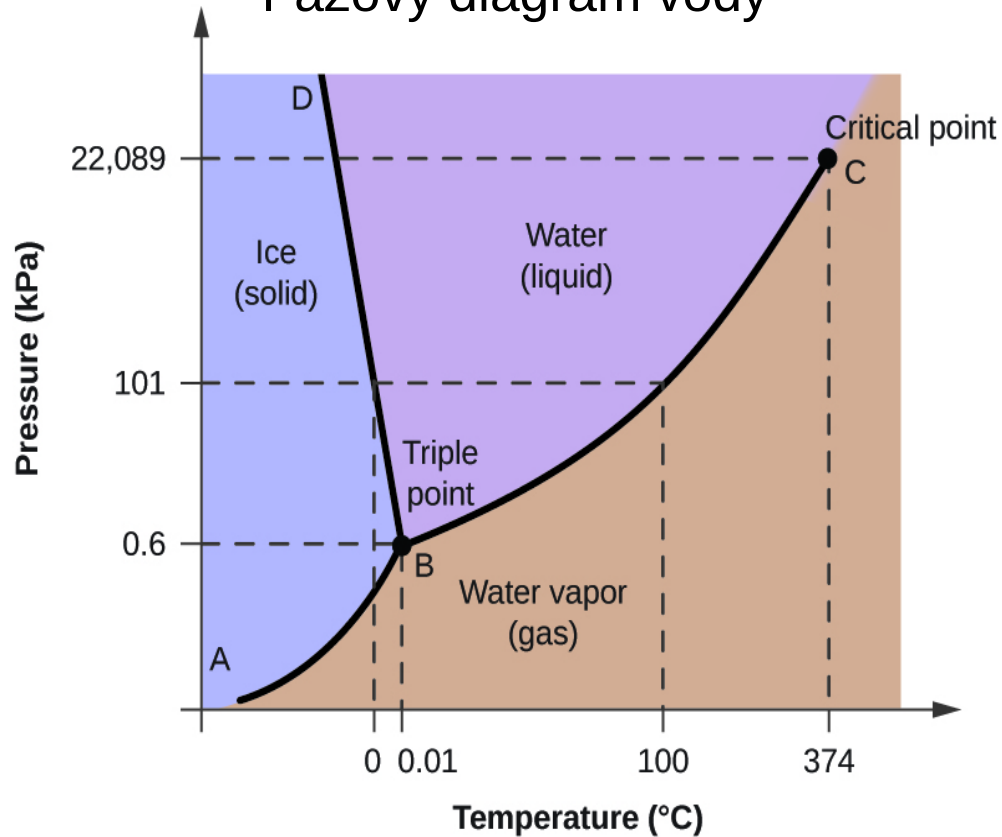
- Volné parametry: teplota, baryochemický potenciál, objem.
- Úspěch modelu \Leftrightarrow systém je v tepelné a chemické rovnováze (jak nastává rovnováha během velmi krátké doby = otevřená otázka).
- Fity statického modelu jsou vstupem do fázového diagramu jaderné hmoty.



Fázový diagram QCD



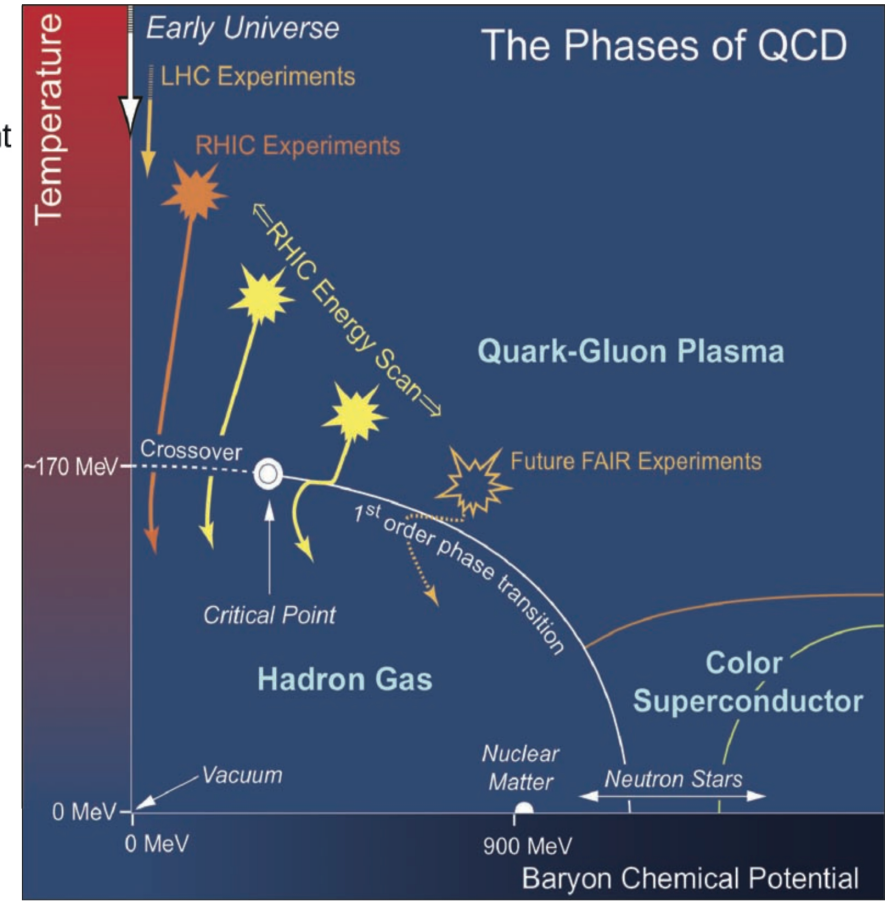
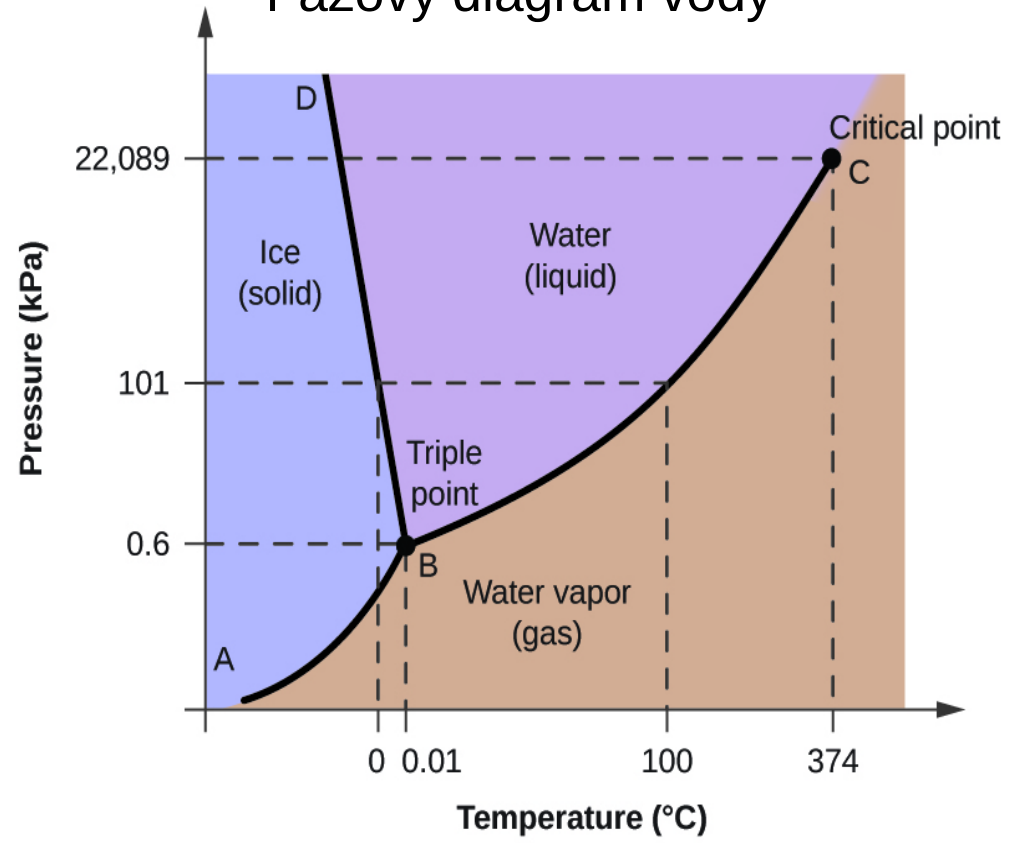
Fázový diagram vody



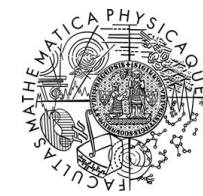


Fázový diagram QCD

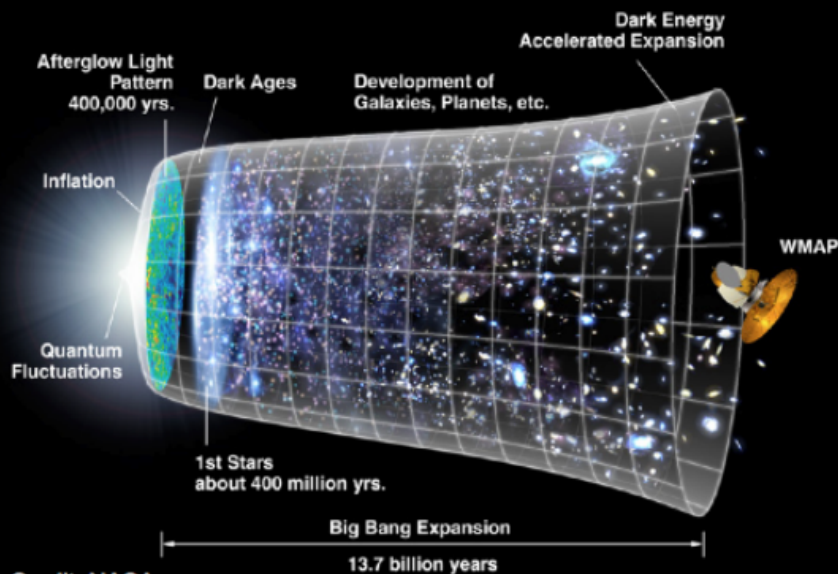
Fázový diagram vody



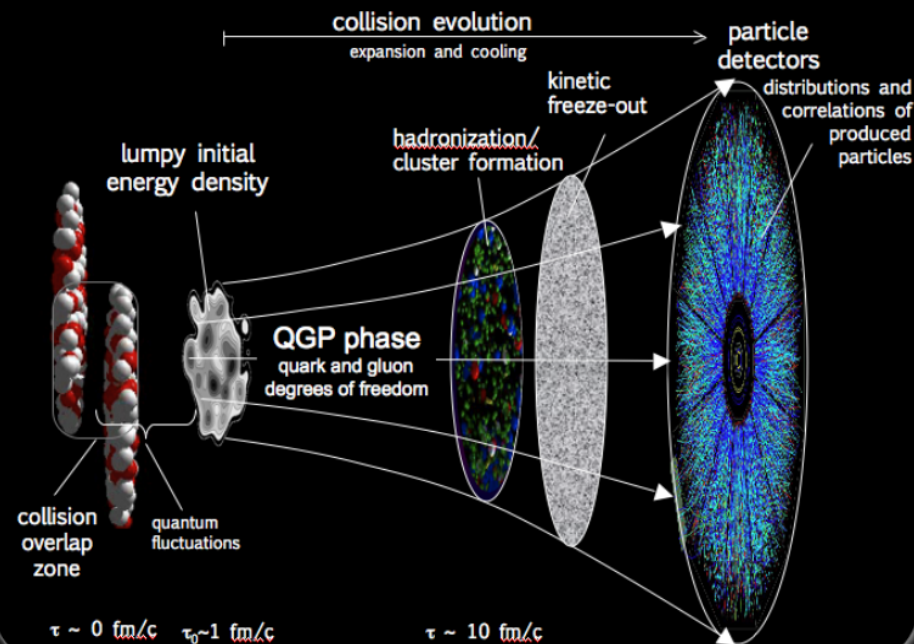
Těžké ionty a historie Vesmíru



The Universe: Slow Expansion

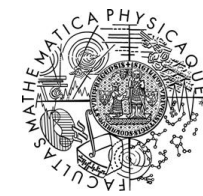


Heavy-ion Collisions: Rapid Expansion



podobná hmota přítomna: - 10 μs po Velkém třesku
- možná v jádrech neutronových hvězd

Těžké ionty a historie Vesmíru

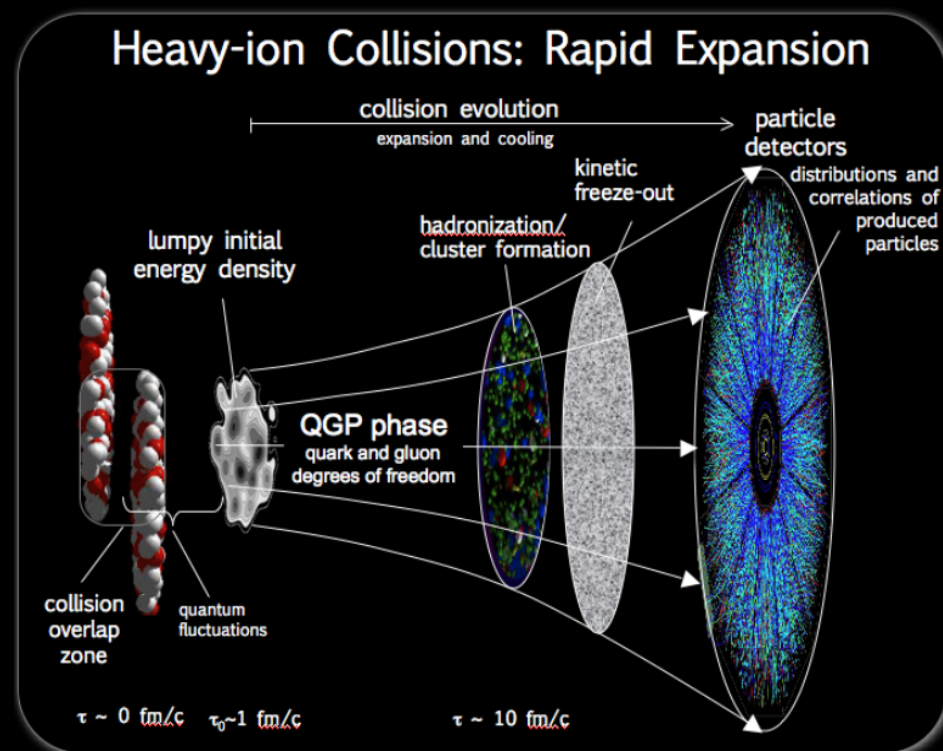


Vlastnosti QGP běžných jednotkách

Teplota: 100-500 MeV
(10^6 x víc než jádro Slunce)

Tlak: 100-300 10^{33} Pa

Hustota: 3-30 10^4 g/cm³



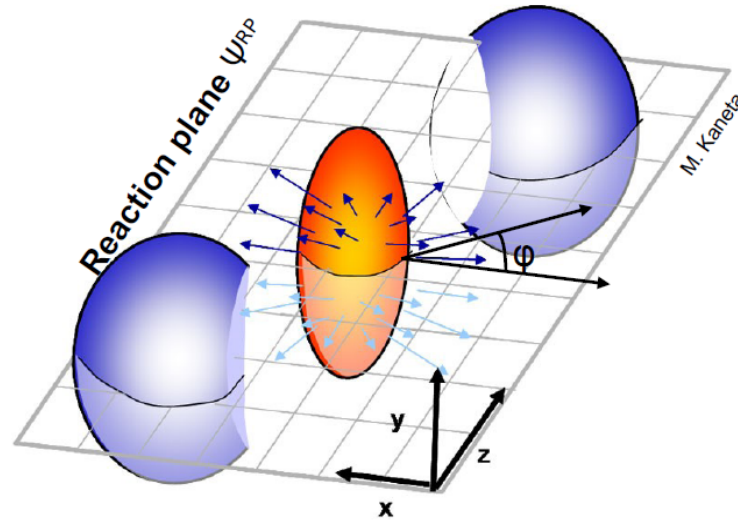
podobná hmota přítomna: - 10 μ s po Velkém třesku
- možná v jádrech neutronových hvězd

Co vidíme ve srážkách těžkých iontů?



- Změny v poměrech produkovaných částic.
- Změny v celkovém toku energie (tzv. eliptický tok).
- Změny chování jetů a tvrdých částic („shášení jetů“ a potlačení produkce harmonií)
- Rozptyl fotonů na fotonech a elektromagnetická produkce leptonů a mezonů v ultraperiferálních srážkách
- Produkce fotonů a dileptonů s malým p_T
- Fluktuace toku energie a vyšší harmoniky
- ...

Eliptický tok

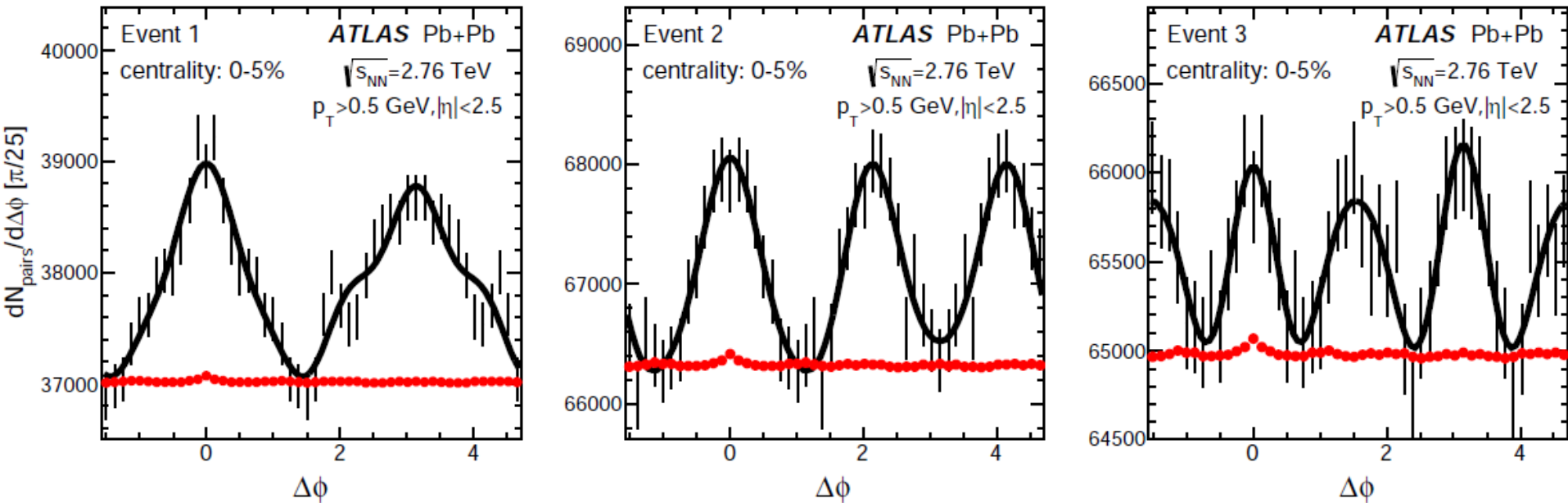


- V dekonfinovaná hmotě panují gradienty tlaku díky počáteční prostorové nesymetrii.
- Dekonfinovaná hmota se rozpíná **v různých směrech různě**.
- Tato různost lze charakterizovat například pomocí Fourierova rozvoje v úhlové vzdálenosti vzhledem k rovině interakce. Omezíme se na první netriviální člen tohoto rozvoje:

$$\frac{dN}{d\phi} = N_0 \left(1 + 2v_2 \cos 2(\phi - \Phi^{RP}) \right) \quad v_2 = \left\langle \cos 2(\phi - \Phi^{RP}) \right\rangle$$

... jeho velikost se nazývá eliptický tok (v_2)

Eliptický tok

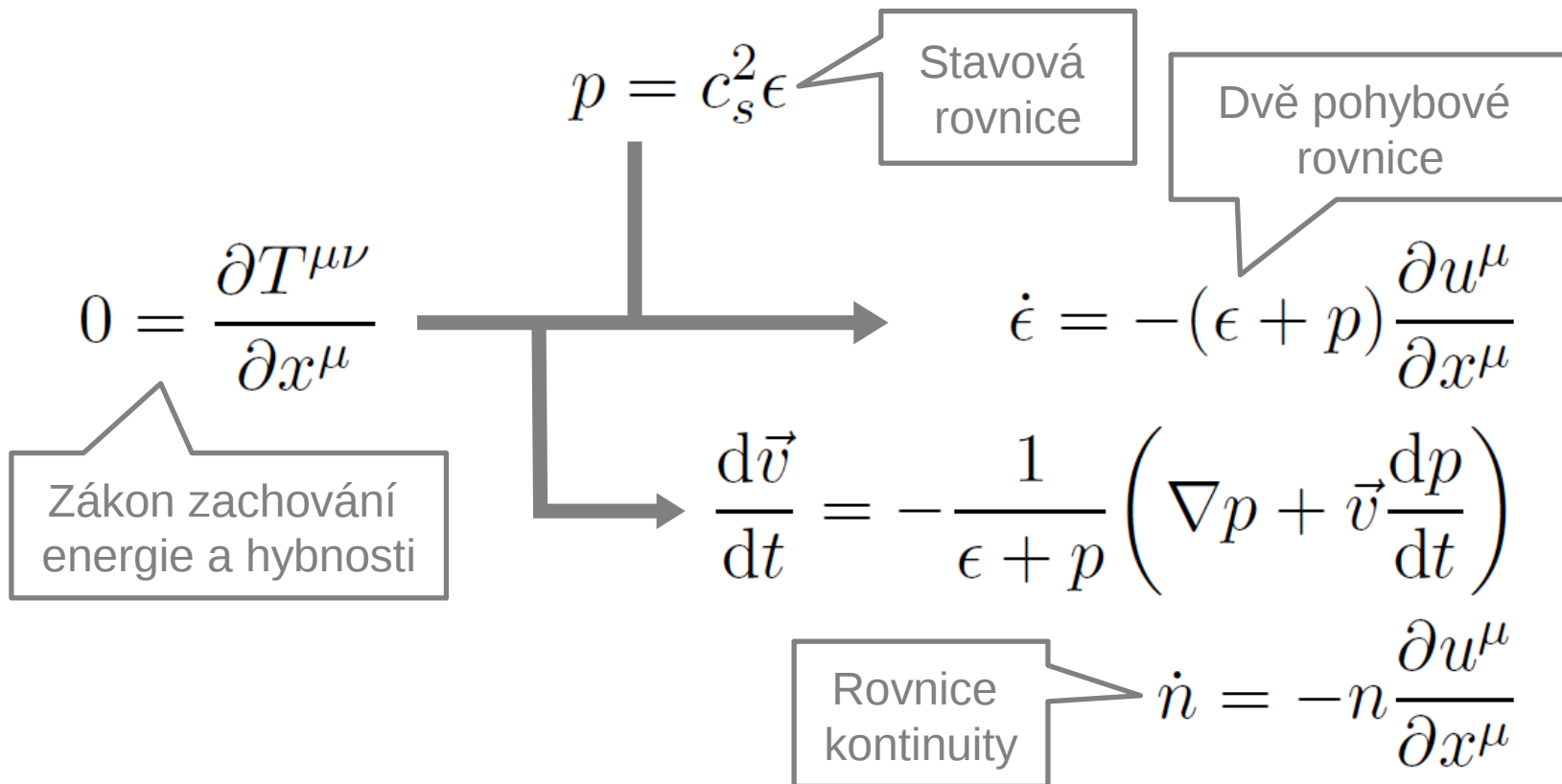


- Tato modulace je typicky vyhodnocována statisticky (tedy průměr z vícero událostí).
- Je však často viditelná i “pouhým okem” v každé události zvlášť ... tj. velmi silný rys!
- Kdyby těžko-intové srážky byly prostou superpozicí mnoha pp srážek, tak bychom nic takového nepozorovali.

Jak lze tomuto jevu rozumět?

Tento jev je úspěšně modelován v rámci relativistické hydrodynamiky, tedy podobnými nástroji jako v kosmologii ...

... základ relativistické hydrodynamiky pro ideální tekutinu:



Hydrodynamika s viskozitou



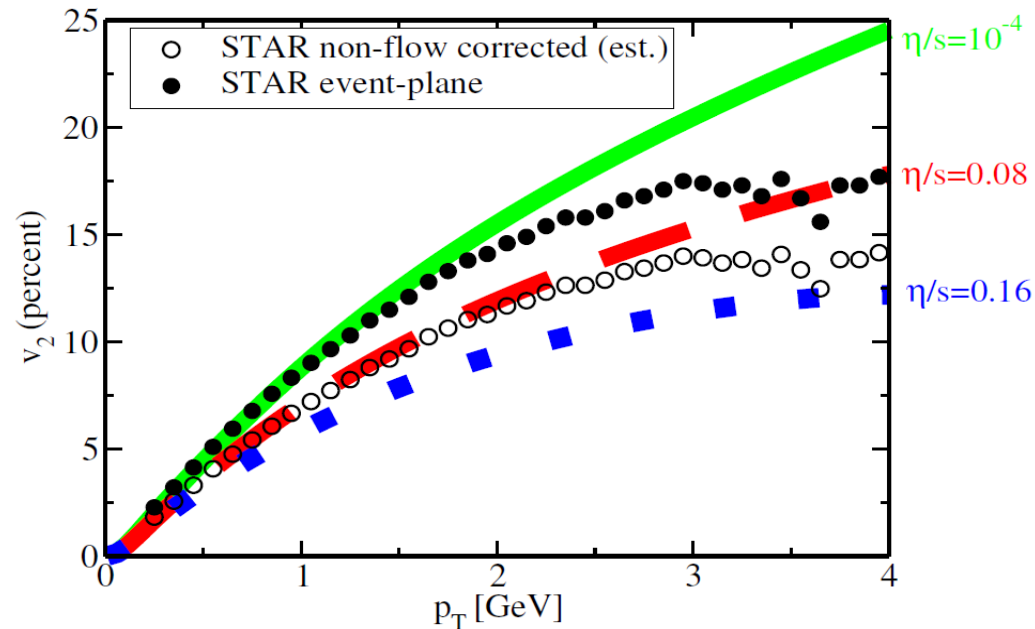
Pro vysvětlení měření (např. vyšších harmonik) je nutné přidat viskozitu

$$\begin{array}{l} \dot{\epsilon} = -(\epsilon + p) \frac{\partial u^\mu}{\partial x^\mu} \\ \dot{v}^\mu = -\frac{1}{\epsilon + p} \left(\nabla^\mu p \right) \end{array} \quad \rightarrow \quad \begin{array}{l} \dot{\epsilon} = -(\epsilon + p + \Pi) \frac{\partial u^\mu}{\partial x^\mu} + \pi_{\mu\nu} \sigma^{\mu\nu} \\ \dot{v}^\mu = -\frac{1}{\epsilon + p + \Pi} \left(\nabla^\mu (p + \Pi) + f(v^\mu, \pi^{\mu\nu}, \Delta^{\mu\nu}) \right) \end{array}$$

... je možné extrahovat poměr viskozity vůči entropii – parametr má univerzální limitu:

$$\frac{\eta}{s} = \frac{\hbar}{4\pi}$$

... jedna z oblastí, kde lze spojit realitu experimentu s předpovědmi z teorií strun (AdS/CFT)



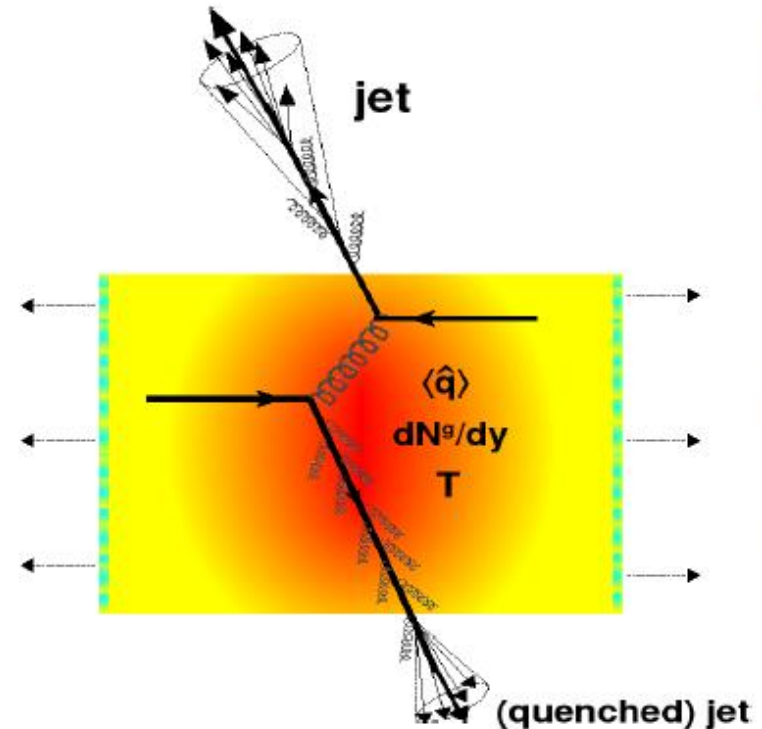
Co vidíme ve srážkách těžkých iontů?



- Změny v poměrech produkovaných částic.
- Změny v celkovém toku energie (tzv. eliptický tok).
- Změny chování jetů a tvrdých částic („shášení jetů“ a potlačení produkce harmonií)
- Rozptyl fotonů na fotonech a elektromagnetická produkce leptonů a mezonů v ultraperiferálních srážkách
- Produkce fotonů a dileptonů s malým p_T
- Fluktuace toku energie a vyšší harmoniky
- ...

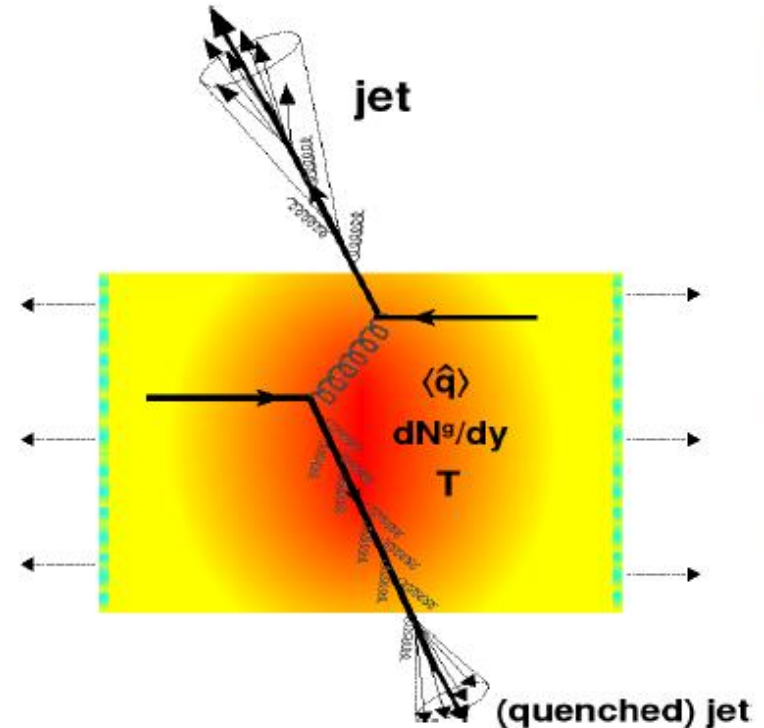
Jet quenching

- QCD medium produkované ve srážkách těžkých iontů modifikuje jety = jet quenching.
- Jet quenching = parton procházející médiem ztrácí energii vyzařováním gluonů.
- Jak popisovat radiaci (v médiu)? Základní otázka fyziky.

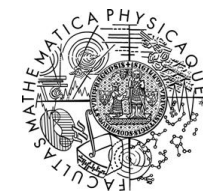


Jet quenching

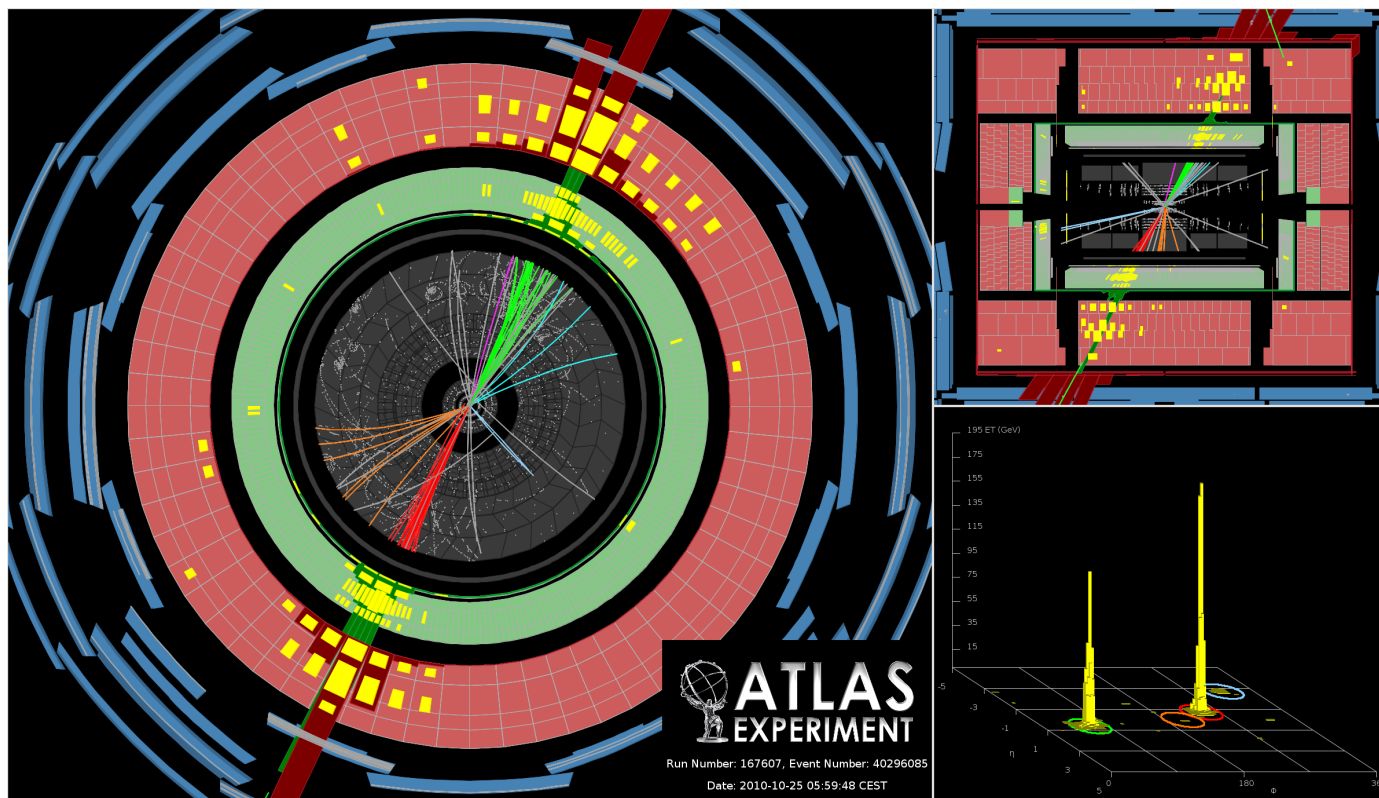
- V rámci poruchového popisu parton vyzařuje určité množství gluonů => modifikace partonových spršek.
- První přiblížení – můžeme zkoumat: Jak médium modifikuje partonové spršky.
- To lze dosáhnout:
 - Studium modifikací výtěžků jetů
 - Studium modifikací vnitřní struktury jetů



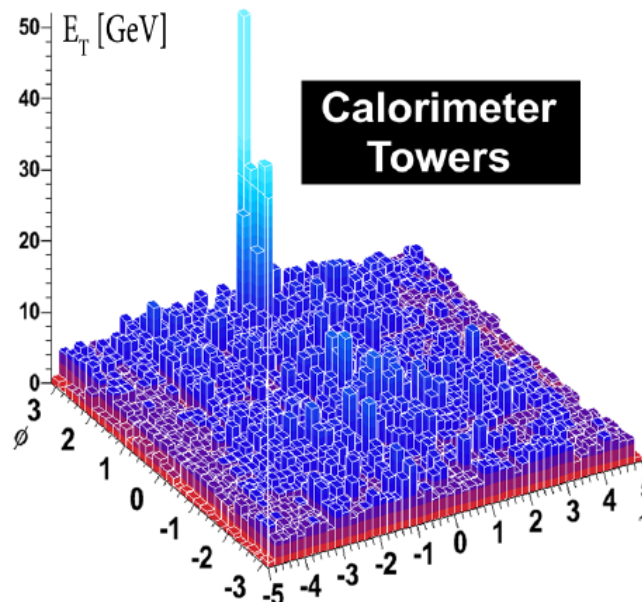
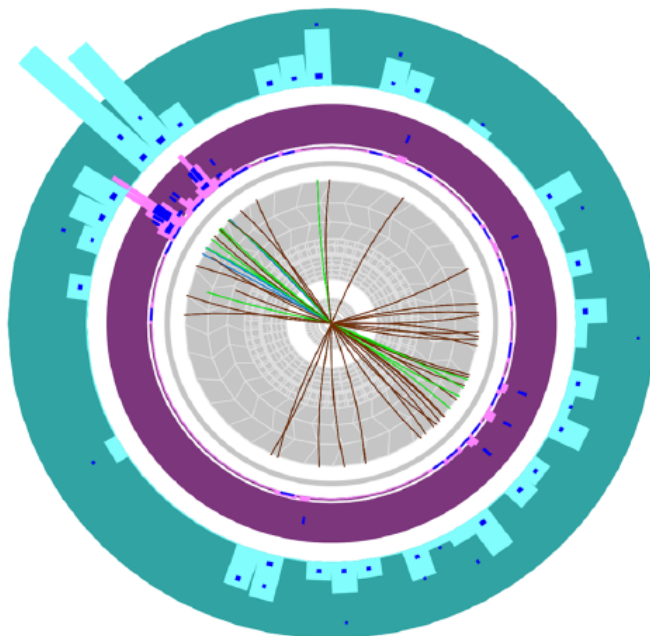
Objev jet quenchingu na LHC



V proton-protonových srážkách jsou nejčastěji produkovány dva jety, které vzájemně svírají úhel 180° .

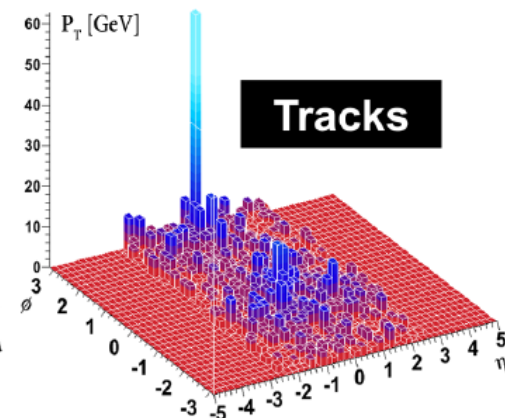


Objev jet quenchingu na LHC



ATLAS

Run: 169045
Event: 1914004
Date: 2010-11-12
Time: 04:11:44 CET



- Pozorovány velké rozdíly mezi energií jetů v di-jetovém systému.

- Efekt kvantifikován pomocí:

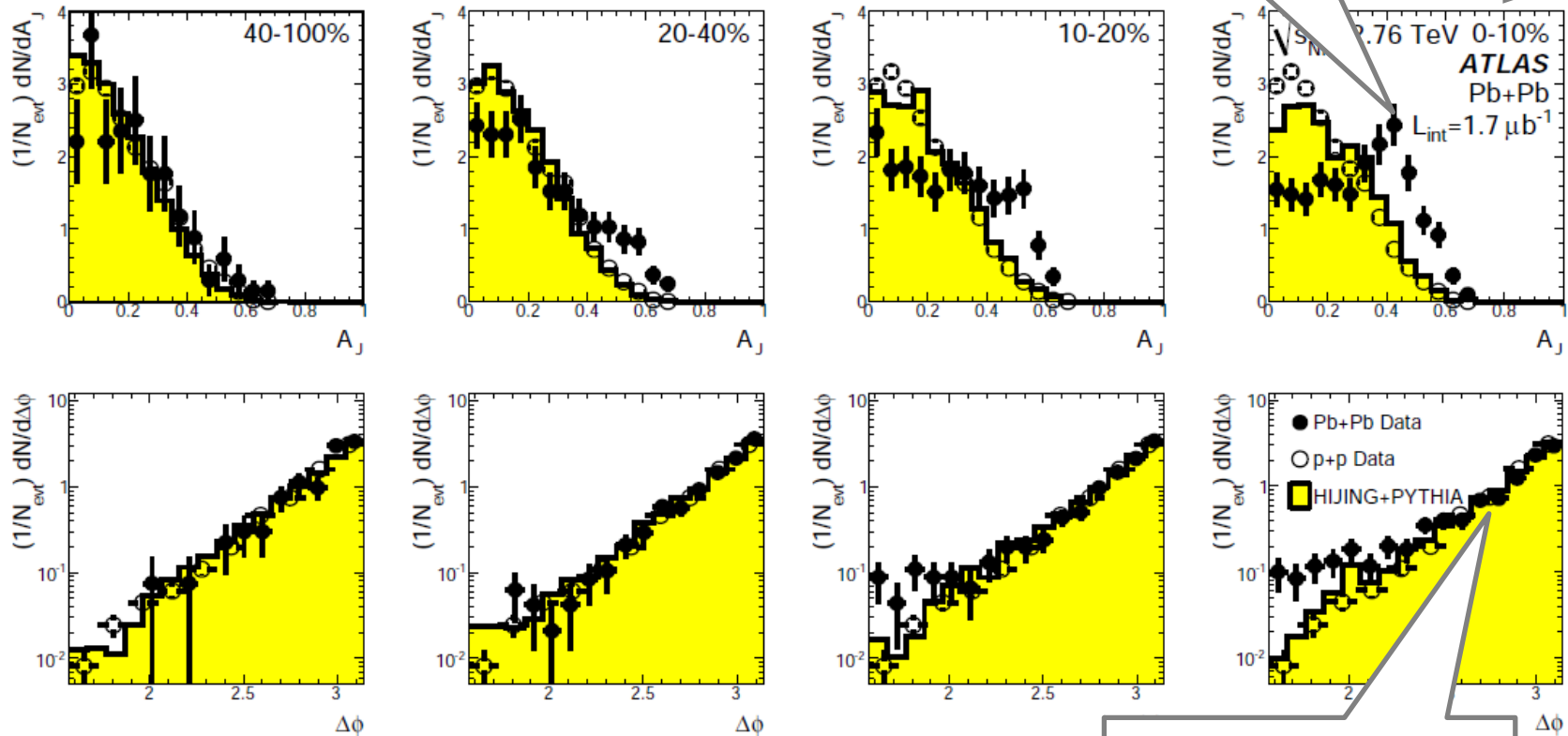
- di-jetové asymetrie $A_J = \frac{E_{T1} - E_{T2}}{E_{T1} + E_{T2}}$... kvantifikuje bilanci v energii

- di-jet $\Delta\phi = |\phi_2 - \phi_1|$... kvantifikuje azimutální korelaci

Objev jet quenchingu na LHC

Centralita

Nevybalancovaná energie



PRL 105 (2010) 252303
(>500 citací dle inspire)

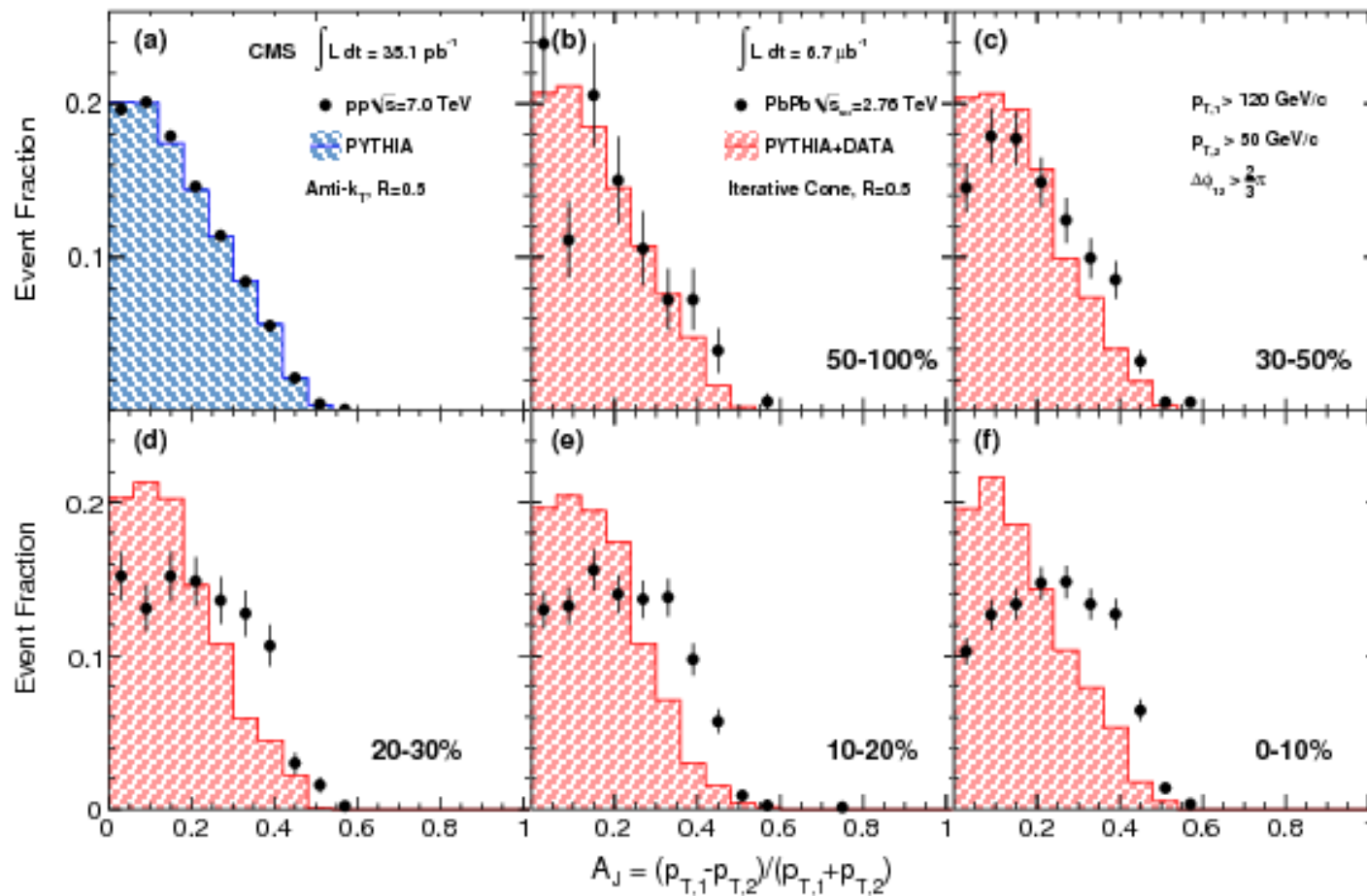
Vybalancovaná
"orientace"

... lidi to celkem zajímá

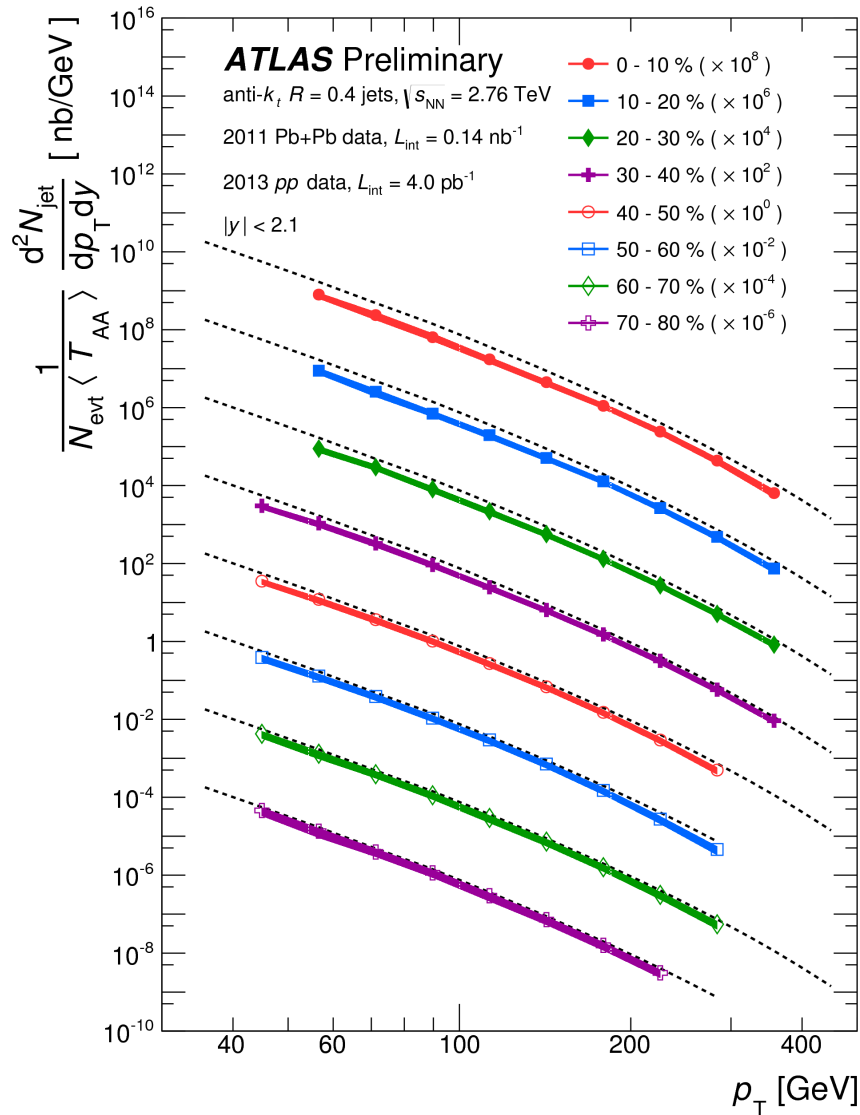


Jet quenching
na obálce
časopisu PRL

Později pozorováno též druhém experimentu (CMS)



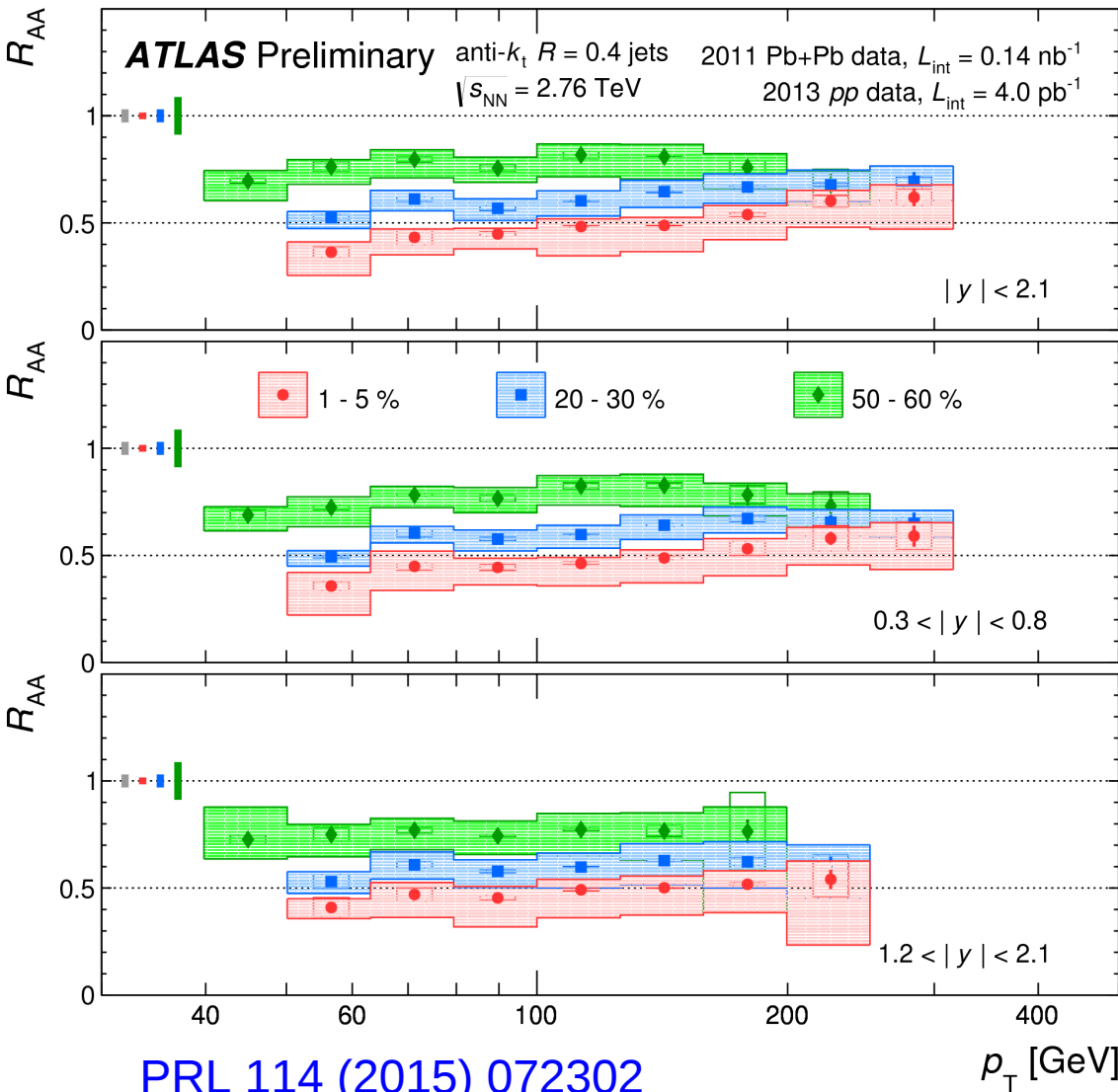
Potlačení produkce jetů



- Jetová spektra = správně normalizovaný počet jetů s daným p_T
- Spektra měřená v Pb+Pb srážkách o různých centralitách
- Ve strmě klesajících spektrech nelze rozeznat modifikace => vyčísluje se podíl spekter v těžko-iontových srážkách ku spektrům v pp srážkách. Nazývá se jaderný modifikační faktor, R_{AA} .
- () Přesná definice R_{AA} :

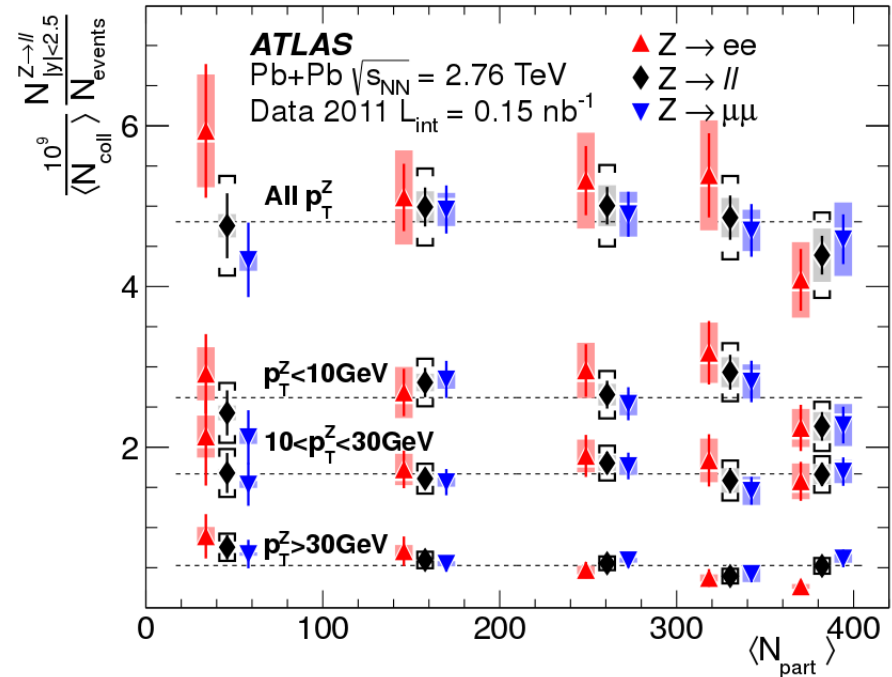
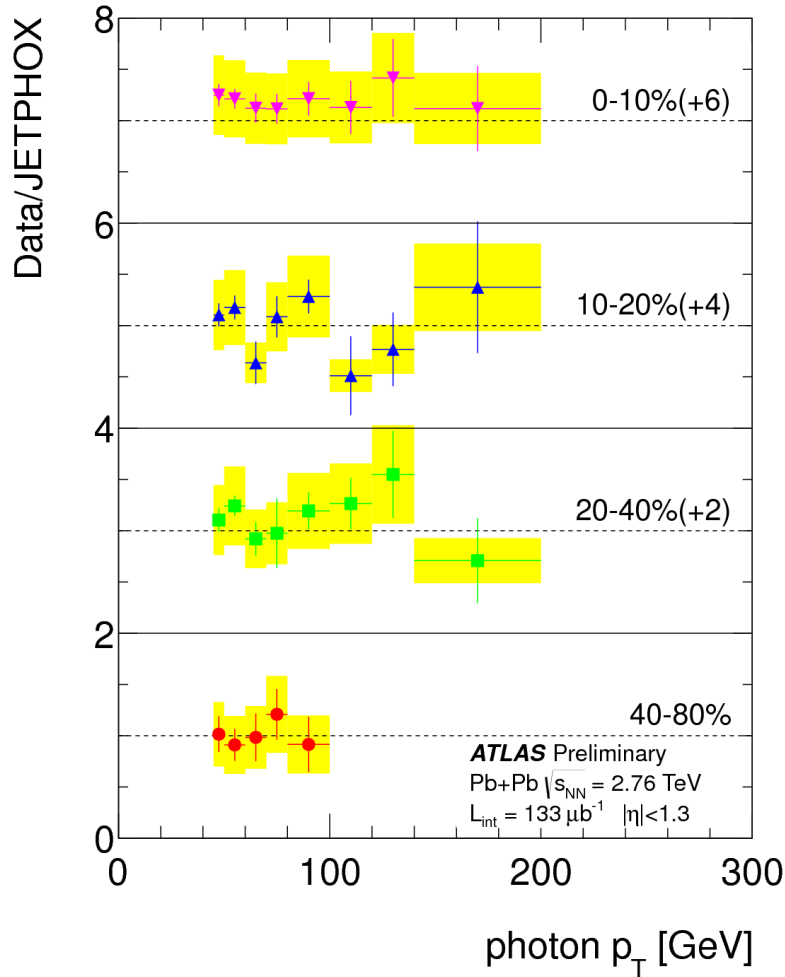
$$R_{AA} = \frac{\frac{1}{N_{evnt}} \frac{d^2 N_{jet}^{PbPb}}{dp_T dy} \Big|_{cent}}{\langle T_{AA} \rangle_{cent} \times \frac{d^2 \sigma_{jet}^{pp}}{dp_T dy}}$$

Jaderný modifikační faktor



- Kdyby byla těžko-iontová srážka prostou superpozicí pp srážek, pak je jaderný modifikační faktor roven jedné.
- Produkce jetů je potlačena faktorem zhruba dva.
- () Potlačení studováno jako funkce transversální hybnosti, rapidity, atd.

“Reference”: Fotony a Z^0

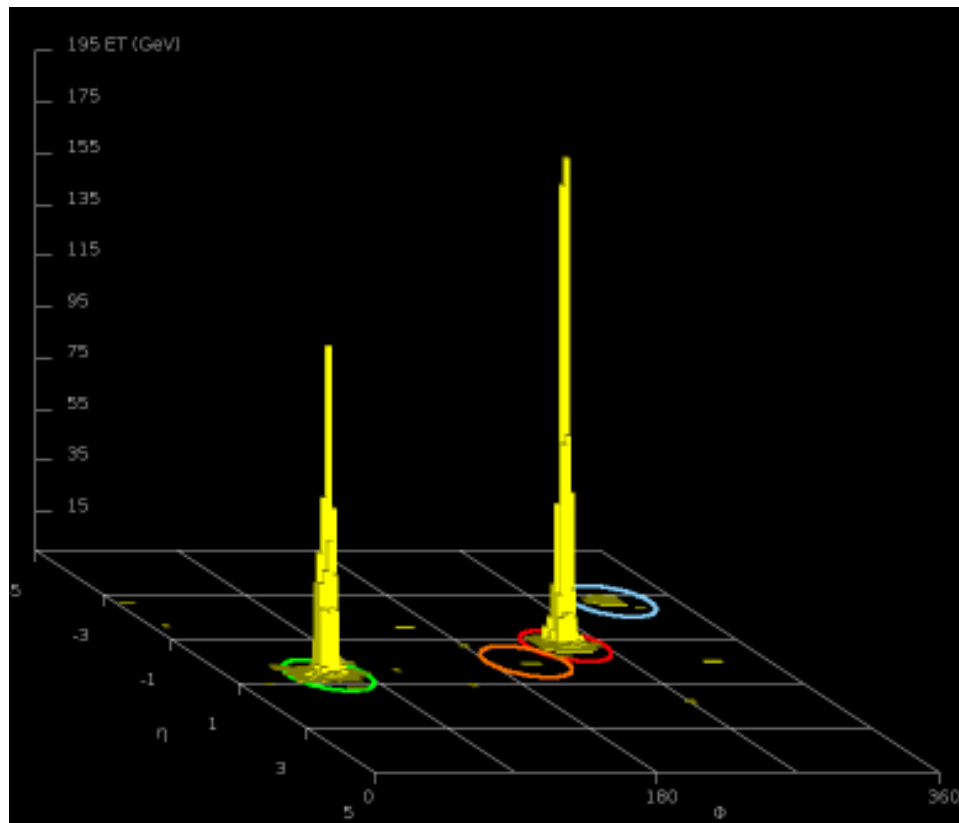
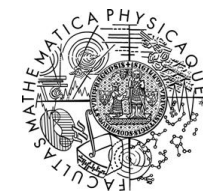


Fotony a Z^0 nevykazují žádné potlačení.

=> Normalizace (Glauberův model) funguje dobře

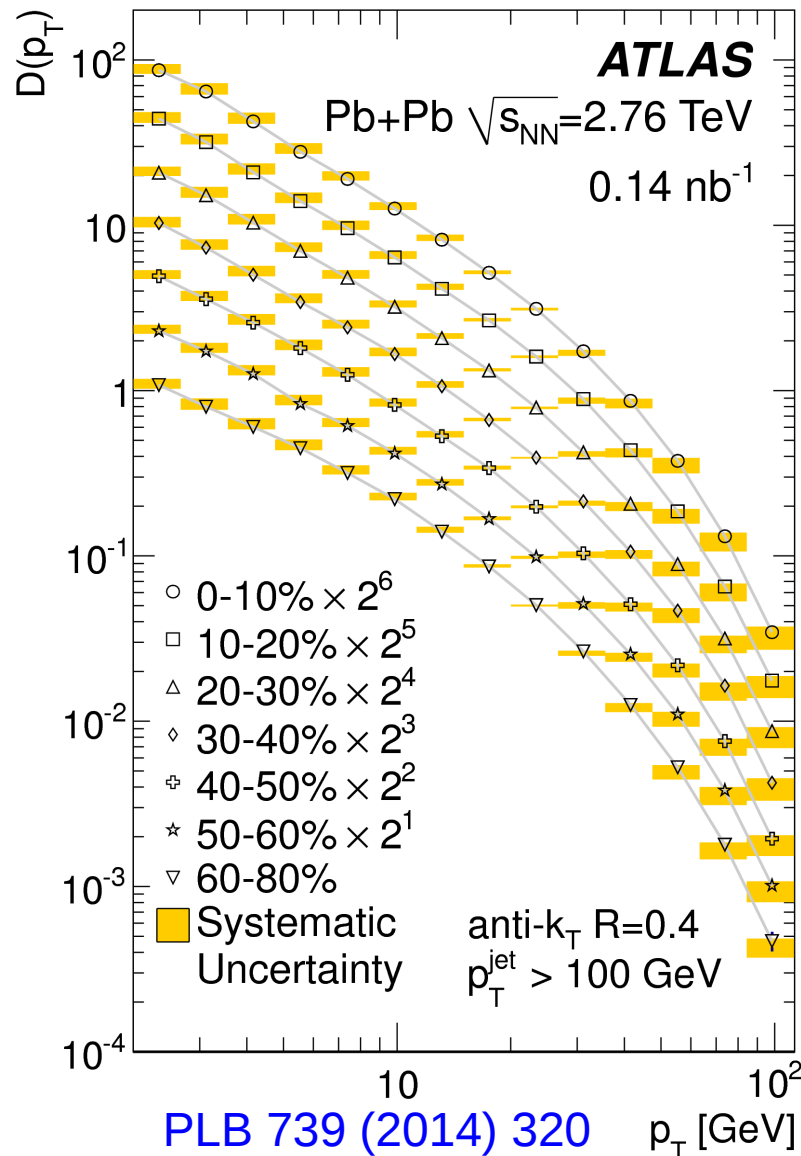
=> nPDF nehrají významnou roli

Změna vnitřní struktury jetů



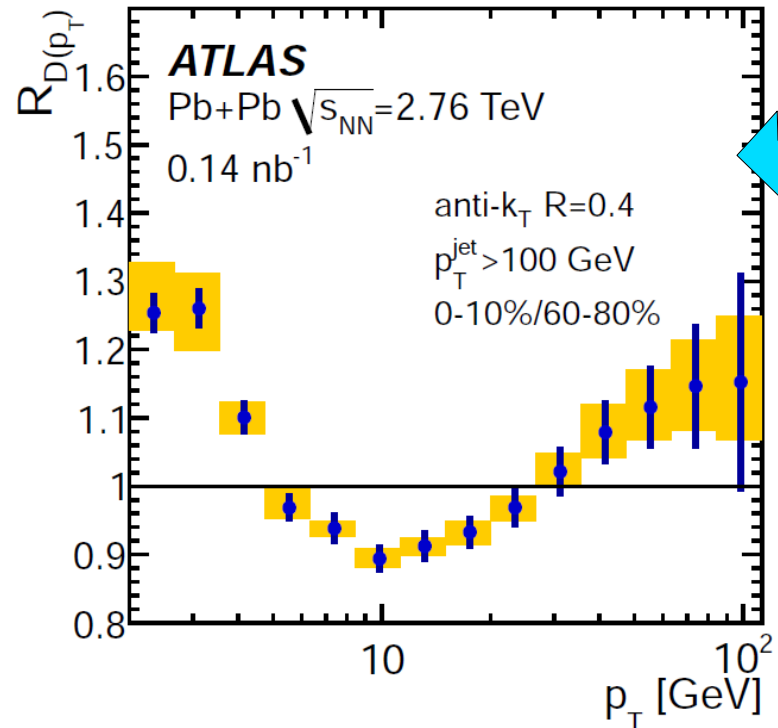
- V prvním velmi hrubém přiblížení si lze jety představit jako gausiány: rozdělení energie mezi hadrony v jetu má nějaké maximum a pak klésá.
- Netriviální struktura jetu je přesně predikovatelná v rámci pQCD (velmi komplikované výpočty).
- Jeden ze základních způsobů, jak charakterizovat vnitřní strukturu jetů je dívat se na rozdělení transversální hybnosti částic uvnitř jetů

Změna vnitřní struktury jetů

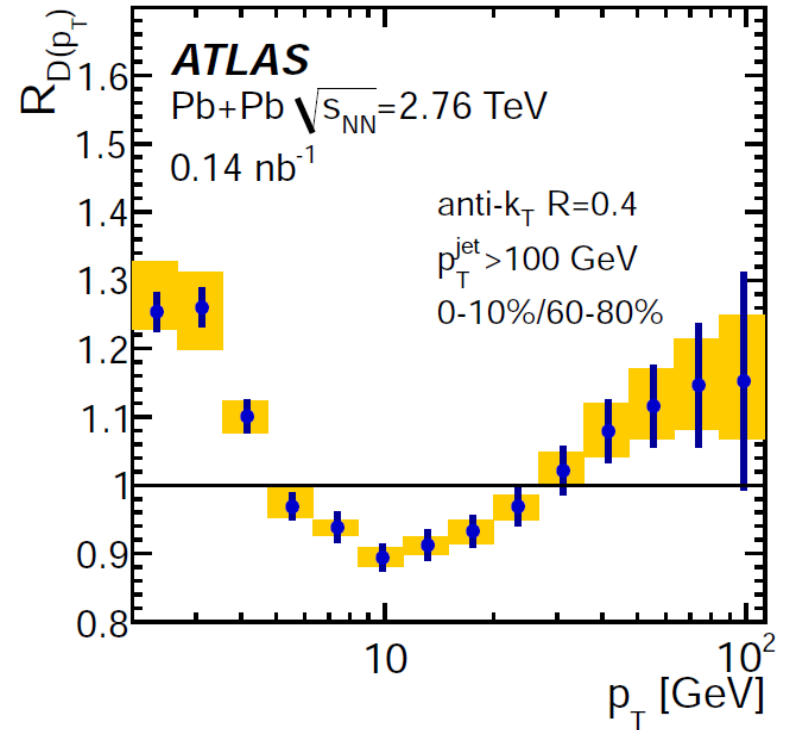
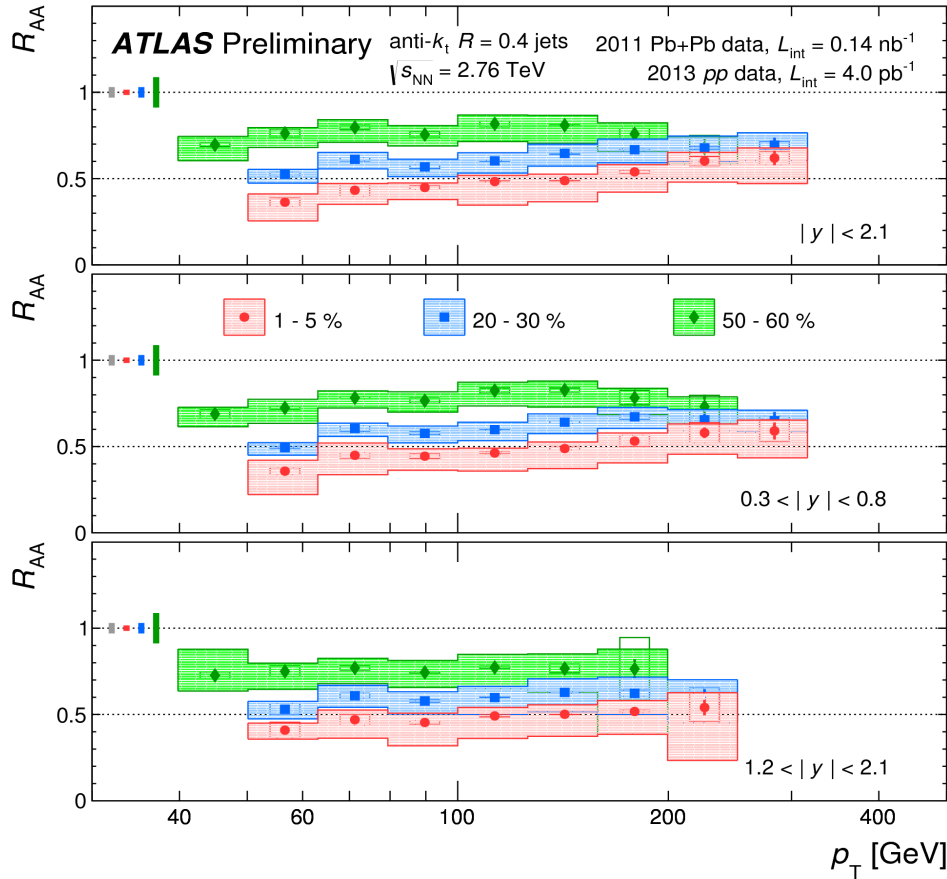


$$R_{D(p_T)} = \frac{D(p_T)|_{\text{cent}}}{D(p_T)|_{60-80\%}}$$

Kdyby se struktura neměnila, tak je tato veličina rovna jedné, což není



Modifikace jetů ...



... fyzikální obrázek?

Parametrický fenomenologický model



$$\frac{dn_Q(p_T^{\text{jet}})}{dp_T^{\text{jet}}} = \frac{dn(p_T^{\text{jet}} + S(p_T^{\text{jet}}))}{dp_T^{\text{jet}}} \times \left(1 + \frac{dS}{dp_T^{\text{jet}}}\right)$$

Spektrum “zhašených” jetů daného
flavoru na daném pt

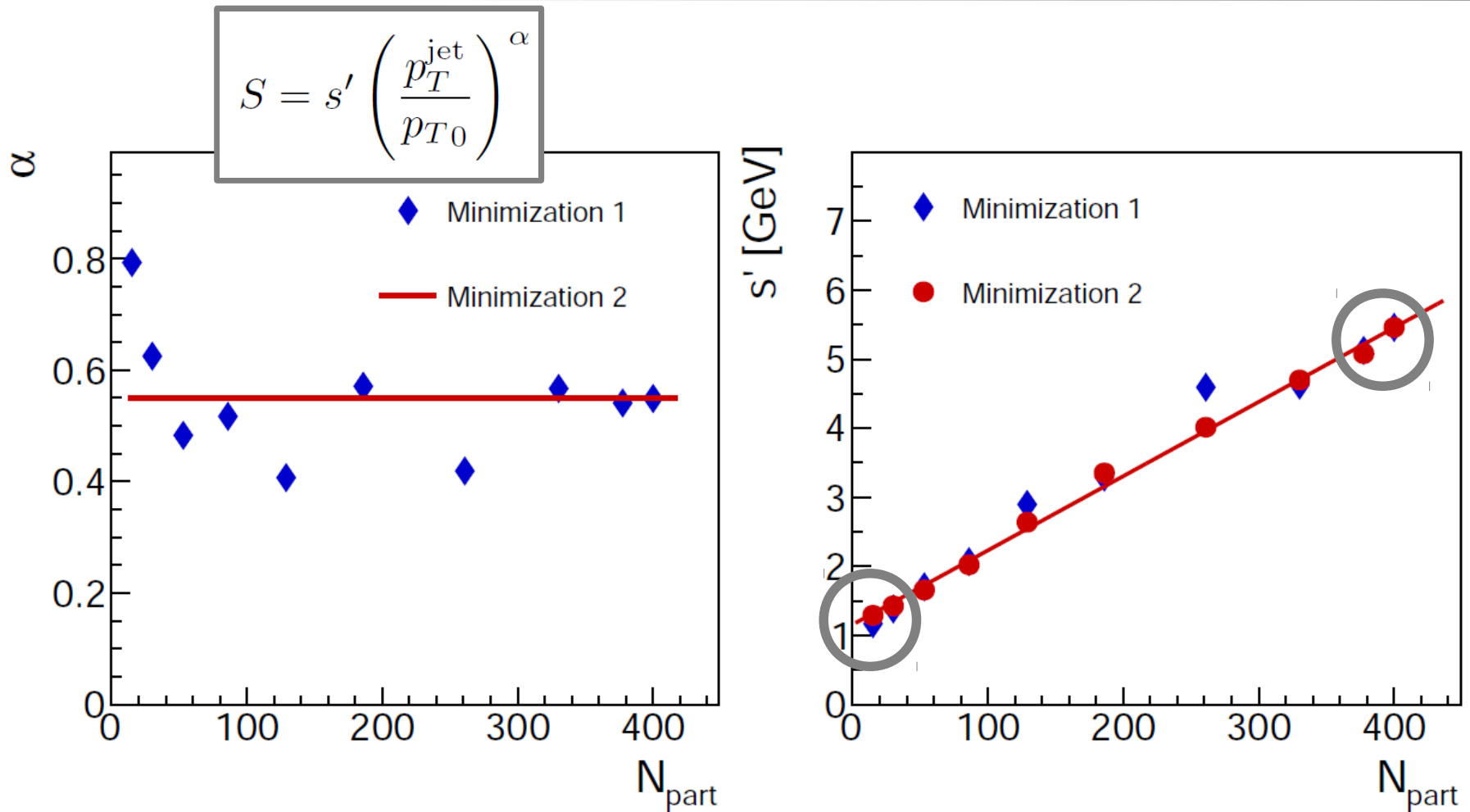
$$S = s' \left(\frac{p_T^{\text{jet}}}{p_{T0}}\right)^\alpha$$

Energetické ztráty

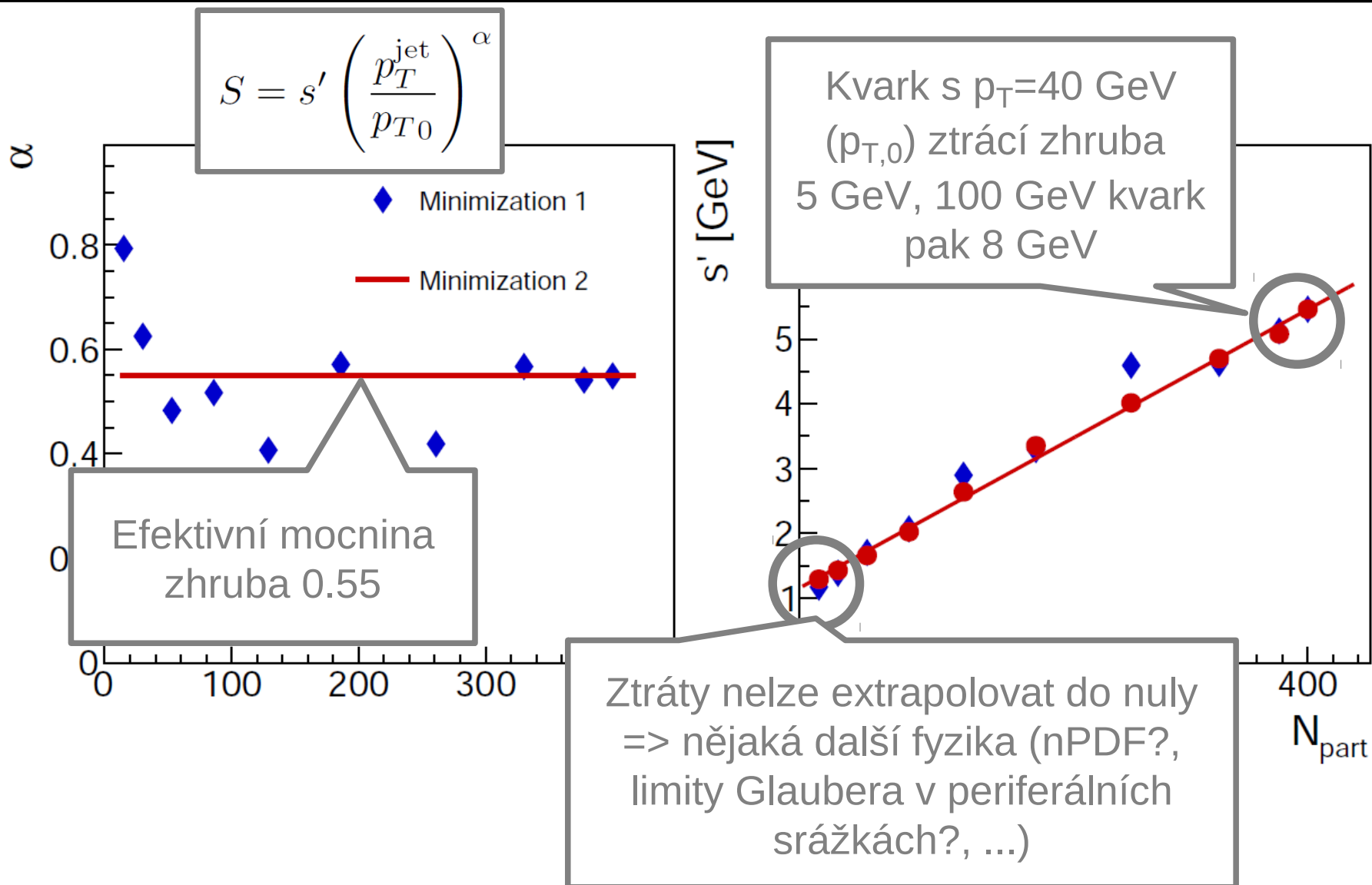
EPJC 76 (2016) 50

PLB 767 (2017) 10

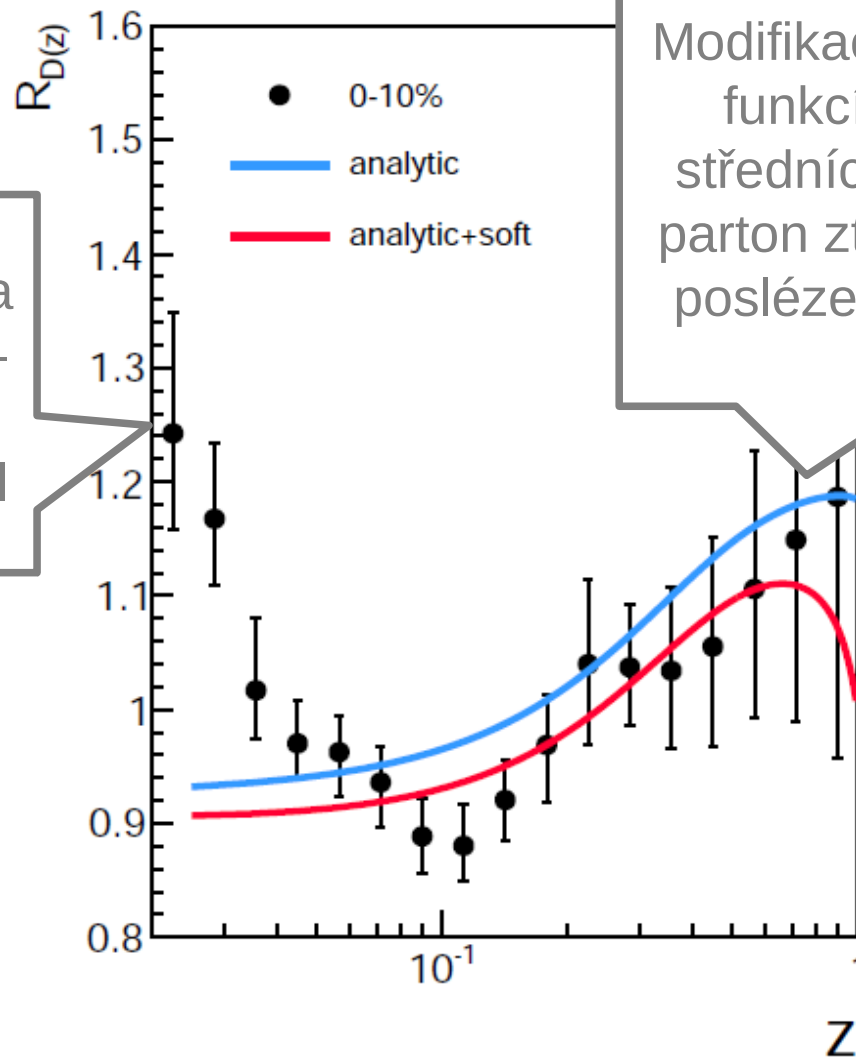
Velikost energetických ztrát



Velikost energetických ztrát



Modifikace fragmentačních funkcí

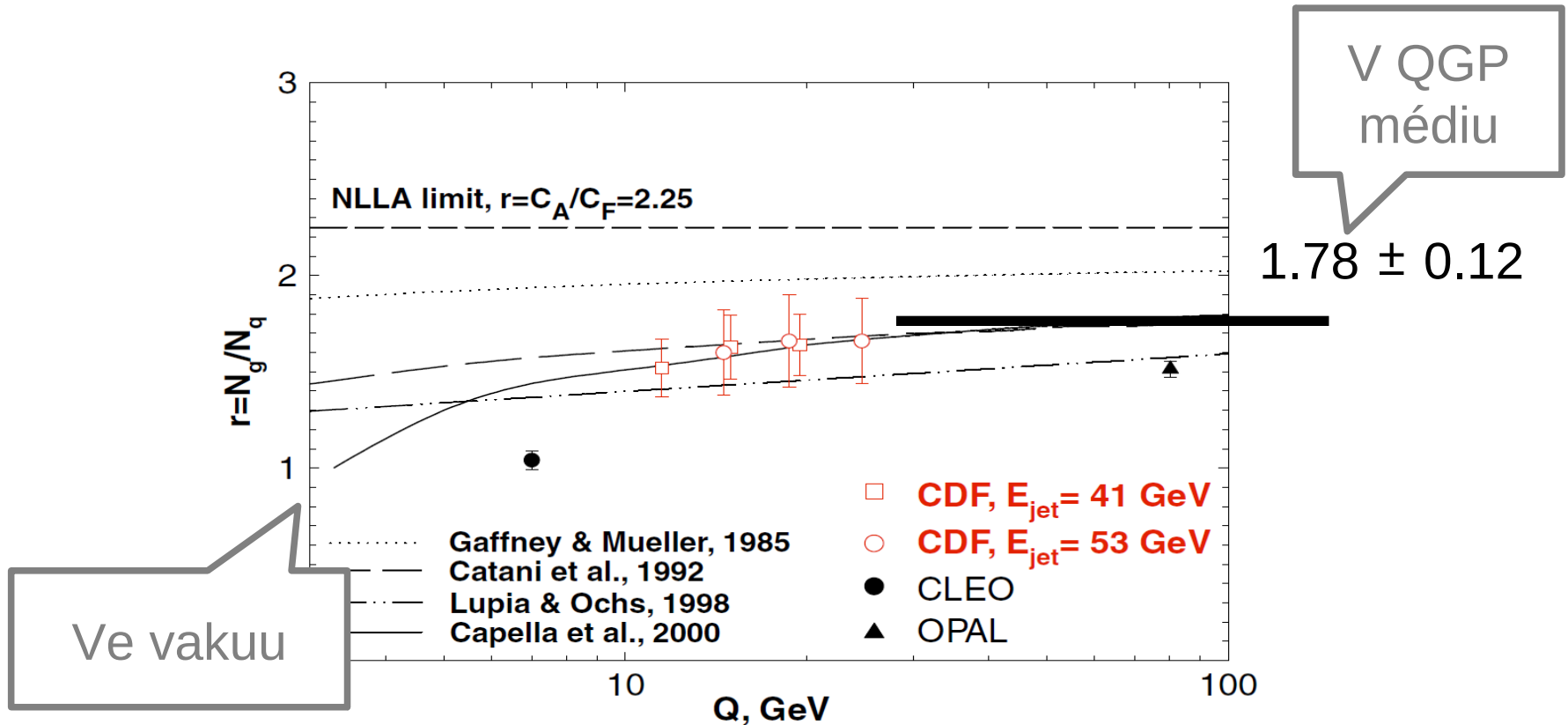


Malá z – dynamika měkkých gluonů – stojí mimo tento jednoduchý model

Modifikace fragmentačních funkcí na velkých z a středních z . Předpoklad: parton ztratí svoji energii a posléze fragmentuje jako ve vakuu.

Extrakce “color faktoru”

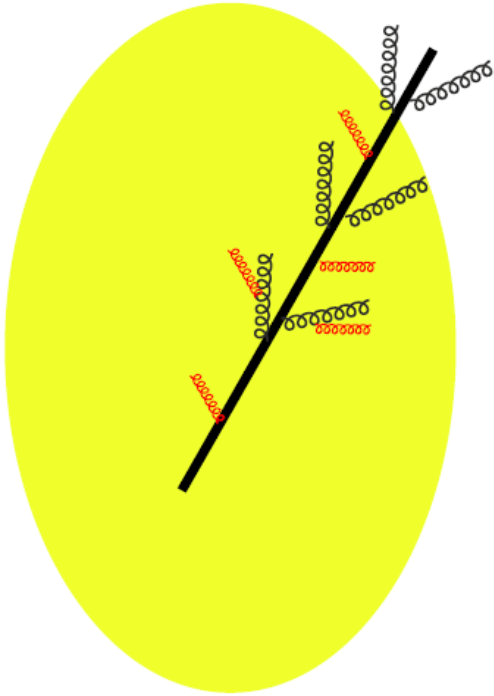
- Color factor (c_F) = kvantifikuje rozdíl pravděpodobnosti vyzáření gluonu gluonem a gluonu kvarkem.
- V LO QCD ve vakuu $c_F = 9/4$... podíl Casimirových invariantů



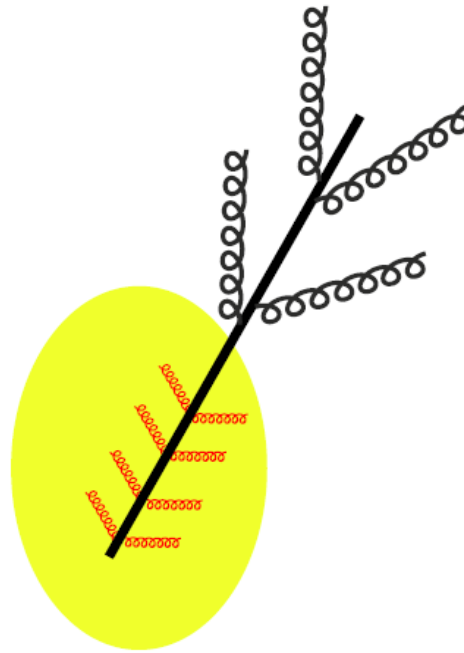
Základní fyzikální obrázky?



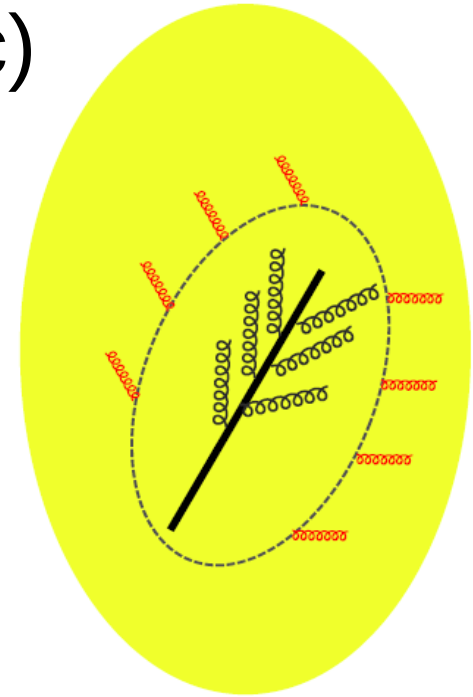
a)



b)



c)

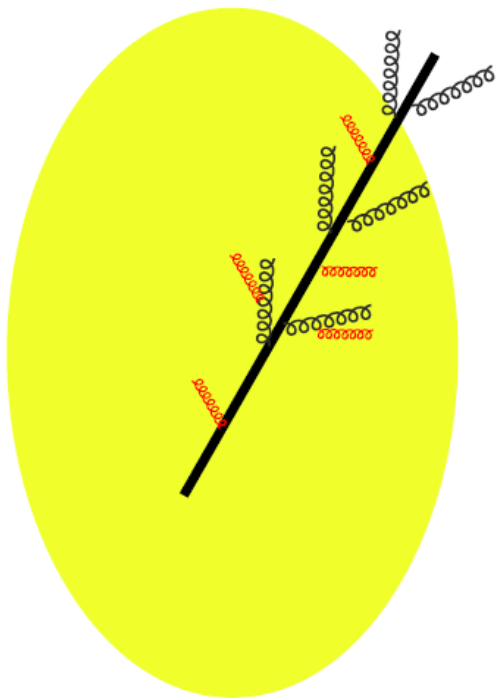


?

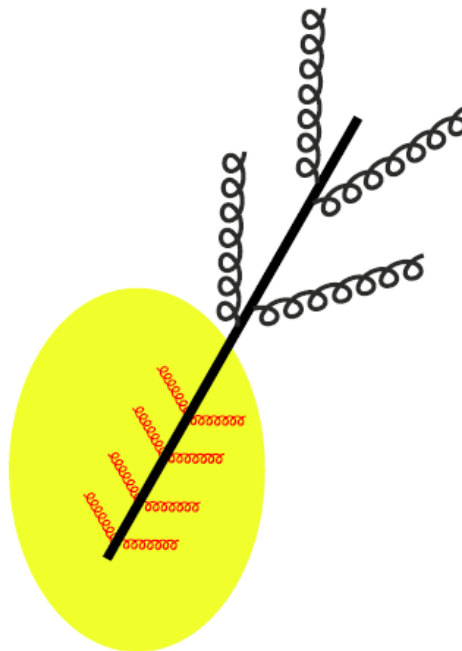
Základní fyzikální obrázek?



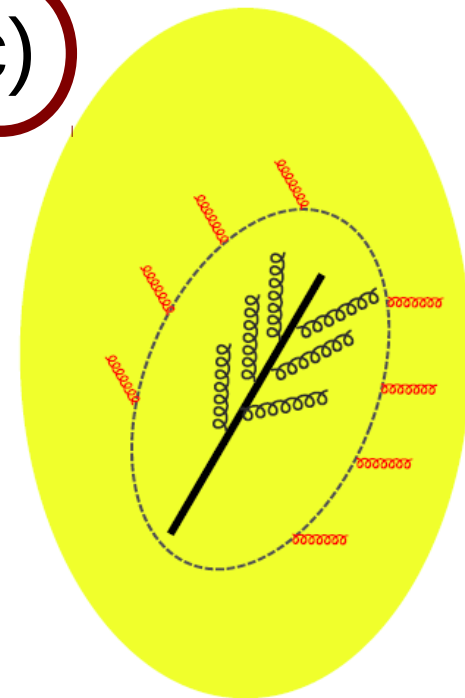
a)



b)

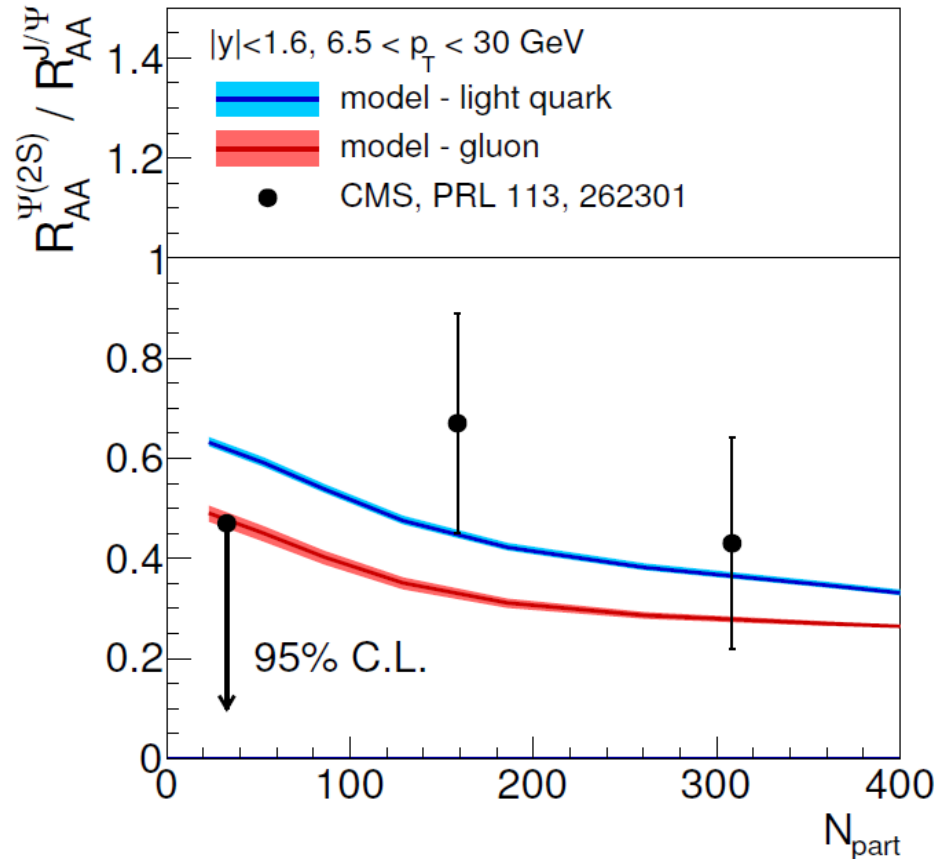
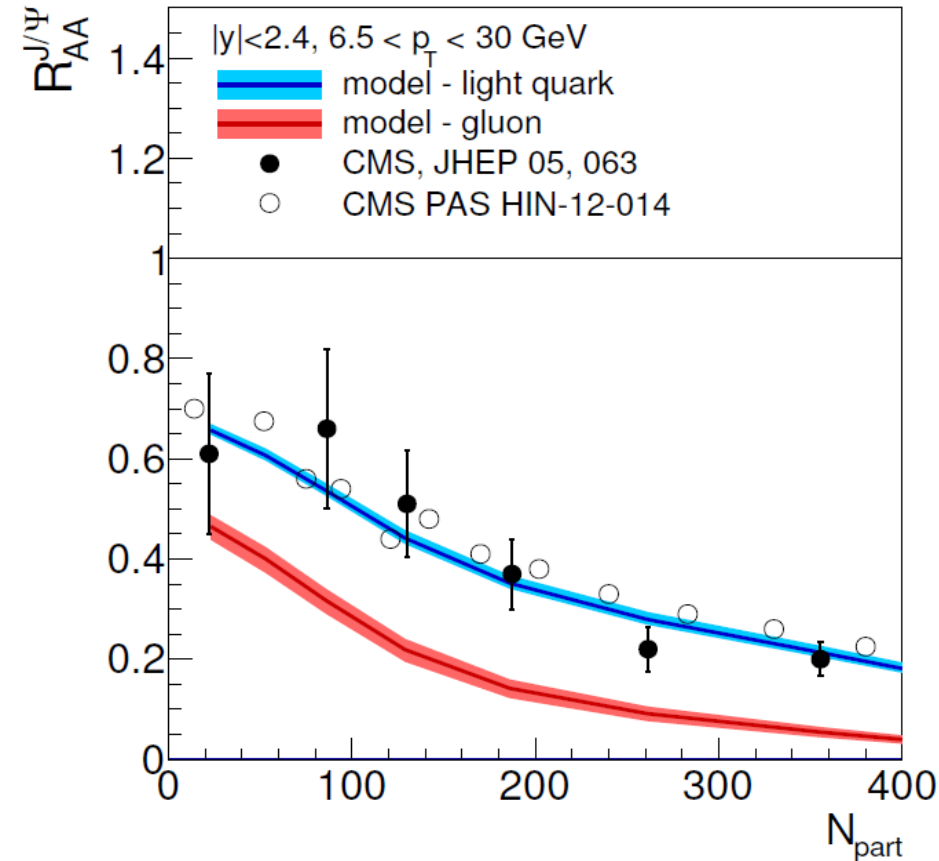


c)



Partonová sprška vyzařuje v QGP z velké části koherentně s barevným nábojem, jehož hodnota odpovídá hodnotě barevného náboje počátečního kvarku či gluonu.

Vyzařování jiných objektů



Potlační charmonií (mezonů z c anti-c kvarků) lze vysvětlit jako důsledek vyzařování, jehož charakteristika je podobná vyzařování jednoho lehkého kvarku.

Závěr



- Srážky těžkých iontů nejsou triviální superpozicí mnoha pp srážek. V centrálních těžko-iontových srážkách vzniká “dekonfinovaná” hmota = **volné kvarky a gluony**.
- V centrálních srážkách těžkých iontů pozorujeme **značné modifikace jetů** (či obecně veličin charakterizujících procesy s velkou předanou hybností) popisované v rámci kvantové chromodynamiky.
- Zkoumání tvrdých procesů v těžko-iontových srážkách by nám mělo umožnit **lepší pochopení silné interakce**.
- Ve srážkách těžkých iontů pozorujeme **značné modifikace celkového toku energie**. Tyto jevy popisuje dobře relativistická hydrodynamika, která do určité míry umožňuje spojit fyziku srážek těžkých iontů s kosmologií.

Backup



ATLAS



LHC = bezprecedentní urychlovač,
ATLAS = bezprecedentní experiment
(do značné míry)



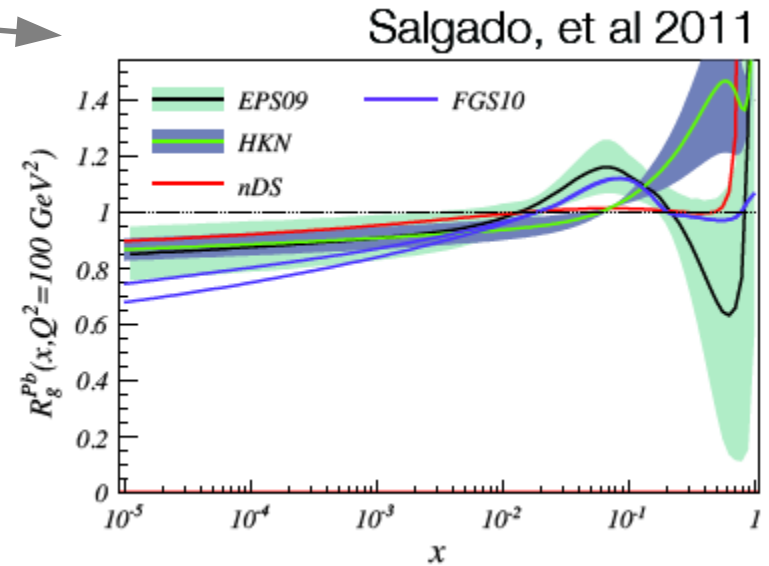
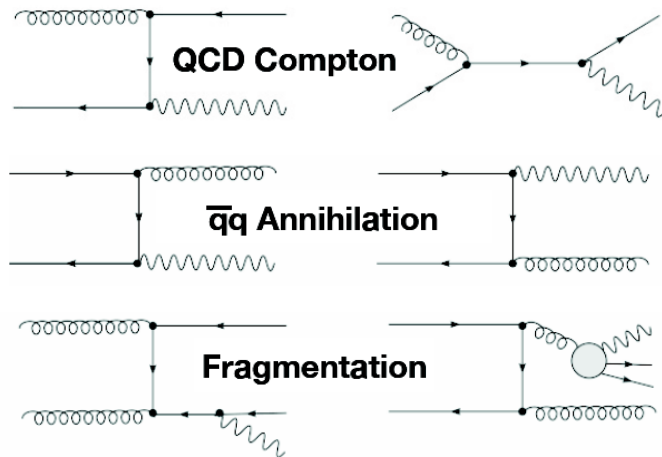
Bezprecedentní publikační strategie :-)

Publication approval process

1. Subgroup approval
2. EdBoard formation
3. WG approval
4. EdBoard approval
5. First reading
→ EdBoard approval
6. Open presentation
→ EdBoard approval
7. Physics coordination and
Publication committee approval
8. Spokes person approval
9. (CERN management approval)

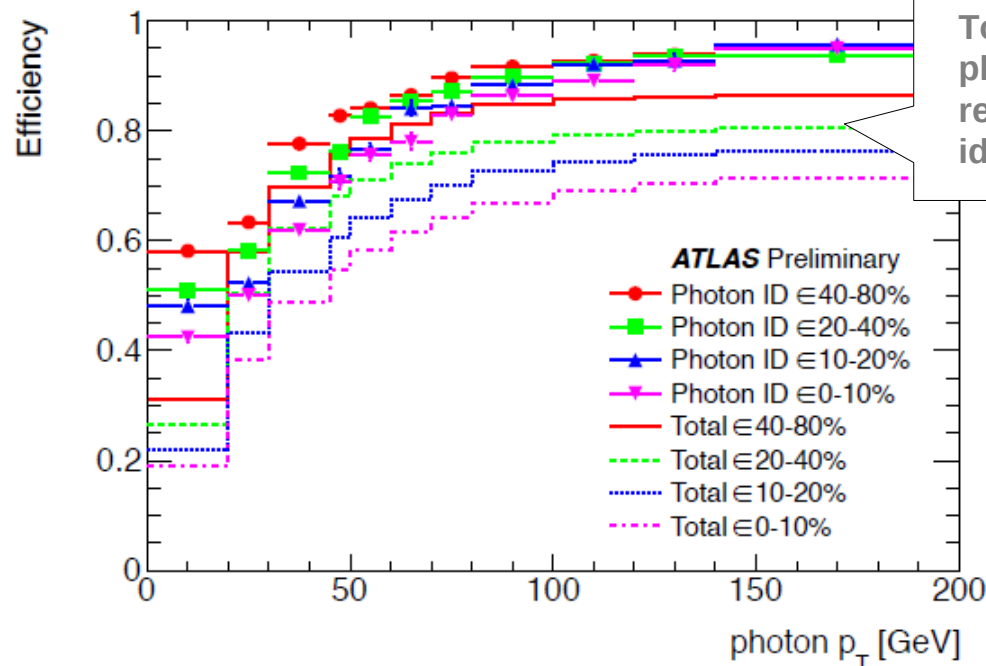
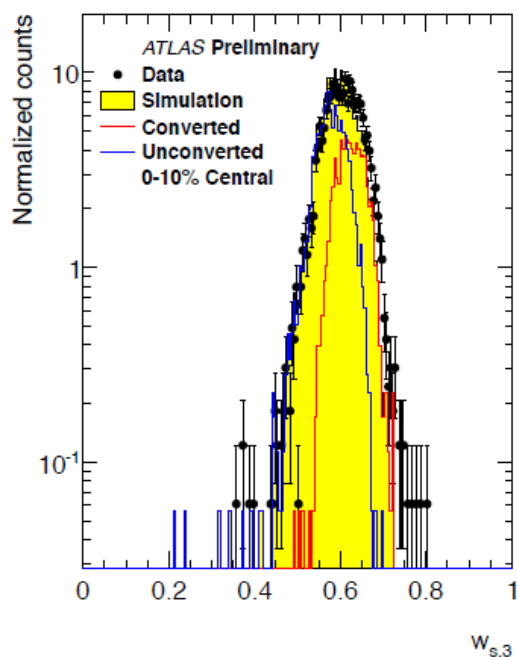
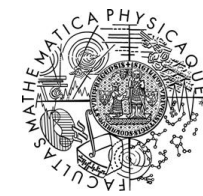
Direct photons

- Direct photons should be unmodified by the QCD medium $\rightarrow N_{\text{coll}}$ scaling expected to work.
- Photo-production calculable in QCD at NLO.
- Influence from nuclear PDF.



- Analysis of direct photons:
 - 0.13 nb^{-1} of 2011 PbPb@2.76 TeV data
 - Events triggered on 16 GeV EM cluster
 - UE subtraction – same algorithm as in jets
 - Standard eGamma reconstruction used on UE subtracted cells
 - Signal extraction: shower shape cuts \rightarrow isolation \rightarrow double side band method for removal of residual signal from fragmentation photons

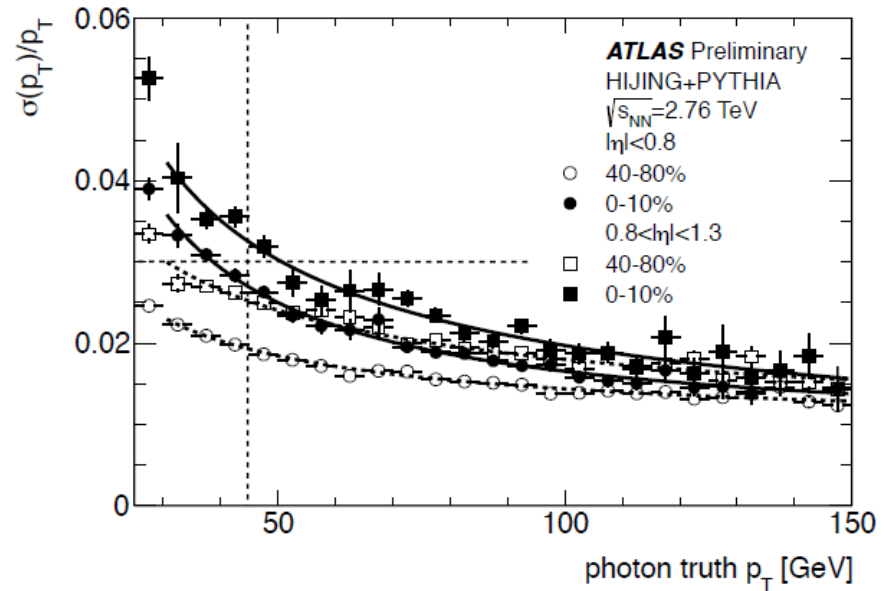
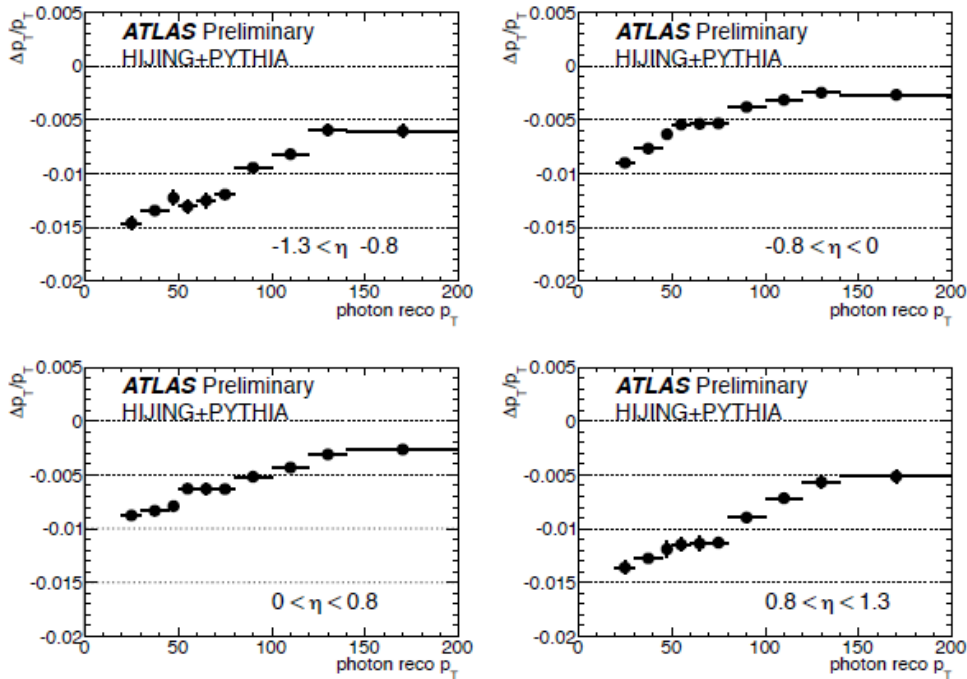
Direct photons: performance



Total efficiency:
photon is
reconstructed &&
identified &&
isolated

- 10 shower shape variables can be used to discriminate photons from jets/hadrons. Data to MC comparison provides input to the estimation of the systematic uncertainty.
- Further rejection of hadronic fragments achieved by imposing the isolation requirement $E_T(R_{\text{iso}}=0.3) < 6 \text{ GeV}$.
- Double side band technique (R_{iso} vs tight/loose cuts) used to remove remaining contribution from jet fragments.

Direct photons: performance



- PYTHIA + HIJING photon energy scale better than 1.5% (3% uncertainties from test beam studies).
- Photon energy resolution $\sim 3\%$ or less for photons with $p_T > 45$ GeV.

Direct photons: results

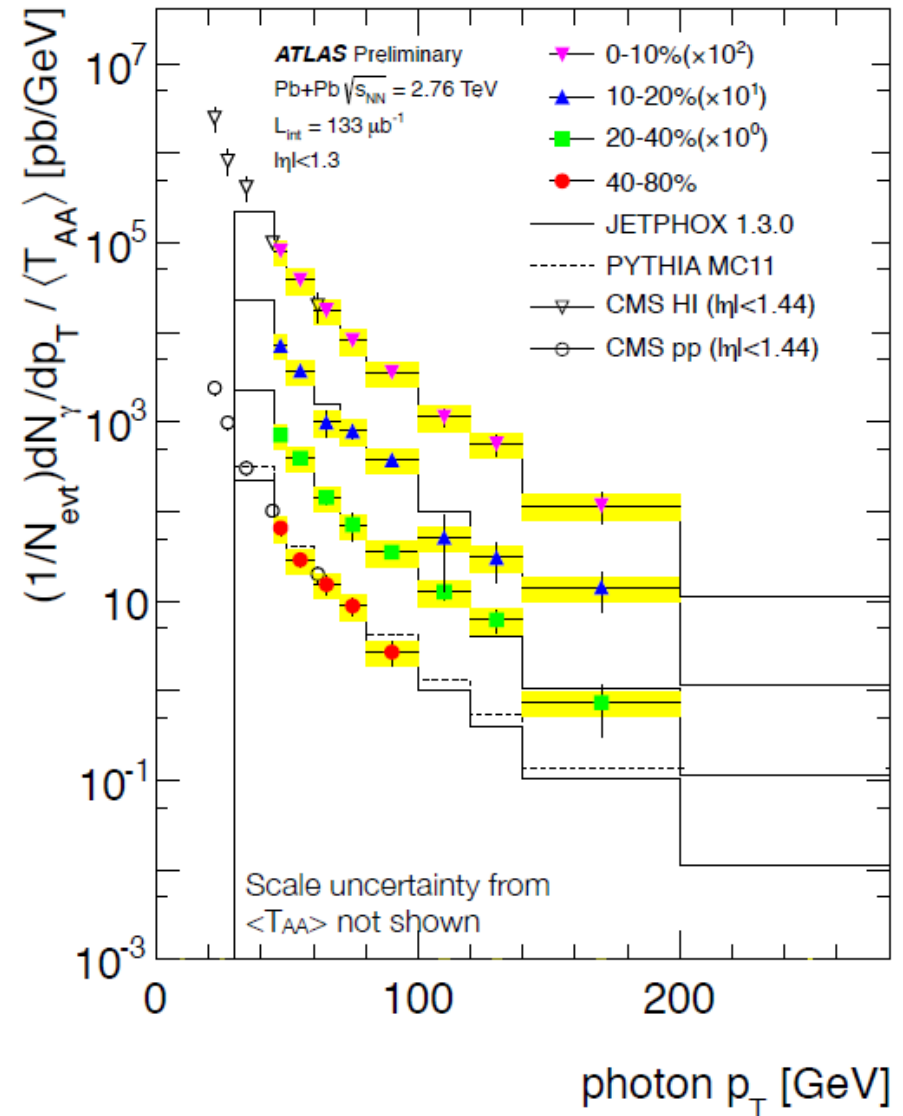
- Photon yields corrected for total efficiency

$$\frac{1}{N_{\text{evt}}} \frac{dN_{\gamma}}{dp_T} (p_T, c) = \frac{N_A^{\text{sig}}}{\epsilon_{\text{tot}} \times N_{\text{evt}} \times \Delta p_T}$$

... evaluated for different centrality bins and scaled by the nuclear thickness function ($\langle T_{AA} \rangle = \langle N_{\text{coll}} \rangle / \sigma_{pp}$).

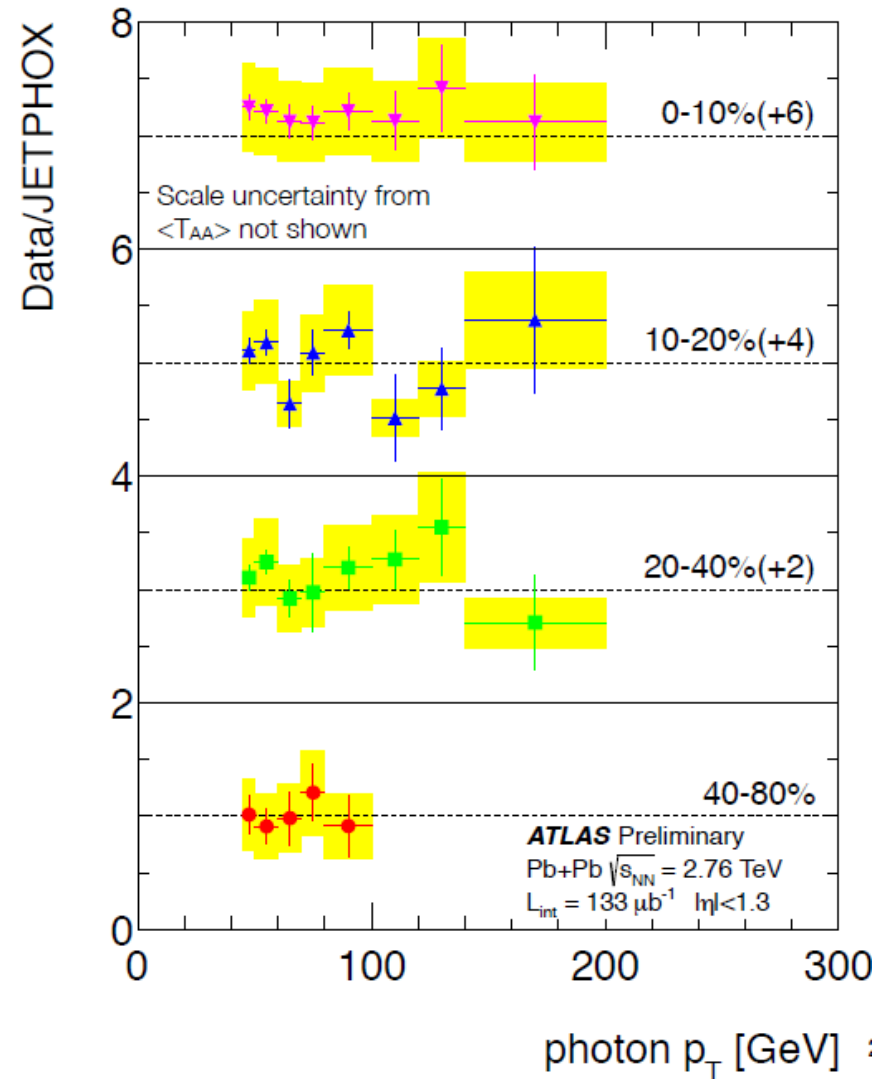
- Photon yields compared to CMS result and JETPHOX and PYTHIA MC11.
- **Very good agreement between MC and data for all centralities.**
- Total systematic uncertainty of 31%.

Source	Effect on yield
Tight cut definition	20%
Non-tight definition	3%
Isolation criterion	20%
Energy scale	12%
Unfolding	3%
Event counting	1%
Total	31%



Direct photons: results

- Ratio of Data to MC (JETPHOX) for different centralities.
- JETPHOX MC:
 - CTEQ 6.6 PDFs, 5% uncertainty @7 TeV
 - No nuclear modifications of PDFs included
 - $\mu_{R,F}$ uncertainties of 13% from standard variation within MS renormalization scheme
- Good agreement between data and JETPHOX seen over the wide range of photon $p_T \Rightarrow$ **no suppression of photons in the QCD medium.**



Z boson

- Production restricted to the initial hard scattering → clean “probe” of the QCD medium.
- Z bosons should be unmodified by the QCD medium → N_{coll} scaling is expected to hold.

- Z boson analysis:

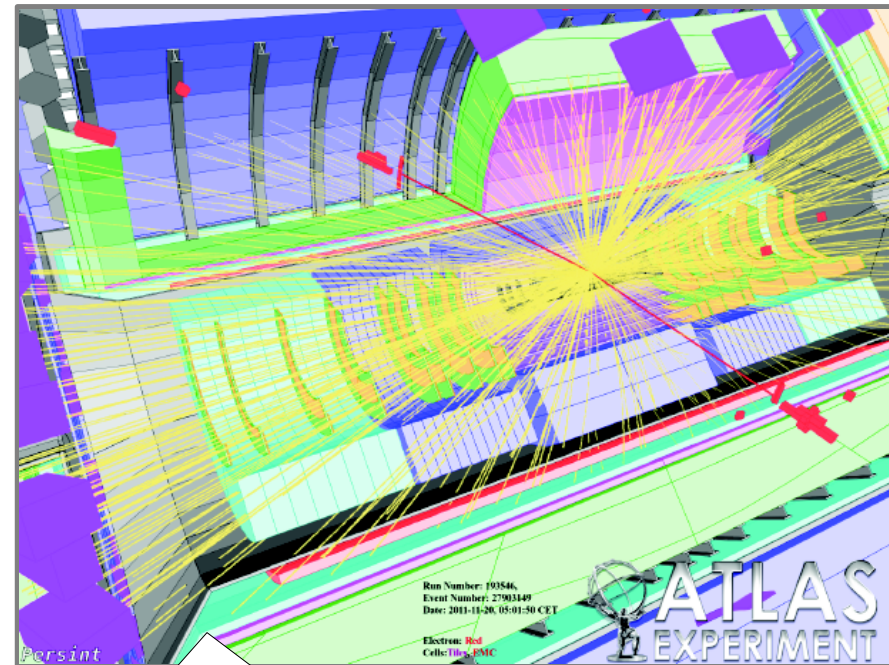
- 0.15 nb^{-1} of 2011 PbPb data
- two clean decay channels: $Z \rightarrow ee$, $Z \rightarrow \mu\mu$

- Selection of electrons:

- $E_T > 20 \text{ GeV}$, $|\eta| < 2.5$
- Shower shape and energy cuts in the calorimeter
- UE subtracted from each electron

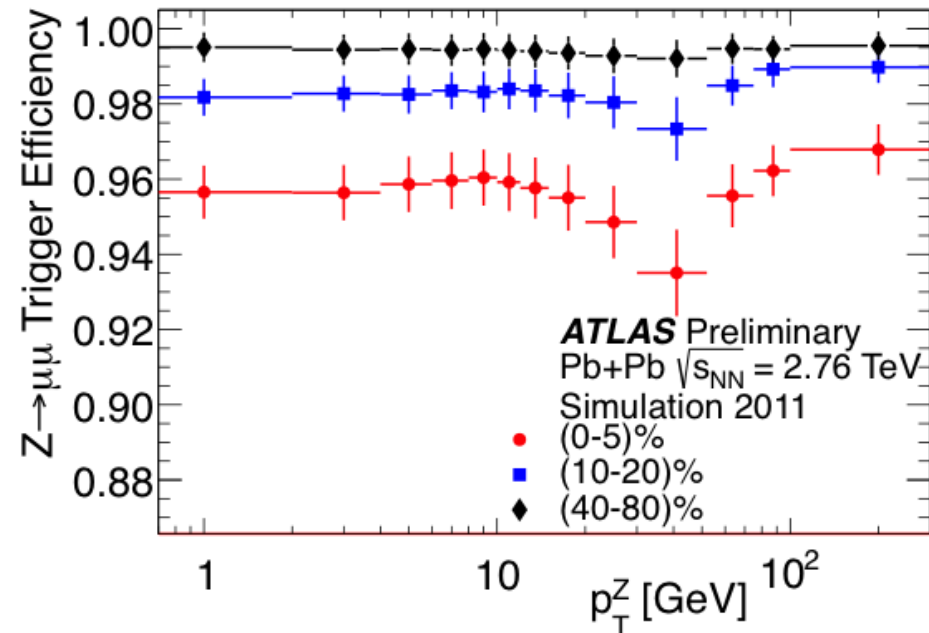
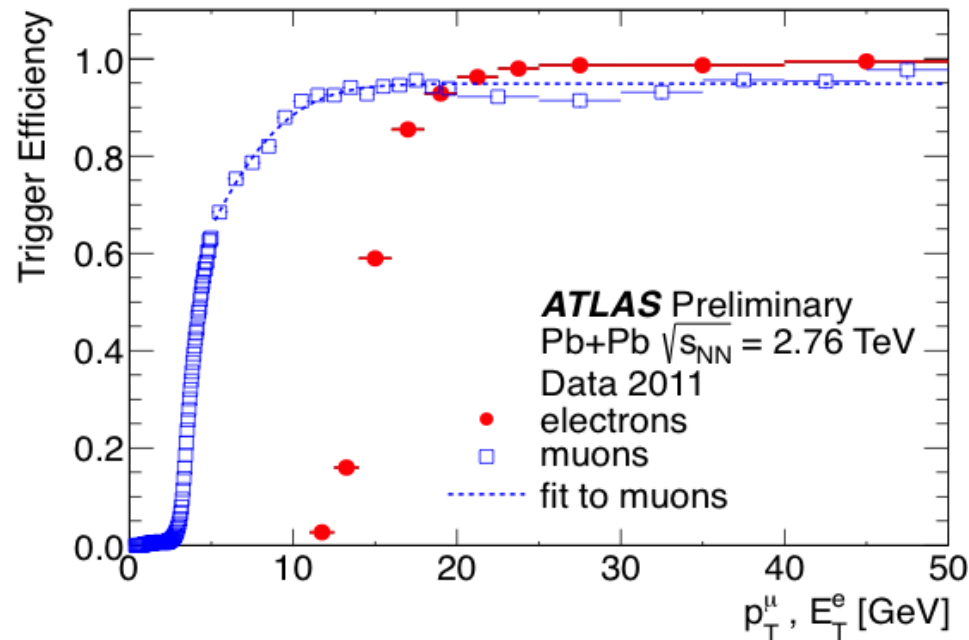
- Selection of muons:

- $p_T > 10 \text{ GeV}$, $|\eta| < 2.7$
- track quality cuts



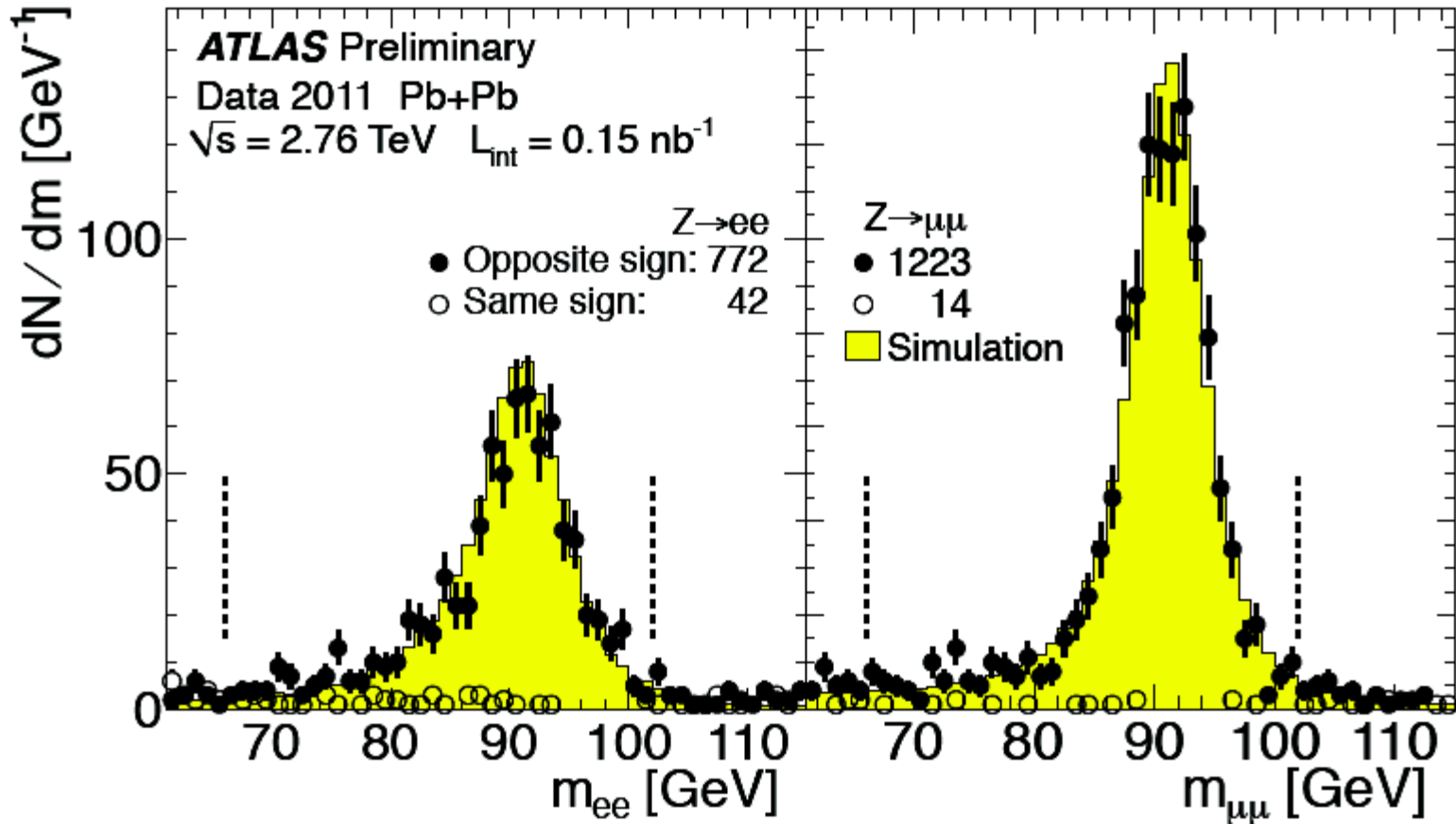
Z boson candidate event
 $F_{\text{Cal}} E_T = 1.58 \text{ TeV}$
 $m_{ee} = 92.2 \text{ GeV}$
 $p_{T,Z} = 4.8 \text{ GeV}$, $y_Z = -0.2$

Z boson: efficiencies



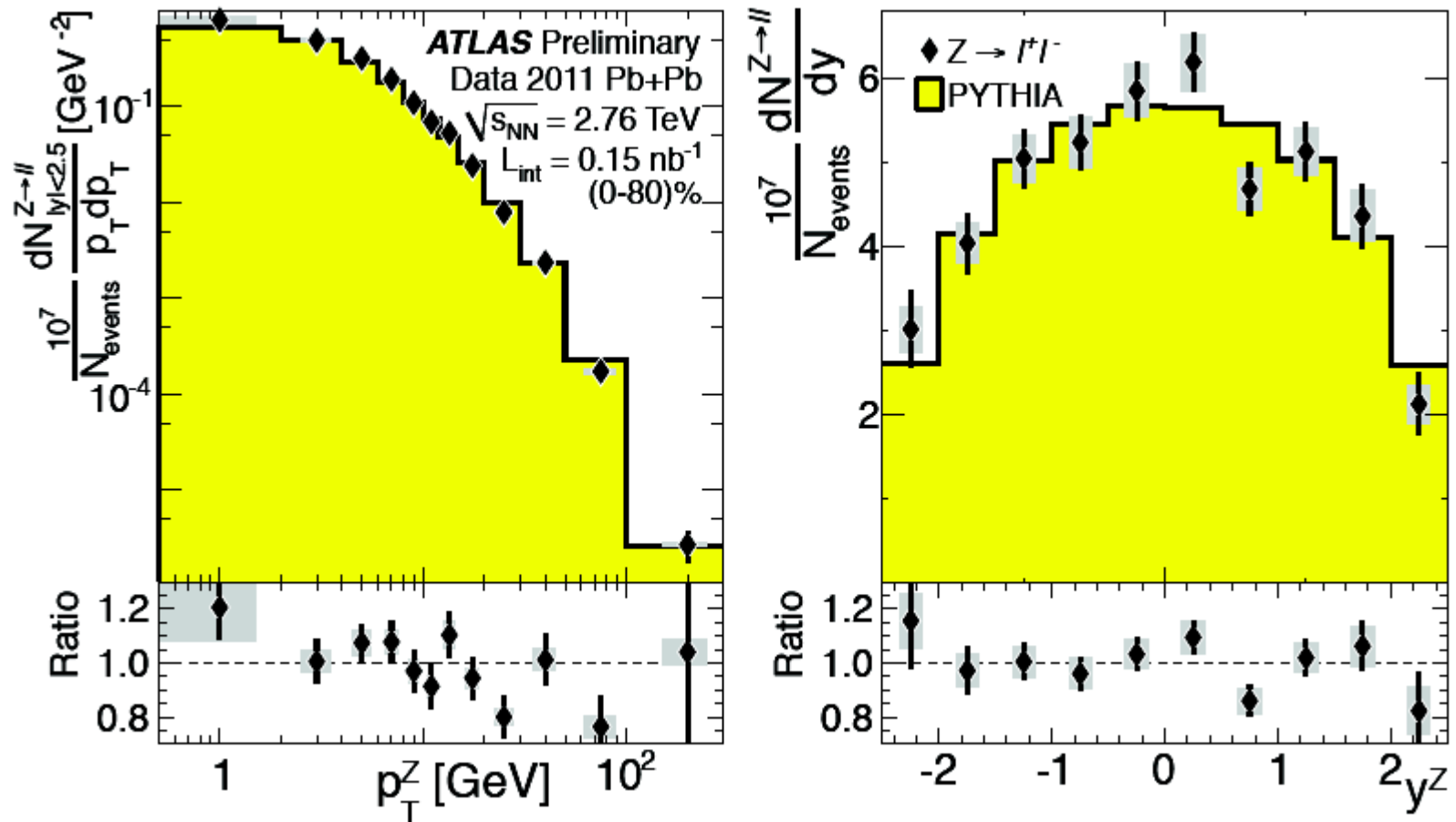
- Electron trigger based on LAr. Efficiency $\sim 98\%$ for $E_T > 20$ GeV
 → pair efficiency 99.9%.
- Muon trigger is combination of L1 and HLT trigger. Efficiency $> 90\%$ for $p_T > 10$ GeV
 → pair efficiency 95-99% with a weak centrality dependence.

Z boson: mass distribution



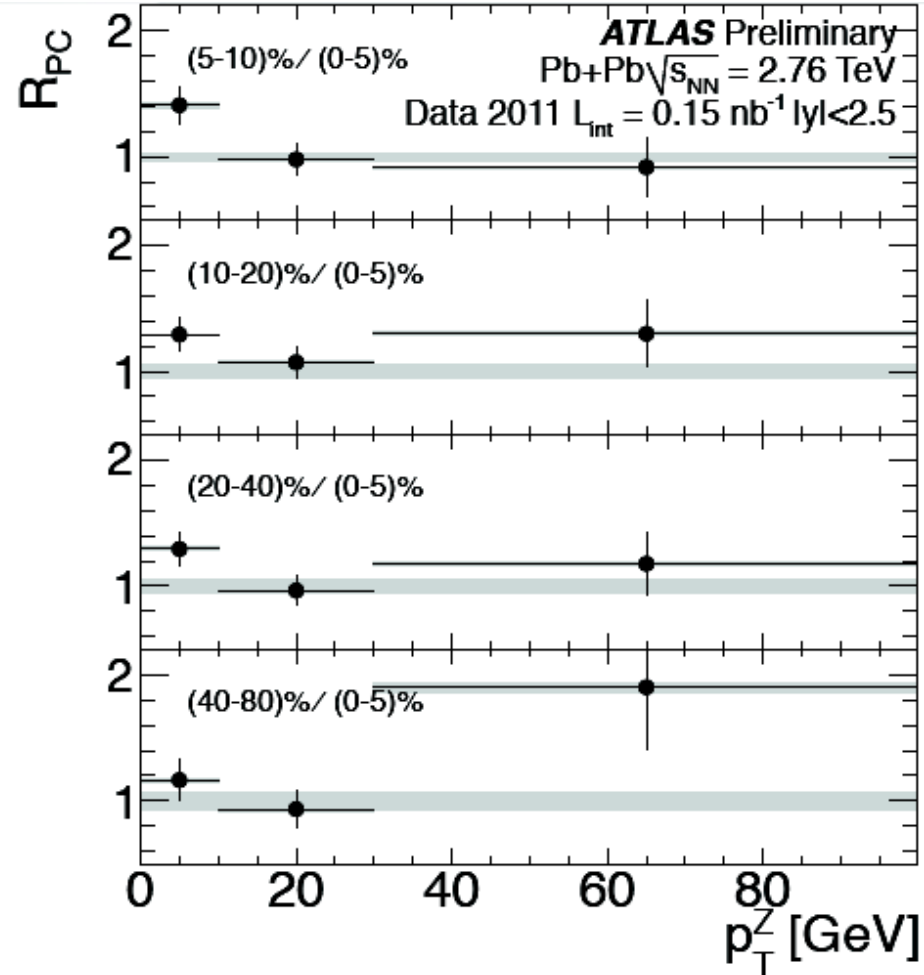
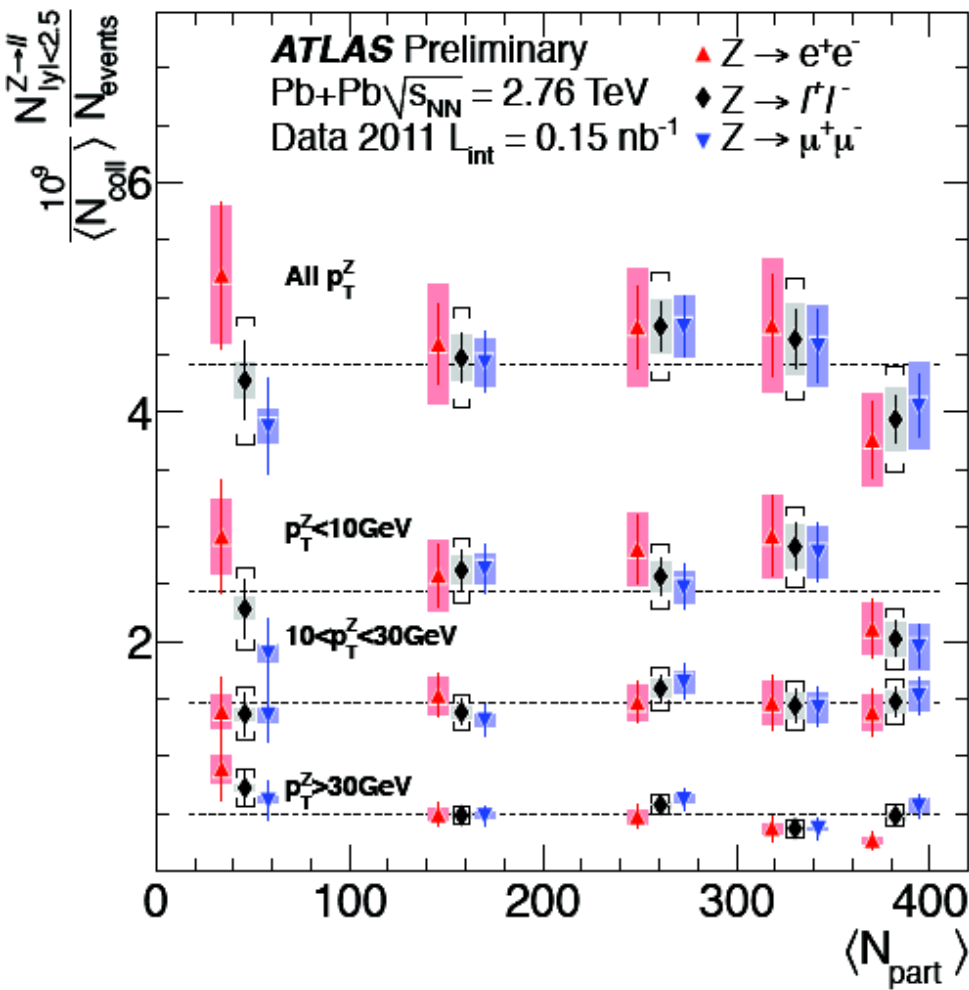
- Signal purity: $\sim 95\%$ in $Z \rightarrow ee$, $\sim 99\%$ in $Z \rightarrow \mu\mu$.
- Data compared to PYTHIA embedded to HIJING events.

Z boson: corrected spectra



- Bin-by-bin correction for the inefficiency (as function of momentum, pseudorapidity, centrality).
- Reference PYTHIA for a shape comparison → good agreement.

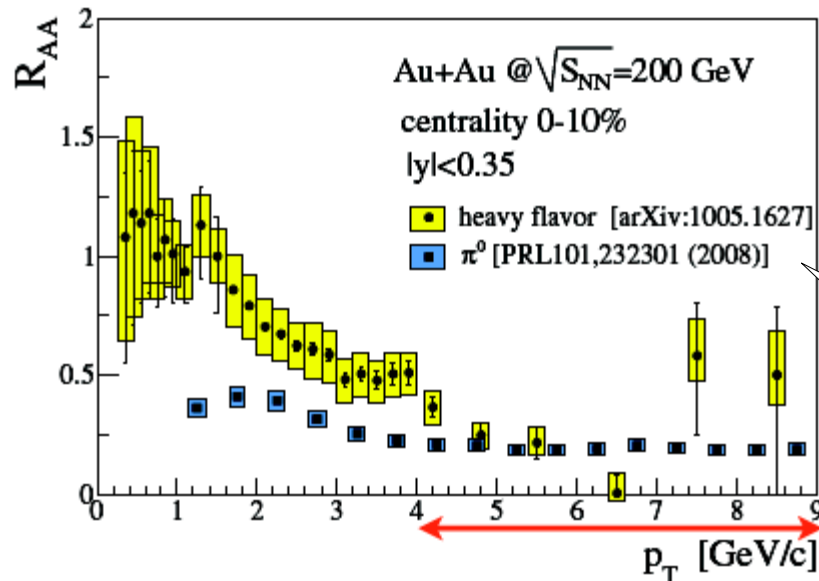
Z boson: results



$\langle N_{coll} \rangle$ scaling of the Z boson yields holds \Leftrightarrow no suppression of Z boson observed.

Heavy flavor

- Open heavy flavor production measured via semi-leptonic decayed muons.
- Indirectly access the difference in the jet quenching for the c/b jets and light quark jets.
- Differences between light quark and heavy quark suppression expected (e.g. gluon radiation at small angles supposed to be suppressed).



Dokshitzer, Khoze, Troyan, JPG 17 (1991) 1602.
Dokshitzer and Kharzeev, PLB 519 (2001) 199.

No difference between light and heavy quark at high- p_T observed at RHIC.

- Open heavy flavor analysis:
 - 2010 PbPb@2.76 TeV, $7 \mu\text{b}^{-1}$ of MinBias events
 - good muons with $|\eta| < 1.05$ and $4 \text{ GeV} < p_T < 14 \text{ GeV}$.

Heavy flavor: background discrimination



- Background: muons from K/π decays or from hadronic showers in calorimeter.
- Muon source separated by 2 discriminants:

1) momentum balance

$$\frac{\Delta p_{\text{loss}}}{p_{\text{ID}}} = \frac{p_{\text{ID}} - p_{\text{MS}} - \Delta p_{\text{calo}}(p, \eta, \phi)}{p_{\text{ID}}}$$

2) scattering significance

$$S(k) = \frac{1}{\sqrt{n}} \left(\sum_{i=1}^k s_i - \sum_{j=k+1}^n s_j \right)$$

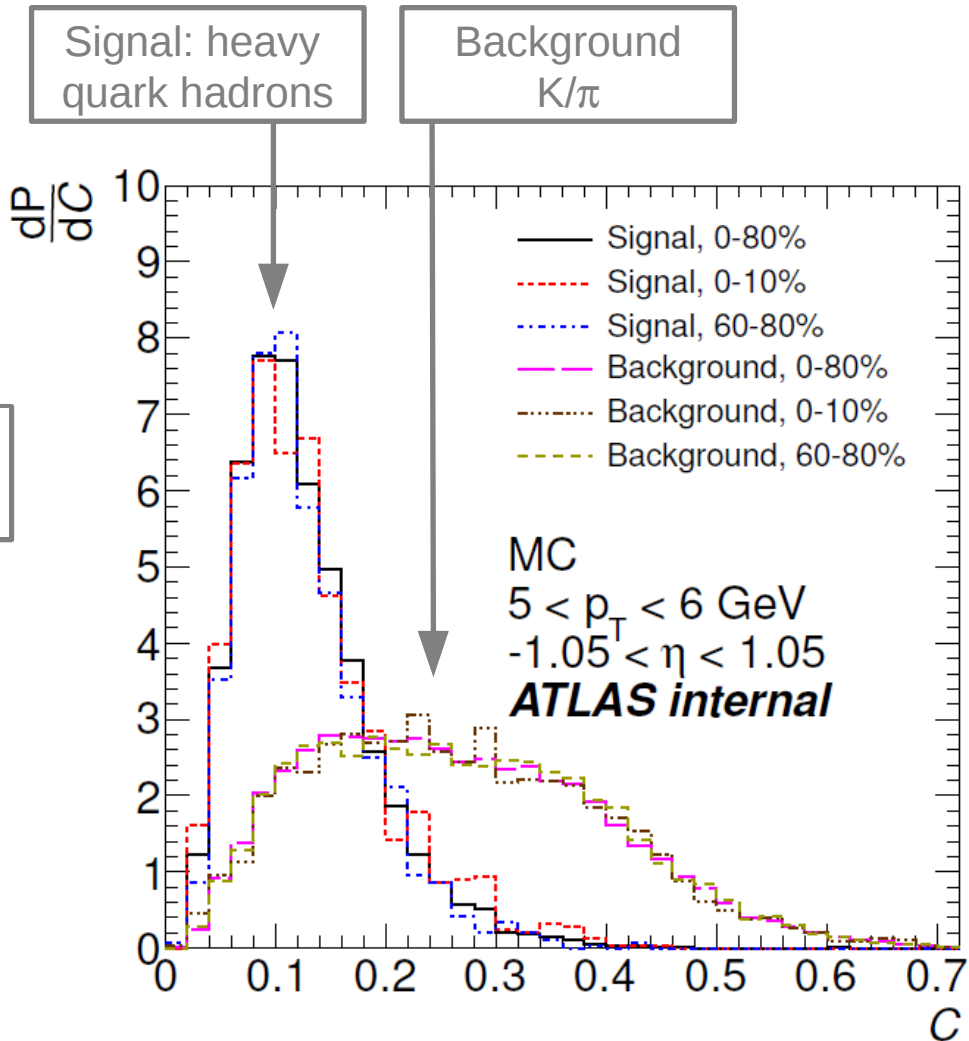
$$S = \max \{ |S(k)|, k = 1, 2, \dots \}$$

- Composite discriminant

$$C = \left| \frac{\Delta p_{\text{loss}}}{p_{\text{ID}}} \right| + rS$$

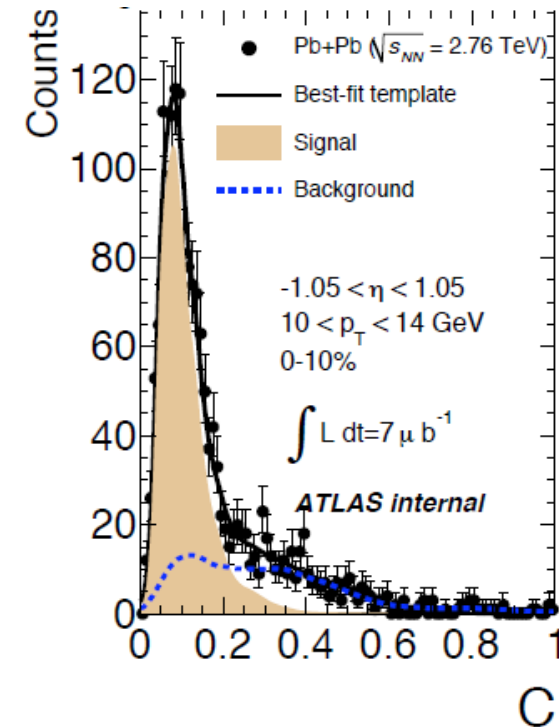
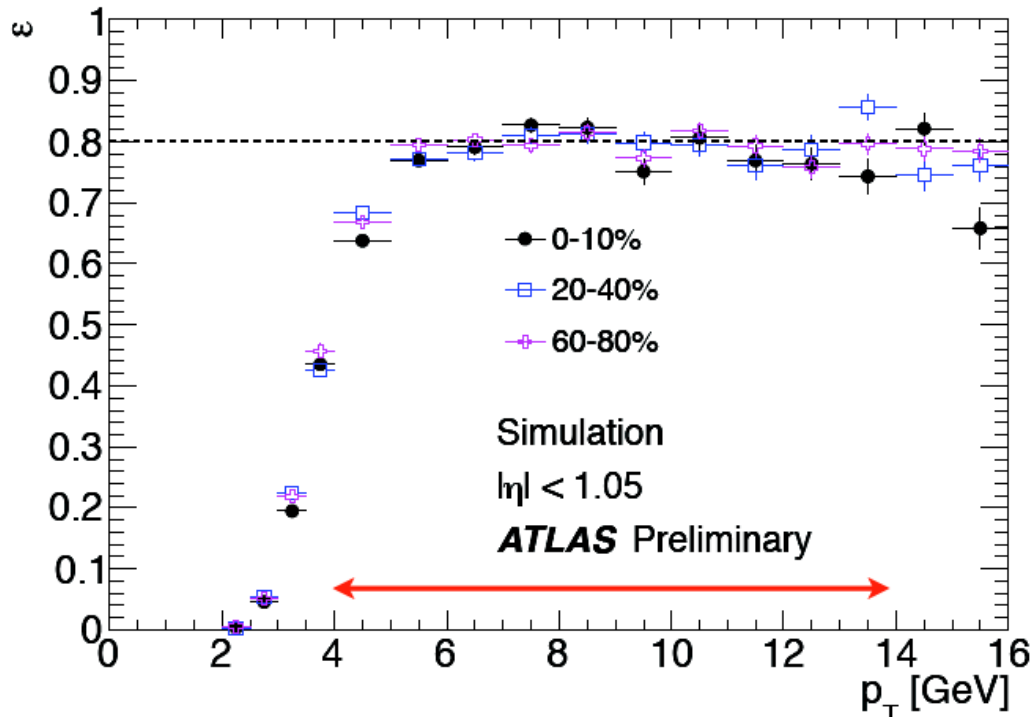
$$r = 0.07$$

$$s_i = q \frac{\Delta \phi_i}{\phi_{\text{msc}}}$$



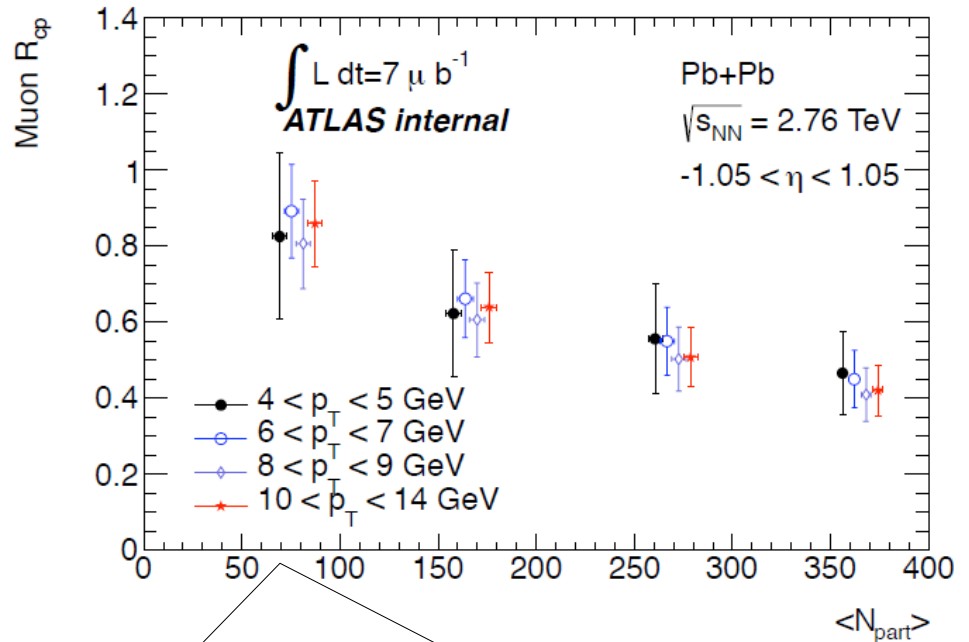
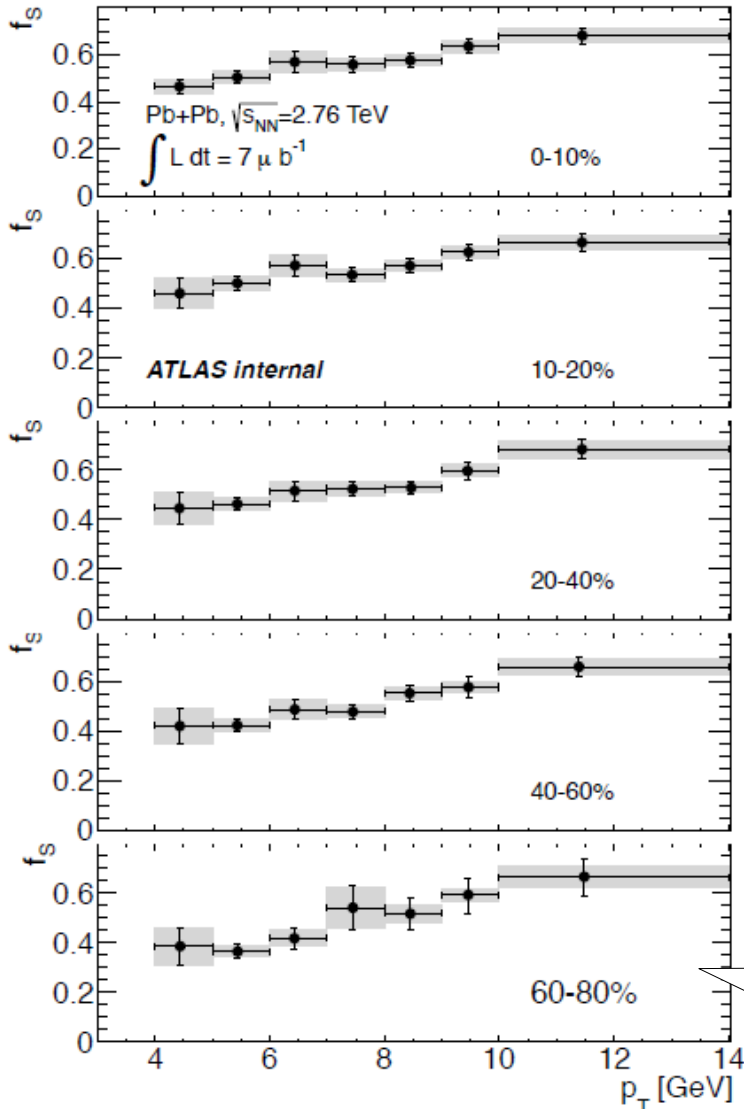
... well distinguishable background from the signal => template fitting technique used to separate them statistically in the data.

Heavy flavor: efficiency



- Heavy flavor muon reconstruction efficiency as function of muon p_T . No centrality dependence. Plateau for $p_T > 5$ GeV.
- Template fitting using the RooFit package. Two component template with shift, stretch and smear parameters to study the systematics from momentum resolution and scale shifts.

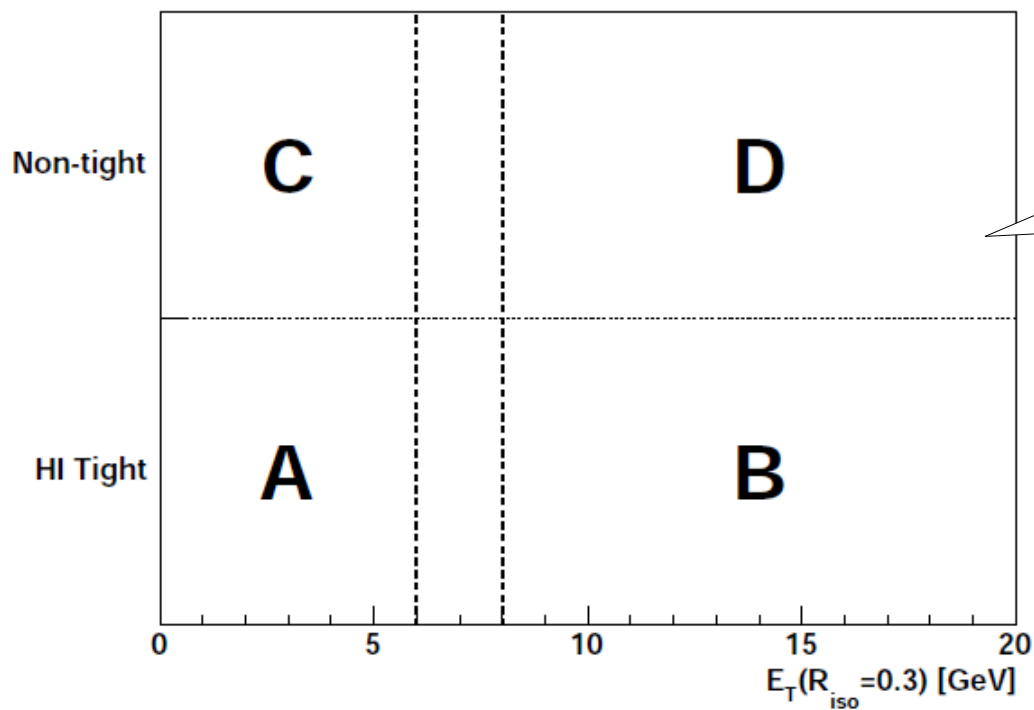
Heavy flavor: results



- R_{CP} of HF decreases smoothly from peripheral to central \Rightarrow clear suppression seen.
- R_{CP} is p_T independent. R_{CP} in 0-10%/60-80% of 0.45 – comparable result to R_{CP} measured in jets.

- f_s (fraction of muons from HF) increases as a function of p_T .
- f_s increases from peripheral to central collisions.

Backup – double side band technique



- Contribution from jets to the signal region (A) estimated using non-tight photons.

- Have to correct for the leakage from the signal region.
- Brent root solver used to get the numerical solution

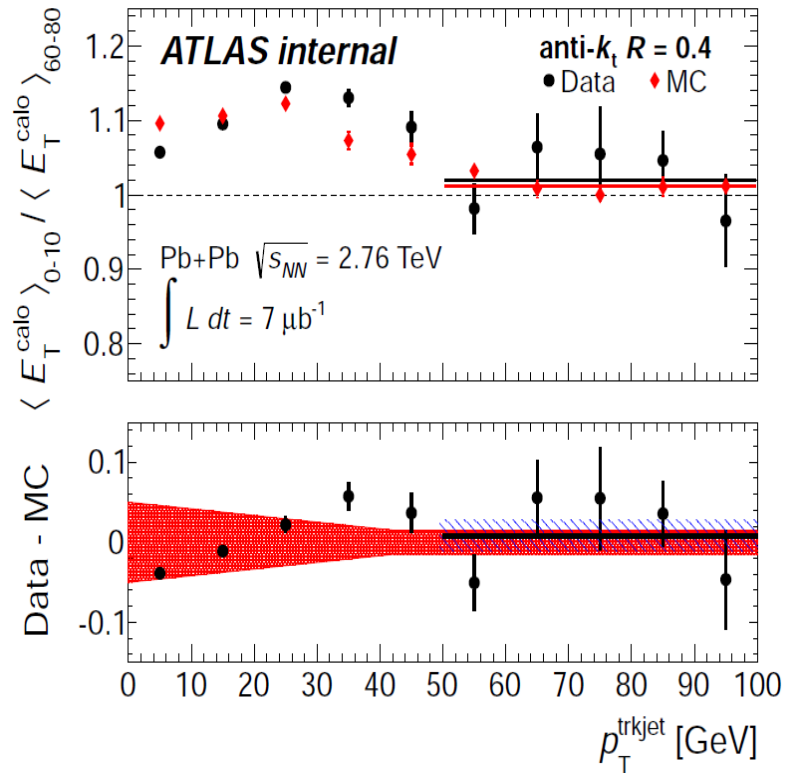
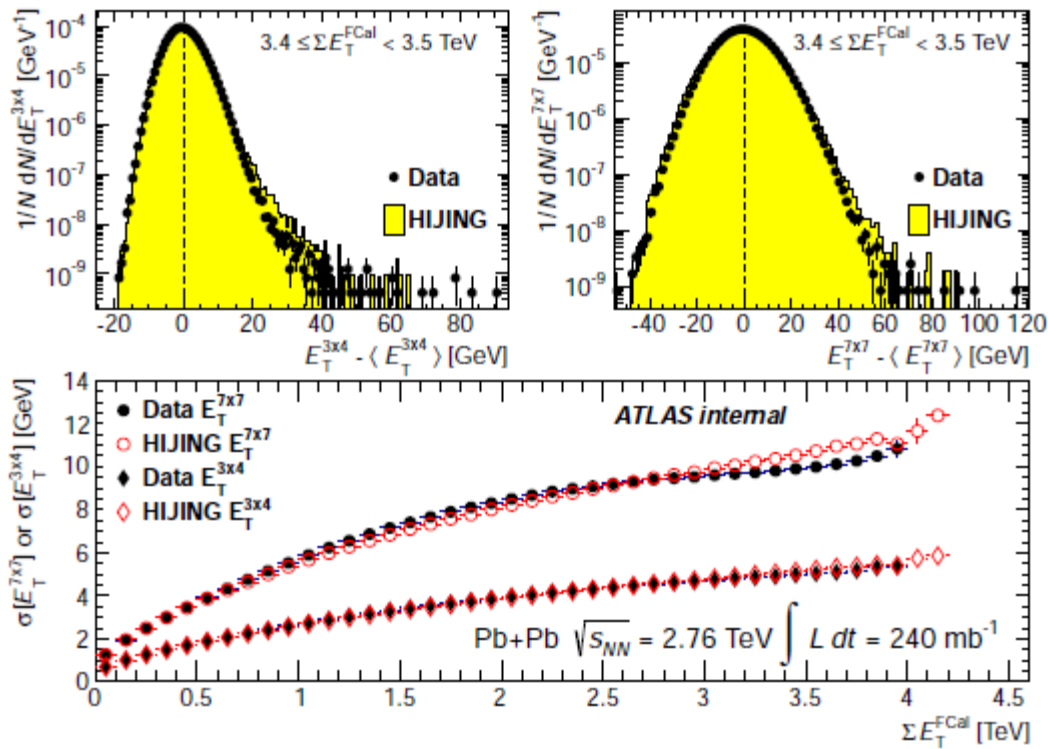
$$N_A^{\text{sig}} = N_A^{\text{obs}} - N_B^{\text{obs}} \frac{N_C^{\text{obs}}}{N_D^{\text{obs}}} \longrightarrow N_A^{\text{sig}} = N_A^{\text{obs}} - \left(N_B^{\text{obs}} - c_B N_A^{\text{sig}} \right) \frac{\left(N_C^{\text{obs}} - c_C N_A^{\text{sig}} \right)}{\left(N_D^{\text{obs}} - c_D N_A^{\text{sig}} \right)}$$

Backup – shower shape variables

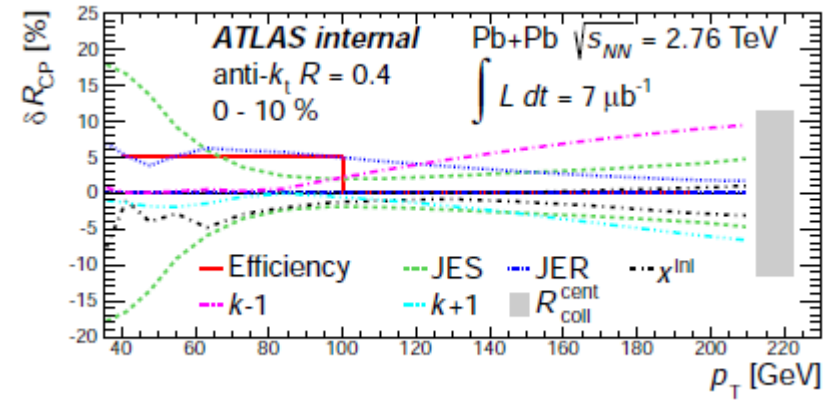
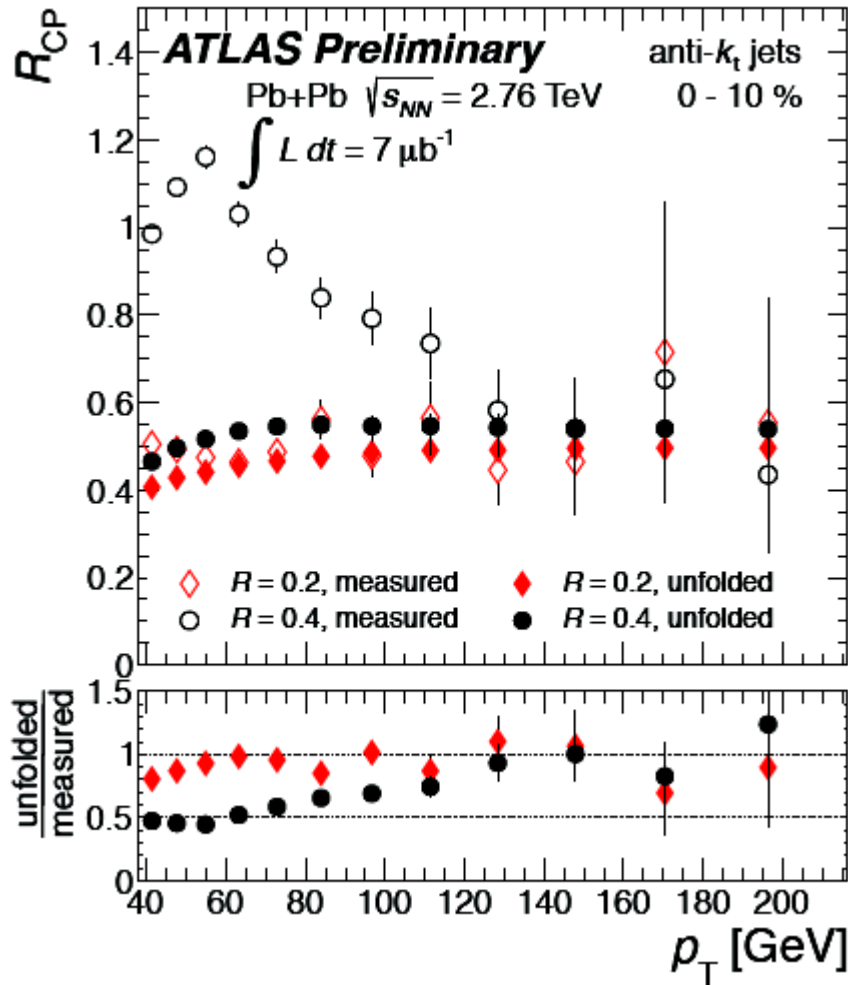


- R_η , the ratio of energies deposited in a 3×7 ($\eta \times \phi$) window to that deposited in a 7×7 window, in units of the second layer cell size.
- $w_{\eta,2}$, the root-mean-square width of the energy distribution of the cluster in the second layer in the η direction
- R_ϕ , the ratio of energies deposited in a 3×3 ($\eta \times \phi$) window in the second layer to that deposited in a 3×7 window, in units of the second layer cell size.
- R_{had} , the ratio of transverse energy measured in the hadronic calorimeter to the transverse energy of the photon cluster.
- $R_{\text{had}1}$, the ratio of transverse energy measured in the first sampling layer of the hadronic calorimeter to the transverse energy of the photon cluster.
- $w_{\text{s,tot}}$, the total RMS of the transverse energy distribution in the η direction in the first sampling “strip” layer
- $w_{\text{s},3}$, the RMS width of the three “core” strips including and surrounding the cluster maximum in the strip layer
- F_{side} , the fraction of transverse energy in seven first-layer strips surrounding the cluster maximum, not contained in the three core strips (i.e. $(E(\pm 3) - E(\pm 1))/E(\pm 1)$)
- E_{ratio} , the asymmetry between the transverse energies in the first and second maxima in the strip layer
- ΔE , the difference between the transverse energy of the first maximum, and the minimum cell transverse energy between the first two maxima.

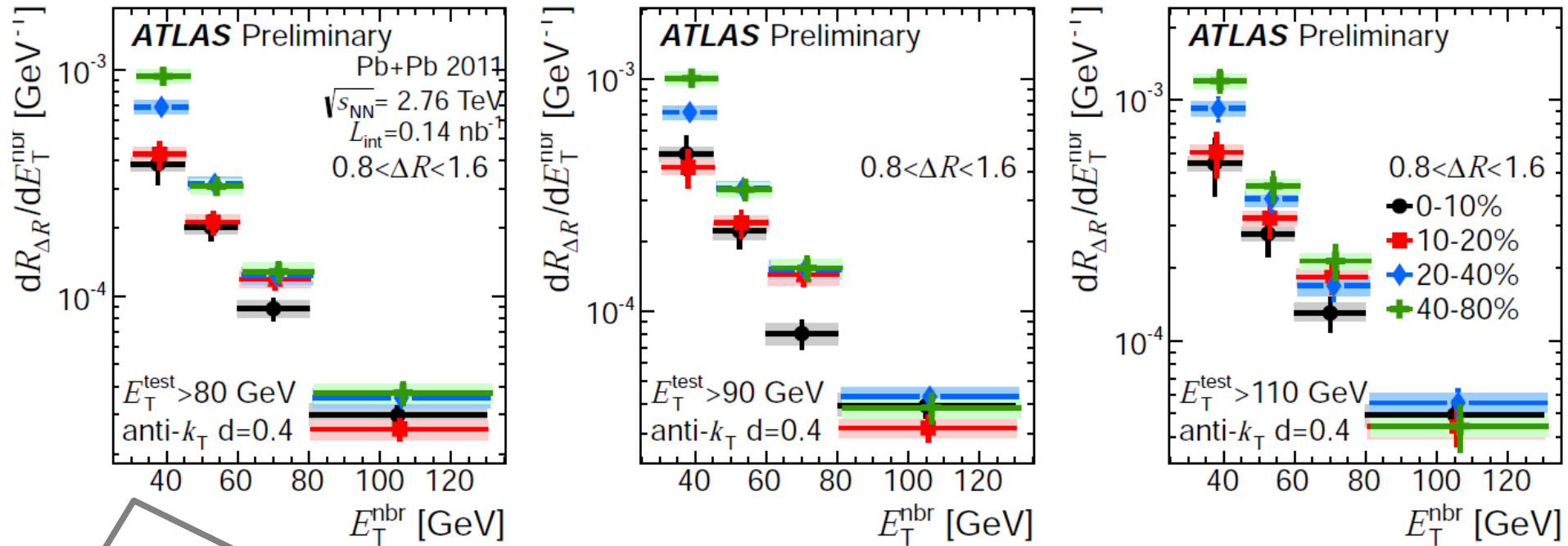
Backup – jet suppression



Backup – jet suppression



$R_{\Delta R}$ – neighboring jet E_T dependence

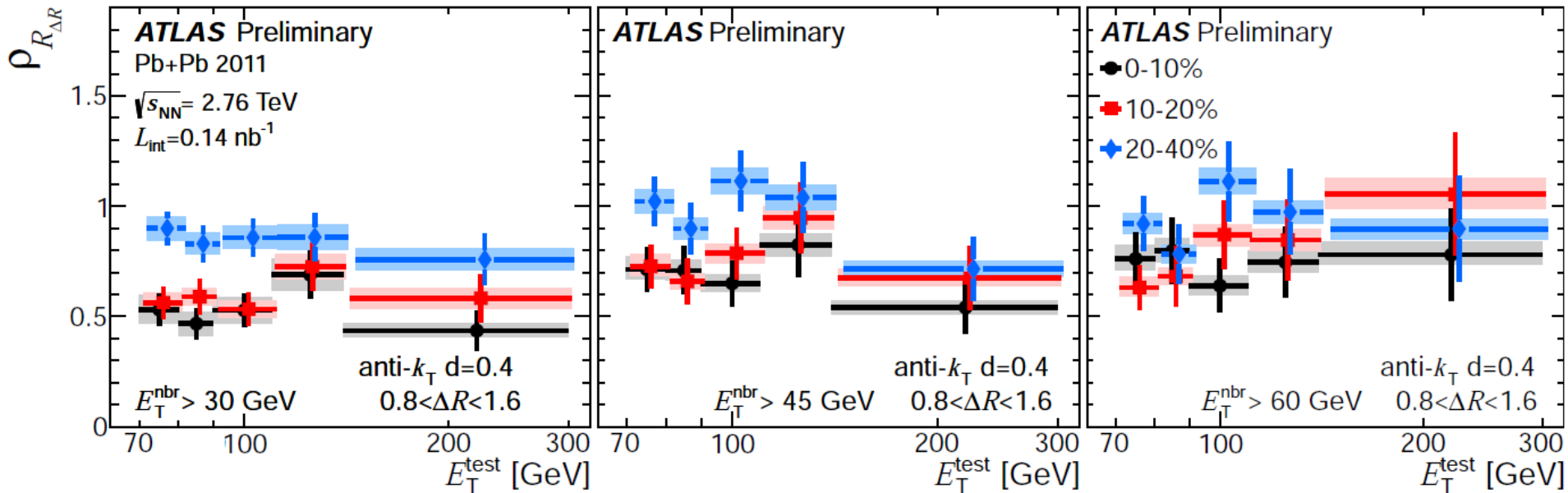


Same trends of the suppression but less clear to see in the falling spectra

	0-10%	10-20%	20-40%	40-80%
$d = 0.4$	2.66 ± 0.23	2.72 ± 0.22	2.93 ± 0.15	3.29 ± 0.21
$d = 0.3$	2.75 ± 0.21	2.45 ± 0.20	2.95 ± 0.16	3.23 ± 0.19
$d = 0.2$	2.76 ± 0.19	2.58 ± 0.19	2.67 ± 0.17	3.00 ± 0.20

Spectral index from a power law fit.
Centrality dependence of the spectral index: more central = less steep.

Central-to-peripheral ratios



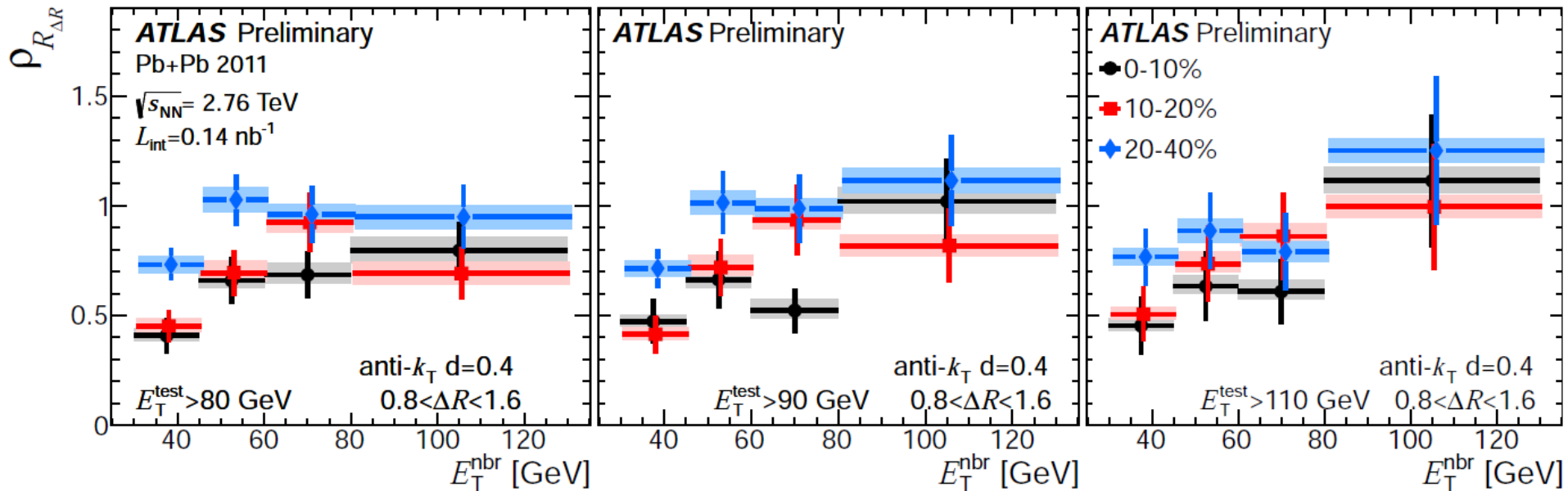
Central to peripheral ratio of $R_{\Delta R}$ as a function of test jet E_T .

-> suppression factor of about 0.5

-> suppression rather flat with E_T

} similar trends as in the inclusive jet R_{CP}

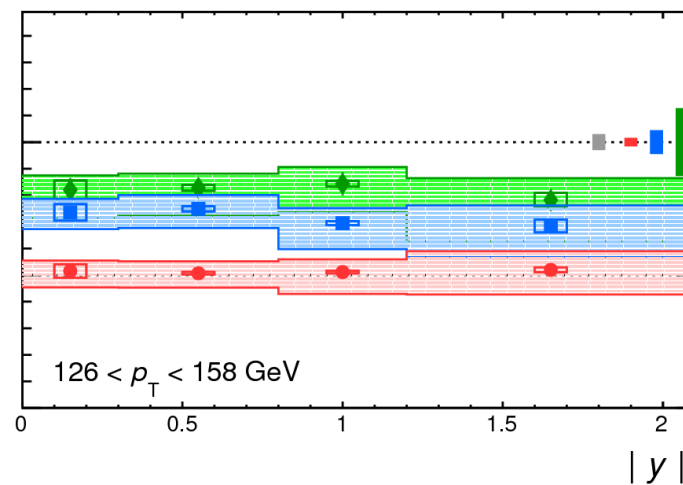
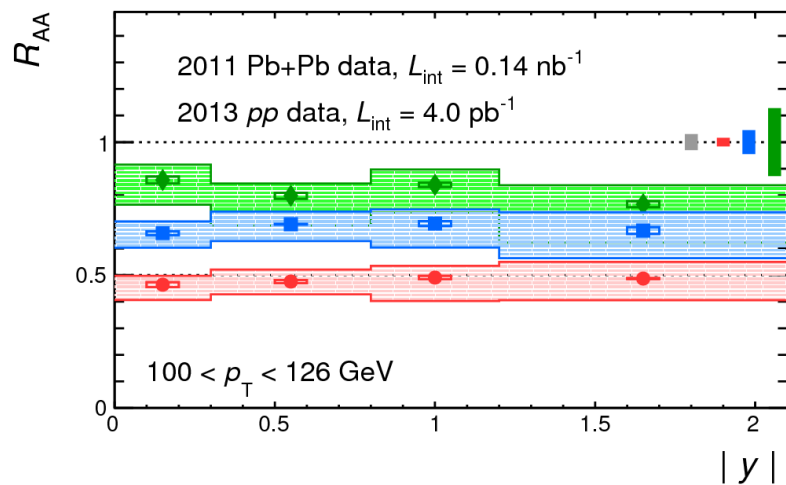
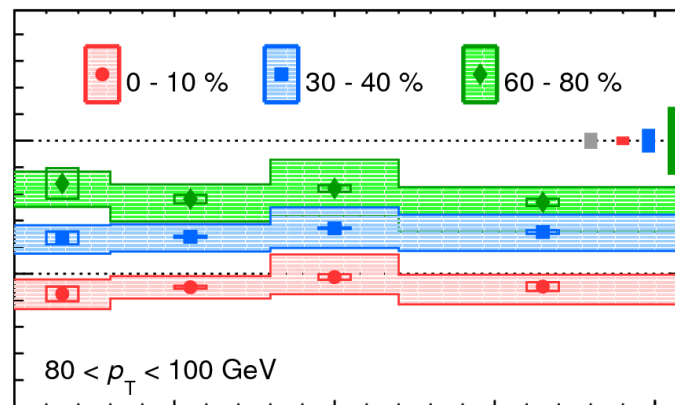
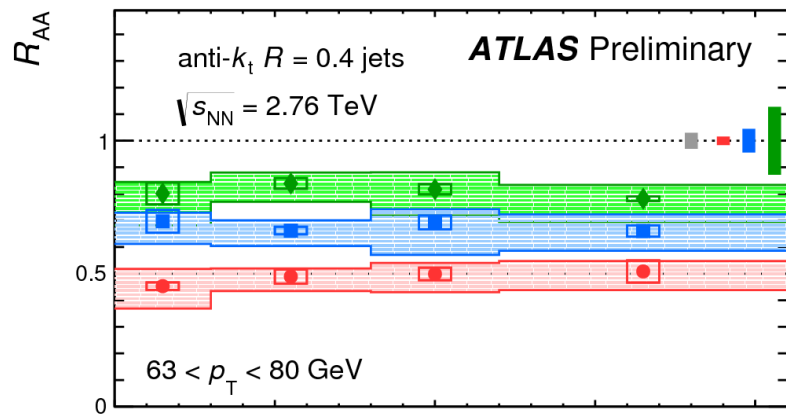
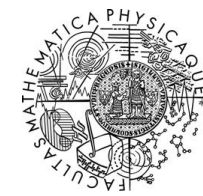
Central-to-peripheral ratios



Central to peripheral ratio of $R_{\Delta R}$ as a function of neighboring jet E_T .

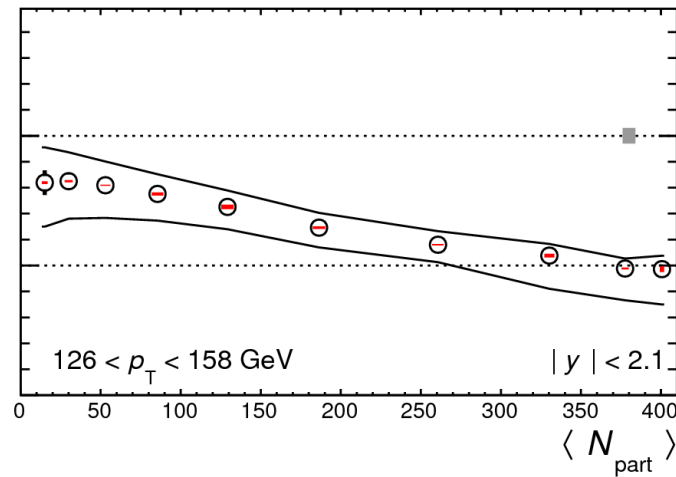
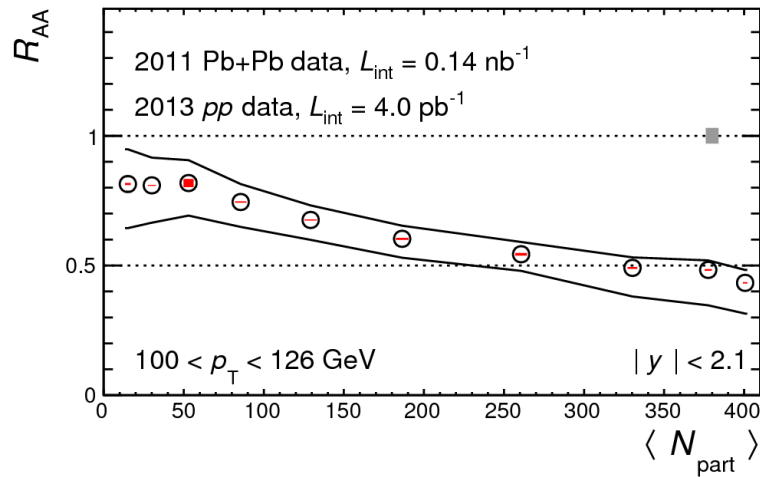
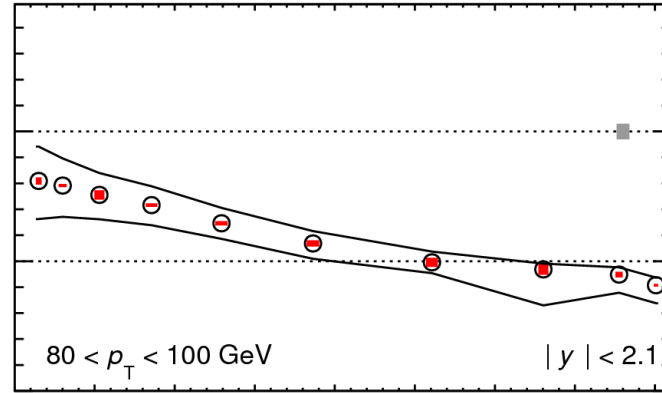
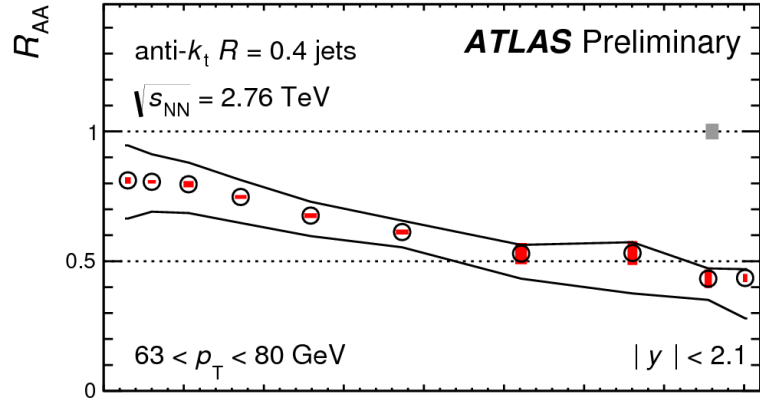
Decrease of suppression with increasing jet E_T ... may be expected for the configuration of magnitude of neighboring jet E_T approaching the magnitude of test jet E_T (the per-test jet normalization in the $R_{\Delta R}$ effectively removes the suppression).

Jet RAA





Jet RAA



Improvements in jet reconstruction over the first analyses

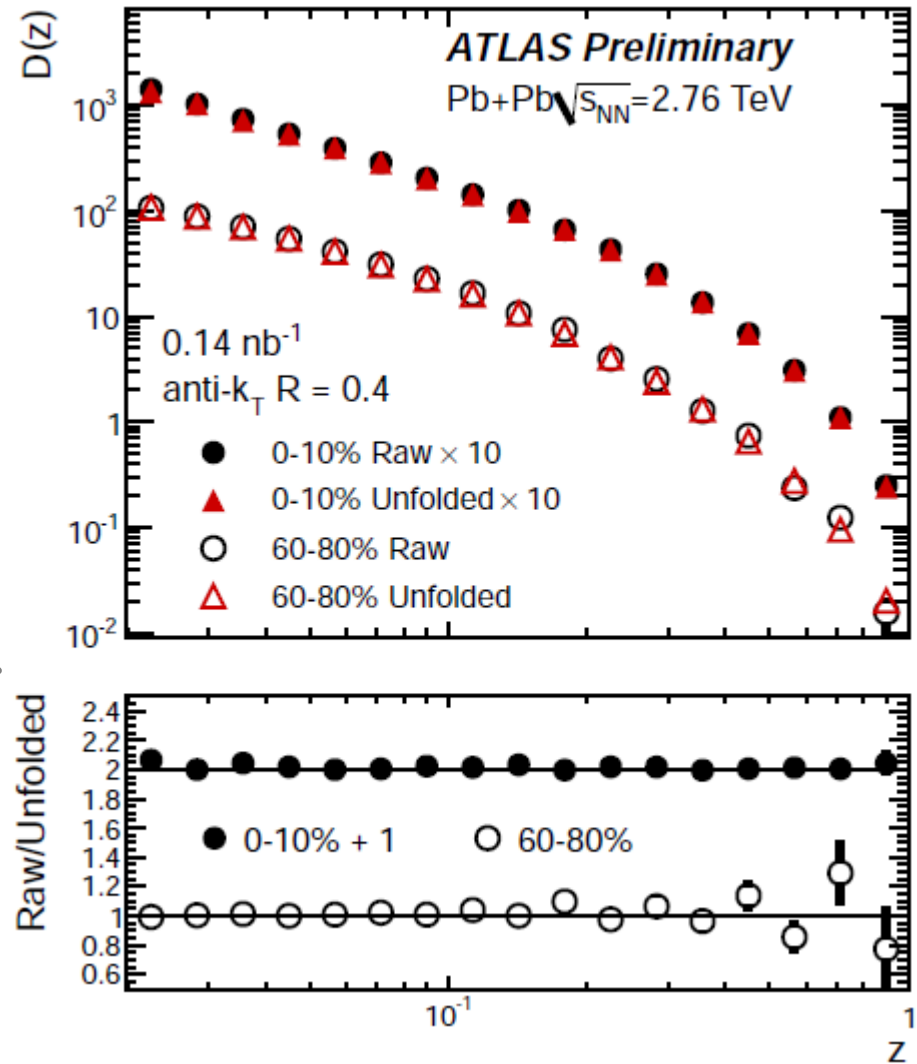


- The use of MC to real data overlay
- Improvements in the UE subtraction
- Improvements in the determination of the JES uncertainty:
 - Studying the response as a function of parton flavor and parton showers from different MC generators
 - Determine the response and uncertainty based on in-situ studies of gamma-jet and Z-jet correlations using in full 8 TeV pp data
 - Use the fragmentation measurement to judge the impact of modified fragmentation on JES uncertainty

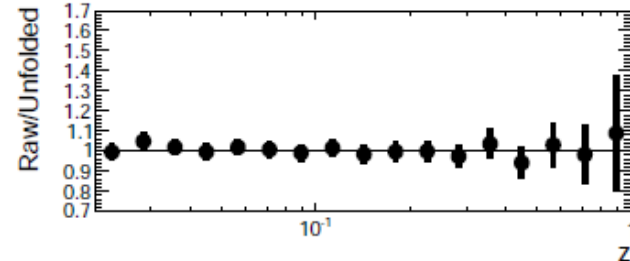
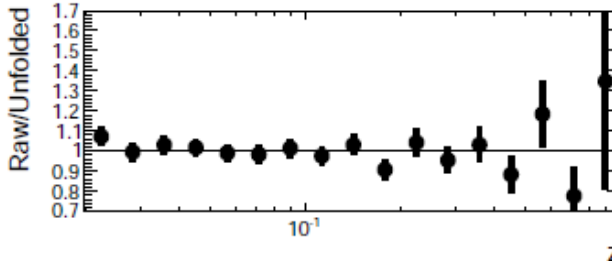
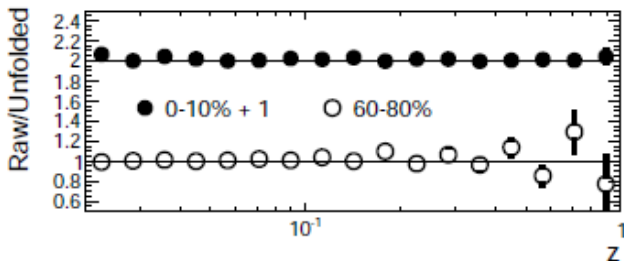
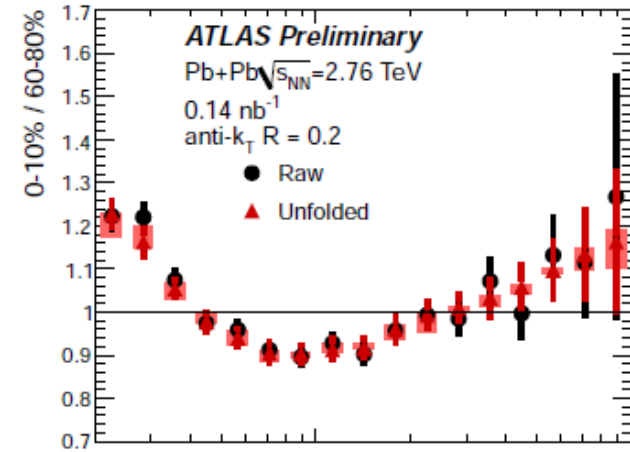
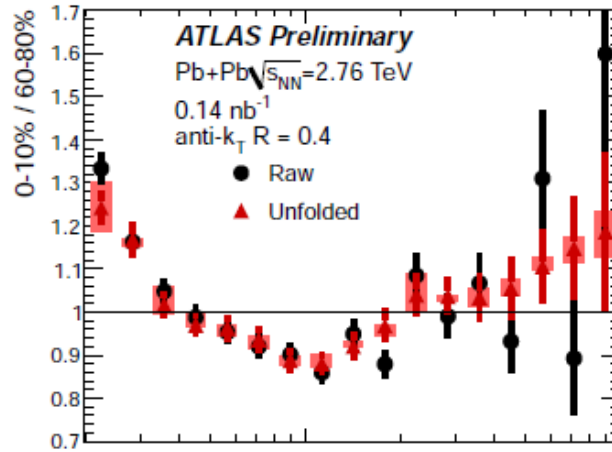
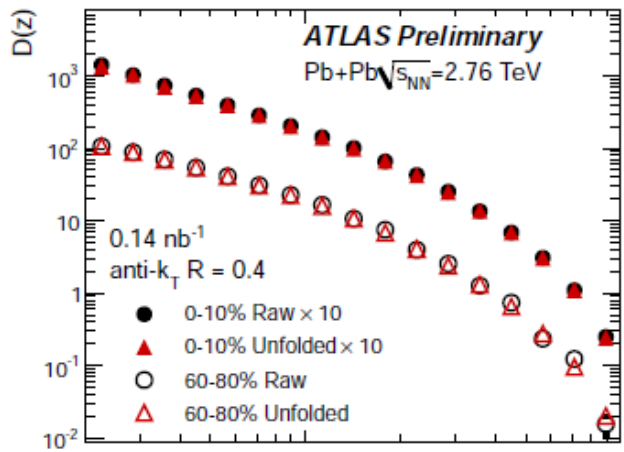
Unfolding

- Correction from the reconstructed level to the truth level.
- Corrects mainly for jet energy and track momentum resolution.
- Singular value decomposition technique implemented in RooUnfold package used.

Example of the performance of unfolding for $D(z)$ distributions



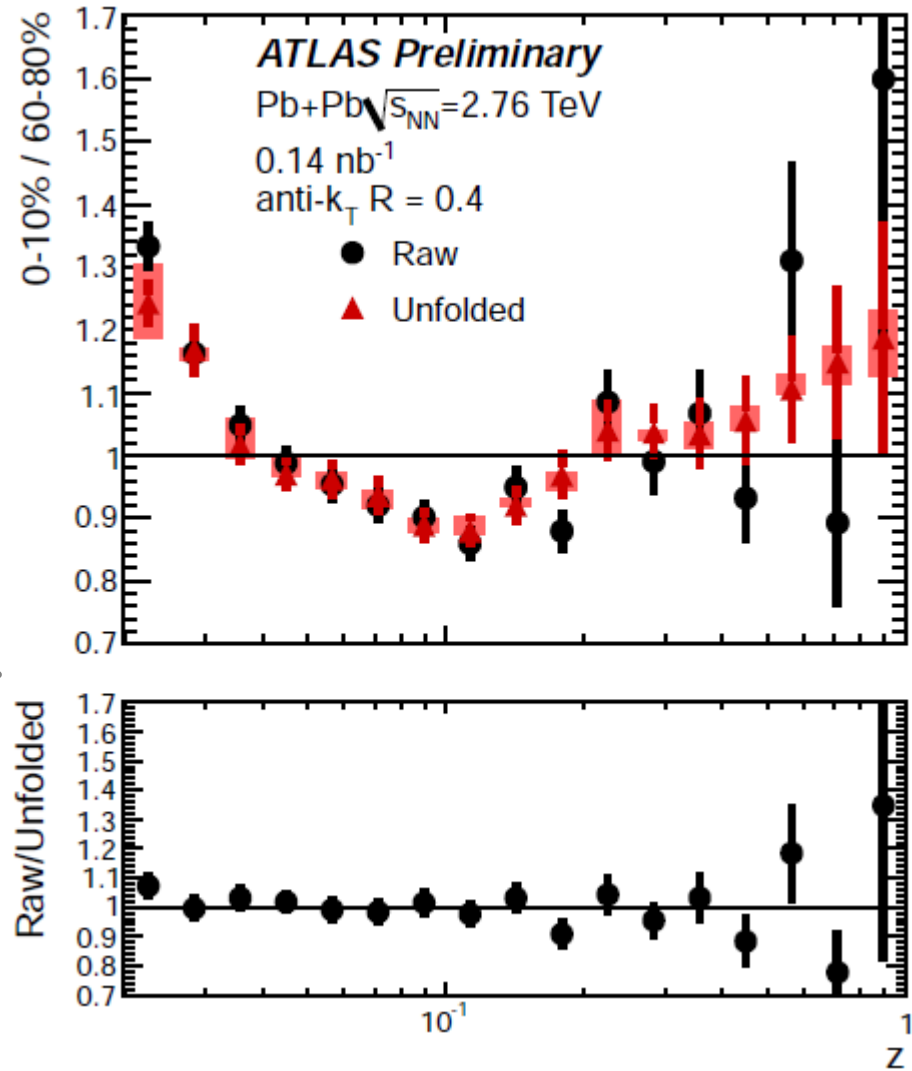
Unfolding performance for $D(z)$



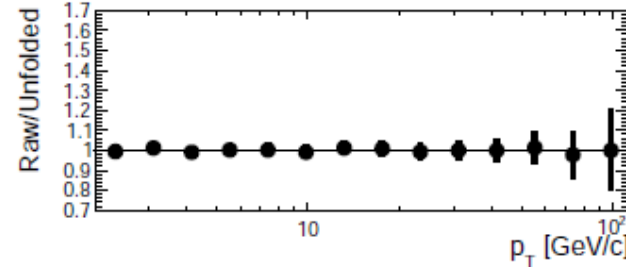
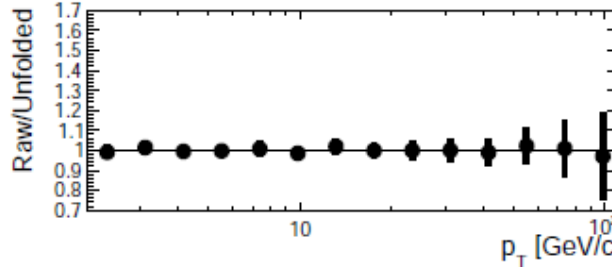
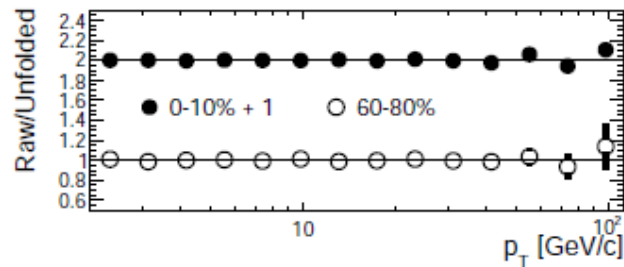
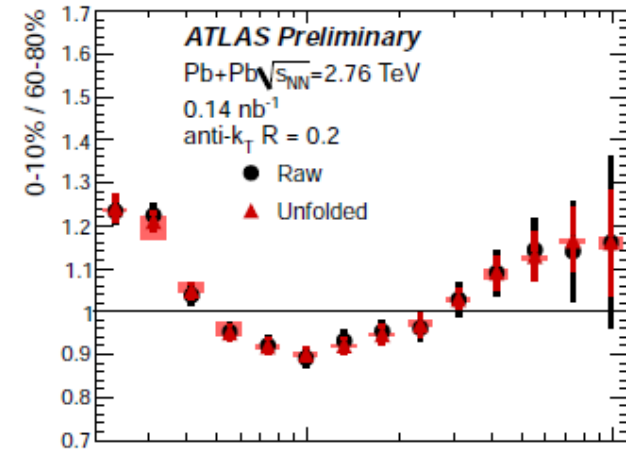
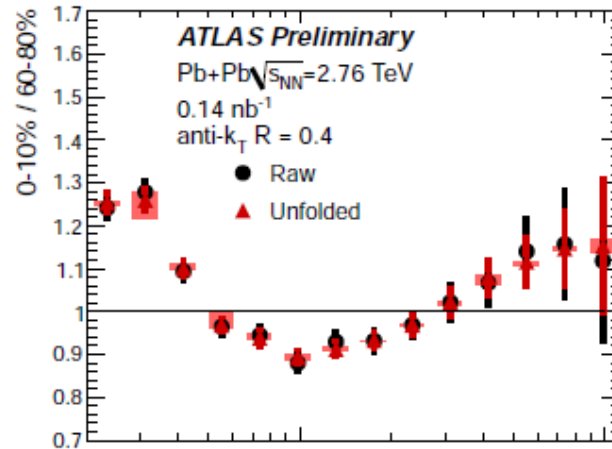
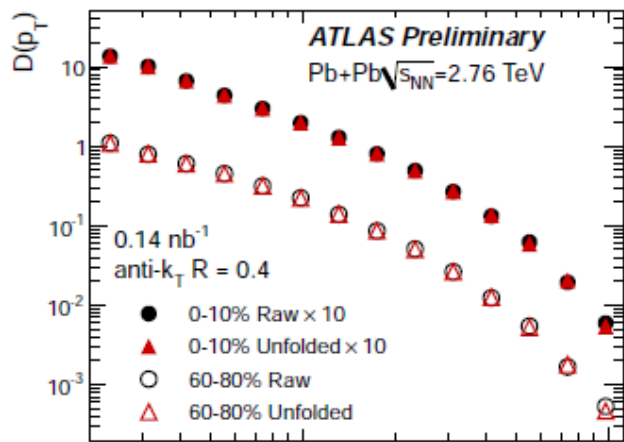
Unfolding

- Correction from the reconstructed level to the truth level.
- Corrects mainly for jet energy and track momentum resolution.
- Singular value decomposition technique implemented in RooUnfold package used.

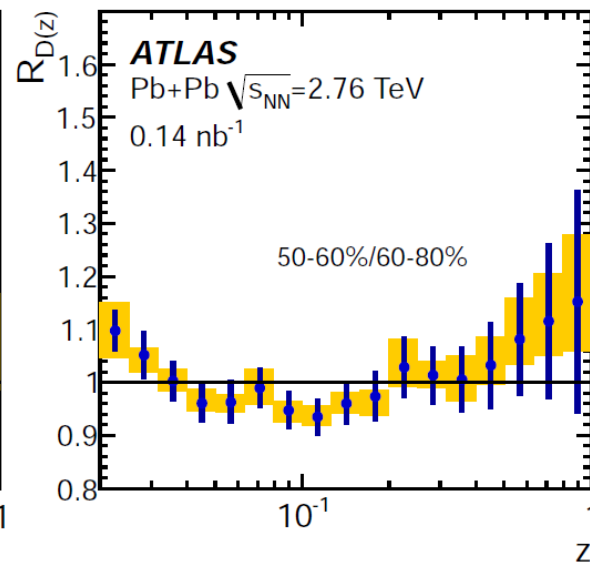
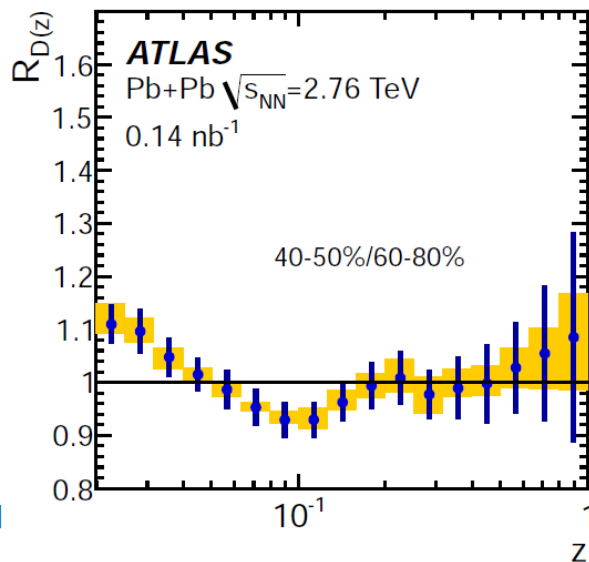
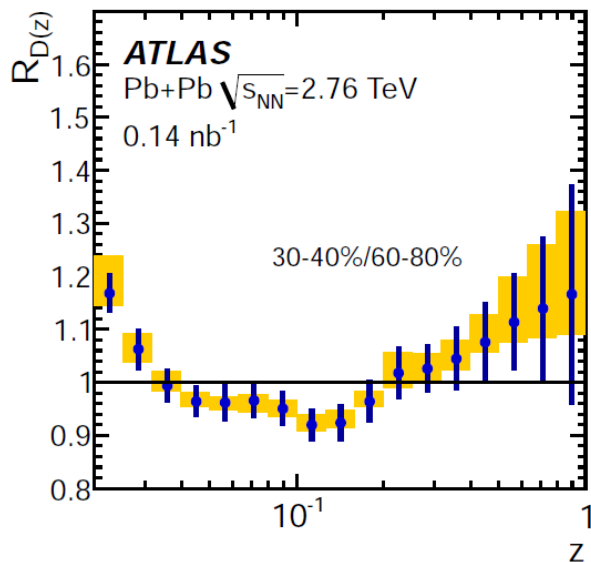
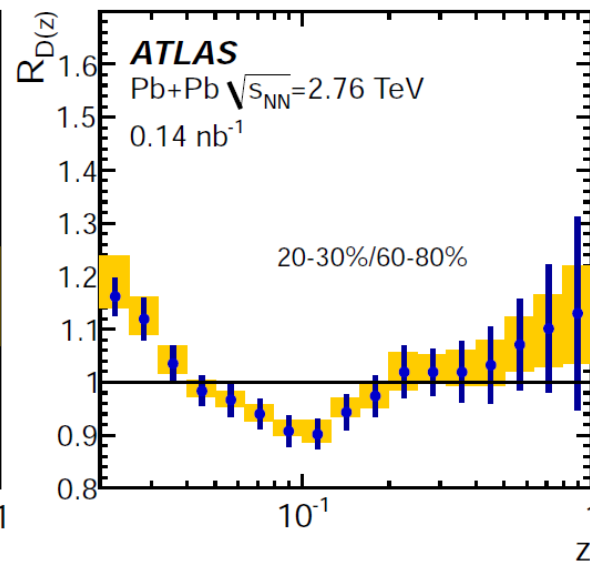
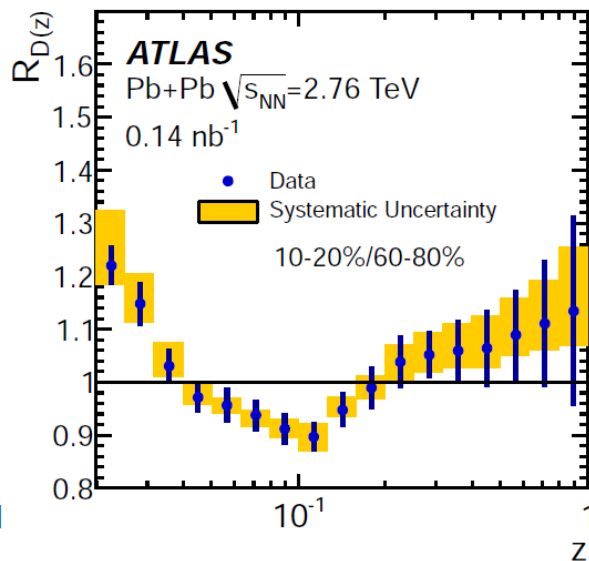
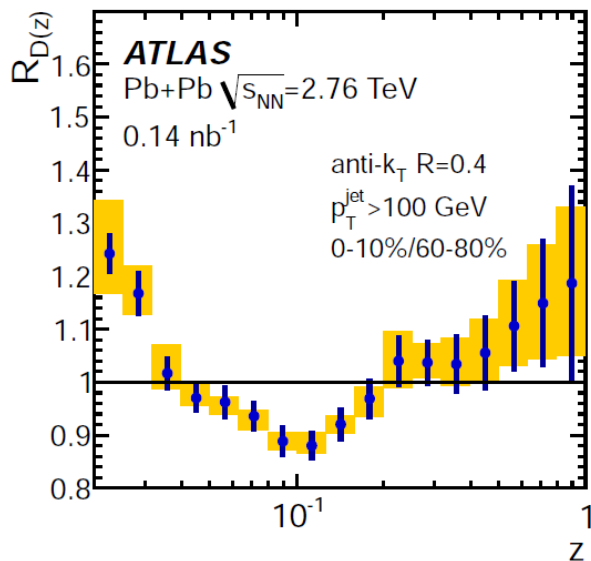
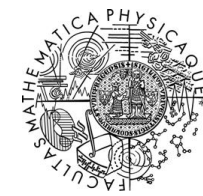
Example of the performance of unfolding for $R_{D(z)}$ distributions



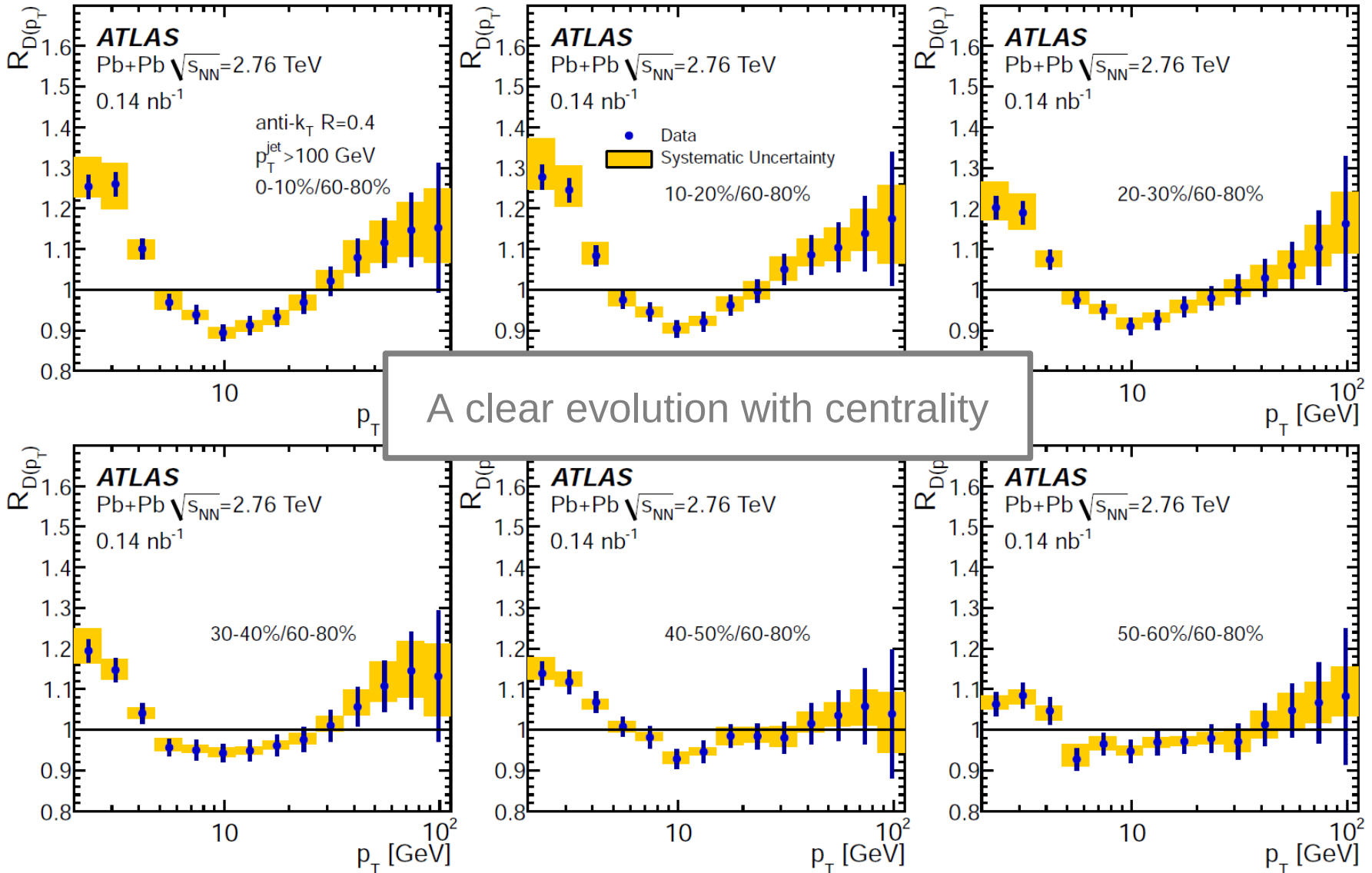
Unfolding performance for D(pt)



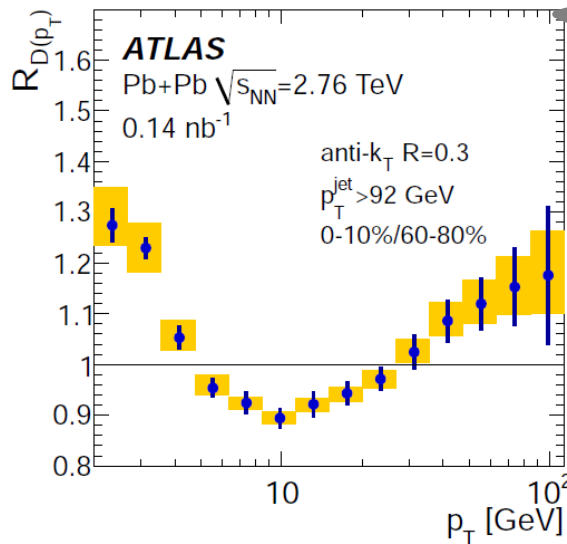
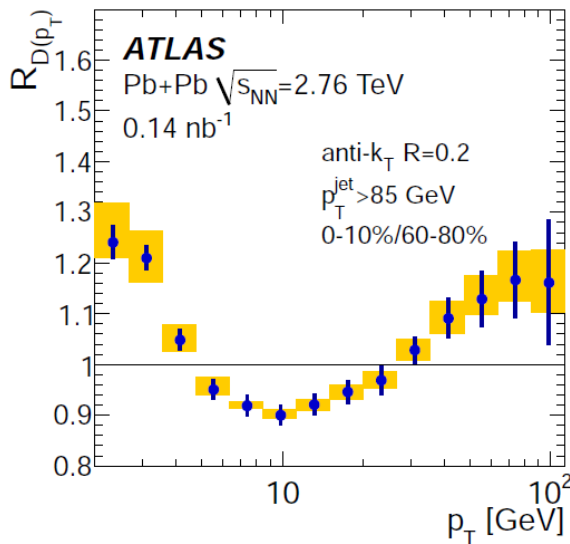
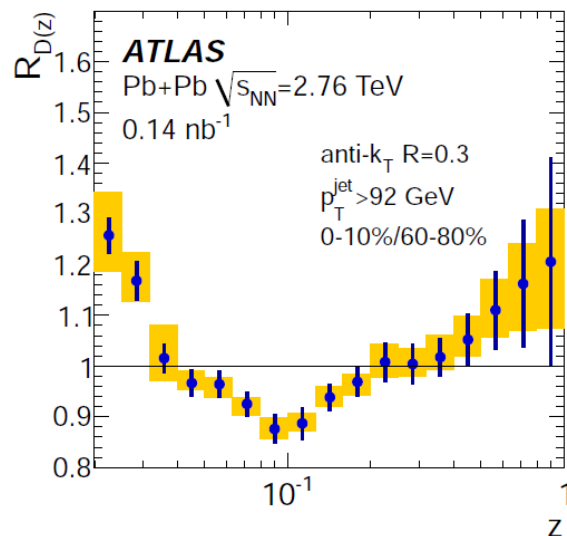
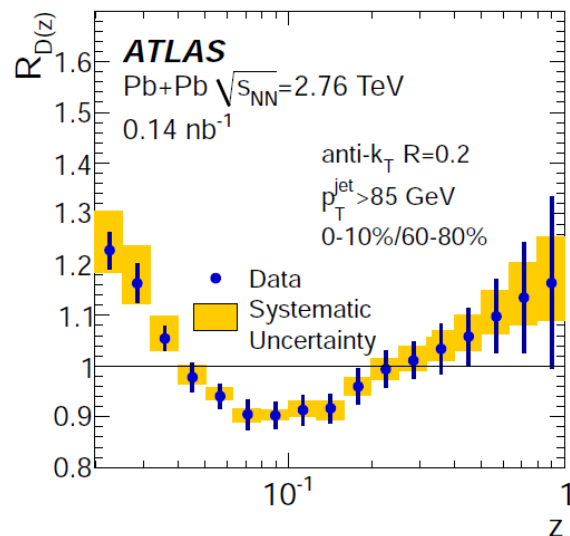
Full set of $R_{D(z)}$ for $R=0.4$ jets



Full set of $R_{D(p_T)}$ for $R=0.4$ jets



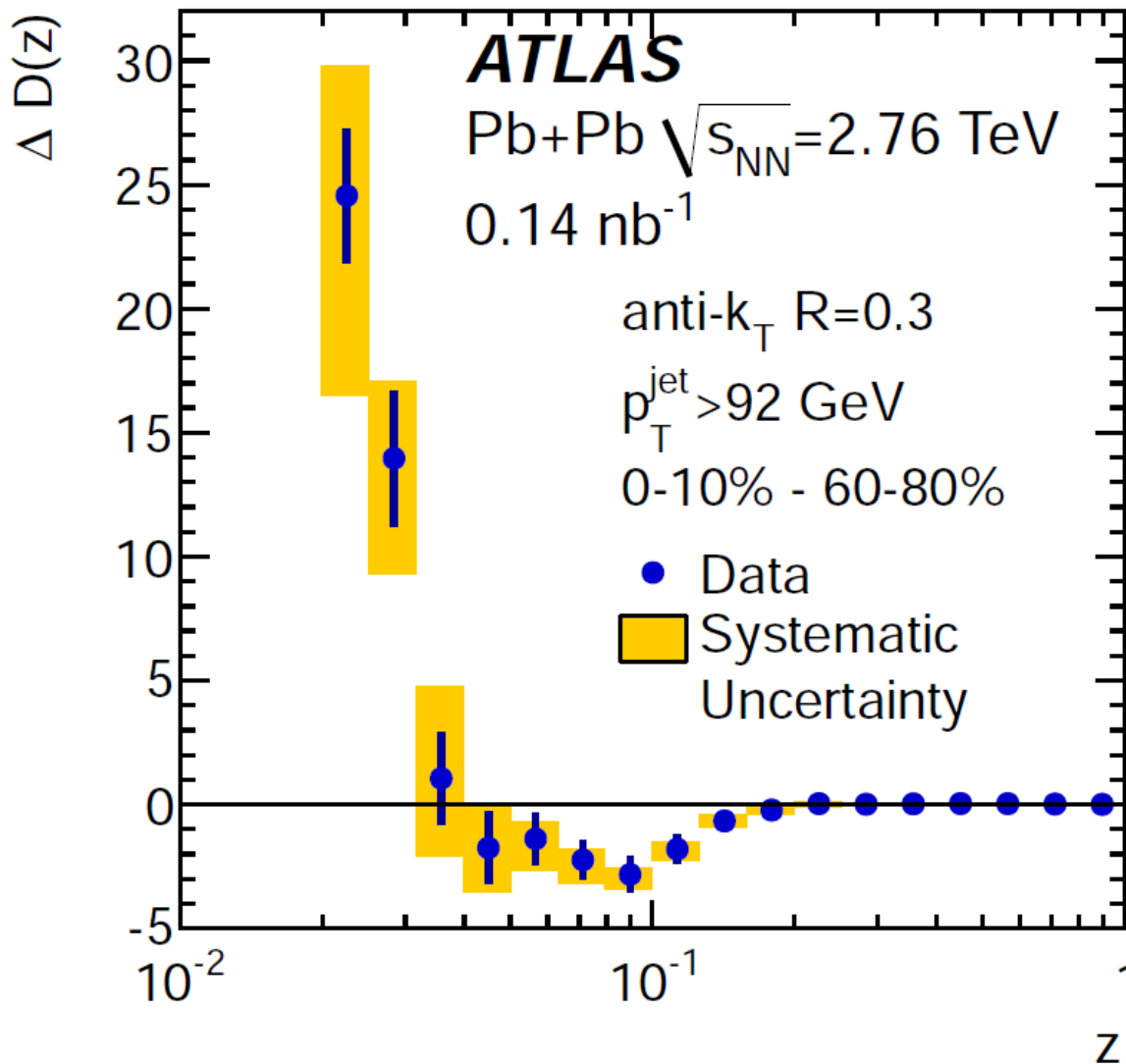
Fragmentation for different jet radii



Results from R=0.4 jets are consistent with results from R=0.2 and R=0.3 jets

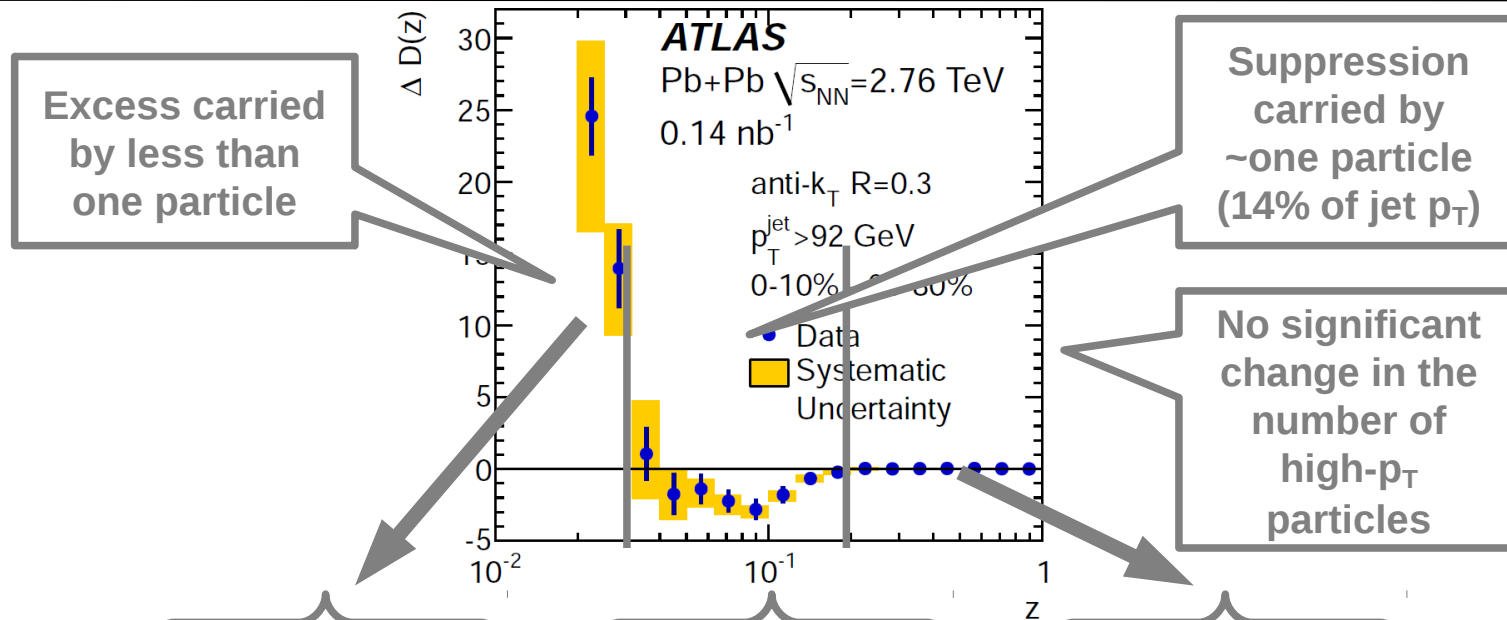
Quantifying the difference using

$$\Delta D(z) = D(z)|_{\text{cent}} - D(z)|_{60-80}$$



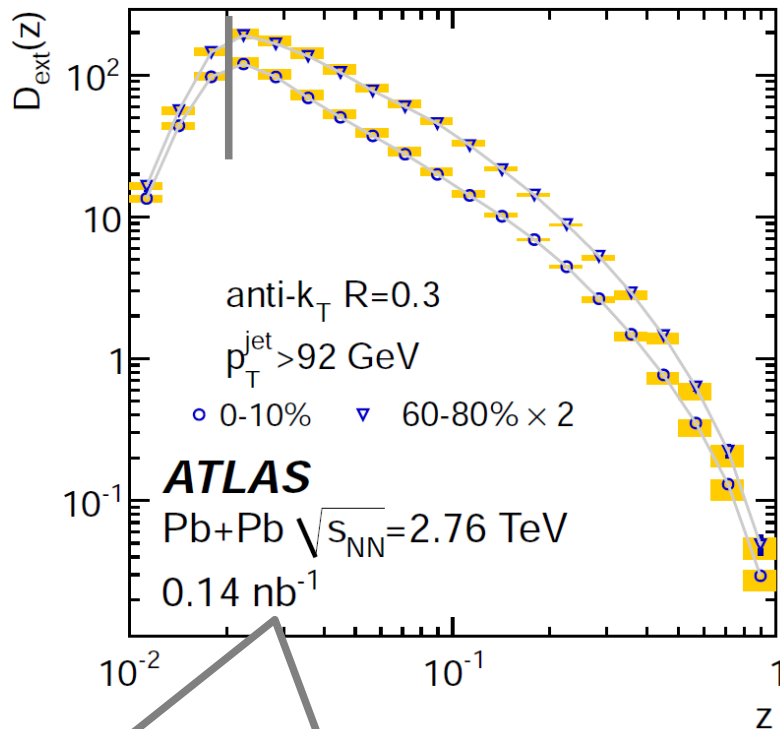
Quantifying the difference using

$$\Delta D(z) = D(z)|_{\text{cent}} - D(z)|_{60-80}$$

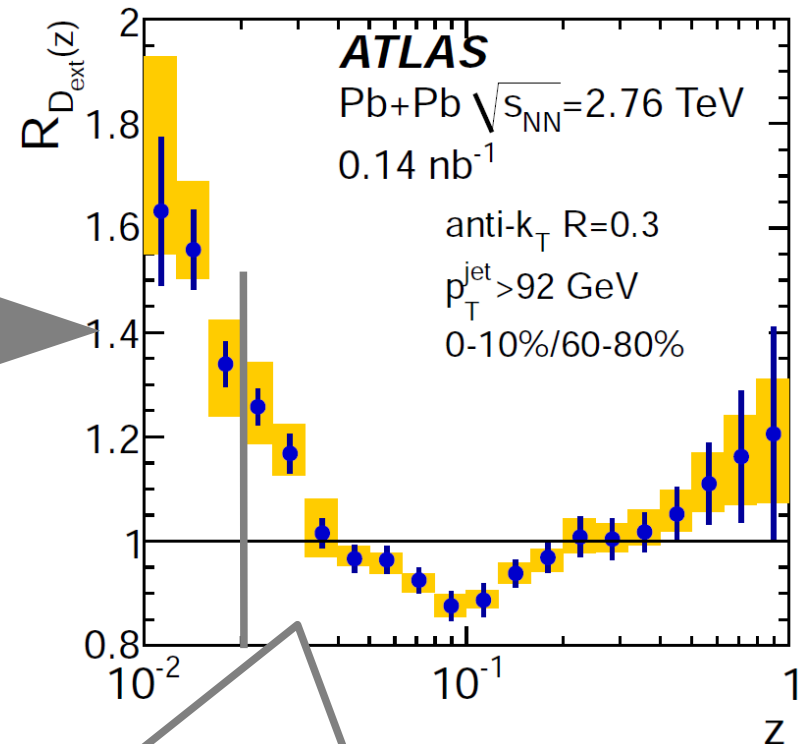


centrality	$z = 0.02 - 0.04$		$z = 0.04 - 0.2$		$z = 0.4 - 1.0$	
	$\int \Delta D(z) dz$	$\int z \Delta D(z) dz$	$\int \Delta D(z) dz$	$\int z \Delta D(z) dz$	$\int \Delta D(z) dz$	$\int z \Delta D(z) dz$
0-10%	$0.65^{+0.21}_{-0.20}$	$0.017^{+0.006}_{-0.005}$	$-1.7^{+0.5}_{-0.6}$	$-0.14^{+0.04}_{-0.05}$	$0.07^{+0.05}_{-0.04}$	$0.037^{+0.030}_{-0.022}$
10-20%	$0.60^{+0.16}_{-0.16}$	$0.016^{+0.005}_{-0.004}$	$-1.6^{+0.7}_{-0.7}$	$-0.12^{+0.05}_{-0.05}$	$0.08^{+0.05}_{-0.04}$	$0.046^{+0.029}_{-0.025}$
20-30%	$0.48^{+0.11}_{-0.14}$	$0.013^{+0.003}_{-0.004}$	$-1.6^{+0.6}_{-0.5}$	$-0.13^{+0.04}_{-0.04}$	$0.04^{+0.05}_{-0.04}$	$0.026^{+0.029}_{-0.024}$
30-40%	$0.44^{+0.11}_{-0.15}$	$0.011^{+0.003}_{-0.004}$	$-1.4^{+0.6}_{-0.7}$	$-0.11^{+0.05}_{-0.05}$	$0.07^{+0.04}_{-0.05}$	$0.044^{+0.021}_{-0.028}$
40-50%	$0.33^{+0.09}_{-0.14}$	$0.009^{+0.003}_{-0.004}$	$-1.0^{+0.6}_{-0.8}$	$-0.09^{+0.04}_{-0.06}$	$-0.03^{+0.05}_{-0.04}$	$-0.011^{+0.030}_{-0.020}$
50-60%	$0.27^{+0.12}_{-0.18}$	$0.007^{+0.003}_{-0.005}$	$-1.0^{+0.8}_{-0.7}$	$-0.07^{+0.06}_{-0.06}$	$0.04^{+0.04}_{-0.05}$	$0.027^{+0.024}_{-0.029}$

Extending $D(z)$ distributions



ratio



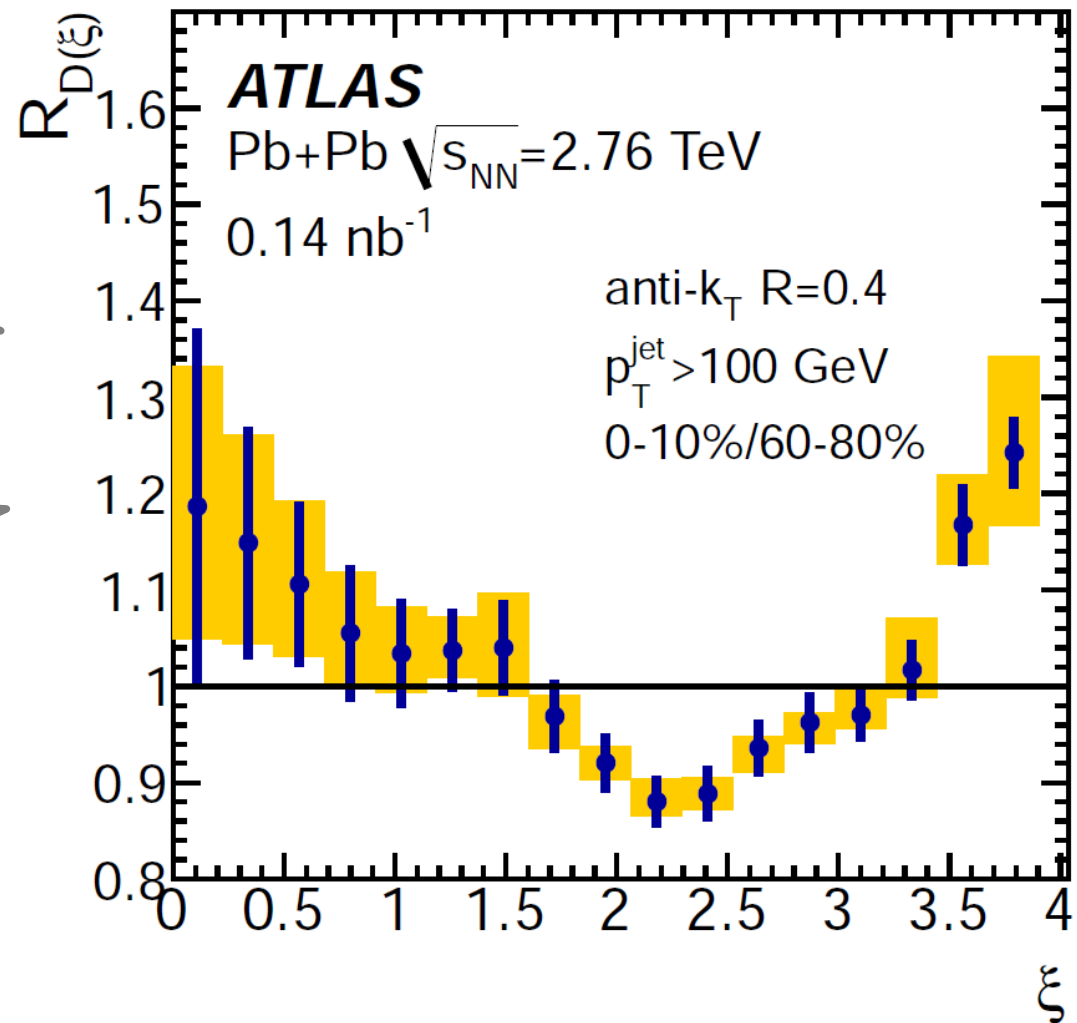
“Extended” $D(z)$ distributions
 below $z=0.02$, that is a cut-off
 corresponding to track p_T of 2 GeV
 if reconstructed in a jet with
 $p_{T=100} \text{ GeV}$.

Corresponding ratio continues
 growing rapidly below $z=0.02$.

D(z) recalculated to D(ξ)

D(z) recalculated to D(ξ) that was previously measured by CMS.

Direct quantitative comparison with CMS not possible due to different kinematic cuts and acceptance

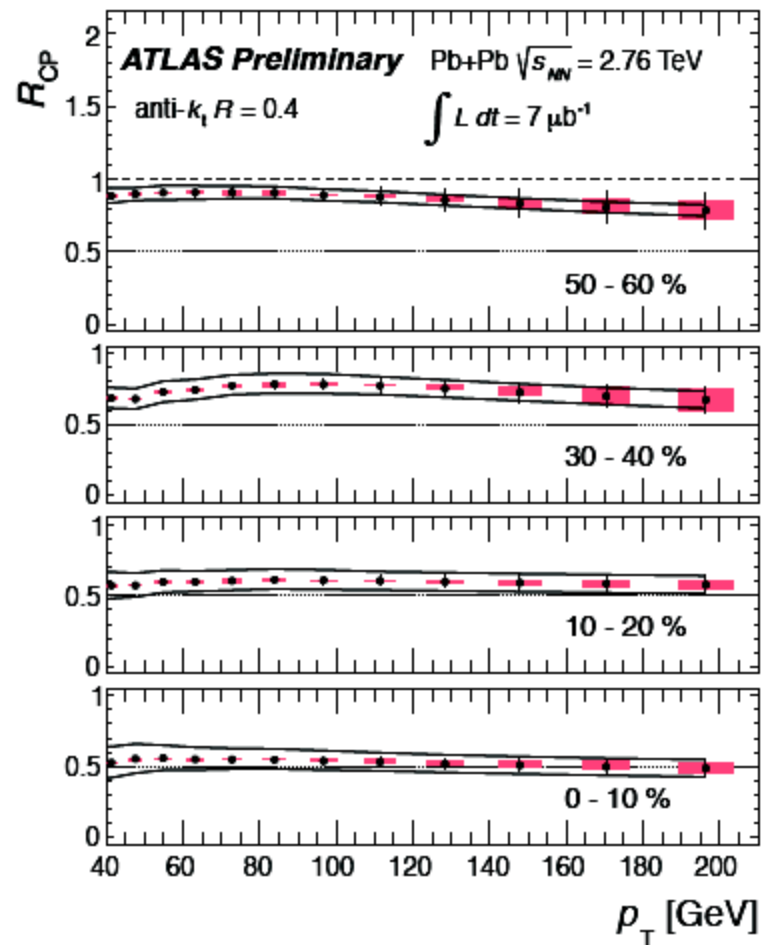


Jet suppression: results

- Jet R_{CP} : Central to peripheral ratio of jet yields normalized by number of binary collisions (N_{coll}).
- Jet R_{CP} measured as a function of jet p_T and collision centrality.

$$R_{CP} = \frac{\frac{1}{N_{coll}} \frac{1}{N_{evt}} \frac{dN}{dp_T} \Big|_{cent}}{\frac{1}{N_{coll}} \frac{1}{N_{evt}} \frac{dN}{dp_T} \Big|_{60-80\%}}$$

- **Suppression of jet yields by a factor of ~2 seen in 0-10% central collisions with respect to 60-80% peripheral.**
- Systematics:
 - black band: fully correlated systematics (JES, JER, efficiency, x_{ini} , N_{coll})
 - red boxes: partially correlated systematics (regularization)

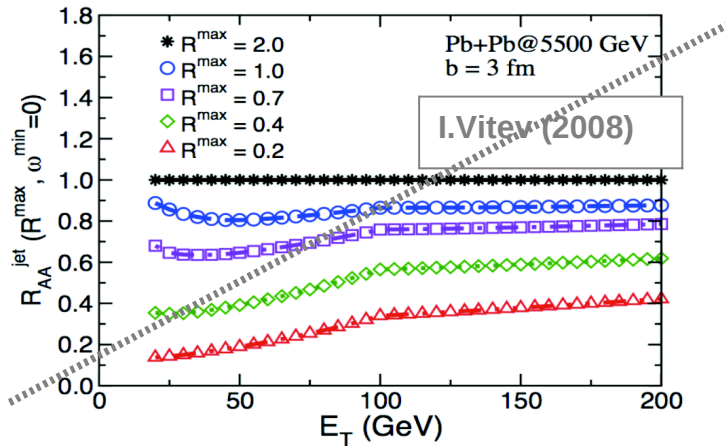


Phys. Lett. B719 (2013) 220

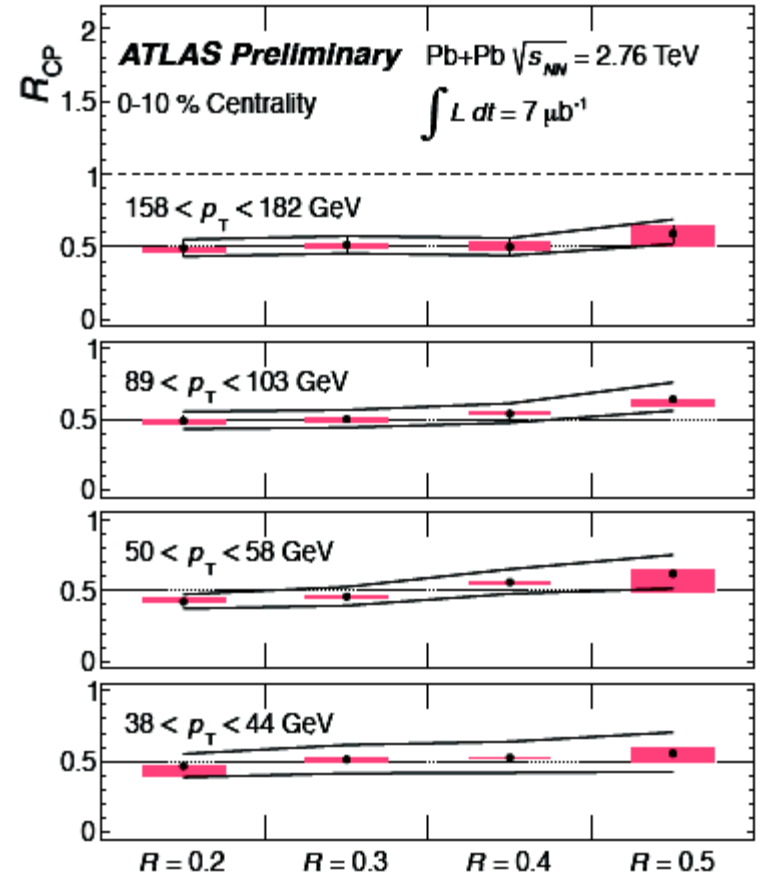
Jet suppression: results



- R_{CP} as a function jet size: **hint of a modest jet size dependence.**
- Models predicting strong dependence of suppression on jet radii ruled out.

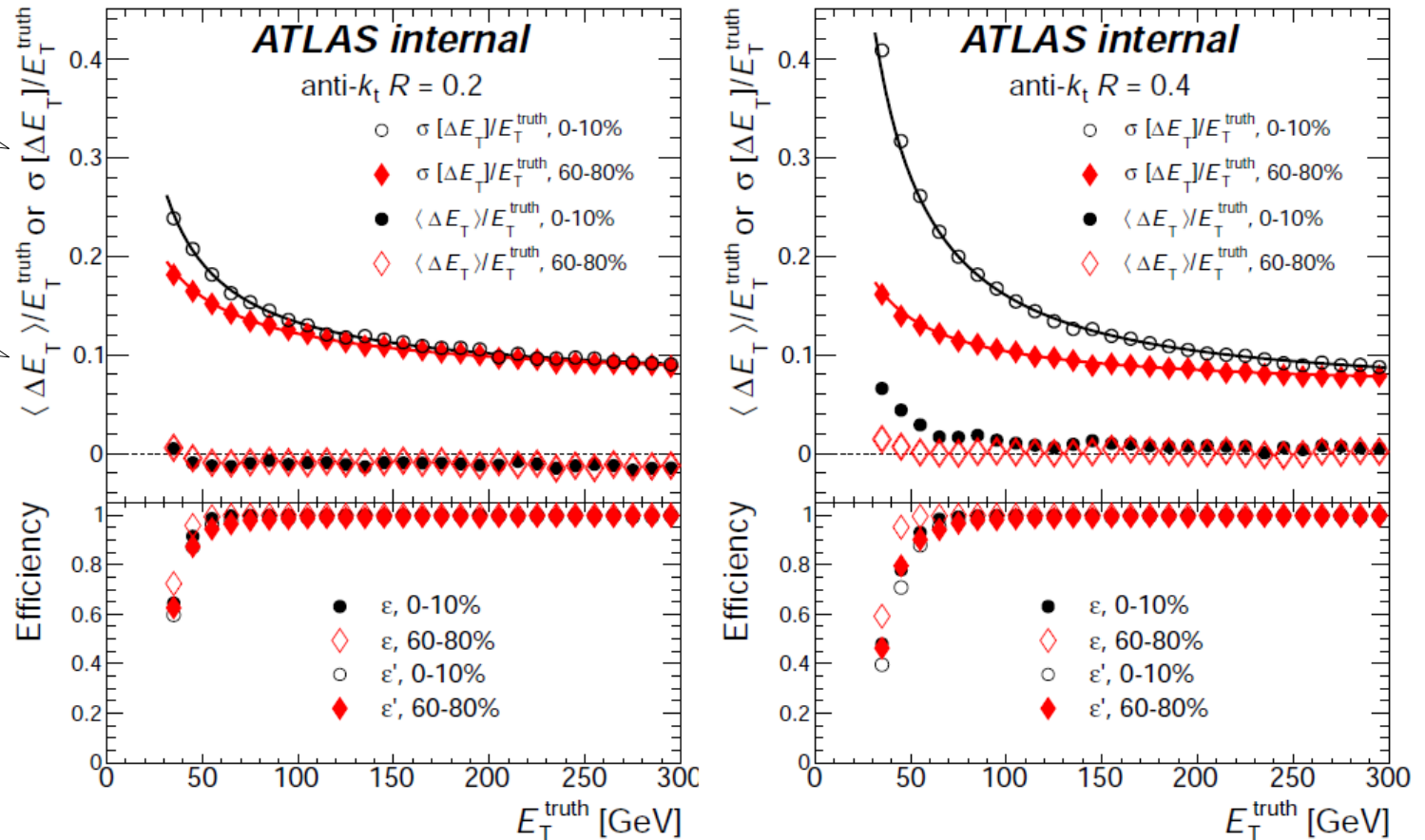
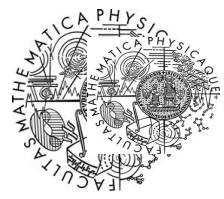


- Systematics:
 - black band: fully correlated systematics (JES, JER, efficiency, and N_{coll})
 - red boxes: partially correlated systematics (regularization, x_{ini} , efficiency)



Phys. Lett. B719 (2013) 220

Jet suppression: performance

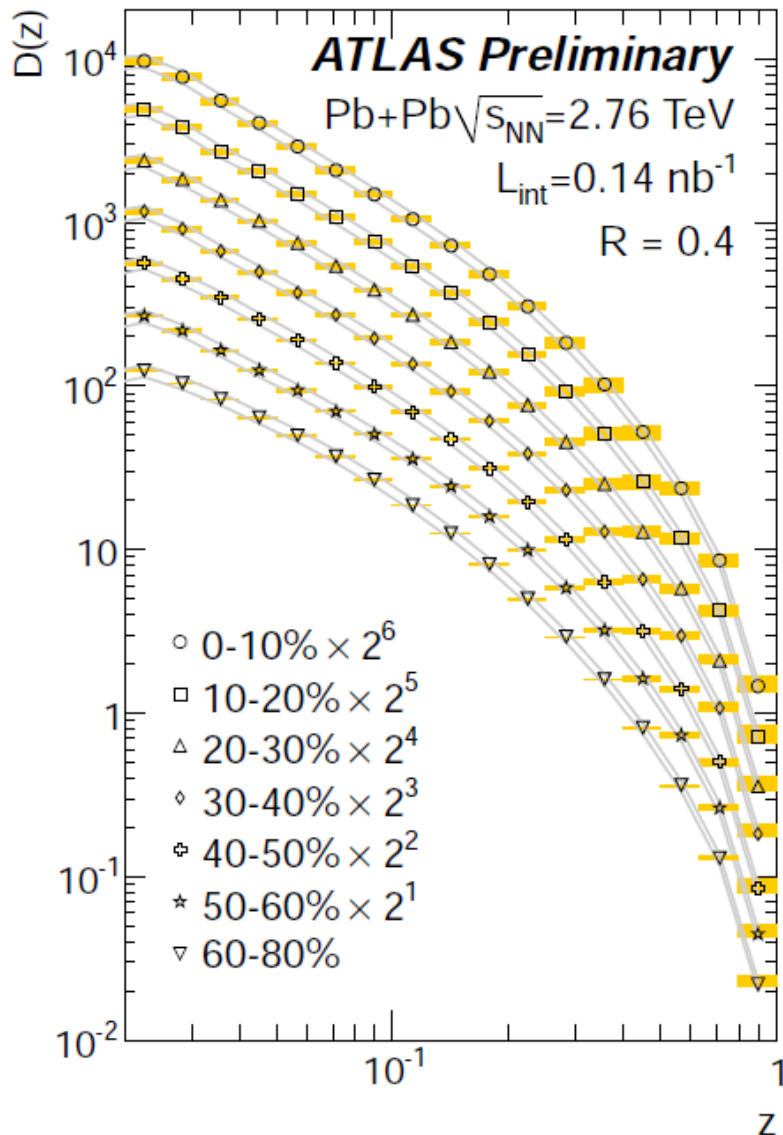
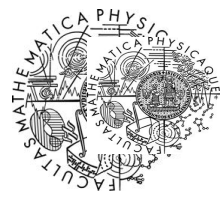


Jet energy resolution

Jet energy scale

- Jet energy resolution (JER) better than $\sim 20\%$ for jets with $E_T > 75$ GeV in central collisions. In situ checks of JER done by studying fluctuations in the UE (ATLAS-CONF-2012-045).
- Very good closure in jet energy scale (JES) for jets with $E_T > 40$ GeV. JES validated in situ using track jets. JES uncertainty between central and peripheral collisions better than 3%.

Jet fragmentation – Preliminary



- Studium fragmentačních funkcí a distribuce hybnosti částic uvnitř jetu dovoluje prověřit modifikace vnitřní struktury jetu.

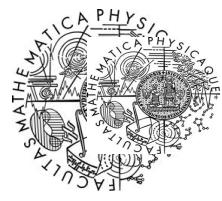
$$D(p_T) \equiv \frac{1}{N_{\text{jet}}} \frac{dN_{\text{ch}}}{dp_T^{\text{ch}}},$$

$$D(z) \equiv \frac{1}{N_{\text{jet}}} \frac{dN_{\text{ch}}}{dz},$$

$$z \equiv \frac{\vec{p}_T^{\text{ch}} \cdot \vec{p}_T^{\text{jet}}}{|\vec{p}_T^{\text{jet}}|^2}$$

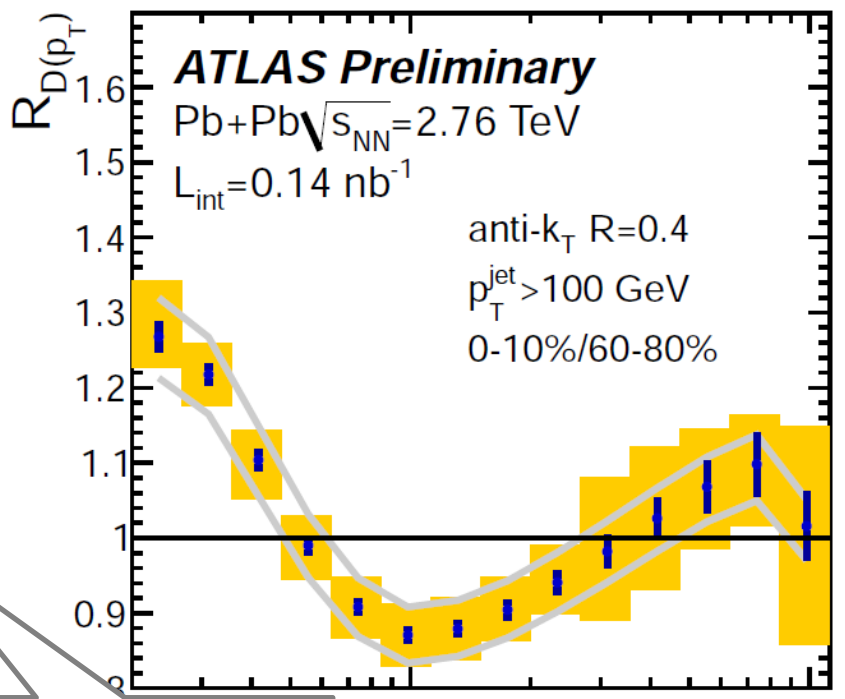
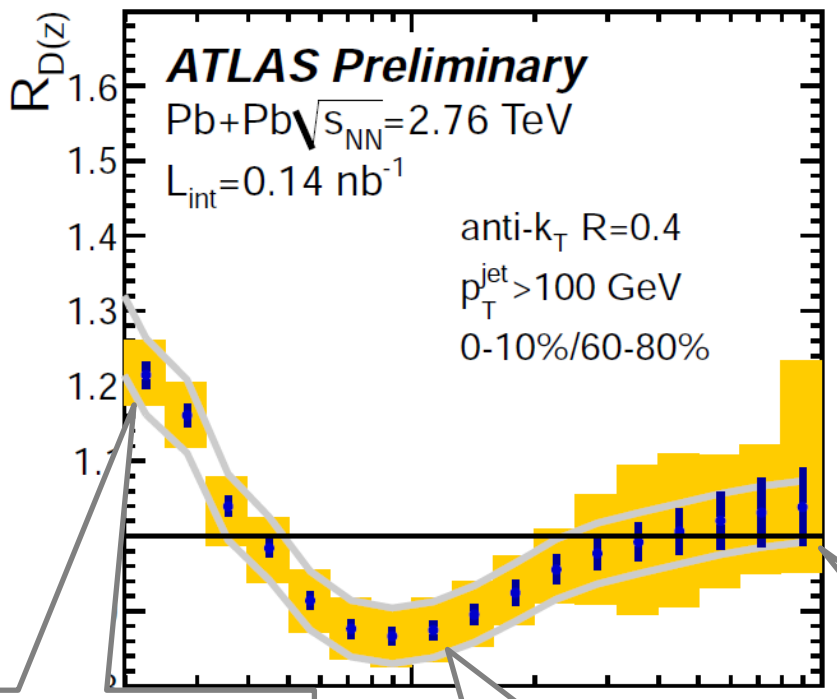
To be published in PLB

Jet fragmentation – Preliminary



$$R_{D(z)} = \frac{D(z)|_{\text{cent}}}{D(z)|_{60-80\%}}$$

$$R_{D(p_T)} = \frac{D(p_T)|_{\text{cent}}}{D(p_T)|_{60-80\%}}$$



Enhancement at low- z (or low- p_T)

Suppression at intermediate- z (or p_T)

No modification at high- z (or p_T)

To be published in PLB

Souvislosti a konzistence výsledků



Q: Can we build a bridge between charged particle R_{CP} and observed jet suppression?

