

Физика столкновений релятивистских ядер

Кваркони

Лекции 9

В.Л. Коротких

2012 г.

Наблюдаемые

Измеряемые характеристики в ядро-ядерных столкновениях, используемые для исследования новой материи, образованной в ядро-ядерных столкновениях:

- Зависимость множественности от энергии \sqrt{s} и поперечного импульса p_T
- Энергия, оставляемая на образование новой материи
- Зависимость от центральности ядро-ядерного столкновения
- Зависимость от «быстроты» рожденных частиц
- Подавление выхода частиц при больших p_T и погашение струй
- Эллиптический поток
- Двух-частичные корреляции. Ридж- эффект. «Плавление» резонансов
- **Подавление выхода кваркониев. Усиление выхода странных частиц.**
- Размеры системы адронов после «вымораживания»,

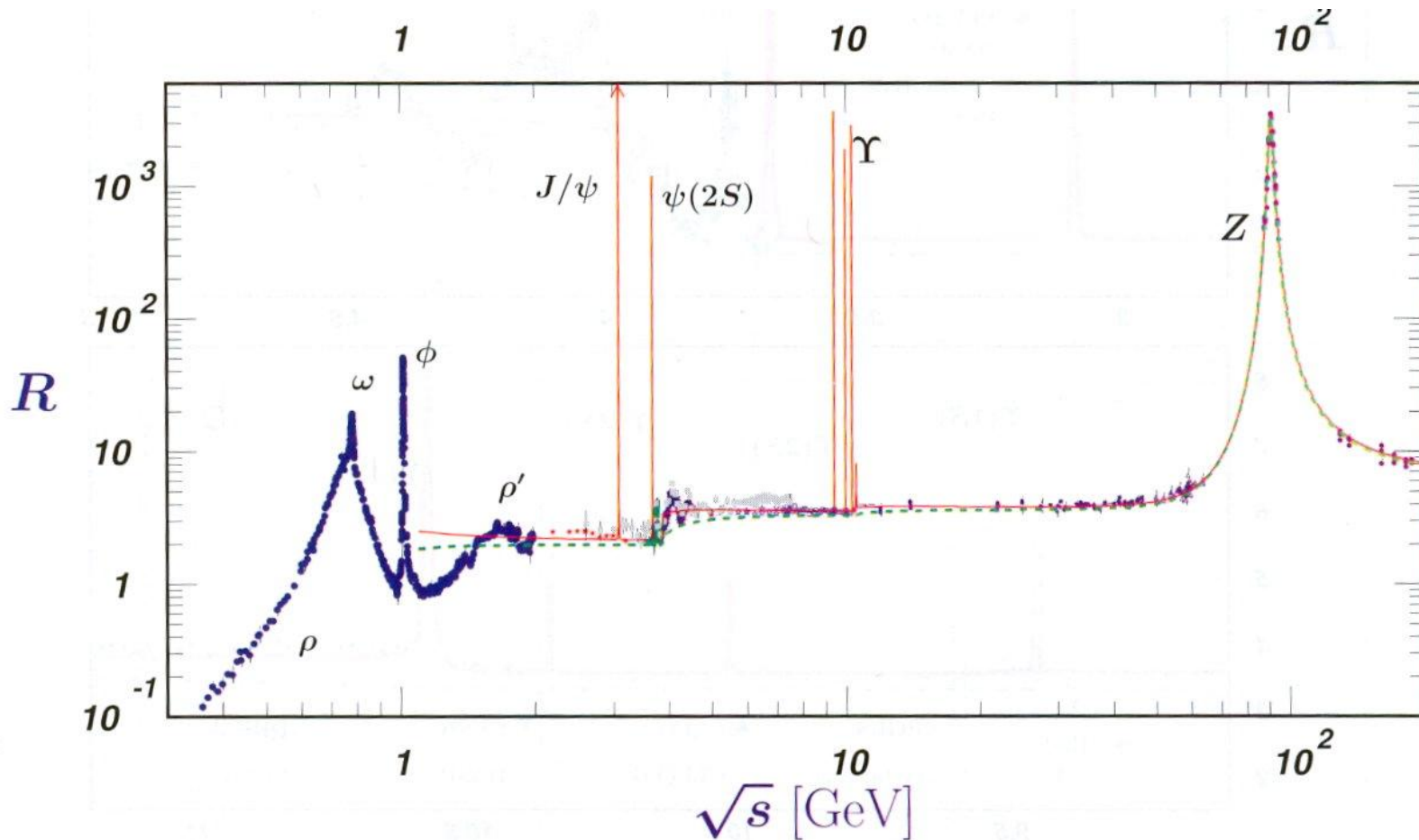
А-А столкновения

Подавление выхода чармониев и воттониев

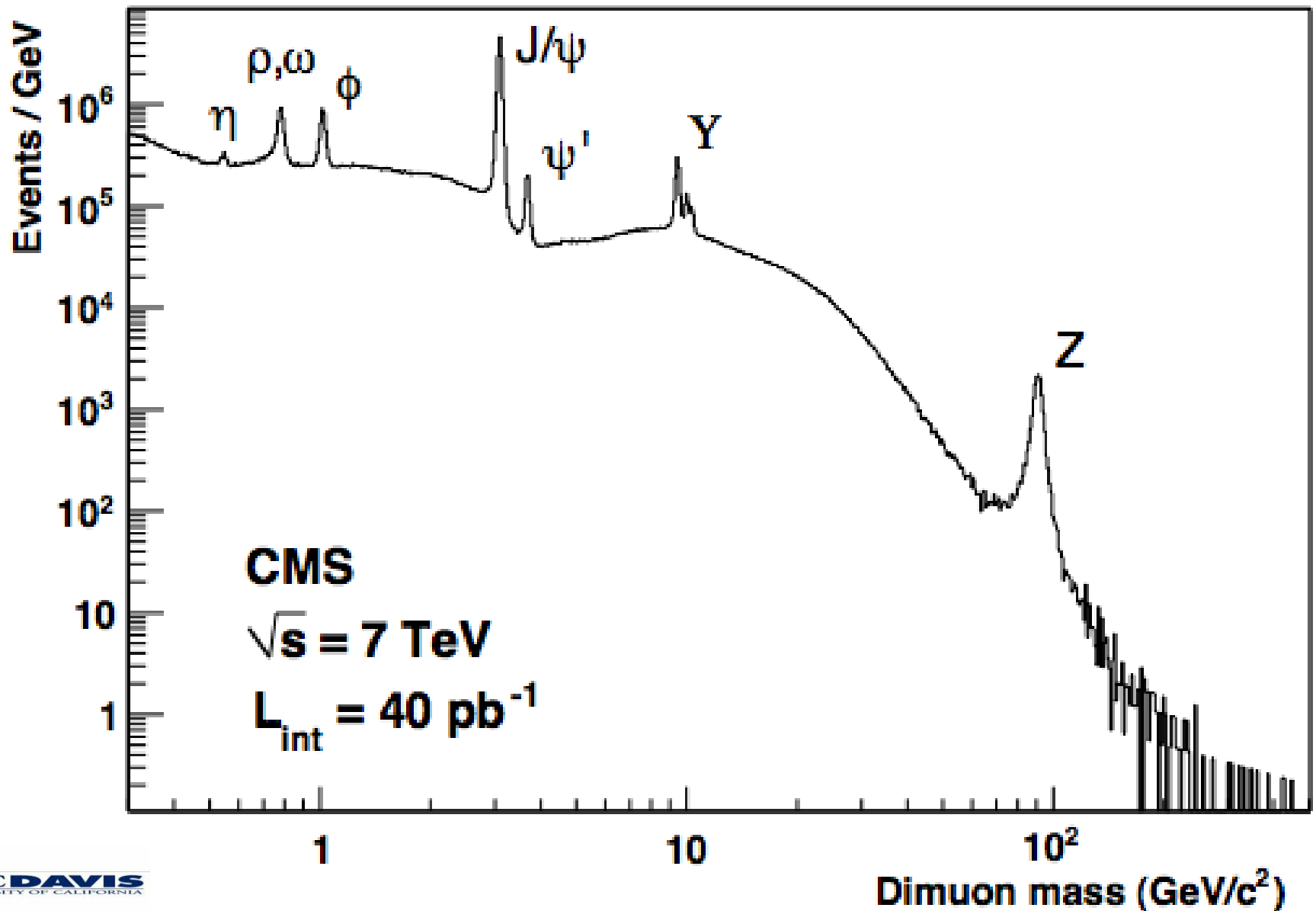
$$J/\Psi = |c\bar{c}\rangle, \Upsilon = |b\bar{b}\rangle$$

Мезоны 1^- в e^+e^-

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = \sum_q \sum_\alpha Q_q^2(\alpha)$$



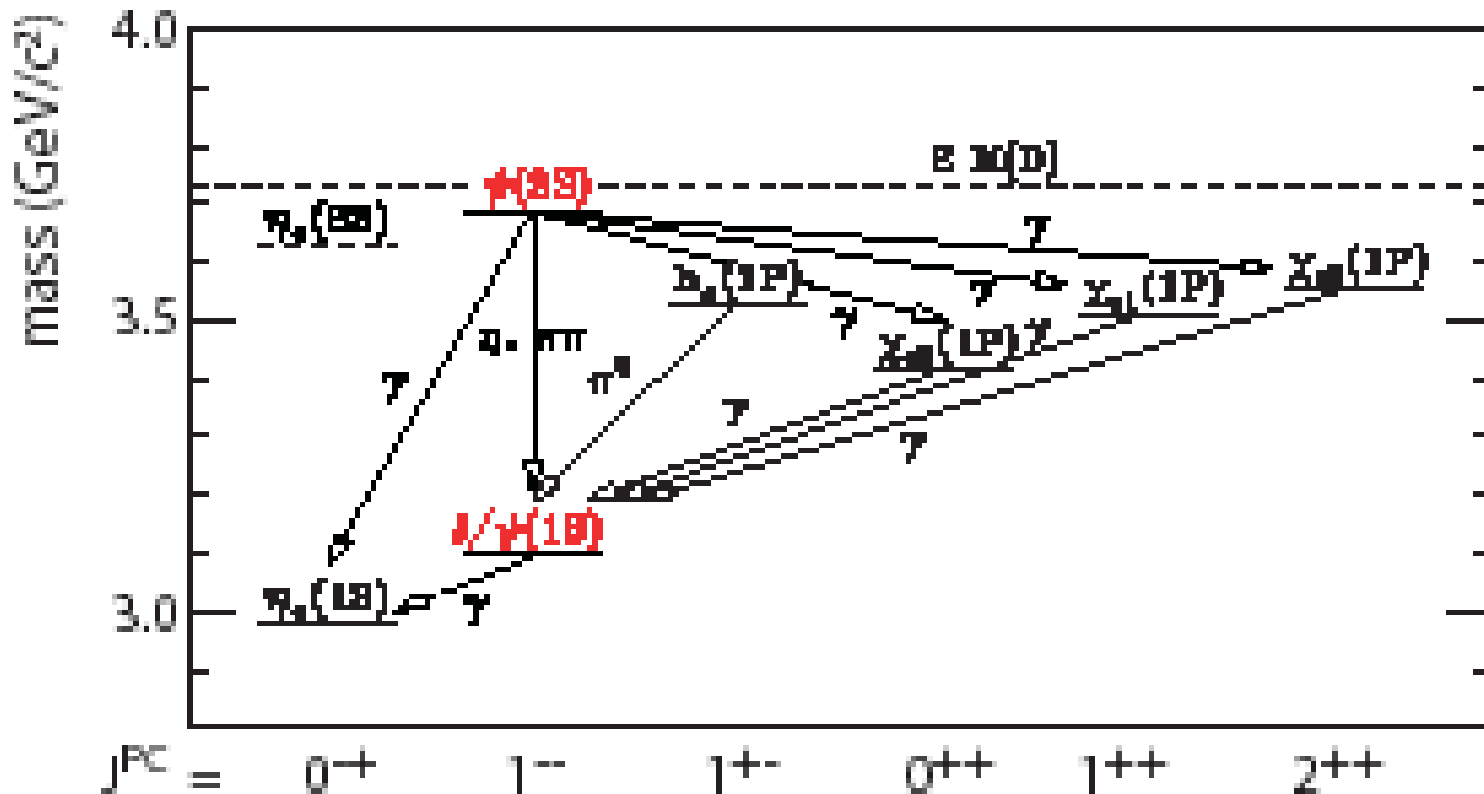
Распад резонансов на $\mu^+\mu^-$ в pp at $\sqrt{s} = 7$ TeV



Теоретическая мотивация

В 1986 г. Матцуи и Сатц предложили изучать рождение J/ψ в А+А столкновениях как сигнатуру КГП. Они предсказали поглощение J/ψ из-за цветового экранирования статического потенциала между тяжелыми кварками. В дальнейшем Харзеев и Сатц развили эту идею и показали, что цветовое состояние $|c\bar{c}\rangle$ может разрушаться жесткими глюонами, что невозможно в адронном газе, но может быть в КГП.

Схема распада чармониев $|c\bar{c}\rangle$



Особенности кваркониев

$$J/\Psi = |c\bar{c}\rangle, Y = |b\bar{b}\rangle$$

state	J/ψ	χ _c	ψ'	Υ	χ _b	Υ'	χ _b '	Υ''
mass [GeV]	3.10	3.53	3.68	9.46	9.99	10.02	10.26	10.36
ΔE [GeV]	0.64	0.20	0.05	1.10	0.67	0.54	0.31	0.20
radius [fm]	0.25	0.36	0.45	0.14	0.22	0.28	0.34	0.39

Кварконии очень необычные резонансы. Они очень тяжёлые и стабильны по отношению к сильным взаимодействиям.

Адронные распады запрещены. Они распадаются на пару мюонов или с испусканием фотона

- heavy: $m_c \simeq 1.2 - 1.4 \text{ GeV}$, $m_b \simeq 4.6 - 4.9 \text{ GeV}$
- stable: $M_{cc} \leq 2M_D$ and $M_{bb} \leq 2M_B$ $D = |c\bar{d}\rangle, B = |u\bar{b}\rangle$

лёгкие мезоны, $M_\rho - 2M_\pi \gg 0$, $M_\phi - 2M_K \simeq 0$

Дебаевское экранирование

В электромагнитной плазме потенциал заряда экранируется полем электронов, которые его окружают :

$$\Phi = \frac{Ze}{r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right), \text{ где } \lambda_D = \sqrt{\frac{kT}{4\pi n_0 e^2}}$$

$n_0 =$ плотность электронов в плазме

В КГП цветное поле также должно экранироваться зарядами противоположного знака. Чтобы сделать оценку длины экранирования возьмем эту формулу и подставим:

$$e^2 \text{ (Gauss system)} \rightarrow \alpha_{\text{QCD}} \sim 1$$

$$n_0 \rightarrow n = 3.6 T^3$$

(Stefan-Boltzmann law for QGP)

$$kT \sim 200 \text{ MeV}$$

$$\text{Получим: } n = 28.8 \cdot 10^6 \text{ MeV}^3$$

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{kT}{4\pi n e^2}}$$

$$\text{and, using: } 1 \text{ MeV}^{-1} = 197.3 \text{ fm: } \lambda_D \approx 0.15 \text{ fm}$$

Подавление кваркониев

- Ожидается, что в фазе КГП потенциал взаимодействия экранируется на расстоянии Дебаевской длины λ_D (по аналогии с Дебаевским электро-магнитным экранированием взаимодействия кварков:

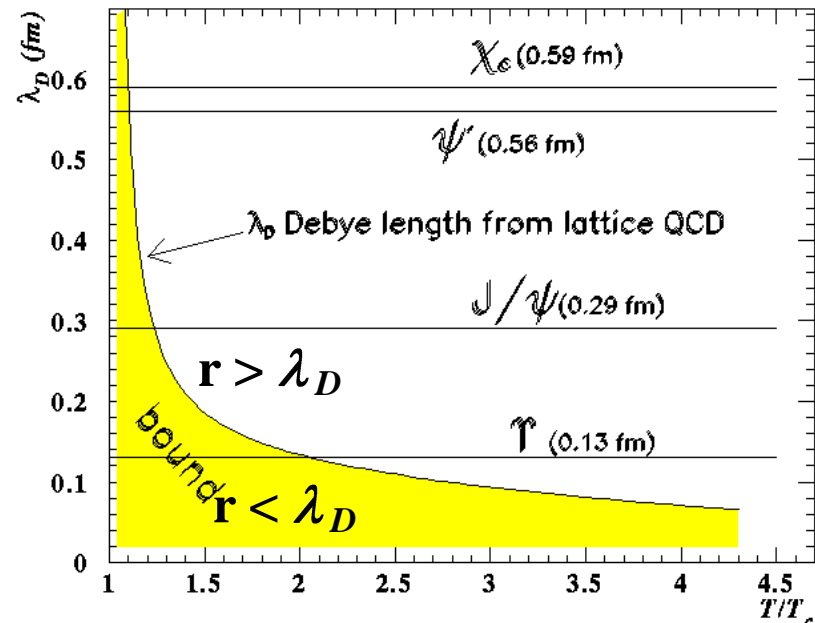
$$V_{q\bar{q}}(r) = \frac{e^2}{r} \rightarrow \frac{e^2}{r} e^{-\frac{r}{\lambda_D}}$$

- Состояния чармониев ($c\bar{c}$) и боттониумов ($b\bar{b}$) при $r > \lambda_D$ не будут связанными состояниями ($q\bar{q}$), их образование будет подавлено.

Какие состояния будут подавлены – зависит от температуры КГП, т.к.

$$\lambda_D = \lambda_D(T)$$

Из рисунка при $T > 1.3T_c$ и $T > 2T_c$ J/ψ и Υ резонансы перестают образовываться



Изучение потенциала между тяжелыми кварками стало возможным с 2001 г. в вычислениях на решетках. Они показали, что $\Upsilon(2S)$ состояние растворяется при температурах и условиях таких же, как для J/Ψ , в то время как $\Upsilon(1S)$ остается неподавленным при температурах в 2 раза, больших, чем критическая T_C . Такие высокие температуры нельзя достичь на RHIC и поэтому $\Upsilon(1S)$ может служить точкой «отсчета» для сравнения эффекта поглощения. С другой стороны $\Upsilon(3S)$ из-за низкой энергии связи разрушается уже при температуре ниже, чем T_C . Сравнение 3-х состояний боттония прольет свет на механизм рождения и поглощения $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$, избежав многие трудности для чармония.

Вычисления КХД на решетках с учетом члена энтропии в свободной энергии показали, что J/Ψ существует как резонанс до $T \sim 1.5 T_C$. Затем постепенно исчезает и уже не наблюдается при $T = 3T_C$. Современные модели, основанные на энергиях связи и массах кваркониев, предсказывают подавление с ростом температуры в следующем порядке на RHIC:

$$T_{\text{diss}}(\Psi') < T_{\text{diss}}(\Upsilon(3S)) < T_{\text{diss}}(J/\Psi) \approx T_{\text{diss}}(\Upsilon(2S)) \leq T_C(\text{RHIC}) < T_{\text{diss}}(\Upsilon(1S))$$

Независимо от улучшения теорий последовательное изучение рождения кваркониев в АА столкновениях и их поглощения останется наиболее прямым средством (пробой) деконфаймента. Это также является «термометром» горячего начального состояния, которое в дальнейшем будет прямо сравниваться с КХД.

Ядерный модифицированный фактор

Отношение числа частиц в AA и pp столкновениях

$$R_{AA} = \frac{\sigma_{pp}^{\text{inel}}}{\langle N_{\text{coll}} \rangle} \frac{d^2 N_{AA} / dp_T d\eta}{d^2 \sigma_{pp} / dp_T d\eta}$$

- зависит от сечения p+p столкновения, но не нужны измерения в периферической области столкновения

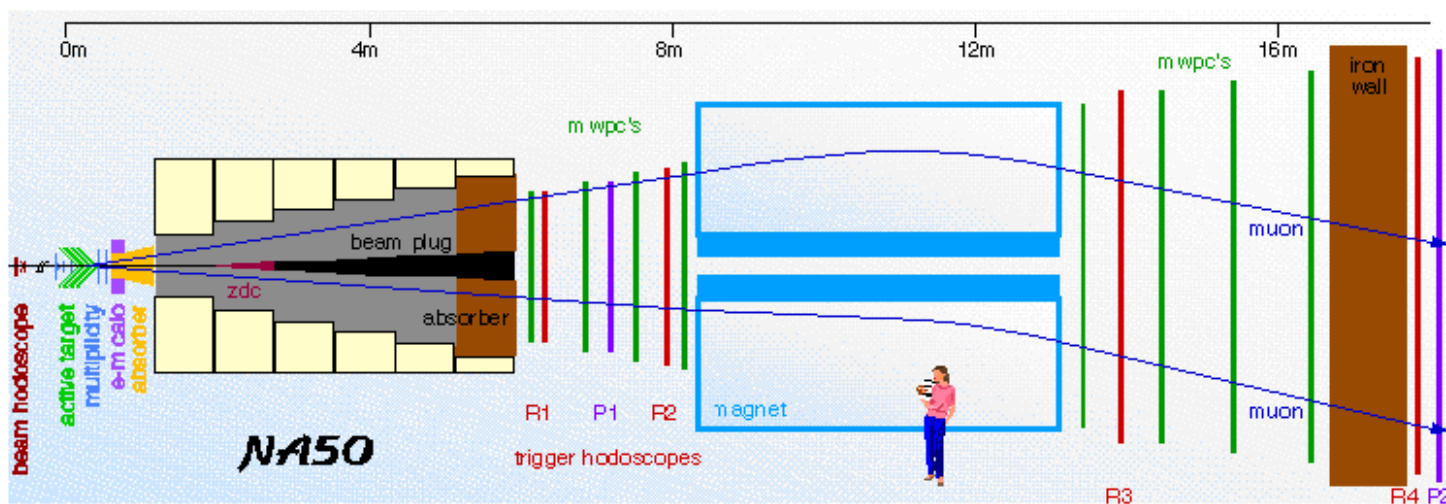
Для жестких процессов сечение пропорционально некогерентной сумме p+p неупругих бинарных столкновений $\langle N_{\text{coll}} \rangle$ и $R_{AA} = 1$

$$R_{CP} = \frac{\langle N_{\text{coll}}^{\text{periph}} \rangle}{\langle N_{\text{coll}}^{\text{central}} \rangle} \frac{d^2 N_{AA}^{\text{central}} / dp_T d\eta}{d^2 N_{AA}^{\text{periph}} / dp_T d\eta}$$

- не зависит от сечения p+p столкновения, многие экспериментальные неопределённости (эффективность и систематика) погашаются

Эксперимент NA50

- Цель: исследование рождения J/ψ в $Pb+Pb$ столкновениях
- Экспериментальная установка:
 - Поглощаются все частицы, рожденные в столкновении, за исключением мюонов
 - J/ψ реконструируется по распаду $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ (B.R. $\cong 5.9\%$)



Эксперименты с рождением J/ψ и ψ'

Детальное изучение димюнного инвариантного спектра было предпринято во многих экспериментах: CERN/SPS, HELIOS-III, NA38-NA50-NA60 и в последнее время на LHC

Нормальное ядерное поглощение

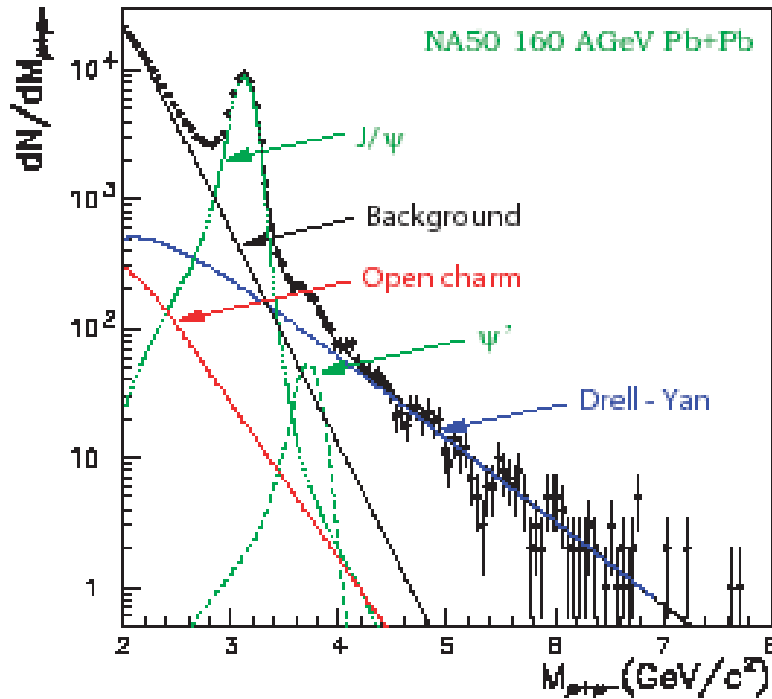
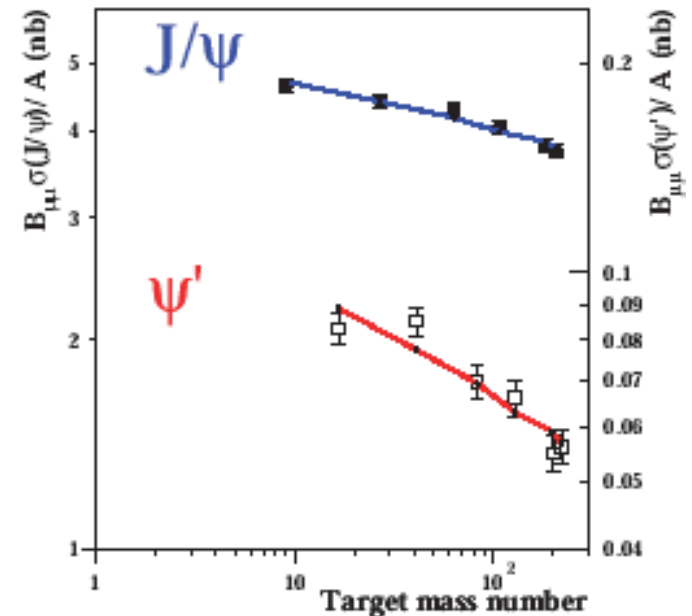


Рис.17. Инвариантный спектр мюонных пар при 160А ГэВ в Pb+Pb из NA60

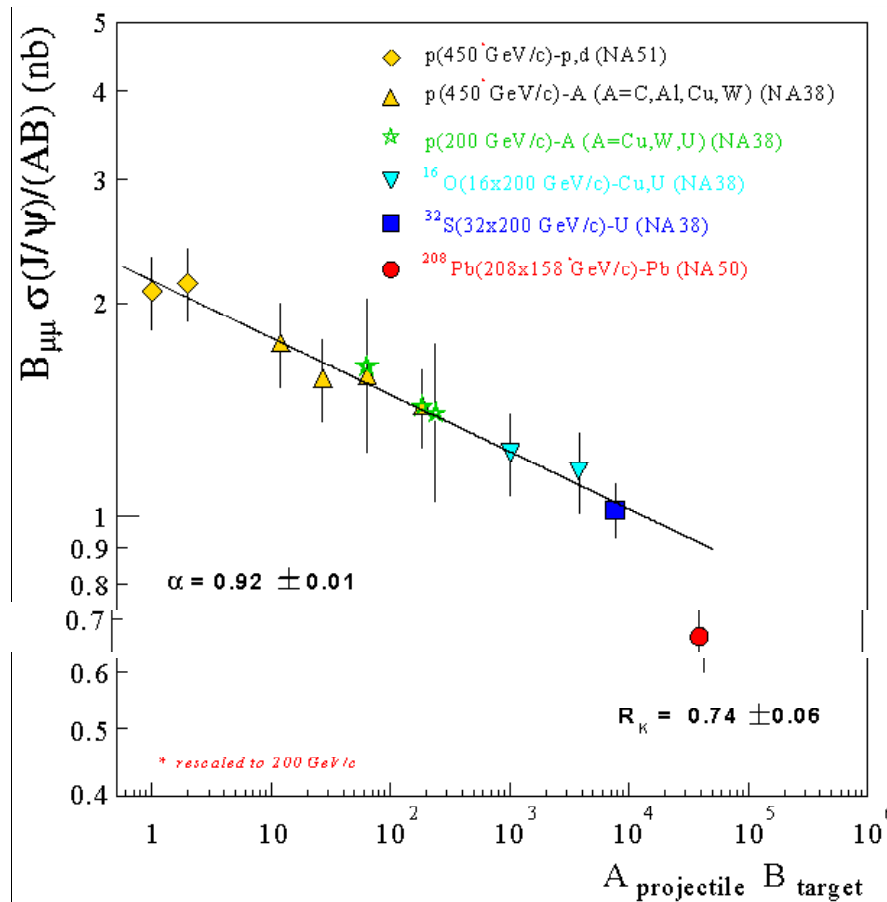


NA50 измерения поглощения в холодной ядерной материи при 450А ГэВ в $p+A$ столкновениях. Здесь было получено:



Ядерное поглощение

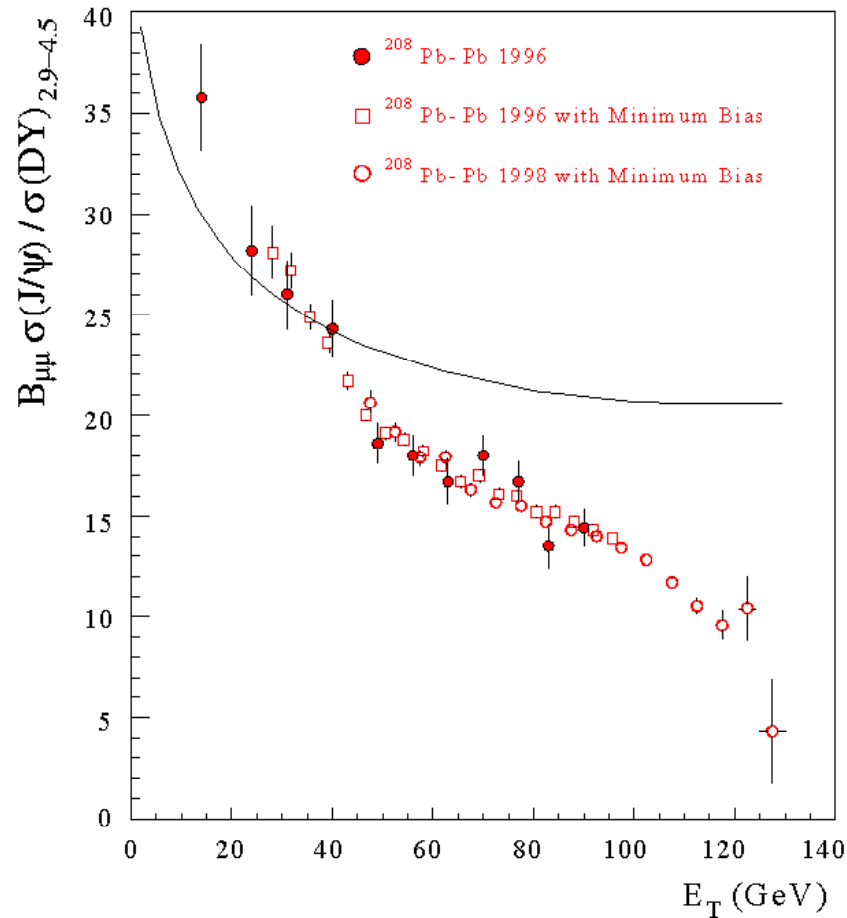
Зависимость от числа нуклонов в виде произведения ($A_{pr} * A_{tar}$)



- Существует “нормальное” подавление рождения J/ψ , наблюдаемое в $p+A$ и при столкновении легких ионов $A_{projectile} + A_{target}$, названное ядерным поглощением
- Выход J/ψ в $Pb+Pb$ столкновении - красная точка расположена ниже кривой ядерного “нормального” поглощения (“аномальное” подавление рождения J/ψ)

Аномальное J/ψ поглощение

Зависимость от E_T



- Выход J/ψ , нормированный к сечению Дрелл-Яна, как функция поперечной энергии (т.е. центральности)
- Экспериментальные точки отклоняются от сплошной кривой, которая предсказывается ядерным поглощением
- Отклонение растет с ростом E_T (с ростом центральности столкновения)

Аномальное поглощение J/Ψ на SPS и RHIC

Расчеты КХД на решетках показывают, что при $T > 1.3 T_{\text{crit}}$ для J/Ψ и $T > 2 T_{\text{crit}}$ для Y дебаевский радиус экранирования в цветовом поле становится меньше радиуса связанного состояния тяжелых кварков. В этом случае кварконии диссоциируют на кварк и антикварк и выход их будет меньше. Данные на SPS(NA38,NA50) и RHIC(PHENIX) для J/Ψ свидетельствуют о подавлении рождения кваркониев в несколько раз.

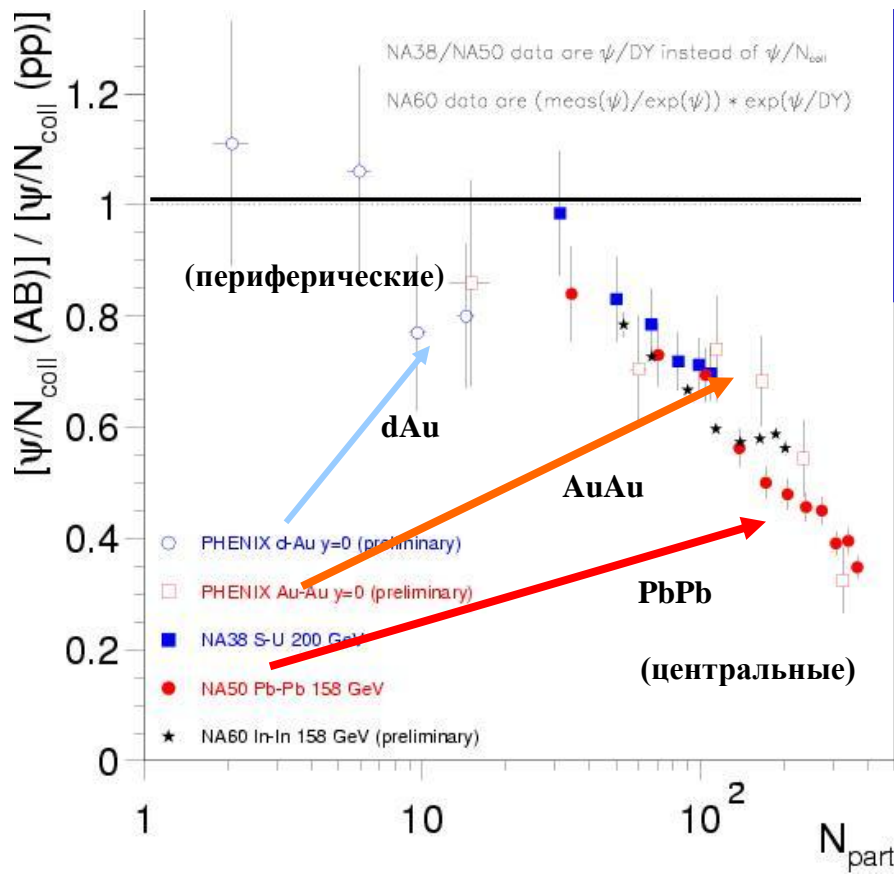
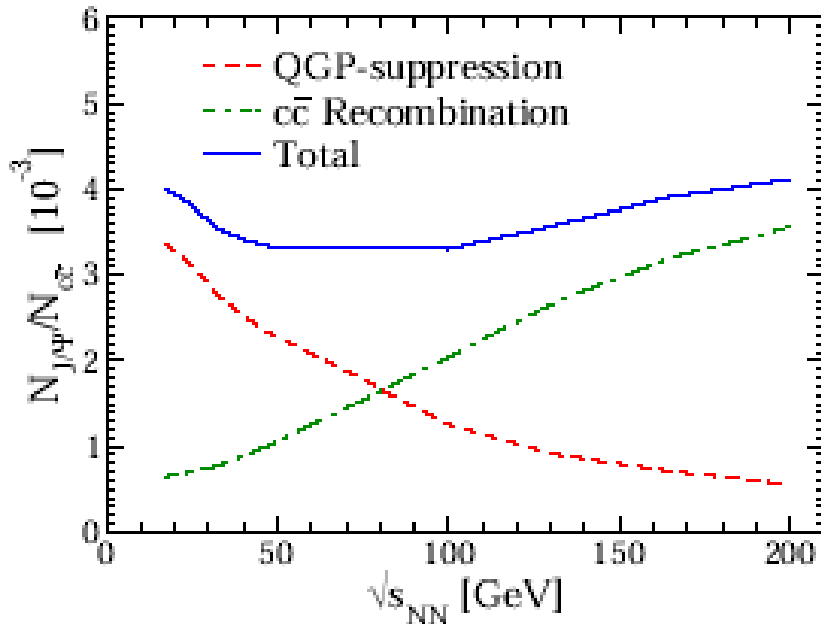


Рис. Ядерный модифицированный фактор для A+A и d+A столкновений для рождения кваркония в зависимости от числа нуклонов-участников на SPS и RHIC(PHENIX)

На LHC при 5.5 ТэВ для Pb+Pb начальные температуры ожидаются выше $2 T_{\text{crit}}$, что приведет к усилению поглощения J/Ψ , но семейство $Y(1s,2s,3s)$ выживет, т.к. для них нужно $T > 4 T_{\text{crit}}$. Есть модели, предсказывающие компенсацию подавления за счет рекомбинации кварков в плотной среде.

Рекомбинация пары $c\bar{c}$ в J/ψ

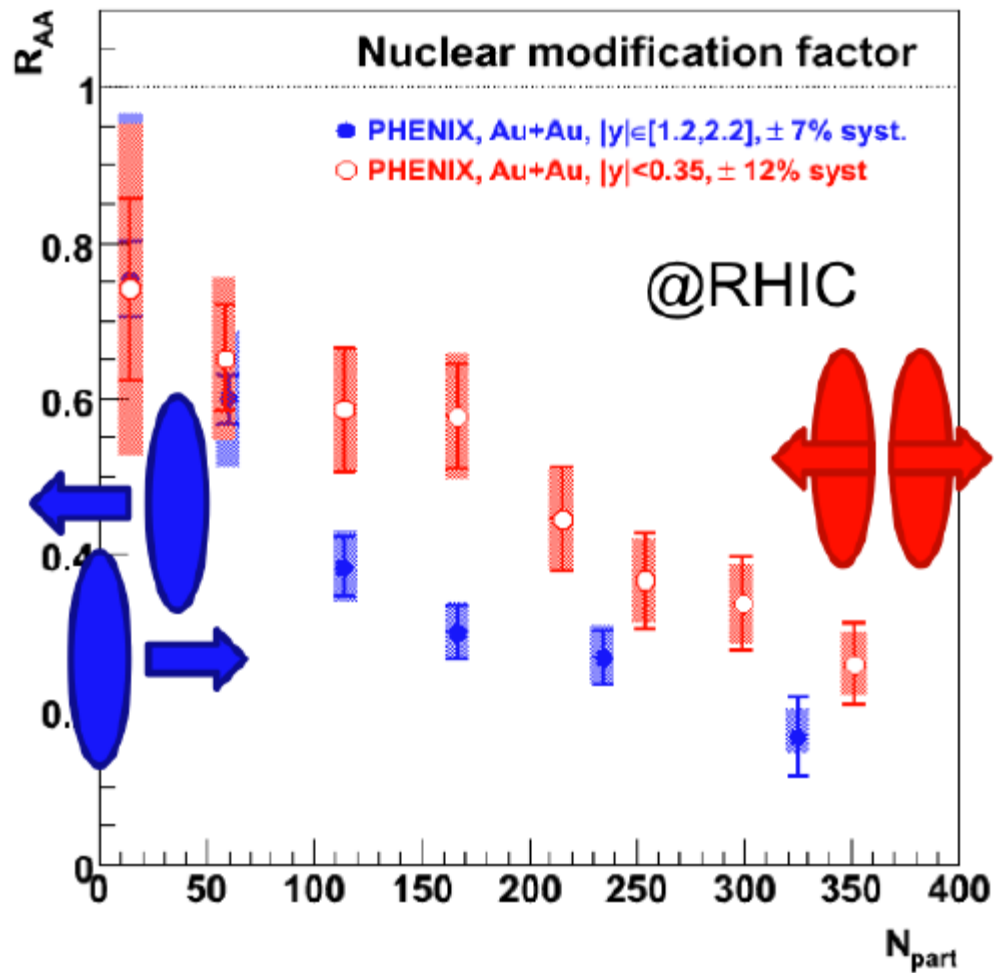


Изменение отношения рожденных J/ψ к $c\bar{c}$ парам в центральных ядроядерных столкновениях за счет двух разных механизмов : поглощение первичных и рекомбинация пар $c\bar{c}$ в J/ψ .

Представлены модельные расчеты с учетом 2-х механизмов. Измерение такого отношения поможет отличить подавление от механизма усиления вклада J/ψ за счет рекомбинации (коалесценции).

.....

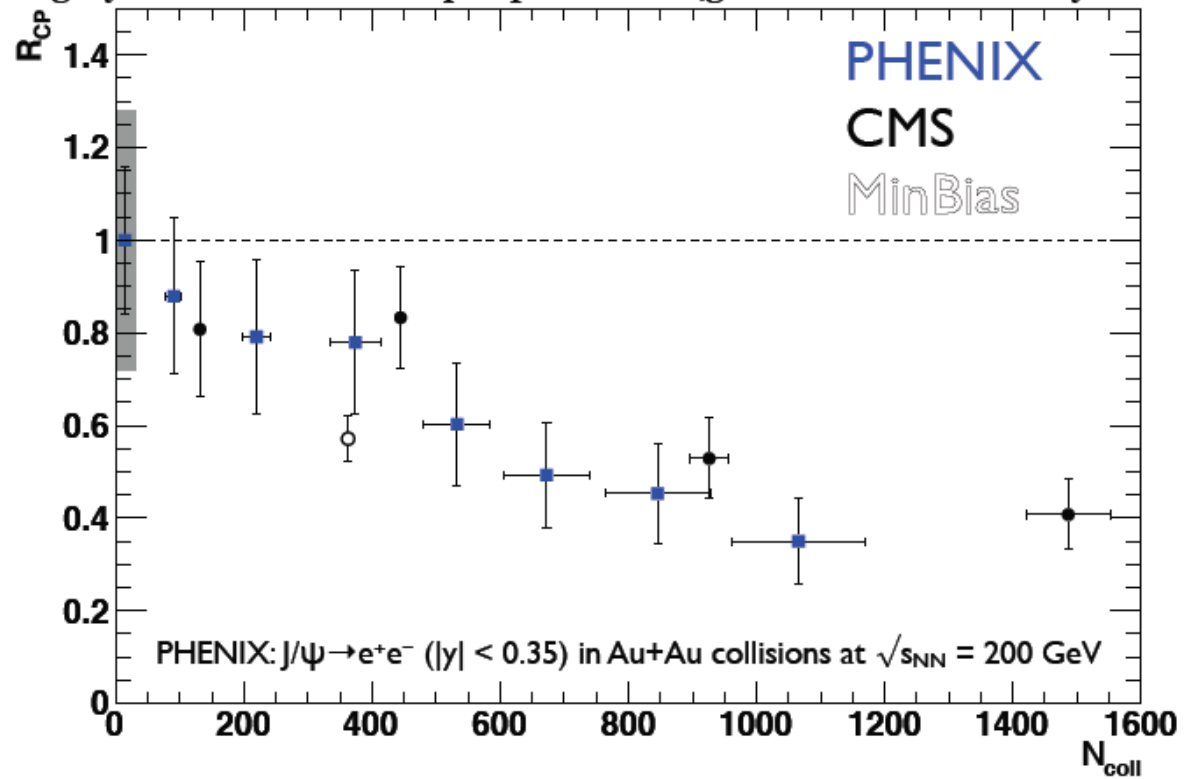
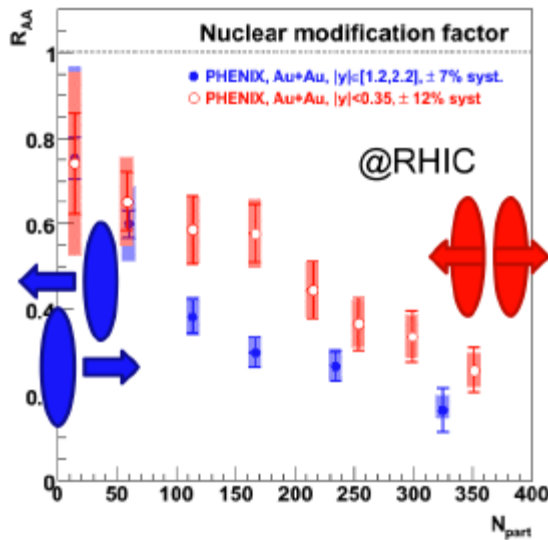
Измерения на RHIC



CMS LHC at 2.76 TeV

 Full rapidity range ($|y(J/\psi)| < 2.4$)

- “Same” J/ψ suppression pattern – but very different phase space!
- gray box: stat. error on peripheral bin (global stat. uncertainty on R_{CP})



Боттонии $b\bar{b}$

Кроме чармониев типа J/Ψ интересно также рассмотреть боттонии, включающие в себя семейство Υ состояний, хотя сечения рождения их значительно меньше, чем чармониев. Боттонии имеют большие массы (~ 10 ГэВ), и лептоны от их распада имеют большие импульсы и будут легко различимы от электронов большого фона. Интерпретация поглощения чармония затрудняется из-за сопутствующего поглощения в движущейся среде адронов. Для боттония, как показывают вычисления, эта ситуация легче, т.к. они поглощаются в этой среде значительно меньше.

Кваркони на LHC

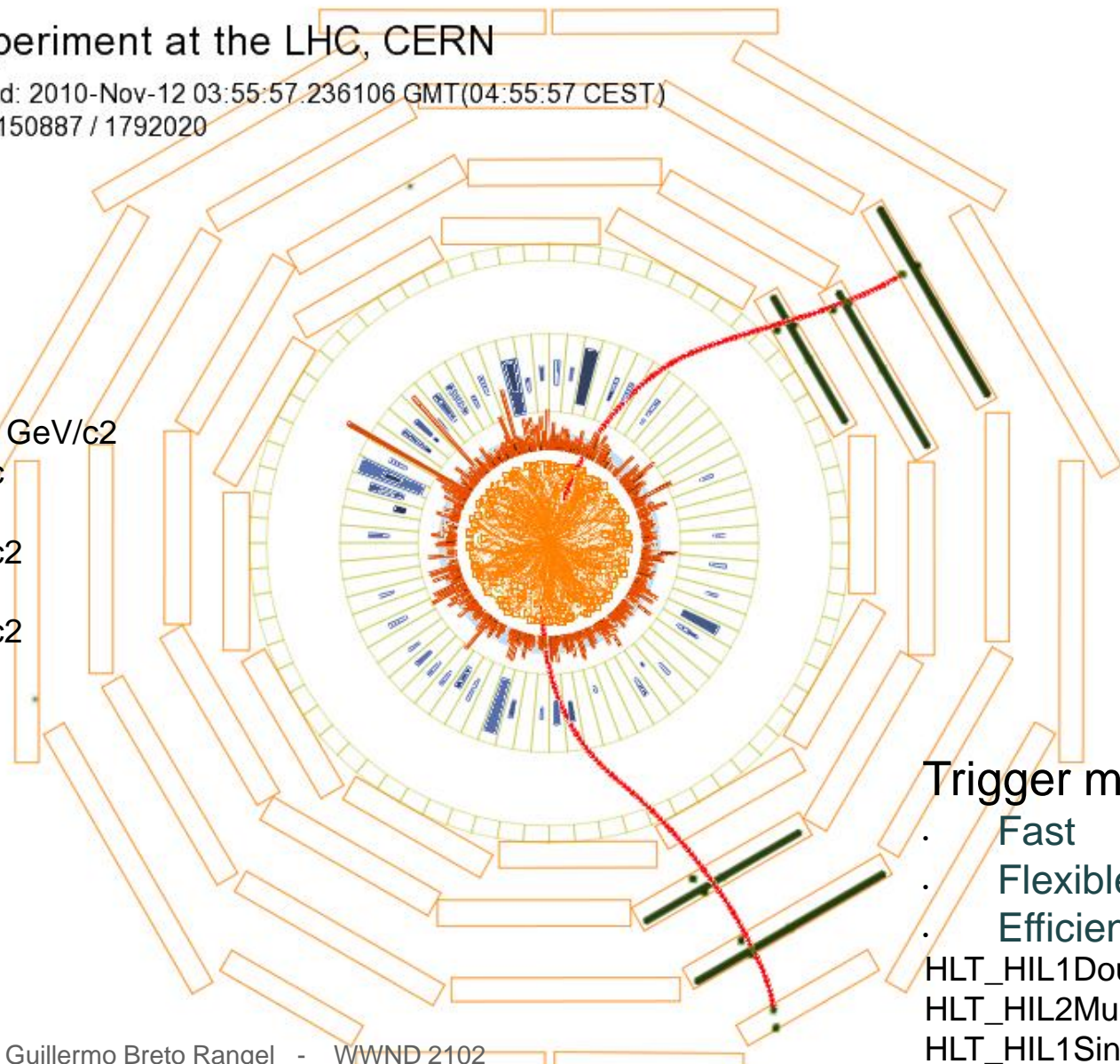
Υ candidate in PbPb at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV

CMS Experiment at the LHC, CERN

Data recorded: 2010-Nov-12 03:55:57.236106 GMT(04:55:57 CEST)

Run / Event: 150887 / 1792020

$\mu^+\mu^-$ pair:mass: 9.46 GeV/c²
pT: 0.06 GeV/c
rapidity: -0.33
 μ^+ :pT = 4.74 GeV/c²
 η = -0.39
 μ^- :pT = 4.70 GeV/c²
 η = -0.28



Trigger must be:

- Fast
 - Flexible
 - Efficient
- HLT_HIL1DoubleMu0
HLT_HIL2Mu3
HLT_HIL1SingleMu3

J/ψ in pp at $\sqrt{s} = 7$ TeV

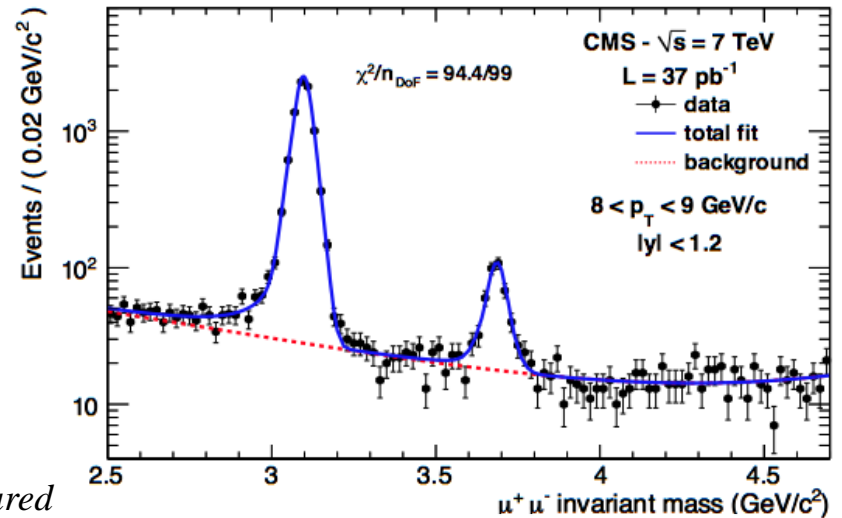
Inclusive J/ψ

Prompt J/ψ

Non-Prompt J/ψ
from B decays

Direct J/ψ

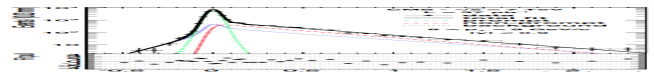
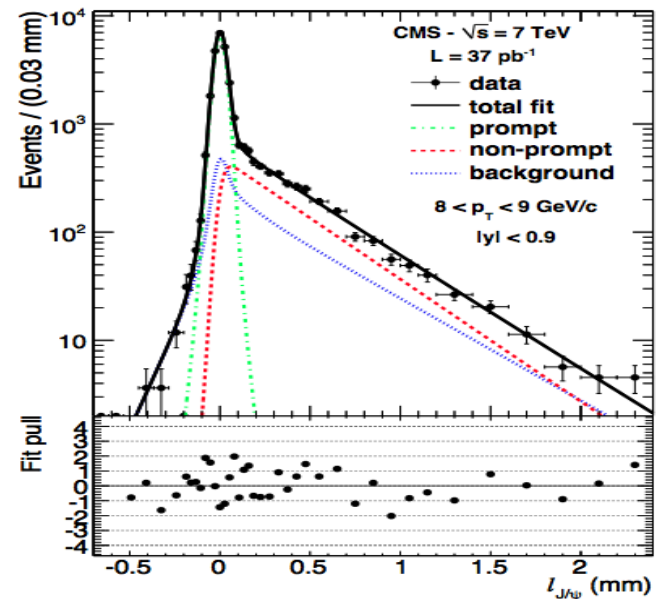
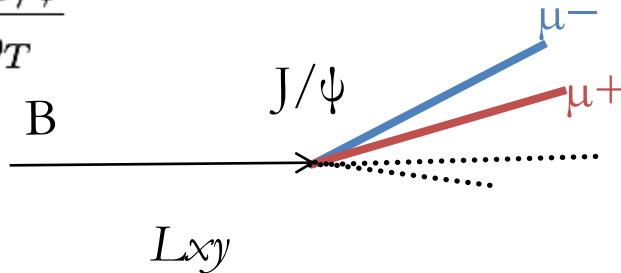
Feed-down
from ψ' and χ_c



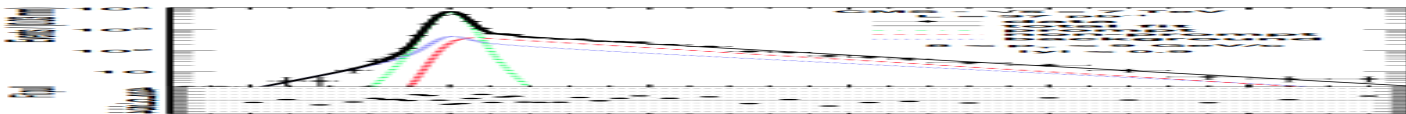
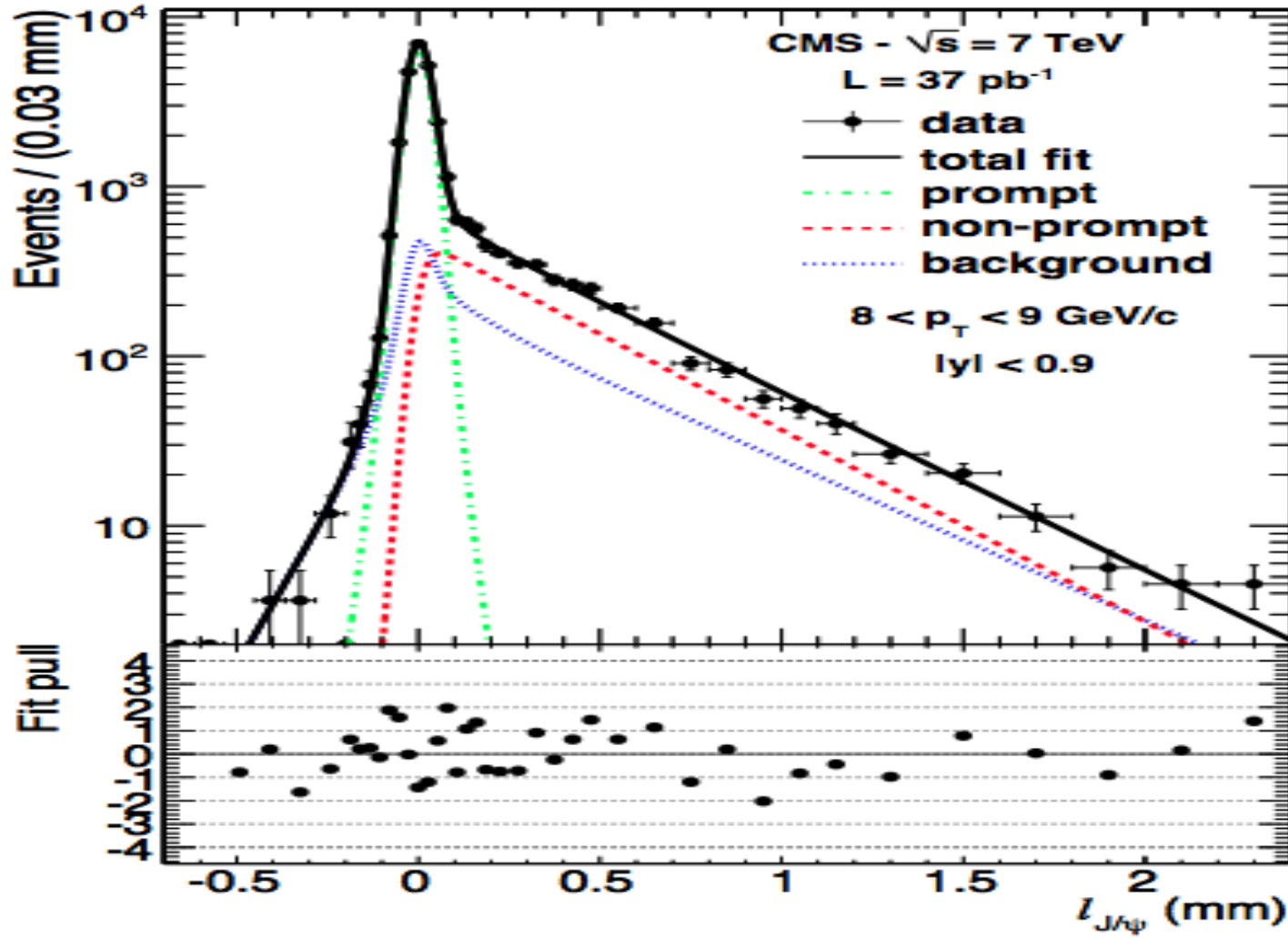
Owing to the long lifetime of the b hadrons ($O(500) \mu\text{m}/c$), compared to the QGP lifetime ($O(10) \text{fm}/c$), this contribution should not suffer from colour screening, but instead may reflect the b-quark energy loss in the medium. Bottom baryon Λ_b^0 (5.6 GeV) $|udb\rangle \rightarrow J/\Psi + \Lambda$, ($\tau = 10^{-12} \text{c}$, $c\tau = 415 \mu\text{m}$)

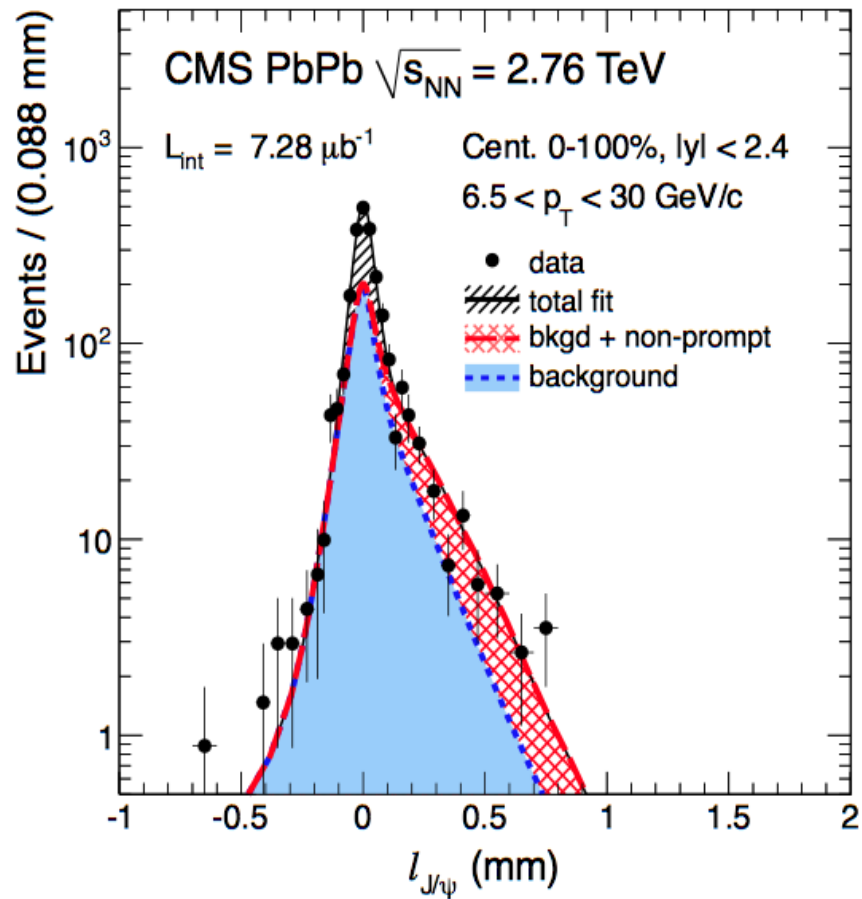
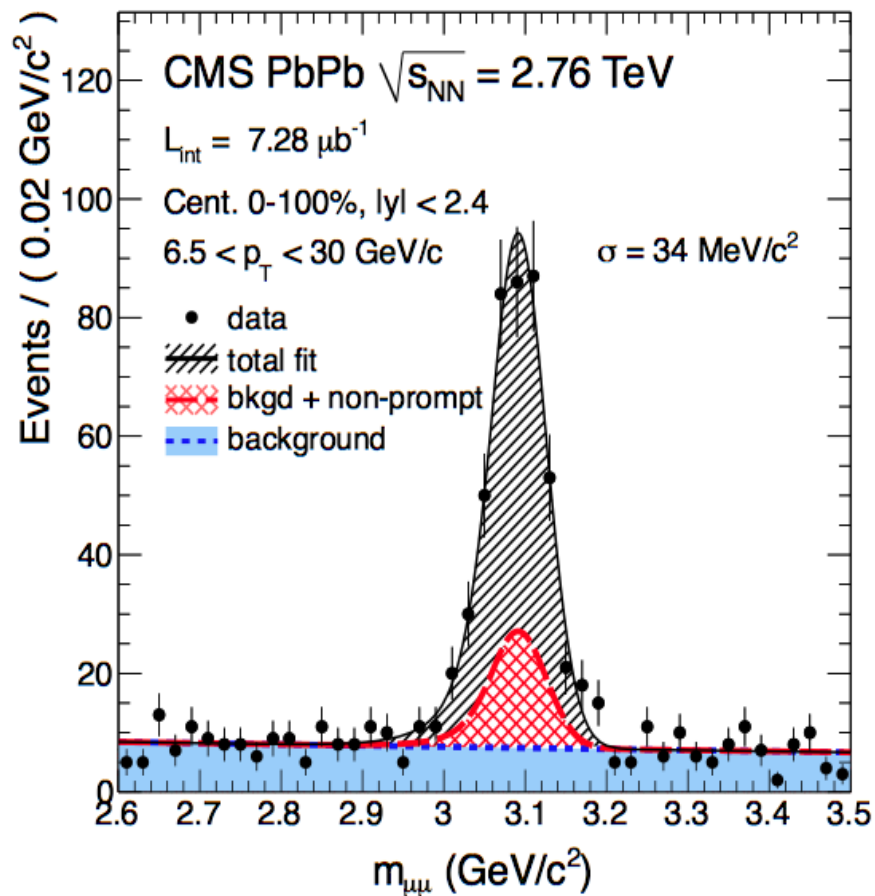
- Reconstruct $\mu^+\mu^-$ vertex
- Simultaneous fit of $\mu^+\mu^-$ mass and pseudo-proper decay length

$$l_{J/\psi} = L_{xy} \frac{m_{J/\psi}}{p_T}$$



Prompt and non-prompt J/ψ in pp

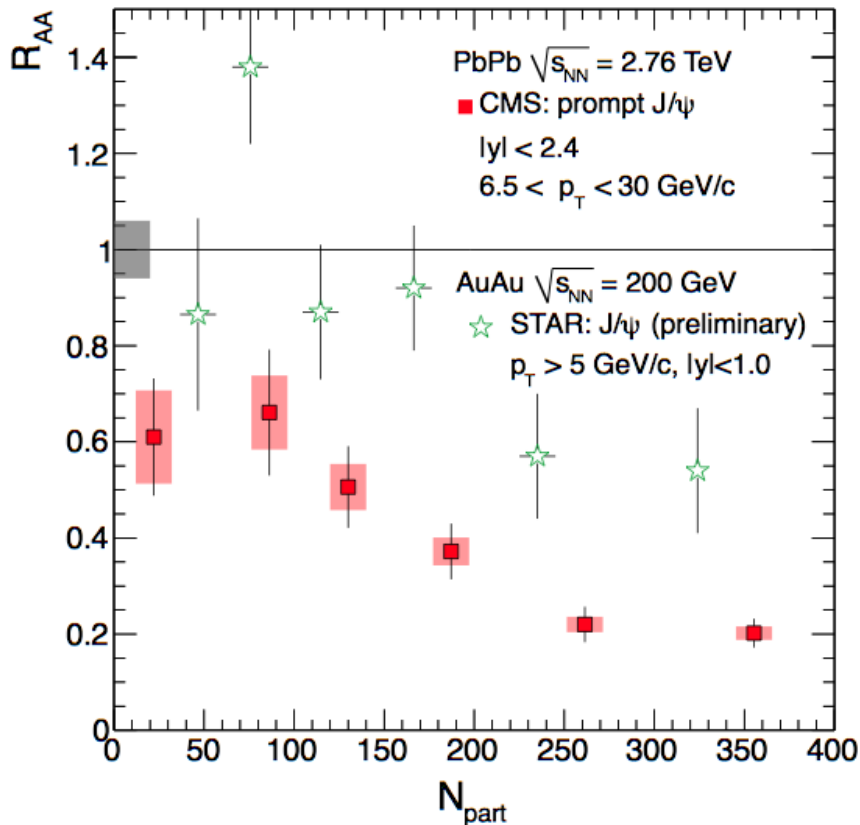




- First time that prompt and non-prompt J/ψ have been separated in heavy ion collisions

[arXiv:1201.5069](https://arxiv.org/abs/1201.5069)

(submitted to JHEP)

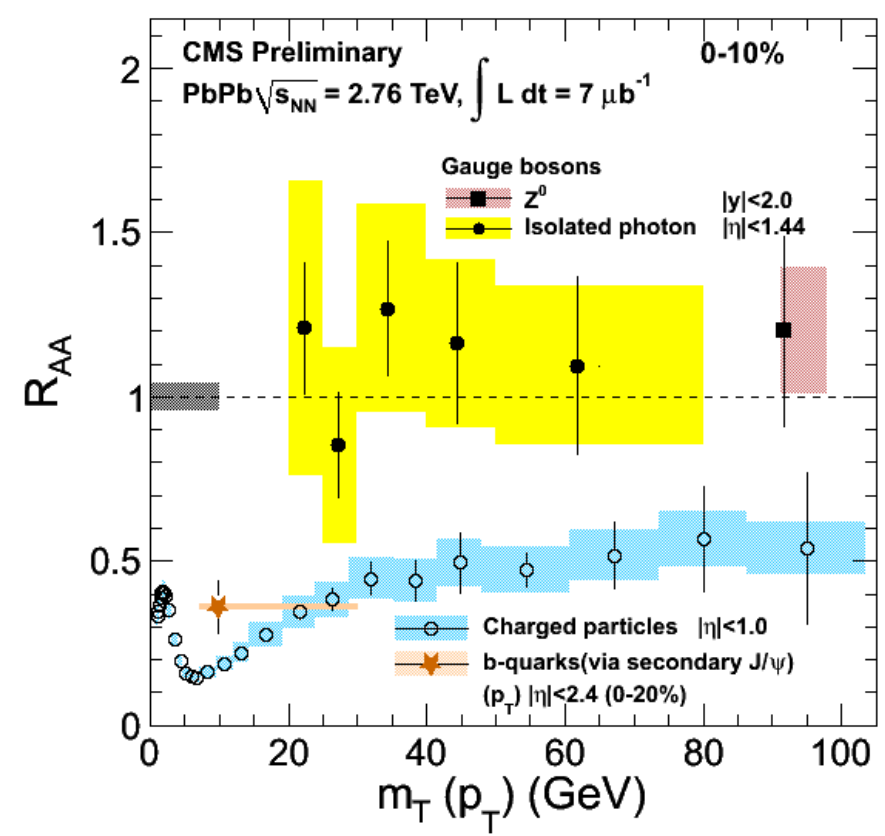
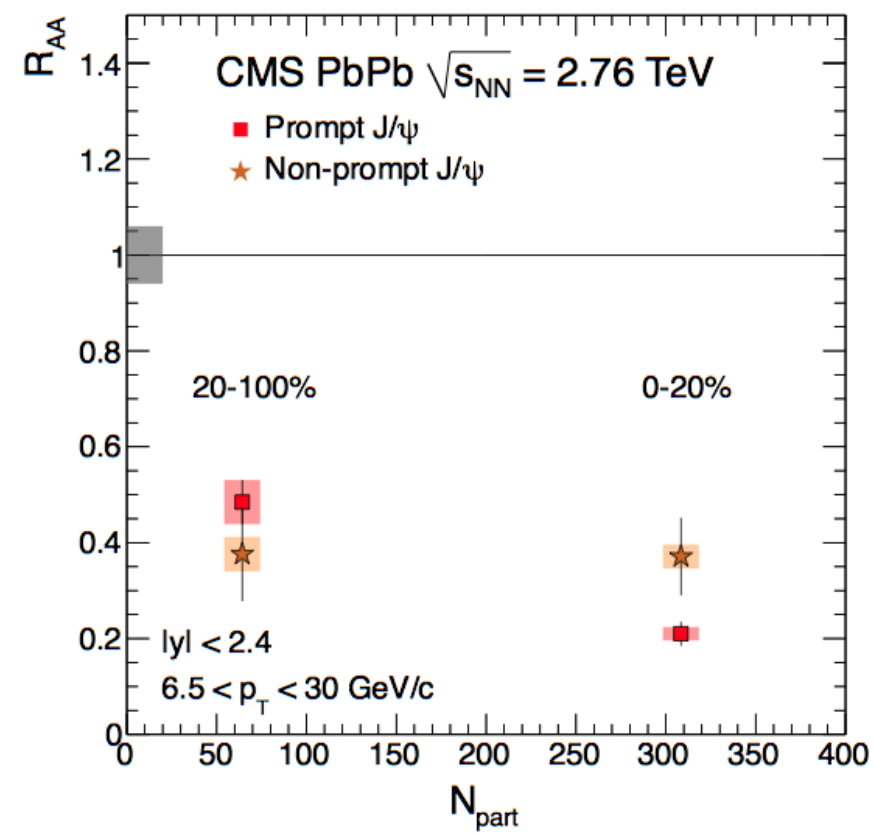


- Prompt J/ψ:
 - 0-10% suppressed by factor 5 with respect to pp
 - 50-100% suppressed by factor ~1.6
- Similar suppression seen by PHENIX
 - though at lower p_T
- STAR measures less suppression at high p_T
- На LHC температура КГП выше, чем на RHIC

[arXiv:1201.5069](https://arxiv.org/abs/1201.5069) (submitted to JHEP)



Open heavy-flavour: Non-Prompt J/ψ RAA

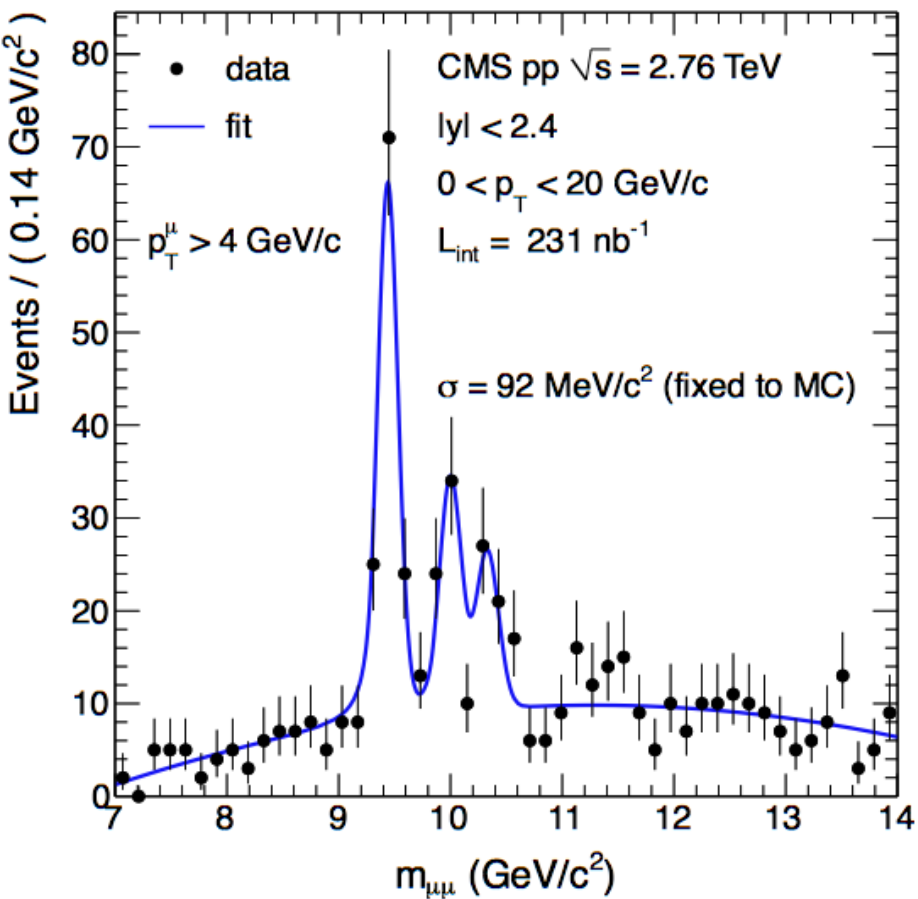


- Suppression of non-prompt J/ψ observed in min. bias and central PbPb collisions
 - **First indications of high-p_T b-quark quenching!**

Bottom baryon Λ_b^0 (5.6 GeV) $|udb\rangle \rightarrow J/\Psi + \Lambda, (\tau = 10^{-12} c, c\tau = 415 \mu m)$

Упсилон и его возбужденные состояния на ЛНС

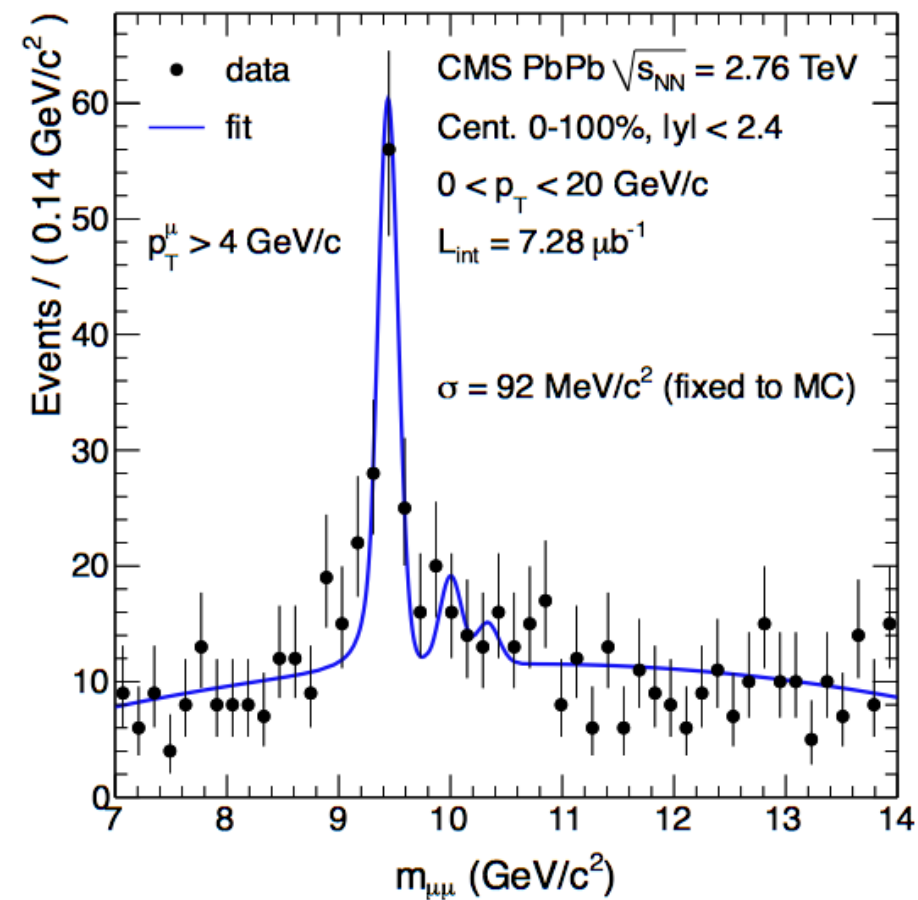
$\Upsilon(nS)$ in pp at $\sqrt{s} = 2.76$ TeV



$$N_{\Upsilon(1S)} = 101 \pm 12$$

$$\Upsilon(2S + 3S)/\Upsilon(1S)|_{pp} = 0.78_{-0.14}^{+0.16} \pm 0.02$$

- Signal shape: sum of three Crystal Ball functions
- Background: 2nd order polynomial
- Free parameters:
 - $\Upsilon(1S)$ mass
 - $\Upsilon(1S)$ yield
 - $\Upsilon(2S+3S)/\Upsilon(1S)$ yield ratio
 - $\Upsilon(3S)/\Upsilon(2S)$ yield ratio
 - background shape
- Mass ratios of higher states fixed to PDG
- $\Upsilon(1S)$ resolution fixed from MC: 92 MeV/c²
 - Consistent with fits when leaving resolution free (both in pp and PbPb)
- Resolution of higher states fixed to scale with mass ratio $\sigma_{2S} = m_{2S}/m_{1S} \sigma_{1S}$
 - Crystal Ball radiative tail fixed to MC

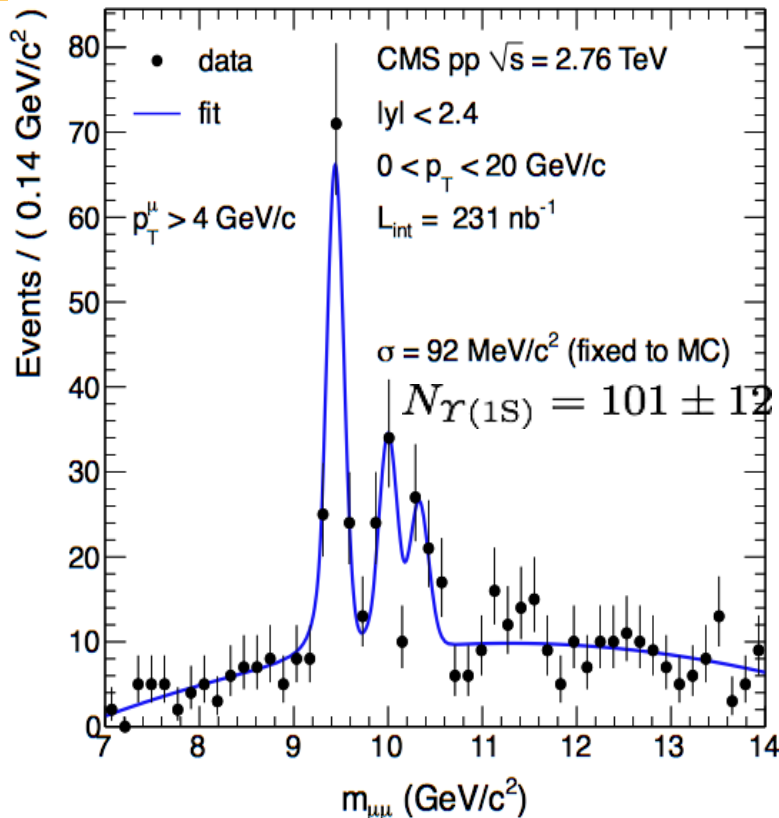


$$N_{\Upsilon(1S)} = 86 \pm 12$$

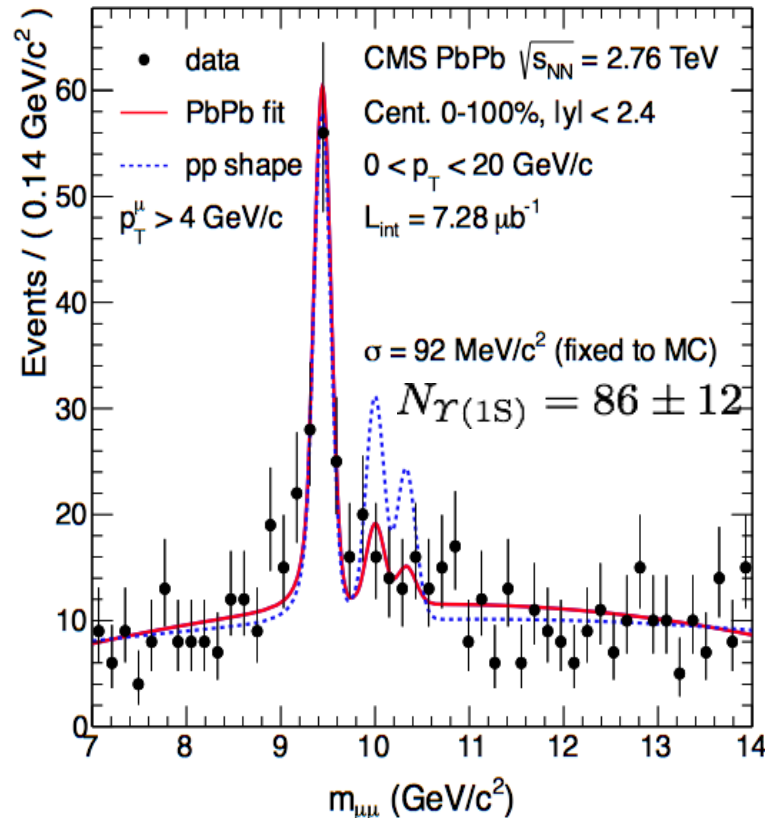
$$\Upsilon(2S + 3S)/\Upsilon(1S)|_{\text{PbPb}} = 0.24_{-0.12}^{+0.13} \pm 0.02$$

- Signal shape: sum of three Crystal Ball functions
- Background: 2nd order polynomial
- Free parameters:
 - $\Upsilon(1S)$ mass
 - $\Upsilon(1S)$ yield
 - $\Upsilon(2S+3S)/\Upsilon(1S)$ yield ratio
 - $\Upsilon(3S)/\Upsilon(2S)$ yield ratio
 - background shape
- Mass ratios of higher states fixed to PDG
- $\Upsilon(1S)$ resolution fixed from MC: 92 MeV/c²
 - Consistent with fits when leaving resolution free (both in pp and PbPb)
- Resolution of higher states fixed to scale with mass ratio $\sigma_{2S} = m_{2S}/m_{1S} \sigma_{1S}$
 - Crystal Ball radiative tail fixed to MC

$\Upsilon(2S+3S)$ Suppression



$$\Upsilon(2S + 3S)/\Upsilon(1S)|_{pp} = 0.78_{-0.14}^{+0.16} \pm 0.02$$

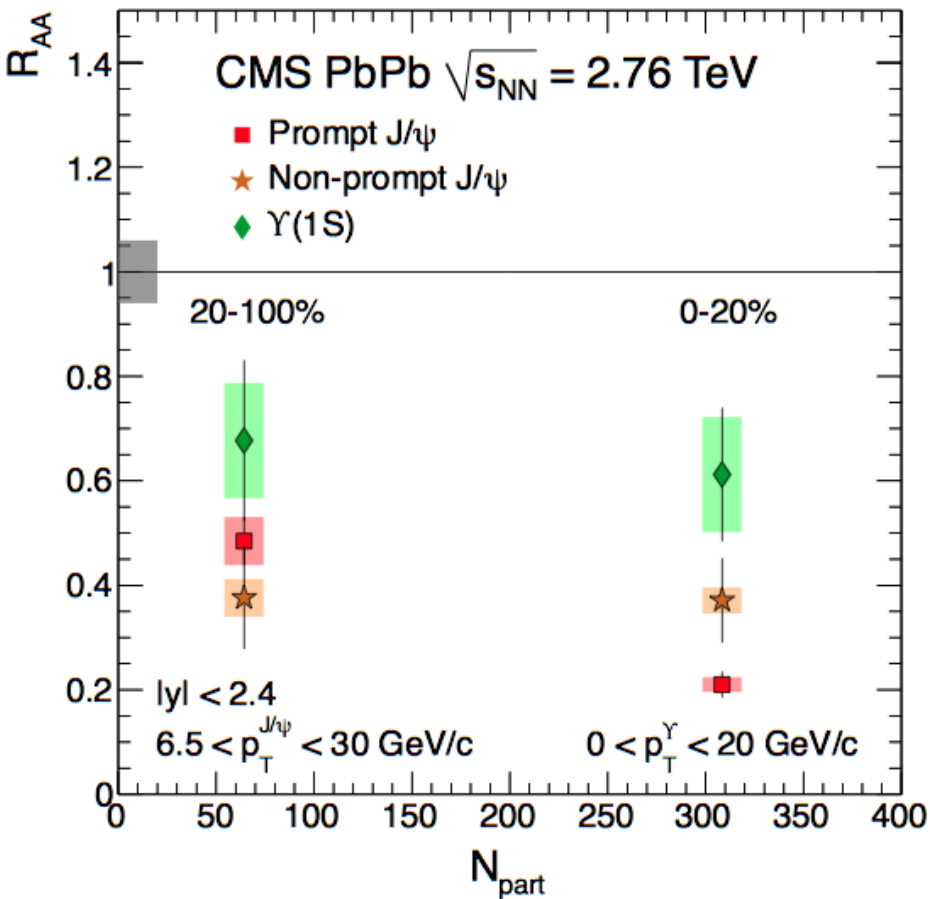


$$\Upsilon(2S + 3S)/\Upsilon(1S)|_{PbPb} = 0.24_{-0.12}^{+0.13} \pm 0.02$$

- Measure $\Upsilon(2S+3S)$ production relative to $\Upsilon(1S)$ production
- Simultaneous fit to pp and PbPb data at 2.76 TeV [PRL 107 \(2011\) 052302](https://arxiv.org/abs/1011.5230)

$$\frac{\Upsilon(2S + 3S)/\Upsilon(1S)|_{PbPb}}{\Upsilon(2S + 3S)/\Upsilon(1S)|_{pp}} = 0.31_{-0.15}^{+0.19} \pm 0.03$$

- Probability to obtain measured value, or lower, if the real double ratio is unity, has been calculated to be less than 1%



- In PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV
- Prompt J/ψ suppressed
- $\Upsilon(2S+3S)$ suppressed relative to $\Upsilon(1S)$
 - Observed $\Upsilon(1S)$ suppression consistent with melting of excited states only
- J/ψ from B decays suppressed

Подавление выхода J/ψ в А-А столкновениях по сравнению с рождением в p-p и подавление возбуждённых состояний Υ можно объяснить прохождением кваркониев через КГП .

Удивительным является также сильное подавление тяжелых b -адронов.

Необходимо детальное исследование всех аспектов, связанных с рождением кваркониев. Например, зависимость от толщины среды.

А-А столкновения

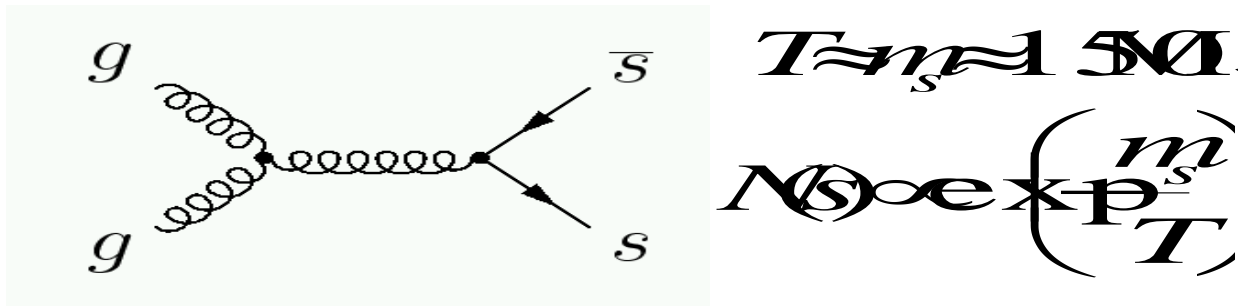
Усиление выхода странных частиц

Усиление «странности»

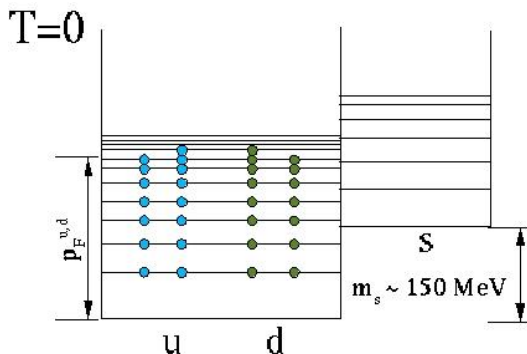
- Признак КГП, предложенный Rafelski and Müller в 1982 г.
- Как уже обсуждалось, ожидается, что деконфаймент сопровождается частичным восстановлением киральной симметрии (восстановление голых масс для несвязанных кварков).
- Несвязанные кварки имеют массы около 150 МэВ, т.е. меньше, чем кварки, связанные в адронах.
- В частности, при $T_c \sim 100 - 200 \text{ MeV}$ странный кварк существенно меняет свою массу
 $m_s(\text{constituent}) \sim 500 \text{ МэВ} \rightarrow m_s(\text{bare}) \sim 150 \text{ МэВ}$:
Рождение странных частиц должно быть усилено, если система прошла фазу деконфаймента

Рождение «странности» в КГП

- Обильное рождение за счет глюон-глюонного синтеза(слияния):



- Если система обогащена барионами, т.е. число кварков превышает число антикварков, то образование странных кварков может быть усилено благодаря принципу Паули (ограничение на число занятых состояний) :



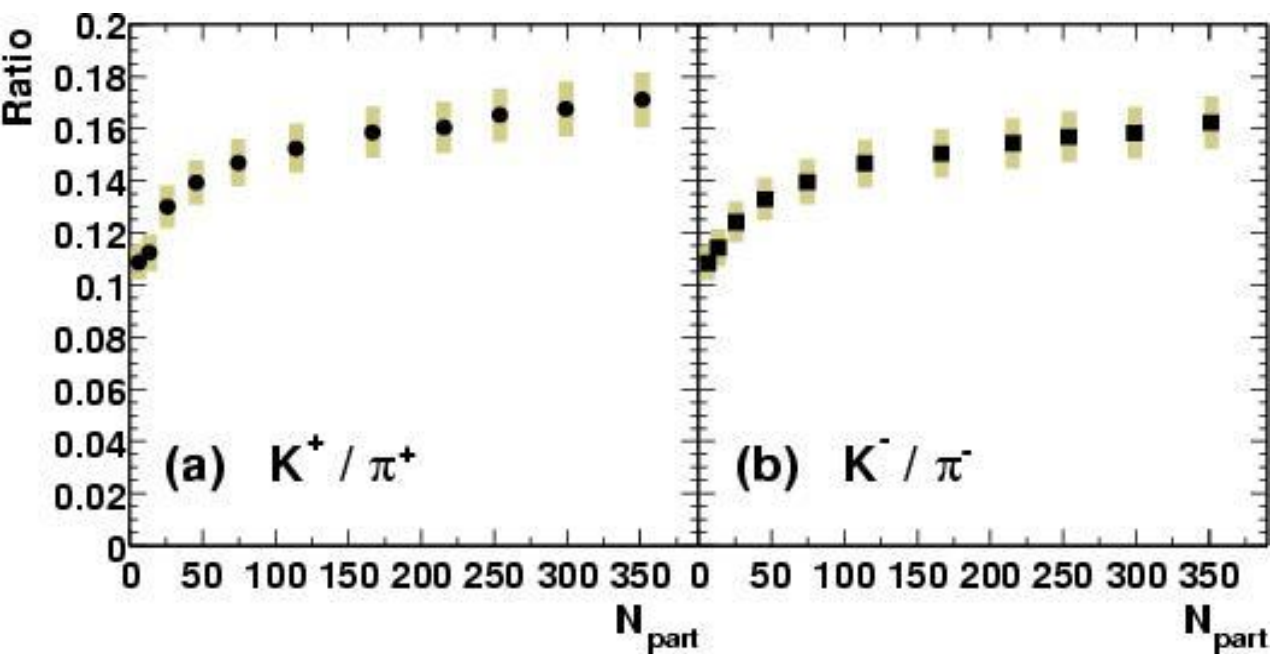
Образование пары $\bar{s}s$ может быть предпочтительнее, чем uu или $d\bar{d}$ пар

Для $\rho \sim \rho_0$ (ядерная плотность)
импульс Ферми: $p_F \sim 200 \text{ МэВ} > m_s$

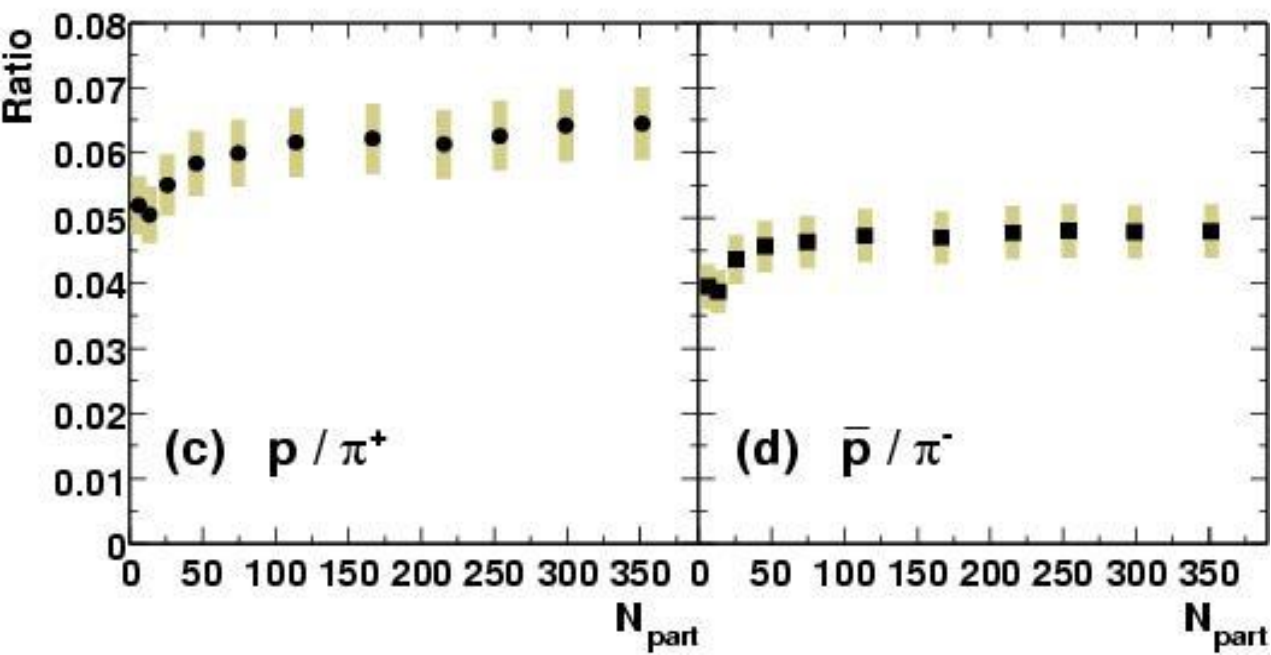
Усиление «странности»

- КГП усиливает образование странности
- Когда КГП остывает, кварки в конце концов рекомбинируют в адроны (“адронизация”)
- Выход странных адронов должен быть усилен
- Усиление выхода (N) должно быть больше для адронов с большей странностью, например:

$N(\Omega^-)$	$>$	$N(\Xi^-)$	$>$	$N(\Lambda)$
(sss)		(ssd)		(sud)
$ s = 3$		$ s = 2$		$ s = 1$

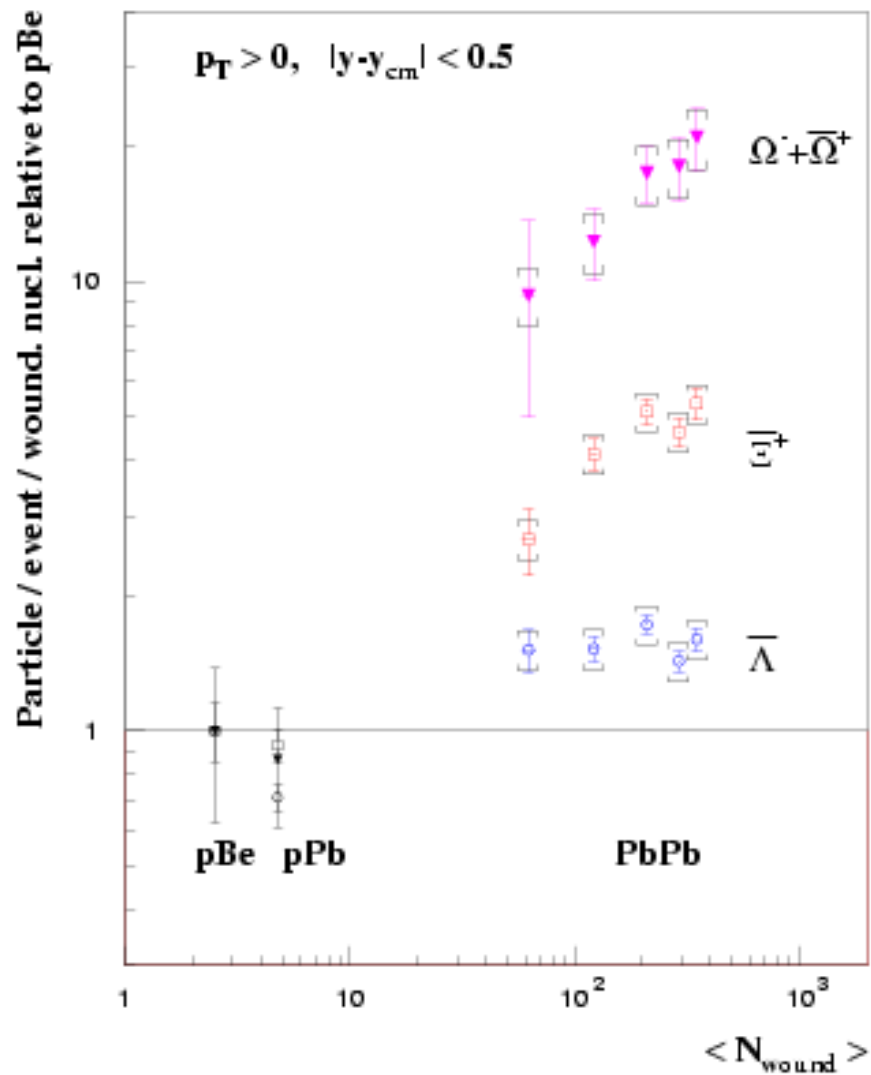
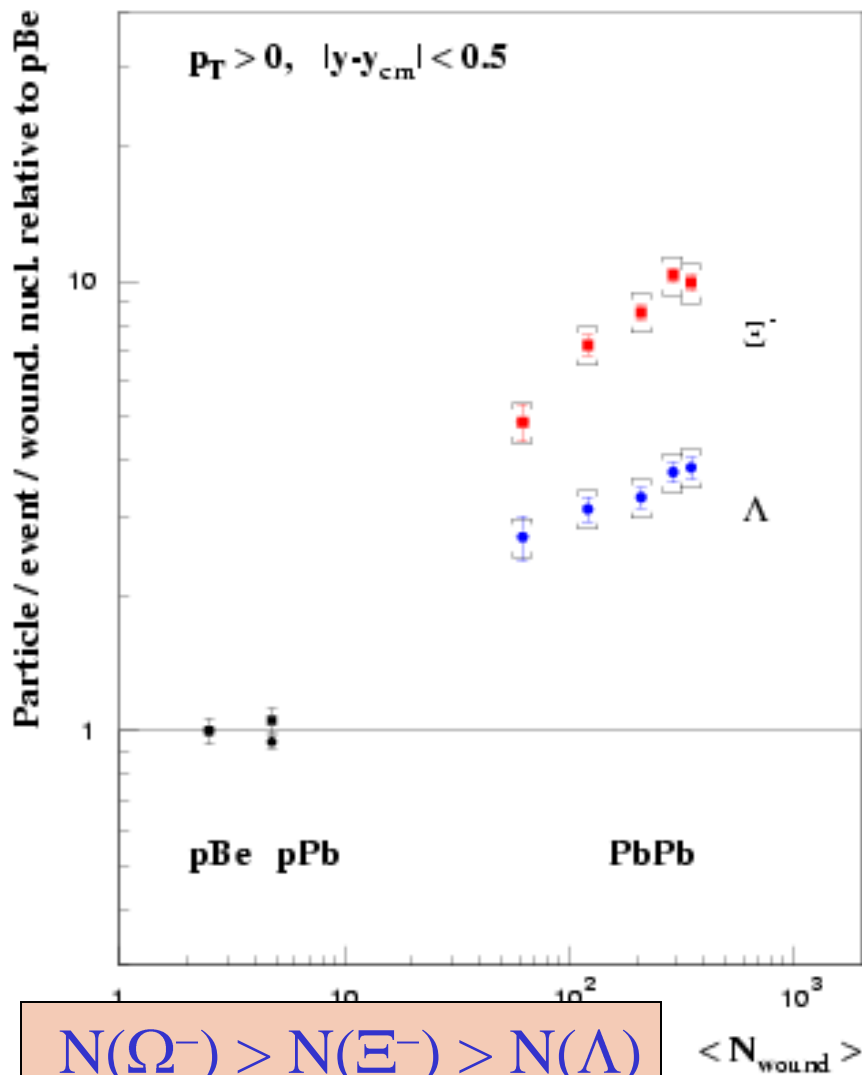


Данные в эксперименте PHENIX на коллайдере RHIC для Au + Au столкновений.



Для K^+/π^+ и K^-/π^- виден рост выхода странных мезонов от периферических к центральным столкновениям

Strangeness Enhancement at RHIC



$$N(\Omega^-) > N(\Xi^-) > N(\Lambda)$$

(sss)

(ssd)

(sud)

$|s| = 3$

$|s| = 2$

$|s| = 1$

А-А столкновения

**Зависимость от сорта частиц.
Химический потенциал**

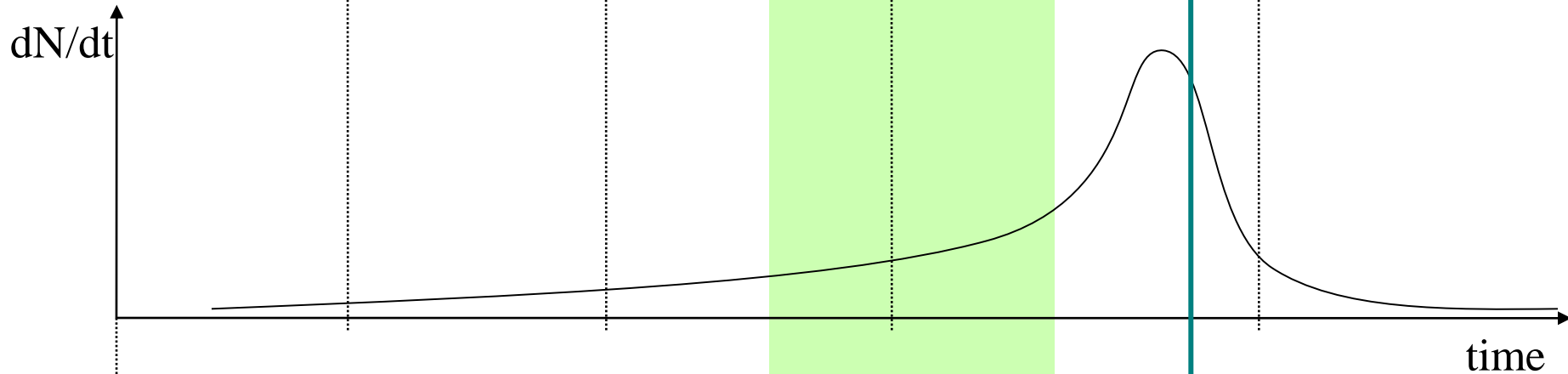
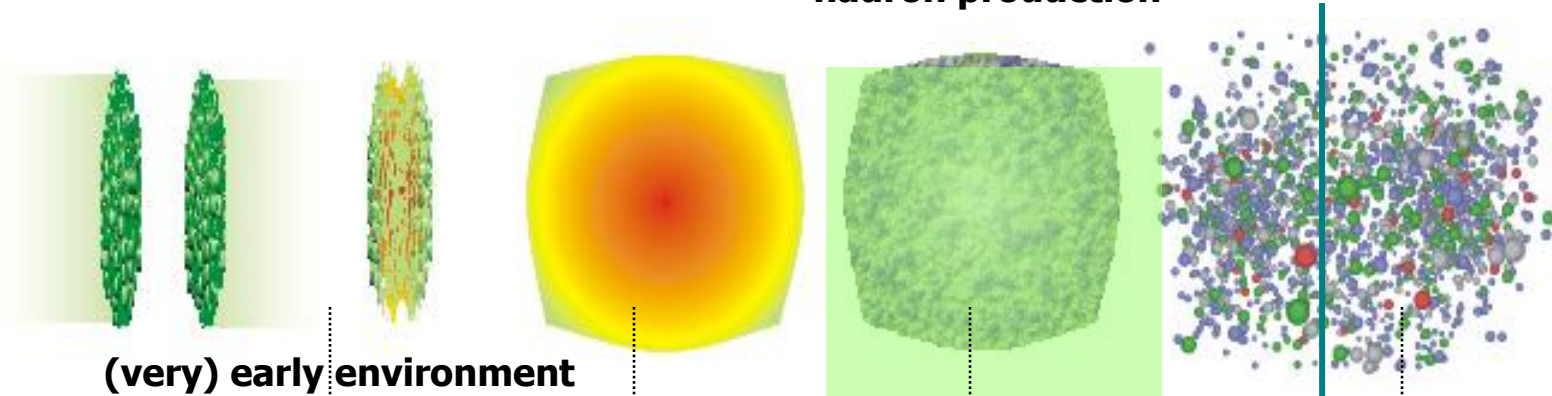
Эволюция процессов при

СТОЛКНОВЕНИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР

pre-collision

QGP (?) and parton production

hadron reinteraction
hadron production



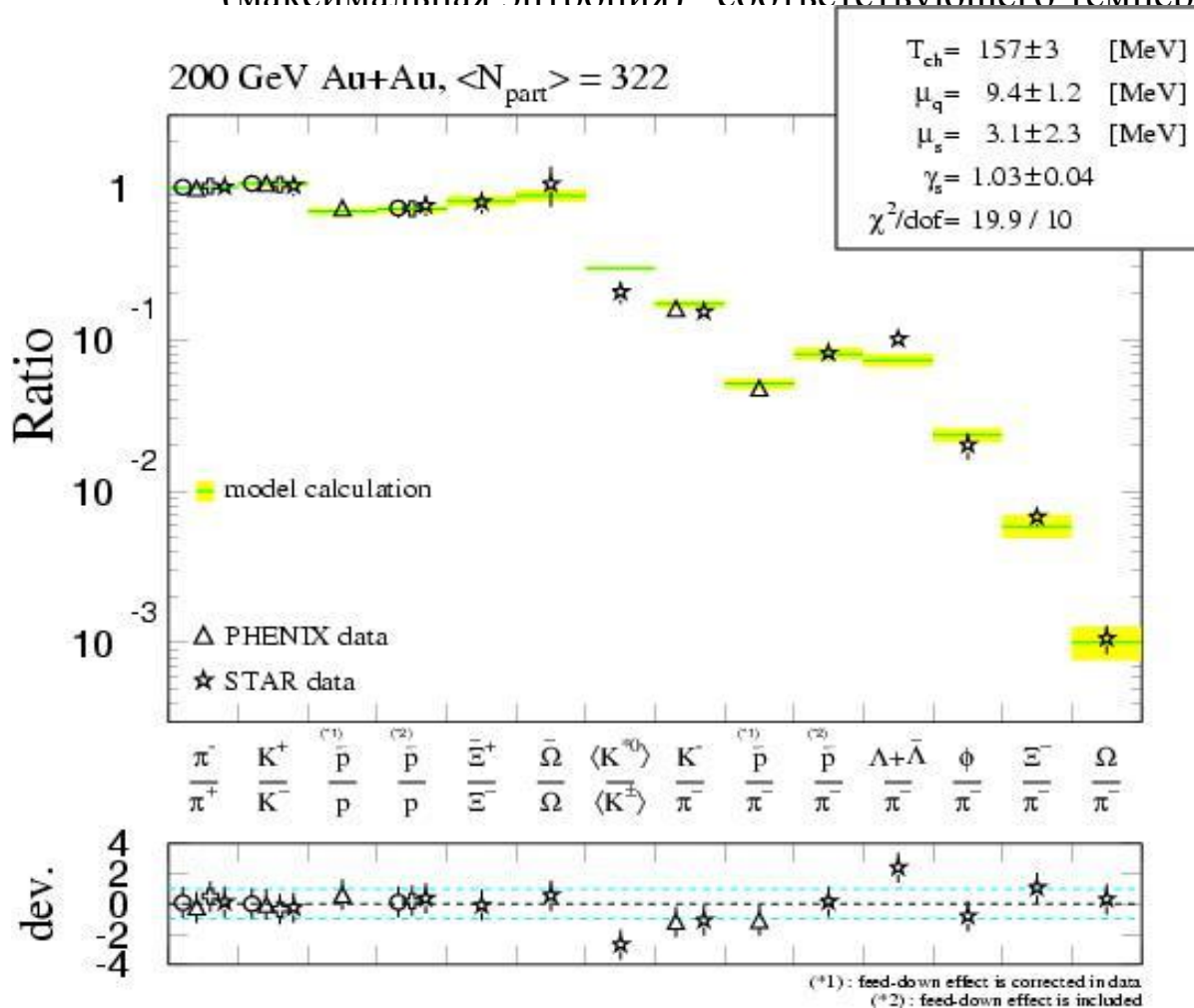
STAR QM Talk: F. Retiere
Collision images: S. Bass

Chemical freeze out

Kinetic freeze out

Химическое равновесие

- Относительный выход частиц в Au + Au (PHENIX) столкновениях близок к состоянию термодинамического (химического) равновесия (максимальная энтропия) соответствующего температуре 157 MeV



Это соответствует статистической (желтые линии) термодинамической модели,
 T – температура,
 μ - хим потенциал (среднее число кварков данного сорта)
 γ_s - мера неполного равновесия

Кварк-глюонная плазма как идеальный газ

Внутренняя энергия

$$dU = TdS - pdV + \sum \mu_i n_i$$

Импульсное распределение частиц в идеальном газе

$$E \frac{d^3 N}{d^3 \vec{p}} = \frac{gV}{(2\pi)^3} e^{-\frac{E-\mu}{T}}$$

$\hbar = 1$, константа Больцмана : $k = 1$

При $m_T \gg T$ и после интегрирования по ϕ получим распределение по поперечной массе

E – энергия, μ - химический потенциал, T (МэВ) - температура

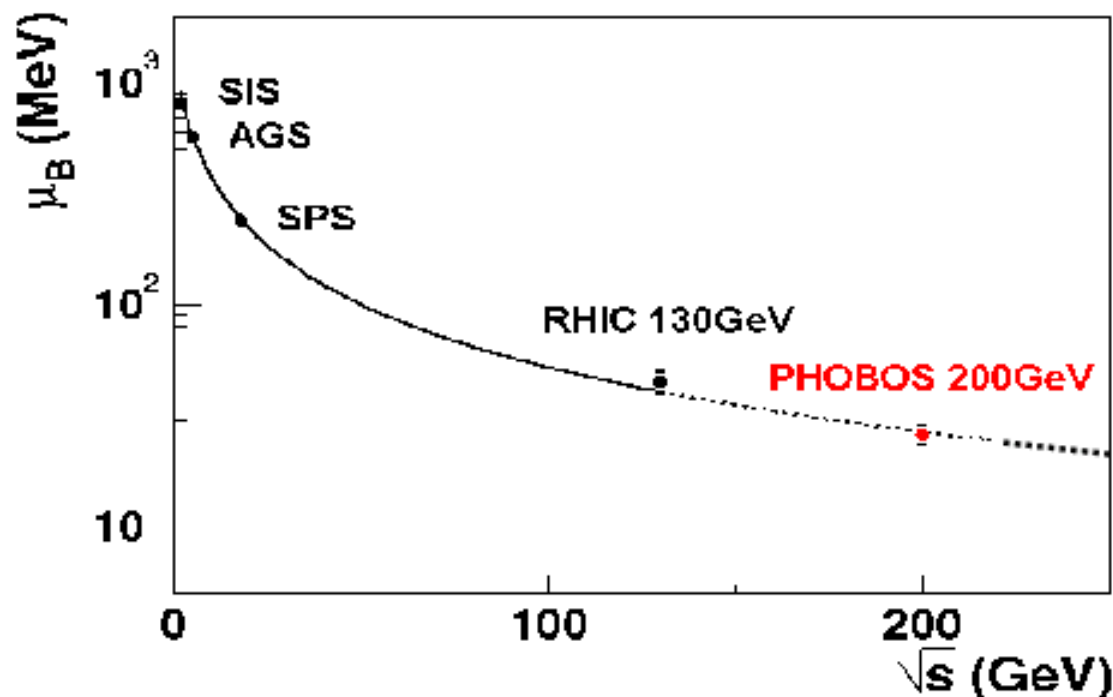
$$\frac{dN}{m_T dm_T} = \frac{gV e^{\frac{\mu}{T}}}{2\pi^2} e^{-\frac{m_T}{T}}$$

Energy evolution of μ_B

Using measured $\langle K \rangle / \langle K^+ \rangle, \langle \bar{p} \rangle / \langle p \rangle$ and statistical model of F. Becattini et al., (PRC64,024901,2001) with $T_{ch} \approx 160 - 170$ MeV



Estimated baryochemical potential at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV:
 $\mu_B = 26 \pm 2$ MeV



→ LHC ~ 1 MeV?

Fit:
P. Braun-Munzinger
NP. A697,902,2002

**Рост выхода странных адронов в $A + A$ столкновениях ,
особенно с ростом центральности столкновения,
свидетельствует в пользу гипотезы образования
термолизованной партонной системы.**

**Соответствие выхода разного сорта частиц статистической
модели (подгонка) говорит в пользу установления
термального равновесия.**

Что нужно, чтобы считать доказанным образование QGP

От эксперимента требуется

- определить пороговую энергию кваркового деконфайнмента ,
- определить размер системы для коллективного поведения и химического/термального равновесия,
- исследовать специфические признаки КГП
 - Подавление чармониев (J/ψ , Υ , Υ' , Υ'')
 - Рост выхода странных частиц
 - Проявление коллективного потока частиц (азимутальная анизотропия)
- исследовать QGP с помощью жестких «проб» (погашение и деформация струй) .

В настоящее время необходимо переходить от фазы первых наблюдений (и неожиданностей) к фазе углублённого изучения свойств хромо-динамического вещества

- Нужна динамическая теории эволюции образованной новой материи, многие предположения основаны на эмпирических утверждениях.

Вопросы (л. 9)

*При каких условиях кварконии «растворяются» в КГП?
Почему изменение выхода кваркониев может служить термометром для КГП?*

Какие экспериментальные результаты на ψ и ψ' свидетельствуют о подавлении выхода кваркониев?

В чём состоит отличие в экспериментальных результатах для мгновенных и немгновенных J/ψ резонансов в $PbPb$ столкновениях ?

Почему говорят о подавлении чармониев и, наоборот, об увеличении доли странных кварков в КГП ?

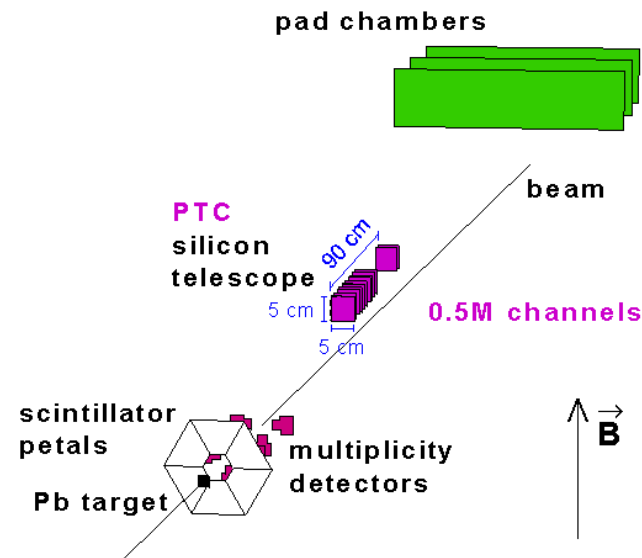
Какой признак, связанный со странными частицами, может служить свидетельством термализации КГП и почему?

Запасные слайды

Эксперименты WA97 / NA57

- Цель: изучение рождения мульти-странных частиц в Pb+Pb(фикс) столкновениях при $\sqrt{s} = 17$ ГэВ
- Экспериментальная техника:
 - Кремневый пиксельный детектор (tracker) для центральной области быстрот $y_{cm} \sim 0$
 - детектирование K_s^0 , Λ , Ξ , Ω реконструированием топологии слабых распадов

WA97 set-up in the Omega magnet

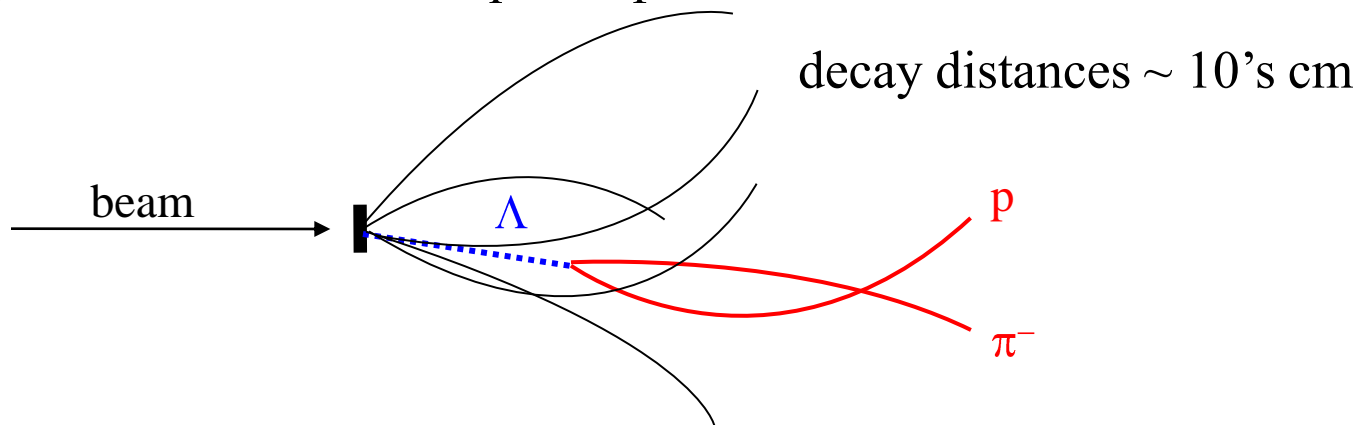


Эксперименты WA97 / NA57

- Основные каналы регистрации странных частиц:

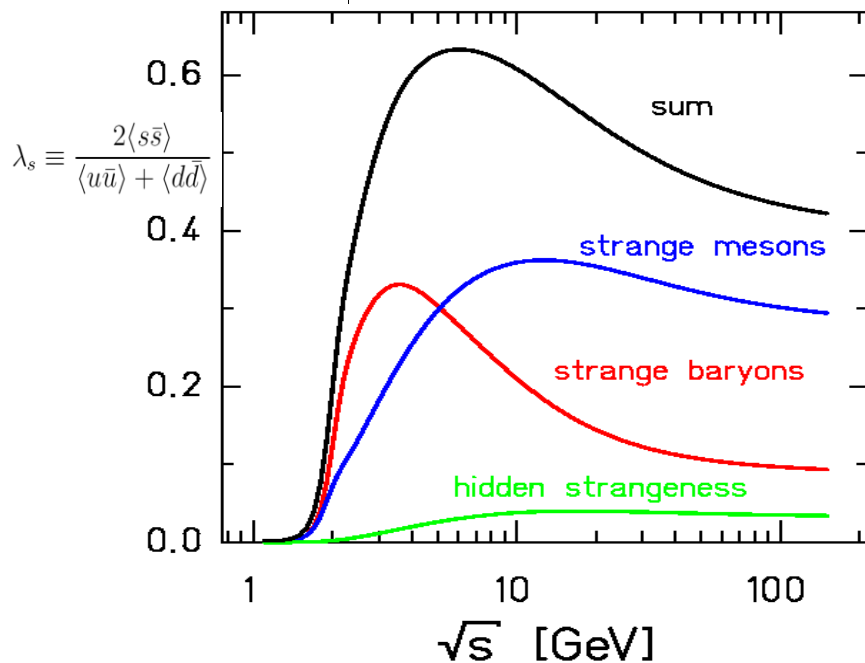
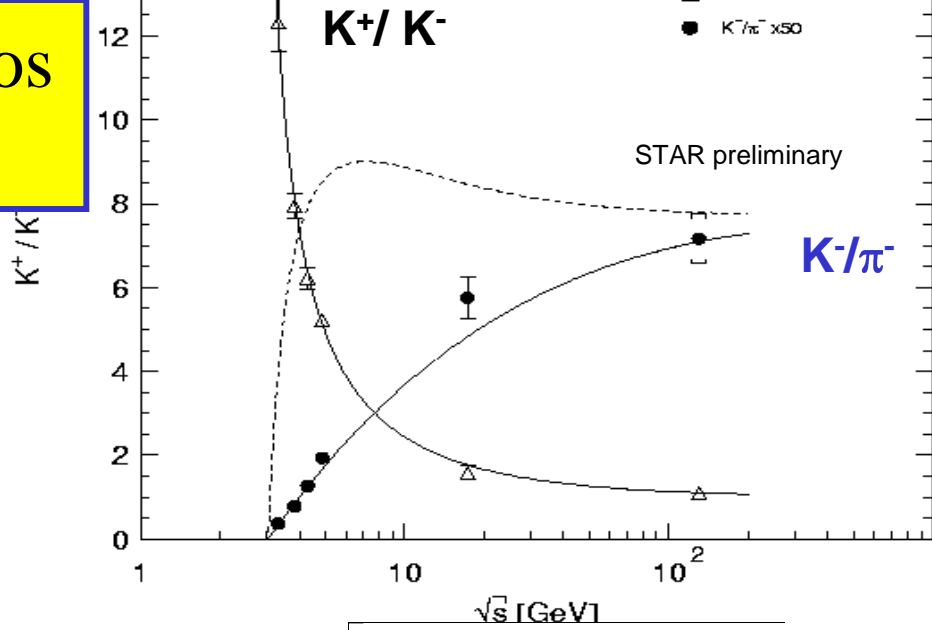
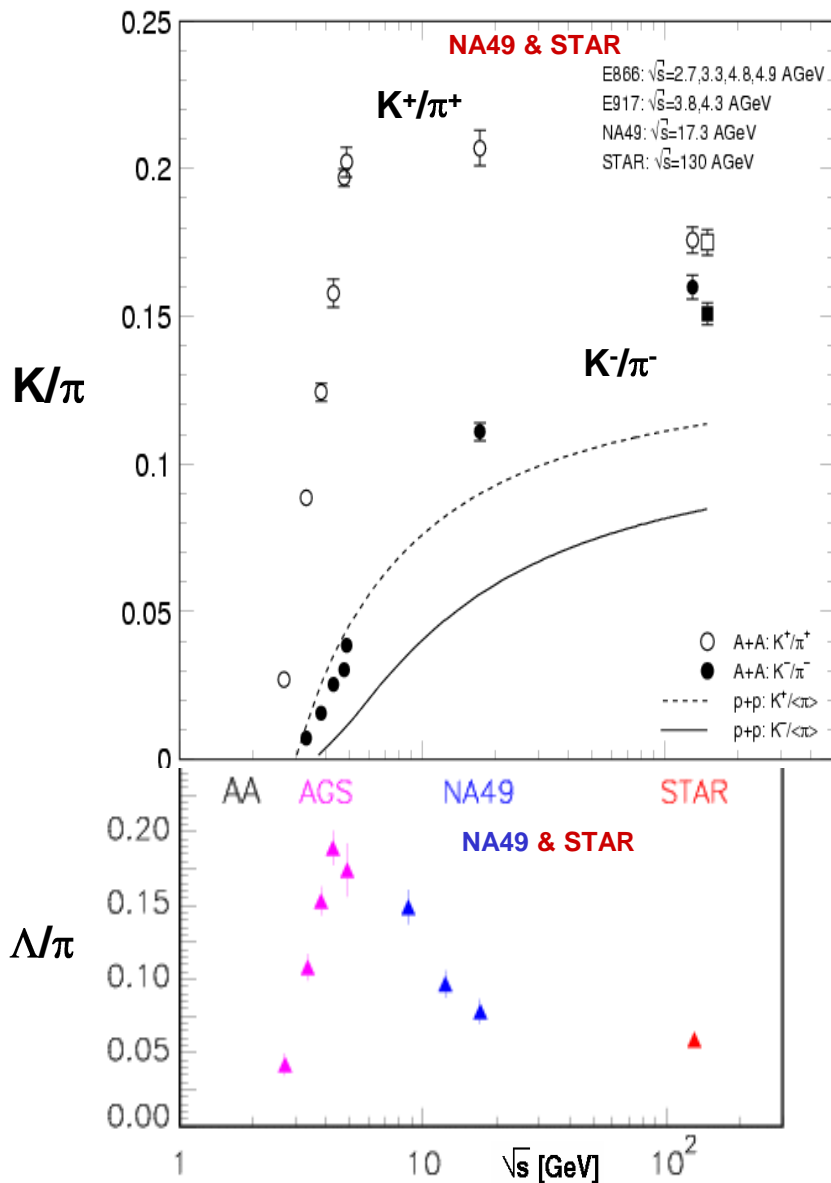


- Большое время жизни этих странных частиц позволяет отделить продукты вторичных распадов от большого числа частиц, рождаемых в первичном столкновении, что существенно уменьшает комбинаторный фон:



Strange / light Quark Ratios

- K/π , Λ/π vs \sqrt{s}



Pair production increases with \sqrt{s} from AGS to SPS and RHIC

Для $e^+ e^-$ и pp столкновений рождение странных частиц ограничено малыми размерами рожденной системы. Для центральных $A+A$ столкновений это ограничение снимается. Если измеренный выход странных частиц мал для предсказаний полного химического равновесия, то частичное равновесие может характеризоваться фактором γ_s для странного кварка s . При полном равновесии $\gamma_s = 1$, а при частичном $\gamma_s < 1$.

На следующем рисунке дано сравнение с анализом данных в термальной модели Keneta и Xu, из которого следует, что $\gamma_s = 1$. Это соответствует химическому равновесию, полученному до адронизации, хотя в этой подгоночной модели и не является доказательством. Альтернативным объяснением может быть то, что рассеяния в адронной фазе могут привести к увеличению γ_s до 1.

Результаты по рождению J/Ψ на ядрах следующие:

1. J/Ψ и Ψ' заметно поглощаются в нормальной ядерной материи, что следует из A зависимости в $p+A$ столкновениях. Сильная x_F зависимость наблюдается при $x_F > 0.2$ (см. **Рис.19**) в $p+A$ столкновениях, измеренных в Fermilab.

2. J/Ψ существенно поглощается в квази-центральных и в центральных $Pb + Pb$ столкновениях и сильнее, чем ожидается в холодной ядерной материи (**Рис.20**).

Подавление зависит от центральности.

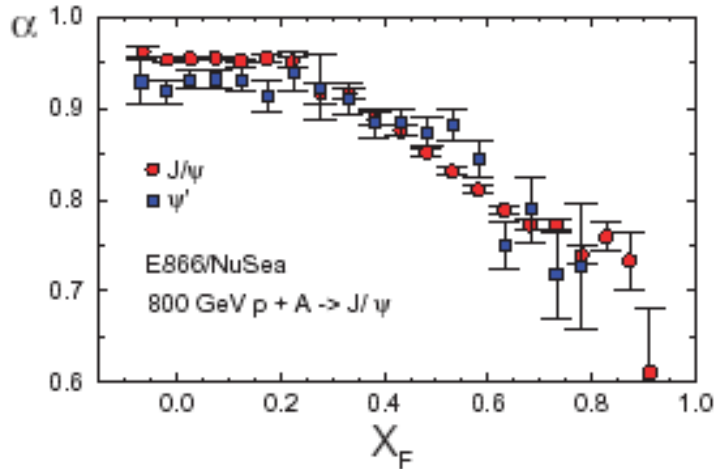


Рис.19. Измерение J/Ψ и Ψ' поглощения при 180 А ГэВ в pA столкновениях в эксперименте E866/NuSea

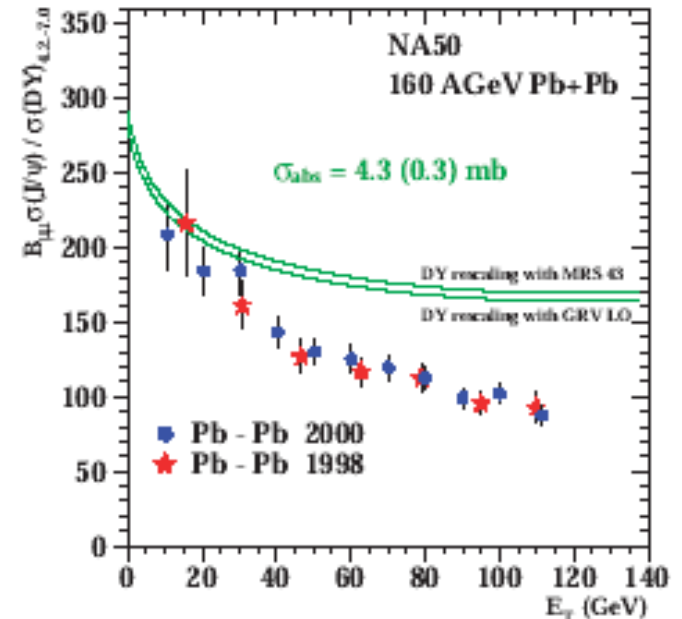
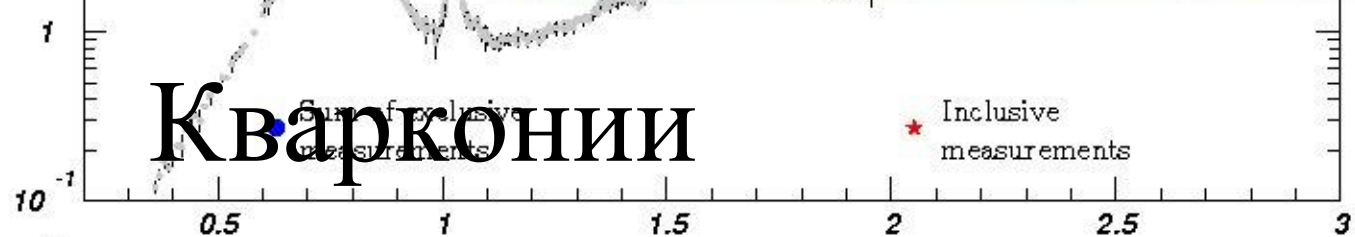


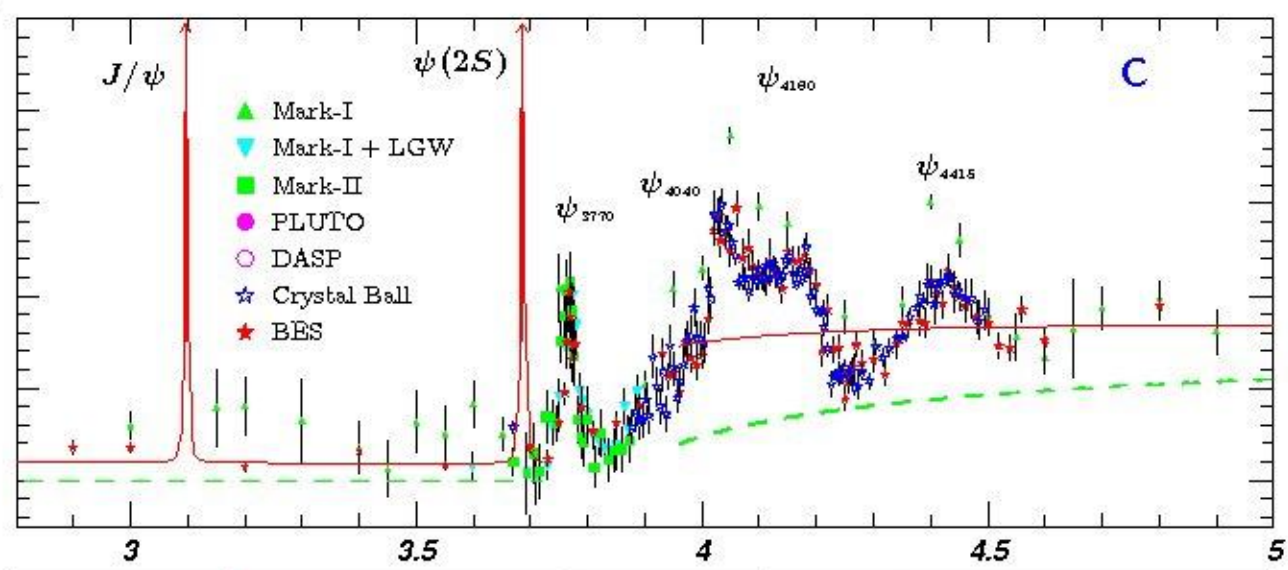
Рис.20. J/Ψ поглощение при 160А ГэВ в $Pb+Pb$ из NA50. Зеленые кривые – ожидаемое поглощение в обычном ядерном веществе.

Кваркони

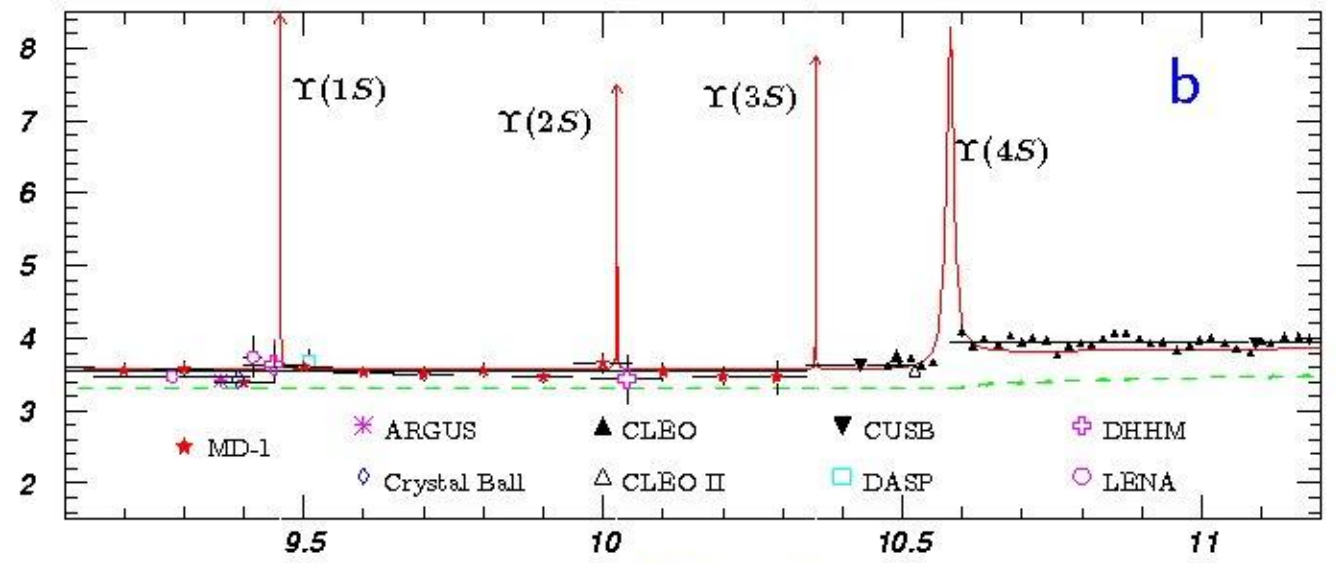


Charmonia

R

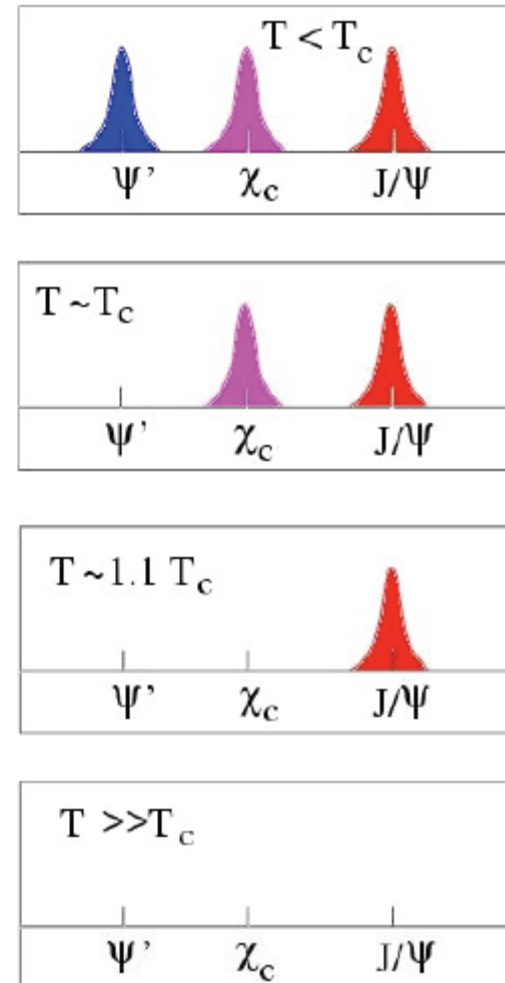


Bottonia



\sqrt{s} [GeV]

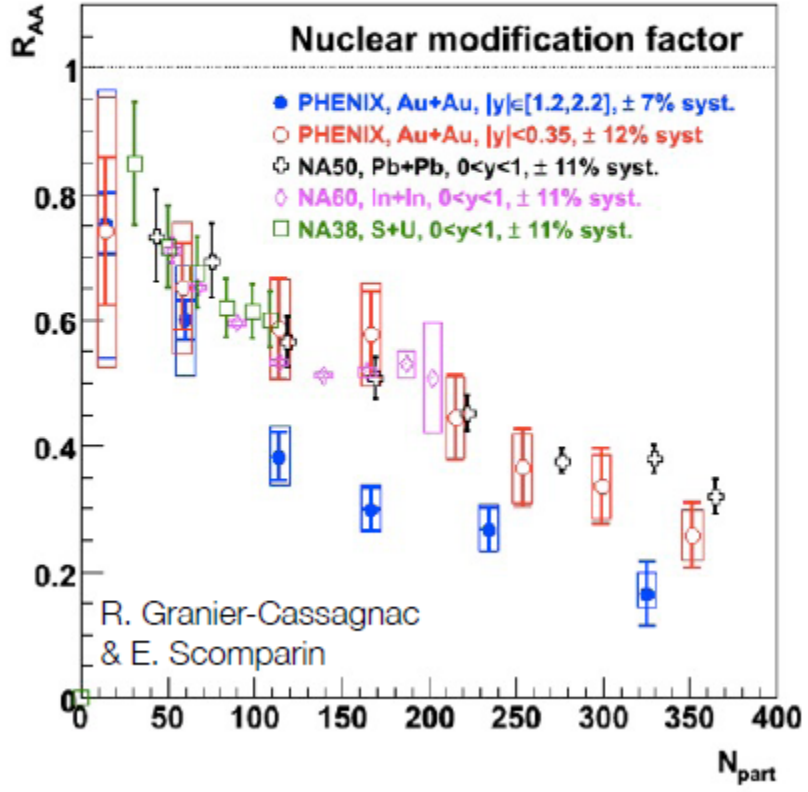
- Debye screening in deconfined phase should lead to melting of quarkonia when screening length exceeds binding radius
- Binding energy depends on quarkonium state and feed down from higher states should lead to sequential suppression of J/ψ and Υ with increasing temperature
- May have recombination of open charm to J/ψ
- It is important to measure quarkonium yields in Pb+Pb collisions as function of p_T and collision centrality



J/ψ suppression



Mocsy & Petreczky (2007)



state	\bullet_c	\bullet'	J/ \bullet	\bullet'	\bullet_b	\bullet
T_{dis}	T_c	T_c	$1.2T_c$	$1.2T_c$	$1.3T_c$	$2T_c$

Color screening predicts quarkonia states to melt at different temperatures,

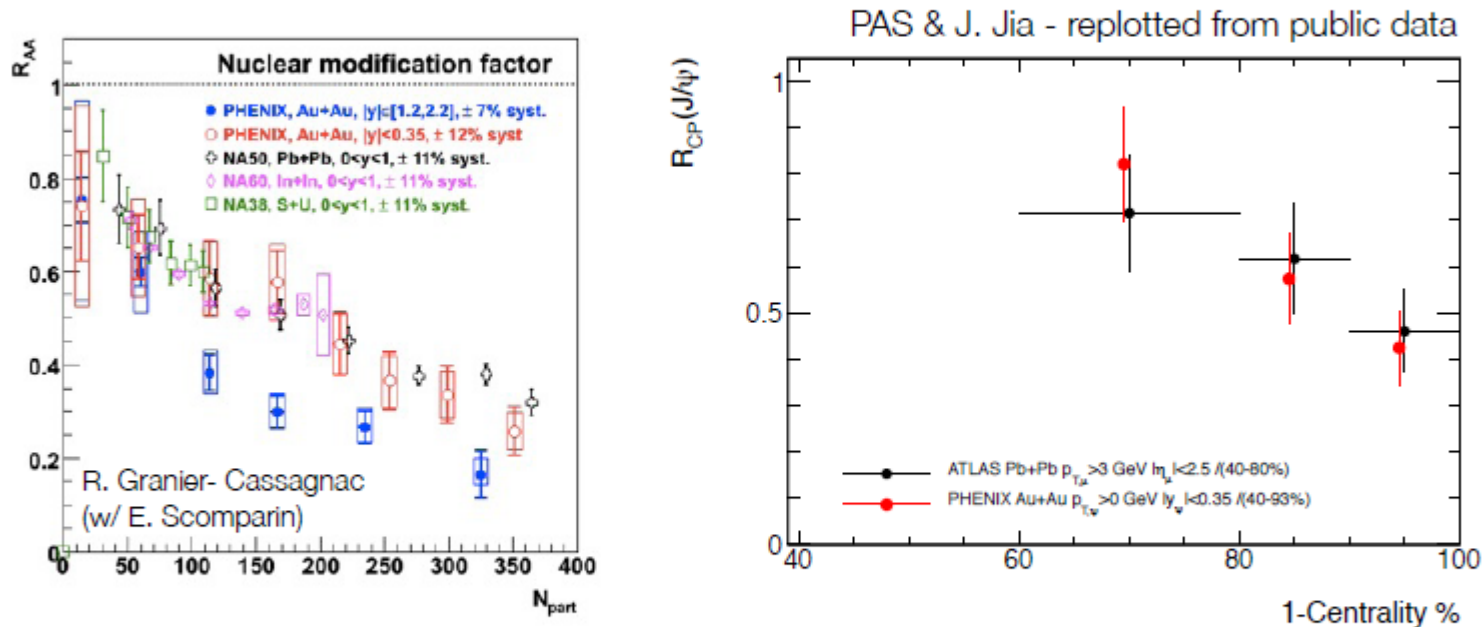
At high densities, also expect some J/ψ regeneration (at low p_T)

Suppression factor observed to drop by ~ 2 between peripheral and central events:
similar over $\times 10$ in $\sqrt{s_{NN}}$

ATLAS LHC at 2.76 TeV



Comparison with lower energy data



PHENIX data on R_{AA} (relative to p+p) recombined and ratios taken w.r.t. 40-93% bin, errors include uncorrelated & estimate of N_{coll} errors

Centrality dependence of suppression appears invariant with beam energy