

Obrazowanie kształtów jąder atomowych w relatywistycznych zderzeniach ciężkich jonów w eksperymencie STAR

Leszek Kosarzewski

Politechnika Warszawska, Wydział Fizyki

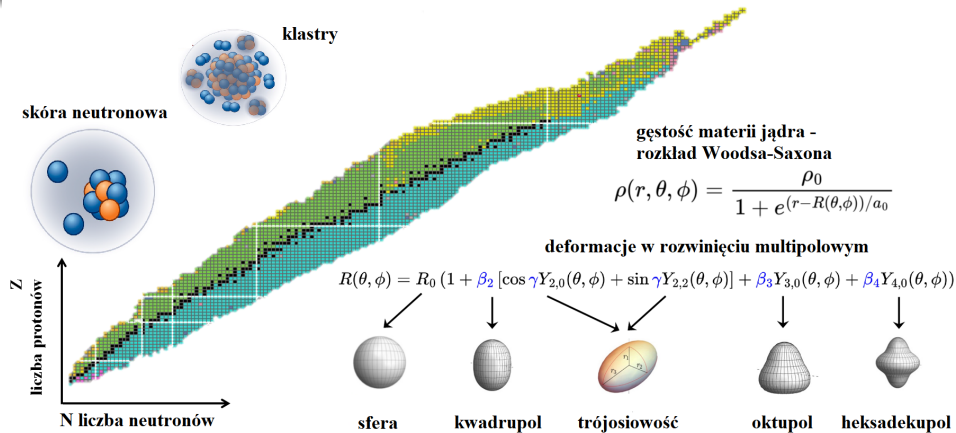
Seminarium FUW 2025.10.30



**Wydział
Fizyki**

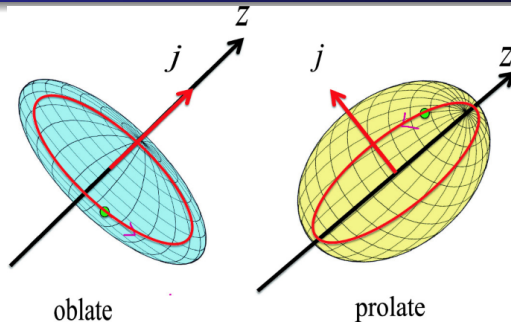
POLITECHNIKA WARSZAWSKA

- 1 Jądra atomowe - wielociałowe układy kwantowe
- 2 Eksperyment STAR
- 3 Nowa metoda obrazowania jąder przy pomocy przepływów kolektywnych
- 4 Wyniki
- 5 Zastrzeżenia do metody obrazowania
- 6 Podsumowanie



C. Zhang

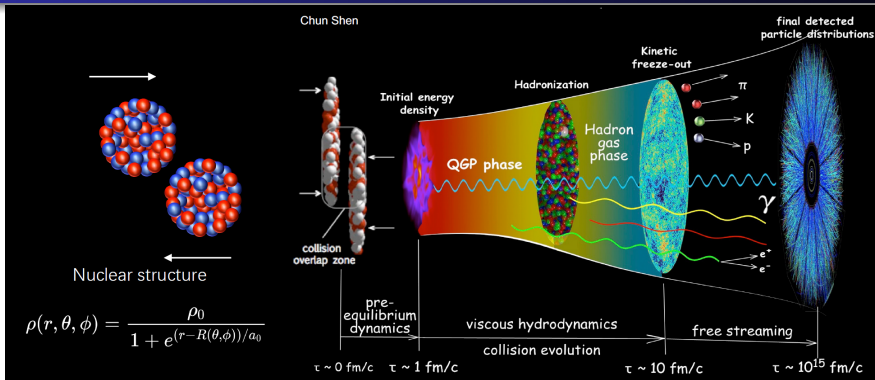
- Jądra atomowe to układy kwantowe złożone z wielu ciał (protony i neutrony)
- Mają skomplikowaną strukturę, opisywaną przez różne modele:
 - Powłokowy, Kolektywny, Pola Średniego, Ab-initio...
- Zrozumienie struktury jąder pozwala lepiej opisywać procesy:
 - Rozpady, fuzje, $0\nu\beta\beta$



[Obertelli, A., Sagawa, H. (2021). Deformation and Rotation. In: Modern Nuclear Physics]

- Zdeformowane jądro może wykazywać rotacje i drgania w czasie rzędu 10^{-20} s ($10^3 - 10^4$ fm/c)
 - Są to jednak kwantowo-mechaniczne drgania i rotacje (nie mylić z klasycznymi!)
 - Występują względem własnej osi symetrii, której orientacja w układzie laboratoryjnym ma rozkład sferycznie symetryczny
 - W zderzeniach relatywistycznych ciężkich jonów czas trwania początkowej fazy $t_{expo} = \frac{2R_0}{v} < 0.1$ fm/c = 10^{-25} s
- Jednak jądro np. ^{238}U w stanie podstawowym jest w stanie stacjonarnym, który nie ewoluuje w czasie
 - Rozkład pojedynczych nukleonów jest sferycznie symetryczny
 - [J. Dobaczewski et al., arXiv:2507.05208 [nucl-th] (Accepted to Phys. Rev. Res)]

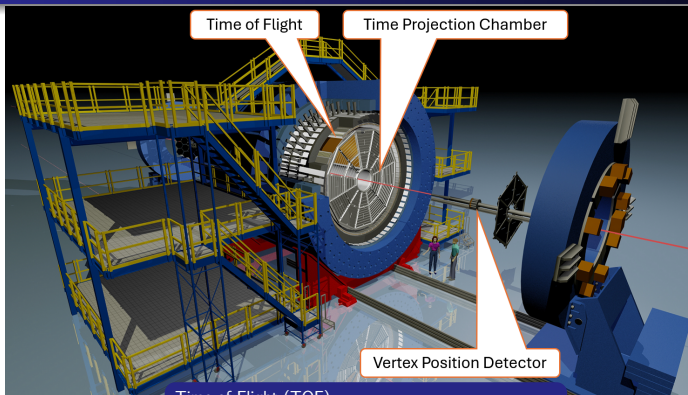
Stan początkowy w zderzeniach wysokoenergetycznych



C. Zhang

[J. Jia et al., Nucl. Sci. Tech 35, 220 (2024)]

- Stan początkowy tworzy się w czasie $t_{\text{expo}} = \frac{2R_0}{\Gamma} < 0.1 \text{ fm/c} = 10^{-25} \text{ s}$
 - Przestrzenny rozkład gęstości energii wynika z wielu zderzeń nukleonów/gluonów
 - Może mieć różne kształty: sferyczny, eliptyczny, trójkątny...
 - Wpływa na ewolucję medium/plazmy gluonowo-kwarkowej (QGP)
- Skomplikowana ewolucja:
 - 1 Hydrodynamiczna ekspansja plazmy
 - 2 Hadronizacja
 - 3 Wymroźnienie kinetyczne



Time Projection Chamber (TPC)

- Komora projekcji czasowej
- Akceptancja: $|\eta| < 1$ $0 < \phi < 2\pi$
- Pomiar trajektorii i pędu cząstek naładowanych
- Pomiar krotności cząstek N_{ch}

Time of Flight (TOF)

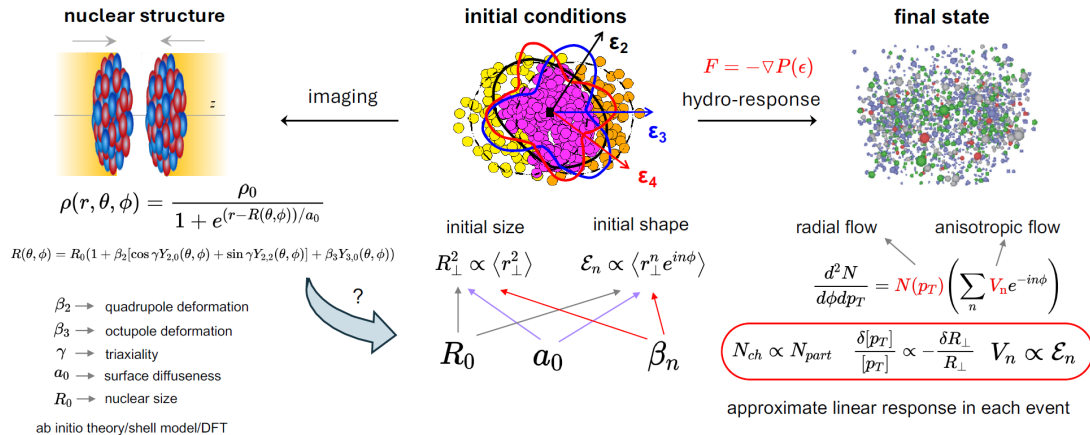
- Detektor czasu przelotu
- Akceptancja: $|\eta| < 0.9$
- Odrzuca pile-up

Zero Degree Calorimeter (ZDC)

- Detekcja neutronów spektatorów
- Selekcja zderzeń ultra-centralnych $0 - 0.5\%$ (UCC)

Vertex Position Detector (VPD)

- Wykrywa γ, π^0
- Akceptancja: $4.4 < |\eta| < 4.9$
- Zapewnia trigger min-bias i start dla TOF



Key: 1) fast snapshot, 2) linear response, 3) large multiplicity for many-body correlation

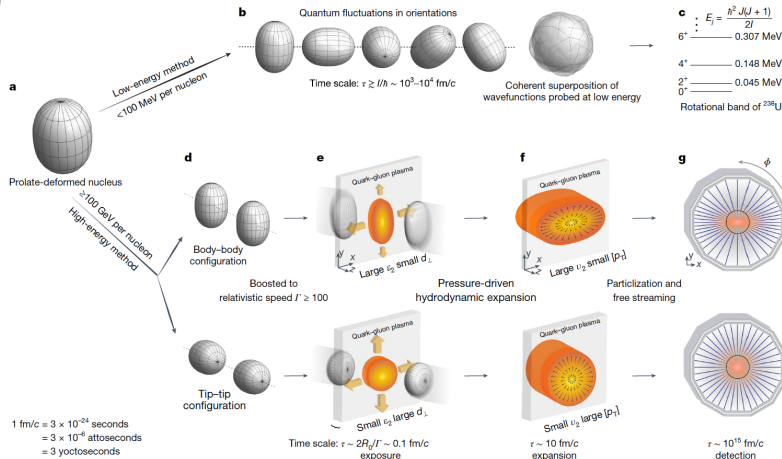


Fig. 1 | Methods for determining the nuclear shape in low and high energies. **a**, Cartoon of a well-deformed prolate-shaped nucleus. **b**, Quantum fluctuations over Euler angles for this nucleus and associated overall timescale. **c**, Quantum mechanical manifestation of the deformation in terms of the first rotational band of ^{238}U . **d**, Aligning the two nuclei in the head-on body-body configuration (top) and tip-tip configuration (bottom). **e**, High-energy collision of two Lorentz-contracted nuclei and resulting 3D profile of the initially produced quark-gluon plasma (QGP), in which the arrows indicate the pressure gradients.

f, The 3D profile of the QGP at the end of the hydrodynamic expansion before it freezes out into particles, in which the arrows indicate the velocities of fluid cells. **g**, Charged particle tracks measured in the detector. The timescales shown are in units of fm/c—the time for light to travel 1 femtometre. The body-body configuration has large eccentricity ε_2 and small gradient $d_\perp$, leading to large elliptic flow v_2 and smaller average transverse momentum $\langle p_T \rangle$ and vice versa for tip-tip configuration (see main text).

obliczenia:

parametryzacja:

$$\langle v_2^2 \rangle = a_1 + b_1 \beta_2^2,$$

$$\langle (\delta p_T)^2 \rangle = a_2 + b_2 \beta_2^2,$$

$$\langle v_2^2 \delta p_T \rangle = a_3 - b_3 \beta_2^3 \cos(3\gamma).$$

$$[p_T] = \frac{\sum_i w_i p_{T,i}}{\sum_i w_i}, \langle \langle p_T \rangle \rangle \equiv \langle [p_T] \rangle_{\text{evt}}$$

$$\langle (\delta p_T)^2 \rangle = \left\langle \frac{\sum_{i \neq j} w_i w_j (p_{T,i} - \langle \langle p_T \rangle \rangle) (p_{T,j} - \langle \langle p_T \rangle \rangle)}{\sum_{i \neq j} w_i w_j} \right\rangle_{\text{evt}}$$

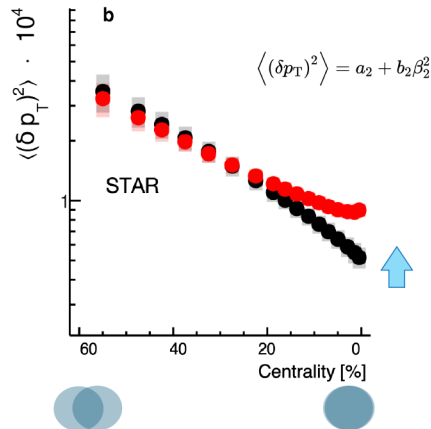
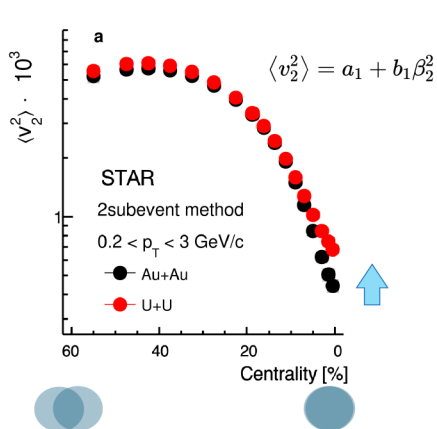
$$\langle v_2^2 \rangle = \left\langle \frac{\sum_{i \neq j} w_i w_j \cos(2(\phi_i - \phi_j))}{\sum_{i \neq j} w_i w_j} \right\rangle_{\text{evt}}$$

$$\langle v_2^2 \delta p_T \rangle = \left\langle \frac{\sum_{i \neq j \neq k} w_i w_j w_k \cos(2(\phi_i - \phi_j)) (p_{T,k} - \langle \langle p_T \rangle \rangle)}{\sum_{i \neq j \neq k} w_i w_j w_k} \right\rangle_{\text{evt}}$$

[Nature volume 635, pages 67–72 (2024)]

- Wielkości mierzone na podstawie korelacji 2-cząstkowych
 - Metodą standardową i sub-event z $-1 < \eta_i < -0.1$ i $0.1 < \eta_j < 1.0$
 - Dla 3-cząstkowych: η_k wzięta z obu sub-event
- Korelacja między kształtem a rozmiarem jest określona przez znormalizowaną kowariancję

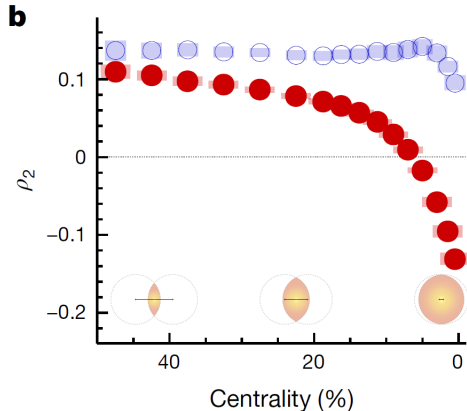
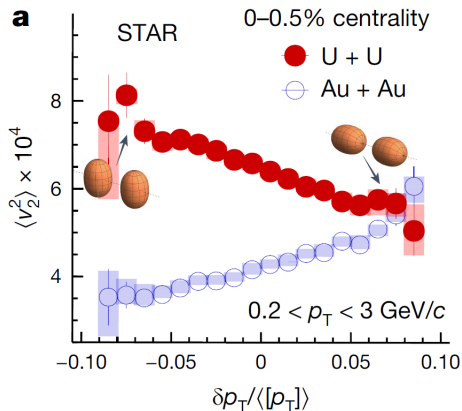
$$\bullet \rho_2 = \frac{\langle v_2^2 \delta p_T \rangle}{\langle v_2^2 \rangle \sqrt{\langle (\delta p_T)^2 \rangle}}$$



C. Zhang

[Nature volume 635, pages 67–72 (2024)]

- Znaczne różnice między Au + Au i U + U w najbardziej centralnych zderzeniach
- Przepływ eliptyczny i fluktuacje rozmiaru są wzmacniane przez deformację jądra ^{238}U
 - [G. Giacalone, J. Jia, C. Zhang, PRL 127, 242301(2021)]



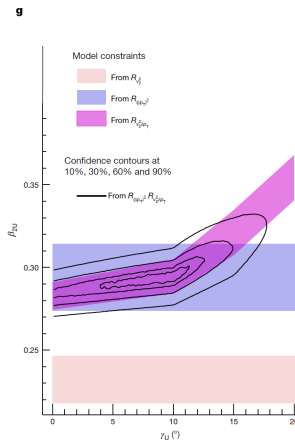
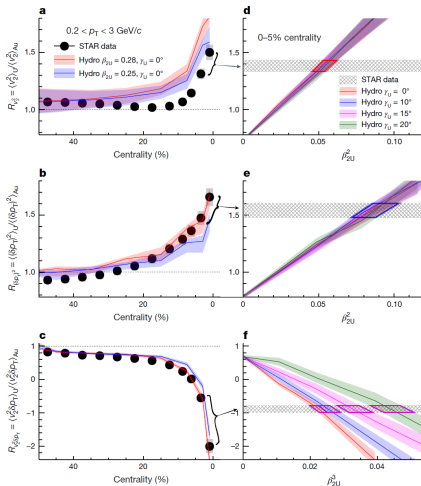
[Nature volume 635, pages 67–72 (2024)]

- Różne trendy dla obu systemów!
- $\langle v_2^2 \rangle$ jest $\sim 2\times$ większe dla U + U niż Au + Au dla najmniejszych δp_T
 - Duży wpływ deformacji β_2 na $\langle v_2^2 \rangle$
- Znormalizowana korelacja ρ_2
 - Niezależna od centralności dla niemal sferycznych $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$
 - Duża zależność i zmiana znaku dla $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$

- Symulacja z wykorzystaniem modelu IP-Glasma+MUSIC
 - Wykonana w celu odszyfrowania kształtu jądra ^{238}U i oszacowania parametrów deformacji β_2 i γ
 - Założone parametry dla zdeformowanego rozkładu Woodsa-Saxona wypisane w tabeli (**domyślne**)
 - Dla ^{238}U dodatkowy człon heksadekupolowy
 - IP-Glasma opisuje warunki początkowe
 - MUSIC odpowiada za ewolucję hydrodynamiczną

Species	R(fm)	a (fm)	$d_{\min}(\text{fm})$	β_2	β_4	$\gamma (^{\circ})$
^{197}Au	6.62 ,6.38	0.52	0.9 , 0.4	0.14 ,0.12	0	53, 45 , 37
^{238}U	6.81 ,7.07	0.55	0.9 , 0.4	0,0.15	0.09 ,0	0 , 10
		0.495		0.22, 0.25		15, 20
		0.605		0.28 ,0.34		

$$R(\theta, \phi) = R_0(1 + \beta_2[\cos(\gamma)Y_{2,0} + \sin(\gamma)Y_{2,2}] + \beta_4 Y_{4,0})$$



[Nature volume 635, pages 67–72 (2024)]

- Porównanie z modelem IP-Glasma+Music dla przyjętych wartości parametrów deformacji β_2 i γ pozwala odszyfrować wartości najlepiej opisujące dane

- $\beta_{2U} = 0.297 \pm 0.015$
- $\gamma_U = 8.5^\circ \pm 4.8^\circ$

- Duża deformacja kwadrupolowa
- Nieznaczne odstępstwo od symetrii osiowej

- Mała trójosiowość

- Na podstawie modelu Trajectum:

- $\beta_{2U} = 0.275 \pm 0.017$
- $\gamma_U = 15.5^\circ \pm 7.8^\circ$

- Kombinacja z obu modeli:

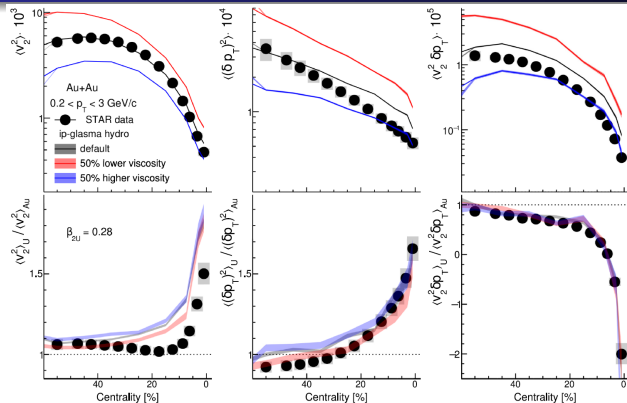
- $\beta_{2U} = 0.286 \pm 0.025$
- $\gamma_U = 8.7^\circ \pm 4.5^\circ$

- Wyniki te zgadzają się z pomiarami dla niższych energii

- [At. Data Nucl. Data Tables 107, 1 (2016)]
- [Phys. Rev. Lett. 131, 062301 (2023)]

- Pierwszy pomiar trójosiowości bez wykorzystania przejść do stanów wzbudzonych

- Wyniki sugerują, że fluktuacje kształtów mają małe znaczenie

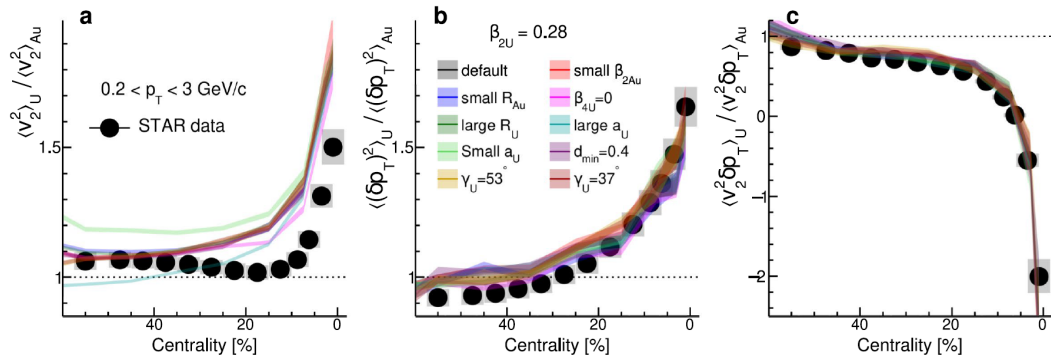


Extended Data Fig. 4 | Sensitivity to shear and bulk viscosities of the QGP. IP-Glasma+MUSIC model prediction of the $\langle v_2^2 \rangle$ (left), $\langle (\delta p_T)^2 \rangle$ (middle) and $\langle v_2^2 \delta p_T \rangle$ (right) compared with the data in Au+Au collisions and the

corresponding ratios (bottom) between U+U and Au+Au collisions, for different amount of shear and bulk viscosities.

[Nature volume 635, pages 67–72 (2024)]

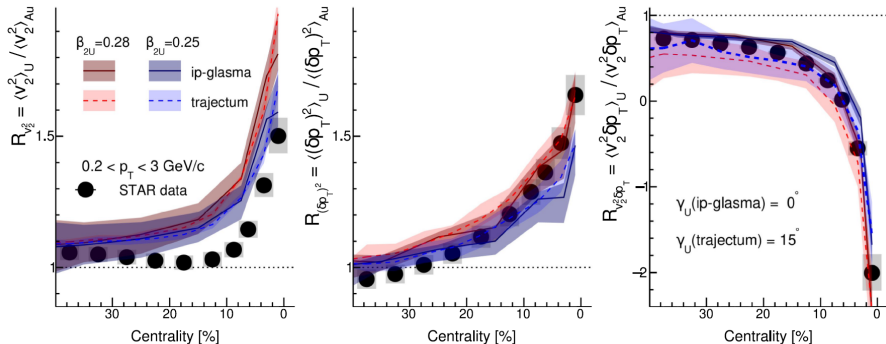
- Efekt oddziaływań w stanie końcowym jest oszacowany poprzez zmianę lepkości dynamicznej i objętościowej o 50% jednocześnie w górę i w dół
- Zmiany powodują duży efekt na mierzonych wielkościach
 - Jednak stosunki wielkości zmieniają się nieznacznie
 - Dla stosunków efekty w stanie końcowym się znoszą
 - Zmiany samych wielkości nie opisują wyników
 - Z tego powodu tylko połowa efektu na stosunkach jest wzięta jako oszacowana niepewność



Extended Data Fig. 5 | Sensitivity to nuclear structure parameters. IP-Glasma+MUSIC model prediction of the ratios of $\langle v_2^2 \rangle$ (a), $\langle (\delta p_T)^2 \rangle$ (b), and $\langle v_2^2 \delta p_T \rangle$ (c) between U+U and Au+Au collisions. The calculations are done for different Glauber model parameters, and they are compared with the data.

[Nature volume 635, pages 67–72 (2024)]

- Sprawdzona czułość na parametru Modelu Glaubera ze zdeformowanym rozkładem Woods-Saxona
- Wariacje zgodne z wynikami zostały pominięte
- Reszta zawarta jako niepewności systematyczne



Extended Data Fig. 6 | Comparison between two hydrodynamic models. The ratios of $\langle v_2^2 \rangle$ (left), $\langle (\delta p_T)^2 \rangle$ (middle) and $\langle v_2^2 \delta p_T \rangle$ (right) as a function of centrality from IP-Glasma+MUSIC (solid lines) and Trajectum (dashed lines),

assuming $\beta_{2U}=0.28$ (red) and $\beta_{2U}=0.25$ (blue). For the IP-Glasma+MUSIC model, only the uncertainties for the default configuration are shown for clarity. They are compared to the data.

[Nature volume 635, pages 67–72 (2024)]

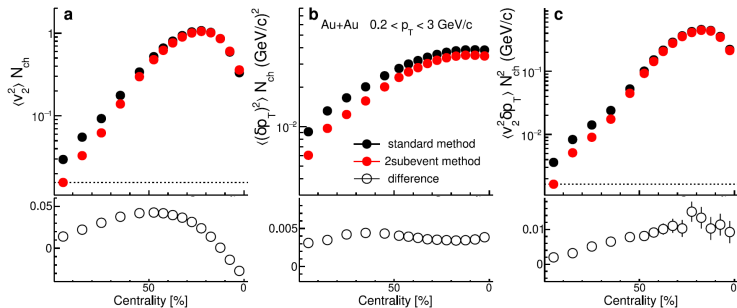
- Model Trajectum został dopasowany do danych LHC, a nie RHIC
 - Zastosowany w „ciemno”, ale trzeba było odrzucić kilka zestawów parametrów dających ujemne wartości
- W większości dobrze opisuje dane mimo braku optymalizacji dla energii RHIC
- Drobne wyjątki dla R_2^2 i $R_2^2 \delta p_T$

- Wyniki STAR i ich interpretacja zostały krytycznie zweryfikowane:
 - [J. Dobaczewski et al., arXiv:2507.05208 [nucl-th] (Accepted to Phys. Rev. Res)]
- Krytyka oparta jest o kilka ważnych punktów:
- STAR przedstawia jądra jak klasyczne, drgające i obracające się obiekty co nie odzwierciedla rzeczywistości. Jądra te są osiowo symetryczne w układzie laboratoryjnym. Poza tym funkcje falowe tych obiektów są stacjonarne.
 - Ta kwestia dotyczy tego kiedy opis kwantowy jest niezbędny, a kiedy klasyczny. Potrzebujemy odpowiedzi na pytanie czy i kiedy w trakcie zderzenia może dochodzić do dekoherencji.
 - STAR zmierzył na pewno efekt związany z kształtem warunków początkowych nawet jakby nie dało się tego powiązać z kształtem zderzanych jąder. Pełen (kwantowy) model biorący pod uwagę deformacje powinien zostać użyty do odtworzenia tych wyników.
- Brak w pełni kwantowego modelowania w oparciu o funkcje falowe, tylko metody MC.
 - Myślę, że dalszy rozwój modeli opartych o podejście kwantowe jest bardzo potrzebny. Pomoże to znaleźć odpowiedź na pytanie czy i kiedy następuje dekoherencja.
- Brak pełnej propagacji niepewności w modelach zderzeń
 - Tak, należy opracować i stosować metody propagacji niepewności w modelach.

Podsumowanie

- STAR zastosował nową metodę wykorzystującą przepływy kolektywne do obrazowania kształtów jąder w zderzeniach ciężkich jonów w oparciu o modele.
 - Można krytykować to połączenie, ale na pewno wyniki te są związane z kształtem wytworzonym w początkowych fazach zderzenia.
- Otrzymane wyniki parametrów deformacji zgadzają się z pomiarami dla niskich energii.
 - $\beta_{2U} = 0.286 \pm 0.025$
 - $\gamma_U = 8.7^\circ \pm 4.5^\circ$
- Pierwszy pomiar trójosiowości bez wykorzystania przejść do stanów wzbudzonych.
- Wyniki sugerują, że fluktuacje kształtów mają małe znaczenie.
- Potrzebny jest w pełni kwantowy opis zderzeń relatywistycznych ciężkich jonów.
 - Docelowy model musi być w stanie odtworzyć zmierzone przez STAR wielkości.
- Modele dla wysokich energii powinny korzystać z kształtów zbadanych przy niższych energiach.
- Wiele zastosowań nowej metody:
 - $0\nu\beta\beta$
 - Deformacje wyższych rzędów, trójosiowość sztywna/miękka
 - Klastry jądrowe w lekkich jądrach

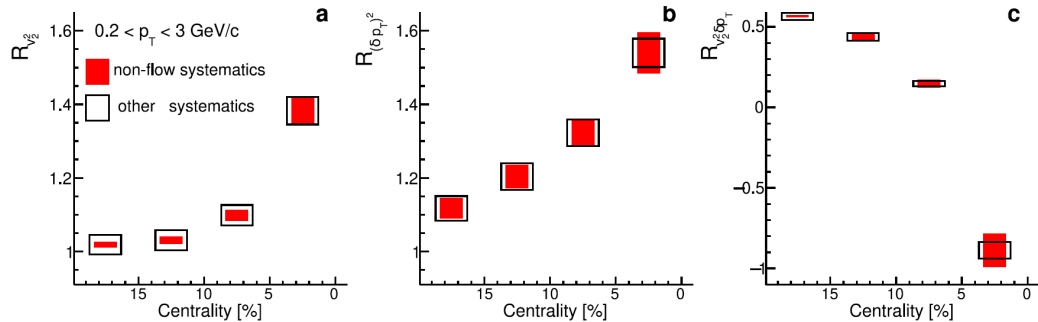
BACKUP



$$\begin{aligned}\langle v_2^2 \rangle_{nf} &\approx \frac{[\langle v_2^2 \rangle N_{ch}]_{\text{peri}}}{N_{ch}}, \\ \langle (\delta p_T)^2 \rangle_{nf} &\approx \frac{[\langle (\delta p_T)^2 \rangle N_{ch}]_{\text{peri}}}{N_{ch}}, \\ \langle v_2^2 \delta p_T \rangle_{nf} &\approx \frac{[\langle v_2^2 \delta p_T \rangle N_{ch}^2]_{\text{peri}}}{N_{ch}^2}\end{aligned}$$

[Nature volume 635, pages 67–72 (2024)]

- Założenie, że non-flow jest rozmywany przez liczbę produkowanych cząstek
 - Skalowanie non-flow $\propto \frac{1}{N_{ch}}$



Extended Data Fig. 3 | Summary of the systematic uncertainties. The centrality dependence of ratios R_{v_2} (a), $R_{(\delta p_T)^2}$ (b), and $R_{v_2^2 \delta p_T}$ (c) from the two-subevent method with the systematic uncertainties arising from the non-flow estimate (red bars) and other sources (black boxes).

[Nature volume 635, pages 67–72 (2024)]

- G. Giacalone, PRL 124, 202301 (2020)
- B. Schenke, C. Shen, D. Teaney, PRC 102, 034905 (2020)
- G. Giacalone, J. Jia, C. Zhang, PRL 127, 242301(2021)
- C. Zhang, J. Jia, PRL 128, 022301 (2022)
- C. Zhang, S. Bhatta, J. Jia, PRC 106, L031901 (2022)
- J. Jia, PRC105, 014905(2022)
- J. Jia, PRC105, 044905(2022)
- L. Liu, C. Zhang, J. Zhou, J. Xu, J. Jia, PLB 834, 137441 (2022)
- B. Bally, M. Bender, G. Giacalone, V. Soma, PRL 128, 092301 (2022)
- J. Jia, G. Giacalone, C. Zhang, PRL 131, 022031 (2023)
- G. Giacalone, G. Nijs, W. Schee, PRL131, 202302 (2023)
- W. Ryssens, G. Giacalone, B. Schenke, C. Shen, PRL 130, 212302 (2023)
- Z. Lu, M. Zhao, X. Li, J. Jia, Y. Zhou, EPJA 59, 279 (2023)
- S. Zhao, H. Xu, Y. Liu, H. Song, PLB 839, 137838 (2023)
- S. Zhao, H. Xu, Y. Zhou, Y. Liu, H. Song, PRL133, 192301 (2024)
- H. Mantysaari, B. Schenke, C. Shen, W. Zhao, PRC 110, 054913 (2024)
- N. Fortier, S. Jeon, C. Gale, PRC111, 014901 (2025)
- G. Giacalone, W. Zhao, C. Shen, B. Schenke et al., PRL134, 082301 (2025)
- Y. Wang, S. Zhao, B. Cao, H. Xu, H. Song, PRC 109, L051904 (2024)
- C. Zhang, J. Chen, S. Huang, G. Giacalone, J. Jia, Y. Ma, PLB 862, 139322 (2025)
- G. Giacalone, B. Bally, G. Nijs, W. Schee, et al., 2402.05995
- Y. Li, X. Zhang, G. Giacalone, J. Yao, 2502.08027
- T. Duguet, G. Giacalone, S. Jeon, A. Tichai, 2504.02481