

Czy kaony zmieniają masę w gęstej i gorącej materii jądrowej?

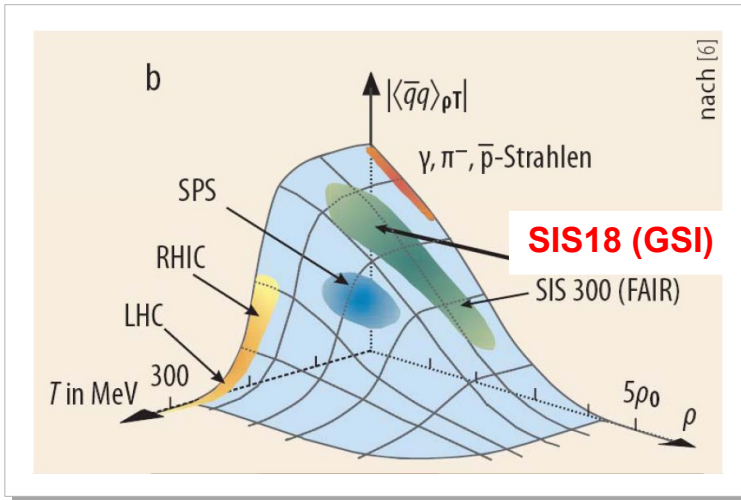
Krzysztof Piasecki

Zakład Fizyki Jądrowej IFD, Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski

- Przyczyny fundamentalne zjawiska
- Pierwsze wyniki doświadczalne
- Nowe wyniki modyfikujące interpretację
- Podsumowanie



Częściowe przywrócenie symetrii chiralnej



M. Kotulla et al., Physik Journal 8 (2009) 3

❖ QCD: próżnia nie jest pusta \rightarrow kondensat $\bar{q}q$

❖ Związek Gell-Mann Oakes Renner :

$$m_K^{*2} f_K^{*2} = -\frac{m_u + m_s}{2} \langle \bar{u}u + \bar{s}s \rangle + \Theta(m_s^2)$$

↑
↑
Stała rozpadu
Masa



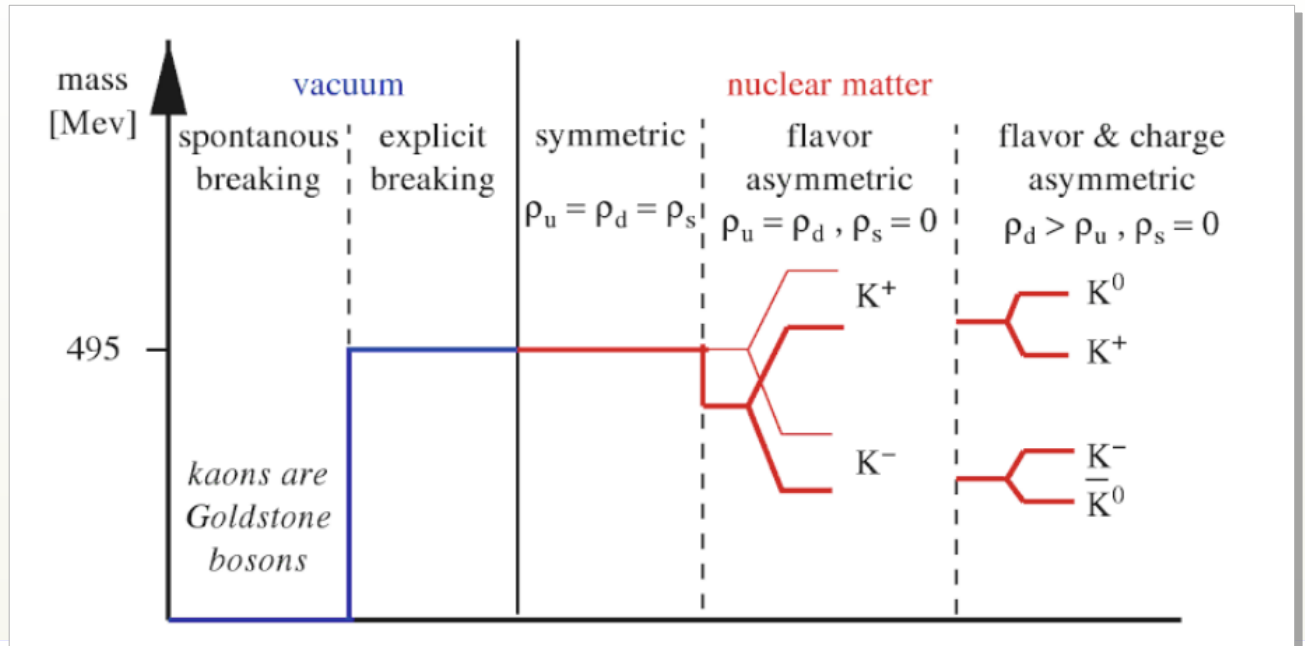
QCD: schemat generacji masy kaonu osadzonego w materii jądrowej



Materia z asymetrią zapachową:

Dwa rodzaje zmian:

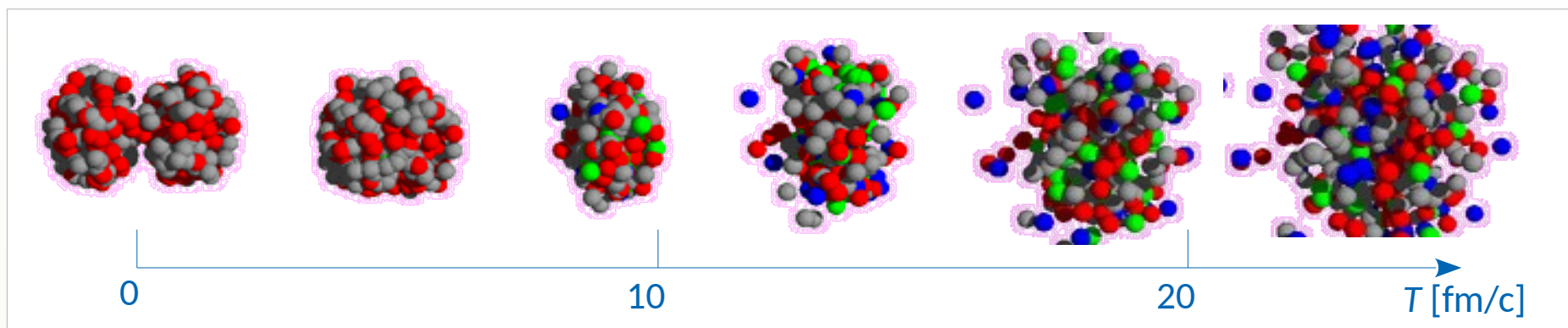
- ① Rozszczepienie mas s/\bar{s}
- ② Spadek mas



Relatywistyczne zderzenie ciężkich jonów



Symulacja IQMD zderzenia Au+Au przy energii kinetycznej wiązki $T_B = 1.5A$ GeV



C. Hartnack "The nuclear equation of state is soft" SQM 2006

4 fm/c: początek produkcji barionów Δ (1232)

(1 fm/c = $3.3 \cdot 10^{-23}$ s)

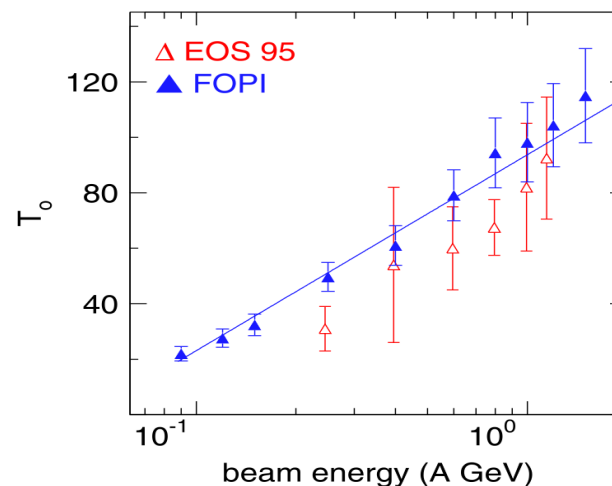
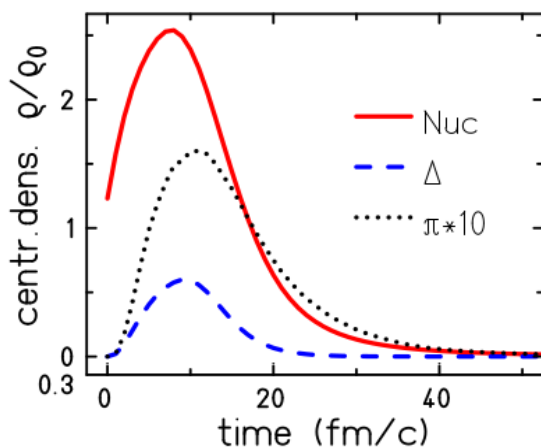
8 fm/c: max. gęstości nukleonów ($2-3 \times \rho_0$)

10 fm/c: max. gęstości Δ w środku

12 fm/c: max. gęstości π

20-30 fm/c: krotność π \rightarrow nasyca się
krotność Δ \rightarrow spada do 0

C. Hartnack et al.,
Phys. Rep. 510, 119 (2012)



W. Reisdorf et al., NPA 848, 366 (2010)

Sonda: sporadycznie emitowany kaon



Dobra sonda: pojedyncza, łatwo mierzalna cząstka, wyemitowana ze strefy zderzenia jąder
Rozważmy **Kaon**. Przy energiach wiązki \sim kilku AGeV – emitowany zwykle 1 kaon w zderzeniu.

Złożony lagranżjan QCD



Równanie Kleina-Gordona.

Masa w próżni, 0.494 GeV

$$\left[\partial_\mu \partial^\mu \pm \frac{3i}{4f_K^2} \rho_N \partial_t + \left(m_K^2 - \frac{\Sigma_{KN}}{f_K^2} \rho_S \right) \right] \phi_{K^\pm}(x) = 0$$

Wyraz odpowiedzialny za
rozszczenie mas.

⊕ dla kaonu, ⊖ dla antykaonu

Wyraz odpowiedzialny za
spadek masy dla każdego kaonu

ρ_N : gęstość materii ($\approx \rho_S$)
 ρ_S : skalarna gęstość materii
 f_π : stała rozpadu pionu
 Σ_{KN} : "K-N sigma term",
 $370 \lesssim \Sigma_{KN} \lesssim 450$ MeV



Energia kaonu wewnątrz materii jądrowej

$$E(\mathbf{p}, \rho_N) = \sqrt{m_K^2 + \mathbf{p}^2 - \frac{\Sigma_{KN}}{f_K^2} \rho_S + \left(\frac{3}{8} \frac{\rho_N}{f_K^2} \right)^2} \pm \frac{3}{8} \frac{\rho_N}{f_K^2}$$

Porównajmy ten wzór do energii K „swobodnego” (w próżni): $E(\mathbf{p}, 0) = \sqrt{m_K^2 + \mathbf{p}^2}$

Dla kaonu w próżni i w spoczynku, *energia = masa*.

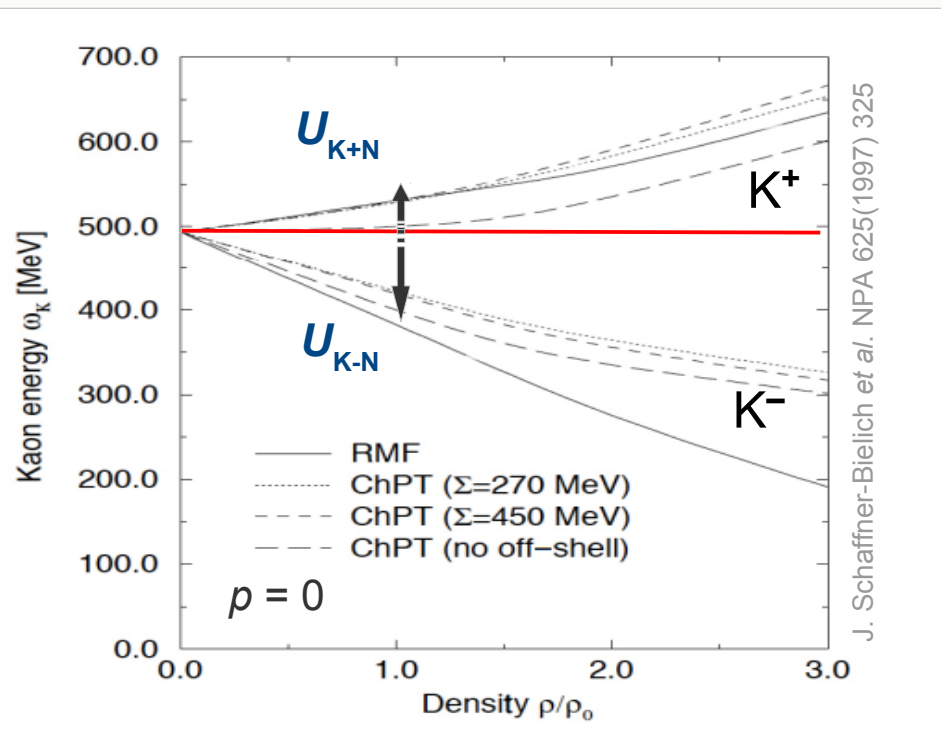
„**Masa efektywna**” zdefiniowana jest jako: $E(\mathbf{p} \rightarrow 0; \rho_N)$

Przewidywane zmiany własności kaonów w ośrodku

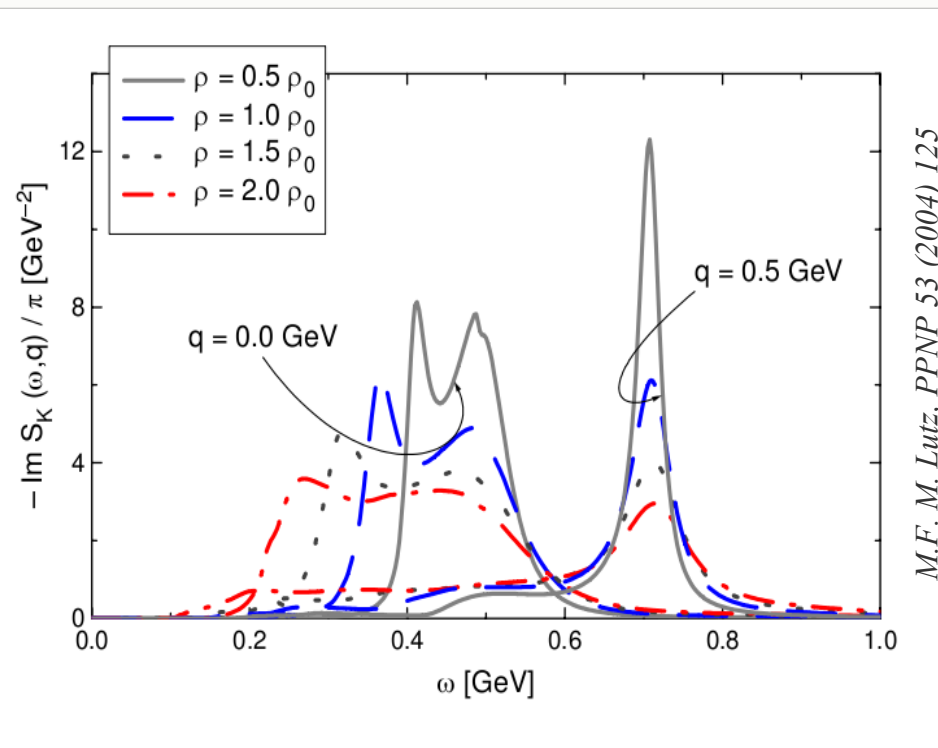


Pierwsze ujęcia: **Potencjał**

$$U(\rho_N) = E(\mathbf{p}=0, \rho_N) - m$$



Obecnie: **"Chiral EFT"** z kanałami sprzężonymi



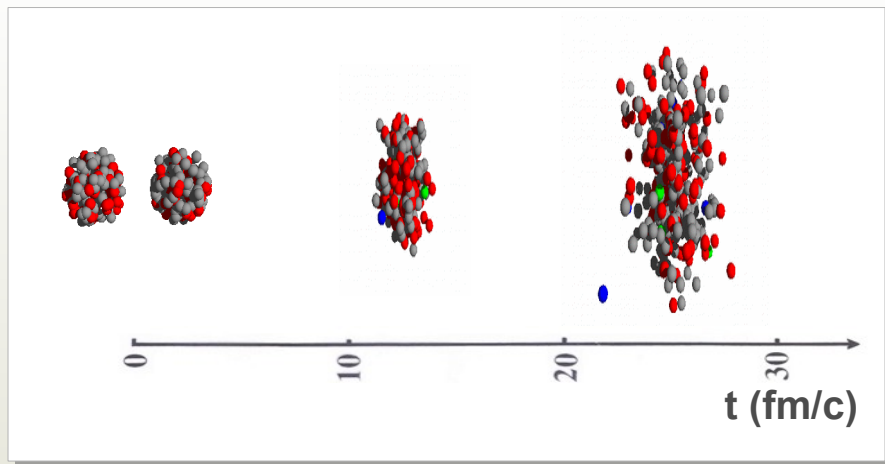
Przy ustalonych: gęstości i pędzie, cząstka (kaon) ma rozkład energii.

„Potencjał” rozumiany jedynie jako uśrednienie obrazu.

Przewidywane zmiany własności kaonów w ośrodku



Zderzenie jądrowe: ośrodek + sonda



Skutki zmienionych własności w ośrodku:



Gdy K^+ opuszcza strefę zderzenia:

$m_{K^+} \searrow m_{\text{w próżni}}$ przekaz energii do E_{kin} (przyspiesza)



Gdy K^- opuszcza strefę zderzenia:

$m_{K^-} \nearrow m_{\text{w próżni}}$ K^- pobiera energię z E_{kin} (spowalnia)



Czyli:

K^+ "czuje" dodatkowe **odpychanie** od ośrodka

K^- "czuje" dodatkowe **przyciąganie** do ośrodka



Metoda poszukiwania zjawiska:

- Uzyskanie wyniku doświadczalnego (np. rozkład energii kaonu)
- Porównanie z przewidywaniami modelu transportu:
 - (a) z wyłączonymi efektami w ośrodku
 - (b) z włączonymi efektami

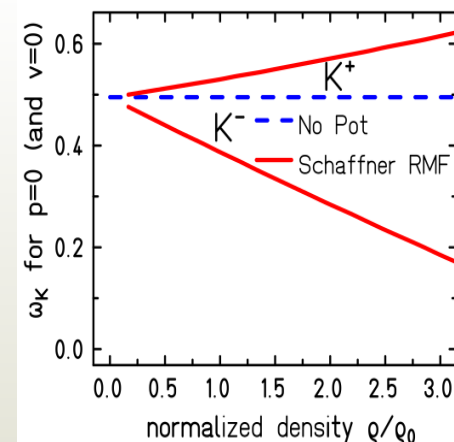


Modele transportu - pierwsze podejścia

Hipoteza:

masa efektywna zmienia się proporcjonalnie do gęstości ośrodka

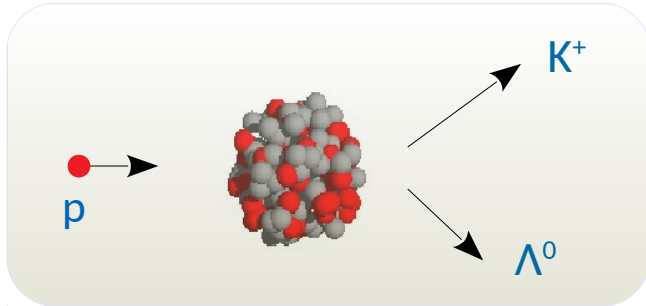
$$m_K(\rho) = m_{K, \text{vac}} \cdot \left(1 \pm \alpha \frac{\rho}{\rho_0} \right)$$



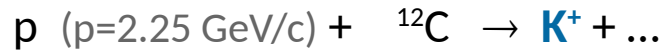
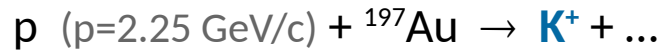
Pierwszy test: K^+ emitowane z jądra



Proton uderza w jądro : utworzenie kaonu przy gęstości $\rho \approx \rho_0$.
 Reakcja we wnętrzu jądra: $pp \rightarrow pK^+\Lambda^0$



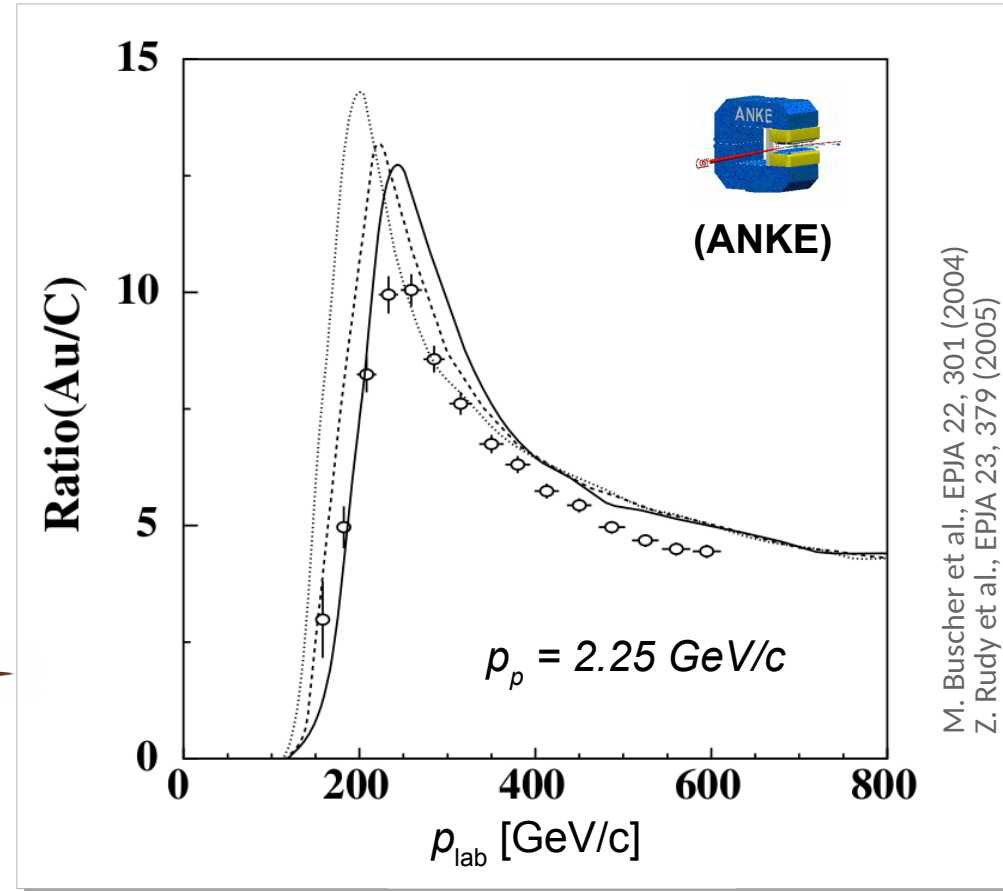
Porównanie dwóch reakcji (ANKE, 2005) :



Iloraz rozkładów pędu kaonów:



Rozkład dla K^+ emitowanego z Au przesunięty ku wyższym pędom.



M. Buscher et al., EPJA 22, 301 (2004)
 Z. Rudy et al., EPJA 23, 379 (2005)

Porównanie eksperyment - model transportu CBUU

- Bez modyfikacji
- $U_{K+N}(\rho_0) = 10 \text{ MeV}$
- $U_{K+N}(\rho_0) = 20 \text{ MeV}$



Narastanie opisane przez $U_{KN}(\rho_0) = 20 \text{ MeV}$,
 ale opadanie - nieopisane.
 (niejednoznaczne wnioski)

Drugi test: K^0 emitowane z jądra

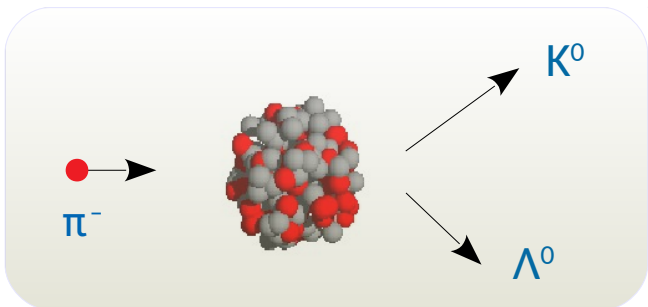


Mezon π uderza w jądro :

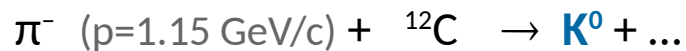
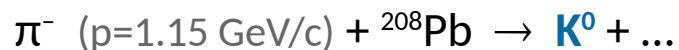
Możliwe reakcje we wnętrzu jądra:

utworzenie kaonu przy gęstości $\rho \approx \rho_0$.

$\pi^- p \rightarrow K^0 \Sigma^0$, $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda^0$, $\pi^- n \rightarrow K^0 \Sigma^-$



Porównanie dwóch reakcji (FOPI, 2009) :



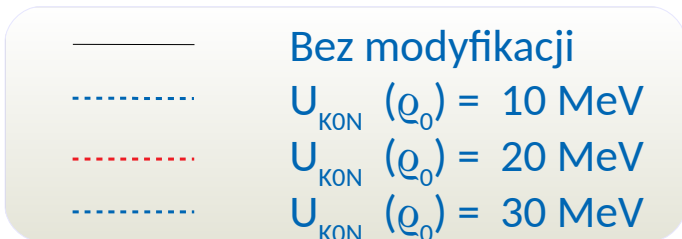
Iloraz rozkładów pędu kaonów:



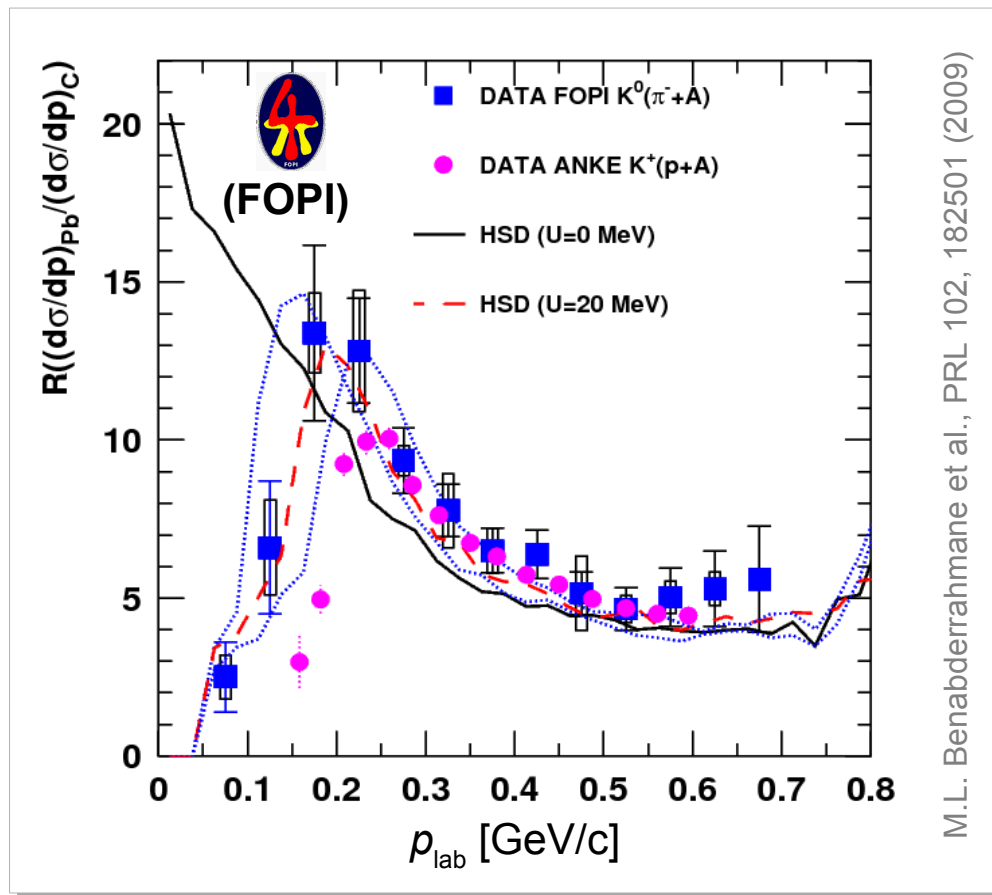
Rozkład dla K^0 emitowanego z Pb przesunięty ku wyższym pędom.



Porównanie eksperyment - model transportu HSD



Dane całkowiec wyjaśnione w ramach założenia $U_{\text{KON}}(\rho_0) = +20 \text{ MeV}$

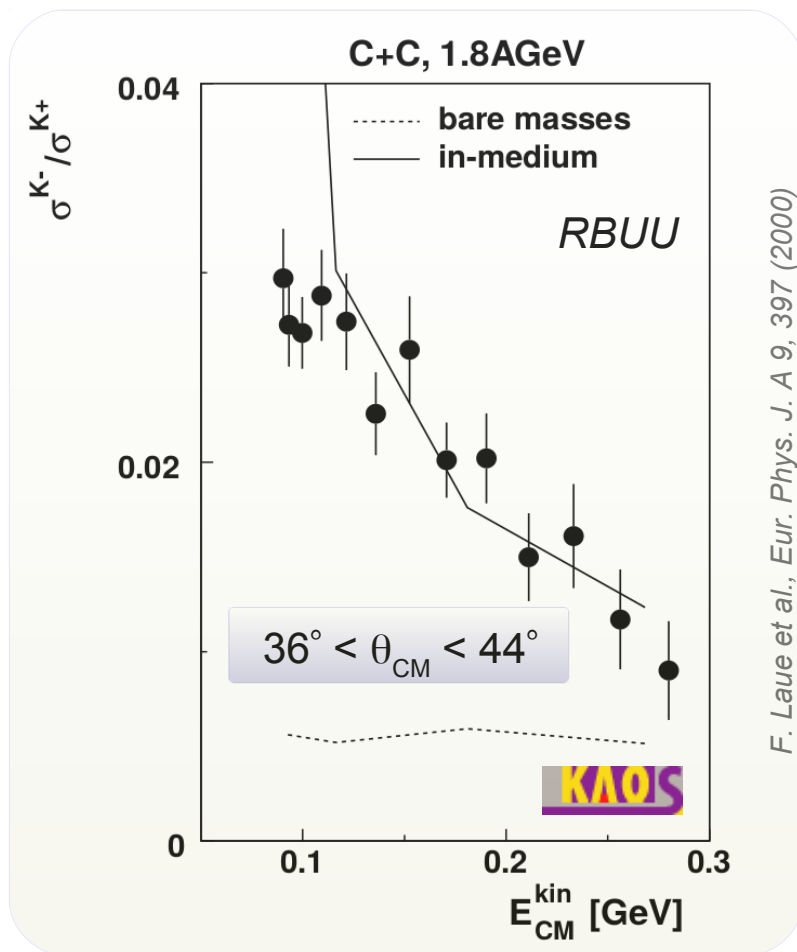
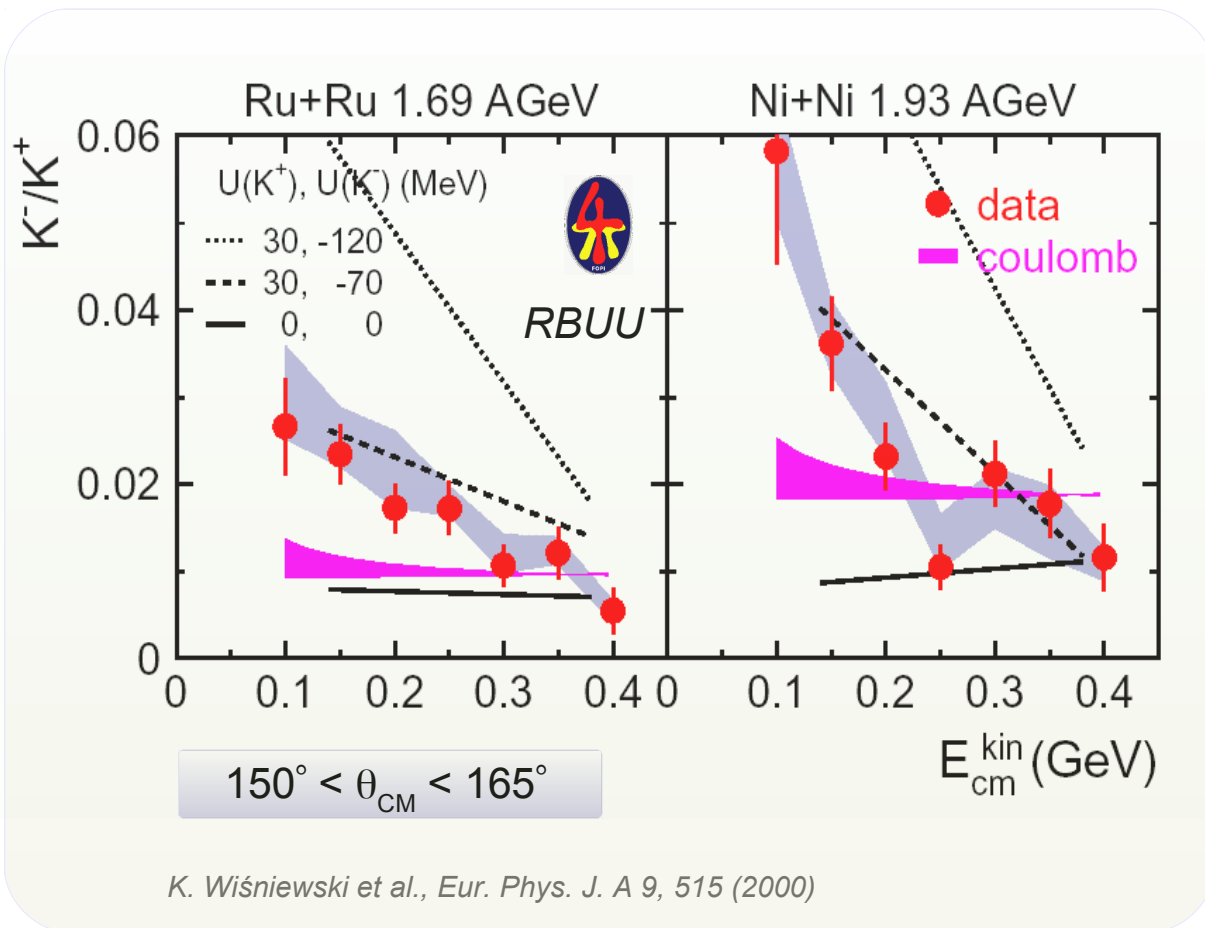


M.L. Benabderrahmane et al., PRL 102, 182501 (2009)

K^-/K^+ emitowane ze zderzeń jąder atomowych



Pierwsze eksperymenty: FOPI, KaoS @ akcelerator SIS18, GSI Darmstadt



Interpretacja: zjawisko wydaje się wyraźne.

... choć próbkowane w bardzo wąskim fragmencie przestrzeni fazowej

Statystyka zbyt ograniczona, by podać niepewności osobno U_{K+N} i U_{K-N} .

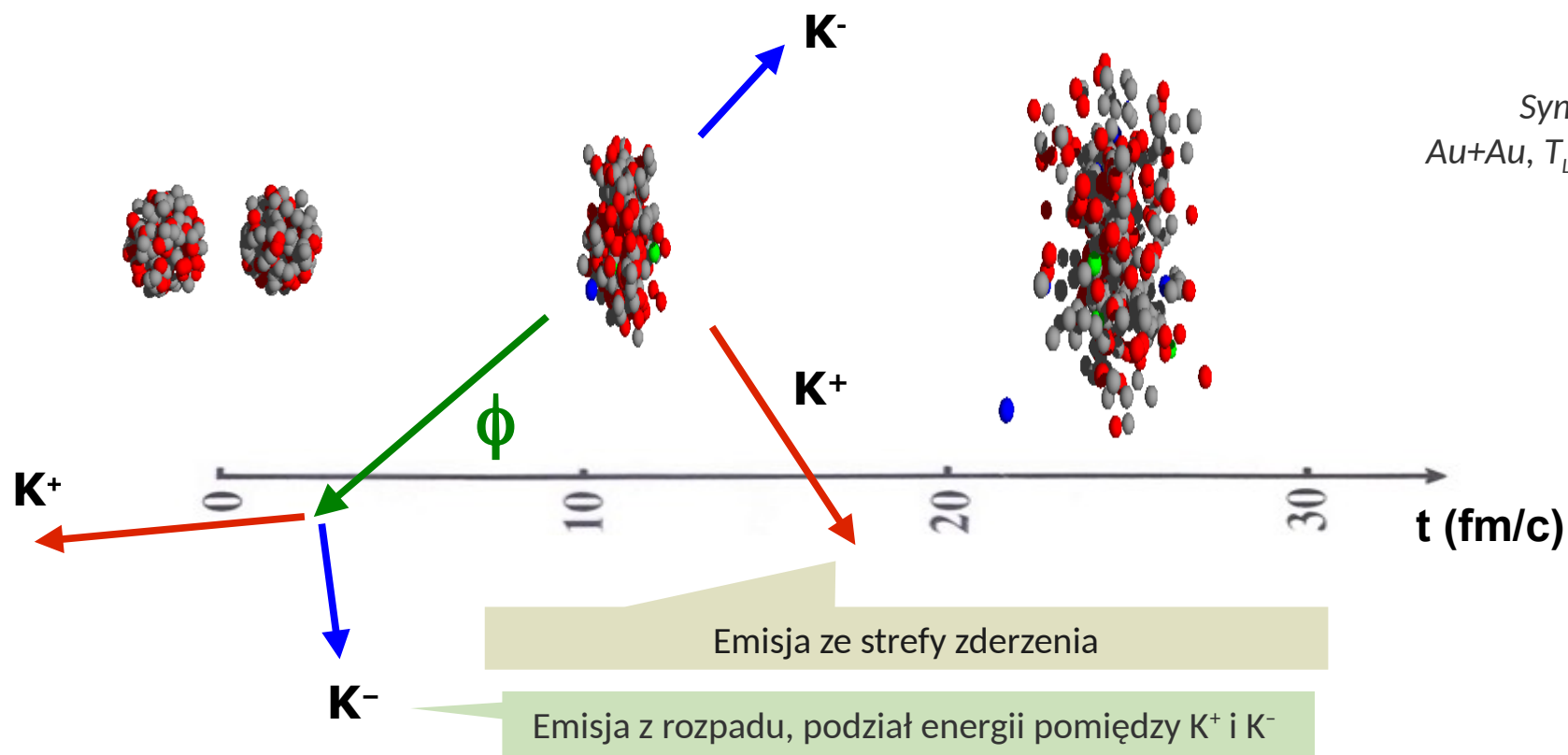
Mezon ϕ : ukryty uczestnik



ϕ ($s\bar{s}$) : $m = 1.02$ GeV
 $T_{\text{wiązki, progowa}} = 2.6$ GeV



$ct = 50$ fm (w próżni)
 $\phi \rightarrow K^+K^-$ (BR $\sim 50\%$)



K^- z rozpadów ϕ (z kinematyki rozpadu) miesza się z K^- ze strefy zderzenia.



15 lat temu skala tego przyczynku przy energiach progowych nie była znana.

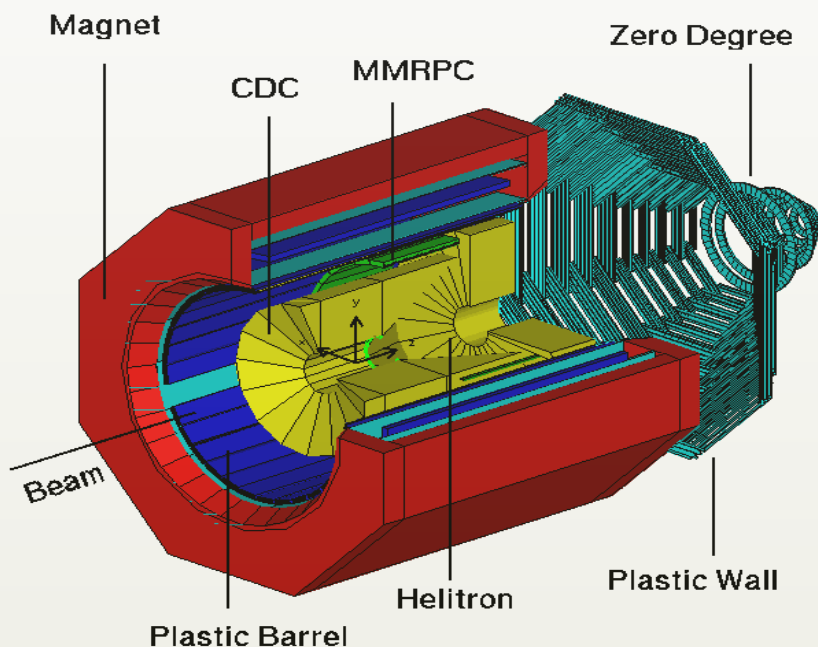
Działalność doświadczalna ZFJ IFD przy GSI Darmstadt



FOPI (FOur PI)

Spektrometr cząstek naładowanych
(oraz neutralnych w naład. kan. rozpadu)
Eksperymenty w latach 1990–2012.

CDC: pomiar pędu
Plastic Barrel & MMRPC : Time-of-flight

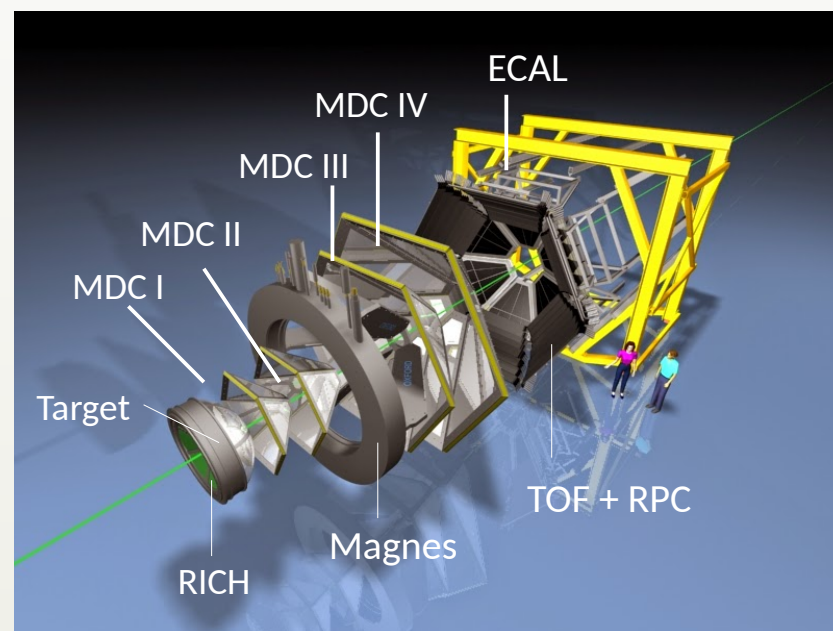


HADES (High-Acceptance Di-Electron Spectrometer)



Spektrometr rozbudowany o pomiar hadronów
Obecnie w działaniu (*eksperyment: marzec br!*)

MDC: pomiar pędu
TOF & RPC : Time-of-flight



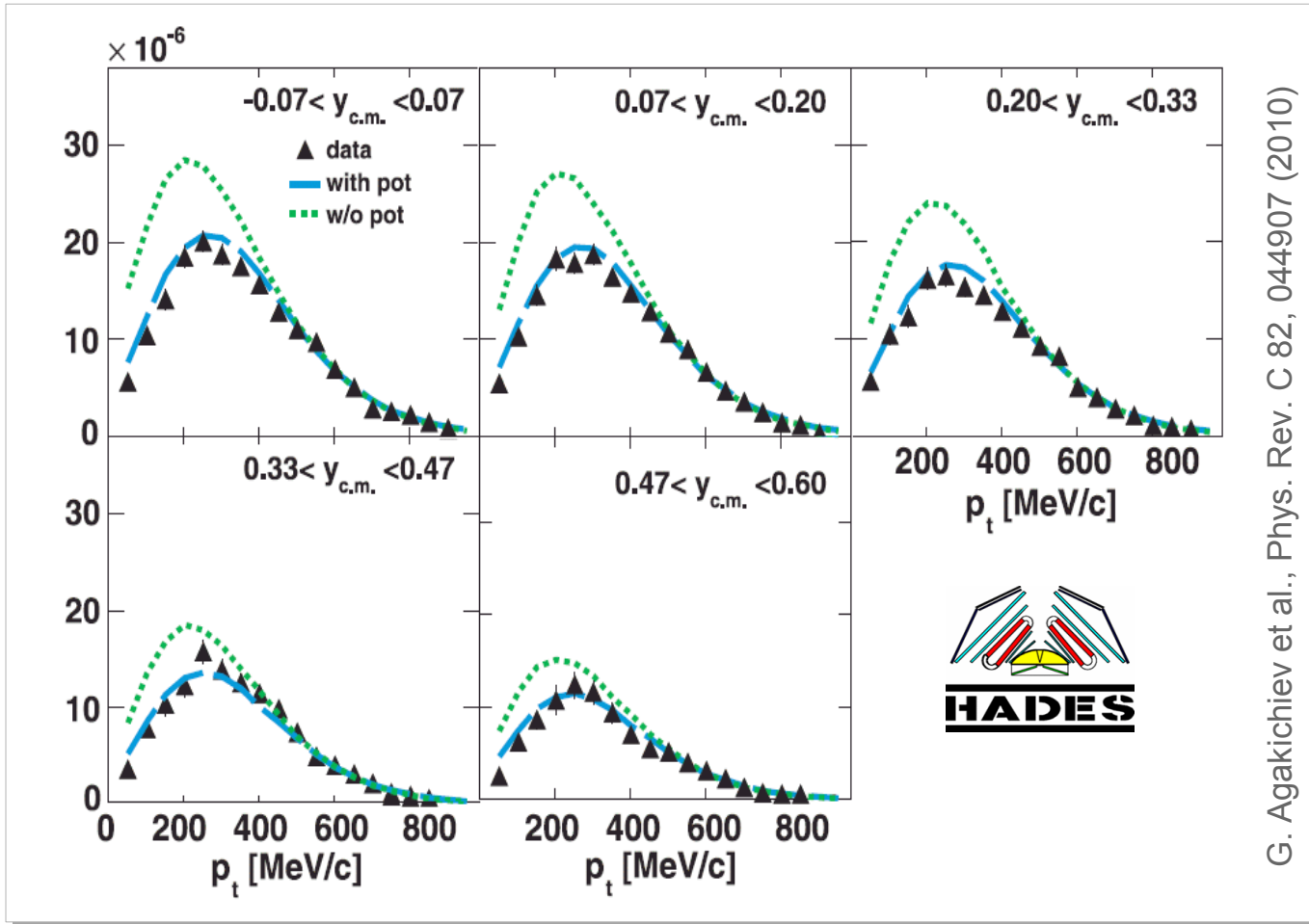
FOPI i HADES:

Podobne akceptancje dla pomiaru kaonów
Dostęp do K_s^0 poprzez $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ (BR = 63%)

K^0 emitowane ze zderzeń jąder atomowych



Mezony K^0_s emitowane z Ar+KCl @ 1.76A GeV. Rozkłady w przestrzeni fazowej ($p_T - y$).



➤ Maksymalne gęstości: $2 \rho_0$

➤ K^0_S $c\tau = 2.7$ cm

K^0_L $c\tau = 15.3$ m

➤ Porównanie z modelem transportu IQMD :

----- Bez modyfikacji

----- $U_{KON}(\rho_0) = 46$ MeV



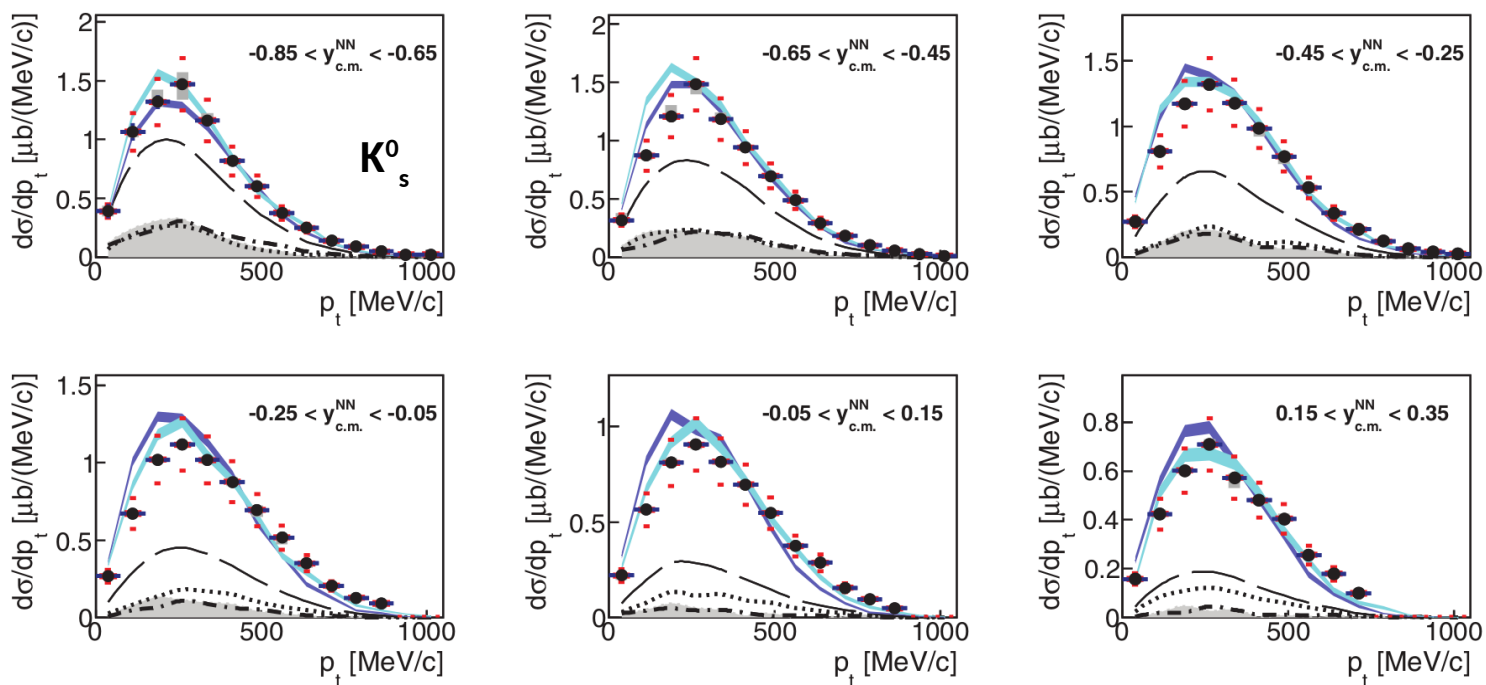
Otrzymane $U_{KON}(\rho_0)$ dla Ar+KCl wygląda na większe od $U_{KON}(\rho_0)$ dla $\pi^-A \rightarrow K^0 + \dots$

(1) Nieliniowa zależność $U_{KON}(\rho)$?

(2) Potencjał zależny od pędu?

K⁰ emitowane z jądra (nowe dane)

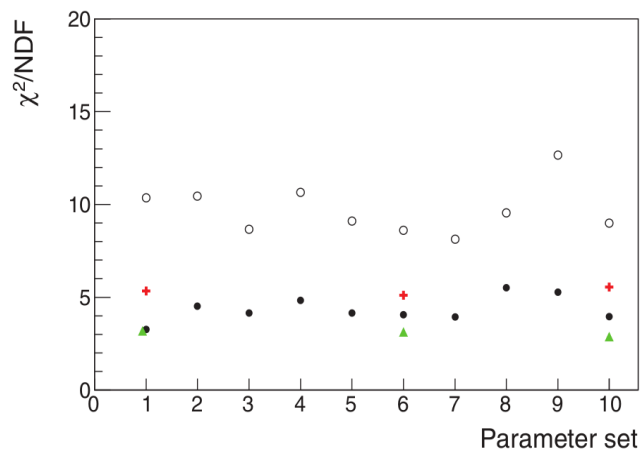
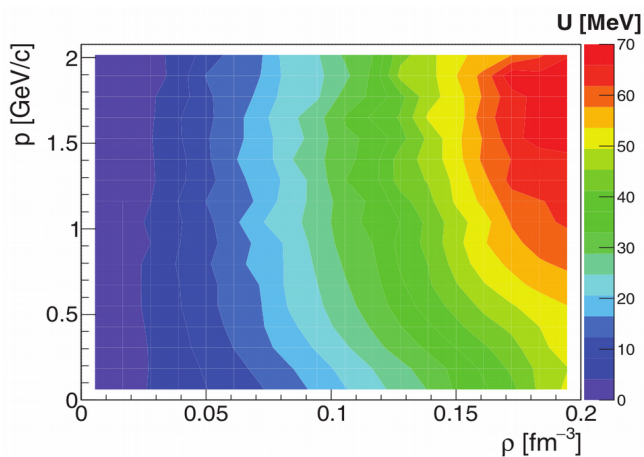
Mezony K⁰_s z reakcji p (T_B = 3.5 GeV) + Nb. Rozkłady w przestrzeni fazowej (p_t - y):



■ b/modyfikacji
■ U (ChPT)

G. Agakishiev et al. (HADES),
PRC 90, 054906 (2014)

Porównanie z modelem transportu **GiBUU**. użyto tam **potencjału ChPT**, po raz pierwszy **U = f(p)**



Preferencja
dla scenariusza
z potencjałem
ChPT

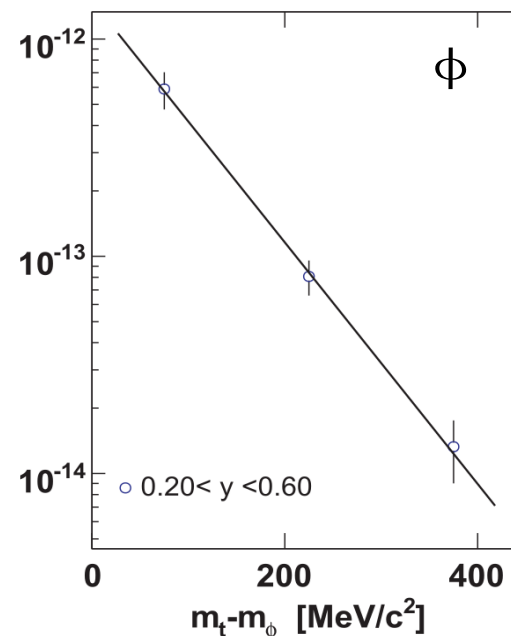
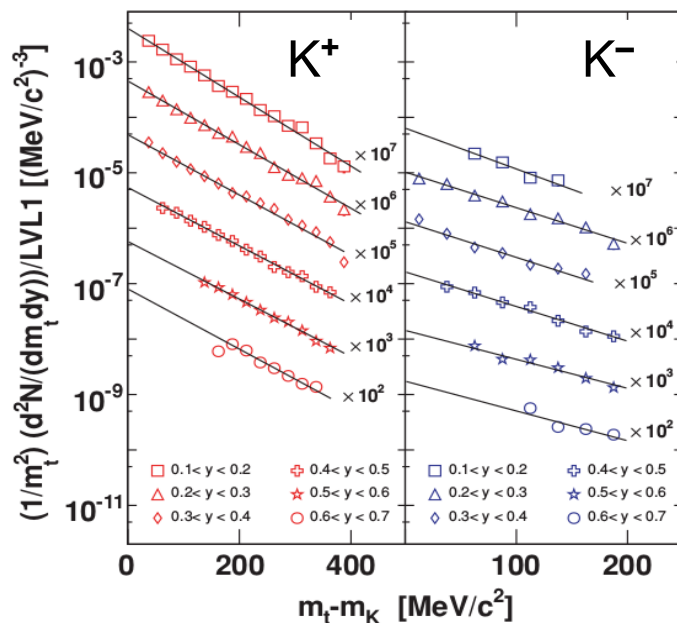
Poszukiwanie potencjału dla K^- w ośrodku



K^+ , K^- i ϕ emitowane z Ar + KCl @ 1.76A GeV: rozkłady w przestrzeni fazowej



$$m_T = \sqrt{p_T^2 + m^2}$$



G. Agakishiev et al. (HADES),
PRC 80, 025209 (2009)

Dopasowanie funkcji Boltzmanna do rozkładów

➔ odwrotne nachylenie („temperatura”)

$$\frac{1}{m_T^2} \frac{d^2 N}{dm_T dy} = C(y) \exp \left[-\frac{(m_T - m_0) ch y}{T} \right]$$



Particle	Multiplicity/LVL1	T_{eff}
K^-	$(7.1 \pm 1.5 \pm 0.3 \pm 0.1) \cdot 10^{-4}$	$69 \pm 2 \pm 4$
K^+	$(2.8 \pm 0.2 \pm 0.1 \pm 0.1) \cdot 10^{-2}$	$89 \pm 1 \pm 2$
ϕ	$(2.6 \pm 0.7 \pm 0.1^{+0.0}_{-0.3}) \cdot 10^{-4}$	84 ± 8

➔ Odwrotne nachylenie dla K^+ jest wyższe niż dla K^- .

(\leftrightarrow stosunek rozkładu energii kinetycznej K^- do K^+ maleje z energią):

... podobny wniosek jak dla KaoS & FOPI @ 2000.

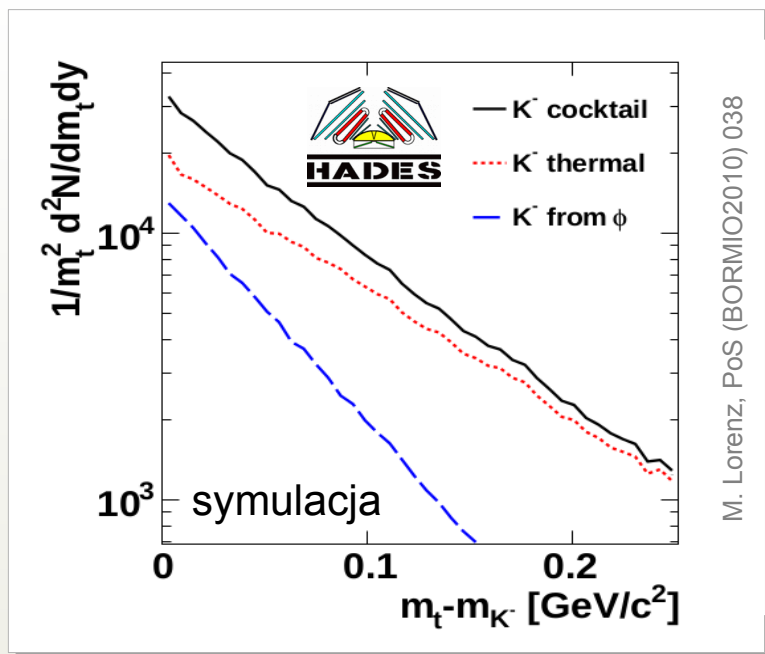
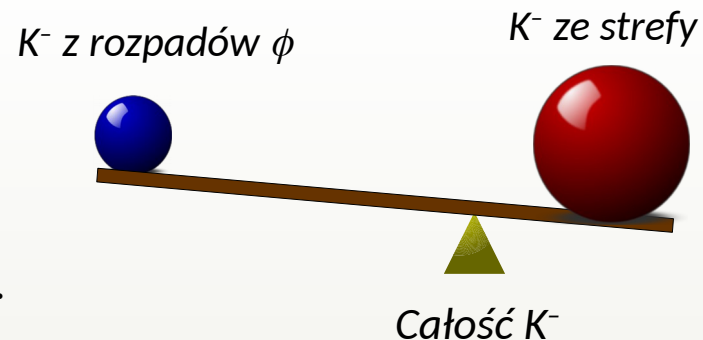
Q: Czy jest to efekt potencjałów w ośrodku, czy rozpadów $\phi \rightarrow K^-$?

Model emisji K^- z dwóch źródeł



Założenia:

1. Obserwowane K^- pochodzą z dwóch źródeł:
 - bezpośrednio ze strefy zderzenia ("*bezpośrednie*")
 - z rozpadów mezonów ϕ w kanale $\phi \rightarrow K^+ K^-$ (BR \approx 50%)
 w takiej proporcji, jaka wynika z doświadczalnych krotności K^- i ϕ .
2. K^- "*bezpośrednie*" mają taką samą „temperaturę”, jak K^+ .
3. Mezony ϕ są emitowane z „temperaturą” taką, jak wyznaczona doświadczalnie. Następnie ϕ rozpadają się na K^+ i K^- (symulacja PLUTO).
4. Rozkłady K^- z obu źródeł łączymy w jeden – i sprawdzamy „temperaturę” rozkładu.



Rezultat: $T(K^-, \text{całość}) = 74 \text{ MeV}$

Porównajmy z doświadczalną $T(K^-)$:

Particle	T_{eff}
K^-	$69 \pm 2 \pm 4$
K^+	$89 \pm 1 \pm 2$
ϕ	84 ± 8



Domieszka rozpadów ϕ silnie „schładza” widmo K^- .

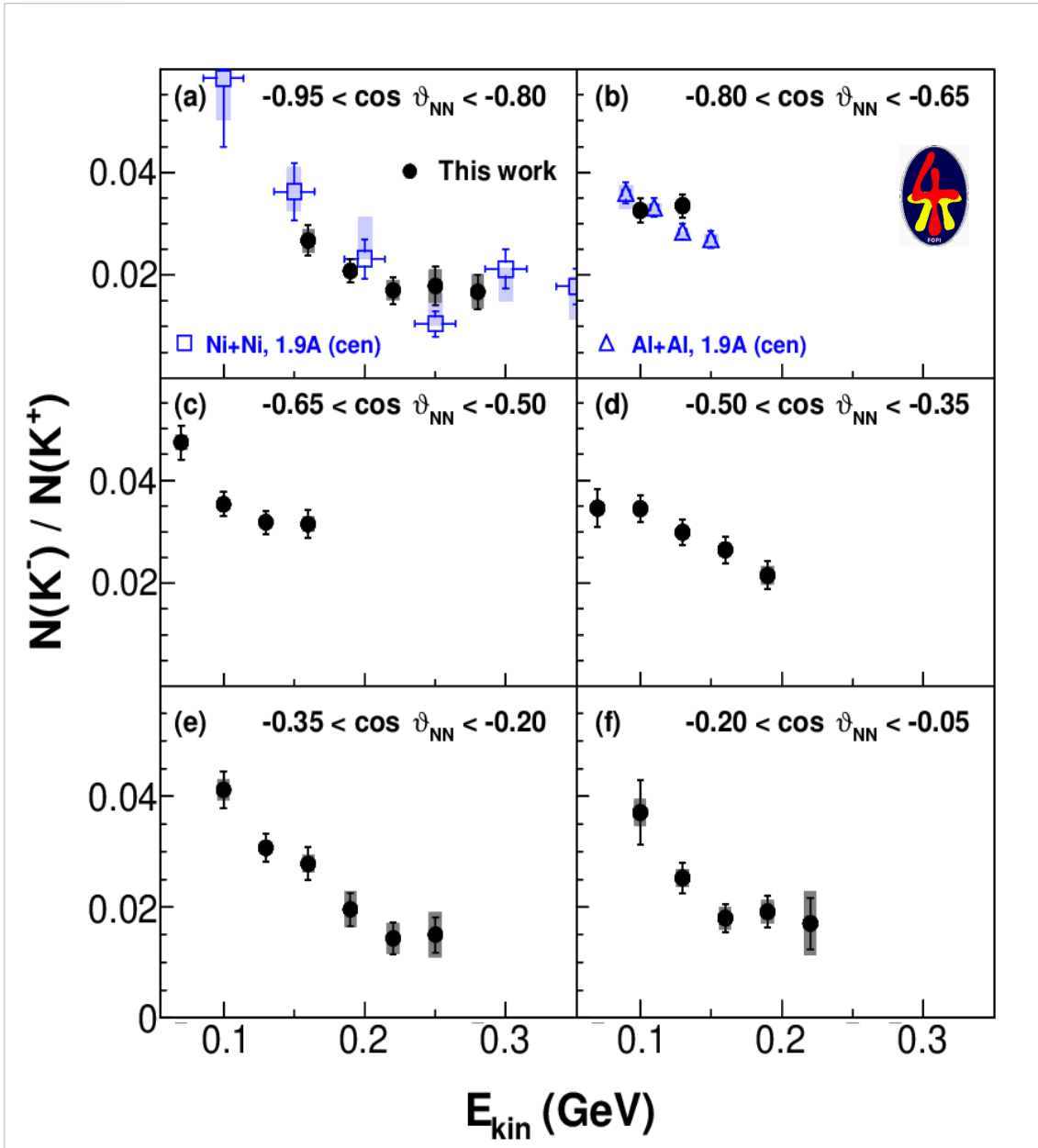
Przyczynia się do wygenerowania spadku stosunku widm energii kinetycznych K^-/K^+ z energią.

Nie da się odrzucić, że wkład ϕ (a nie efekty ośrodka) są jedynymi odpowiedzialnymi za $K^-/K^+ \searrow E_{\text{kin}} \dots$

K^{-/+} emitowane ze zderzeń jąder atomowych (nowe dane)



Stosunek K⁻ / K⁺ z Ni+Ni @ 1.9A GeV, centralność 56%



Nowe dane (pełne punkty)

➤ szeroka akceptancja

➤ większa statystyka

KP *et al.* (FOPI), PRC 99, 014904 (2019)



... oczekują na porównania z modelami transportu



Ale ... co z mezonami ϕ ?

$\phi \rightarrow K^+K^-$ (BR ~ 50%)

Dla Al+Al @ 1.9A GeV por. :
P. Gasik *et al.* (FOPI), EPJ A 52, 177 (2016)

Wkład rozpadów ϕ do K^- (nowe dane)



Mezony ϕ ze zderzeń AA @ 1.9A GeV

Zmierzone w kanale rozpadu K^+K^- (BR = 50%) w 3 układach. Małe próbki (~150 eventów).

Wynik: $\phi/K^- = 0.36 \pm 0.05$

Ponieważ BR ($\phi \rightarrow K^+K^-$) \approx 50% ,



Okolo 18% K^- pochodzi z rozpadów mezonów ϕ , (inna kinematyka niż te "direct").

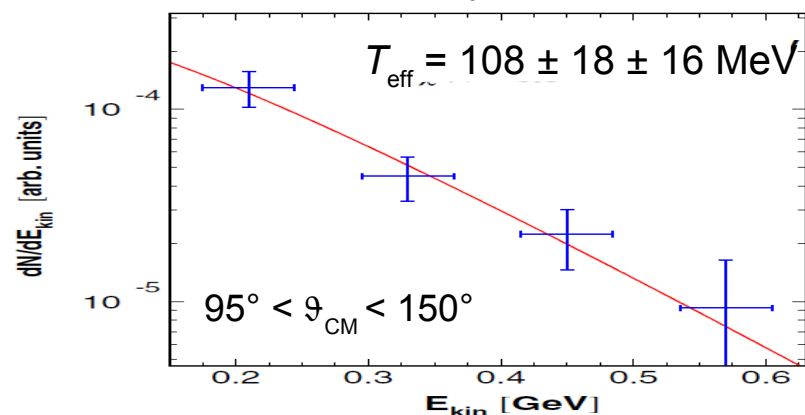
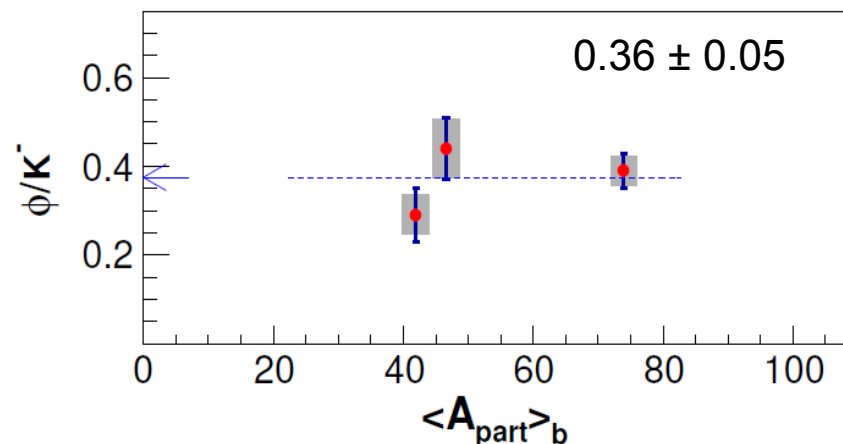
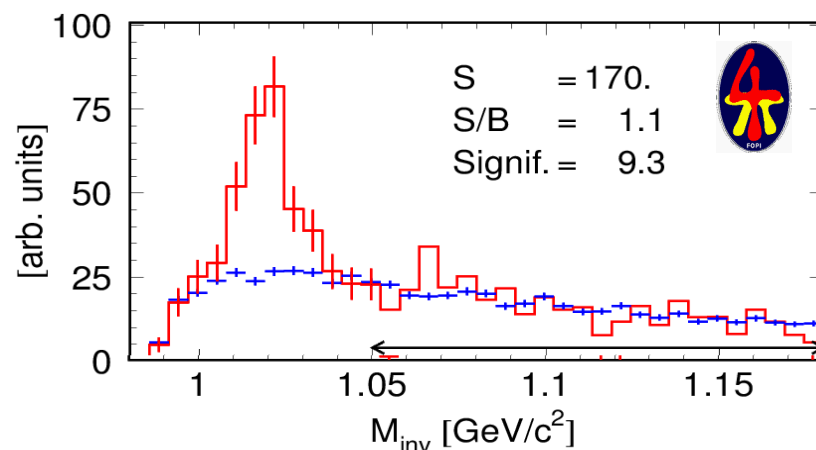
W dwóch przypadkach – otrzymano rozkłady energii mezonów ϕ i wyznaczono „temperatury” .

K^- z rozpadów ϕ : „chłodniejsze” niż te emitowane bezpośrednio ze strefy zderzenia.

Brak danych nt. anizotropii w kącie θ



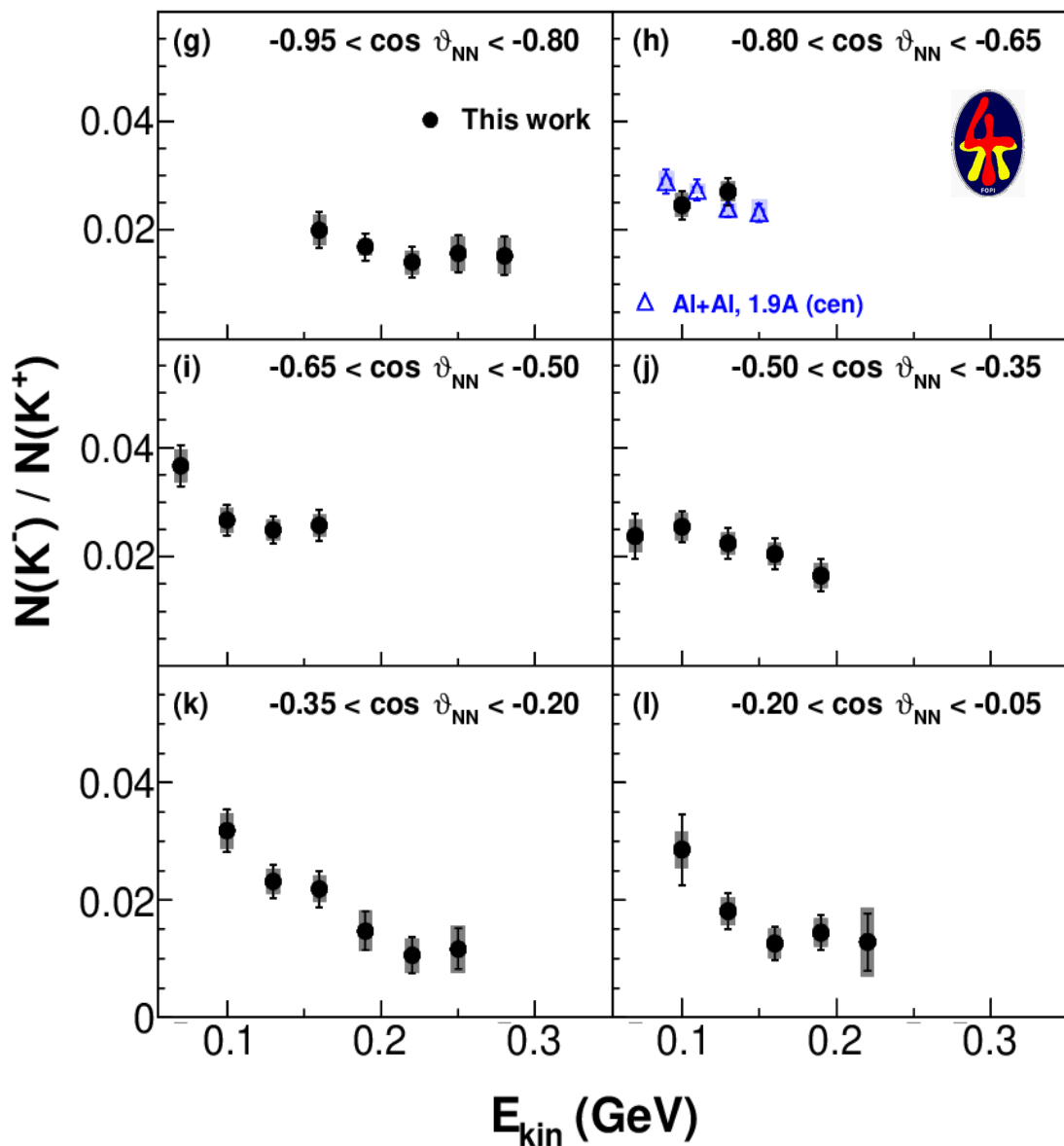
Można od rozkładu K^- odjąć wkład od ϕ , w nadziei, że rozkład stosunku K^-/K^+ zbudowany będzie z cząstek „bezpośrednich”.



K^- / K^+ emitowane ze zderzeń jąder atomowych (nowe dane)



Stosunek K^- / K^+ (K^- bez wkładu od ϕ) dla Ni+Ni @ 1.9A GeV, centralność 56%



$$K^-_{Calkowite} = K^-_{Direct} + K^-_{z\phi}$$



$$K^-_{Direct} = K^-_{Calkowite} - K^-_{z\phi}$$



Zależność energetyczna
wciąż maleje

→ być może modyfikacje K^-
wciąż niepomijalne



... do porównania z modelami
transportu, w przypadku
gdyby nie opisywały one
dobrze produkcji ϕ .

Barion $\Lambda(1520)$: kolejny uczestnik?



$\Lambda(1520)$: BR ($\Lambda \rightarrow pK^-$) = 22.5%.

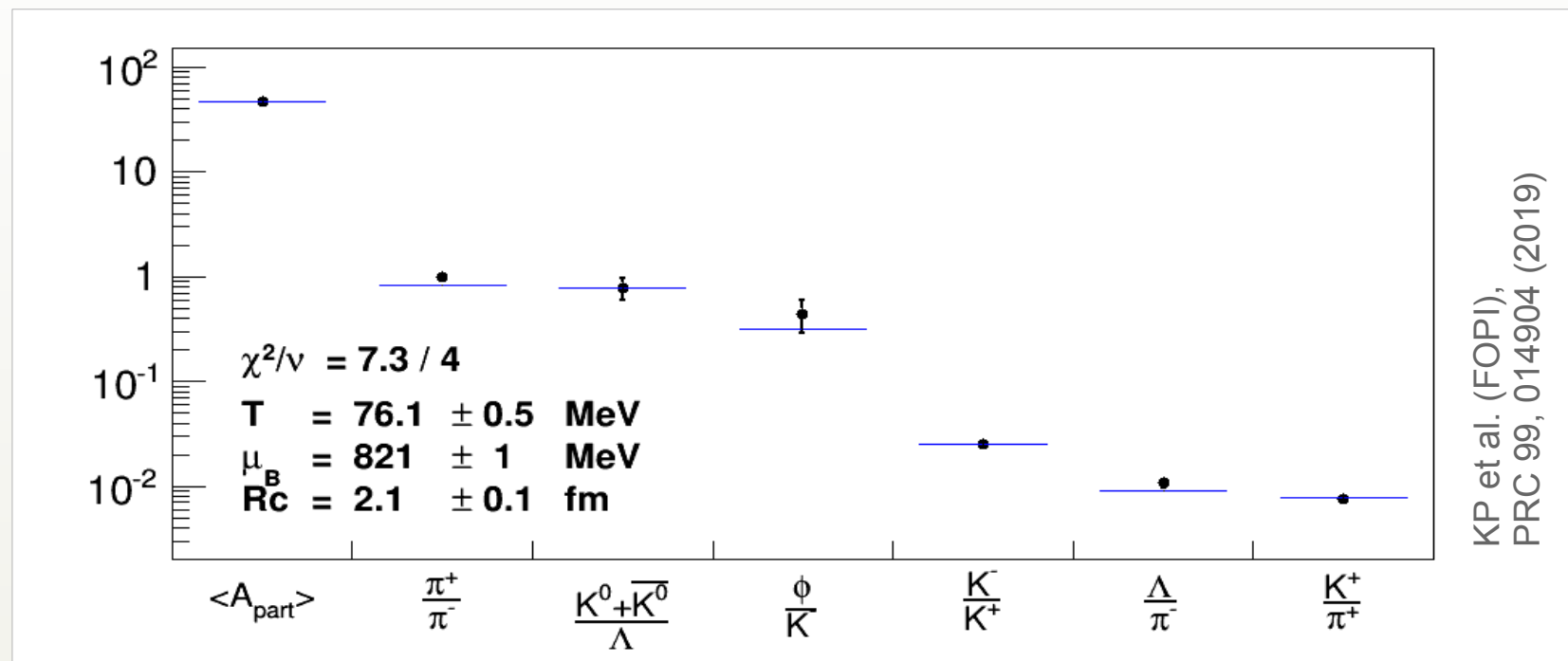
Emisja tej cząstki przy $T_B < 10A$ GeV nie była dotąd obserwowana!



Model termiczny: oszacowanie krotności

Dla Ni+Ni @ 1.9A GeV (Kod THERMUS, ujęcie kanoniczne dla produkcji dziwności),

1. krok: dopasowanie parametrów termicznych (T, μ_B) do danych doświadczalnych.



2. krok: prognoza krotności Λ^* w porównaniu do K^- :



$$\frac{P(\Lambda^*)}{P(K^-)} = 0.46$$



$$\frac{P(\Lambda^* \rightarrow K^-)}{P(K^-)} = 10\%$$



Wkład Λ^* do K^- wydaje się niepomijalny...

HADES: FAIR Phase 0 Experiment



HADES monitoring

Ag+Ag 1.58A GeV

Date: 01 April 2019

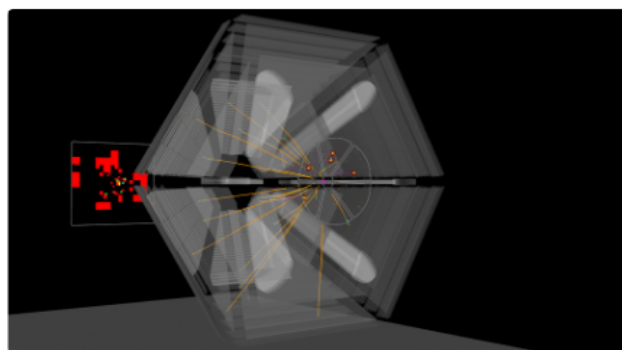
Event rate: 16-18 kHz

Collected events: 15268.68×10^6

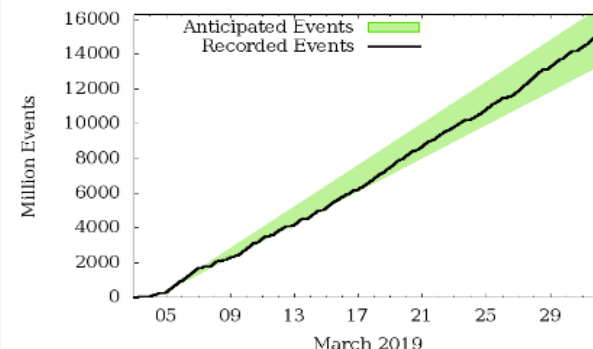
Collected data: 359.23 TB

Last update: 6:00

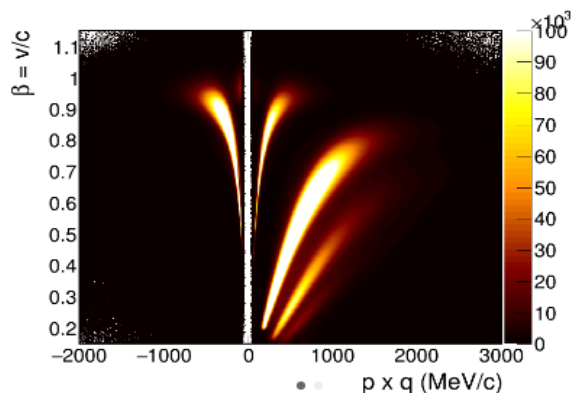
Event Display



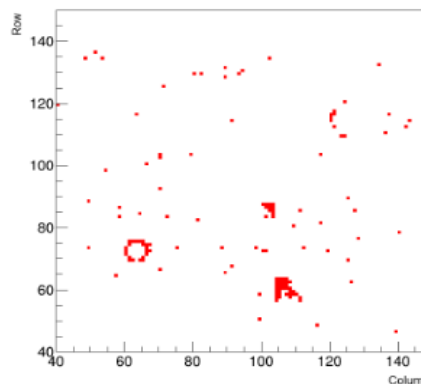
Run statistics



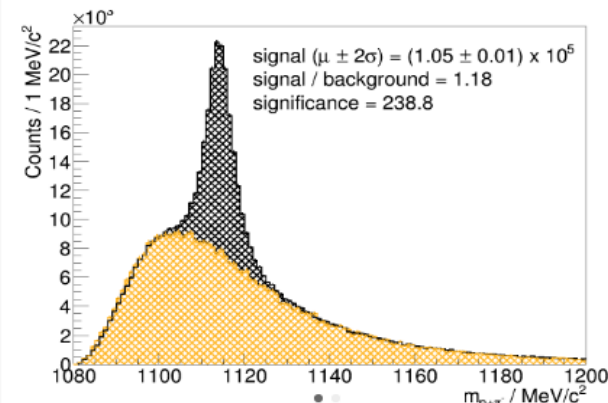
PID: Velocity vs Momentum - TOF




e^+e^- Cherenkov Rings



Online Hyperons: $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$



<https://web-docs.gsi.de/~webhades/onlineMon/mar19/hades-online.html>


 **Modyfikacje własności hadronów** są konsekwencją przywracania **symetrii chiralnej**. Można je próbować przy pomocy zderzeń πA , pA , AA , np. mierząc rozkłady emitowanych kaonów w przestrzeni fazowej.

 **Pierwsze testy:**

➤ K^+ i K_s^0 emitowane z jąder przy gęstości normalnej: $U_{KN}(\rho_0) \approx +20$ MeV.

➤ Kaony ze zderzeń AA , wstępnie interpretacje – wyraźny efekt:

$$U_{K+N}(\rho_0) \approx +20 \dots 30 \text{ MeV}, \quad U_{K-N}(\rho_0) \approx -70 \text{ MeV}.$$


 **Ostatnia dekada:** nowe pomiary dla $K^{+,-,0}$ w szerokiej akceptancji (FOPI i HADES)

➤ K_s^0 emitowane z $Ar+KCl$ @ 1,76A GeV: $U_{KON}(\rho_0) \approx +45$ MeV.

➤ K^+ emitowane z $p+Nb$ @ 3,5 GeV: $U_{K+N}(\rho_0, p=0) \approx +35$ MeV.

➤ Pływ K^+ i K^- z $Ni+Ni$ @ 1.9A GeV: $U_{K+N}(\rho_0) \approx +10$ MeV, $U_{K-N}(\rho_0) \approx -20 \dots -50$ MeV

➤ Dostępny skan stosunku K^-/K^+ ze zderzeń $Ni+Ni$ @ 1.9A GeV w przestrzeni fazowej, oczekuje na porównania z modelami transportu.

 Rozpady $\phi \rightarrow K^+K^-$ dają przyczynek do rozkładów K^- , „schładzając” widmo energii K^- . Aby wnioskować o U_{K-N} z rozkładów energii K^- , trzeba kontrolować ϕ .

Pomiary krotności ϕ przy 1.9A GeV \rightarrow ok. **20% K^- pochodzi z rozpadów ϕ** .

 Możliwy nowy efekt uboczny: **$\Lambda(1520) \rightarrow pK^-$**

Slajdy zapasowe

Lagranżjan ChPT

C. Fuchs / Progress in Particle and Nuclear Physics 56 (2006) 1–103

7

on this framework has been used by many other authors [8,12,29–38]. The corresponding chiral $SU(3)_L \times SU(3)_R$ Lagrangian used by Kaplan and Nelson reads

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{1}{4} f^2 \text{Tr} \partial^\mu \Sigma \partial_\mu \Sigma^\dagger + \frac{1}{2} f^2 \Lambda [\text{Tr} M_q (\Sigma - 1) + \text{h.c.}] + \text{Tr} \bar{B} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_B) B \\ & + i \text{Tr} \bar{B} \gamma^\mu [V_\mu, B] + D \text{Tr} \bar{B} \gamma^\mu \gamma^5 \{A_\mu, B\} + F \text{Tr} \bar{B} \gamma^\mu \gamma^5 [A_\mu, B] \\ & + a_1 \text{Tr} \bar{B} (\xi M_q \xi + \text{h.c.}) B + a_2 \text{Tr} \bar{B} B (\xi M_q \xi + \text{h.c.}) \\ & + a_3 [\text{Tr} M_q \Sigma + \text{h.c.}] \text{Tr} \bar{B} B. \end{aligned} \quad (1)$$

The degrees of freedom in the Lagrangian (1) are the baryon octet B

$$B = \begin{pmatrix} \frac{\Lambda}{\sqrt{6}} + \frac{\Sigma^0}{\sqrt{2}} & \Sigma^+ & p \\ \Sigma^- & \frac{\Lambda}{\sqrt{6}} - \frac{\Sigma^0}{\sqrt{2}} & n \\ \Xi^- & \Xi^0 & -\frac{2}{\sqrt{6}} \Lambda \end{pmatrix} \quad (2)$$

with a degenerate mass m_B , and the pseudoscalar meson octet ϕ

$$\phi = \sqrt{2} \begin{pmatrix} \frac{\eta_8}{\sqrt{6}} + \frac{\pi^0}{\sqrt{2}} & \pi^+ & K^+ \\ \pi^- & \frac{\eta_8}{\sqrt{6}} - \frac{\pi^0}{\sqrt{2}} & K^0 \\ K^- & \bar{K}^0 & -\frac{2}{\sqrt{6}} \eta_8 \end{pmatrix} \quad (3)$$

entering into the chiral pseudoscalar meson fields

$$\Sigma = \exp(2i\phi/f_\pi) \quad \text{and} \quad \xi = \sqrt{\Sigma} = \exp(i\phi/f_\pi). \quad (4)$$

The pseudoscalar meson decay constants are equal in the $SU(3)_V$ limit and given by the weak pion decay constant $f_\pi \simeq 93$ MeV. The current quark mass matrix which is responsible for explicit chiral symmetry breaking is given by

$$M_q = \begin{pmatrix} m_q & 0 & 0 \\ 0 & m_q & 0 \\ 0 & 0 & m_s \end{pmatrix} \quad (5)$$

Lagranżjan RMF

2. The RMF model

It has been demonstrated by many studies that the RMF model gives a good description of nuclear matter in bulk as well as of properties of nuclei [27,28]. We start from the Lagrangian

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \bar{\Psi}_N (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_N) \Psi_N + \frac{1}{2} \partial^\mu \sigma \partial_\mu \sigma - U(\sigma) \\ & - \frac{1}{4} G^{\mu\nu} G_{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\omega^2 V^\mu V_\mu - \frac{1}{4} \mathbf{B}^{\mu\nu} \mathbf{B}_{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\rho^2 \mathbf{R}^\mu \mathbf{R}_\mu \\ & - g_{\sigma N} \bar{\Psi}_N \Psi_N \sigma - g_{\omega N} \bar{\Psi}_N \gamma^\mu \Psi_N V_\mu - g_{\rho N} \bar{\Psi}_N \gamma^\mu \boldsymbol{\tau} \Psi_N \mathbf{R}_\mu, \end{aligned} \quad (1)$$

where the nucleons interact via an attractive scalar (σ) and repulsive vector (V^μ , \mathbf{R}^μ) meson fields. The term $U(\sigma)$ stands for the scalar self-interaction

$$U(\sigma) = \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma^2 - \frac{b}{3} \sigma^3 + \frac{c}{4} \sigma^4 \quad (2)$$

The implementation of Λ hyperons proceeds through the additional Lagrangian

$$\mathcal{L}_\Lambda = \bar{\Psi}_\Lambda (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_\Lambda) \Psi_\Lambda - g_{\sigma\Lambda} \bar{\Psi}_\Lambda \Psi_\Lambda \sigma - g_{\omega\Lambda} \bar{\Psi}_\Lambda \gamma^\mu \Psi_\Lambda V_\mu. \quad (4)$$

3.1. One-boson-exchange approach

In the kaon sector, we start from the following Lagrangian [13]:

$$\mathcal{L}_{KN} = D_\mu^* \bar{K} D^\mu K - m_K^2 \bar{K} K - g_{\sigma K} m_K \bar{K} K \sigma - g_{\delta K} m_K \bar{K} \boldsymbol{\tau} K \boldsymbol{\delta} \quad (15)$$

with the covariant derivative

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_{\omega K} V_\mu + ig_{\rho K} \boldsymbol{\tau} \mathbf{R}_\mu. \quad (16)$$

Strangeness production and absorption

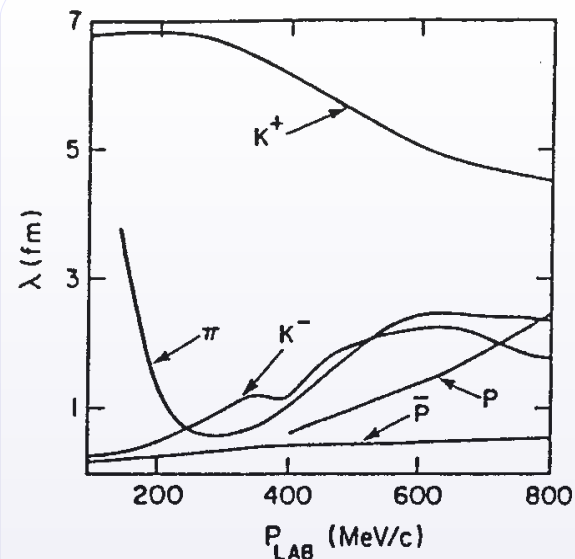
	K^+	K^-	ϕ
Production (primary)	$BB \rightarrow BYK^+$ $T_{pp \rightarrow p\Lambda K^+} = 1.58 \text{ GeV}$	$BB \rightarrow BBK^+K^-$ $T_{pp \rightarrow ppK^+K^-} = 2.5 \text{ GeV}$	$BB \rightarrow BB\phi$ $T_{pp \rightarrow ppK^+K^-} = 2.6 \text{ GeV}$
Production (secondary)	$\pi B \rightarrow YK^+$	$\pi Y \rightarrow (\Sigma^* \rightarrow) BK^-$ $BY \rightarrow NK^-\Lambda$ $BY \rightarrow BBK^-$ $\pi B \rightarrow BK^+K^-$ $\phi \rightarrow K^+K^-$	$\pi B \rightarrow B\phi$ $\rho B \rightarrow B\phi$ $\pi N^* \rightarrow N\phi$ $\rho\pi \rightarrow \phi$ $K^+K^- \rightarrow \phi$ <i>negligible</i>
Absorption	$K^+Y \rightarrow \pi B$	$K^-B \rightarrow \pi Y$	$\phi N \rightarrow K\Lambda$
Elastic scat. (char. exch.)	$K^+B \leftrightarrow K^+ B$ $K^+n \leftrightarrow K^0 p$	$K^-B \leftrightarrow K^- B$ $K^-p \leftrightarrow \bar{K}^0 n$	$\phi N \rightarrow \phi N$

[B] = p, n, N, N^*, Δ

[Y] = Λ, Σ

Yields from	Ni + Ni (1.93 GeV)
B + B	3.5×10^{-4}
$\pi + B$	2.9×10^{-4}
$\rho + B$	8.9×10^{-4}
$\pi + \rho$	1.6×10^{-4}
$\pi + N(1520)$	0.5×10^{-4}
Total yield	1.7×10^{-3}

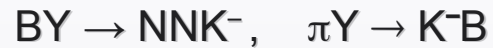
H.W. Barz et al. (BUU),
Nucl. Phys. A 705 (2002) 223



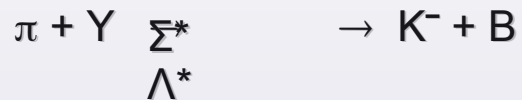
C.B. Dover, G.E. Walker
Phys. Rep. 89 (1982) 1

Sub- and near-threshold Production of K^-

- in medium: mainly **strangeness exchange**:



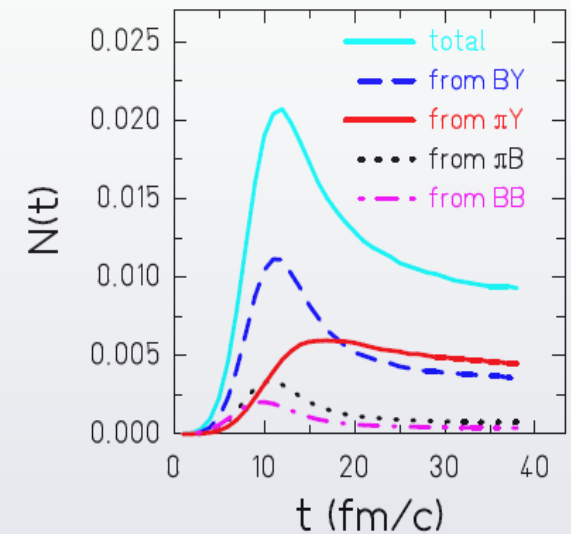
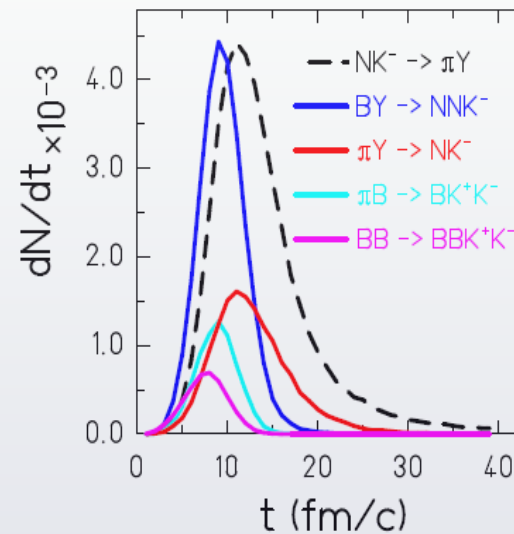
- strong reabsorption: $K^- B \rightarrow \pi Y$
- coupled to resonances $\Sigma(1385)$, $\Lambda(1405)$

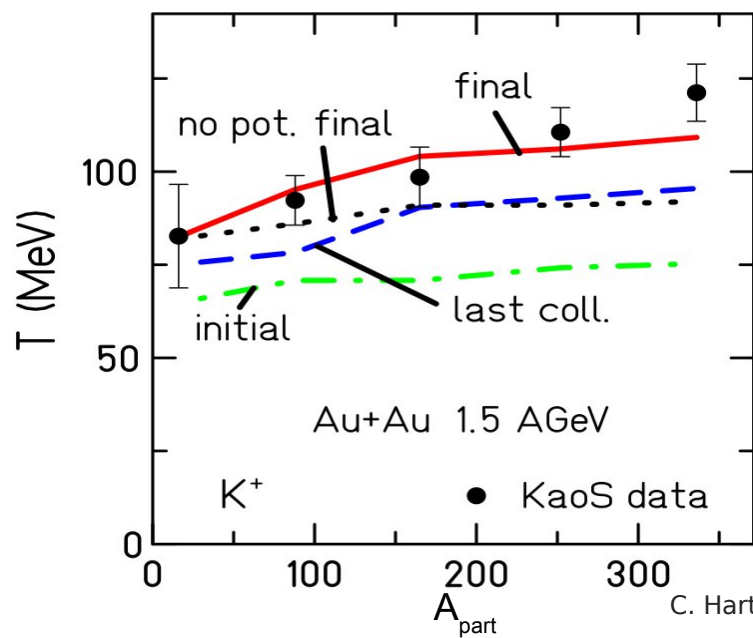


Q: Can we see them?

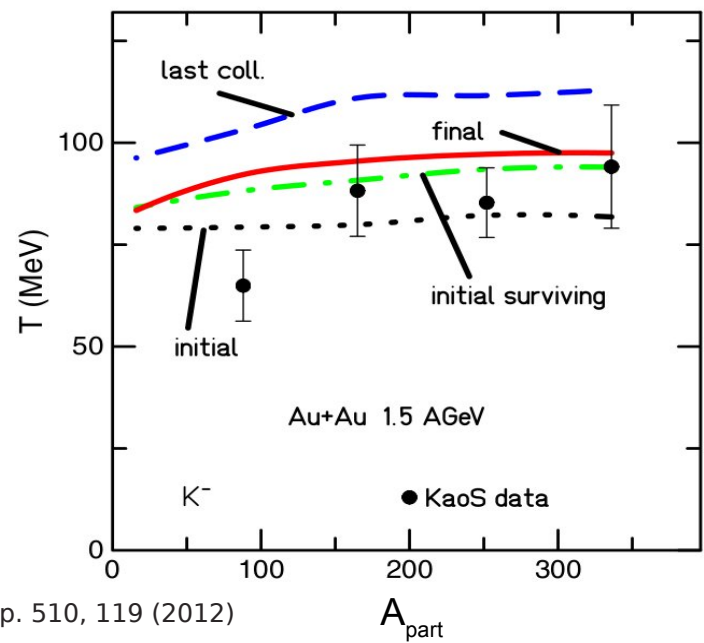
Au+Au @ 1.5A GeV

(IQMD transport code)

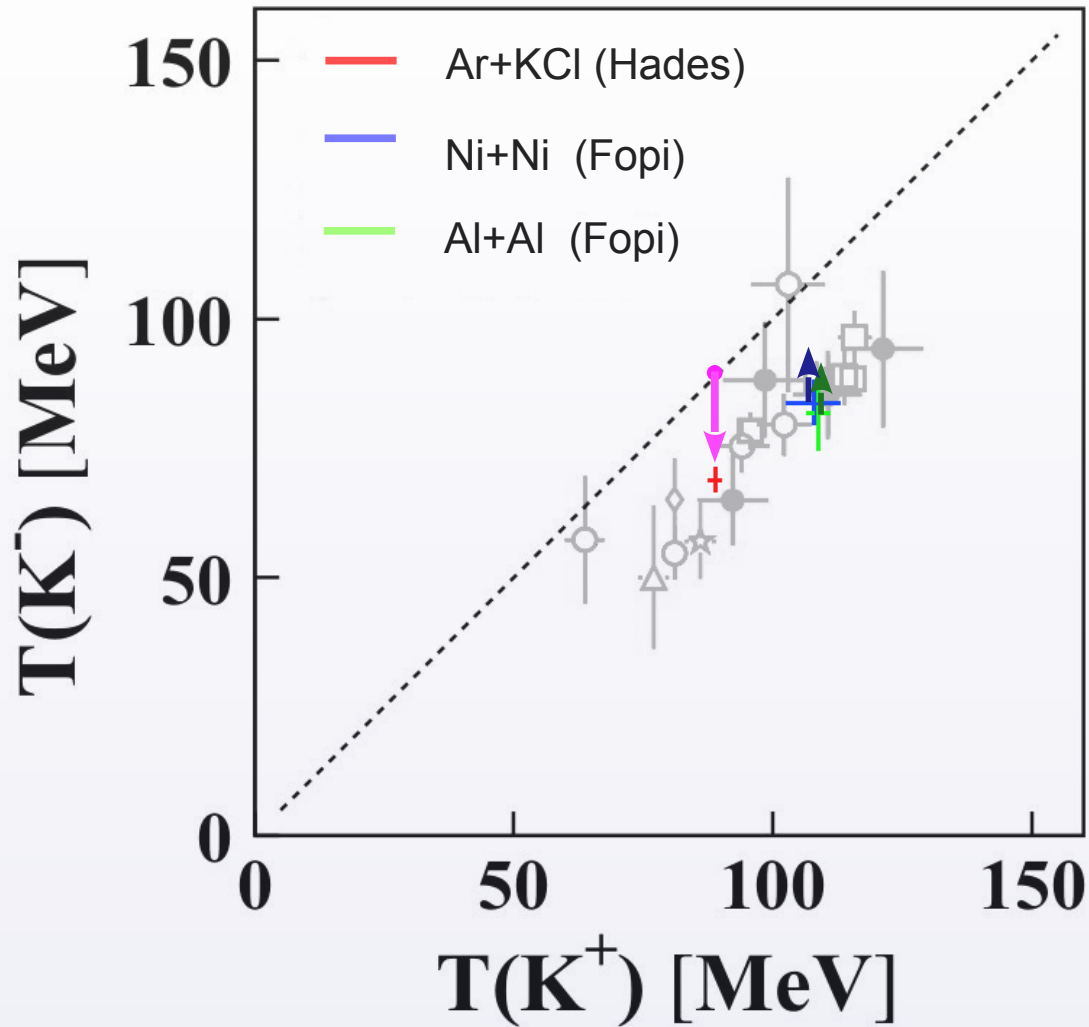




C. Hartnack et al. Phys. Rep. 510, 119 (2012)



Effect of ϕ decays on K^- slopes



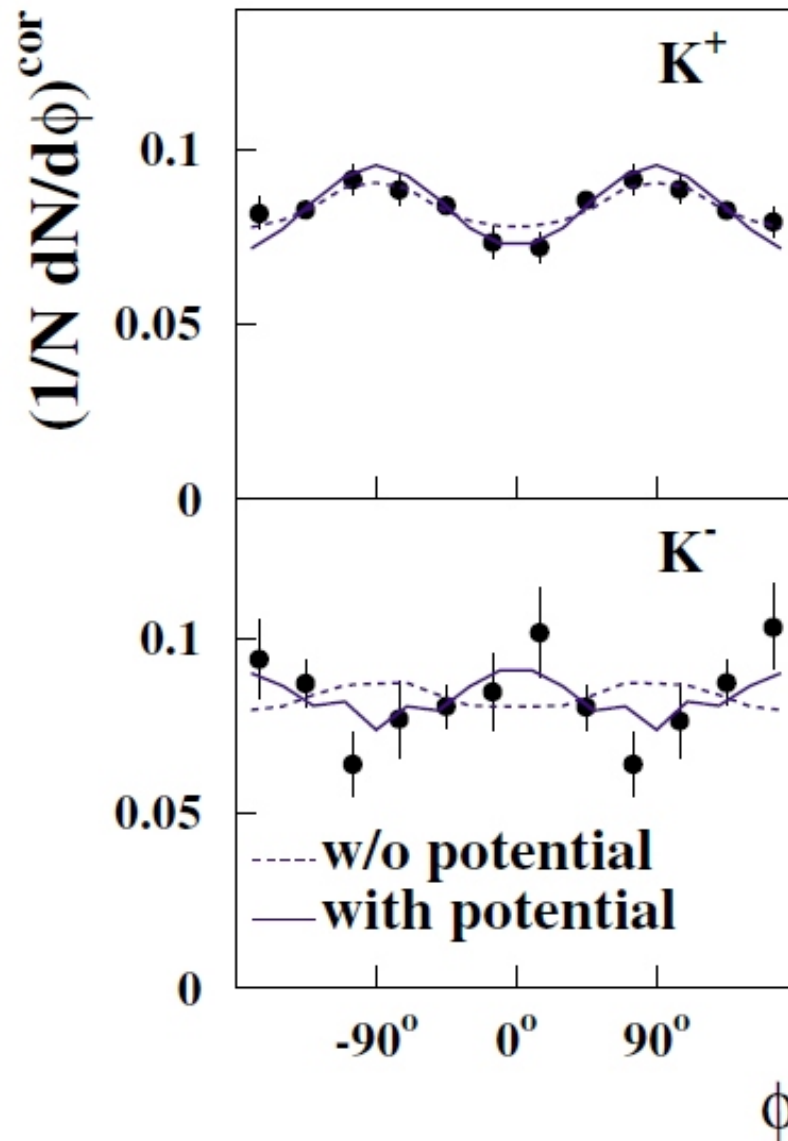
Previously:

Difference of K^+ , K^- slopes explained by U_{KN} potentials


Present studies:

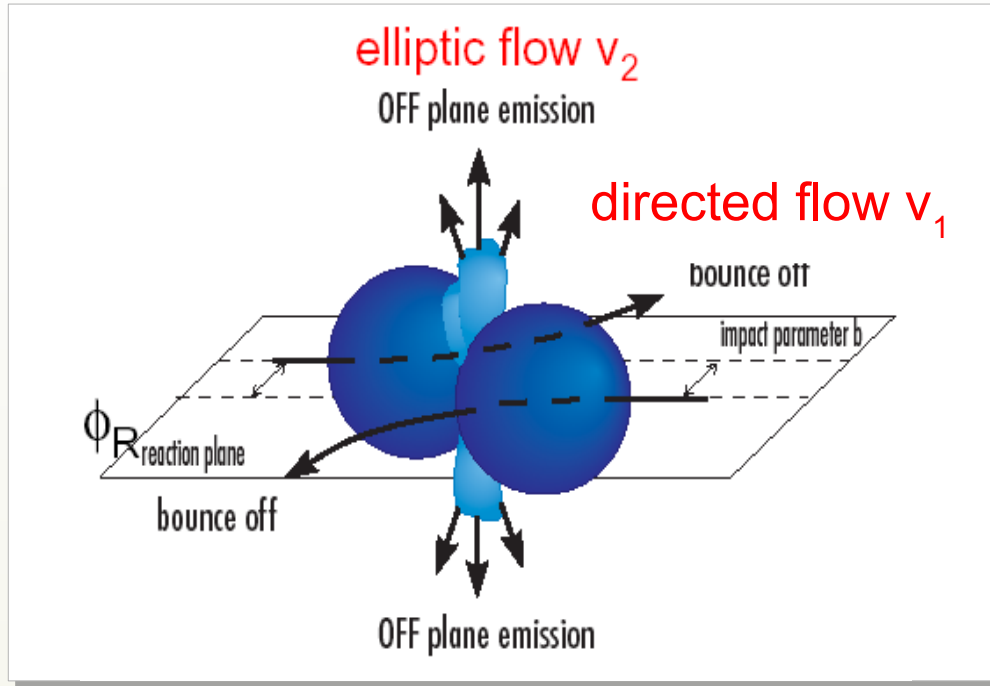
About 50% can be explained by $\phi \rightarrow K^+K^-$ decays

F. Uhlig et al. (KaoS), Phys. Rev. Lett. 95, 012301 (2005)

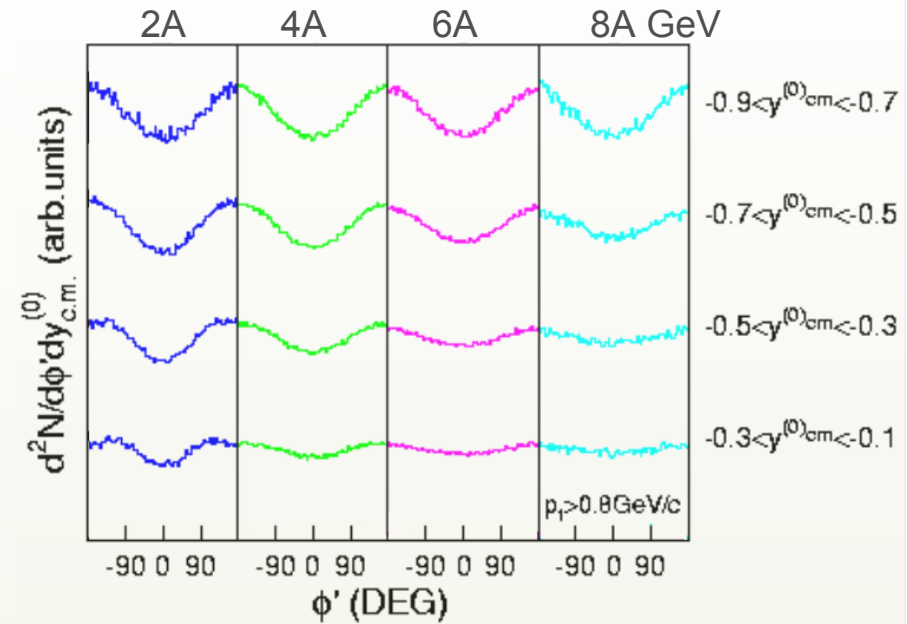


Obserwacja: rozkład kąta azymutalnego ("pływ")

 Rozkład kąta azymutalnego wzgl. płaszczyzny reakcji
Po p_T i y , kąt ϕ jest 3. współrzędną przestrzeni.



 $dN/d\phi$ ma charakter oscylacyjny, np. dla p^+ :




C. Pinkenburg *et al.*, PRL 83, 1295 (1999)

 Rozkład kąta azymutalnego dekomponuje się na szereg Fouriera:

$$\frac{dN}{d\phi} \sim 1 + 2v_1 \cos \phi + 2v_2 \cos(2\phi) + \dots$$

$v_1, v_2, \dots =$ Współczynniki rozwinięcia Fouriera ("współczynniki pływu")

 **Efekt zmiany masy:** w por. do pływu materii (głównie p^+), K^- powinny mieć pływ podobny do p^+
 K^+ powinny płynąć bardziej przeciwnie

Obserwacja: rozkład kąta azymutalnego ("pływ")



Pierwsze eksperymenty: FOPI & KaoS



Wyniki KaoS :

Porównanie $dN/d\phi$ dla K^+ z RBUU dla 2 układów przy 1 – 2A GeV

➔ **Preferencja dla $U_{K+N} > 0$.**
Brak informacji o U_{K-N}



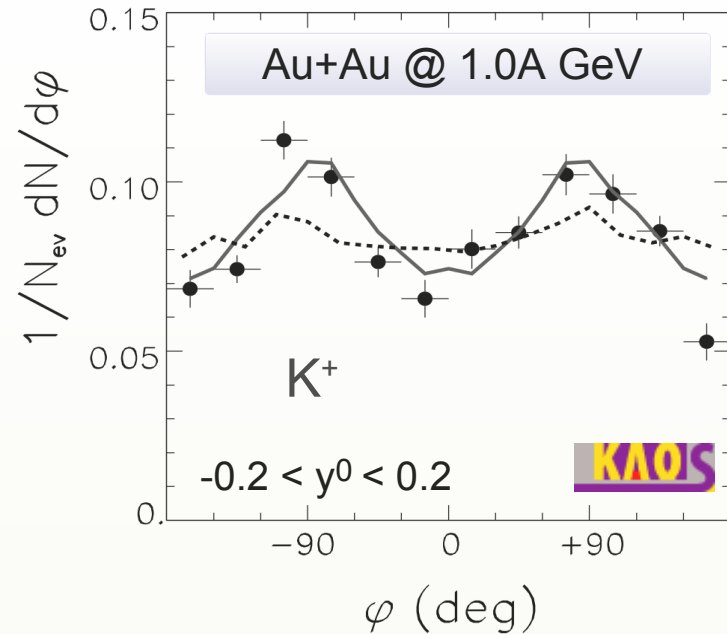
Wyniki FOPI:

$v_1(K^+)$ jako funkcja p_T dla 2 układów przy 1.5 – 2A GeV

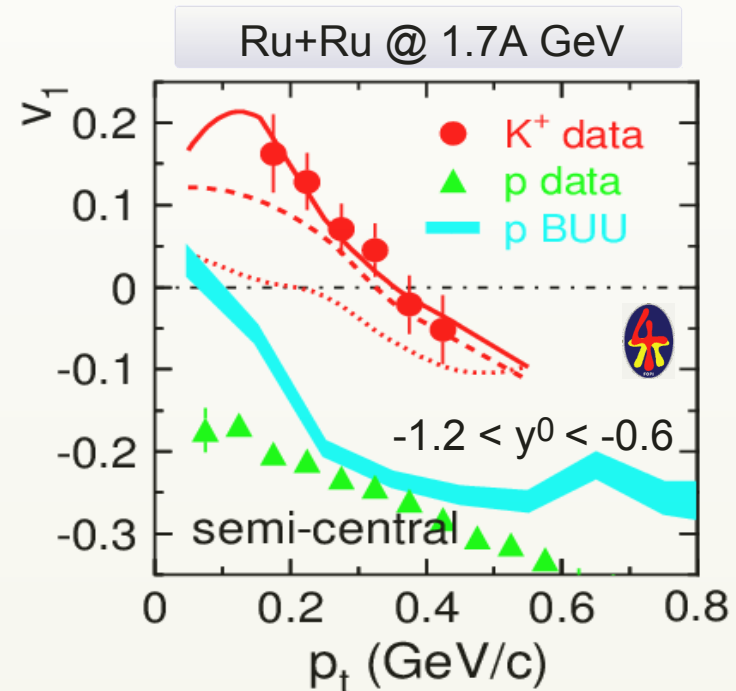
➔ **Preferencja dla $U_{K+N} \approx 20$ MeV**
Brak informacji o U_{K-N}



Fragmentaryczny wgląd w przestrzeń fazową, wyniki tylko zgrubne.



Y. Shin et al., Phys.Rev.Lett 81, 1576 (1998)

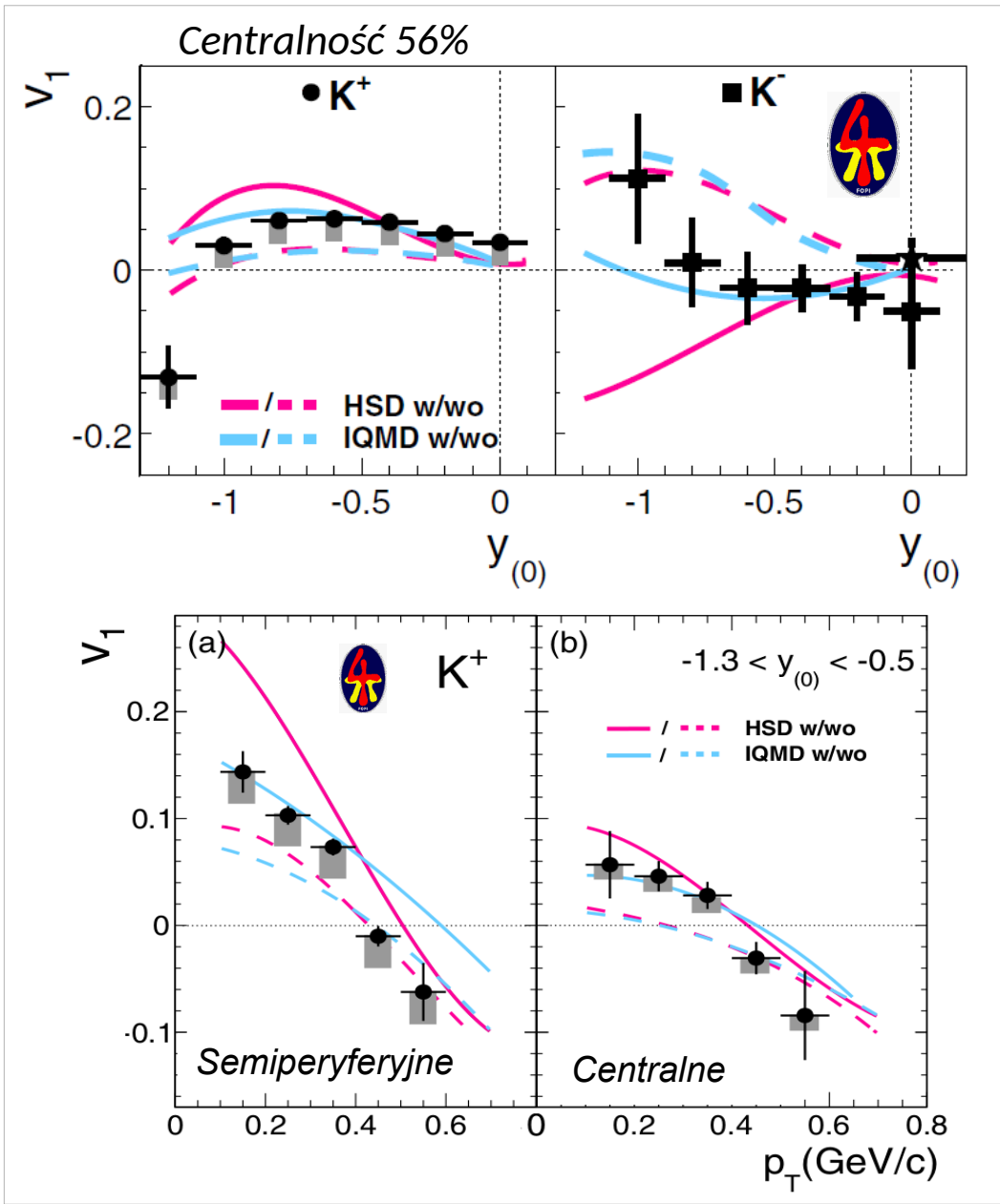


P. Crochet et al., Phys. Lett. B 486 (2000) 6

Obserwacja: rozkład kąta azymutalnego ("pływ")



Pływ K^+ i K^- emitowanych z Ni+Ni @ 1.9A GeV



IQMD

$U_{K+N}(\rho_0) = +20 \text{ MeV}$
 $U_{K-N}(\rho_0) = -45 \text{ MeV}$

bez modyfikacji

HSD

$U_{K+N}(\rho_0) = +20 \text{ MeV}$
 $U_{K-N}(\rho_0) = -50 \text{ MeV}$

bez modyfikacji

V. Zinyuk et al., Phys. Rev. C90, 025210 (2014)



v_1 : Dość słaby potencjał U_{K+N} .
 Preferencja dla $U_{K-N} \approx -25..50 \text{ MeV}$

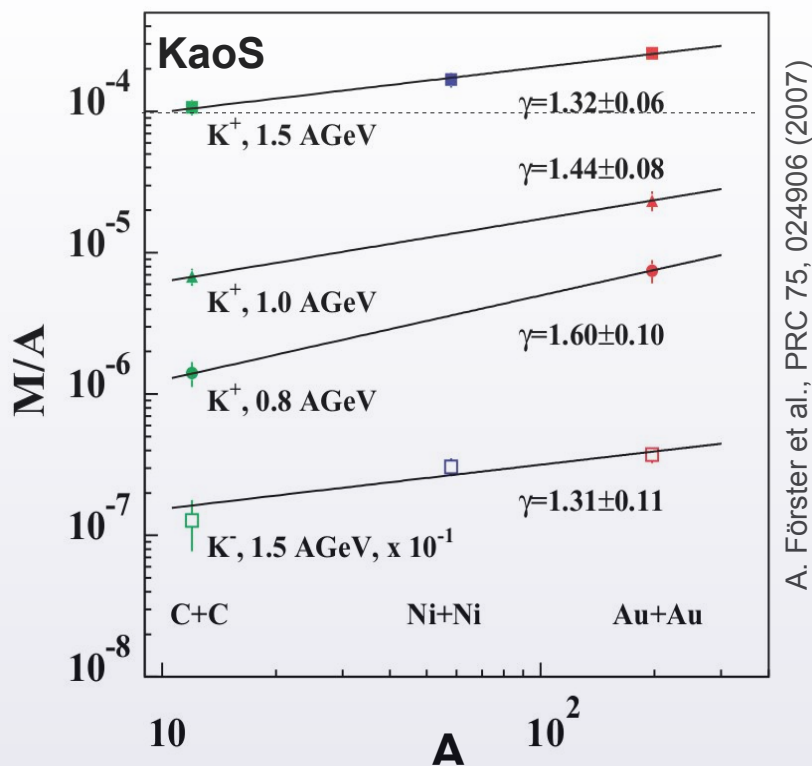
Production of Kaons in AA: Primary or secondary?

If primary:

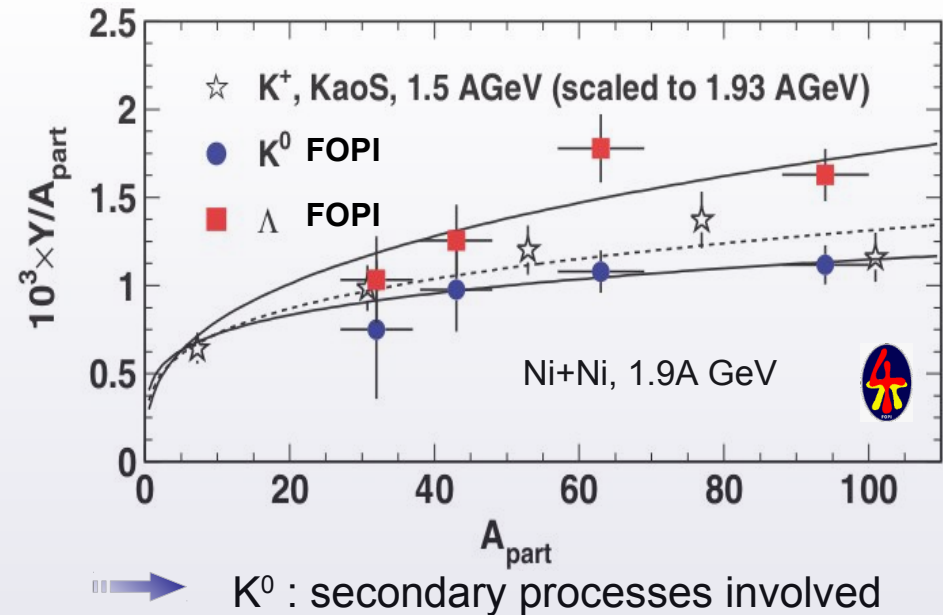
$$\text{For } pA \rightarrow KX: \quad MUL_K = \frac{\sigma_K}{\sigma_{inelastic}} = const$$

AA \rightarrow KX: Glauber: AA = A \otimes NA

$$\Rightarrow MUL_K^{AA} = A \times MUL_K^{pA} \propto A$$



secondary processes are involved



K^{+0} near-threshold production processes:

- $N_{beam} + N_{target}$, N_{target} has Fermi motion
- predominantly via $\Delta N, \Delta\Delta \rightarrow K^{+,0} Y B$
 $\pi N, \pi\Delta \rightarrow K^{+,0} Y$ $\leftarrow Y = [\Lambda, \Sigma]$
- U_{KN} involved (increases K mass \rightarrow lower yields)

K⁻/K⁺ : experiment vs transport

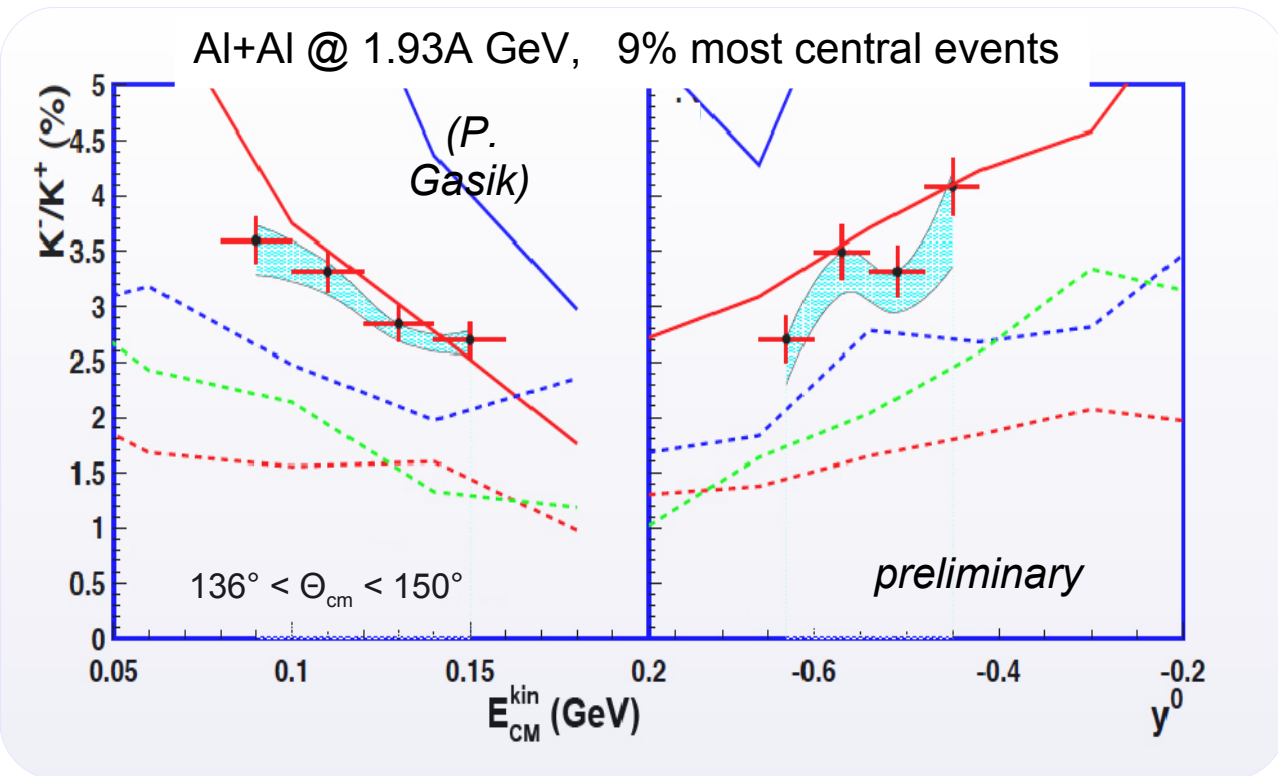
- K⁺ : U_{KN} repulsive
- K⁻ : U_{KN} ~attractive
- K⁻/K⁺ : promising observable

IQMD transport code

- $m_{K^\pm}(\rho) = m_{K^\pm}(\rho_0) \cdot \left(1 + \alpha_\pm \cdot \frac{\rho}{\rho_0}\right)$
- at $\rho = \rho_0$
 $\Delta m_{K^+} = 40 \text{ MeV}, \Delta m_{K^-} = -100 \text{ MeV}$

HSD transport code

- K⁺ as in IQMD
- K⁻ : off-shell G-matrix approach



- IQMD, NO Pot.
- HSD, U_{K⁺}=40 MeV, K⁻ Not Modified
- HSD, NO Pot.
- HSD, U_{K⁺}=40 MeV, U_{K⁻}= G-Matrix
- IQMD, U_{K⁺}=40 MeV, U_{K⁻}=-100 MeV

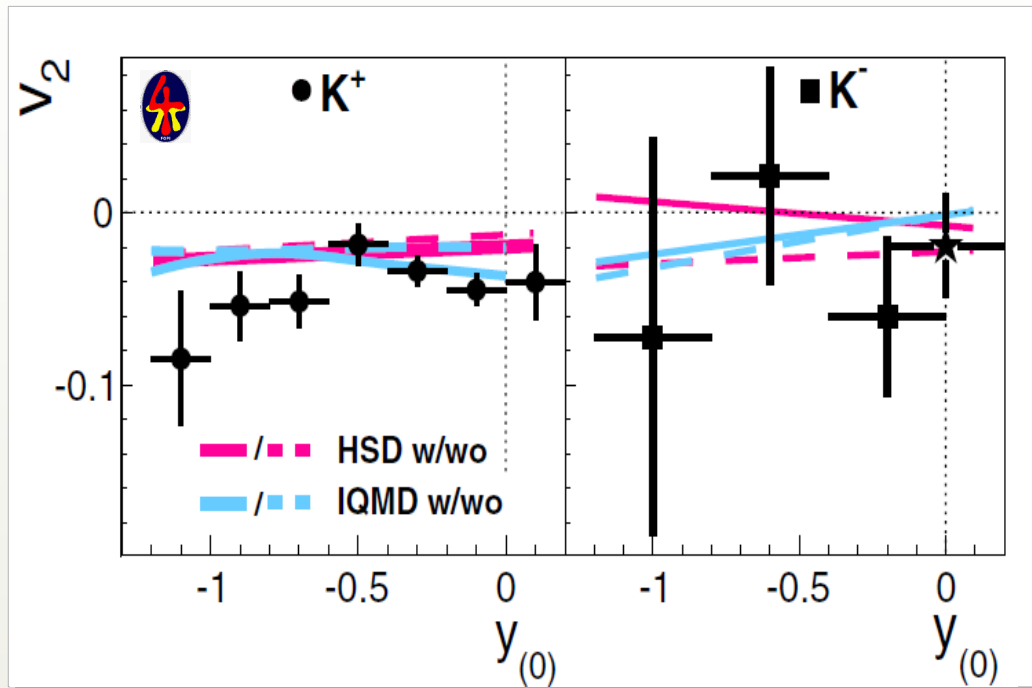


- Clear preference for U_{KN} ≠ 0 option
- "U_{K⁺} only" scenario : insufficient
- IQMD: potentials used probably too strong

Obserwable: rozkład kąta azymutalnego ("pływ")



Pływ K^+ i K^- emitowanych z Ni+Ni @ 1.9A GeV, c.d.



IQMD

— $U_{K+N}(\rho_0) = +20 \text{ MeV}$

— $U_{K-N}(\rho_0) = -45 \text{ MeV}$

- - - bez modyfikacji

HSD

— $U_{K+N}(\rho_0) = +20 \text{ MeV}$

— $U_{K-N}(\rho_0) = -50 \text{ MeV}$

- - - bez modyfikacji

V. Zinyuk et al., Phys. Rev. C90, 025210 (2014)



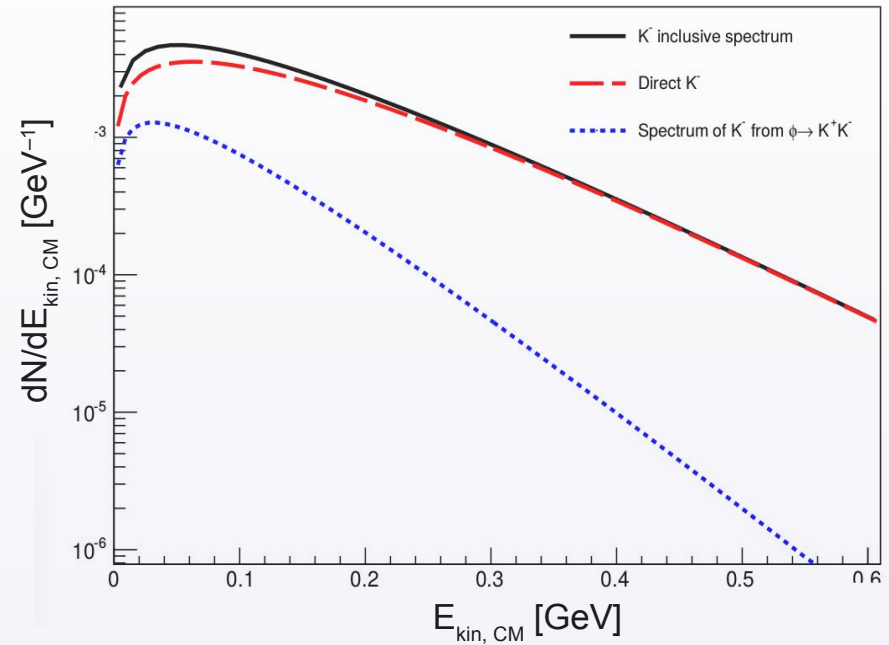
v_2 : pierwsze wyniki zależności od prędkości, jednak przewidywana czułość na U_{KN} zbyt słaba, jak na rozdzielczość doświadczalną.

2-source model of ϕ emission

- Al+Al @ 1.9A GeV (FOPI)

Experiment :

Particle	T_{eff}
	$82 \pm 7 \pm 11$
	$109 \pm 2 \pm 9$
	$93 \pm 14 \pm 16$



$T(K^- \text{ from } \phi) = 58 \text{ MeV}$
 $T(K^- \text{ direct}) = 92 \pm 16 \text{ MeV}$



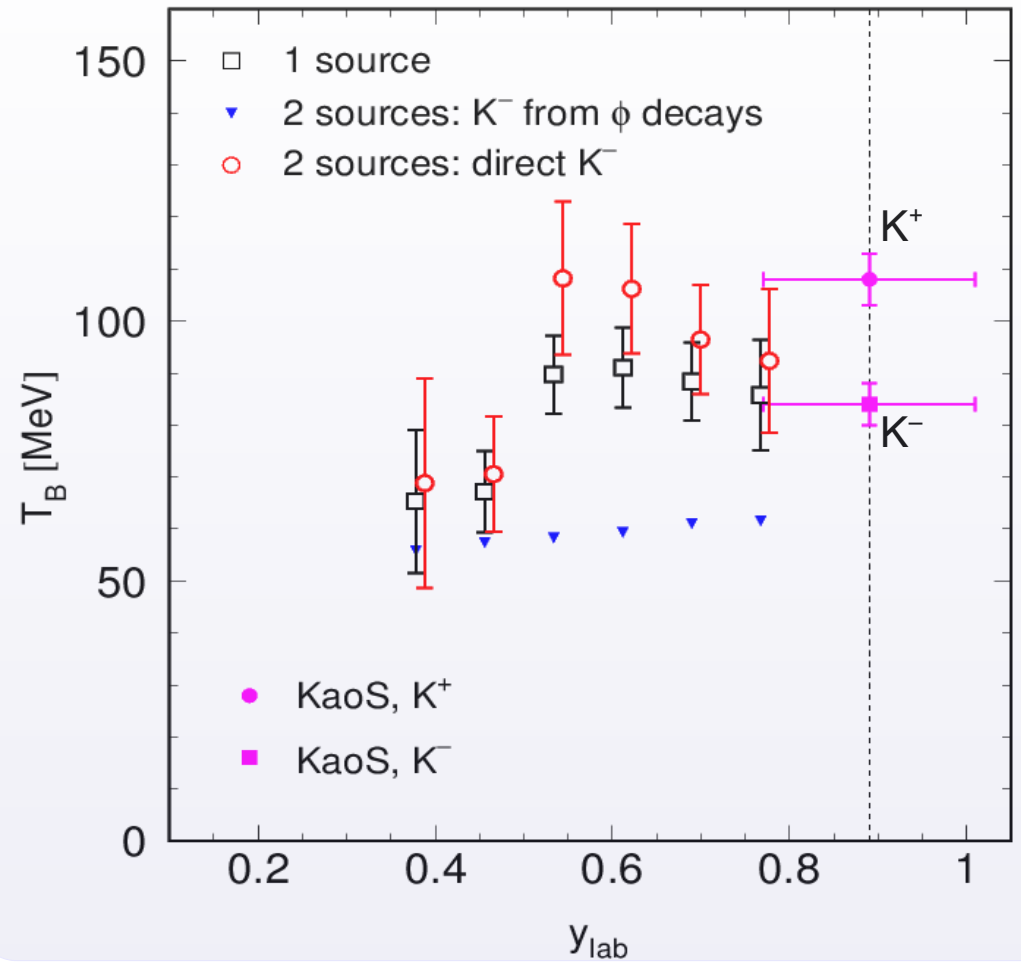
ϕ contribution to K^- : indication that $T_{\text{direct}} @ \sim 10 \text{ MeV}$ above $T_{\text{inclusive}}$

2-source model of ϕ emission

- Ni+Ni @ 1.9A GeV (FOPI, KaoS)

Experiment :

Particle	T_{eff}
	84 ± 4
	108 ± 5
	$106 \pm 18 \pm 16$



KP et al., Phys. Rev. C 91, 054904 (2015)



ϕ contribution to K^- : indication that $T_{\text{direct}} @ \sim 10 \text{ MeV above } T_{\text{inclusive}}$

ϕ yield – BUU predictions

- **BUU** calculations for Ni+Ni @ 1.93A GeV, 9% most central collisions

- ϕ production channels:

$$BB \rightarrow \phi, \quad B = \{N, \Delta\}$$

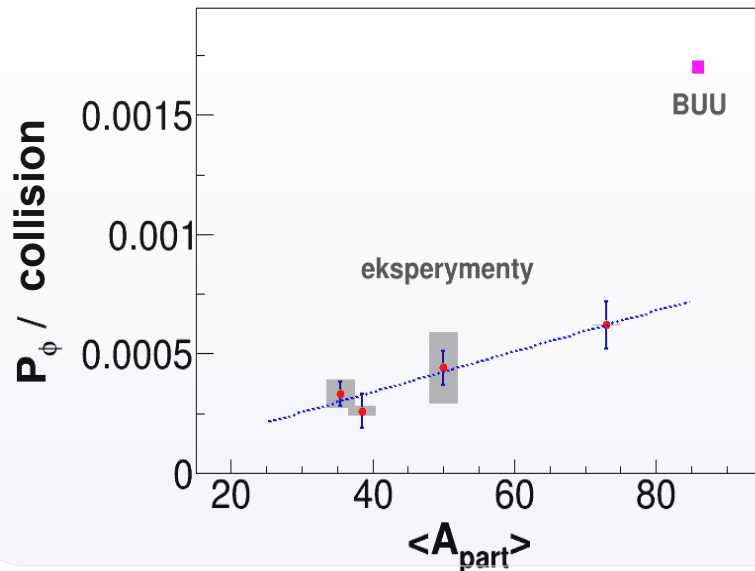
$$\mu B \rightarrow \phi, \quad \mu = \{\pi, \rho\}$$

$$\pi\rho \rightarrow \phi$$

$$K^+K^- \rightarrow \phi \quad \text{negligible}$$

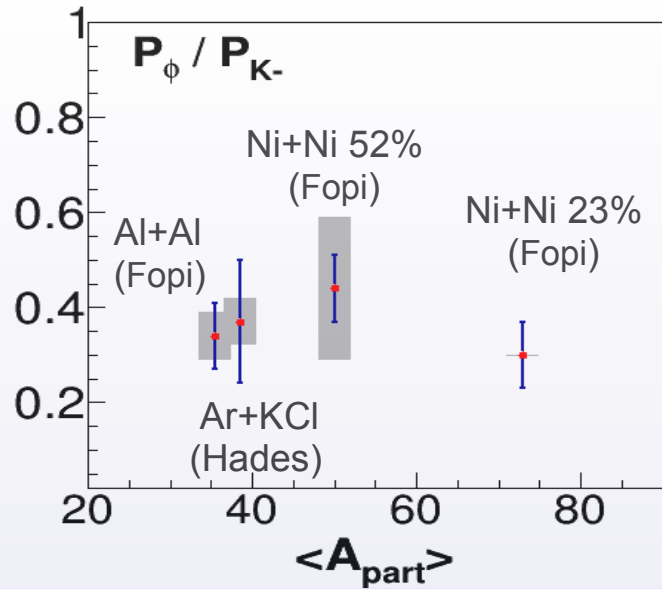
Yields from	Ni + Ni (1.93 GeV)
B + B	3.5×10^{-4}
$\pi + B$	2.9×10^{-4}
$\rho + B$	8.9×10^{-4}
$\pi + \rho$	1.6×10^{-4}
$\pi + N(1520)$	0.5×10^{-4}
Total yield	1.7×10^{-3}

H.W. Barz et al. (BUU),
Nucl. Phys. A 705 (2002) 223



BUU:
 ϕ yield overestimated

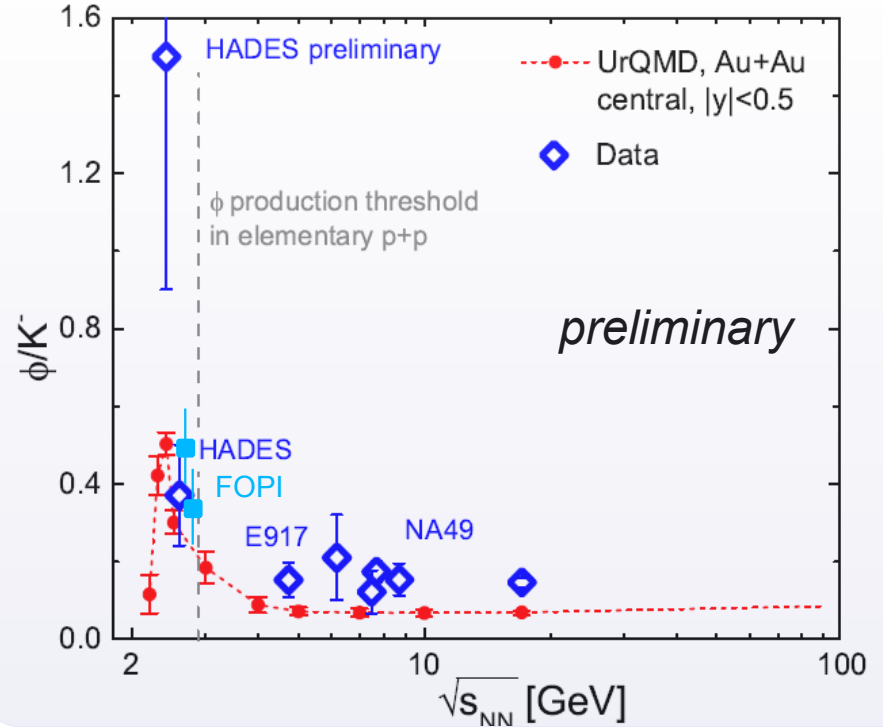
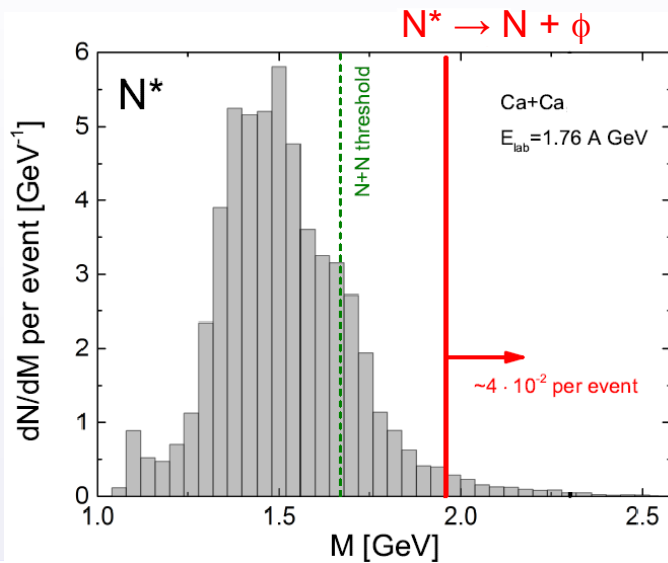
ϕ yield compared to K^-



- $\tau = 50$ fm
- $\phi \rightarrow K^+K^-$ (BR $\sim 50\%$)

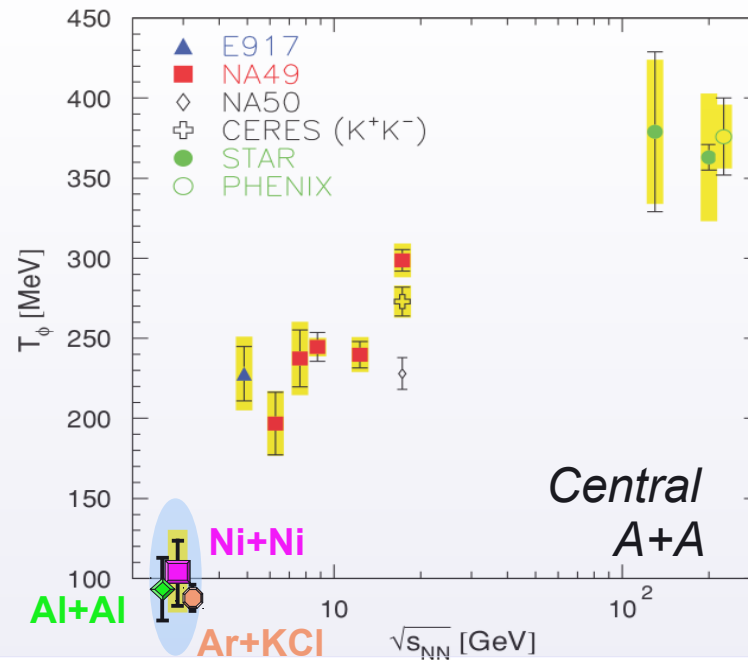
$\frac{\phi}{K^-} \approx \frac{1}{3} \Rightarrow \sim 15 \dots 20\% K^-$ originates from ϕ decays

- UrQMD model**
Resonance states in medium:



J. Steinheimer, M. Bleicher, arxiv: 1503.07305

Excitation function of ϕ inverse slopes



C. Alt et al. (NA49),
 Phys. Rev. C **78**, 044907 (2008)
 B. Back et al. (E917),
 Phys. Rev. C **69**, 054901 (2004)

Particle yields vs Statistical Model and UrQMD

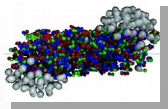
- **Al+Al** : 8 independent ratios involving $p, d, \pi^-, K^+, K^-, K^0_s, \phi, K^{*0}, \Sigma^{*\pm}, \Lambda$
- **Ni+Ni** : 8 independent ratios involving $p, d, \pi^+, \pi^-, K^+, K^-, K^0_s, \phi, \Lambda$

Statistical Model

- Grand Canonical ensemble;
- For $S \neq 0$, Canonical ensemble
- calc: THERMUS code

S.Wheaton, J.Cleymans, hep-ph/0407175

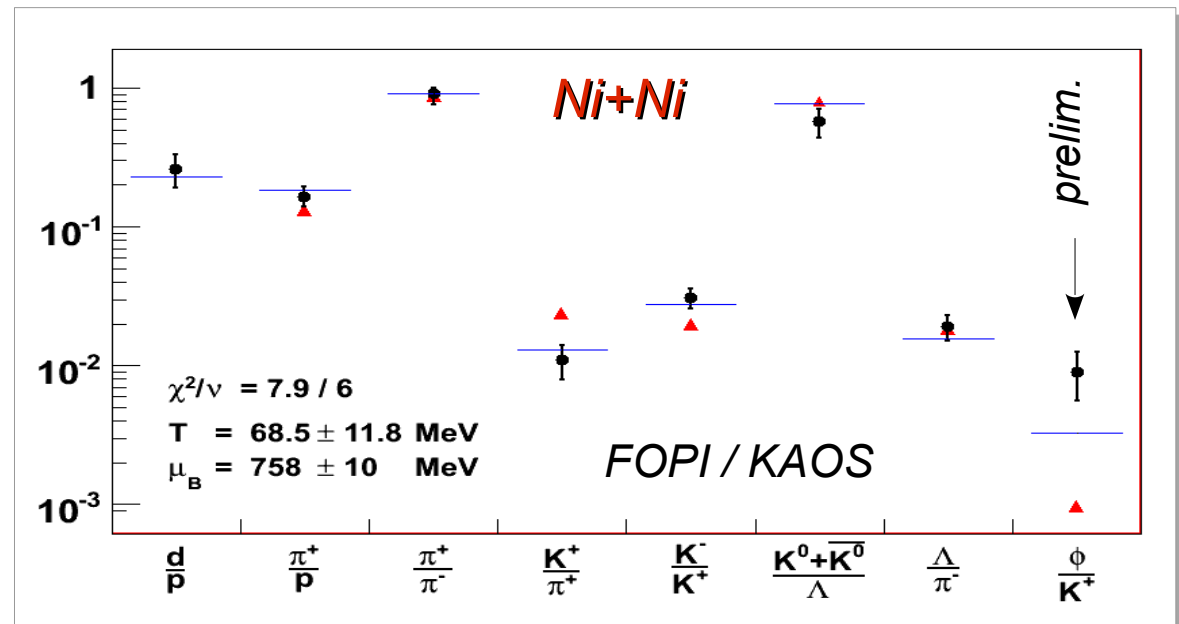
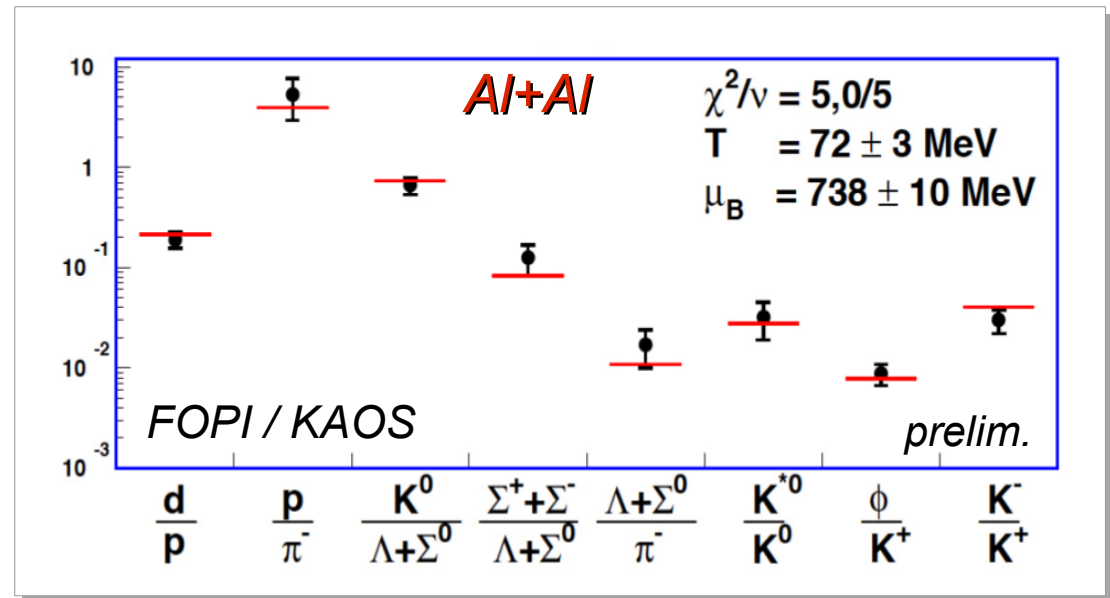
→ SM fitting quite well



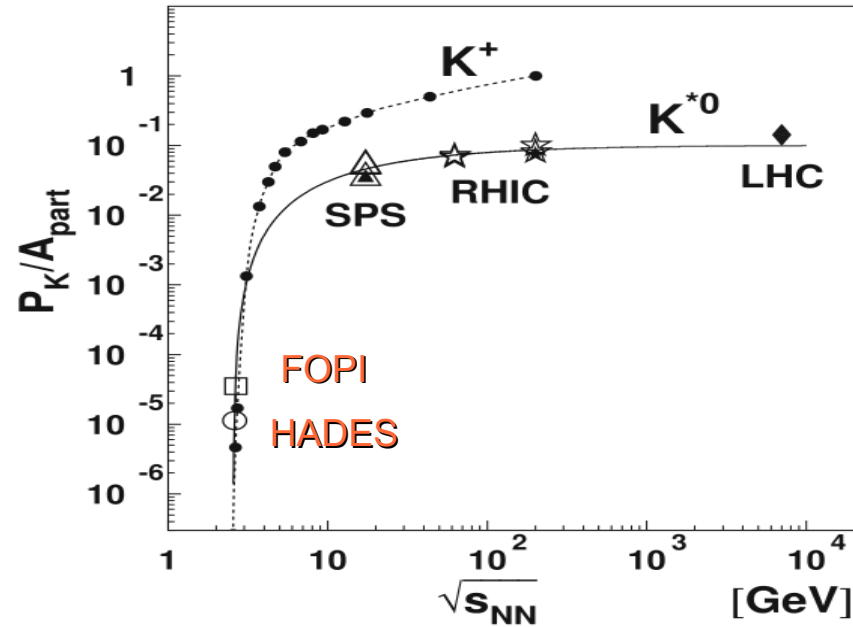
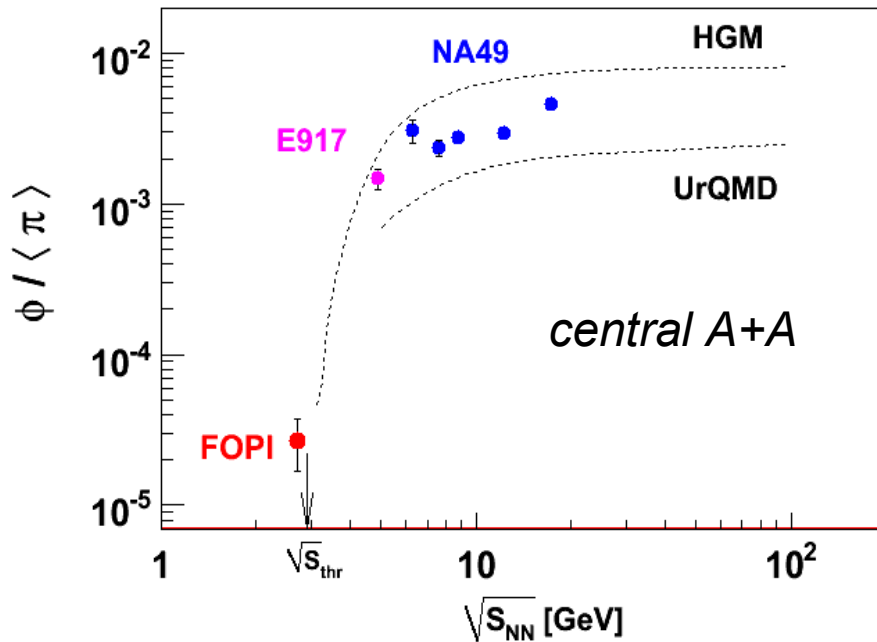
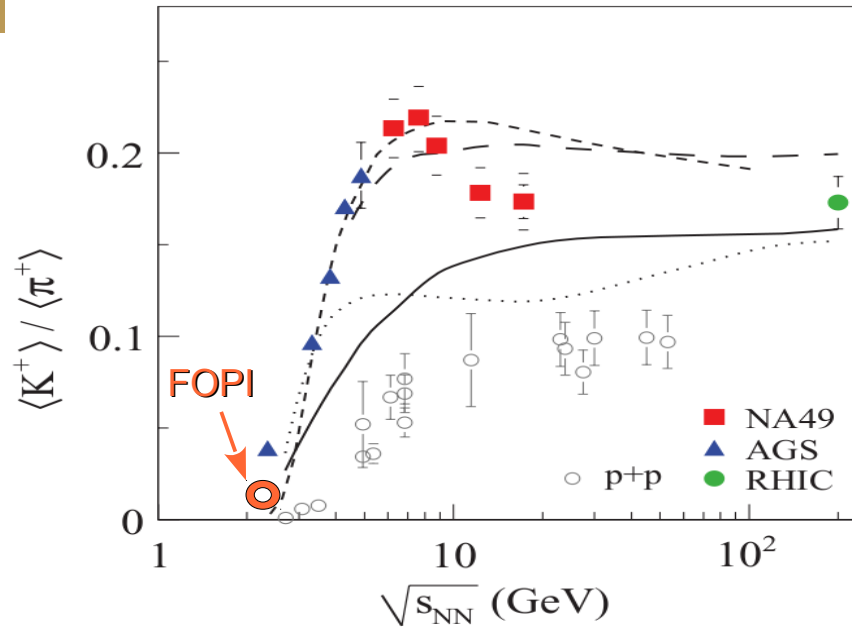
UrQMD v 2.3

- No equilibration assumed
- Cascade model – no mean field
– no in-medium effects
- *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 25 (1999) 1859*

→ UrQMD fits quite well too



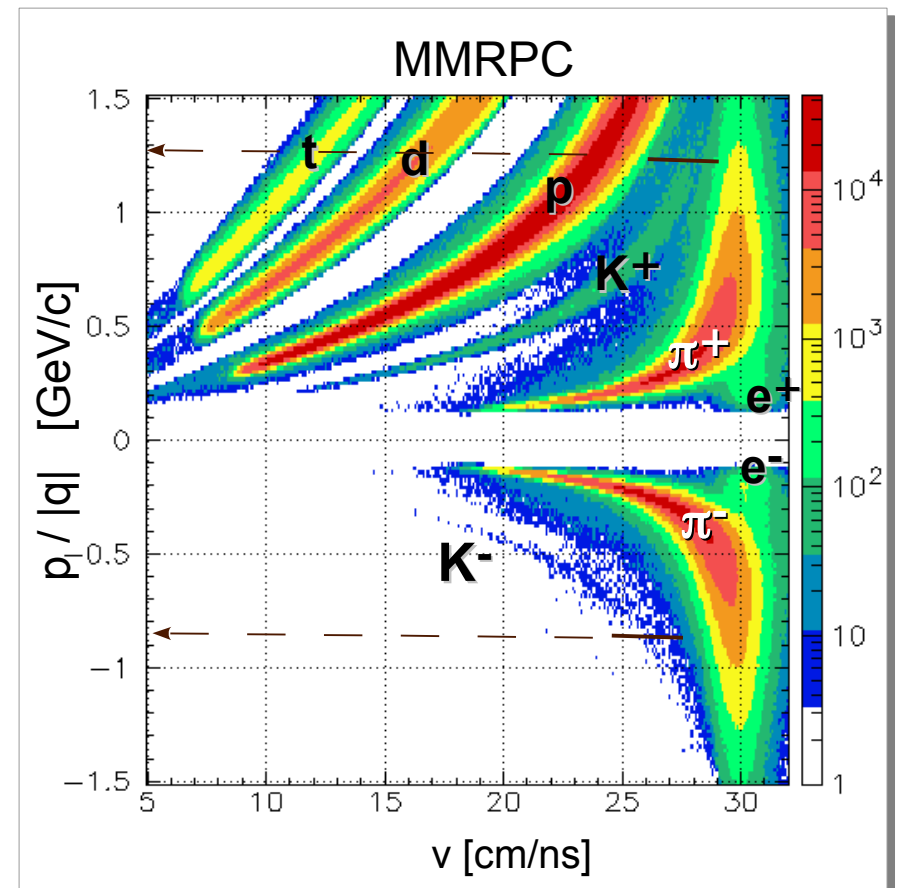
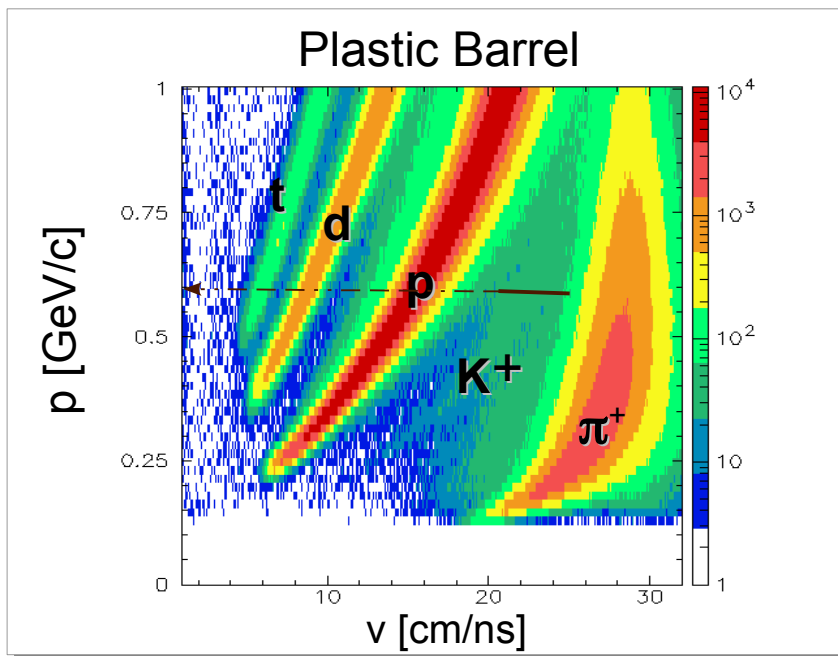
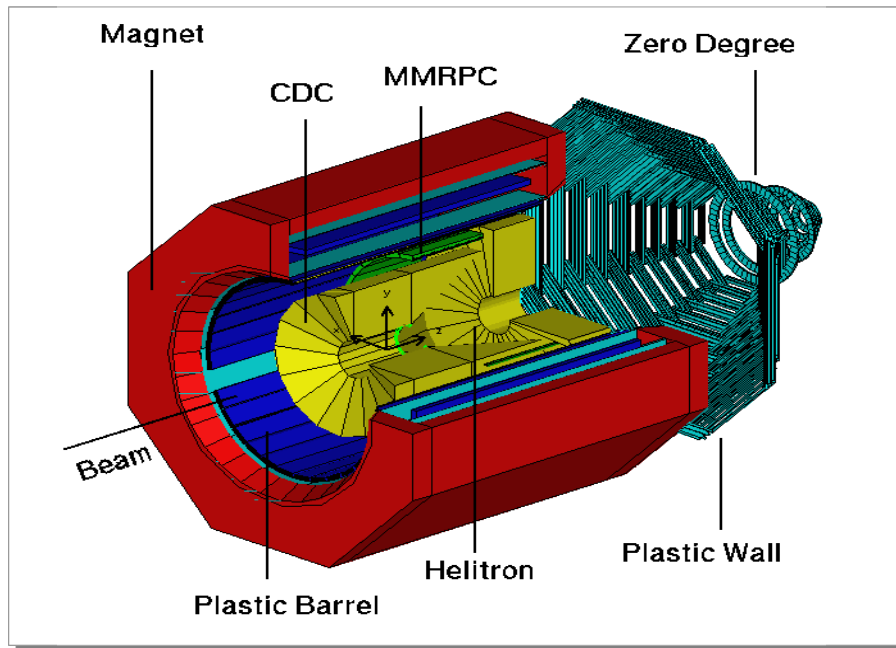
Strange meson excitation functions near threshold



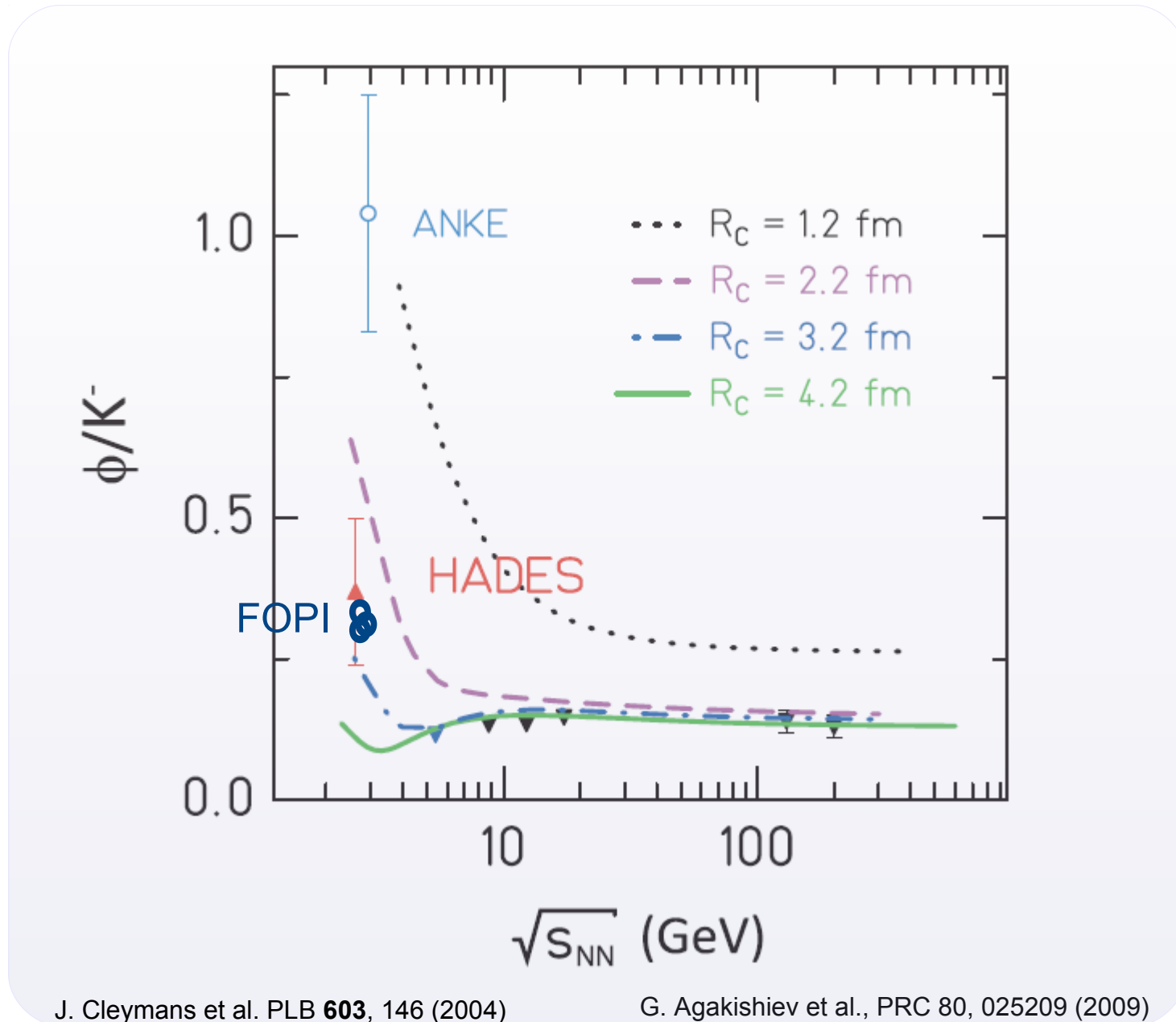
C. Alt et al. (NA49), Phys. Rev. C **78**, 044907 (2008)
 B. Back et al. (E917), Phys. Rev. C **69**, 054901 (2004)

G. Agakishiev et al., Eur. Phys. J. A (2013) 49: 34

FOPi experimental setup

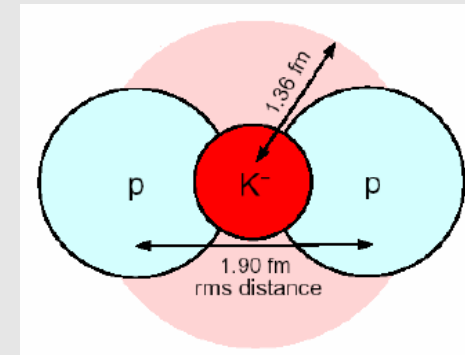
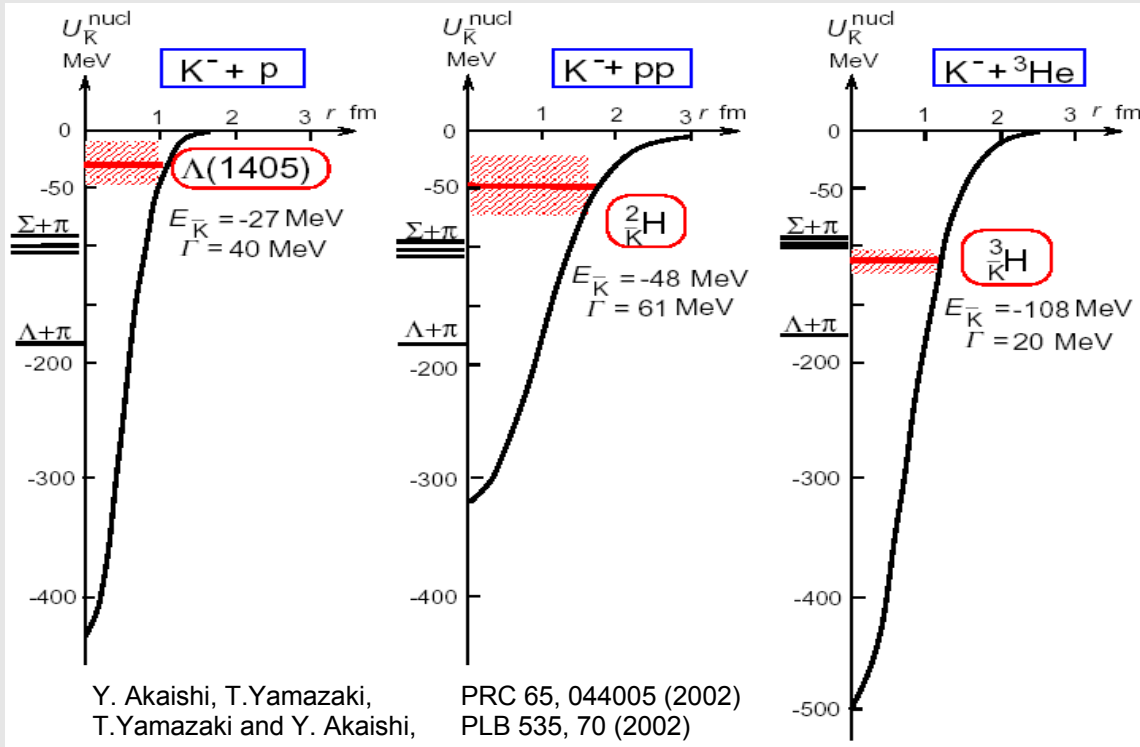


ϕ/K^- within the statistical model approach



In-medium KN potential: Quest for kaonic clusters

- **KN interaction is strongly attractive !**
 $\Lambda(1405)$ is (K^-p) bound state.



**Consequence of strong attraction:
Shrinking!**

A.Dote et al., PRC70,044313(2004)

$K^-p \rightarrow \Lambda(1405)$

but:

$\Lambda(1405) \rightarrow \Sigma + \pi$
 $\Sigma \rightarrow p + \pi^0, n + \pi^\pm$

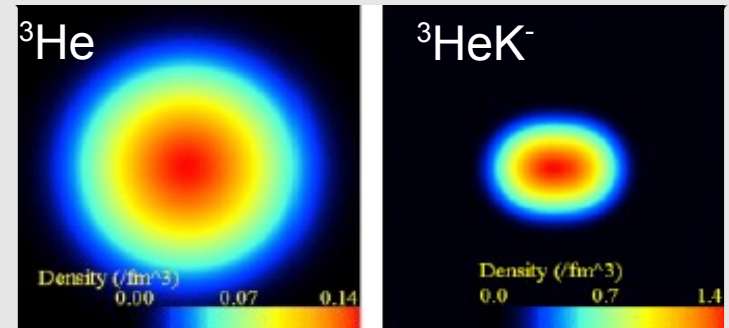
Not seen in FOPI.

$K^- pp \rightarrow \Lambda + p$

$ppnK^- \rightarrow \Lambda + d$

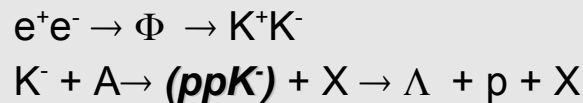
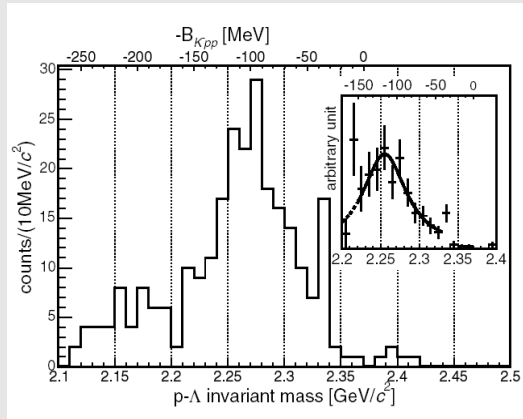
!

!



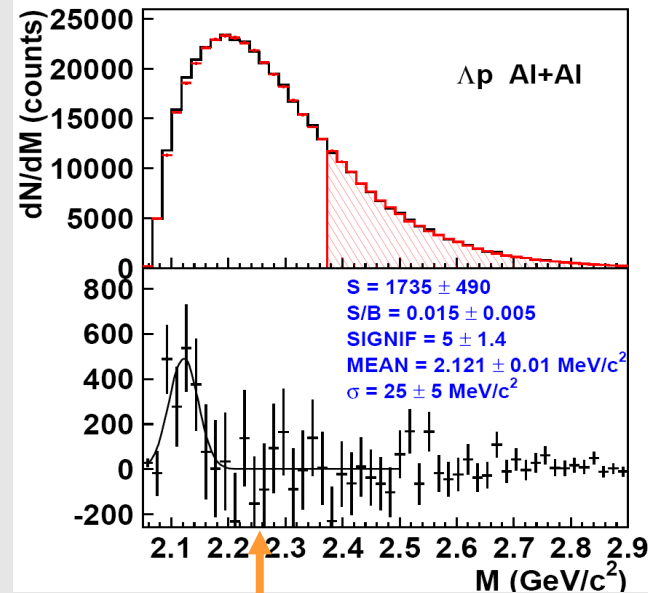
In-medium KN potential: Kaonic Clusters

FINUDA @ DaΦne:

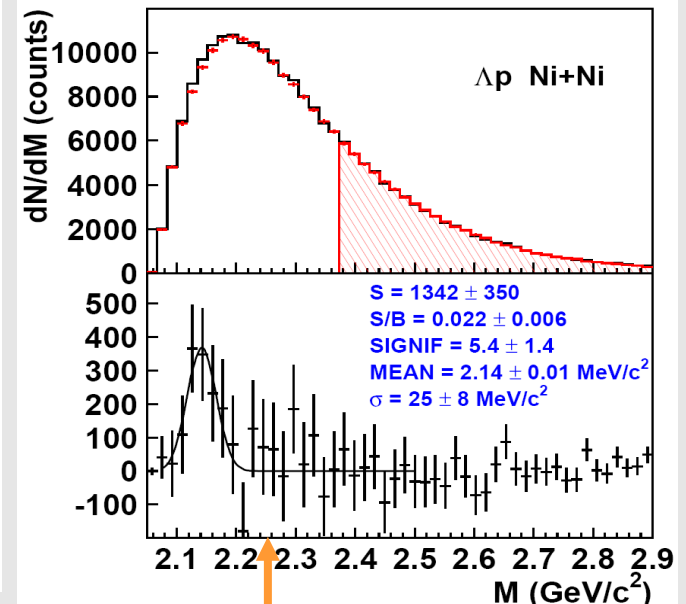


M. Agnello et al., PRL 94, 212303 (2005)

Λp : invariant mass (M. Reithner, HK 12.3)



FINUDA



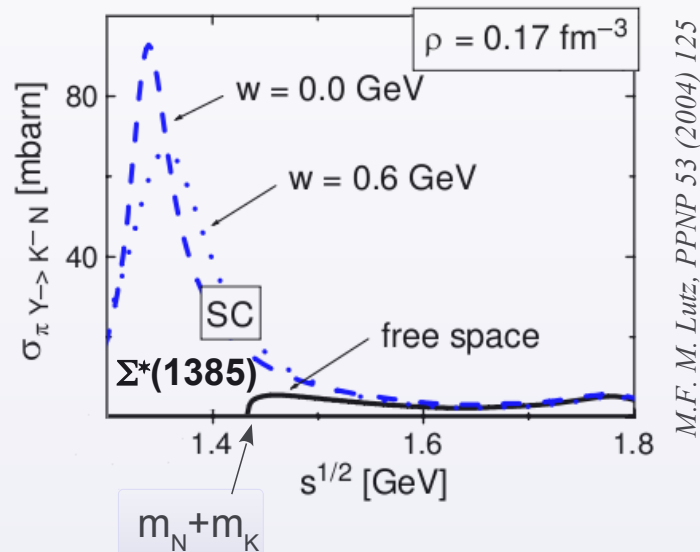
FINUDA

Excess observed in Ni+Ni and Al+Al with statistical significance of ~ 5 .
 Yield located in spectator/fireball interface region (like non-strange clusters).
 Peak position in variance with FINUDA result.
 Interpretation unclear: ΣN – FSI,
 bound state ($H1^+$),
 partial inv. mass of heavier state (e.g. ${}^4_{\Lambda}\text{He}$).

$\Sigma^*(1385)$ resonance

Chiral effective field theory w/ coupled-channels

- K^- production in medium ($\pi Y \rightarrow K^- N$) coupled to strange resonances e.g. $\Sigma^*(1385)$, $\Lambda^*(1405)$:
 $(\pi \Lambda \rightarrow \Sigma^* \rightarrow K^- N)$

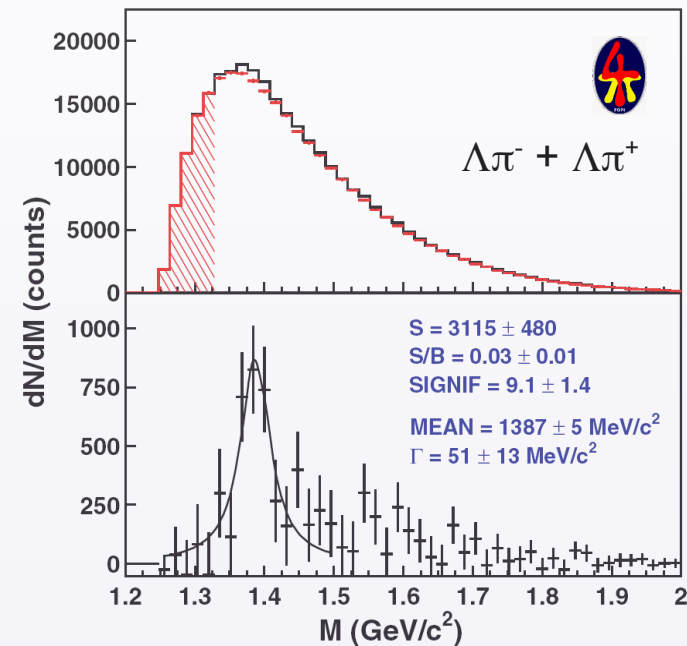


- Σ^* resonance **found** in HI collisions
 Input to fix $\pi + \Lambda \rightarrow K^- + N$ in medium

- Al+Al @ 1.9A GeV

$$\Sigma^{\pm*} (1385) \rightarrow \Lambda + \pi^{\pm} \quad (88 \pm 2\%)$$

$$\hookrightarrow \rho + \pi^-$$



	$\frac{Y(\Sigma^{*-} + \Sigma^{*+})}{Y(\Lambda + \Sigma^0)}$
FOPI	0.125 ± 0.042
Statist. Model	0.097
UrQMD	0.177

In-Medium $\Sigma^*(1385)$

Chiral unitary theory

$\Sigma^*(1385) \rightarrow \Lambda(\Sigma) + \pi$ at $\rho = \rho_0$

$c\tau = 5$ fm

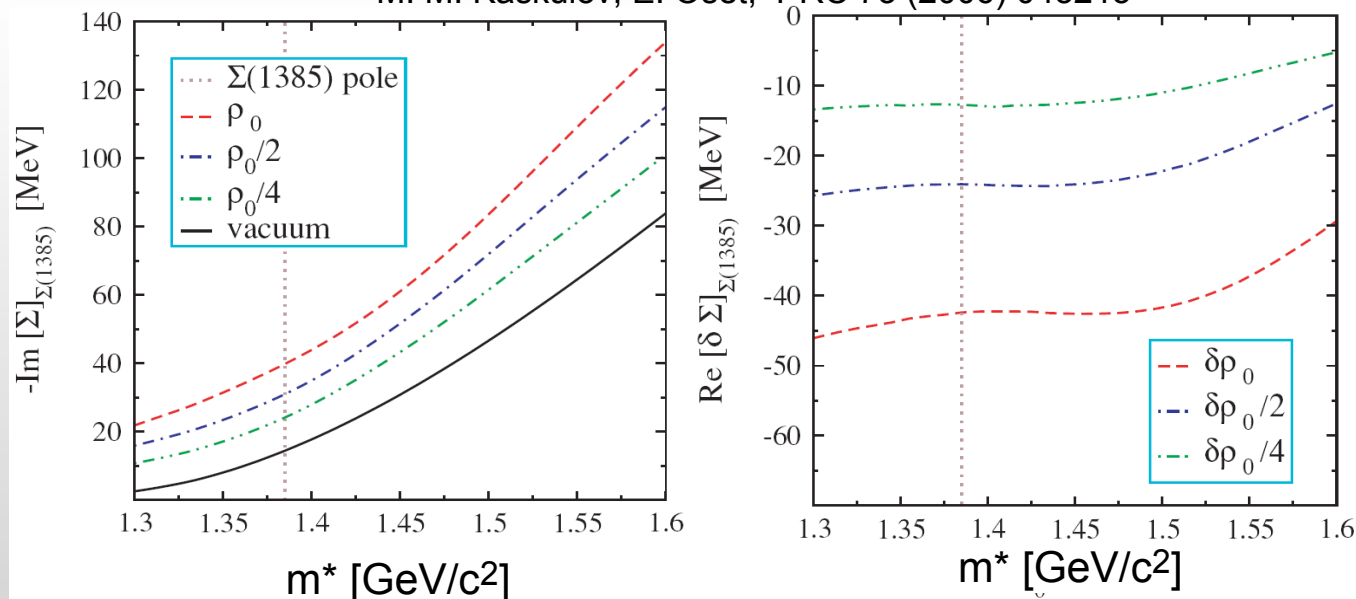
at $\rho = \rho_0$:

$\Gamma = -2\text{Im}[\Sigma]_{\Sigma(1385)} = 76$ MeV

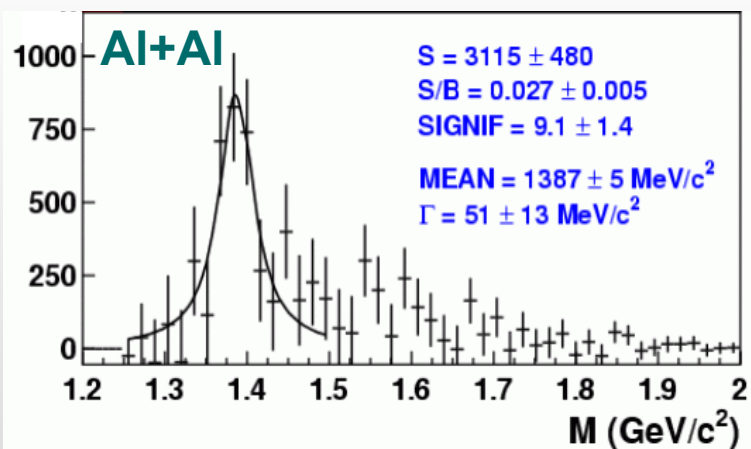
Mass:

$V_{\Sigma^*N} \approx -45$ MeV (attractive)

M. M. Kaskulov, E. Oset, PRC 73 (2006) 045213



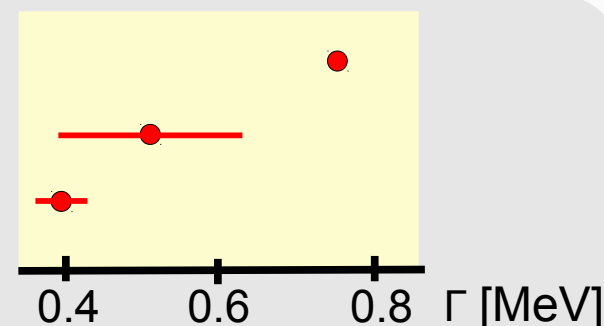
X. Lopez et al., PRC 76, 052203(R) (2007)



Chiral unitary theory

FOPI expt. data

PDG mass ($\rho = 0$)



short lifetime $\rightarrow \Sigma^*$ should probe finite density!

Γ broadening not yet observed (more statistics...)

Need to measure with heavier system

Need to include spectral function in transport codes