

Light nuclei and hypernuclei production based on THESEUS event generator

Marina Kozhevnikova (VBLHEP JINR) and Yu. B. Ivanov

May 13,
INFINUM-2025

Contents

01. Introduction

Brief review. Classification of models.

02. Model 3FD and THESEUS

Main stages of modelling. New version of the generator
THESEUS-v2

03. Modelling of light nuclei production

Results of calculation and analysis of rapidity distributions,
 p_T and m_T -spectra, collective flows, particle ratios at
different energies.

04. Modelling of light hypernuclei production

Results of calculaton of particle ratios, average p_T , collective
flows. Analysis.

05. Conclusions

Introduction

Brief review



The main goal of nuclear collision research is to study the QCD phase diagram. An increased yield of light nuclei is expected near the critical point and in the region of spinodal instability.



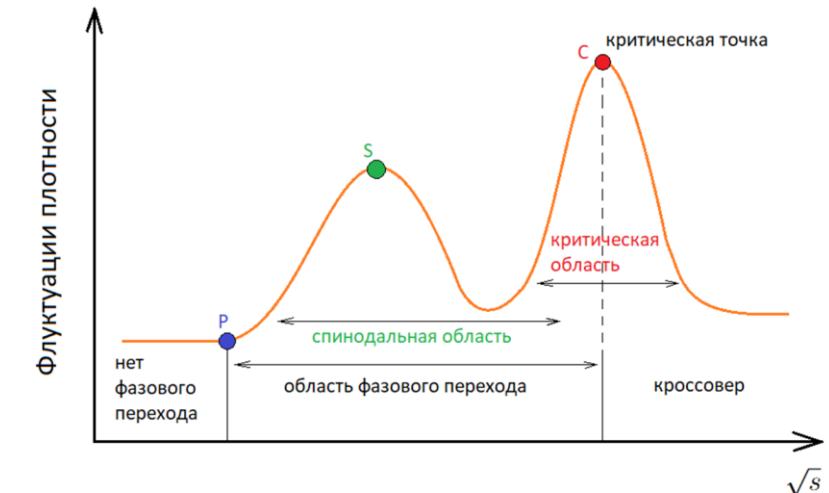
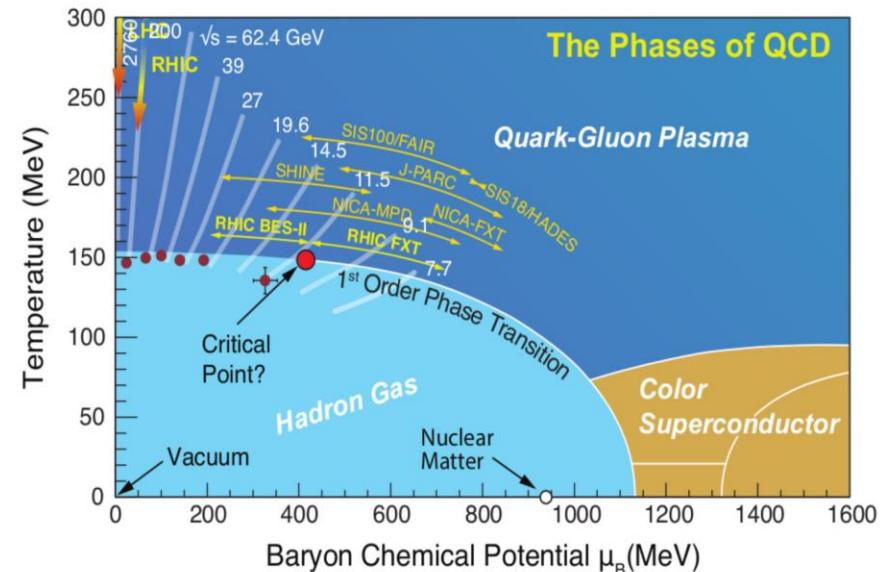
At moderately relativistic energies light nuclei make a significant contribution to the total baryon charge. It is necessary to describe them correctly.



Most popular approaches: various 3D dynamical models with coalescence mechanism of the light-nuclei production, microscopic dynamical approaches – PHQMD and SMASH and thermodynamical approach

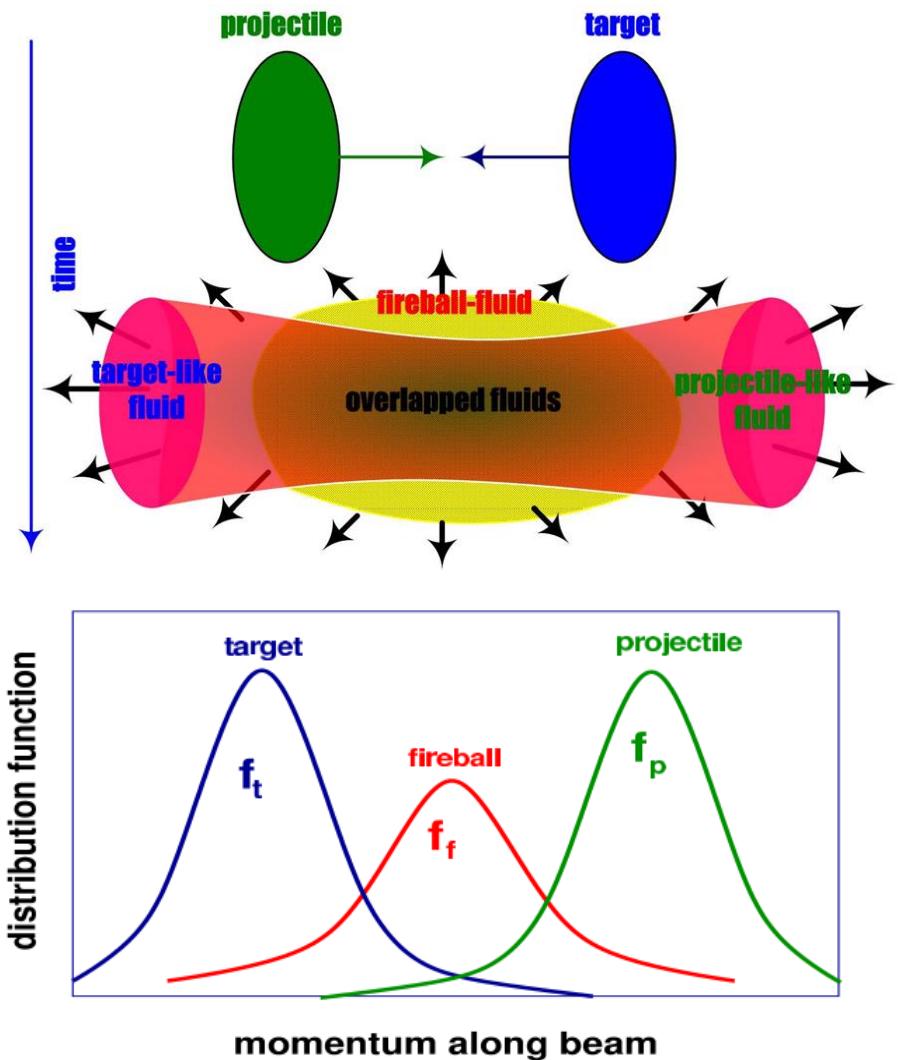


Modeling allows us to understand the physics of processes occurring in nuclear matter. Experiments: BES-RHIC, SPS, NICA and FAIR.



Modelling method

3FD (3-fluid dynamics) model



The 3FD approximation simulates the early, nonequilibrium stage of the strongly-interacting matter until the freeze-out.

- **Two baryon-rich fluids:** nucleons of the projectile (**p**) and the target (**t**) nuclei;
- **Fireball fluid (f):** newly produced particles which dominantly populate the midrapidity region during the evolution process.

Fig.: A system of colliding nuclei and associated fluids (top panel) and distribution functions depending on momentum along the beam (bottom panel)

3FD model

Target-like fluid:

$$\partial_\mu J_t^\mu = 0$$

Leading particles carry bar. charge

$$\partial_\mu T_t^{\mu\nu} = -F_{tp}^\nu + F_{ft}^\nu$$

exchange/emission

Projectile-like fluid:

$$\partial_\mu J_p^\mu = 0,$$

$$\partial_\mu T_p^{\mu\nu} = -F_{pt}^\nu + F_{fp}^\nu$$

Fireball fluid:

$$J_f^\mu = 0,$$

Baryon-free fluid

$$\partial_\mu T_f^{\mu\nu} = F_{pt}^\nu + F_{tp}^\nu - F_{fp}^\nu - F_{ft}^\nu$$

Source term

Exchange

The source term is delayed due to a formation time τ

Total energy-momentum conservation:

$$\partial_\mu (T_p^{\mu\nu} + T_t^{\mu\nu} + T_f^{\mu\nu}) = 0$$



3FD: Yu.B. Ivanov, V.N. Russkikh, V.D. Toneev,
PHYSICAL REVIEW C 73, 044904 (2006)

3FD model properties:

- Initial conditions: two spherical nuclei with sharp edge and initial baryon density of $n_B = 0.15 \text{ fm}^{-3}$, without fluctuations
- Finite stopping power of nuclear matter
- Equation of state (EoS)
- Hydrodynamical equations with friction terms to modelling of the interactions between fluids
- Freeze-out at energy density of $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.4 \text{ GeV/fm}^3$.

THESEUS

- In 2016 the THESEUS event generator (Three-fluid Hydrodynamics-based Event Simulator Extended by UrQMD final State interactions) was introduced: P. Batyuk et al., PHYSICAL REVIEW C 94, 044917 (2016).
- The generator is based on the 3FD model. This model describes the hydrodynamic stage of the system evolution.
- THESEUS describes the next stage after freeze-out: **particlization**, that allows to move from the description of a liquid to a kinetic description;
- The kinetic stage is modeled using the UrQMD (Ultrarelativistic Quantum Molecular Dynamics) model, which describes hadronic rescattering (or afterburning) processes.

THESEUS-v2: new version

- In the initial version of THESEUS no light nuclei were included. In the present one (THESEUS-v2) light nuclei and hypernuclei are produced at the same basis as other particles – **thermodynamically without fitting**:
- To include light nuclei in thermodynamics we recalculate the baryon chemical potential taking into account light nuclei production, proceeding from the local baryon number conservation:

$$\begin{aligned}
 & n_{\text{primordial}} N(x; \mu_B, T) + \sum_{\text{hadrons}} n_i(x; \mu_B, \mu_S, T) \\
 = & n_{\text{observable}} N(x; \mu'_B, T) + \sum_{\text{hadrons}} n_i(x; \mu'_B, \mu_S, T) \\
 & + \sum_{\text{nuclei}} n_c(x; \mu'_B, \mu_S, T).
 \end{aligned}$$

Nucleus($E[\text{MeV}]$)	J	decay modes, in %
d	1	Stable
t	1/2	Stable
^3He	1/2	Stable
^4He	0	Stable
$^4\text{He}(20.21)$	0	$p = 100$
$^4\text{He}(21.01)$	0	$n = 24, p = 76$
$^4\text{He}(21.84)$	2	$n = 37, p = 63$
$^4\text{He}(23.33)$	2	$n = 47, p = 53$
$^4\text{He}(23.64)$	1	$n = 45, p = 55$
$^4\text{He}(24.25)$	1	$n = 47, p = 50, d = 3$
$^4\text{He}(25.28)$	0	$n = 48, p = 52$
$^4\text{He}(25.95)$	1	$n = 48, p = 52$
$^4\text{He}(27.42)$	2	$n = 3, p = 3, d = 94$
$^4\text{He}(28.31)$	1	$n = 47, p = 48, d = 5$
$^4\text{He}(28.37)$	1	$n = 2, p = 2, d = 96$
$^4\text{He}(28.39)$	2	$n = 0.2, p = 0.2, d = 99.6$
$^4\text{He}(28.64)$	0	$d = 100$
$^4\text{He}(28.67)$	2	$d = 100$
$^4\text{He}(29.89)$	2	$n = 0.4, p = 0.4, d = 99.2$
$^3\Lambda\text{H}$	1/2	Stable
^4He	0	Stable

THESEUS-v2

- Unstable species decay and contribute to the distributions of stable light nuclei.
- No afterburner for light nuclei, because UrQMD does not process them. We simulate afterburner stage by the **late freeze-out** with parameter $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.2 \text{ GeV/fm}^3$, which is suitable for many species of light nuclei, which is the same for all collision energies, centralities and combinations of colliding nuclei, see:

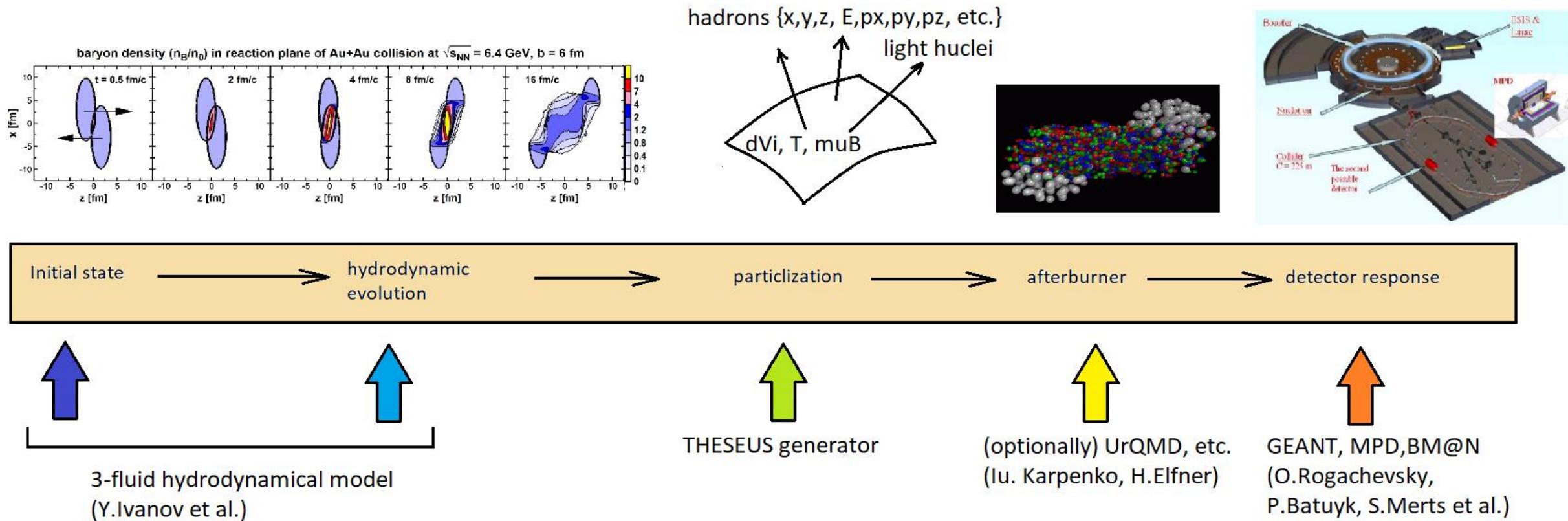
M. Kozhevnikova, Yu.B. Ivanov Phys.Rev.C 107 (2023) 2, 024903

Code is available here:

https://github.com/marinakozh/3fd_generator/tree/urqmd_recalc_muB

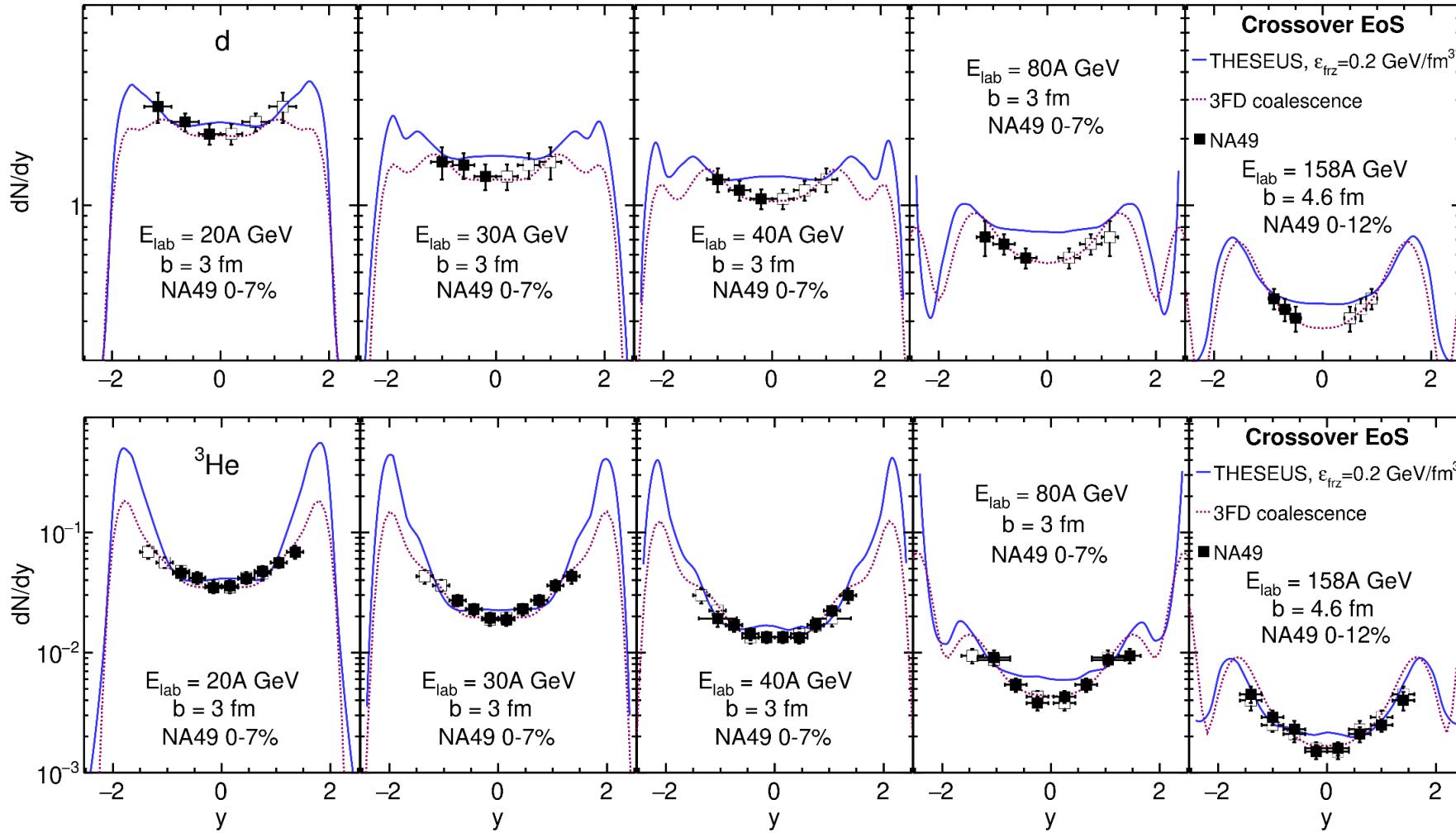
Nucleus($E[\text{MeV}]$)	J	decay modes, in %
d	1	Stable
t	1/2	Stable
^3He	1/2	Stable
^4He	0	Stable
$^4\text{He}(20.21)$	0	$p = 100$
$^4\text{He}(21.01)$	0	$n = 24, p = 76$
$^4\text{He}(21.84)$	2	$n = 37, p = 63$
$^4\text{He}(23.33)$	2	$n = 47, p = 53$
$^4\text{He}(23.64)$	1	$n = 45, p = 55$
$^4\text{He}(24.25)$	1	$n = 47, p = 50, d = 3$
$^4\text{He}(25.28)$	0	$n = 48, p = 52$
$^4\text{He}(25.95)$	1	$n = 48, p = 52$
$^4\text{He}(27.42)$	2	$n = 3, p = 3, d = 94$
$^4\text{He}(28.31)$	1	$n = 47, p = 48, d = 5$
$^4\text{He}(28.37)$	1	$n = 2, p = 2, d = 96$
$^4\text{He}(28.39)$	2	$n = 0.2, p = 0.2, d = 99.6$
$^4\text{He}(28.64)$	0	$d = 100$
$^4\text{He}(28.67)$	2	$d = 100$
$^4\text{He}(29.89)$	2	$n = 0.4, p = 0.4, d = 99.2$
$^3\Lambda\text{H}$	1/2	Stable
$^4\Lambda\text{He}$	0	Stable

Hydrodynamic modelling of nuclear collisions for NICA / FAIR



Results of light nuclei modelling

Rapidity distributions in Pb+Pb collisions



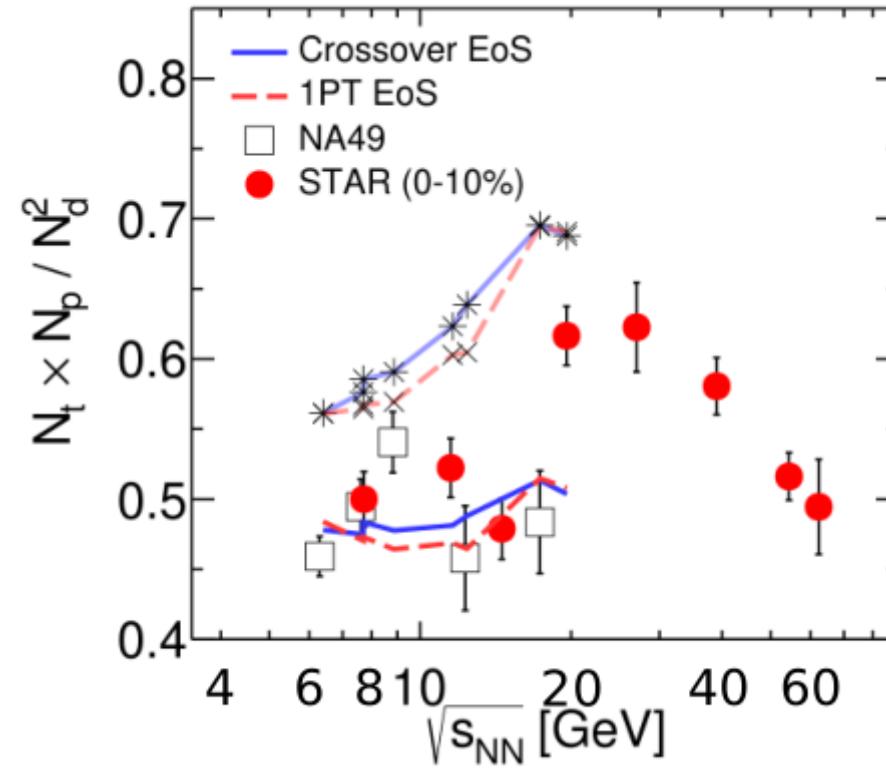
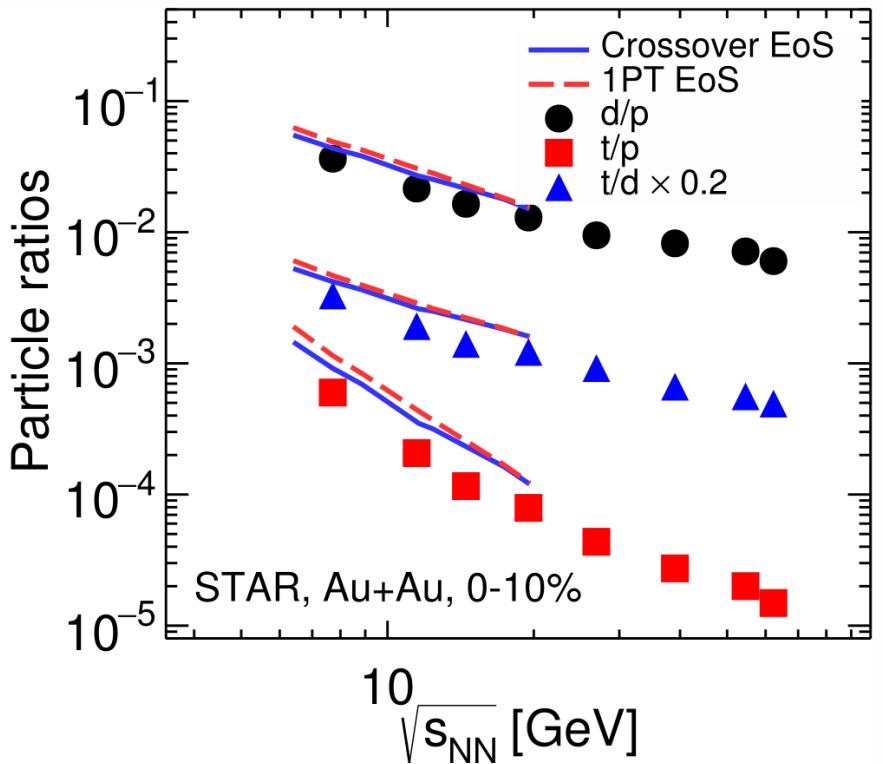
THESEUS-v2: Kozhevnikova M., Ivanov Y. B. Phys. Rev. C — 2023. — Vol. 107, no.2. — P. 024903.

3FD: Ivanov Y. B., Soldatov A. A. Eur. Phys. J. A. — 2017. — Vol. 53, no. 11. — P. 218

NA49: Anticic T. [et al.]. Phys. Rev. C. — 2016. — Vol. 94, no. 4. — P. 044906.

Modelling with late freeze-out gives generally reasonable result, but it is getting worse with increasing of the collision energy. For ${}^3\text{He}$ the result is even better than for deuterons, which have a lower mass.

Particle ratios



Protons coming from weak decays strongly affect on ratio $N(t) \times N(p)/N^2(d)$.

An excess of the predicted value, 0.29, is observed (Shuryak E., Torres-Rincon J. M // Eur. Phys. J. A. — 2020. — Vol. 56, no. 9. — P. 241), because there is a contribution from near-central sources, and not just from central ones.

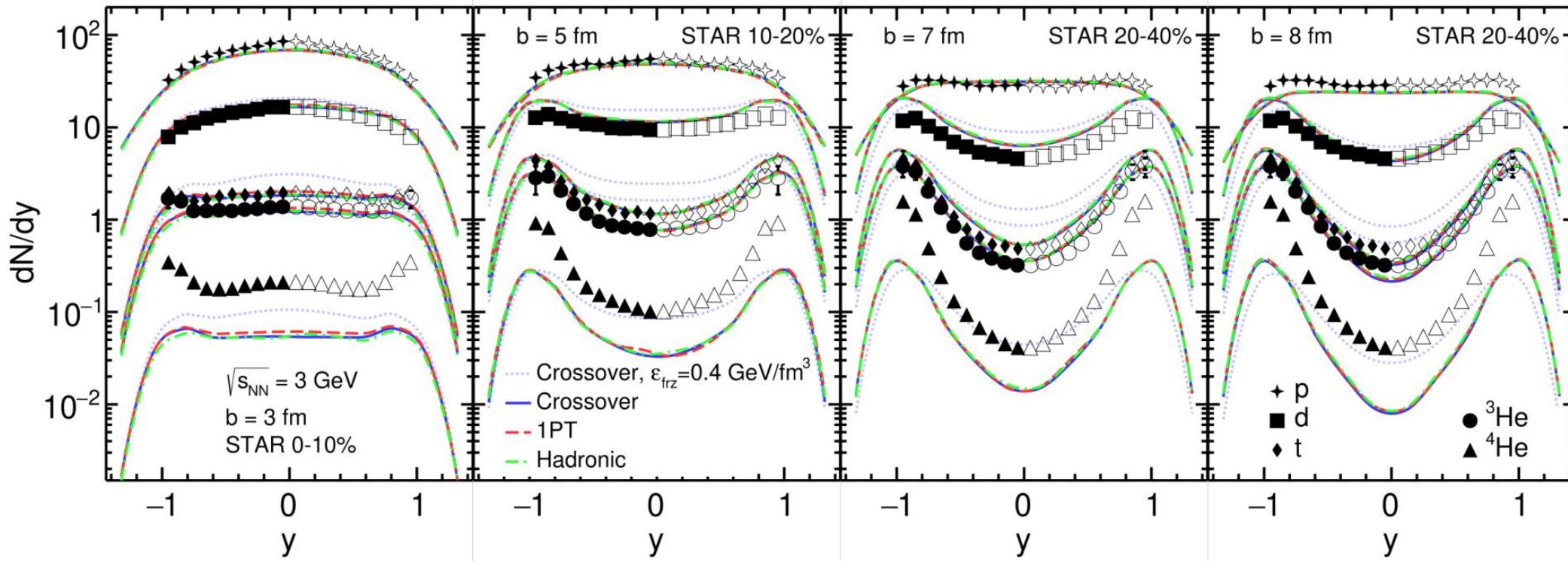
STAR:

Zhang D. Light Nuclei (d, t) Production in Au + Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 7.7\text{-}200\text{GeV}$ // Nucl. Phys. A / ed. by F. Liu, E. Wang, X.-N. Wang, N. Xu, B.-W. Zhang. — 2021. — Vol. 1005. — P. 121825. — arXiv: [2002.10677 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/2002.10677).

NA49:

Anticic T. [et al.]. Production of deuterium, tritium, and He3 in central Pb + Pb collisions at 20A,30A,40A,80A , and 158A GeV at the CERN Super Proton Synchrotron // Phys. Rev. C. — 2016. — Vol. 94, no. 4. — P. 044906. — arXiv: [1606.04234 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/1606.04234).

3 GeV: rapidity distributions



THESEUS-v2: Kozhevnikova M., Ivanov Y. B. Phys. Rev. C 109 (2024) 1, 014913, STAR: Phys.Rev.C 110 (2024) 5, 054911.

- Modelling with the late freeze-out gives reasonable result and better than at the standard freeze-out.
- No dependence on EoS – **evolution of matter performs in hadronic phase**.
- The difference in the shapes of the distributions of protons and light nuclei depending on the centrality is well described. The results for $b = 7$ fm and $b = 8$ fm illustrate the uncertainty of the choice of the impact parameter. Result with $b = 7$ fm gives in general the better result.
- For d , t and ^3He the late freeze-out ($\epsilon_{\text{frz}} = 0.2 \text{ GeV}/\text{fm}^3$) is more suitable, but for ^4He the standard one ($\epsilon_{\text{frz}} = 0.4 \text{ GeV}/\text{fm}^3$) is better. ^4He survives better at the afterburning stage, since it is a more spatially compact and strongly bound object.

3 GeV: directed flow

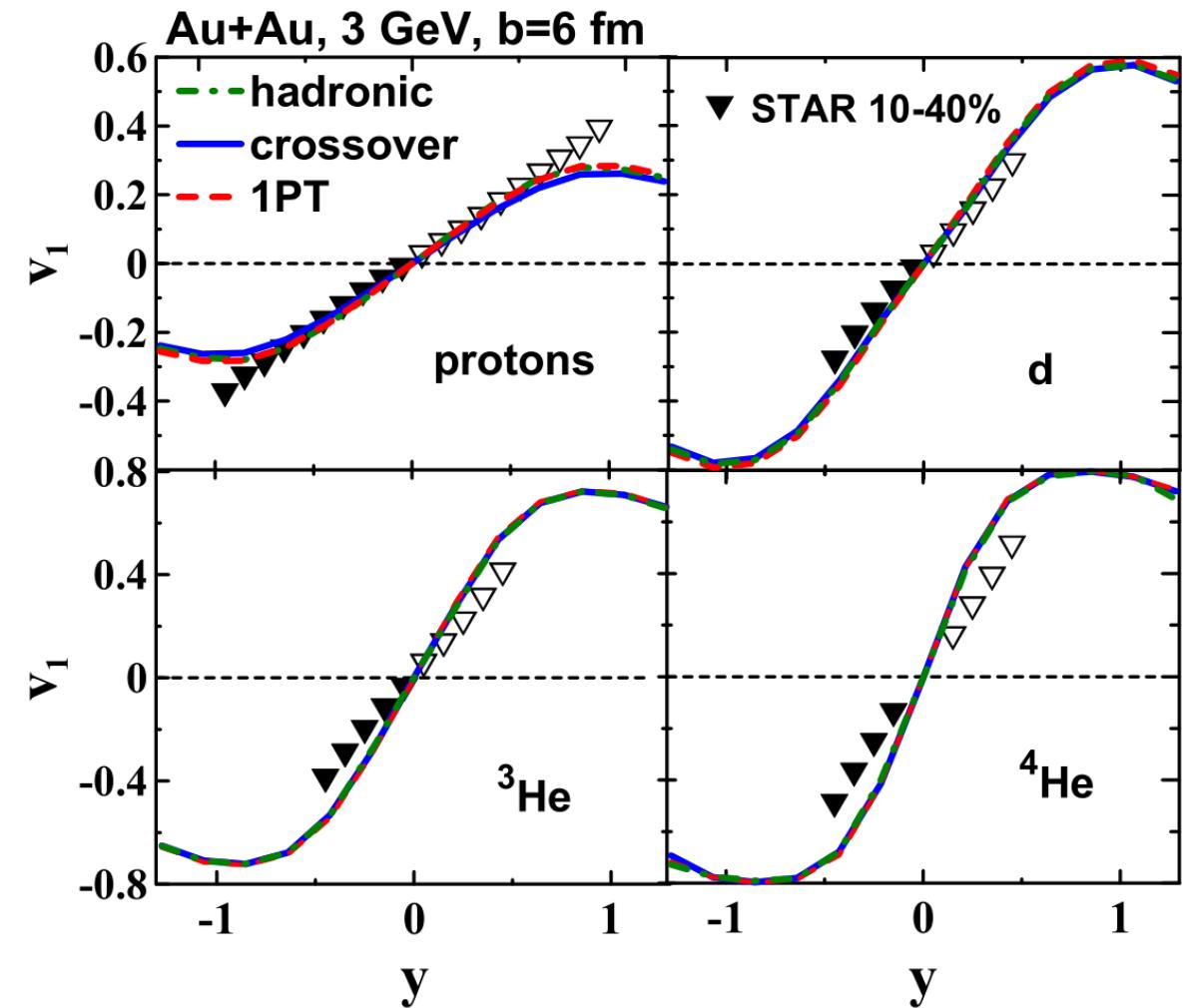
Fig.: THESEUS results on directed flow v_1 of protons and light nuclei (d , ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$) in comparison with STAR experiment:

Abdallah M. S. [et al.]. // Phys. Lett. B. —2022.—Vol.827.—P. 136941;

Abdallah M. S. [et al.]. // Phys. Lett. B. —2022.—Vol.827.—P.137003.

Good description of protonic v_1 except regions of forward/backward rapidities.

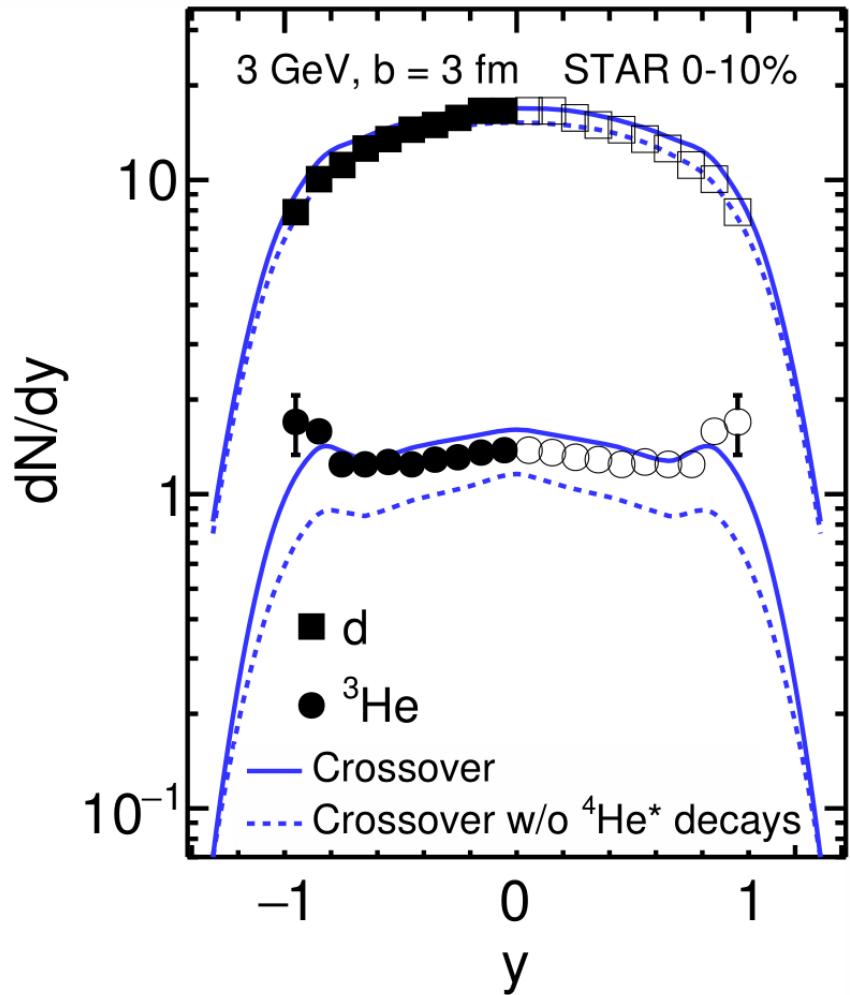
- Agreement with STAR data worsens with increasing of atomic mass.
- Choice of EoS do not affect on result → hadronic phase dominate in dynamics



3 GeV: decays of unstable light nuclei

STAR: Phys.Rev.C 110 (2024) 5, 054911

- It is found (Phys. Rev. C 107, no.2, 024903 (2023), Particles 6, no.1, 440–450), that contributions of decays of ${}^4\text{He}^*$ in deuterons is negligible, but essential for tritons and ${}^3\text{He}$ nuclei at energies of $\sqrt{s_{NN}} > 6 \text{ GeV}$ at forward/backward rapidities.
- At $\sqrt{s_{NN}} = 3 \text{ GeV}$ predictions (V. Vovchenko, et al., Phys. Lett. B, 135746 (2020)) predictions have been made, contributions $\sim 60\%$ for tritons and ${}^3\text{He}$ nuclei at $y=0$. Our calculation confirms contribution $\sim 20\%$ for deuterons and 50–100% (depending on rapidity) for ${}^3\text{He}$.
- Directed flow v_1 of deuterons, tritons and ${}^3\text{He}$ nuclei turned out to be insensitive to contributions from ${}^4\text{He}^*$.

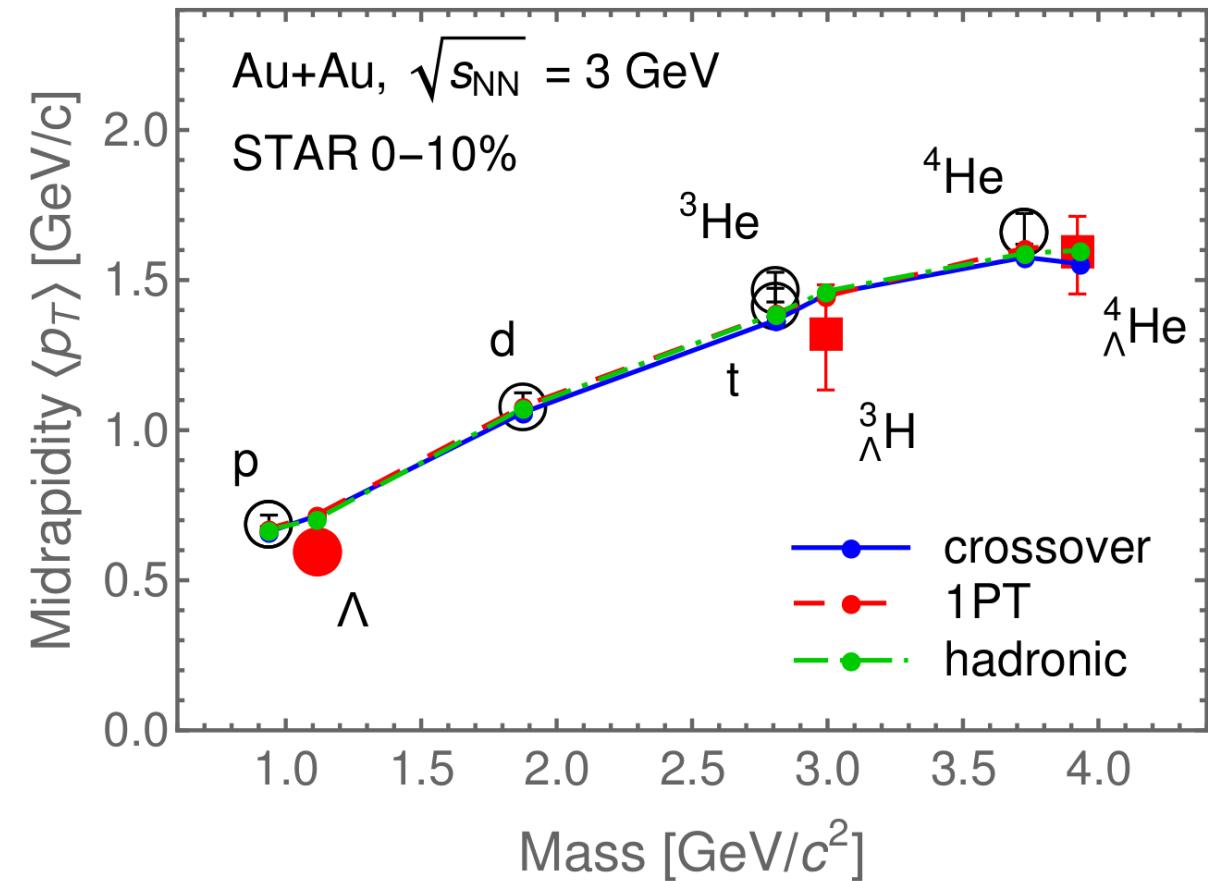


Results of light hypernuclei modelling

Midrapidity transverse momentum

- For modeling of p and Λ the standard freeze-out parameter $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.4 \text{ GeV/fm}^3$ is used with subsequent UrQMD afterburner;
- For d, t and ${}^3\text{He}$ the late one with parameter $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.2 \text{ GeV/fm}^3$ is used;
- For ${}^4\text{He}$ and ${}^4\text{\Lambda He}$ the standard parameter is used: $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.4 \text{ GeV/fm}^3$.

Results are in good agreement with experimental data, even small deviations from straight line are reproduced.



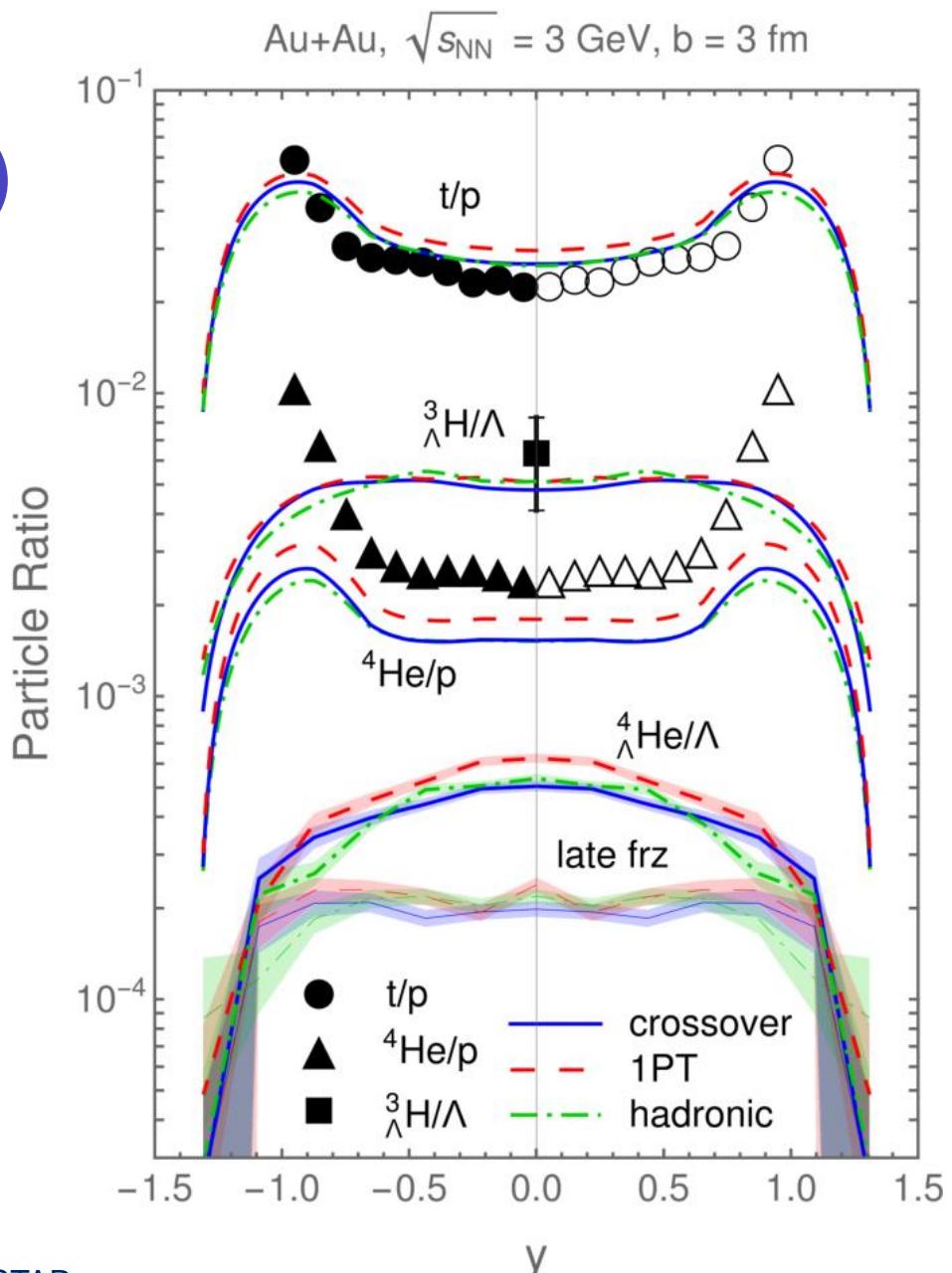
STAR:

M. I. Abdulhamid et al. PhysRevC.110.054911 (2024)
JiY // EPJ Web Conf. — 2023. — Vol. 276. — P. 04003.

Particle ratio

- For p and Λ the standard freeze-out parameter with $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.4 \text{ GeV/fm}^3$ used and UrQMD afterburner;
- For t and ${}^3\text{He}$ the late one is used: $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.2 \text{ GeV/fm}^3$;
- For ${}^4\text{He}$ and ${}^4\bar{\Lambda}$ standard freeze-out: $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.4 \text{ GeV/fm}^3$ is used ;
- Prediction for ${}^4\bar{\Lambda}$ with the standard freeze-out and late is made;

The slight overestimation of the t/p ratio is because of underestimation of the proton yield (see Kozhevnikova, Ivanov, Phys. Rev. C 109, no.1, 014913 (2024)). Almost without difference of EoS -> **collision process develops in the hadronic phase.**



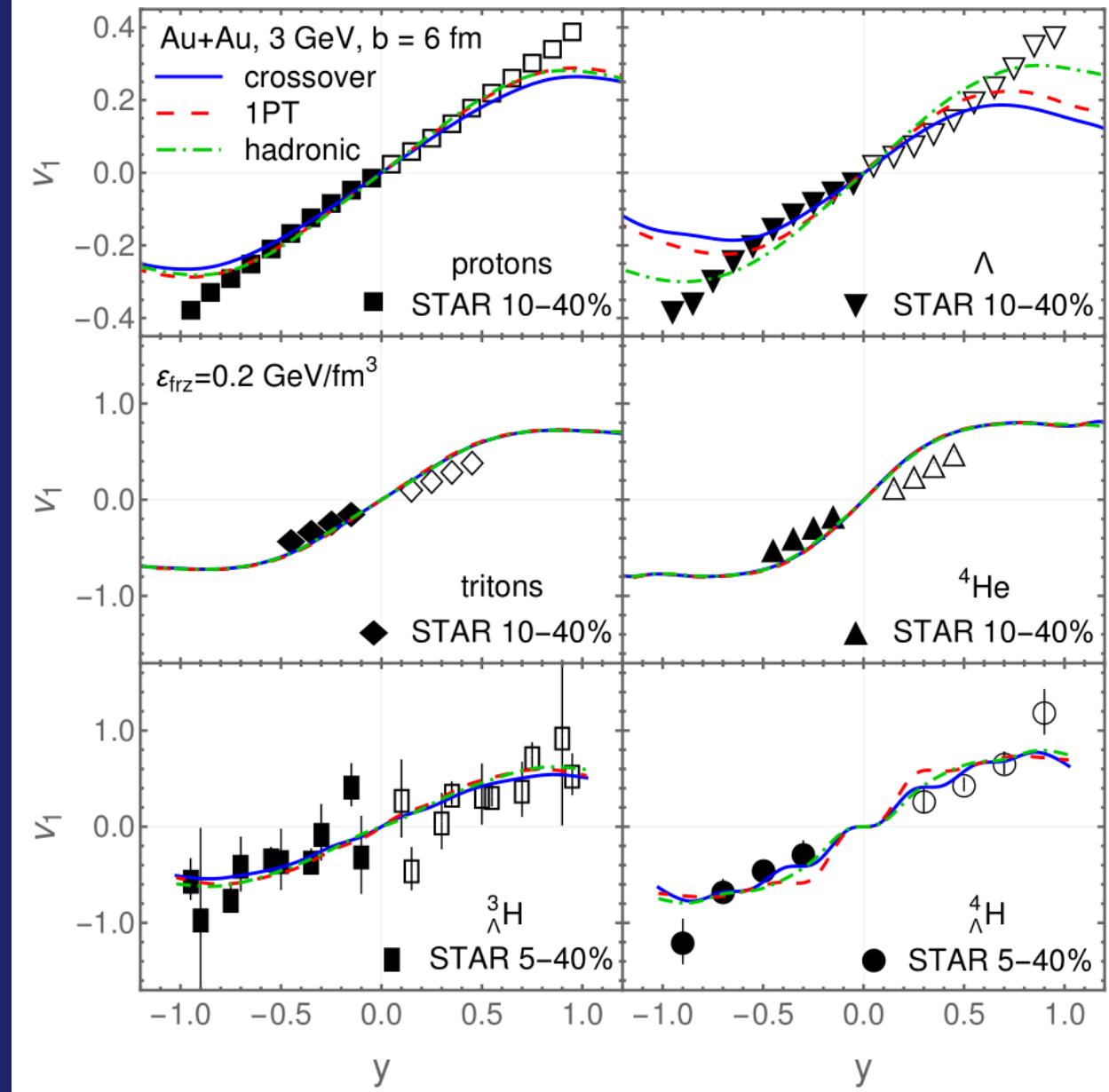
STAR:

M. I. Abdulhamid et al. PhysRevC.110.054911 (2024)
Ji Y. // talk at Quark Matter 2023

Directed flow

- For p and Λ the standard freeze-out is used with $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.4 \text{ GeV/fm}^3$ with consequent UrQMD afterburner;
- For t, ${}^4\text{He}$, ${}^3\text{H}$ and ${}^4\text{He}$ the standard freeze-out with $\varepsilon_{\text{frz}} = 0.2 \text{ GeV/fm}^3$ is used;
- Good agreement for p and Λ , especially in central rapidities.
- No dependence on EoS for (hyper)nuclei

For hypernuclei results are in agreement with experiment in frame of statistical uncertainties.



Abdallah M. S. [et al.]. // Phys. Lett. B. — 2022. — Vol. 827. — P. 136941,

Abdallah M. S. [et al.]. // Phys. Lett. B. — 2022. — Vol. 827. — P. 137003,

Aboona B. [et al.]. // Phys. Rev. Lett. — 2023. — Vol. 130, no. 21. — P. 212301.

Conclusions

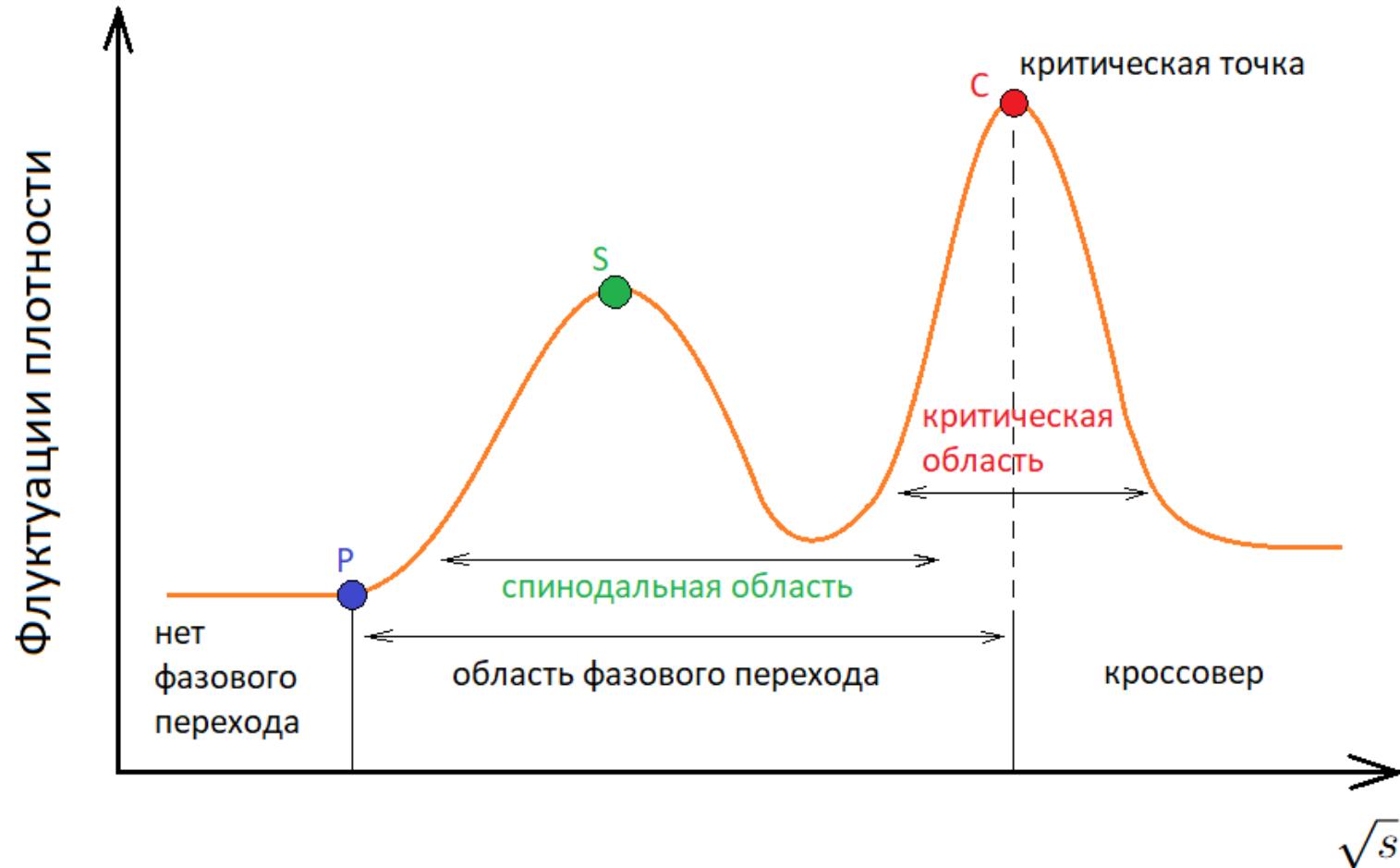
Conclusions

- A new approach to the modelling of light (hyper)nuclei is presented, in which the production of light (hyper)nuclei and hadrons is considered in a equal basis. This approach is implemented in the new version of the THESEUS-v2 generator. It is a more economical way to describe the light (hyper)nuclei production compared to coalescence and has a higher predictive power.
- In new THESEUS-v2 the yields of light nuclei (rapidity distributions) in Au+Au and Pb+Pb collisions at collision energies $\sqrt{s_{NN}} = 3 - 19.6$ GeV and at different collision centralities, as well as p_T and m_T -spectra, collective flows were obtained. Deuterons, tritons and ^3He nuclei are better described with late freeze-out, and ^4He nuclei – with standard freeze-out, which reflects the difference in their binding energies. In general, THESEUS-v2 gives a reasonable description of the data.
- At the energies $\sqrt{s_{NN}} > 6$ GeV the contribution from the decays of unstable nuclei $^4\text{He}^*$ is negligible for deuterons at central rapidities, but is significant for tritons and ^3He nuclei. At forward/backward rapidities it is more significant. At energies $\sqrt{s_{NN}} = 3$ GeV, such a contribution is more significant: ~20% for deuterons and 50–100% (depending on rapidity) for ^3He .
- Simulations of light hypernuclei in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 3$ GeV showed that THESEUS-v2 gives a good description of the hypernuclei data.

Thanks for your attention!

Backup slides

Спинодальная область



Модели для описания легких (гипер)ядер

□ Коалесценция

модель трехжидкостной гидродинамики (3FD), двухжидкостная модель, JAM, UrQMD

□ Термодинамика

Статистическая модель, Blast-Wave. Адроны и легкие ядра моделируются единообразно, но термодинамические величины (температура, химический потенциал) фитируются.

□ Микроскопический динамический подход

SMASH, PHQMD, LQMD, стохастический кинетический подход

□ Термодинамика в THESEUS

Адроны и легкие ядра моделируются на одной основе, термодинамические величины (температура, химический потенциал) вычисляются в 3FD. **Не нужны дополнительные параметры!**

- На выходе мы имеем Лагранжевы тестовые частицы (капли) для каждой жидкости α (= p, t or f).
- Капля = элемент гиперповерхности при замораживании
- Наблюдаемые = интегралы от адронных функций распределения по гиперповерхности при замораживании.
- Такие величины не удобны для применения экспериментальных аксептансов!

- THESEUS = 3FD + процедура Монте-Карло + дожиг UrQMD;
- Используются гиперповерхности при замораживании из 3FD (T, . ,) для генерации частиц (, .);
- На выходе: дерево в ROOT-файле, содержащее все сгенерированные частицы.
- Можно применять аксептанс.

Модель 3FD: уравнения состояния

Адронное: имеются только адронные состояния (адронный газ), отсутствует фазовый переход

Mishustin I. N., Russkikh V. N., Satarov L. M., Sov. J. Nucl. Phys. Vol. 54. P. 260–314 (1991)



С фазовым переходом 1-го рода: адронные состояния + КГП

A. Khvorostukhin, V.V. Skokov, V.D. Toneev, K. Redlich, EPJ C48, 531 (2006)



С кроссовером: адронные состояния + КГП с сосуществованием фаз (кроссовером) в широком диапазоне температур и барионных плотностей

A. Khvorostukhin, V.V. Skokov, V.D. Toneev, K. Redlich, EPJ C48, 531 (2006)

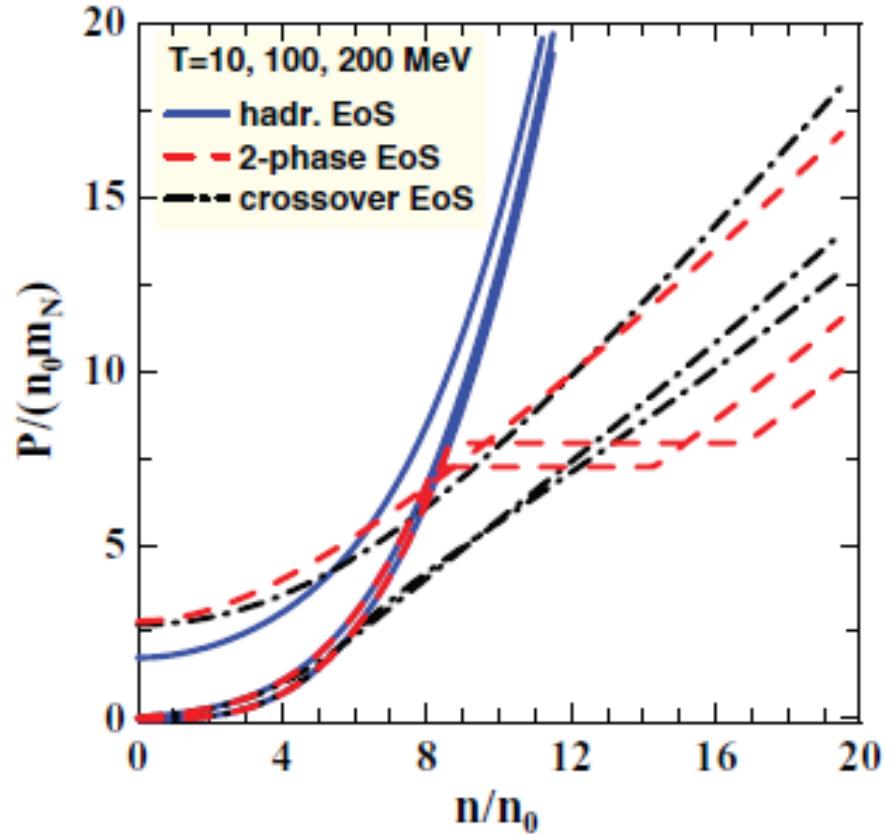


Рис. 3: Различные уравнения состояния на примере зависимости давления от барионной плотности при различных температурах.

THESEUS-v2: позднее замораживание

Для легких ядер модель UrQMD не способна моделировать стадию дожига. Поэтому мы моделируем эту стадию **поздним замораживанием**.

Самое подходящее значение, как видно из результатов для протонов: .

Используются протоны, т.к. они тесно связаны с легкими ядрами.

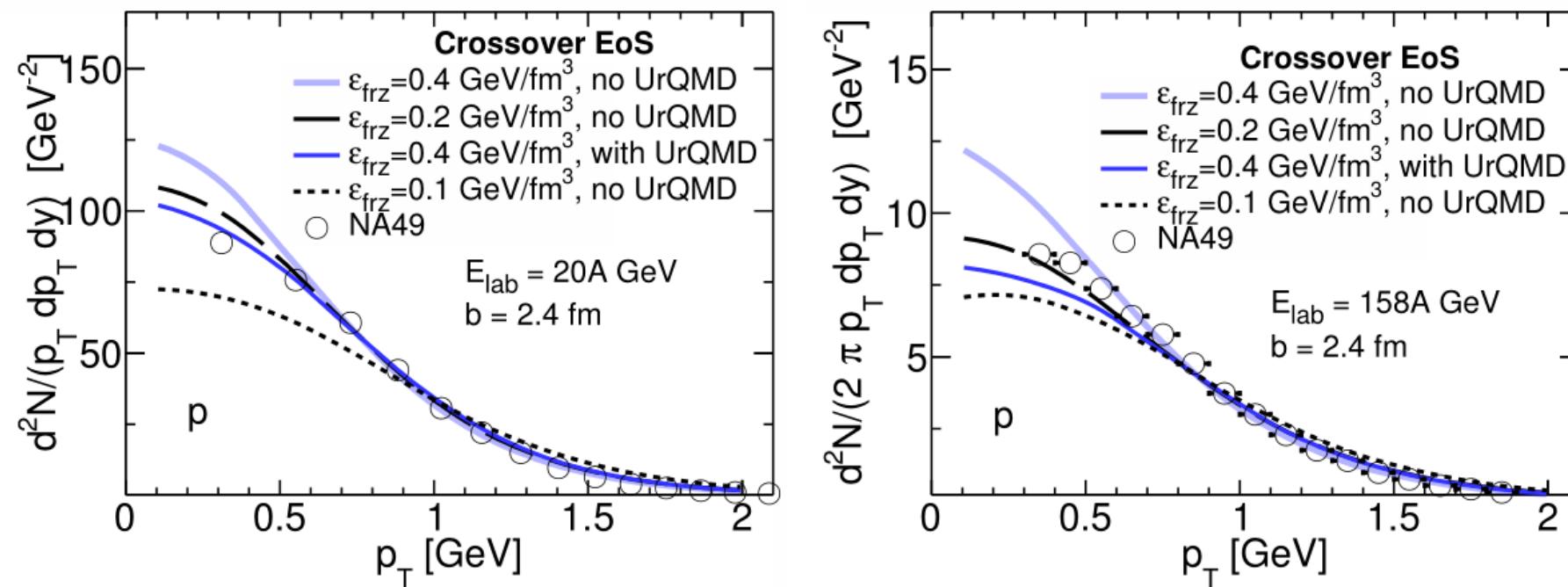
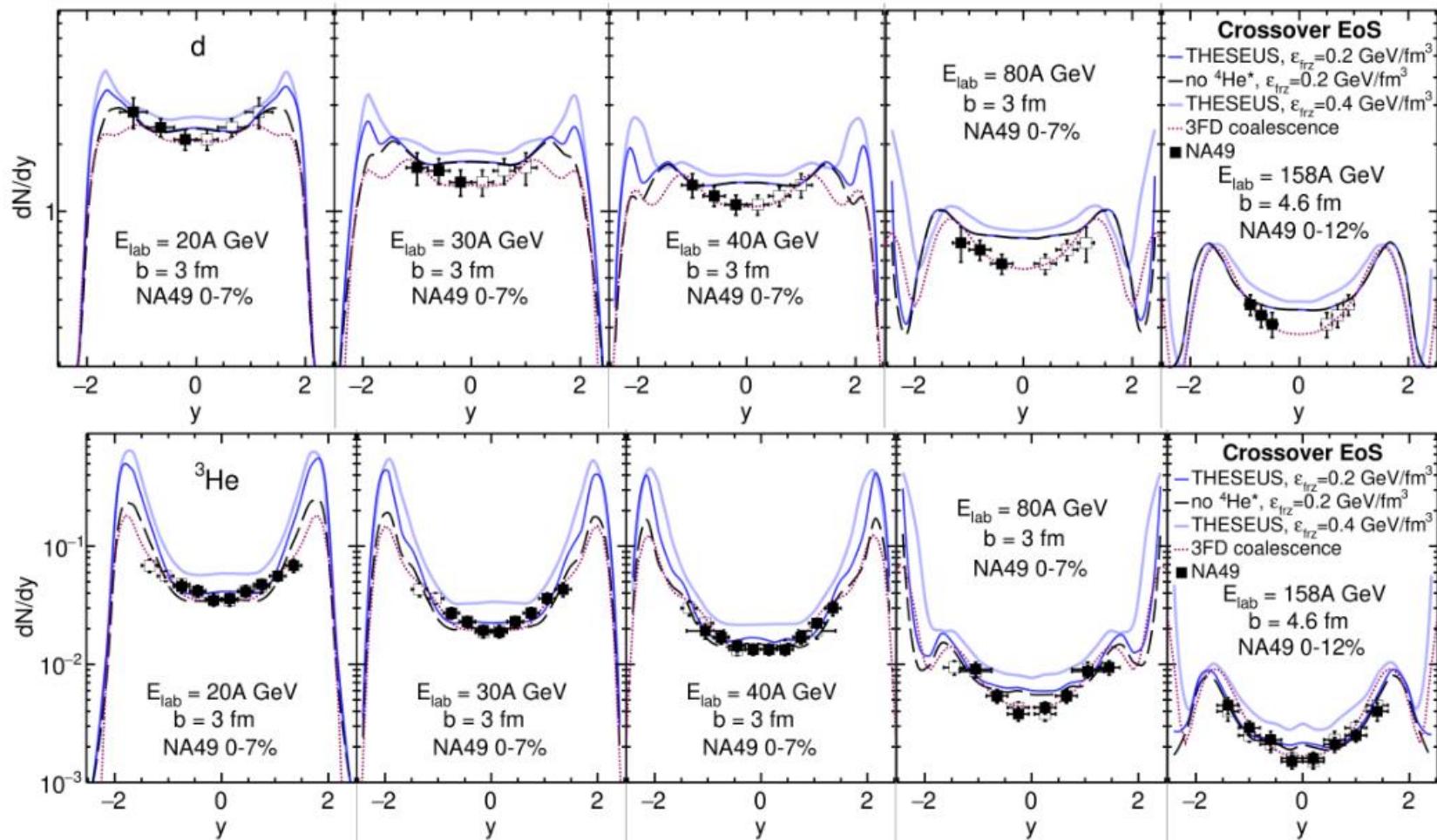


Рис.: Спектры по поперечным импульсам для протонов в центральных столкновениях Au+Au.

Быстротные распределения (подробнее)

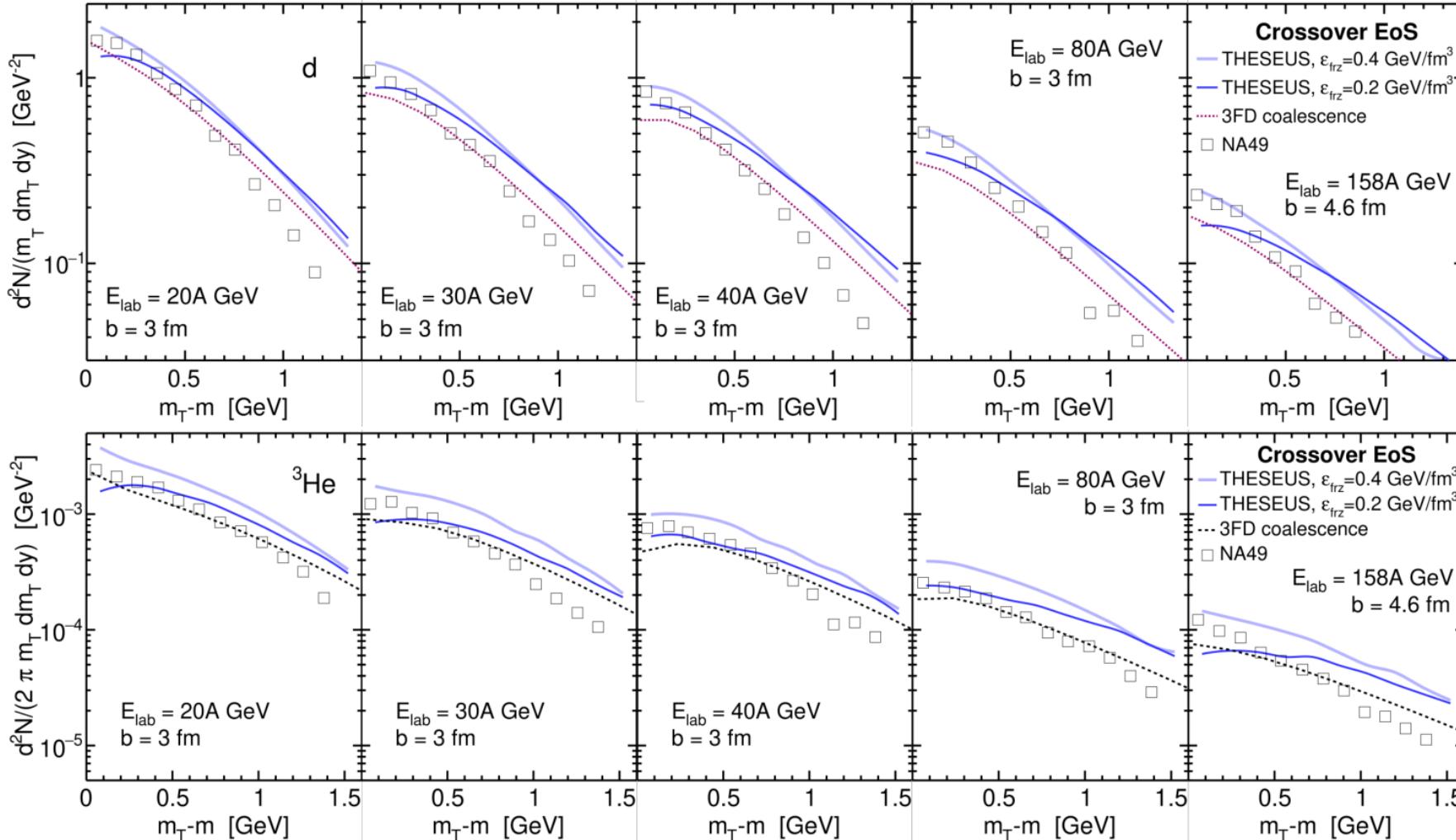


Ivanov Y. B., Soldatov A. A. Eur. Phys. J. A. — 2017. — Vol. 53, no. 11. — P. 218

Anticic T. [et al.]. Phys. Rev. C. — 2016. — Vol. 94, no. 4. — P. 044906.

Рис.: Быстротные распределения легких ядер. Приведены результаты со стандартным замораживанием (бледно-голубые линии) и поздним (синие линии), без вклада возбужденных низколежащих резонансов * (черные линии), экспериментальные данные NA49 и результат чистой 3FD.

Спектры по поперечным массам



Поперечная масса:

$$m_T^2 = m^2 + p_x^2 + p_y^2$$

Ivanov Y. B., Soldatov A. A. Eur. Phys. J. A. — 2017. — Vol. 53, no. 11. — P. 218

Anticic T. [et al.]. Phys. Rev. C. — 2016. — Vol. 94, no. 4. — P. 044906.

Рис.: Спектры по поперечным массам для дейтронов (верхний ряд) и (*нижний ряд*) в центральных столкновениях Pb+Pb при различных энергиях, рассчитанные с уравнением состояния с кроссовером. Показаны результаты, рассчитанные со стандартным замораживанием (бледно-голубые линии) и поздним (синие линии), результаты 3FD (фиолетовые пунктирные линии) и экспериментальные данные NA49.

Отношения выходов частиц

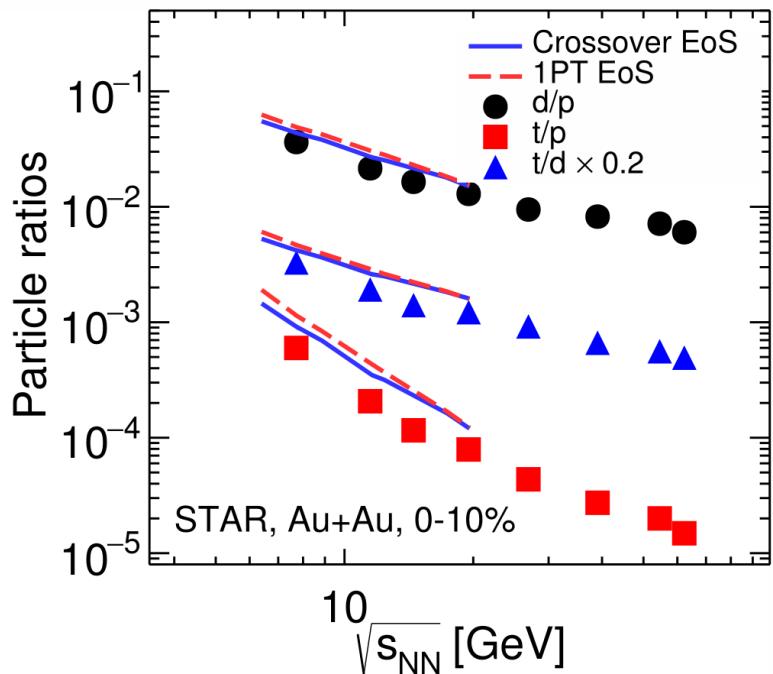


Рис.: Зависимость от энергии соотношений выходов d/p , t/p и t/d в области центральных быстрых для центральных (0-10%) Au+Au столкновений. Моделирование проведено при $b = 4$ фм для Au+Au и при $b = 3$ фм для Pb+Pb в бине по быстроте $|y| < 0.5$.

Показано, что на соотношение $N(t) \times N(p)/N^2(d)$ сильно влияют протоны, полученные от слабых распадов. Вычисленный результат с протонами без вклада от слабых распадов превышает предсказанное значение: 0.29 (Shuryak E., Torres-Rincon J. M// Eur. Phys. J. A. — 2020. — Vol. 56, no. 9. — P. 241), т.к. есть вклад от окколоцентральных источников, а не только центральных. Необходимо корректно учитывать слабые распады, а UrQMD не является достаточно точной для этого.

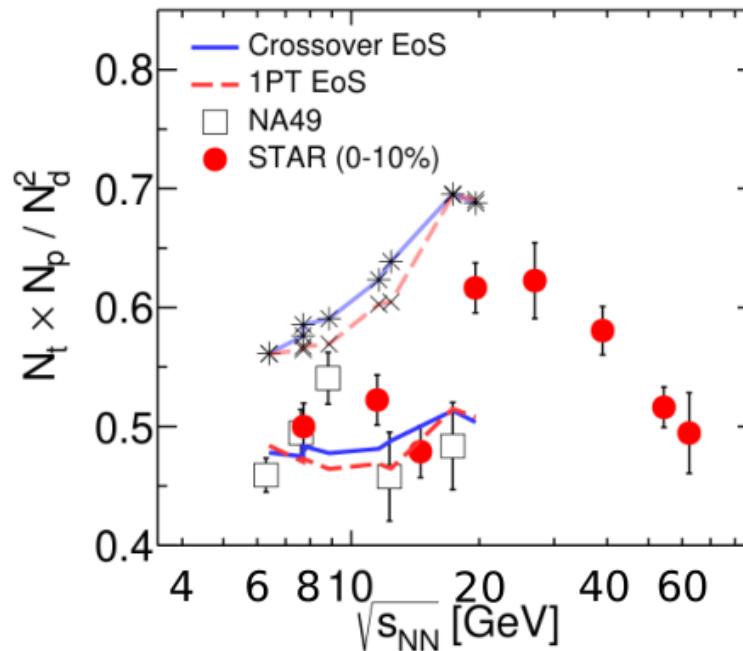


Рис.: Зависимость от энергии соотношения $N(t) \times N(p)/N^2(d)$ в области центральных быстрых для центральных столкновений Au+Au и Pb+Pb. Моделирование при $b = 4$ фм для Au+Au, при $b = 3$ фм ($\sqrt{s_{NN}} < 17.4$ ГэВ) и при $b = 4.6$ фм ($\sqrt{s_{NN}} = 17.4$ фм) для Pb+Pb в бине по быстроте $|y| < 0.5$. $N(p)$ включает протоны, полученные без вклада от слабых распадов (две верхние линии, помеченные крестами) и без этого вклада (две нижние линии)

STAR:

Zhang D. Light Nuclei (d, t) Production in Au + Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 7.7$ -200GeV // Nucl. Phys. A / ed. by F. Liu, E. Wang, X.-N. Wang, N. Xu, B.-W. Zhang. — 2021. — Vol. 1005. — P. 121825. — arXiv: [2002.10677 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/2002.10677).

NA49:

Anticic T. [et al.]. Production of deuterium, tritium, and He3 in central Pb + Pb collisions at 20A,30A,40A,80A , and 158A GeV at the CERN Super Proton Synchrotron // Phys. Rev. C. — 2016. — Vol. 94, no. 4. — P. 044906. — arXiv: [1606.04234 \[nucl-ex\]](https://arxiv.org/abs/1606.04234).

Коллективные потоки: определение

Одночастичное распределение частиц, разложенное в ряд Фурье по азимутальному углу импульса частицы :

где , а усреднение происходит по всем рассматриваемым частицам во всех событиях.

Здесь первый коэффициент **направленный поток**, а второй **эллиптический поток**.

В THESEUS потоки рассчитываются через сумму по адронам.

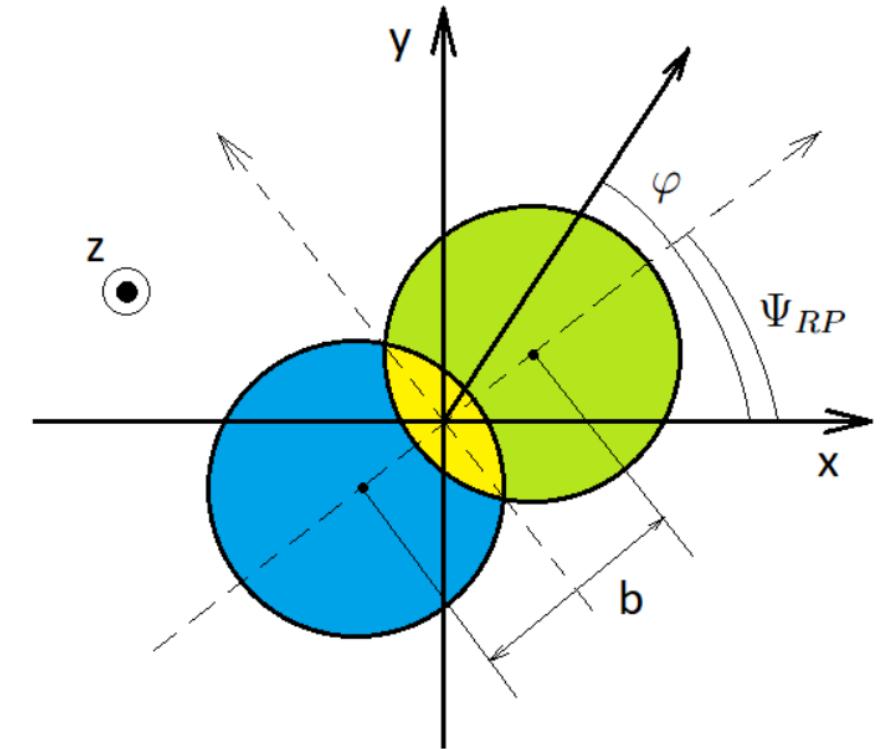


Рис.: Схема сталкивающихся ядер.

Directed flow

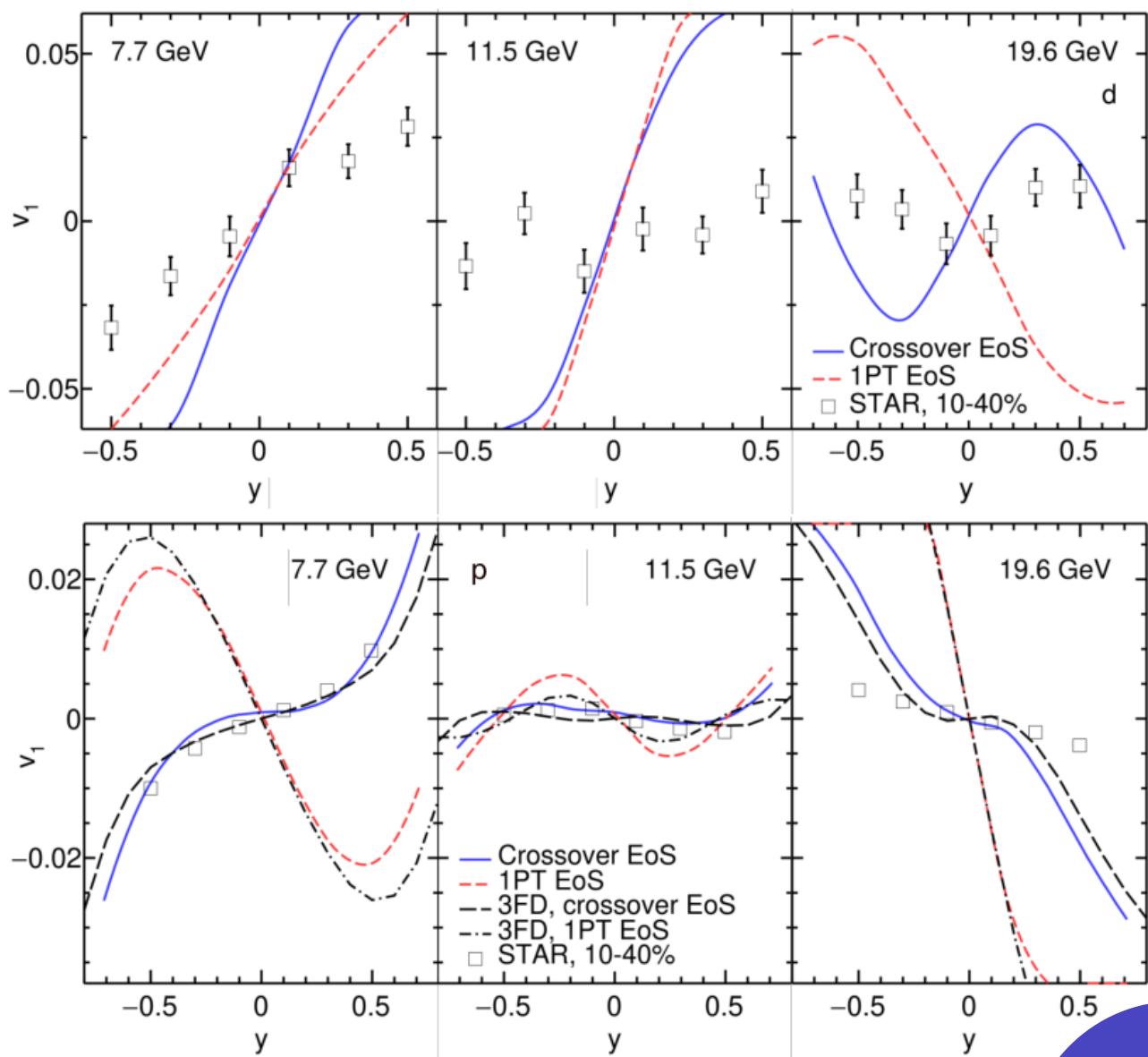


Рис.: Направленный поток для дейтронов (верхний ряд) и протонов (нижний ряд) в зависимости от быстроты в полуцентральных столкновениях ($b = 6$ фм) столкновений Au+Au, полученный для различных энергий и двух уравнений состояния: с фазовым переходом 1-го рода и с кроссовером.

Для сравнения приведены данные STAR:

Adam J. [et al.]. // Phys. Rev. C. — 2020. — Vol. 102, no. 4. — P. 044906.

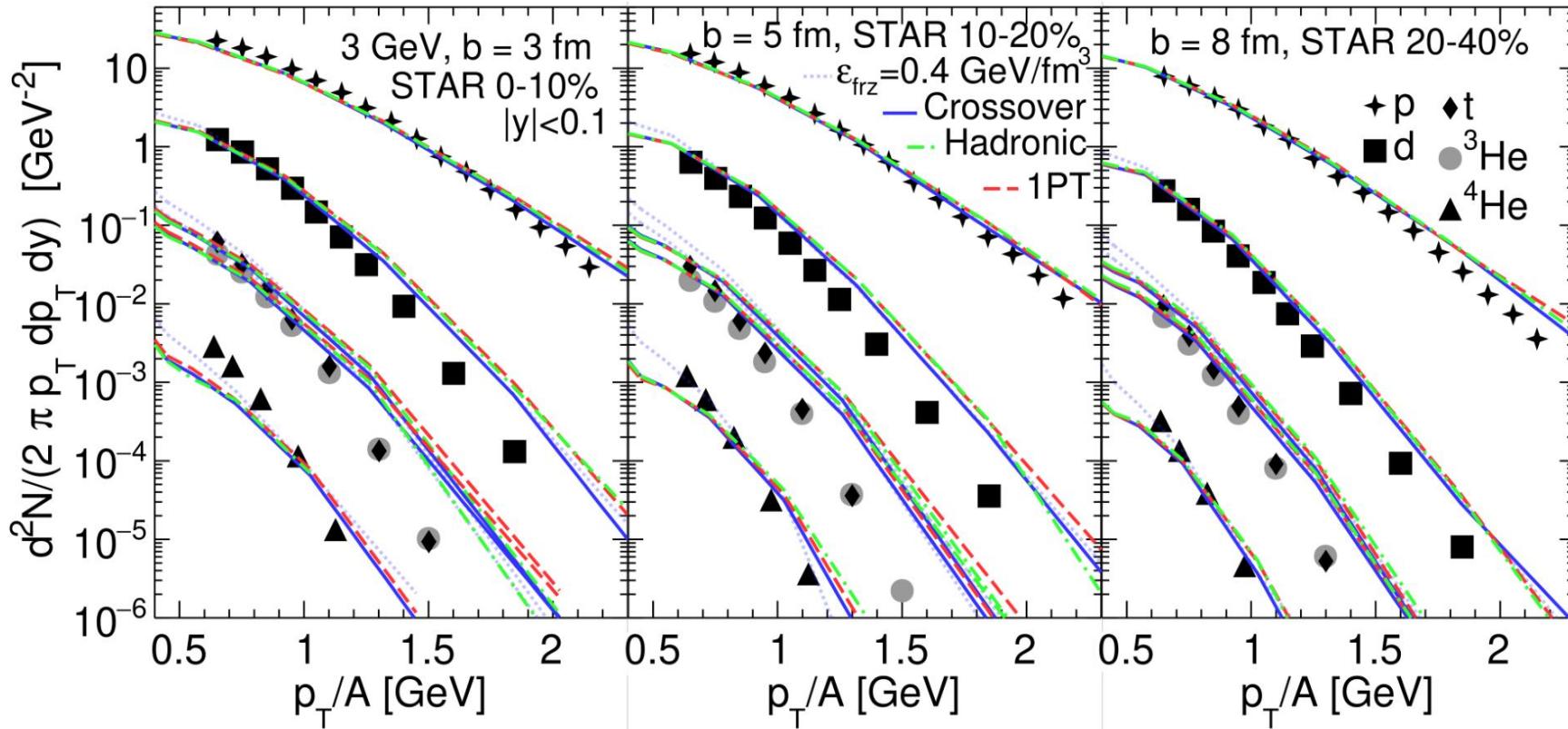
Adamczyk L. [et al.]. // Phys. Rev. Lett. — 2014. — Vol. 112, no. 16. — P. 162301.

Модель не смогла должным образом описать потоки для дейтронов.

Может быть , это связано с критической точкой КХД фазовой диаграммы в этой области энергий

STAR preliminary data: Pandav, plenary talk at CPOD 2024, <https://conferences.lbl.gov/event/1376/contributions/8772/>

3 ГэВ: спектры по поперечному импульсу



Поперечный импульс:

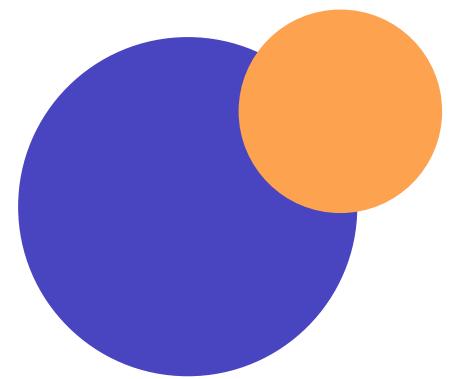


Рис.: Результаты THESEUS спектры по поперечному импульсу для протонов и легких ядер (дейтеронов, тритонов, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$) в бине в сравнении с данными STAR (arXiv: 2311.11020 [nucl-ex]). Расчеты выполнены для трех различных уравнений состояния и при позднем замораживании (ϵ_{frz}). Для сравнения показаны результаты при стандартном замораживании ($\epsilon = 0$) для уравнения состояния с кроссовером.

Моделирование с поздним замораживанием дает разумный и, в целом, лучший результат, чем со стандартным замораживанием. Нет зависимости от уравнения состояния – **вещество эволюционирует в адронной фазе**.
Завышение спектров при больших p_T эта неточность связана с особенностью модели 3FD.

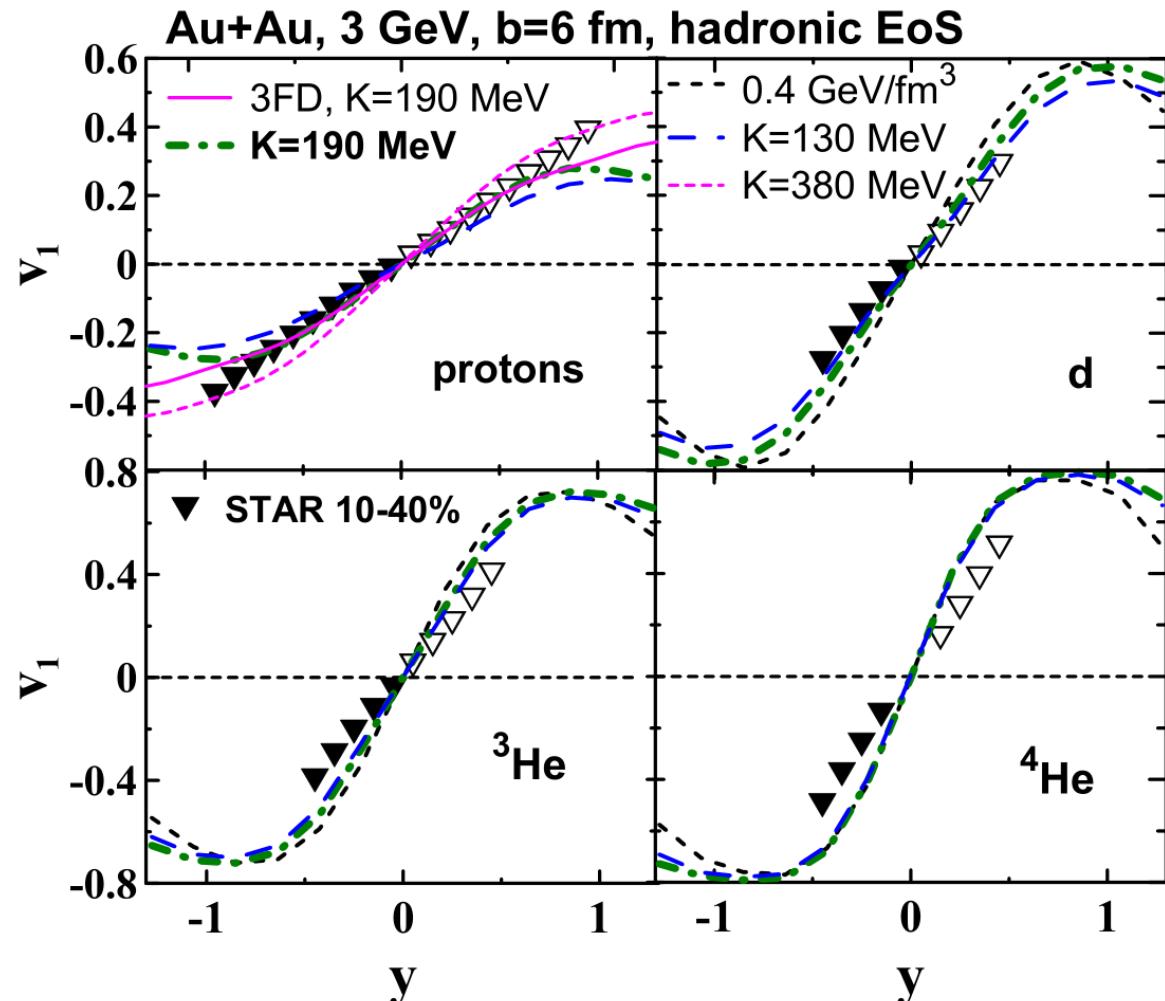
3 ГэВ: направленный поток

Рис.: Результаты THESEUS по протонов и легких ядер (d, α) для различных вариантов адронного уравнения состояния: стандартного ($K = 190$ МэВ), очень «мягкого» ($K = 130$ МэВ) и «жесткого» ($K = 380$ МэВ).

- Для легких ядер используется позднее замораживание ($\langle v \rangle$) и стандартное ($\langle v \rangle$).
- Показан поток протонов, полученный из чистой 3FD-модели (без дожига).
- Жесткость характеризуется коэффициентом несжимаемости ядерной материи:

где плотность энергии ядерной материи при нормальная ядерная плотность. Стандартное значение для адронного уравнения состояния: $K = 190$ МэВ (довольно «мягкое»).

- Стандартное значение $K = 190$ МэВ кажется наиболее оптимальным.



ЭЛЛИПТИЧЕСКИЙ ПОТОК

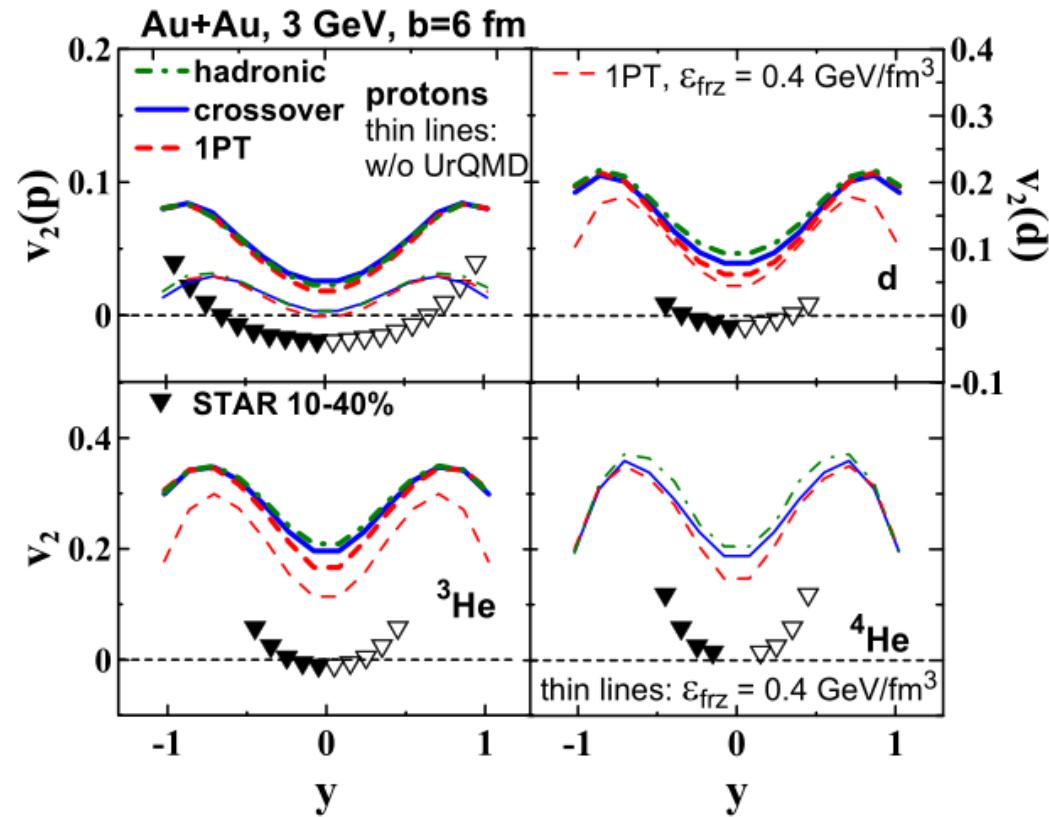


Рис. 26: Эллиптический поток протонов и легких ядер в зависимости от быстроты в полуцентральных ($b = 6$ фм) столкновениях Au+Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 3$ ГэВ. Представлены результаты для трёх различных уравнений состояния. Для дейтронов и ${}^3\text{He}$ используется позднее замораживание, а для ${}^4\text{He}$ — стандартное. Также для них приведен расчёт с переходом 1-го рода со стандартным замораживанием. Протоны рассчитаны со стандартным замораживанием и дожигом UrQMD. Также для них показан результат без дожига. Данные STAR взяты из работы [33; 152]. Экспериментальные точки обозначены закрашенными символами, а отраженные симметрично нулевой быстроты — незакрашенными.

ЭЛЛИПТИЧЕСКИЙ ПОТОК

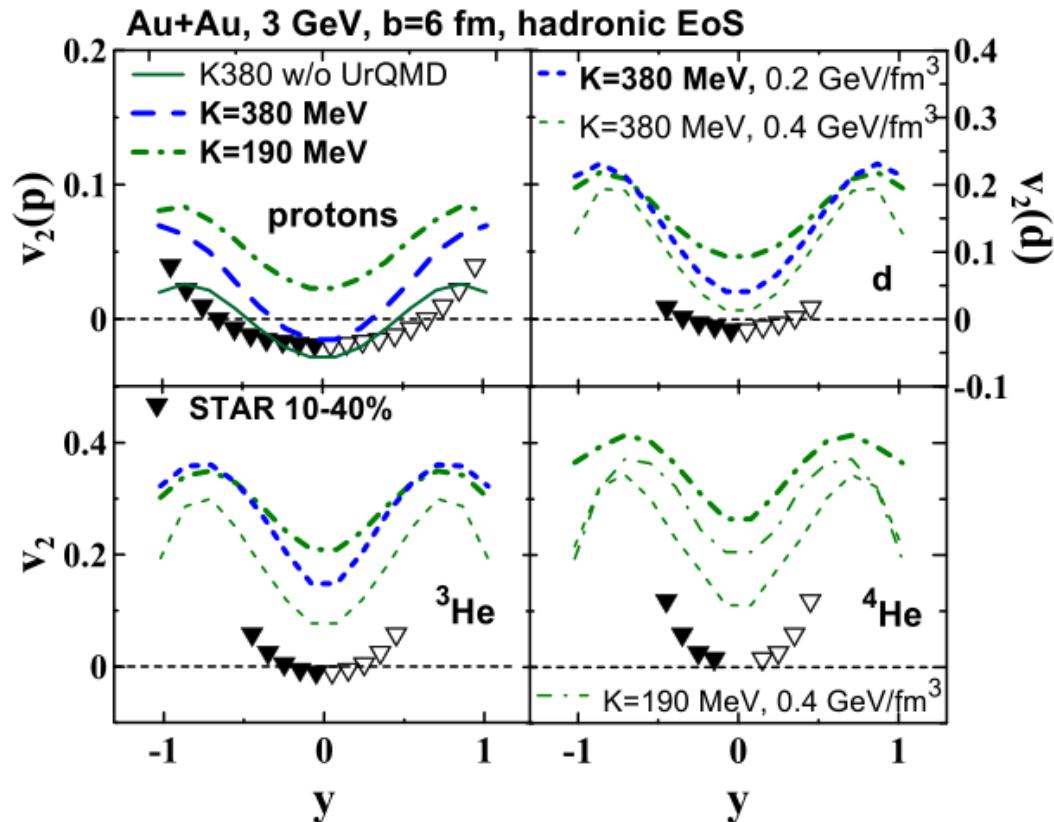


Рис. 27: То же, что и на Рисунке 26, но для различных вариантов адронного уравнения состояния. Результаты для стандартного адронного уравнения состояния ($K = 190 \text{ МэВ}$) показаны для позднего замораживания для всех легких ядер жирной штрихпунктирной линией и для стандартного замораживания для ^4He – тонкой штрихпунктирной линией. Также показаны результаты для "жесткого" уравнения состояния ($K = 380 \text{ МэВ}$): для дейтронов и ^3He при позднем замораживании и для всех легких ядер при стандартном замораживании. Расчет для протонов выполнен при стандартном замораживании и последующем дожиге UrQMD, а также показан протонный поток для "жесткого" уравнения состояния ($K = 380 \text{ МэВ}$) до дожига (сплошная линия).

Направленный поток

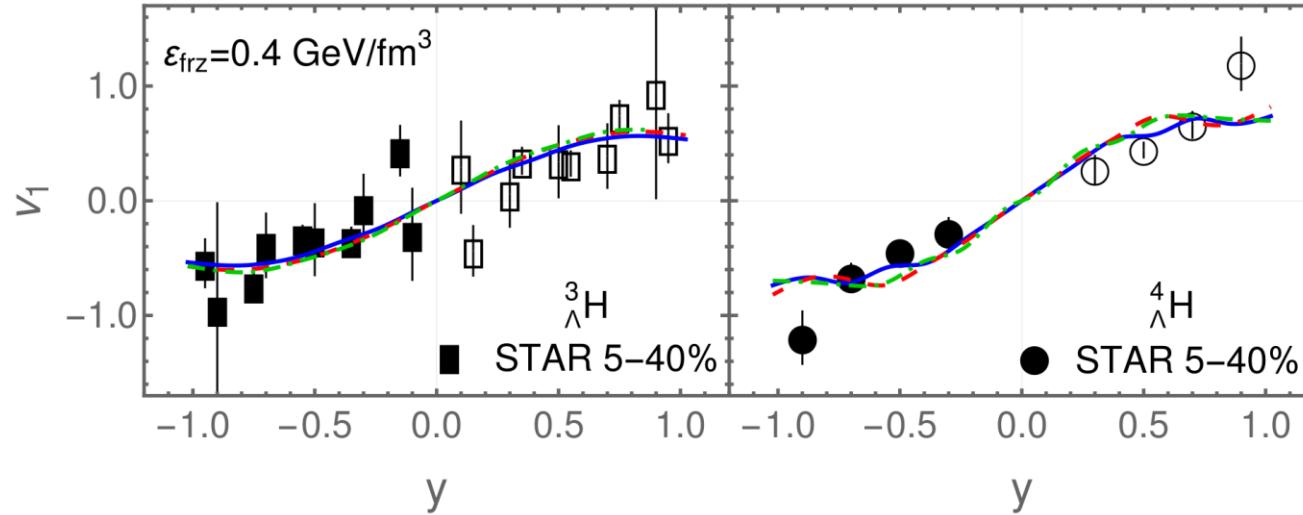


Рис.: Направленный поток для гиперядер в сравнении с данными STAR. Используются три различных уравнения состояния.

- Используется стандартное замораживание с .
- Нет существенного отличия по сравнению с результатами с поздним замораживанием → **барионный направленный поток формируется на ранней стадии эволюции системы.**