

Fizyka zderzeń relatywistycznych ciężkich jonów

- Wykład 1: AA: Motywacja, cele fizyczne, akceleratorzy, eksperymenty
- Wykład 2: Plazma kwarkowo-gluonowa
- Wykład 3: Geometria zderzenia, stan początkowy-gęstość energii, produkcja entropii
- Wykład 4: Ewolucja systemu – efekty kolektywne
- Wykład 5: Procesy z dużym przekazem pędu
- Wykład 6: **Model saturacji. Kolorowy Kondensat Szklany**
- Wykład 7: Korelacje HBT (doc. M. Kowalski)
- Wykład 8: Eksperyment PHOBOS przy akceleratorze RHIC
- Wykład 9: Eksperyment ALICE przy akceleratorze LHC (doc.M. Kowalski)
- Wykład 10: Fizyka ciężkich jonów w eksperymencie ATLAS (LHC)
- Wykład 11: LHC – okno na Mikroświat

Plan

- Wprowadzenie - Co to jest Kolorowy Kondensat Szklany?; Glazma; Saturacja funkcji rozkładu partonów.
- Skala saturacji
- Przewidywania modelu saturacji partonów a wyniki doświadczalne
 - Zderzenia Au+Au-Produkcja cząstek w funkcji energii, centralności, rapidity i pędu poprzecznego
 - Zderzenia d+Au
 - Zderzenia p+antyproton
- Podsumowanie

From Brookhaven National Laboratory Public Relations Office

RHIC Results Make Headlines at QM'2004

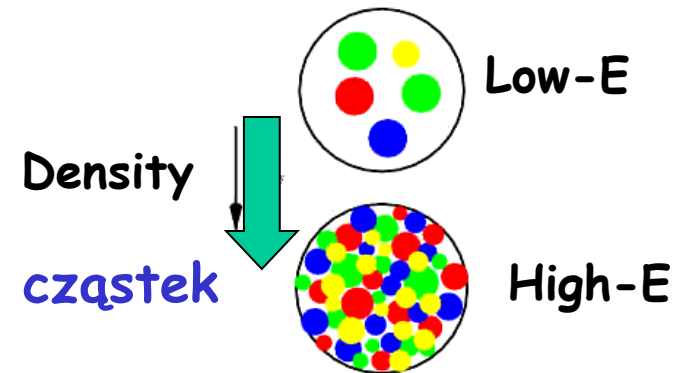
The RHIC presentations were marked by various bits of evidence that:

- „...AuAu collisions at RHIC are producing an extremely dense form of matter, quite possibly the postulated quark-gluon plasma, QGP”
- „...possibly RHIC experiments have detected the presence of another dense form of matter, known as color glass condensate (CGC) in gold ions before collisions take place.”

Co to jest Kolorowy Kondensat Szklany?

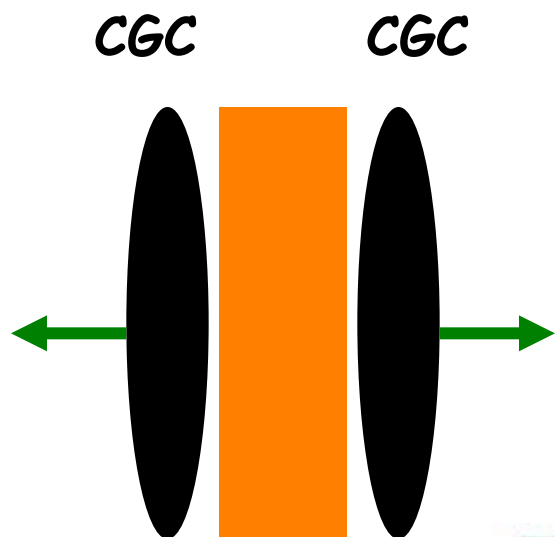
Color Glass Condensate

CGC jest uniwersalną formą materii, która opisuje wewnętrzne własności wszystkich cząstek silnie oddziałujących o wysokich energiach .
Te proste własności wynikają z pierwszych zasad QCD.



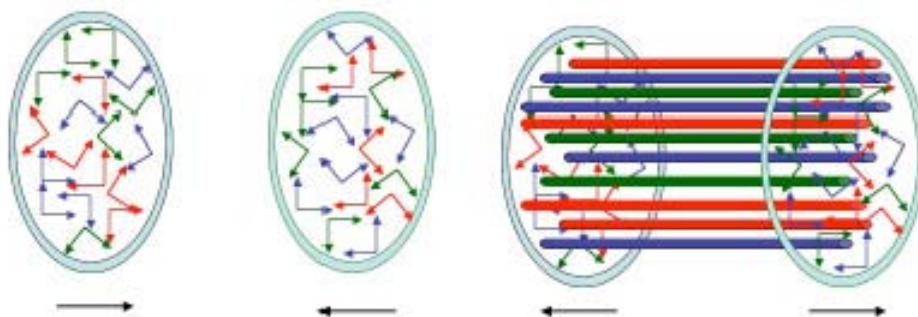
- Color** - ładunek niesiony przez kwarki i gluony w wyniku silnej siły
- Glass** - gluony są nieuporządkowane, bardzo wolno zmieniają swoje pozycje (przypadkowe pola jak w szkle spinowym, zachowuje się jak płyn na dużych skalach czasowych, ale na krótkich skalach czasowych przypomina ciało stałe)
- Condensate** - bardzo gęsty układ kwarków i gluonów, podobny do wielo-cząsteczkowego kondensatu Bose'go

Co to jest Glazma?



Glazma: pośredni stan materii,
nie będącej w równowadze
termodynamicznej,
pomiędzy CGC i QGP

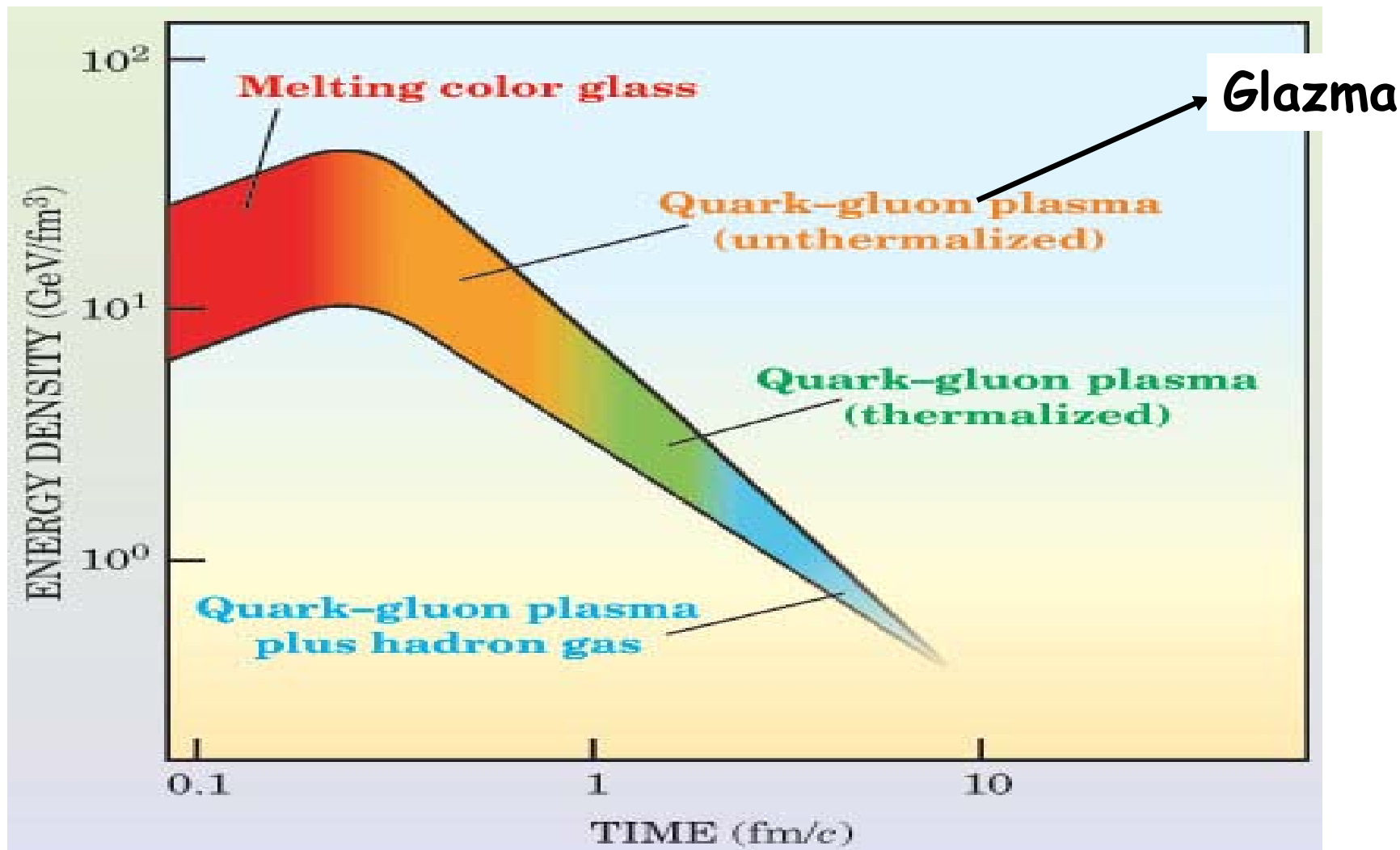
QGP może być tworzona w wyniku zderzenia
dwóch CGC
(CGC definiuje warunki początkowe dla QGP).



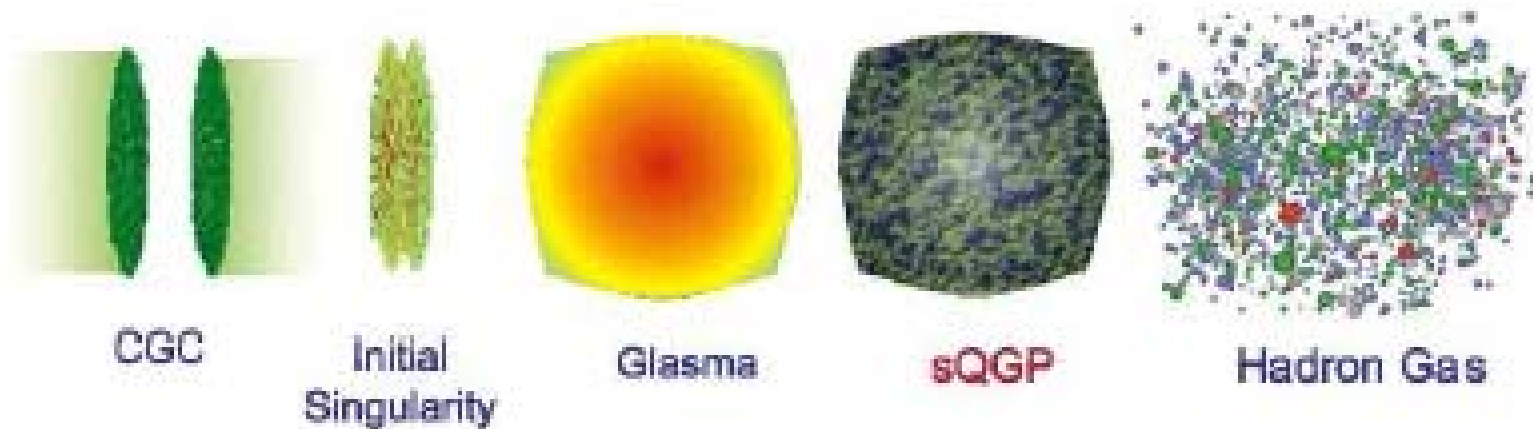
2 CGC przed zderzeniem

2 CGC po zderzeniu, podłużne kolorowe
pola (elektryczne i magnetyczne) są
generowane podczas zderzenia

Ewolucja czasowa systemu



Ewolucja czasowa systemu



Model saturacji

- Eksperymenty przy akceleratorze HERA zaobserwowały dramatyczny wzrost gęstości gluonów przy małych x :
 $xG(x) \sim 1/x^\lambda$

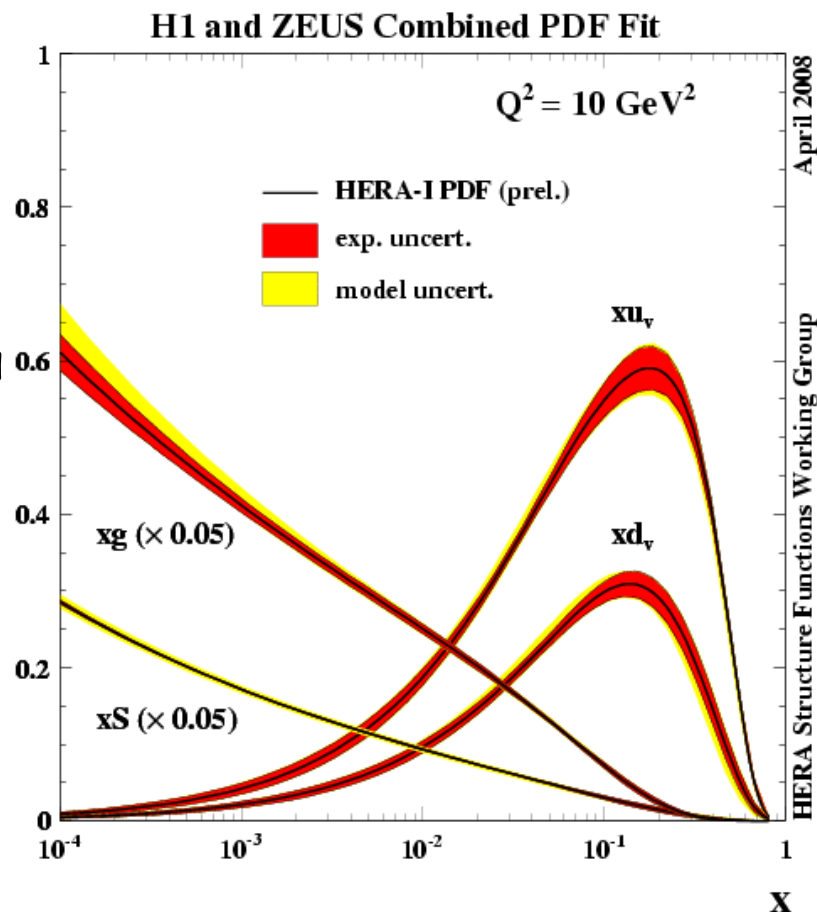
($\lambda \sim 0.25$ z fitów do danych ZEUS i H1)

- Ten wzrost musi się w pewnym miejscu zakończyć, gdzie funkcja gęstości gluonów się wysyci.

- Przy skali wysycenia gluony o rozmiarach π/Q_s^2 wypełniają całą powierzchnię poprzeczną

$$N_g \frac{\pi}{Q_s^2} = \pi R_A^2$$

- Poniżej skali wysycenia Q_s^2 występują procesy fuzji gluonów $g+g \rightarrow g$

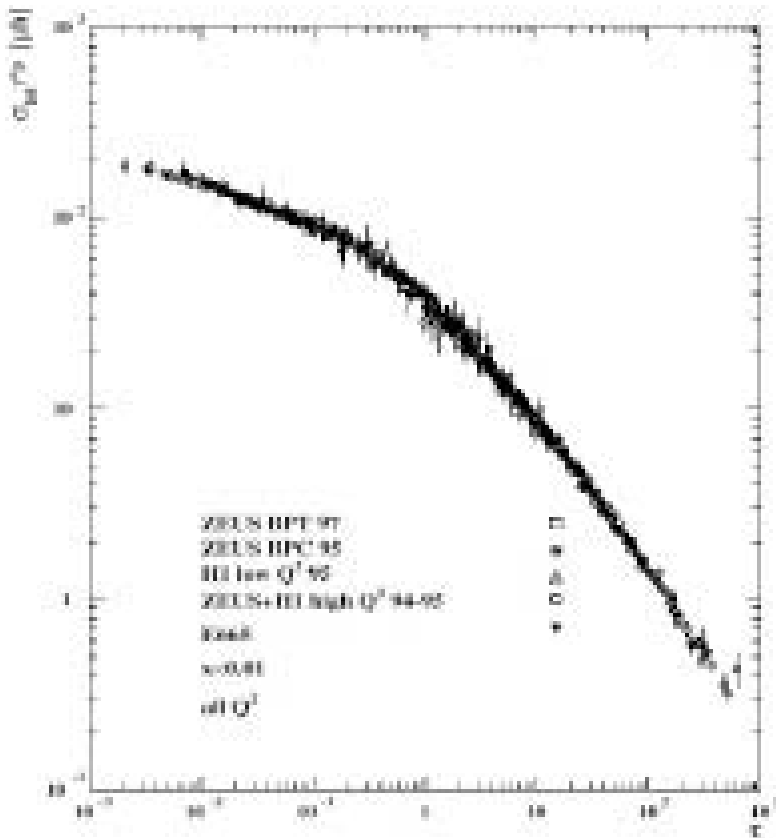


HERA: skalowanie geometryczne

Przekrój czynny w DIS: γ^*p

$$\sigma(\gamma^*p) \sim F(Q^2/Q_{\text{sat}}^2),$$

jedyną skalą jest Q_{sat}^2 .



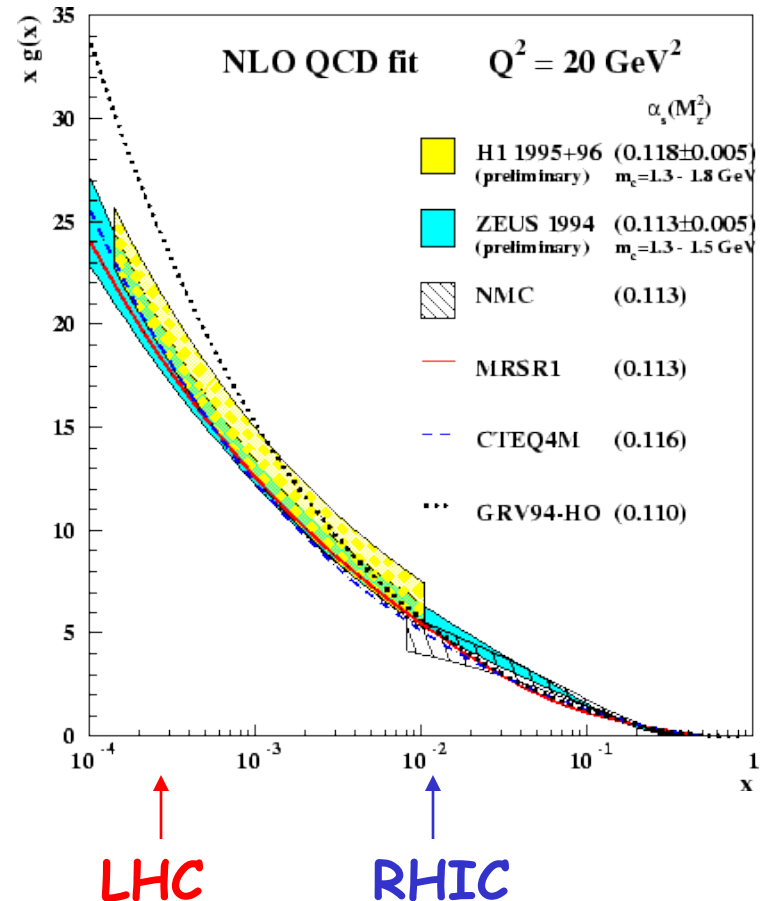
Obserwacja skalowania geometrycznego dla $x < 10^{-2}$ jest uważana za eksperymentalne potwierdzenie koncepcji saturacji.

Model saturacji

$xG(x)$ jest wzmocnione o $A^{1/3} \sim 6$ w Pb w porównaniu do protonu.

Zderzenia Au-Au przy energiach akceleratora RHIC pozwalają na badanie gęstości glunów przy $x \sim 10^{-2}$.

W zderzeniach Pb-Pb przy energiach akceleratora LHC będzie możliwe badanie gęstości glunów poniżej $x \sim 10^{-3} - 10^{-5}$.
($x \sim Q/\sqrt{s}$)



Wyniki z procesów DIS są niezwykle ważne dla fizyki zderzeń relatywistycznych ciężkich jonów!

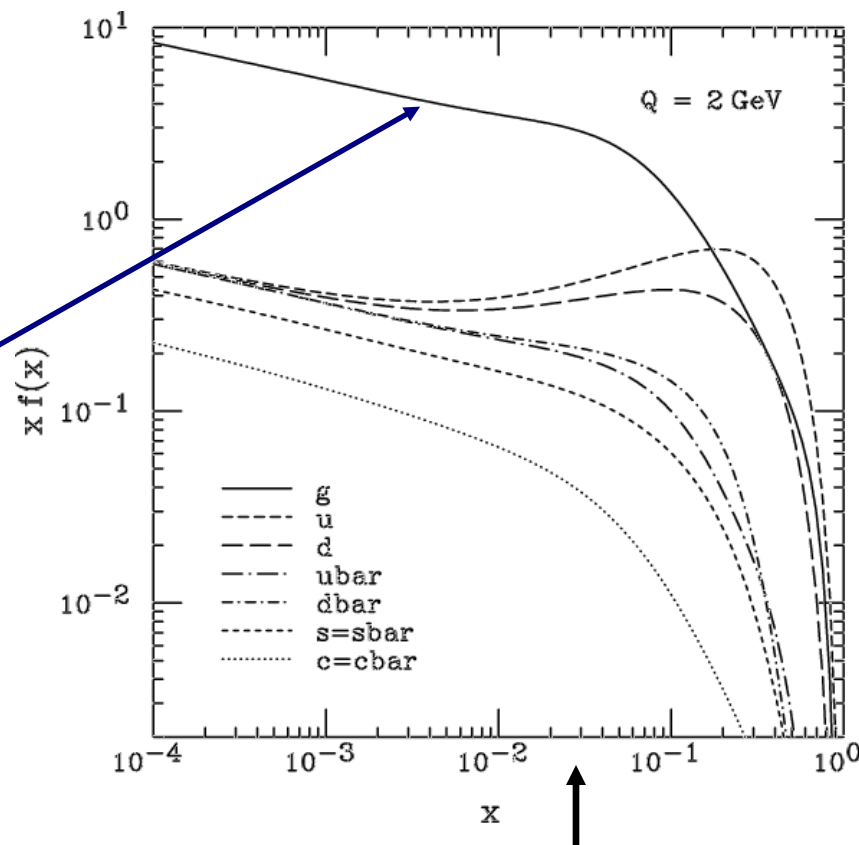
QCD przy dużych gęstościach

High Density QCD

- Bada nieliniowy obszar wysokich gęstości partonów i bardzo silnych pól kolorowych.
- Zakłada saturację funkcji gęstości partonów $\equiv$ formację **Kolorowego Kondensatu Szklanego**
- Wyznacza konfiguracje **klasycznych pól kolorowych** zawierających bardzo dużą liczbę **gluonów**
- Klasyczne metody mogą być stosowane jeżeli:

$$Q_s^2 \gg \Lambda_{\text{QCD}}^2 \text{ and } \alpha_s(Q_s^2) \ll 1$$

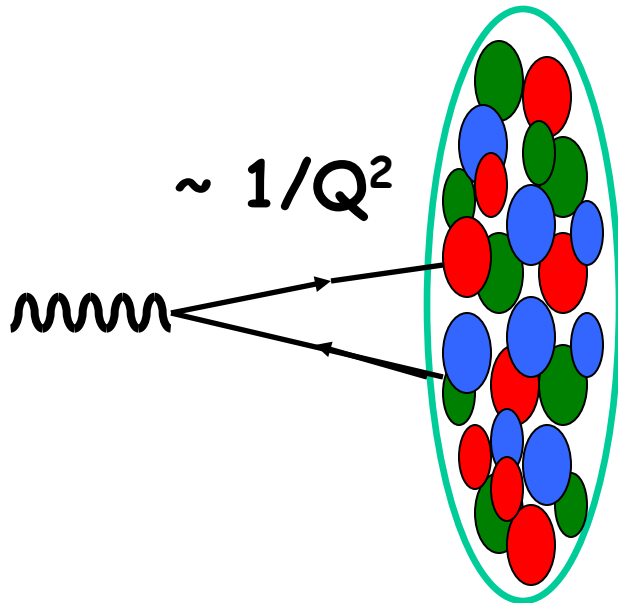
$$\Lambda_{\text{QCD}} \approx 200 \text{ MeV}$$



CTEQ6
(współpraca teoretyków $\rightarrow$ PDF)

Saturacja gluonów

Q^2 - kwadrat przekazu pędu



Zewnętrzna sonda (Q^2) oddziałuje z tarczą o podłużnym rozmiarze L i średnią trójwymiarową gęstością partonów ρ .

Prawdopodobieństwo oddziaływania wyznacza stosunek:

$$\kappa \equiv L / \lambda, \quad \lambda = (\sigma \cdot \rho)^{-1}$$

σ - przekrój czynny na oddziaływanie sondy z partonem

$$\sigma \propto \alpha_s(Q^2) r_p^2 \propto \alpha_s(Q^2) / Q^2$$

Twarda sonda 'widzi' poprzeczną powierzchnię $\sim 1/Q^2$; i podłużny dystans w układzie spoczynkowym tarczy $\sim 1/(mx)$ (m -nucleon mass, x -Bjorken variable $Q/\sqrt{s}$)

Saturacja gluonów ($Q_s^2 \sim A^{1/3}$)

Jeżeli x jest małe, tak że $1/(mx)$ jest większe od rozmiaru tarczy
Wtedy wszystkie partony wewnątrz powierzchni poprzecznej $1/Q^2$
i o różnych współrzędnych podłużnych oddziałują koherentnie
 $\Rightarrow$ jedynym parametrem związanym z tarczą jest wtedy gęstość
partonów w poprzecznej płaszczyźnie $\rho_T = \rho \cdot L \sim A^{1/3}$.

Alternatywnie można pokazać, że $\rho_T \sim A^{1/3}$:

In DIS: $y = y_{\text{beam}} - \ln(1/x) \rightarrow dN/dy = x \cdot dN/dx$;

Tak że gęstość gluonów w poprzecznej płaszczyźnie :

$$\rho_T = \frac{dN}{dy} / \pi R_A^2 = x \frac{dN}{dx} / \pi R_A^2 \approx \frac{x G_A(x, Q^2)}{\pi R_A^2}$$

Zakładając: $x G_A(x, Q^2) = A \cdot x G(x, Q^2)$

dostajemy

$$\rho_T \propto A^{1/3}$$

Skala saturacji

Prawdopodobieństwo oddziaływania: $K = \rho_T \cdot \sigma$

W zależności od Q , x i A możemy wyróżnić dwa obszary:

$$K \ll 1$$

„Rzadki” system, oddziaływania nie-koherentne (niezależnie z każdym partonem), dobrze opisywane przez pQCD

$$K \gg 1$$

„Gęsty” system: chociaż stała sprzężenia α_s jest mała:

$$1 / \alpha_s(Q^2) \propto \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda_{\text{QCD}}^2}\right)$$

$$Q^2 \gg \Lambda_{\text{QCD}}^2, \alpha_s \ll 1$$

To prawdopodobieństwo oddziaływania jest wzmocnione przez dużą gęstość gluonów $\rightarrow$ pQCD nie stosuje się.

Skalę saturacji wyznacza granica pomiędzy tymi obszarami:

$$K \approx 1$$

Skala saturacji

Dla pewnej skali $Q_s(x)$:

$$\sigma \cdot \rho = 1$$

$$\frac{\alpha_s(Q_s^2)}{Q_s^2} \cdot \frac{xG_A(x, Q_s^2)}{S_A} \cdot \text{Const.} = 1$$

Liczba gluonów przy Q_s :

$$\frac{dN_g^s}{dy} = xG_A(x, Q_s^2) \sim \frac{1}{\alpha_s(Q_s^2)} Q_s^2 S_A \sim A \sim N_{\text{part}}$$

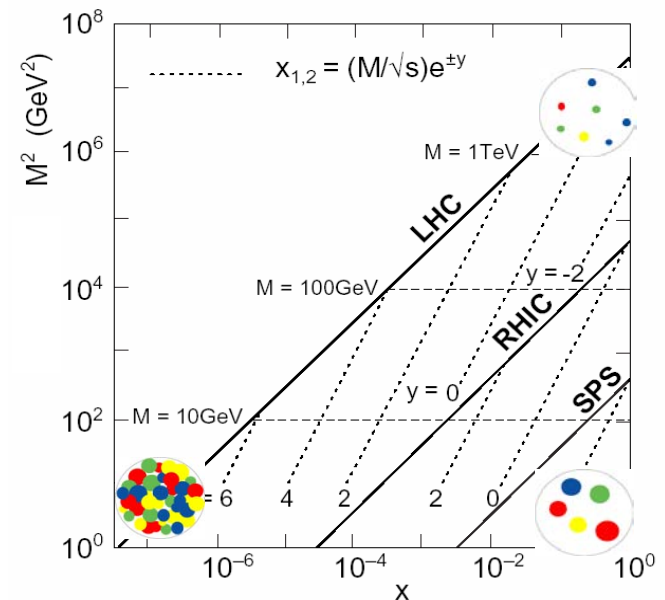
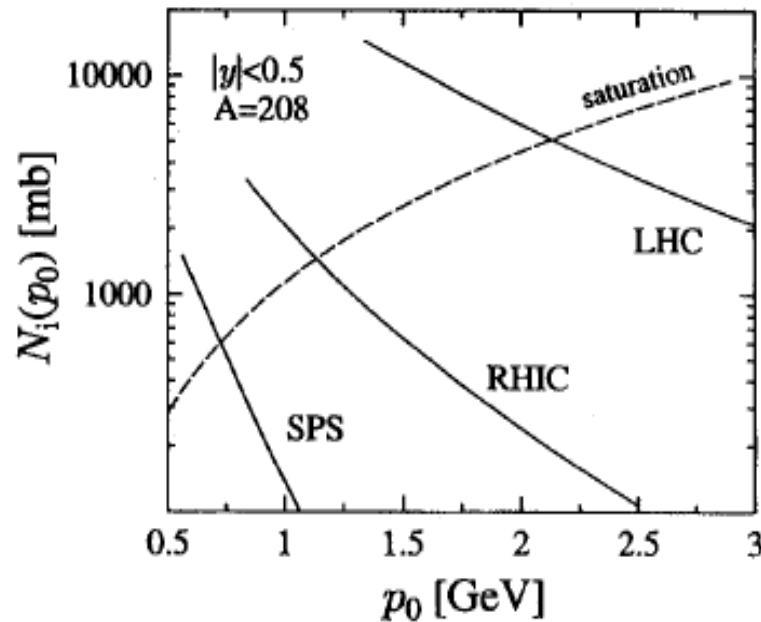
$$Q_s^2 = \frac{4\pi^2 N_c}{N_c^2 - 1} \underbrace{\alpha_s(Q_s^2) xG(x, Q_s^2)}_{\text{Funkcja struktury gluonów w nukleonie}} \rho_{\text{part}}$$

Gęstość nukleonów uczestniczących w oddziaływaniu w płaszczyźnie poprzecznej

Funkcja struktury gluonów w nukleonie

SPS → RHIC → LHC

Skala saturacji rośnie z energią.
Czyli, początkowy stan partonowy może być zdominowany przez obszar saturacji (opisywany przez Kolorowy Kondensat Szklany).



Gęstości produkowanych partonów

A. Mueller - ($N_h = c \times N_g$):
$$\frac{d^3N}{dp_T^2 dy} = c \cdot \frac{N_c^2 - 1}{4\pi^2 N_c} \frac{1}{\alpha_s} Q_s^2$$

Po wycałkowaniu po poprzecznych współrzędnych i wstawieniu wzoru na Q_s :

$$\frac{dN}{dy} = c \cdot N_{\text{part}} x G(x, Q_s^2) \propto \frac{1}{\alpha_s} Q_s^2 S_A$$

c - współczynnik "uwolnienia partonów"

Uwzględnia transformację wirtualnych partonów (gluonów) ze stan początkowego do rzeczywistych hadronów w stanie końcowym.

$c \approx 1$ -> wskazuje, że liczba cząstek jest zachowana w czasie transformacji parton $\rightarrow$ hadron (lokalna dualność partonowo-hadronowa)

$c=1.23 \pm 0.20$ fit do 130 GeV Au+Au danych PHOBOS
 $c=1.29, 1.39$ Krasnitz, Venugopalan, Kovchegov

Zależność dN/dy od energii dla $y \approx 0$

Zależność od energii jest wyznaczona przez **zmianę skali saturacji w funkcji zmiennej Bjorkena x** , a tym samym przez zależność gluonowej funkcji struktury od x .

Dane HERA: $Q_s^2 \sim xG(x) \sim x^{-\lambda} \sim (\sqrt{S})^\lambda$, $\lambda \approx 0.25 \div 0.30$

$$\frac{dN}{dy} \propto S_A \frac{Q_s^2}{\alpha_s(Q_s^2)}, \quad \frac{1}{\alpha_s(Q_s^2)} \sim \ln\left(\frac{Q_s^2}{\Lambda_{QCD}^2}\right)$$

Z dokładnością do logarytmicznej poprawki (małej dla małego zakresu energii):

$$\frac{dN}{dy}(\sqrt{S}) = \left(\frac{\sqrt{S}}{\sqrt{S_0}}\right)^\lambda \cdot \frac{dN}{dy}(\sqrt{S_0})$$

Przewidywanie:

$$dN/dy|_{200\text{GeV}} = (1.10 \div 1.14) dN/dy|_{130\text{GeV}}$$

Pomiar PHOBOS'a : 1.14 ± 0.06

OK!

Zależność dN/dy od energii dla $y \approx 0$

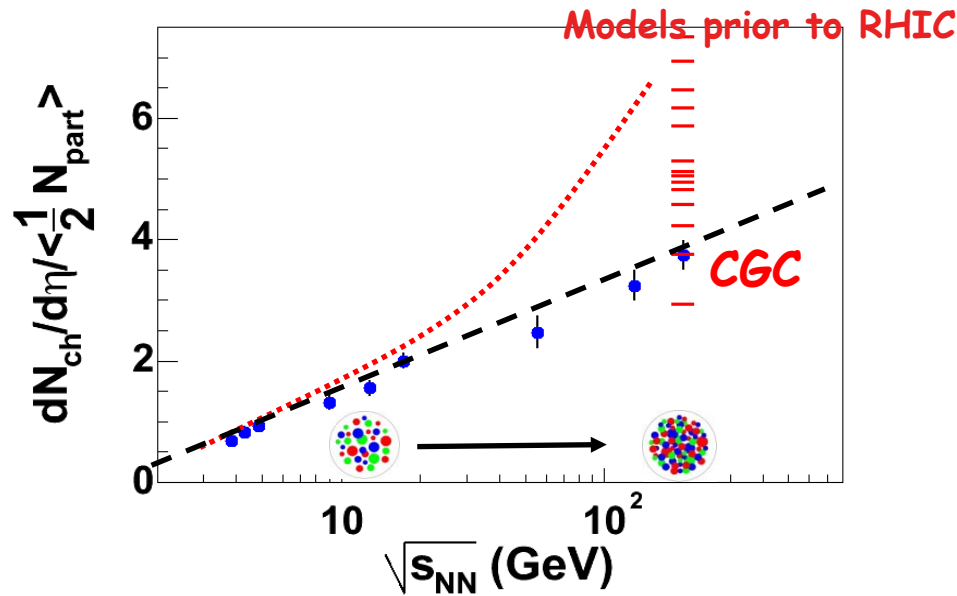
Centralne zderzenia Au+Au: $Q_s^2(130 \text{ GeV}, \text{PHOBOS}) \approx 2.05 \text{ GeV}^2; \lambda \approx 0.25$ (HERA)

$$\left\langle \frac{2}{N_{\text{part}}} \frac{dN_{\text{ch}}}{d\eta} \right\rangle_{|\eta| < 1} \approx 0.87 \left(\frac{\sqrt{s}(\text{GeV})}{130} \right)^{0.25} \times \left[3.93 + 0.25 \ln \left(\frac{\sqrt{s}(\text{GeV})}{130} \right) \right]$$

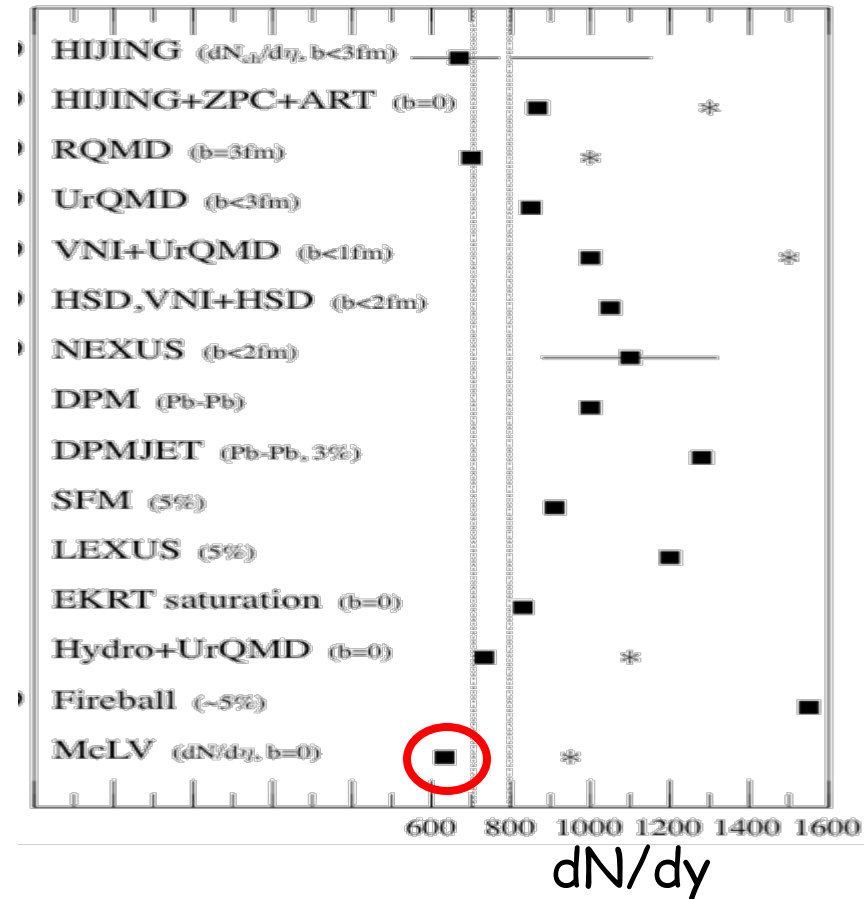
Energia	Przewidywanie	Pomiar
130 GeV	3.42 ± 0.15	3.37 ± 0.12 (<RHIC>)
200 GeV	3.91 ± 0.15	3.78 ± 0.25
56 GeV	2.62 ± 0.15	2.47 ± 0.25
22 GeV	1.95 ± 0.1	2.06 ± 0.23 (19.6 GeV)
5500 GeV	10.8 ± 0.5	

OK!

Zależność dN/dy od energii dla $y \approx 0$



"Coherence" of Haddon Production



OK! To był wielki sukces modelu saturacji.

Zależność dN/dy od centralności dla $y \approx 0$

Zależność od centralności jest wyznaczona przez **ewolucję gluonowych funkcji struktury z gęstością partonów**, która jest proporcjonalna do średniej gęstości nukleonów oddziałujących w poprzecznej płaszczyźnie. Ewolucja ta jest rządzone równaniami DGLAP:

$$xG(x, Q_s^2) \sim \ln\left(\frac{Q_s^2}{\Lambda_{\text{QCD}}^2}\right)$$

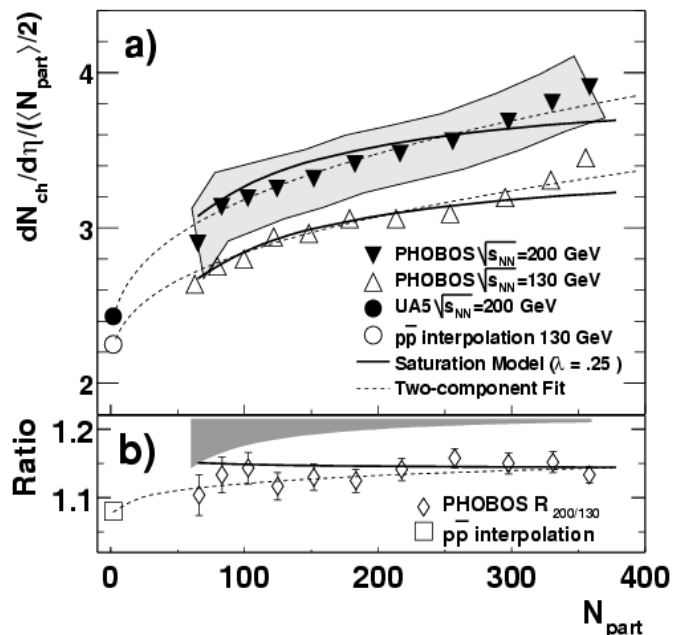
Przewidywanie np. dla 130 GeV Au+Au:

$$\frac{2}{N_{\text{part}}} \frac{dN}{dy} \approx 0.82 \ln\left(\frac{Q_s^2}{\Lambda_{\text{QCD}}^2}\right)$$

$$\Lambda_{\text{QCD}} = 200 \text{ MeV}$$

$$Q_s^2 = 0.77 \div 2.05 \text{ GeV}^2$$

$$\text{for } N_{\text{part}} = 40 \div 380$$



⇒ Logarytmiczne odstępstwo od skalowania z N_{part} , $\sim \ln N_{\text{part}}$
(znacznie silniejszy wzrost daje model dwu-składnikowy)

OK!

Zależność dN/dy od rapidity

Obliczenia poza $y \approx 0$ wymagają znajomości **zachowania gluonowych funkcji struktury dla dużych wartości zmiennej x Bjorken'a**, poza obszarem saturacji (małe gęstości gluonów).

QCD reguły sumowania (counting rules, małe gęstości gluonów): $xG(x) \sim (1-x)^4 \quad x \rightarrow 1$

nie-zcałkowane rozkłady gluonów - opisują prawdopodobieństwo $\varphi_A(x, k_T^2)$ znalezienia gluonu o danym x i pędzie poprzecznym k_T wewnątrz jądra A .

$$xG_A(x, p_T^2) = \int^{p_T^2} dk_T^2 \varphi_A(x, k_T^2)$$

Dwa zakresy:

$$k_T^2 > Q_s^2 \quad \varphi_A(x, k_T^2) \sim \frac{Q_s^2}{k_T^2} \quad \text{pQCD}$$

$$k_T^2 < Q_s^2 \quad \varphi_A(x, k_T^2) \sim \ln\left(\frac{k_T}{Q_s}\right) \quad \text{Obszar saturacji}$$

To są uproszczone wzory; użycie bardziej skomplikowanych zależności funkcyjnych (Golec-Biernat, Wüsthoff) zmienia wyniki na poziomie $\sim 3\%$.

Zależność dN/dy od rapidity

Różniczkowy przekrój czynny na produkcję gluonów w zderzeniach AA:

$$E \frac{d\sigma}{d^3p} = \frac{4\pi N_c}{N_c^2 - 1} \frac{1}{p_T^2} \int dk_T^2 \alpha_s \varphi_A(x_1, k_T^2) \varphi_A(x_2, (p - k)_T^2)$$

$$x_{1,2} = (p_T / \sqrt{s}) \exp(\pm y) \quad \alpha_s = \alpha_s(Q^2 = \max\{k_T^2, (p - k)_T^2\})$$

Gęstość w rapidity:

$$\frac{dN}{dy} = \frac{1}{\sigma_{AA}} \int d^2p_T \left(E \frac{d\sigma}{d^3p} \right)$$

Uwaga:

Ta procedura daje także widma p_T ;

$1/N_{\text{part}} dN/dy dp_T^2$ jest praktycznie niezależne od centralności dla

$Q_s < p_T < Q_s^2/\Lambda$; dla $p_T > Q_s^2/\Lambda$ skalowanie z N_{coll} .

Zależność dN/dy od rapidity

Ponieważ y i x są związane przez $\ln(1/x) = y$, zależność od x funkcji struktury gluonów tłumaczy się na:

$$Q_s^2(s; \pm y) = Q_s^2(s; y = 0) \exp(\pm \lambda y) \quad [Q_s^2 \sim xG(x) \sim (1/x)^\lambda]$$

Dla ustalonego $\sqrt{s}$, wzrost rapidity 'przesuwa' jedno ze zderzających się jąder głębiej w obszar saturacji, podczas gdy drugie jądro jest wypychane poza obszar saturacji (ma mniejsze gęstości gluonów).

I tak całkowanie po pędzie poprzecznym może być podzielone na dwa obszary:

- 1) $\Lambda_{QCD} < k_T < Q_{S,min}$ oba jądra są w obszarze saturacji
- 2) $\Lambda_{S,min} < k_T < Q_{S,max}$ jedno z jąder jest w obszarze saturacji, a drugie poza

Dla $y = 0$ $Q_{S,min} = Q_{S,max}$ dla zderzeń symetrycznych (nie dla dAu)

Zależność dN/dy od rapidity

Uwaga:

(3) $Q_{S,\max} < k_T$ pQCD, zaniedbywalnie mały przyczynek do globalnej produkcji cząstek.

- w obszarze saturacji twarde rozproszenia są traktowane jako kwantowe fluktuacje na klasycznym tle
- w podejściu mini-dżetów (HIJING) nie ma klasycznego tła, a produkcja cząstek jest zdominowana przez procesy perturbacyjne

Po wycałkowaniu po pędzie poprzecznym dostajemy:

$$\frac{dN}{dy} = \text{const} \cdot S_A Q_{S,\min}^2 \ln\left(\frac{Q_{S,\min}^2}{\Lambda_{\text{QCD}}^2}\right) \left[1 + \frac{1}{2} \ln\left(\frac{Q_{S,\max}^2}{Q_{S,\min}^2}\right) \left(1 - \frac{Q_{S,\max}}{\sqrt{s}} e^{|y|}\right)^4 \right]$$

Oba jądra
w obszarze saturacji

Jedno jądro
w obszarze saturacji

Zależność od energii, centralności i rapidity

Przewidywanie 'high density' QCD na zależność od energii centralności, rapidity i liczby masowej jądra dla krotności cząstek produkowanych w zderzeniach jądrowych jest prostą funkcją skalowania:

$$\frac{dN}{dy} = c N_{\text{part}} \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\frac{\lambda}{2}} e^{-\lambda \cdot |y|} \left[\ln \left(\frac{Q_s^2}{\Lambda_{\text{QCD}}^2} \right) - \lambda \cdot |y| \right] \cdot \left[1 + \lambda |y| \left(1 - \frac{Q_s}{\sqrt{s}} e^{(1+\lambda/2)|y|} \right)^4 \right]$$

Jeżeli wyznaczymy niezależną od energii stałą $c \sim 1$ i $Q_s^2(s_0)$ jest wyznaczone przy jakiejś energii $\sqrt{s_0}$, to nie ma już innych wolnych parametrów.

Tylko....

Rapidity $\Leftrightarrow$ Pseudorapidity

Pomnożyć przez Jacobian transformacji $y \leftrightarrow \eta$
Wyrazić rapidity przez pseudorapidity

$$\frac{d^2N}{dydp_T} = \frac{d^2N}{d\eta dp_T} \left(\sqrt{1 - \frac{m^2}{m_T^2 \cosh^2 y}} \right)^{-1}$$

$$y = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{\sqrt{p_T^2 \cosh^2 \eta + m^2} + p_T \sinh \eta}{\sqrt{p_T^2 \cosh^2 \eta + m^2} - p_T \sinh \eta} \right]$$

Musimy znać typową masę (masę niezmienniczą gluonowego min-dżetu)

$$m^2 \approx 2Q_s m_{\text{eff}} \quad m_{\text{eff}} \sim 0.5 \text{ GeV}$$

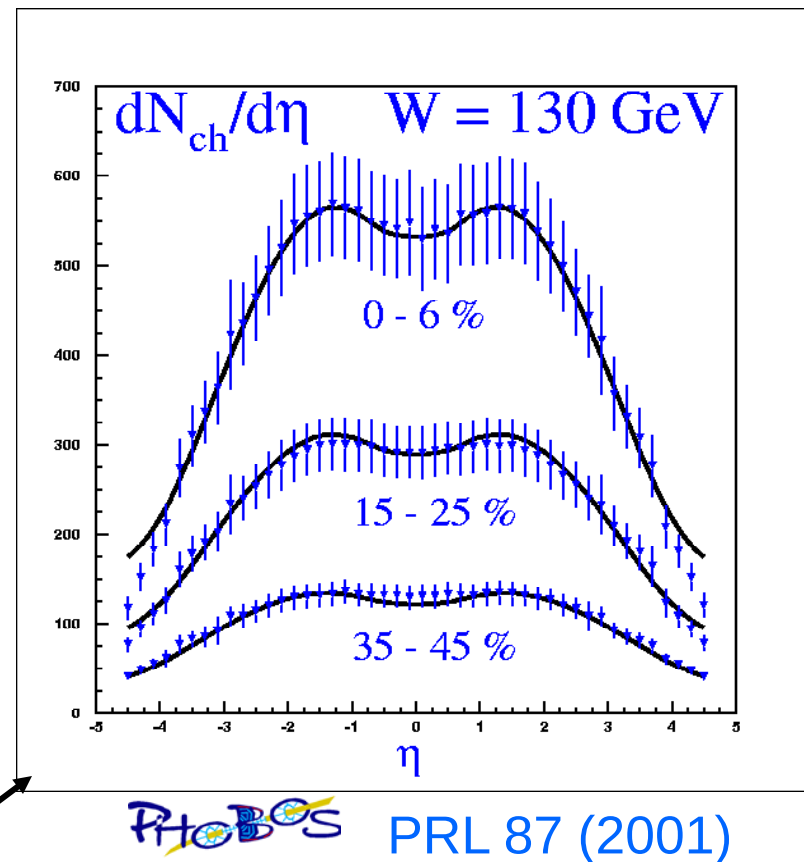
Oraz typowy pęd poprzeczny produkowanego gluonowego mini-dżetu

$$p_T = Q_s$$

Model saturacji

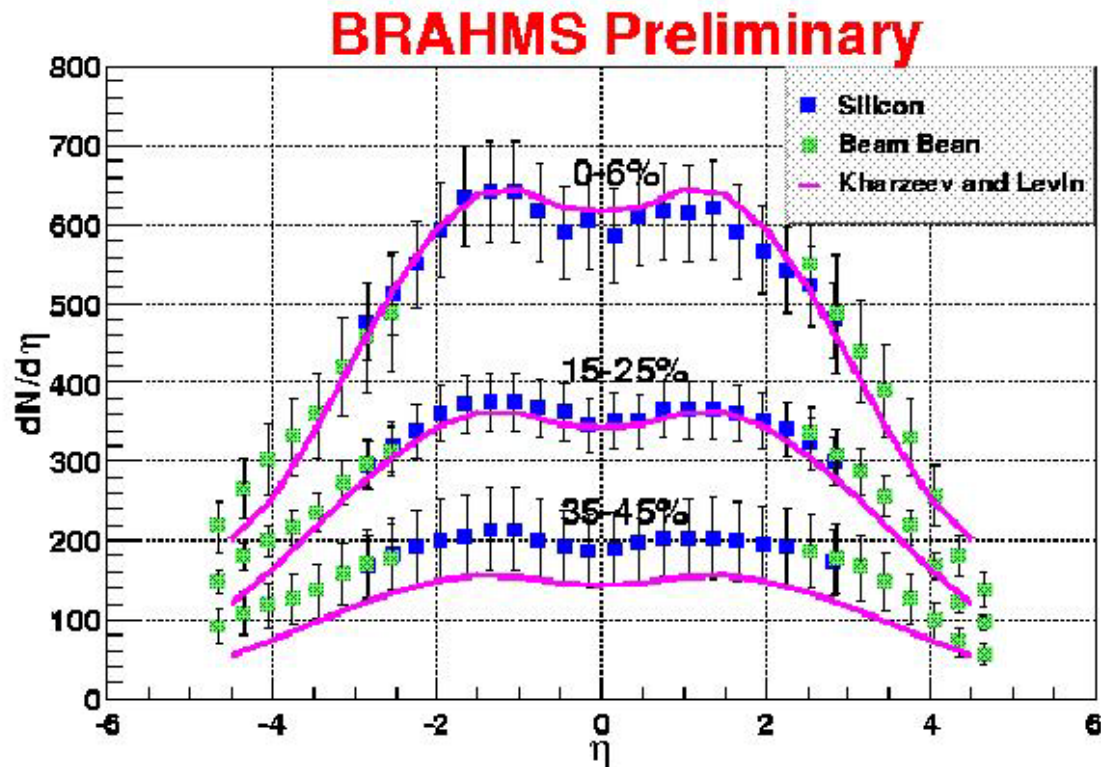
$$\frac{dN}{d\eta} \cong c N_{\text{part}} (\sqrt{s})^{\lambda} f(\lambda|y|, Q_s)$$

$\lambda \sim 0.25$ z fitów do danych z
HERA $xG(x) \sim x^{-\lambda}$



Fit do danych PHOBOS'a dla 130 GeV Au+Au aby
wyznaczyć c i Q_s

Model saturacji dla 200 GeV/n Au+Au

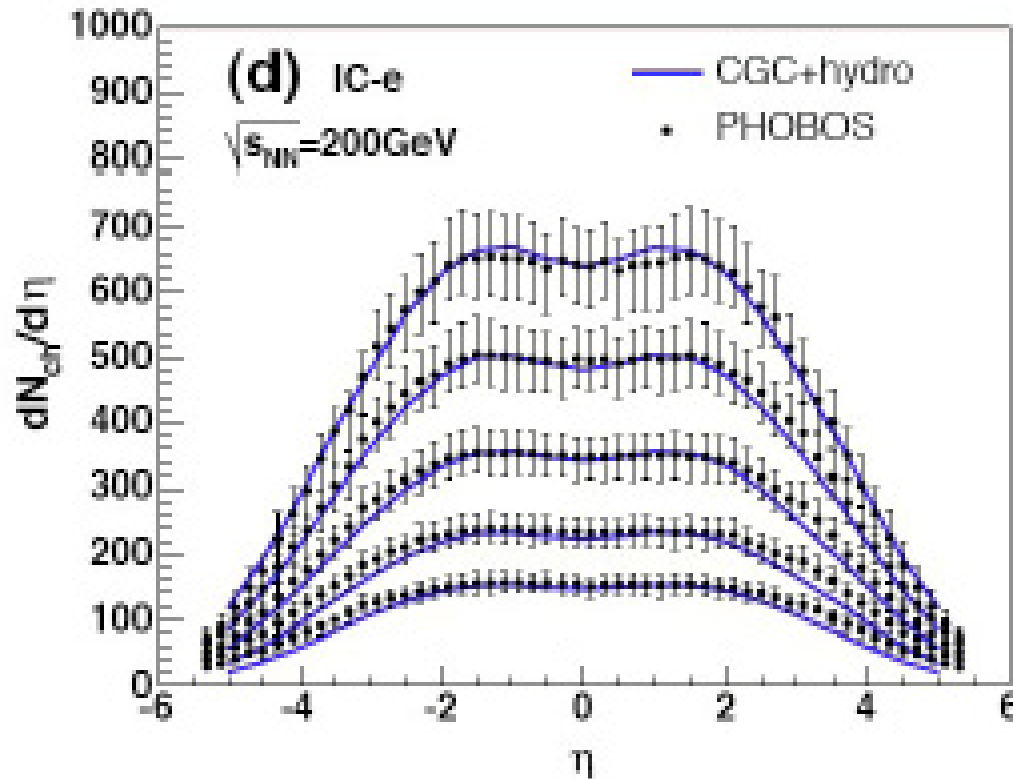


OK!

Model saturacji dobrze opisuje dane

- Gęstość partonów w stanie początkowym wydaje się być dostatecznie duża, aby osiągnąć stan saturacji

Model saturacji dla 200 GeV/n Au+Au

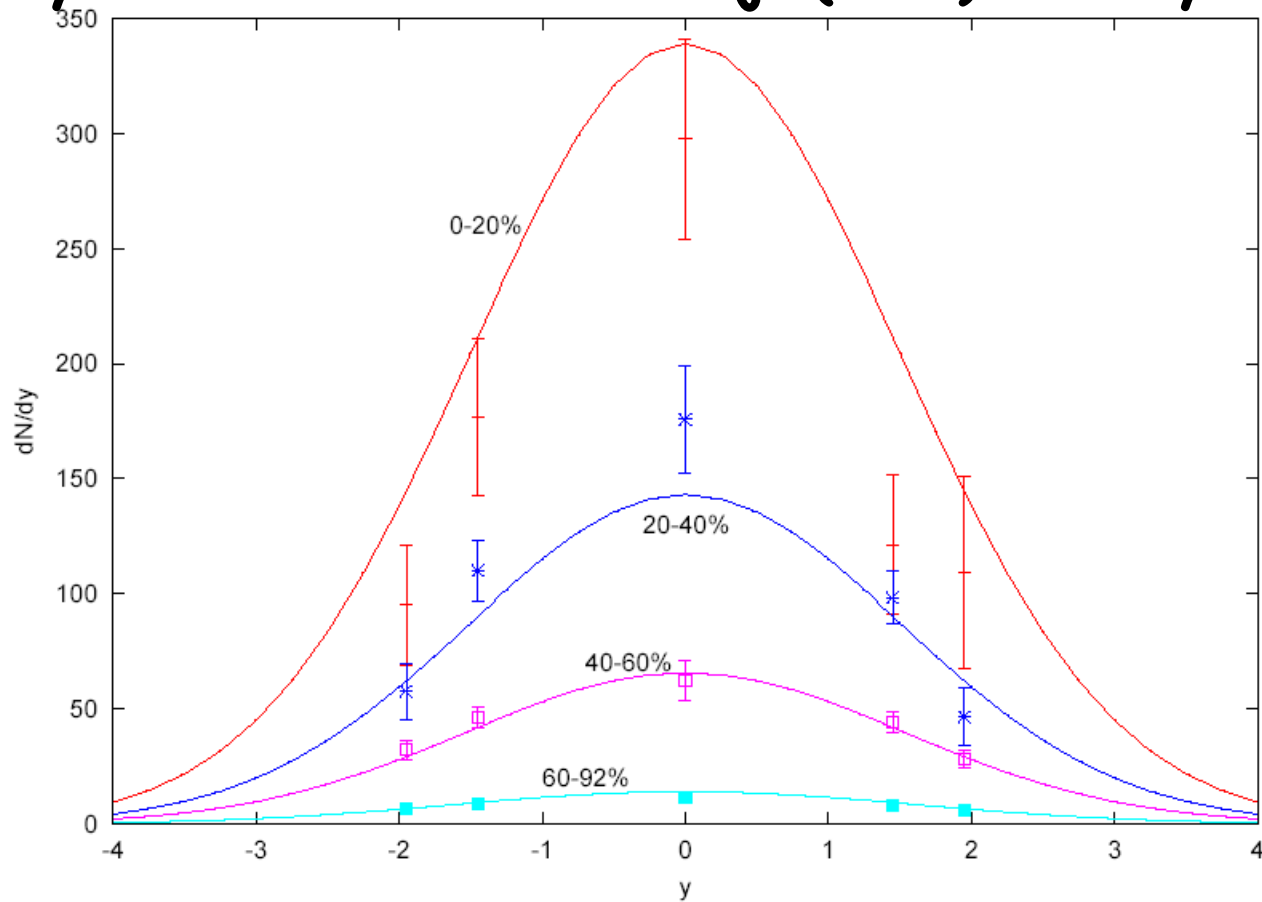


Model saturacji dobrze opisuje dane

- Gęstość partonów w stanie początkowym wydaje się być dostatecznie duża, aby osiągnąć stan saturacji

Produkcja cząstek J/ψ w zderzeniach Au+Au

Przewidywania modelu saturacji (CGC) - krzywe

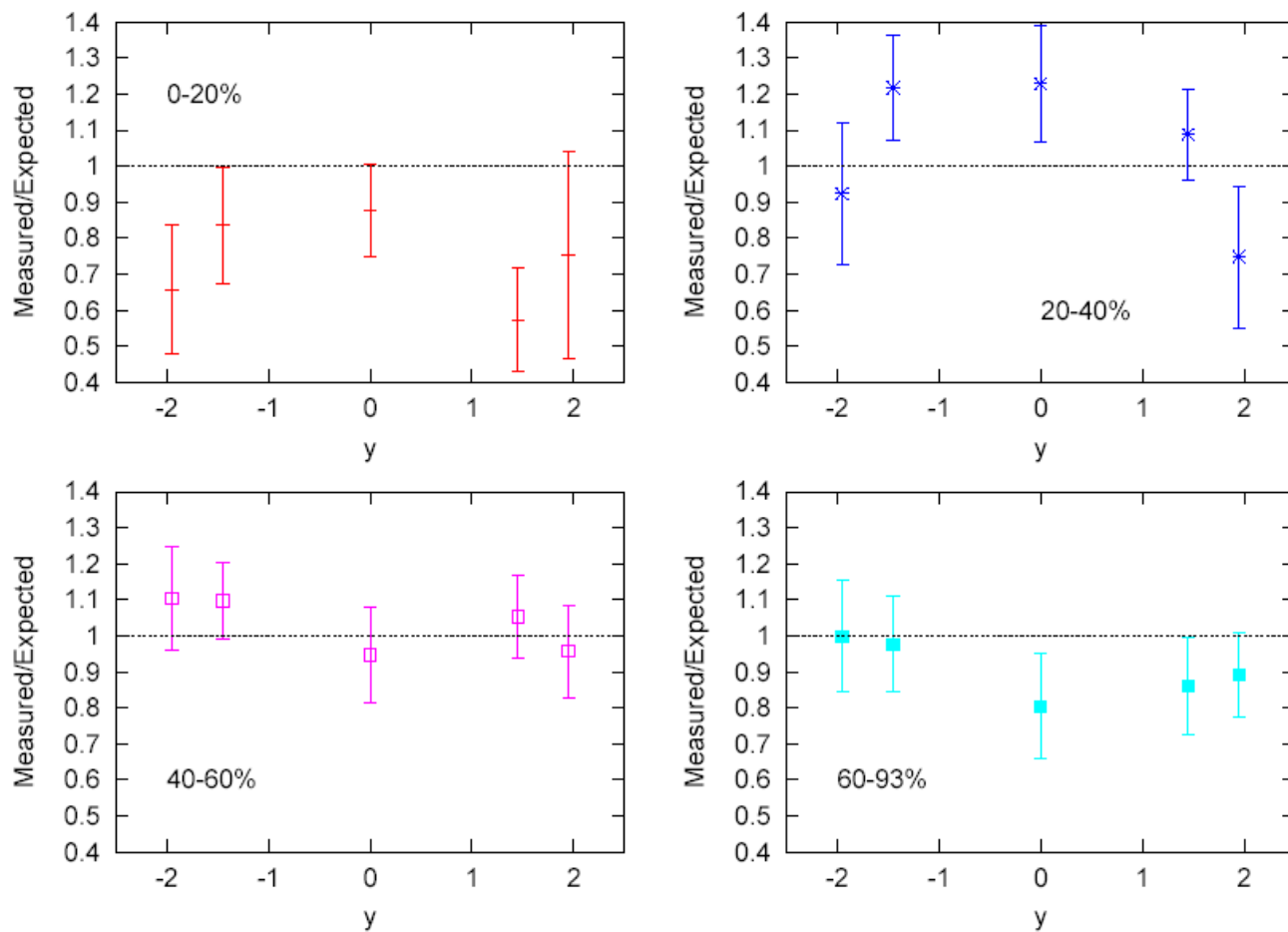


OK!

Dane: PHENIX [PRL 98:232301,2007]

Produkcja cząstek J/ψ w zderzeniach Au+Au

Stosunki: eksperyment/przewidywanie CGC



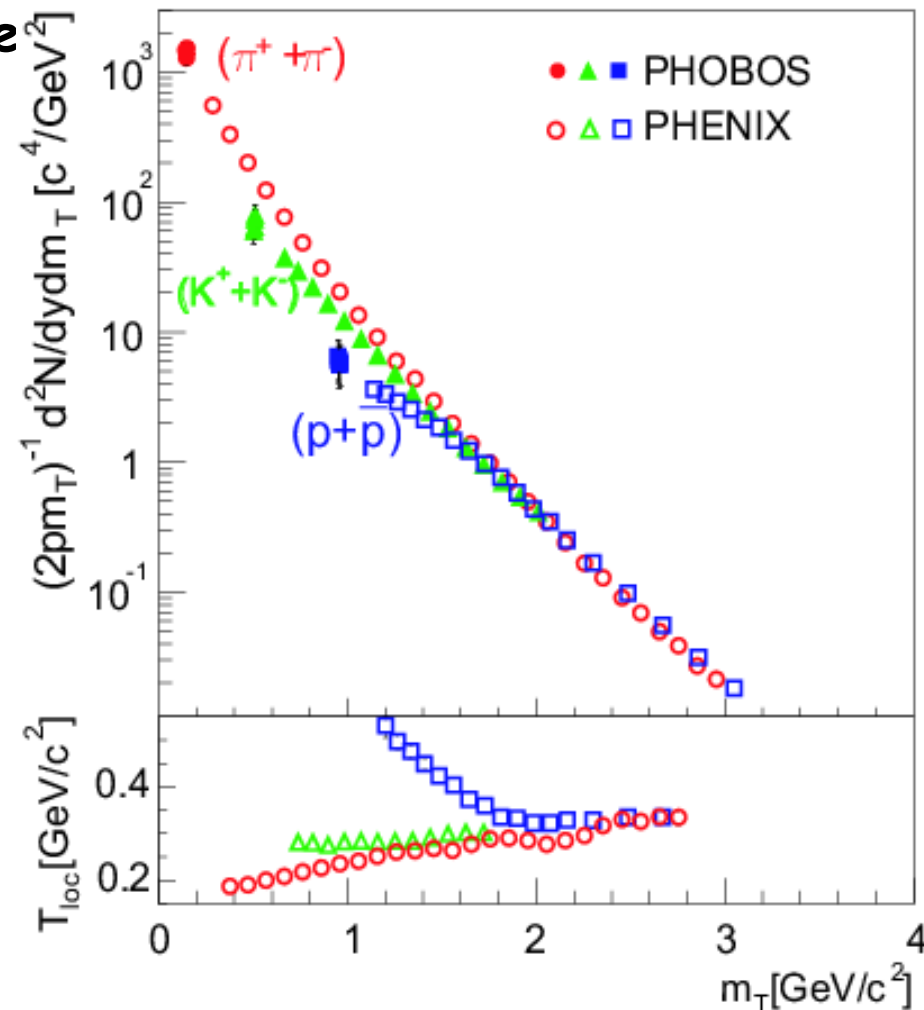
OK!

Przewidywania dla zderzeń Au+Au

Model saturacji przewiduje skalowanie rozkładów masy poprzecznej, m_T tzn., że nachylenia rozkładów m_T nie zależą od rodzaju (masy) cząstek

Rozkłady znormalizowane przy $2 \text{ GeV}/c^2$

Przewidywane skalowanie nie jest obserwowane w zderzeniach Au+Au.



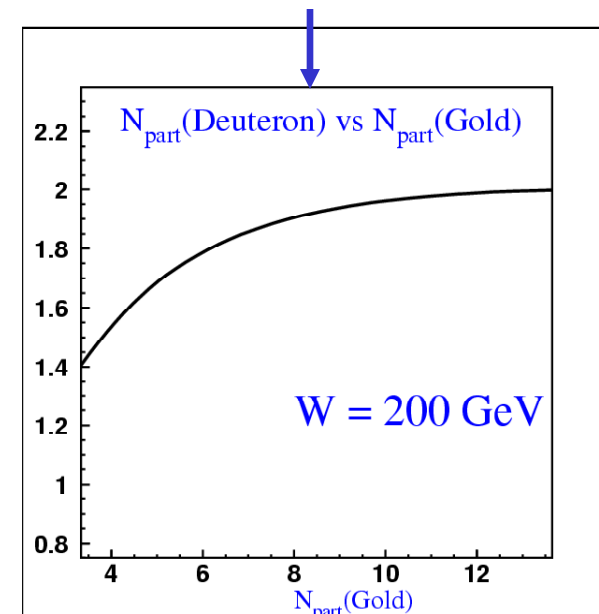
Zderzenia dAu przy energii 200 GeV

Jeżeli Q_s i c są ustalone w oparciu o dane Au+Au, to przewidywania dla d+Au nie mają wolnych parametrów!

- Geometria - funkcja Hulthen'a
- Przekrój czynny dAu 2.26 ± 0.1 b
- Cięcia na centralność:

Centr. cut	$\langle N_{\text{part}}^{\text{D}} \rangle$	$\langle N_{\text{part}}^{\text{Au}} \rangle$	$\langle N_{\text{coll}} \rangle$
0-15%	1.98 ± 0.02	11.7 ± 0.2	15.0 ± 0.2
0-20%	1.97 ± 0.02	11.3 ± 0.2	14.6 ± 0.2
20-40%	1.88 ± 0.02	8.3 ± 0.2	10.8 ± 0.2
40-100%	1.00 ± 0.02	2.6 ± 0.3	3.2 ± 0.3
0-100%	1.39 ± 0.02	5.6 ± 0.2	7.2 ± 0.2

Liczba uczestników w D
słabo zależy od centralności



Przewidywania dla zderzeń dAu, 200 GeV

$$E \frac{d\sigma}{d^3p} = \frac{4\pi N_c}{N_c^2 - 1} \frac{1}{p_T^2} \int dk_T^2 \alpha_s \varphi_D(x_1, k_T^2) \varphi_A(x_2, (p - k)_T^2)$$

$$x_{1,2} = (p_T / \sqrt{s}) \exp(\pm y) \quad \alpha_s = \alpha_s(Q^2 = \max\{k_T^2, (p - k)_T^2\})$$

$$\frac{dN}{dy} = \frac{1}{\sigma_{AA}} \int d^2p_T \left(E \frac{d\sigma}{d^3p} \right)$$

Mamy teraz dwie skale saturacji:

(o ile energia jest dostatecznie wysoka)

Dla deuteronu $Q_s(D;x_1)$ i dla jądra A $Q_s(A;x_2)$

Wprowadźmy dwie pomocnicze wielkości:

$$Q_{s,\min}(x) = \min(Q_s(D;x), Q_s(A;x))$$

$$Q_{s,\max}(x) = \max(Q_s(D;x), Q_s(A;x))$$

Przewidywania dla zderzeń dAu, 200 GeV

Dla dużego zakresu rapidity ($Q_s \sim A^{1/3}$):

$$Q_{s,\max} = Q_s(A; x)$$
$$Q_{s,\min} = Q_s(D; x)$$

Ale dla rapidity bliskich obszaru fragmentacji Au
(i vice versa w obszarze fragmentacji D):

$$Q_{s,\max} \rightarrow Q_s(D; x) \quad Q_{s,\min} \rightarrow Q_s(A; x)$$

Ustalmy układ odniesienia w środku masy dAu,
z dodatnimi rapidity odpowiadającymi obszarowi
fragmentacji deuteronu: $Q_s^2(x(y)) \sim (1/x(y))^\lambda$

$$Q_s^2(x) = Q_0^2 \left(\frac{x_0}{x} \right)^\lambda \quad \begin{matrix} x_A \sim e^{-y} \\ x_D \sim e^{+y} \end{matrix} \longrightarrow \begin{matrix} \text{Szukamy } y=y_c \text{ dla której} \\ Q_s(A; x) = Q_s(D; x) \\ \text{(dla symetrycznych zderzeń Au+Au } y_c = 0) \end{matrix}$$

Przewidywania dla zderzeń dAu, 200 GeV

$$Q_s^2(A; x) = Q_s^2(D; x)$$
$$Q_0^2(A) \left(\frac{Q_0(A)}{\sqrt{s}} \right)^\lambda e^{\lambda y_c} = Q_0^2(D) \left(\frac{Q_0(D)}{\sqrt{s}} \right)^\lambda e^{-\lambda y_c}$$

Ponieważ $Q_0^2(A)/Q_0^2(D) \sim A^{1/3}$, $y_c \approx -3.5 \div -4$

Czyli dla ujemnych rapidity mniejszych niż y_c

$$Q_{s,\min} = Q_s(A; x)$$

I w konsekwencji:

$$\frac{dN}{dy} \propto \frac{1}{\alpha_s} S_A Q_{s,\min}^2 \propto N_{\text{part}}(A)$$

Przewidywania dla zderzeń dAu, 200 GeV

Dla $y > y_c$ musimy rozważyć 3 różne obszary całkowania po p_T

1) $p_T < Q_{s,\min} = Q_s(D;x)$

oba jądra A i D są w obszarze saturacji

$$\frac{dN}{dy} \propto \frac{1}{\alpha_s} S_A Q_{s,\min}^2 \propto \frac{1}{\alpha_s} N_{\text{part}}(D)$$

2) $Q_s(D;x) = Q_{s,\min} < p_T < Q_{s,\max} = Q_s(A;x)$

A jest w obszarze saturacji, D nie ($\phi_D \sim S Q_{s,\min}^2 / k_T^2$)

$$\frac{dN}{dy} \propto \frac{1}{\alpha_s} S_A Q_{s,\min}^2 \ln\left(\frac{Q_{s,\max}^2}{Q_{s,\min}^2}\right) \propto \frac{1}{\alpha_s} N_{\text{part}}(D) \ln\left(\frac{Q_{s,\max}^2}{Q_{s,\min}^2}\right)$$

3) $p_T > Q_{s,\max}$

Oba jądra są poza obszarem saturacji

$$\frac{dN}{dy} \propto \frac{1}{\alpha_s} S_A Q_{s,\min}^2 \propto \frac{1}{\alpha_s} N_{\text{part}}(D)$$

Przewidywania dla zderzeń dAu, 200 GeV

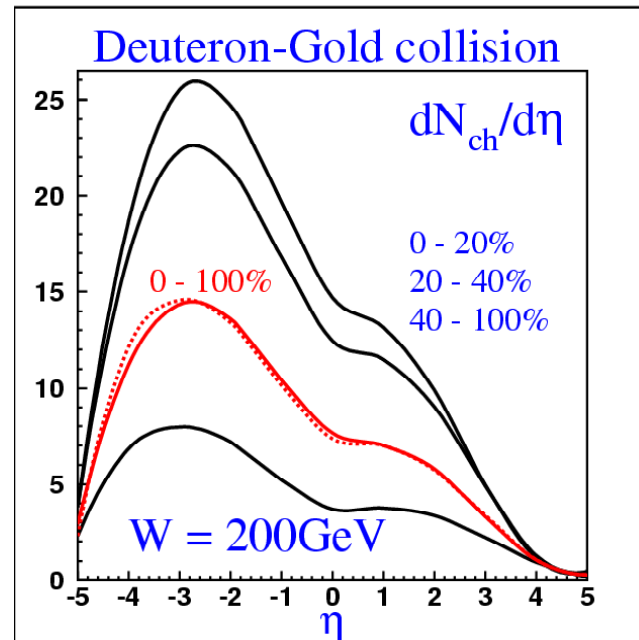
Wynik końcowy:

$$\frac{dN}{dy} = \text{Const} \cdot S_A Q_{s,\min}^2(\sqrt{s}, y) \frac{1}{\alpha_s(Q_{s,\min}^2(\sqrt{s}, y))} \times$$
$$\left[\left(1 - \frac{Q_{s,\min}(\sqrt{s}, y)}{\sqrt{s}} e^y \right)^4 + \left\{ \ln \left(\frac{Q_{s,\max}^2(\sqrt{s}, y)}{Q_{s,\min}^2(\sqrt{s}, y)} \right) + 1 \right\} \left(1 - \frac{Q_{s,\max}(\sqrt{s}, y)}{\sqrt{s}} e^y \right)^4 \right]$$

Jakościowe zachowanie:

$y > 0$ $Q_{s,\min} = Q(D)$
 $dN/dy \sim N_{\text{part}}(D)$

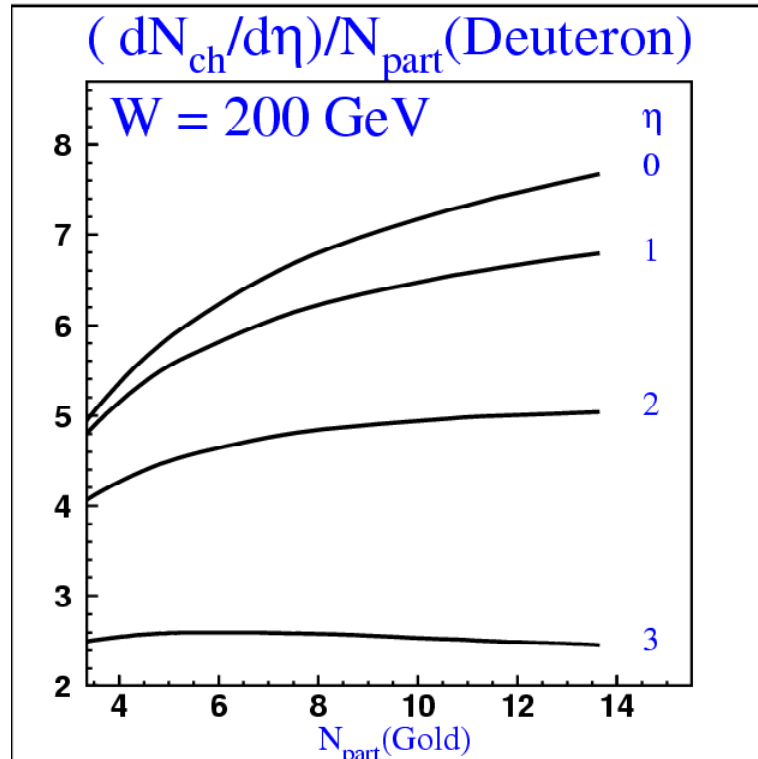
$y < 0$ $Q_{s,\min} = Q(A)$
 $dN/dy \sim N_{\text{part}}(A)$



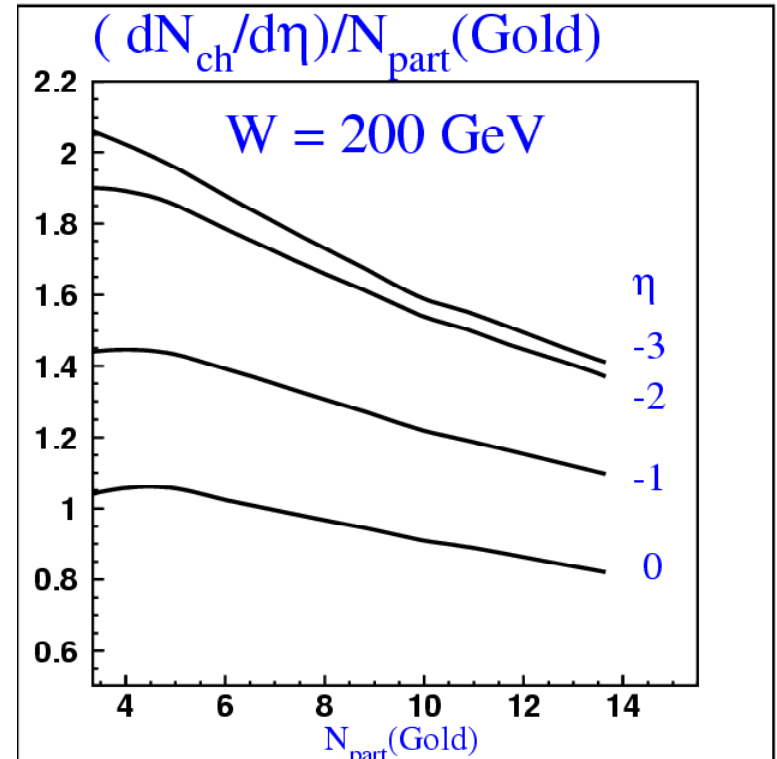
Słaba zależność od centralności, głównie $\sim N_{\text{part}}(D)$

Przewidywania dla zderzeń dAu, 200 GeV

Obszar fragmentacji deuteronu



Obszar fragmentacji Au

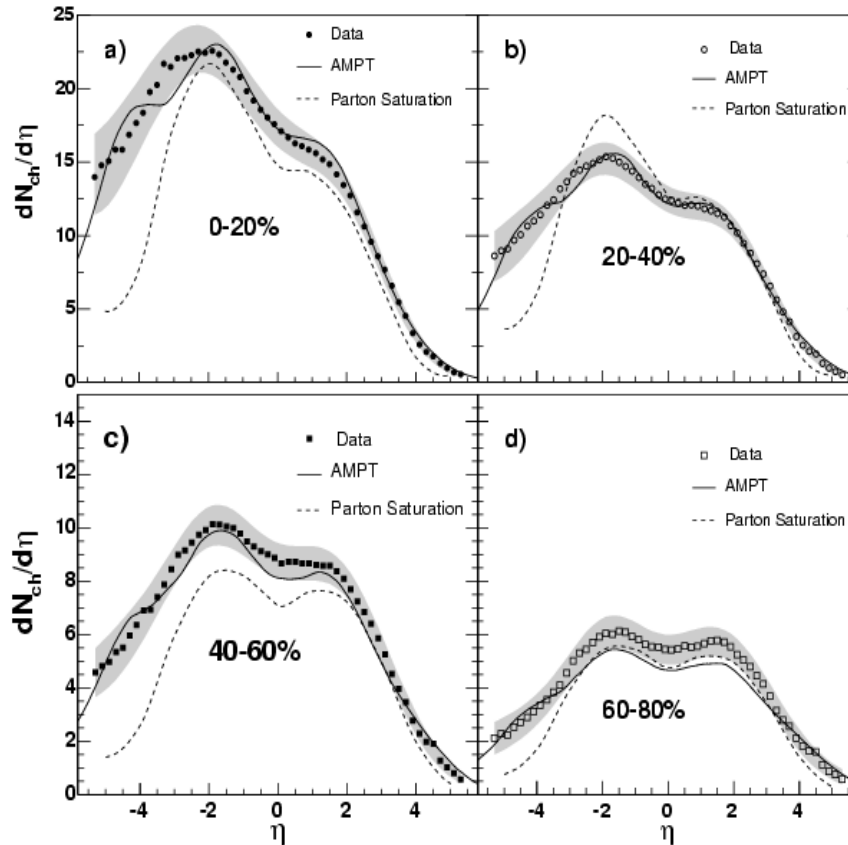


Dodatkowe szczegóły:

założono $Q_s^2(D) = Q_s^2(p)$

Normalizacja: $\text{Const} = 0.56/c$ wyznaczona z danych Au+Au

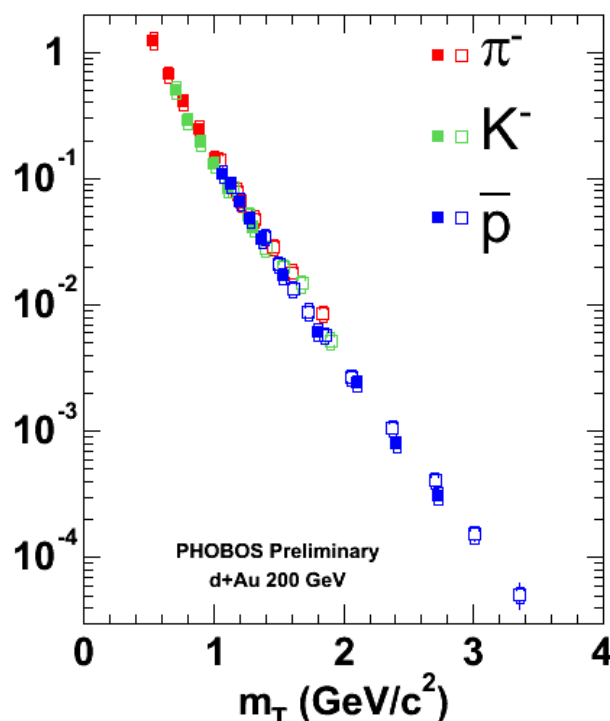
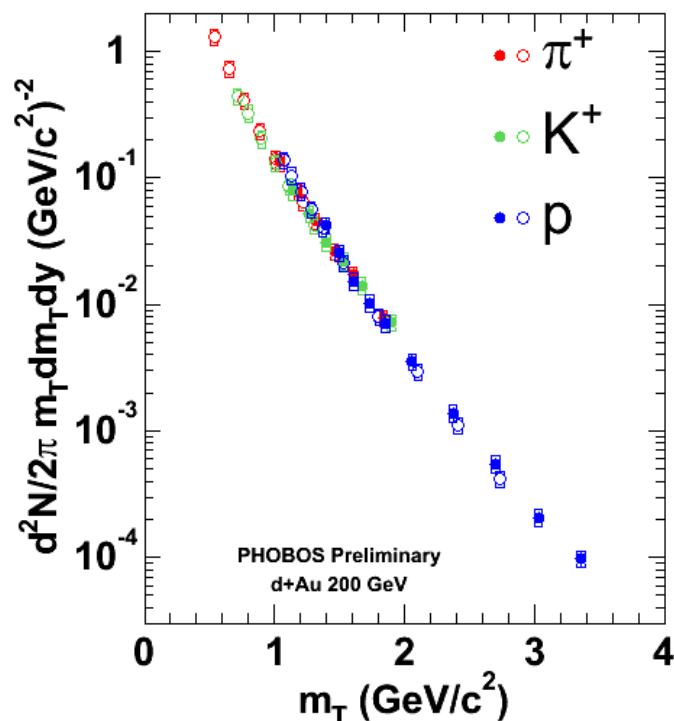
Przewidywania dla zderzeń dAu, 200 GeV



Zależność dN/η od centralności nie zgadza się z przewidywaniami modelu saturacji

Przewidywania dla zderzeń dAu, 200 GeV

Model saturacji przewiduje skalowanie rozkładów masy poprzecznej, m_T tzn., że nachylenia rozkładów m_T nie zależą od rodzaju (masy) cząstek



Rozkłady znormalizowane przy 2 GeV/c²

Przewidywane skalowanie zgodne z danymi dla dAu, OK.!

Twarde procesy w zderzeniach dAu

Model saturacji:

$$\frac{dN^{dA}}{dyd^2p_T} = \frac{1}{S_A} E \frac{d\sigma^{dA}}{d^3p} \sim (Q_{s,A}^2)^{1/2} \sim (N_{part}^A)^{1/2}$$

$$\text{dla } N_{part}^{Au} \approx 6 \quad N_{coll} \sim N_{part}^{Au} \rightarrow R_{dAu} = 1$$

Dla większych centralności ($N_{coll} > N_{part}^{Au}$) powinniśmy obserwować odstępstwa od skalowania z $(p+p) \times N_{coll}$
Tłumienie jak $(N_{part}^{Au})^{-1/2}$

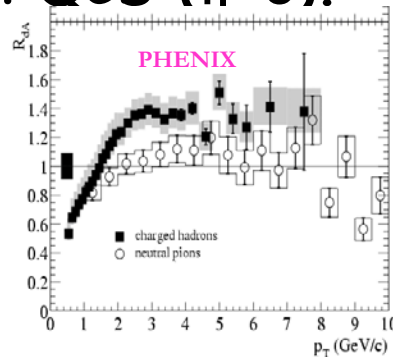
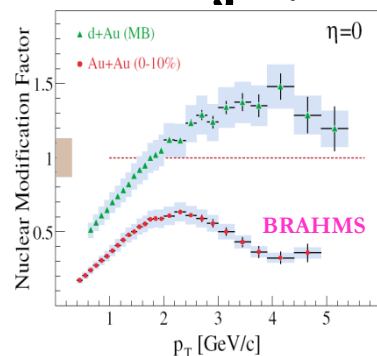
Np. dla 15% najbardziej centralnych zderzeń dAu ($N_{part} \sim 12$), tłumienie na poziomie $(6/12)^{1/2} \approx 0.7$ (30%)

Twarde procesy w zderzeniach dAu

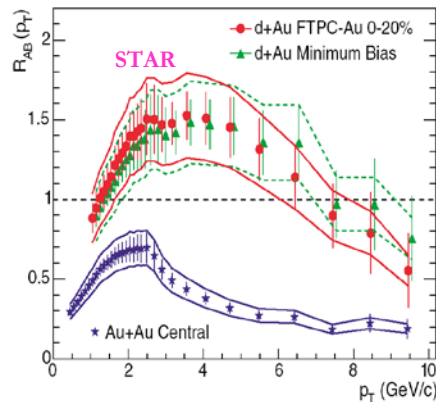
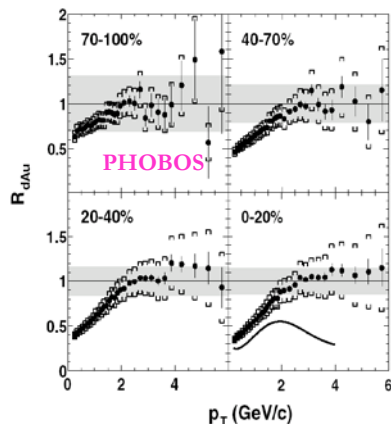
Model saturacji: tłumienie ok. 30%

Straty energii partonów (Jet quenching): brak tłumienia

Straty energii zanedbywalnie małe, ponieważ dzety są produkowane w 'rzadkiej' materii QCD ($n \sim 0$).



Dane nie są zgodne z przewidywaniami modelu saturacji.



Twarde procesy w zderzeniach dAu, $|\eta| \gg 0$

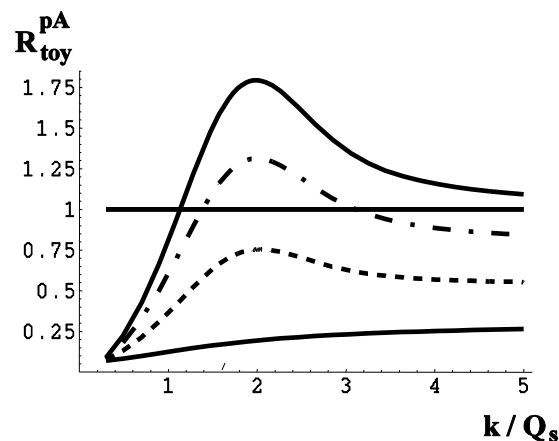
Stan końcowy: pęd poprzeczny p_T i rapidity

Partony badane w procesie mają $x_d = \frac{p_T e^y}{\sqrt{s}} \approx 0.5$ i $x_A = \frac{p_T e^{-y}}{\sqrt{s}} \approx 10^{-4}$

Wysokie energie i duże rapidity są potrzebne, aby badać obszar małych x

Model saturacji przewiduje tłumienie R_{dA}

$$R_{dA} = \frac{1}{N_{\text{coll}}} \frac{\frac{dN^{dA \rightarrow hX}}{d^2p_T dy}}{\frac{dN^{pp \rightarrow hX}}{d^2p_T dy}}$$

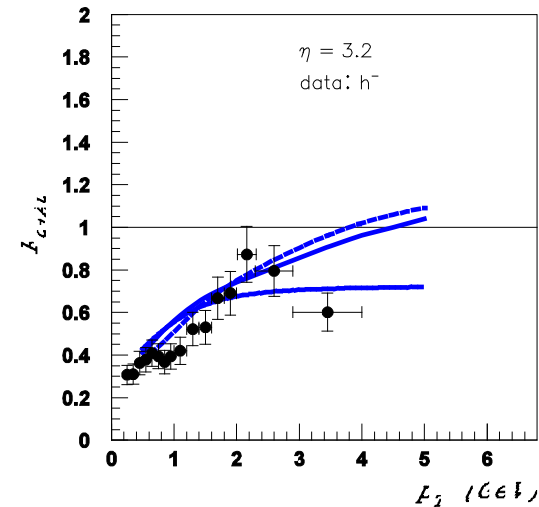
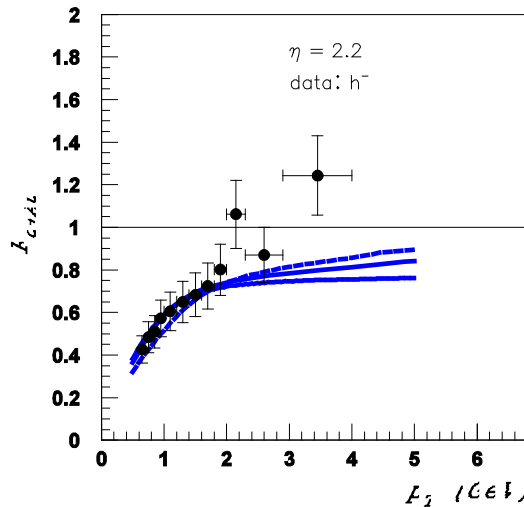


x_A maleje
(y rośnie)

Twarde procesy w zderzeniach dAu, $|\eta| \gg 0$

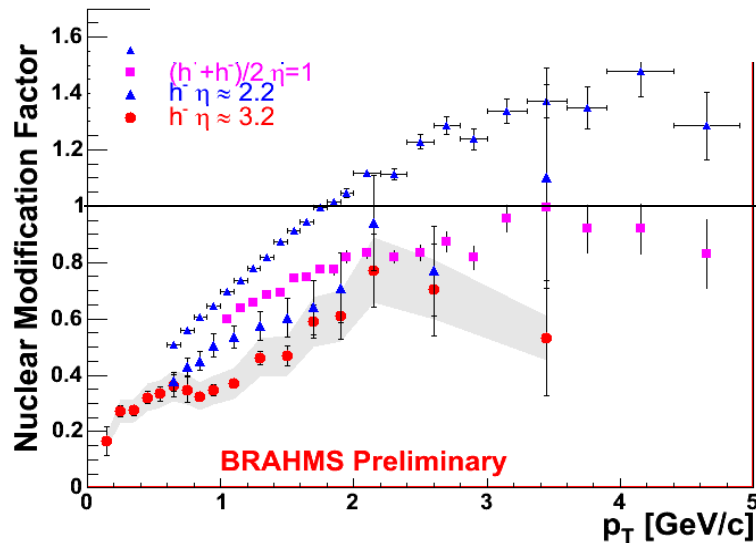
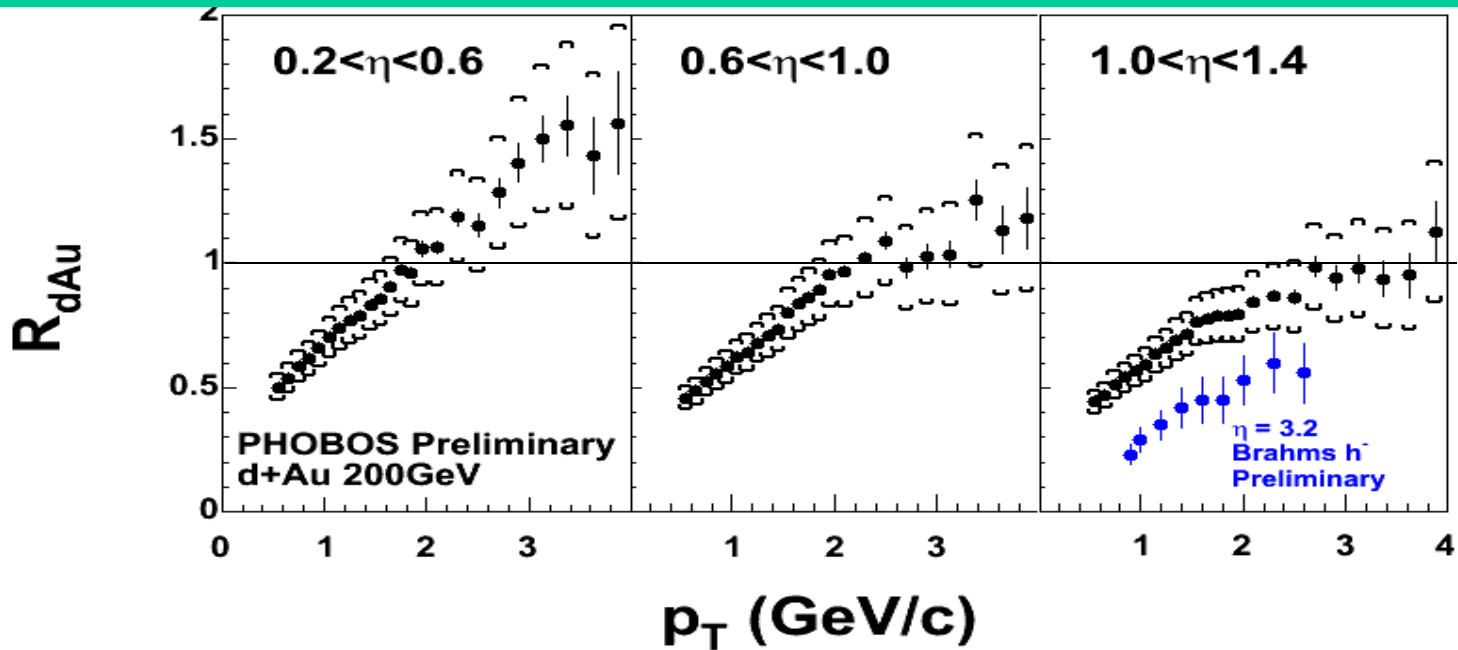
Porównanie z danymi:

R_{dA}



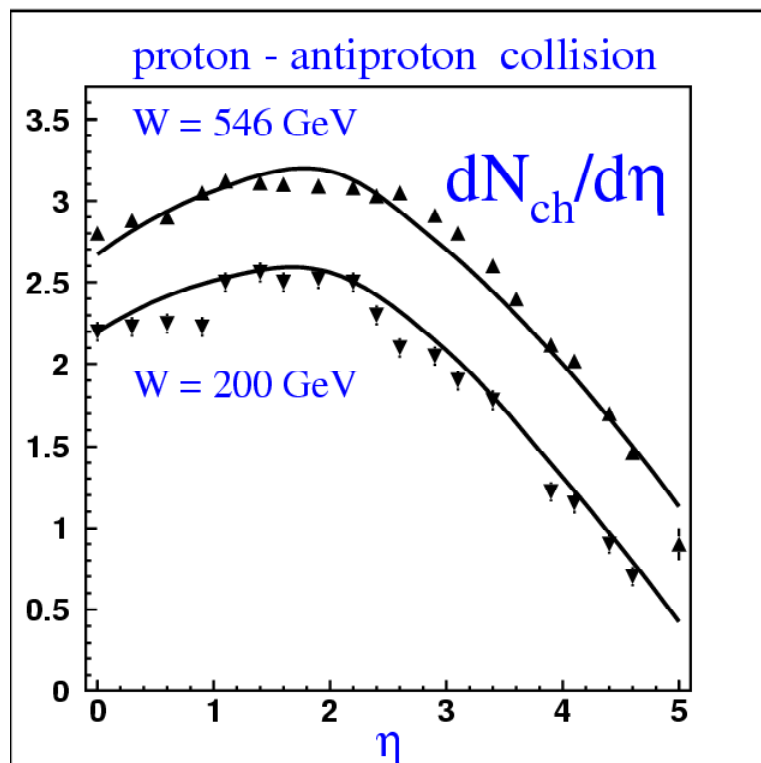
Zgodność z przewidywaniami modeli saturacji dla $\eta=3.2$

Twarde procesy w zderzeniach dAu, $|\eta| \gg 0$



Zgodność z przewidywaniami modeli saturacji dla dużych η

Przewidywania dla zderzeń proton-antyproton



Zgodność z przewidywaniami
modeli saturacji dla $dN/d\eta$

Normalizacja dopasowana

Podsumowanie

- Argumenty za saturacją gluonów mają solidne podstawy teoretyczne
- Modele saturacji dobrze opisują rozkłady dN/η w zderzeniach symetrycznych $A+A$ i $p+pbar$ (pewne niezgodności obserwuje się dla zderzeń $d+Au$)
- Przewidywane skalowanie w m_T jest obserwowane w zderzeniach $d+Au$, ale łamane w zderzeniach $Au+Au$
- Dla $\eta \approx 0$ i dużych p_T badamy obszar dużych x , gdzie efekty saturacji nie odgrywają roli : $P_+ \sim 5 \text{ GeV}/c \rightarrow x \sim 0.1$)
- Dla dużych rapidity w zderzeniach $d+Au$ sięgamy do obszaru małych x w jądrach złota - dane pokazują tłumienie produkcji cząstek o dużych p_T , zgodne z modelem saturacji

Bardziej precyzyjne dane doświadczalne i obliczenia teoretyczne są potrzebne , aby stwierdzić, że odkryliśmy nowy stan materii: Kolorowy Kondensat Szklany.