Голография в применении к кварк-глюонной плазме –

от термализации до гидродинамического режима

И.Я.Арефьева
МИАН

Российская Академия Наук

Академик Моисей Александрович Марков (1908–1994)

XIII Марковские чтения

15 мая 2015
Москва

План

- Физическая картина образования кварк-глюонной плазмы в столкновениях тяжелых ионов
- Почему голография?

- Результаты, полученные с помощью голографии
 (Цель получить согласие с экспериментальными данными
- по столкновению тяжелых ионов) To-down

Bottom-up

- Голографическое описание статических свойств КГП
- Голографическое описание формирования КГП при столкновениях тяжелых ионов

Экспериментальные данные:

- Время термализации
- Множественность

Кварк-глюонная плазма (КГП): новое состояние вещества

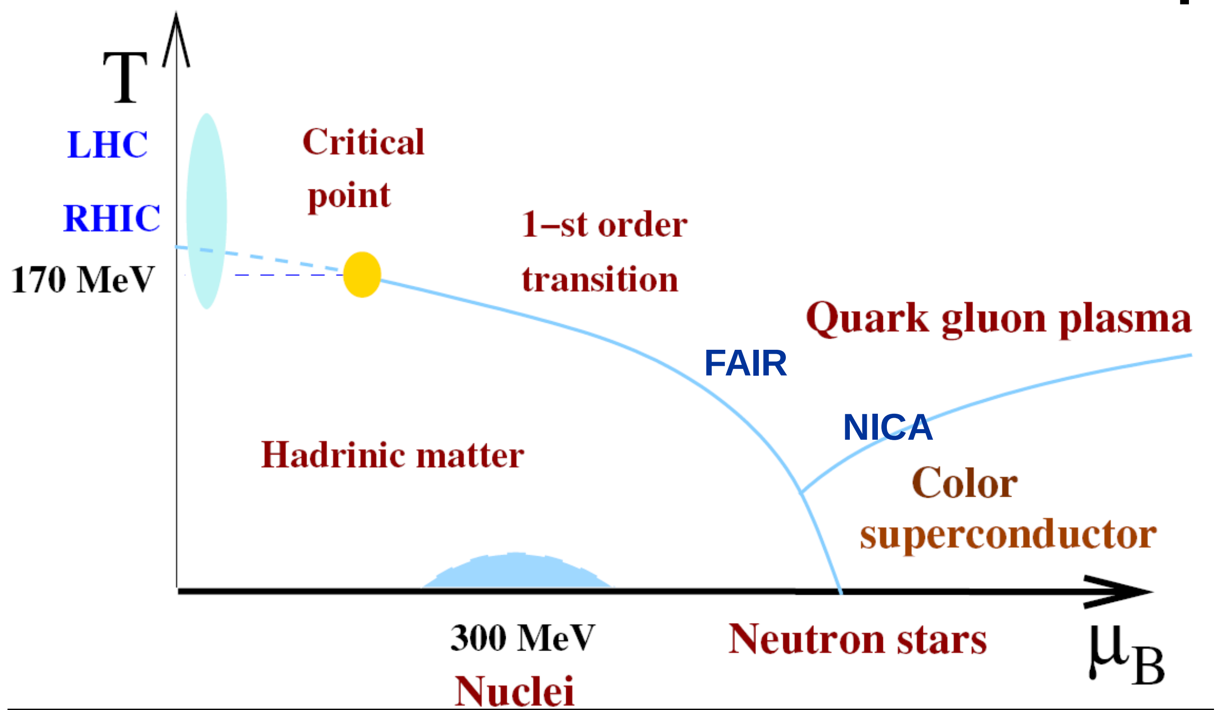
КГП состояние вещества, образованного несвязанными кварками и глюонами при высокой температуре

Кварковая структура адронов, В.А. Матвеев.

КХД: асимптоическая свобода <->удержание кварков

Т возрастает, или плотность возрастает

ядерное вещество → фаза свободных кварков



Нестабильность барионной материи при сверхвысоких плотностях,

Матвеев, Рубаков, Тавхелидзе, Шапошников, УФН, 1988

Эксперимент: сталкивающиеся тяжелые ионы создают новое вещество

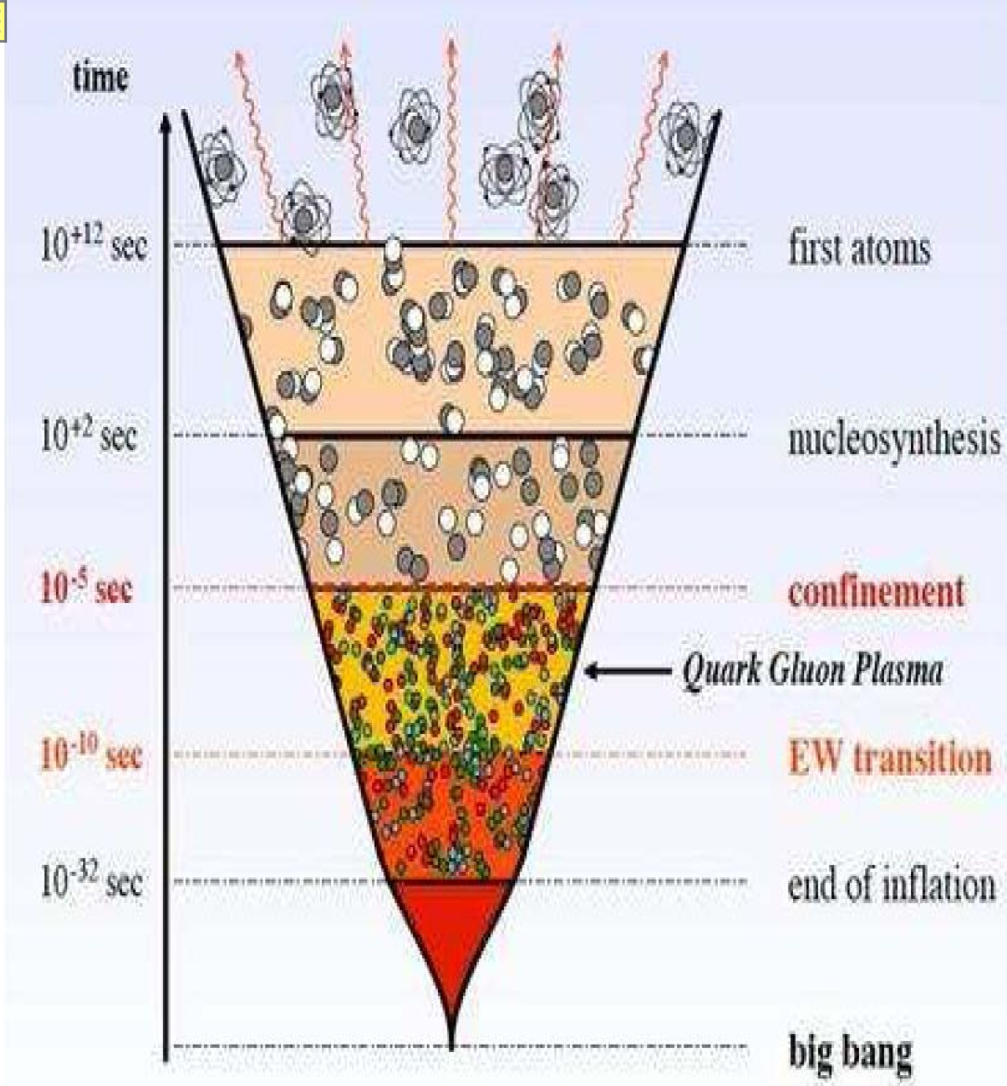
Сталкновения тяжелые ионы изучались :

- Alternating Gradient Synchrotron (AGS), Brookhaven, 1990 — $\sqrt{s_{NN}} = 4.75\,GeV$
- Super Proton Synchrotron (SPS), CERN — $\sqrt{s_{NN}} = 17.2\,GeV$
- Relativistic Heavy-Ion Collider (RHIC) , Brookhaven — $\sqrt{s_{NN}} = 200\,GeV$
- LHC, CERN. — $\sqrt{s_{NN}} = 2.76\,TeV$

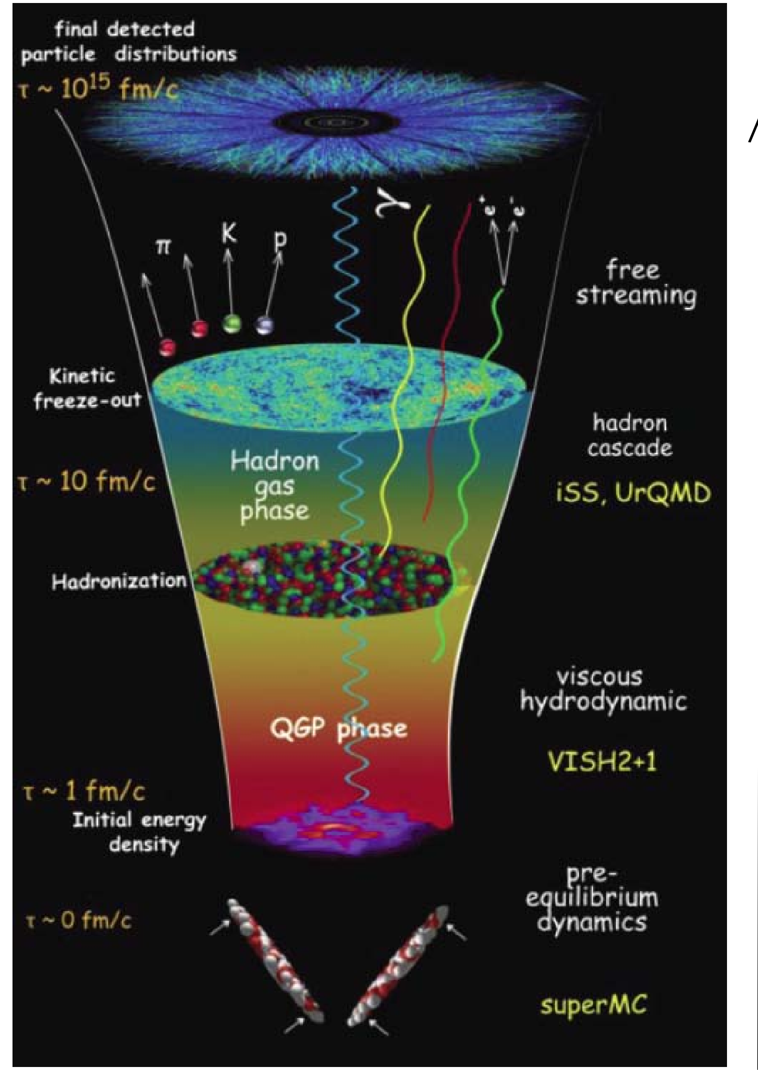
Имеются веские основания считать (RHIC(2005), LHC): образующееся вещество – сильно взаимодействующая жидкость (*т.е. имеется коллективное поведение*) с малой вязкостью:

- **Модификация спектра частиц (по сравнению с p+p)**
- **Подавление струй и подавление адронов с большими P_T**
- **эллиптический поток**
- **подавление рождения кваркониума**

Новое вещество (КГП) и ранняя Вселенная



Эволюция в ранней Вселенной



Эволюция в столкновениях тяжелых ионов

Изучение кварк-глюонной плазмы связано с одним из фундаментальных вопросов в физике: что происходит с материей при экстремальных температурах и плотностях, которые, возможно, существовали в первые микросекунды после Большого Взрыва. $10^{-5} s, \;\; T \sim 10^{12}\, K$

КГП -- высоко-температурная, сильно взаимодействующая жидкость

Имеются убедительные экспериментальные указания, что на RHIC и LHC при столкновении тяжелых ионов образуется КГП -- высоко-температурная, сильно взаимодействующая жидкость (не слабо взаимодействующий газ кварков и адронов)

LHC: плотность энергии ~ 10 ГэВ/фм^3 **RHIC: */3; */2; *4/5**

объем ~ 4800 фм^3

время жизни ~ 10 фм/с

«Образуется «операторная кипящая жидкость», - ИЯ Померанчук

Е Л Фейнберг, УФН, 168 (1998) 697

<u>Свойства КГП :</u>

наличие гидродинамического поведения;

непрозрачность для цветных партонов (подавление струй и кварякониума)

и прозрачность для фотонов и слабовзаимодействующих частиц

КГП -- высоко-температурная, сильно взаимодействующая жидкость

- Пертурбативные методы КХД – не применимы (*большие константы взаимодействия*)

- Решетчатая КХД – не применима (*нужны зависящие от времени корреляционные функции*)

- Мотивировало применение нового подхода в теории КГП, основанного на голографической дуальности между **квантовополевой системой с сильным взаимодействием в 4-мерном** пространстве Минковского и **классической гравитацией в 5-мерном** пространстве анти-де Ситтера (АдС).

АдС/КТП-дуальность

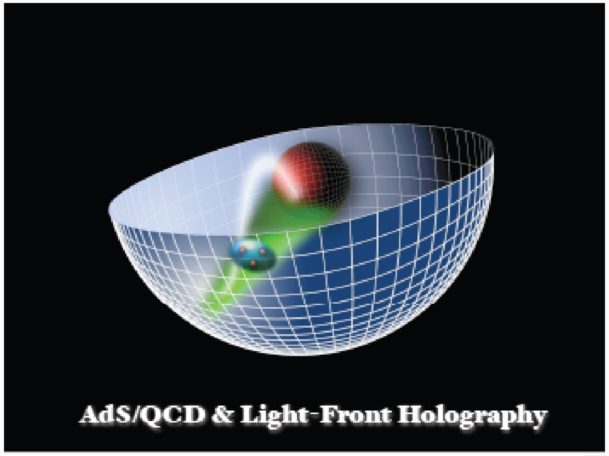
К –конфорная, AdS/CFT не AdS/QFT **КалибровочныеТеории/струны**

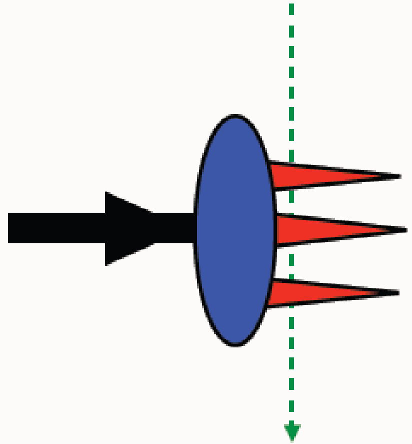
AdS/CM **Новая парадигма в теорфизике**

AdS/QCD **Доклад S.Brodsky, 2011**

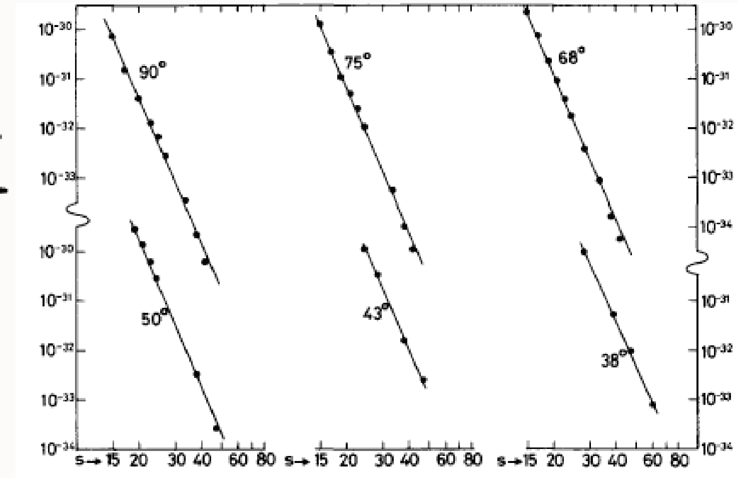
Exclusive Processes, MMT/BF Scaling Laws and AdS/QCD

$$\frac{d\sigma}{dt}(pp \to pp) = \frac{F(\theta_{CM})}{s^{10}}$$





Fixed $\tau = t + z/c$



Victor Matveev Celebration

Institute for Nuclear Research

of the Russian Academy of Sciences

Stan Brodsky

SLAC NATIONAL ACCELERATOR LABORATORY

Troitsk **December 14, 2011**

Great Minds Think Alike!

LETTERE AL NUOVO CIMENTO VOL. 7, N. 15 11 Agosto 1973

Automodellism in the Large-Angle Elastic Scattering and Structure of Hadrons.

V. A. MATVEEV, R. M. MURADYAN and A. N. TAVKHELIDZE

Joint Institute for Nuclear Research - Moscow

(ricevuto il 22 Maggio 1973)

Joint Institute for Nuclear Research, Dubna. Translated from Teoreticheskaya i Matematicheskaya Fizika, Vol. 40, No. 3, pp. 329-339, September, 1979. Original article submitted June 12, 1979.

A METHOD OF QUARK COUNTING FOR INCLUSIVE PROCESSES

V. A. Matveev, R. M. Muradyan, and A. N. Tavkhelidze

A method is developed for describing processes of interaction of hadrons with large momentum transfer on the basis of three-dimensional quasipotential equations in quantum field theory on a null plane with allowance for effects of quantum chromodynamics. As an illustration, the asymptotic behavior of the electromagnetic form factor of a composite quark–antiquark system is found. The consequences of quark counting rules for processes of inclusive production of hadrons with large $P_\perp$ are studied.

Great Minds Think Alike!

VOLUME 31, NUMBER 18 PHYSICAL REVIEW LETTERS 29 OCTOBER 1973

Scaling Laws at Large Transverse Momentum*

Stanley J. Brodsky
Stanford Linear Accelerator Center, Stanford University, Stanford, California 94305

and

Glennys R. Farrar
California Institute of Technology, Pasadena, California 91109
(Received 14 August 1973)

The application of simple dimensional counting to bound states of pointlike particles enables us to derive scaling laws for the asymptotic energy dependence of electromagnetic and hadronic scattering at fixed c.m. angle which only depend on the number of constituent fields of the hadrons. Assuming quark constituents, some of the $s \to \infty$, fixed-t/s predictions are $(d\sigma/dt)_{\pi p \to \pi p} \sim s^{-8}$, $(d\sigma/dt)_{pp \to pp} \sim s^{-10}$, $(d\sigma/dt)_{\gamma p \to \pi p} \sim s^{-7}$, $(d\sigma/dt)_{\gamma p \to \gamma p} \sim s^{-6}$, $F_\pi(q^2) \sim (q^2)^{-1}$, and $F_{1p}(q^2) \sim (q^2)^{-2}$. We show that such scaling laws are characteristic of renormalizable field theories satisfying certain conditions.

PHYSICAL REVIEW D VOLUME 11, NUMBER 5 1 MARCH 1975

Scaling laws for large-momentum-transfer processes*

Stanley J. Brodsky
Stanford Linear Accelerator Center, Stanford University, Stanford, California 94305

Glennys R. Farrar
California Institute of Technology, Pasadena, California 91109
(Received 4 September 1974)

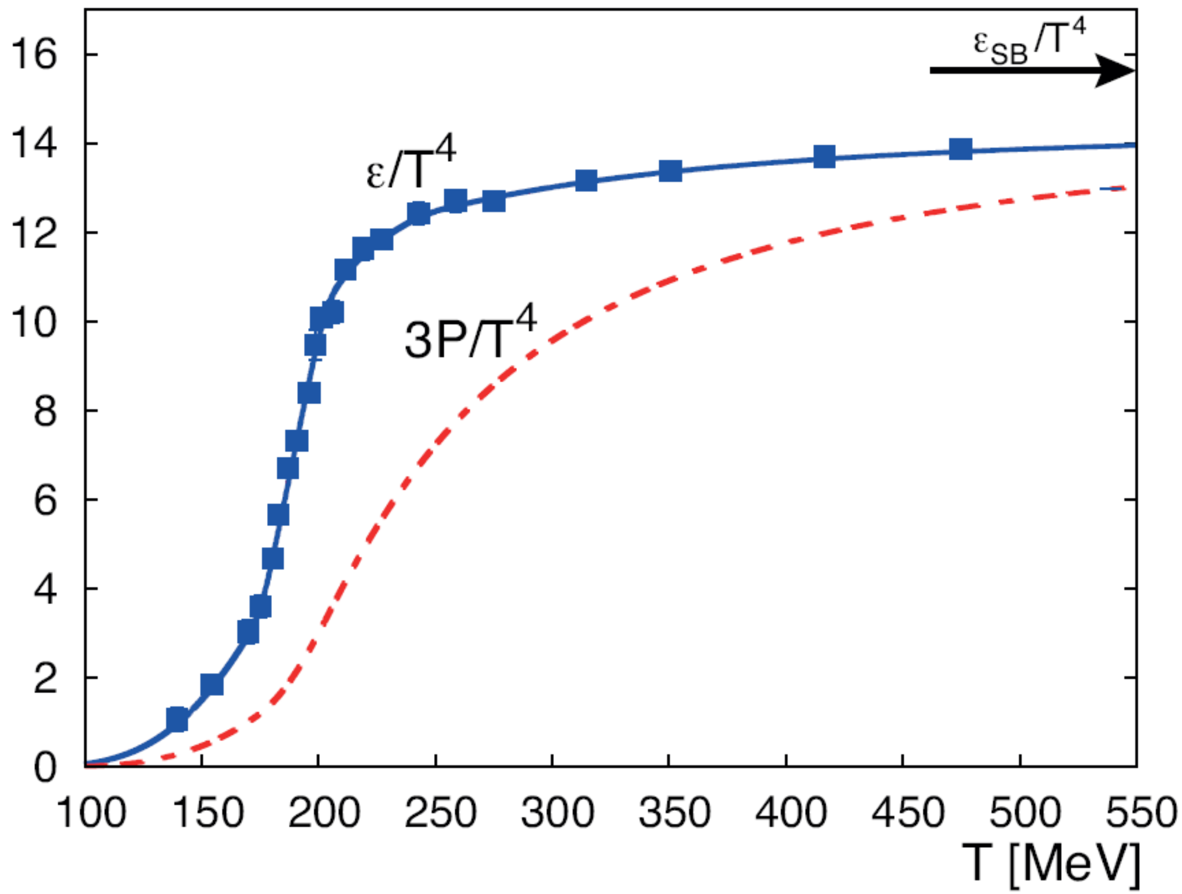
Dimensional scaling laws are developed as an approach to understanding the energy dependence of high-energy scattering processes at fixed center-of-mass angle. Given a reasonable assumption on the short-distance behavior of bound states, and the absence of an internal mass scale, we show that at large s and t, $d\sigma/dt(AB \to CD) \sim s^{-n+2}f(t/s)$; n is the total number of fields in A, B, C, and D which carry a finite fraction of the momentum. A similar scaling law is obtained for large-$p_\perp$ inclusive scattering. When the quark model is used to specify n, we find good agreement with experiments. For instance, this accounts naturally for the $(q^2)^{-2}$ asymptotic behavior of the proton form factor. We examine in detail the field-theoretic foundations of the scaling laws and the assumption which needs to be made about the short-distance and infrared behavior of a bound state.

АдС/КТП дуальность имеет место для N=4 SuSy YM

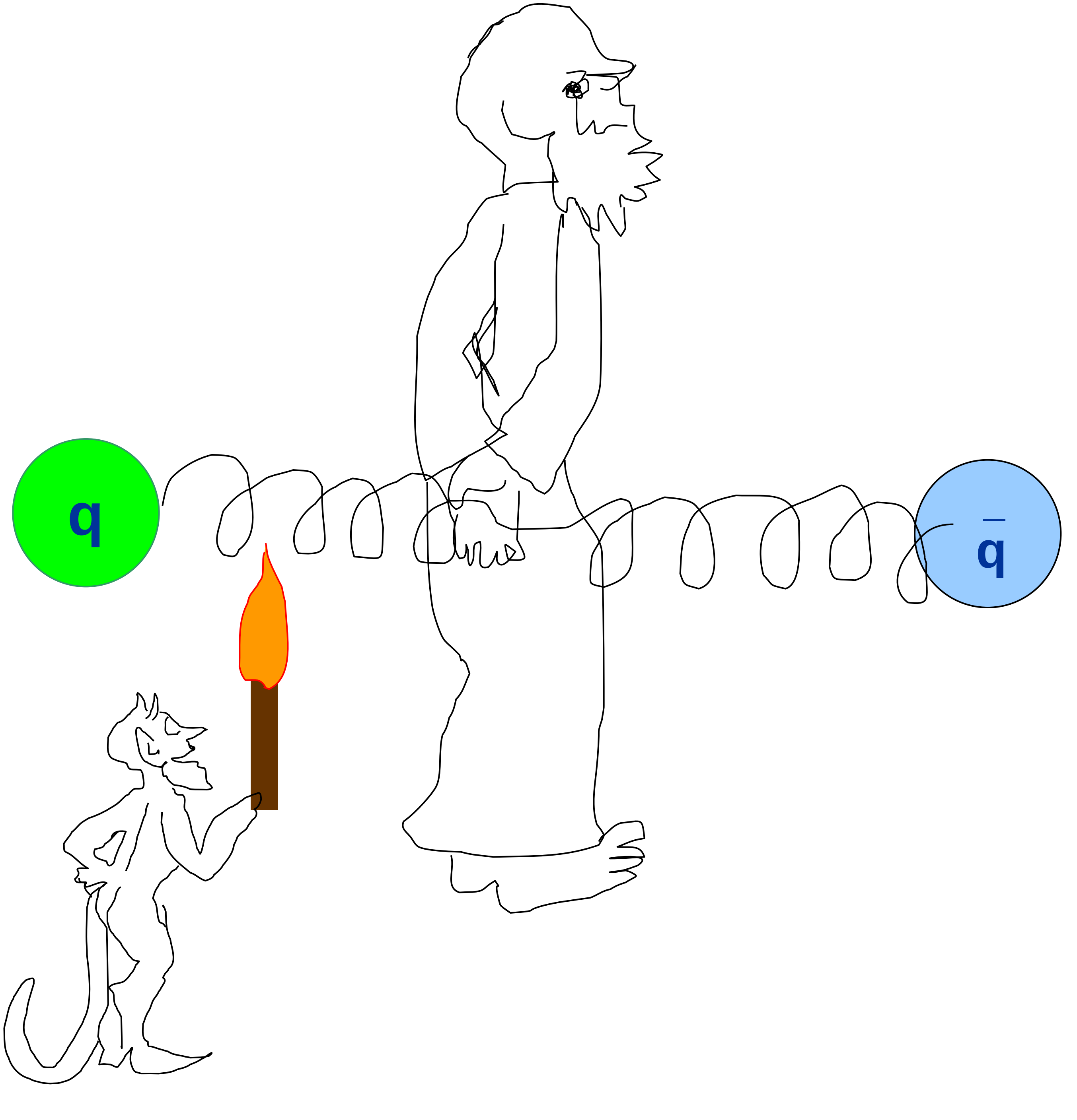
- N=4 SuSy YM – конформная теория,
  в ней нет конфайнмента

- Вычисления на решетке (КХД) –
  квази-конформное поведение T >300 MeV:
  уравнение состояния E = 3 P

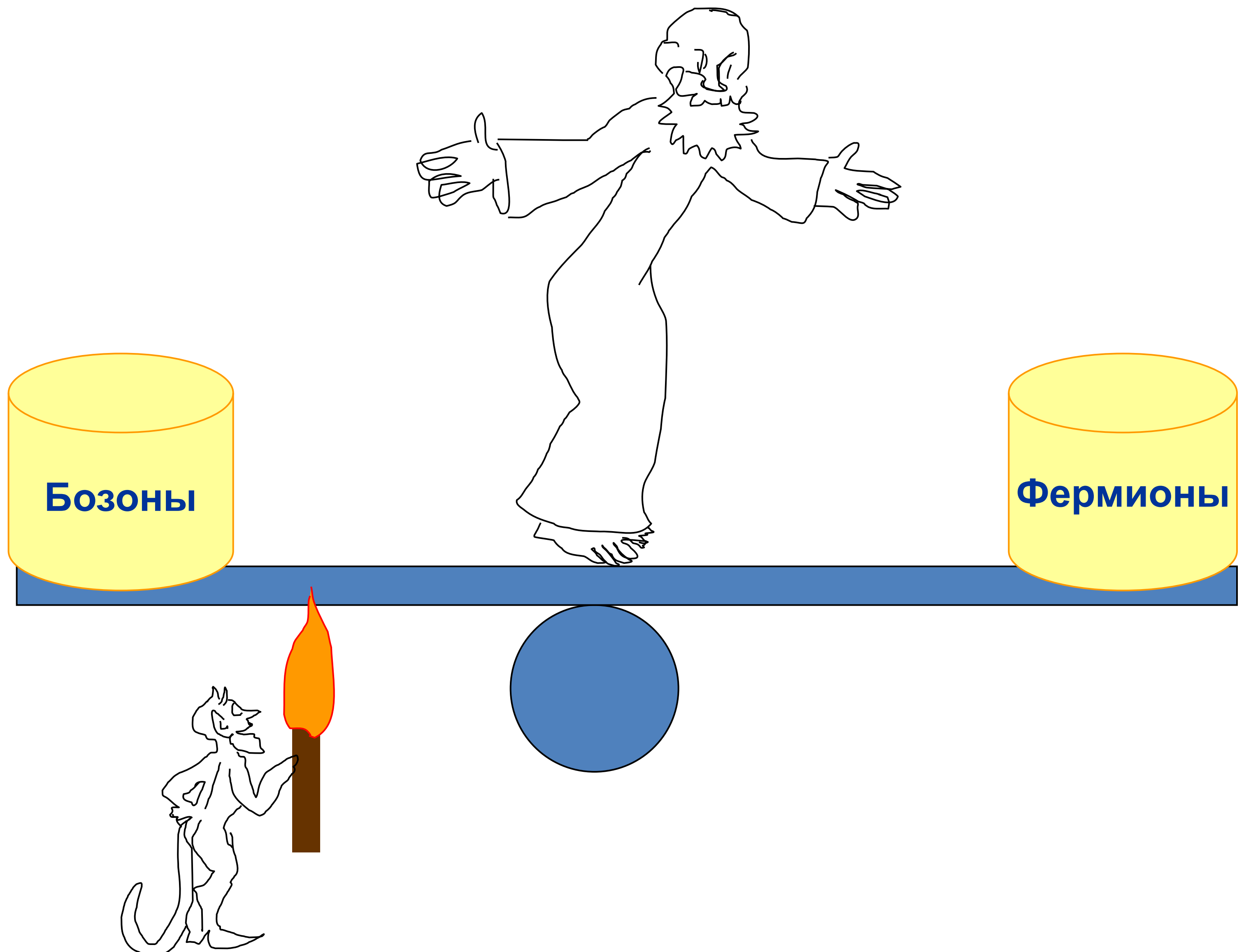
- Температурные ф.Грина в N=4 SuSy YM стирание SuSy.



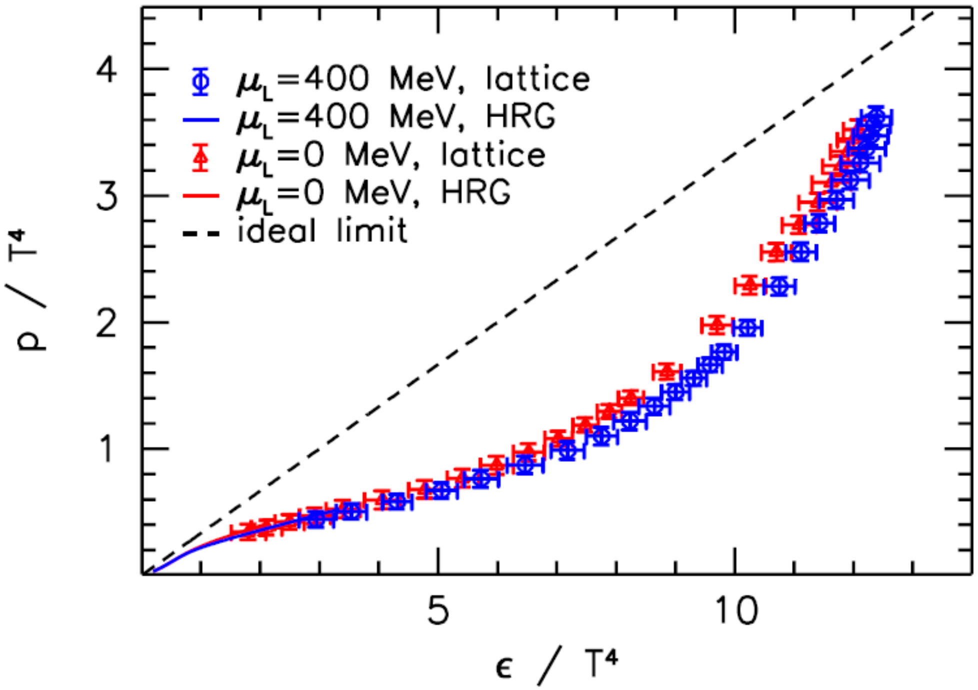
S. Borsanyi et al., ”The QCD equation of state with dynamical quarks,” arXiv:1007.2580



q
$\bar{q}$

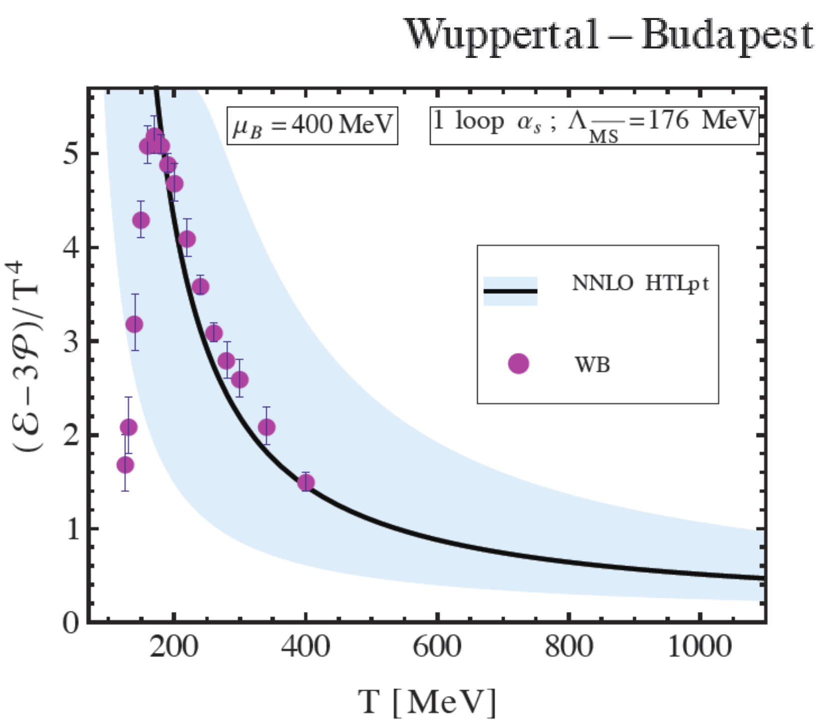

Бозоны
Фермионы

Отклонения от конформности



From: 1204.6710

From:1402:6907



Исследование динамики КГП с помощью:

Дуальность калибровочные теории/струны

АдС/КТП соответствие

Голографическое соответствие

Обзоры: Solana, Liu, Mateos, Rajagopal, Wiedemann, 1101.0618

ИА., Голографическое описание КГП образованной при столкновения тяжелых ионов, УФН, 184, 2014;

DeWolfe, Gubser, Rosen,Teaney, HI and string theory, Prog. Part.Nucl.Phys., 75, 2014

Голографическое соответствие. Голография

Голография (древний греч. ὅλος — полный + γραφή — пишу)

восстановление изображения трехмерных объектов

Денис Габор, 1947,

Голограмма

Нобелевская премию по физике в 1971 г. «за изобретение и развитие голографического принципа»

Голографический принцип, 1993
т' Хофт (Gerard 't Hooft)

Вся информация, содержащаяся в некой области пространства, может быть представлена как «голограмма» — теория, которая «живёт» на границе этой области.

Теория на границах исследуемой области пространства должна содержать, самое большее, одну степень свободы на Планковскую площадь.

Уильям Блейк. «Платонова пещера» (1793).

АдС/КТП соответствие

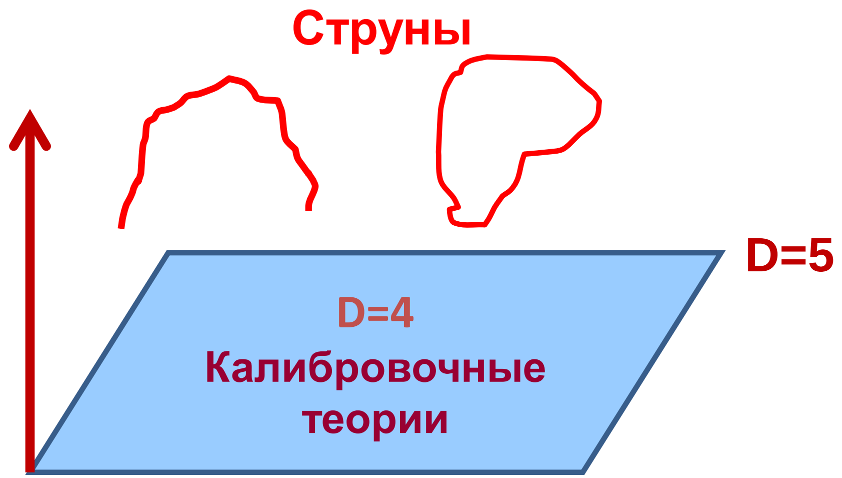
Дуальность: калибровочные теории /струны

Калибровочные теории ⟺ **Суперструны**

$\approx$ Гравитация

Природа ***Искусство***

Голография:



Holography and AdS/CFT correspondence

$$< e^{\int_{\partial M} \phi_0 \, O} > = e^{S_g[\phi_c(\phi_0)]}$$

Maldacena, 1997

Gubser,Klebanov,Polyakov

Witten, 1998

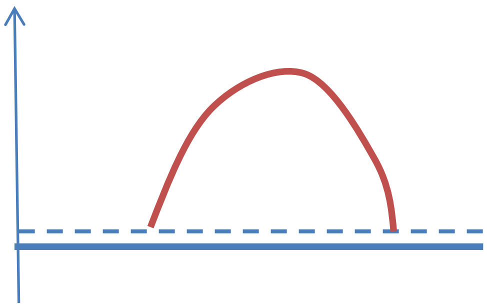
$$\phi(t,\vec{x},z), \quad S_g[\phi], \quad \delta S_g[\phi_c] = 0$$

$$\phi_c \,|_{\partial M} = \phi_0$$

- + requirement of regularity at horizon

Correlators with/without Temperature via AdS/CFT

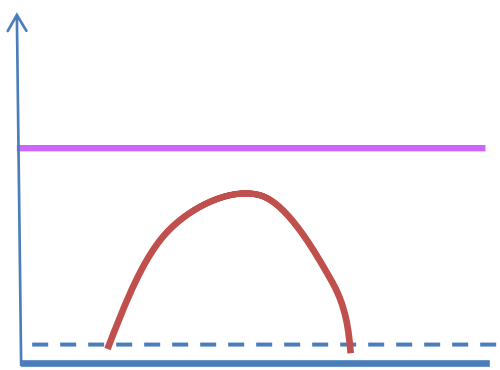
Example I. AdS, D=2+1



$$ds^2 = \frac{-dt^2 + dx^2 + dz^2}{z^2}$$

$$< O_\Delta(t,x) O_\Delta(t,x') > \ \sim \frac{1}{|x - x'|^{2\Delta}}$$

Example II. BHAdS, D=2+1



$$\mathrm{ds}^2 = \frac{1}{z^2}\left(f(z) dt^2 + \frac{dz^2}{f(z)} + d\vec{x}^2 \right)$$

$$\mathrm{f(z) = 1 - Mz^2}$$

$$r_H = 2\pi T$$

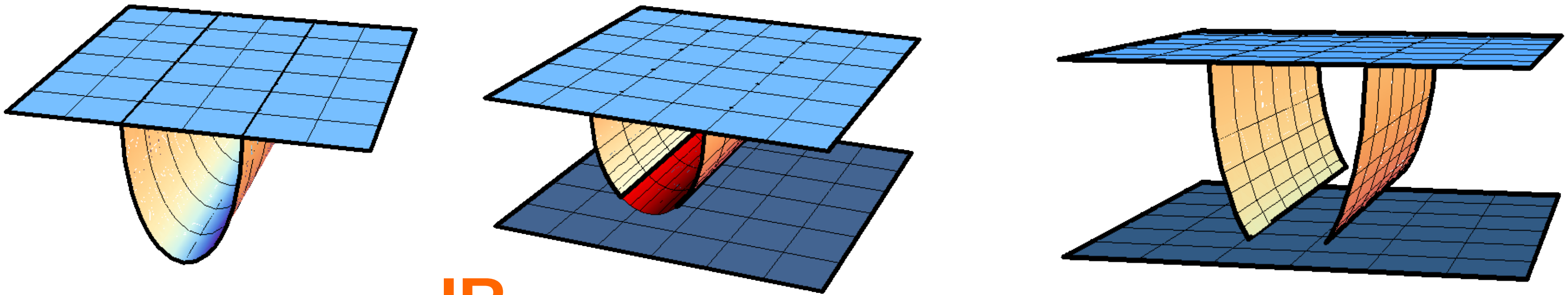
Temperatute

$$< O_\Delta(t,x) O_\Delta(t,x') >_T \sim \frac{1}{|\sinh(\pi T |x - x'|)|^{2\Delta}}$$

Bose gas

АдС/КТП соответствие

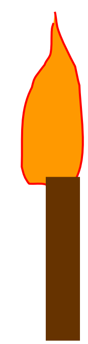
<u>**Вильсоновские петли**</u>



IR

AdS

Стенка -- конфаймент



Черная дыра

Применение голографии к задаче об образовании КГП

Основано на 2-х предположениях:

1)

ТКТП в M_D-пространстве-времени	=	Черная дыра в AdS_{D+1}-пространстве-времени

ТКТП = КТП с температурой

Применение голографии к задаче об образовании КГП

2)

<u>Термализация</u> КТП в D-мерном пространстве-времени

↔

<u>Образование</u> черной дыры (D+1)- мерном пространстве-времени АдС

Модели образования черной дыры в АдС5 и их интерпретация в D=4

Чтобы начать процесс формирования ВН нужно «возмутить» начальную метрику.

$$g_{MN} \Rightarrow g_{MN}^{(0)} + g_{MN}^{(1)}$$

- АдС/КТП соответствие

$$Z_{ren}(z_0)\ \ g_{\mu\nu}^{(1)}\Big|_{\substack{boundary\\ z_0\to 0}} = T_{\mu\nu}$$

<u>Основная идея</u>: сделать некоторое возмущение АдС метрики

вблизи границы, которое имитирует столкновение тяжелых

ионов и посмотреть, что происходит.

Голографическая термализация

Как имитировать столкновение тяжелых ионов?

Модели:

столкновения ударных волн в АдС

/плоских волн/

/”звезд”/

падающие оболочки

Столкновения ударных волн в АдС

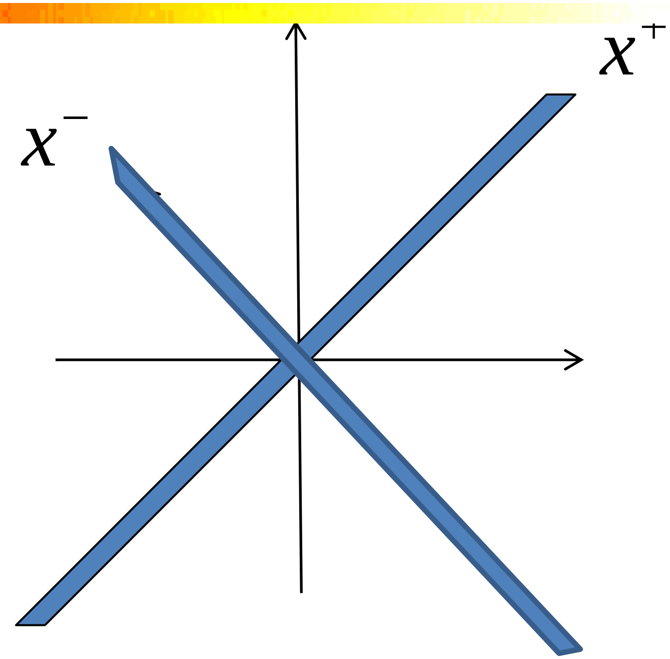
Ультрарелятивистское ядро -- ударная волна в 4d с тензором энергии-импульса

$$\langle T_{--} \rangle \sim \mu\, \delta(x^-)$$

$$\langle T_{++} \rangle \sim \mu\, \delta(x^+)$$

$$\langle T_{--} \rangle \sim \frac{1}{(L^2 + x_\perp^2)^3}\, \delta(x^-)$$

Woods-Saxon profile

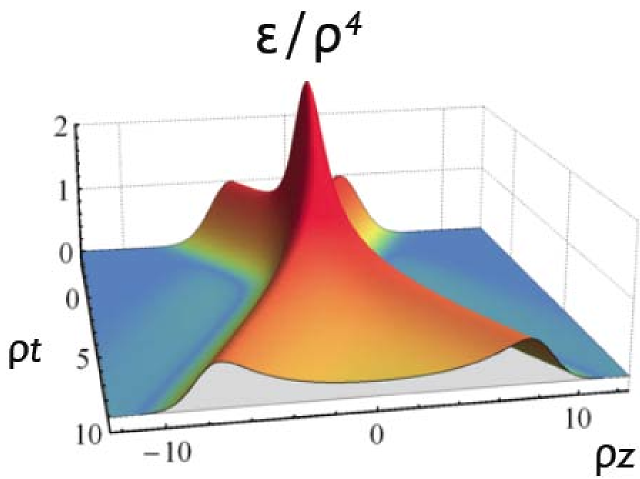


$$ds^2 = \frac{L^2}{z^2}\left[-2\, dx^+ dx^- + \frac{2\pi^2}{N_C^2} \langle T_{--}(x^-) \rangle z^4\, dx^{-2} + + \frac{2\pi^2}{N_C^2} \langle T_{++}(x^+) \rangle z^4\, dx^{+2} + dx_\perp^2 + dz^2 \right]$$

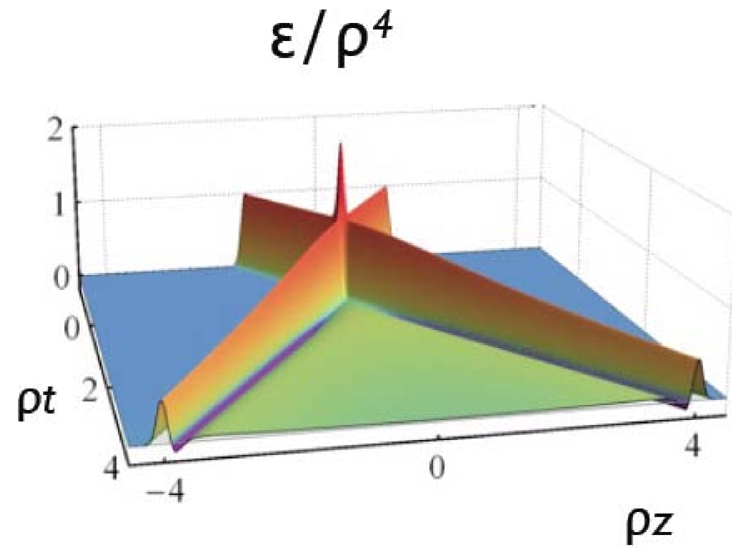
Метрика двух ударных волн в АдС, соответствующая столкновению двух ультрарелятивистских ядер в 4D

Голографическое столкновение 2-х гауссовых ударных волн

From Chesler & Yaffe



Low Energy Shocks



High energy shocks

Ударные волны проходят одна через другую

Голографическая термализация

Физические величины, которые мы собираем оценить:

D=5 AdS

- **Время образования черной дыры**
- **Энтропия**

D=4 Minkowski

- **Время термализации**
- **Множественность рожденных частиц**

Время термализации

Экспериментальная оценка

$$\epsilon(y) = \frac{1}{A\tau_{therm}} \frac{dN}{dy} < m_{tr} >, \qquad m_{tr} = \sqrt{m_\pi^2 + k_{tr}^2}$$

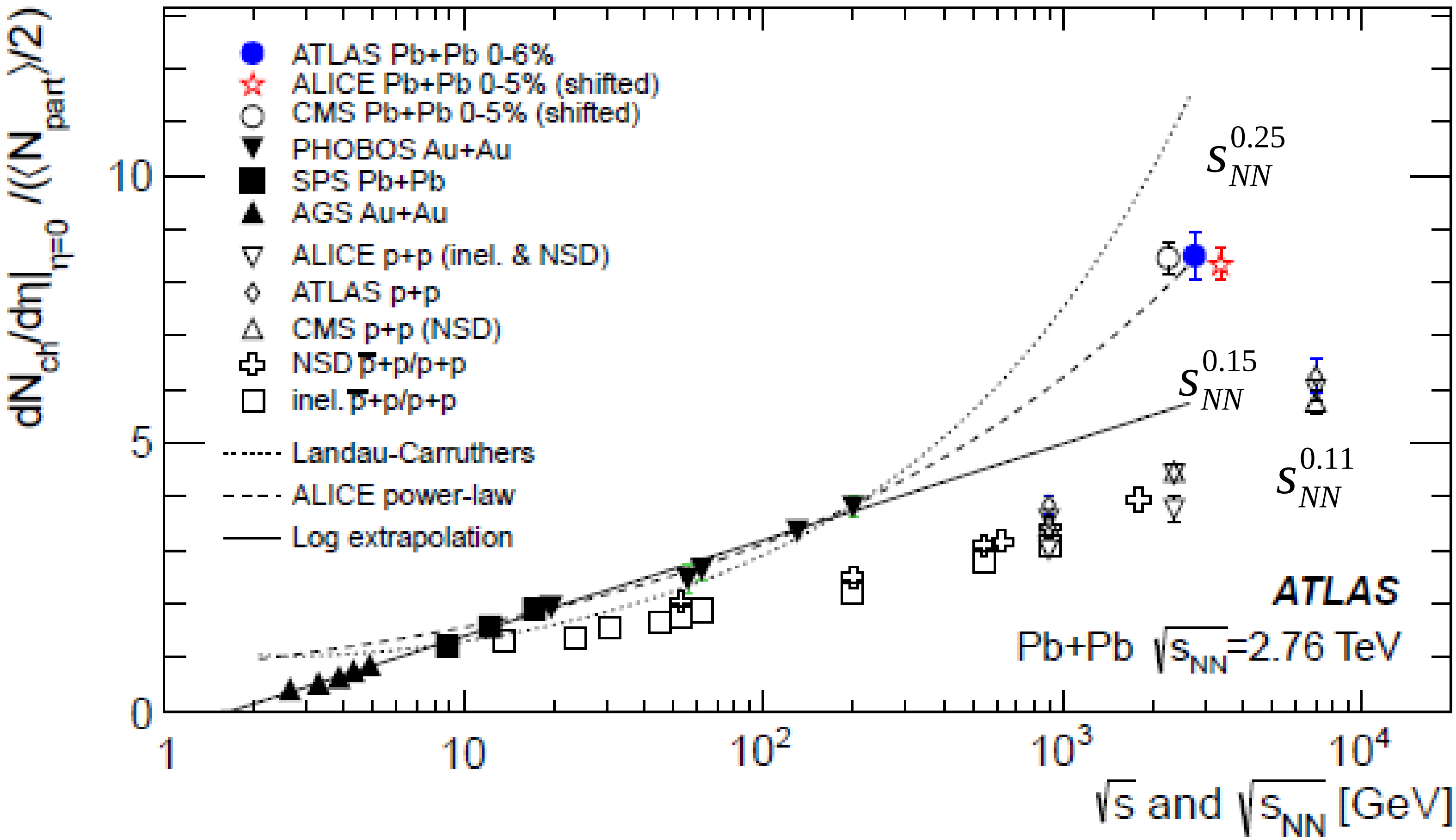
Распределение плотности энергии ϵ

по быстроте y

Bjorken, 1983

Множественность

Экспериментальные данные График из: ATLAS Collaboration 1108.6027



PbPb

$$\mathcal{M} \sim s_{NN}^{0.15}$$

pp:

$$\mathcal{M} \sim s^{0.11}$$

Множественность как энтропия

D=4. Макроскопическая теория высокоэнергетических столкновений
Ландау (1953); Ферми (1950)
термодинамика, гидродинамика, кинетическая теория,

D=5. Голографический подход

<u>Основная предположение</u>: множественность пропорциональна энтропии образованной черной дыры в D = 5

$$\mathcal{M} \sim S$$

Gubser et al: 0805.1551

<u>Техническое предположение</u>: энтропии черной дыры может быть оценена площадью ловушечной поверхности

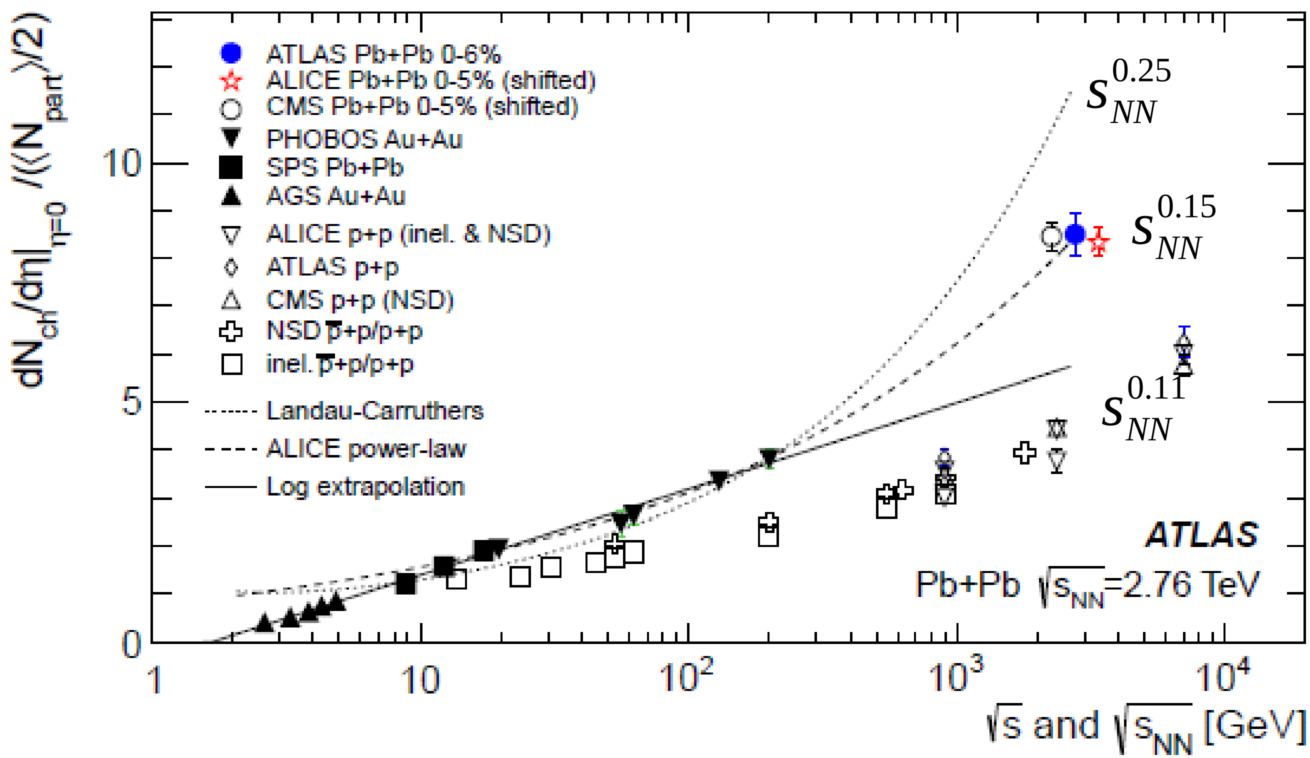
$$S \geq S_{trapped} = A_{trapped} / 4G_N$$

Gubser, Pufu, Yarom, JHEP , 2009
Alvarez-Gaume, C. Gomez, Vera, Tavanfar,
Vazquez-Mozo, PLB, 2009
IA, Bagrov, Guseva, JHEP, 2009
Kiritsis, Taliotis, JHEP, 2011

Множественность : сравнение голографических формул с эксперементальными данными

Простейшая голографическая модель

$$\mathcal{M} \sim s_{NN}^{1/3}$$



Поиск для моделей с подходящей энтропией

Метрики с модифицированным b-фактором (IHQCD)

Gursoy, Kiritsis, Nitti

$$S_5 = -\frac{1}{16\pi G_5}\int \sqrt{-g}\left[R + \frac{d(d-1)}{L^2} - \right.$$

$$ds^2 = b^2(z)(-dt^2 + dz^2 + dx_i^2)$$

Воспроизводит 2-петливую бета-функцию в КХД

Воспроизводит асимптотически линейный спектр глюоболлов

Kiritsis, Taliotis, JHEP(2012)

$$b(z) = \frac{L}{z} e^{-z^2/z_0^2}$$

$$s_{NN}^{\delta_1} \ln^{\delta_2} s_{NN}$$

$$\delta_1 \approx 0.225, \quad \delta_2 \approx 0.718$$

а не 0.15

Shock walls collision with modified by b-factor

Description of HIC by the wall-wall shock wave collisions

S. Lin, E. Shuryak, 0902.1508
I. A., Bagrov and E.Pozdeeva, JHEP(2012)

$$ds^2 = b^2(z)\left(dz^2 + dx^i\,dx^i - dx^+\,dx^- + \phi(z, \cancel{x^1, x^2})\delta(x^+)(dx^+)^2\right)$$

$$\left(\partial_z^2 + \frac{3b'}{b}\partial_z\right)\phi^w(z) = -16\pi G_5 \frac{E^*}{b^3}\delta(z_* - z)$$

I. A., E.Pozdeeva,T.Pozdeeva (2013, 2014)

$$s_{points} \sim s_{walls}$$

Power-law b-factor

$$b(z) = \left(\frac{L}{z}\right)^{a}$$

$S_{walls}=$ $$\frac{L}{2G_5}\left(\frac{8\pi G_5}{L^2}\right)^{\frac{3a-1}{3a}} E^{\frac{3a-1}{3a}}$$

The multiplicity depends as $s^{0.15}_{NN}$ in the range 10-10^3 GeV

Power-law b-factor coinsides with experimental data at *a*≈0.47.

Let us take $$b(z) = \left(\frac{L}{z}\right)^{1/2}$$

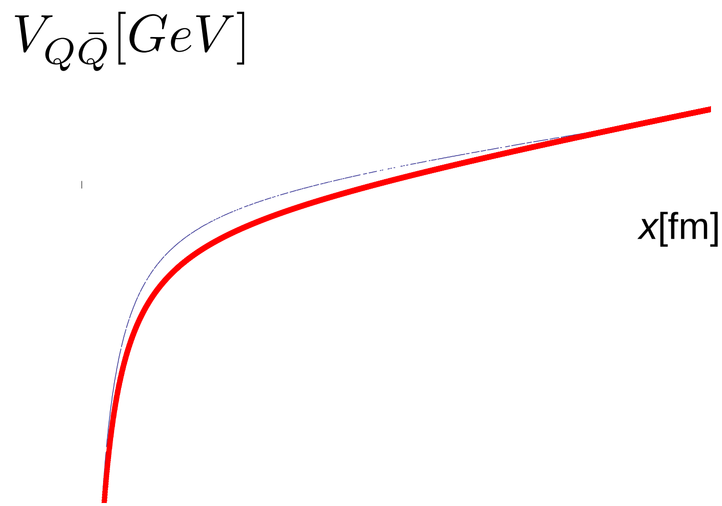
Price: non standard kinetic term!

Множественность и кварковский потенциал

$$ds^2 = b^2(z)(-dt^2 + dz^2 + dx_i^2)$$

$$b^2(z) = \frac{L^2 h(z)}{z^2}$$

$$h = e^{\frac{a z^2}{2}}$$



AdS with soft-wall

$$V_{Cornell}(x) \equiv V_{Q\bar{Q}}(x) = -\frac{\kappa}{x} + \sigma_{str} x + V_0$$

$$\kappa \approx 0.48, \quad \sigma_{str} = 0.183 GeV^2, \quad C = -0$$

O. Andreev and V. Zakharov
hep-ph/0604204
R.Galow at al, 0911.0627
S.He, M.Huang, Q.Yan
1004.1880

Кулон

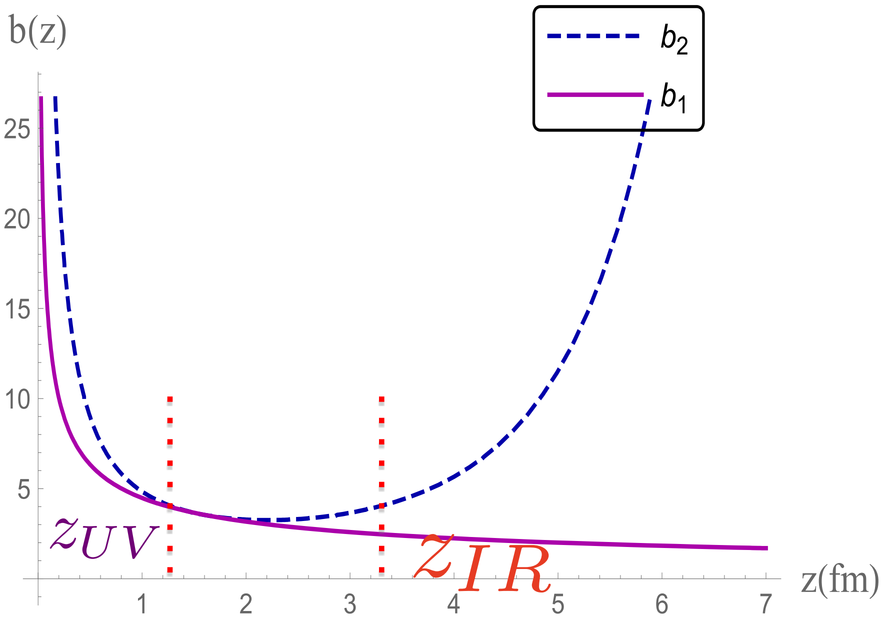
Конфаинмент,
Линейный потенциал

Множественность и кварковский потенциал

$$\frac{L^2 e^{\frac{a z^2}{2}}}{z^2} \approx \frac{L^2}{z L_{eff}}$$

with D.Ageev
arXiv:1409.7558

Pack the trapped surface in the interval $z_{UV} < z_a < z < z_b < z_{IR}$



But: there is a problem with the available energy

Анизотропная термализация

<2013(из анализа эксперементальных данных) предравновесный период до 1 фм/с, а после этого КГП становится изотропной.

Сейчас: КГП создается после очень короткого времени после столкновения, $\tau_{therm} \sim 0.1 fm/c$

и короткое время КГП является анизотропной.

Время локальной изотропизации $\tau_{iso} \sim 2 fm/c$

$$0 < \tau_{therm} < \tau < \tau_{iso}$$

M. Strickland, 1312.2285 [hep-ph]

Анизотропная термализация

- **Экспериментальные указания на анизотропию**:

  подавление струй,
  изменения в модифиципованном R-факторе,
  photon and dilepton yields

D.Giataganas, 1306.1404,
D.Trancanelli, 1311.5513

«Образованная КГП является анизотропной»

- **Это дает основания рассмотреть формирование черных дыр на анизотропном фоне**

- **Анизотропия при начальном изотропном фоне [численный счет]**

Heller, Mateous,Triana, van der Schee, PRL, 2014

Дуальность Лифшица

Kachru, Liu, Mulligan, 0808.1725
.....
Azeyanagi, Li, Takayanagi, 0905.0688
.....

Гравитационный фон

Лифшиц

$$ds^2 = L^2(-r^{2\nu}dt^2 + r^2 d\vec{x}^2_{d-1} + \frac{dr^2}{r^2})$$

$$t \to \lambda^\nu t, \quad \vec{x} \to \lambda \vec{x}, \quad r \to \frac{1}{\lambda} r$$

Типа Лифшица

M.Taylor,
arXiv:0812.0530

$$ds^2 = L^2 \left(r^{2\nu} \left(-dt^2 + dx^2\right) + r^2 \sum_{j=1}^{q} dy_j^2 + \frac{dr^2}{r^2} \right)$$

Ударные волны на фоне типа Лифшица

IA, A. Golubtsova
JHEP (2015)

$$ds^2 = \frac{\phi(y_1, y_2, z)\delta(u)}{z^2}du^2 - \frac{1}{z^2}dudv + z^{-2/\nu}\left(dy_1^2 + dy_2^2\right) + \frac{dz^2}{z^2}.$$

Ударная волна

Решает ур-ния

$$\delta(u)\left[\Box_3 - \left(1 + \frac{2}{\nu}\right)\right]\frac{\phi(y_1, y_2, z)}{z} = -2zT_{uu}.$$

$\Box_3$

$$ds^2 = \rho^{2/\nu}\left(dy_1^2 + dy_2^2\right) + \frac{d\rho^2}{\rho^2}$$

Множественность на фоне типа Лифшица

Столкновение доменных стенок

$$s \sim \frac{\nu}{4G_5}(8\pi G_5)^{2/(\nu+2)} E^{2/(\nu+2)}$$

Чтобы $s \sim E^{0.3}$

$$\boxed{\nu = 4}$$

Время термализации

Образование черной дыры при столкновении 2-х удар-ных волн моделируется метрикой Vaidya с горизонтом, соответствующим размеру ловушечной поверхности

Время термализация в **метрике Вайдья оценивается по стандартной рецепту**

Danielsson, Keski-Vakkuri, Kruczenski, hep-th/9905227,
Lopez et all, 2011
Balasubramanian et all, PRL 2011
IA, Bagrov, Koshelev, JHEP 2013
Caceres, Kundu, Yang, JHEP, 2014
Alishahiha, Astaneh, Mozaffar, 1401.2807;
Fonda, Franti, Keranen, Keski-Vakkuri,
Thorlacius, Tonni, 1401.6088;
I.A. arXiv: 1503.02185

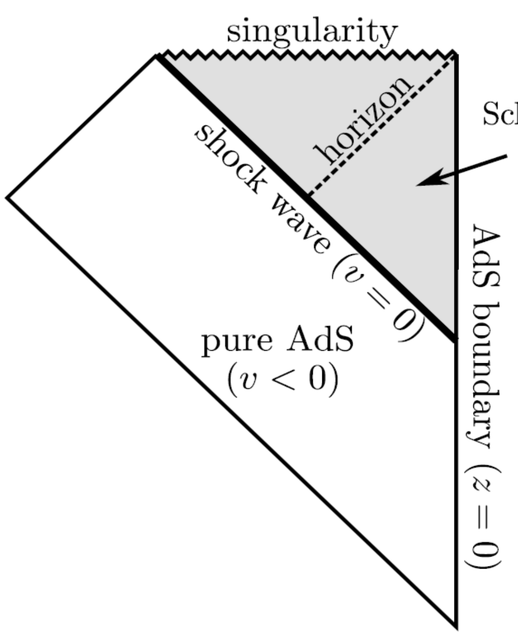
Время термализации в метрике Вайдья

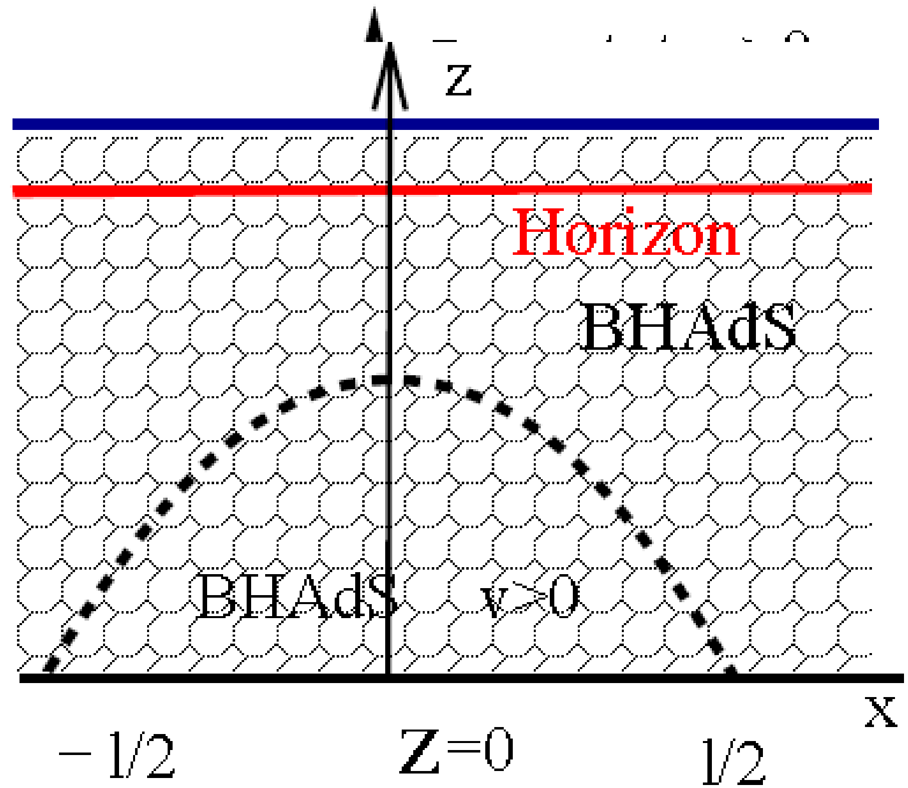
$$ds^2 = \frac{1}{z^2}\left[-\left(1 - m(v) z^d\right) dv^2 - 2 dz\, dv + d\mathbf{x}^2\right]$$

m(v)=M

$$dv = dt - \frac{dz}{1 - M\, z^d}$$

$$ds^2 = \frac{1}{z^2}\left[-\left(1 - M z^d\right) dt^2 + \frac{dz^2}{1 - M z^d} + d\mathbf{x}^2\right]$$



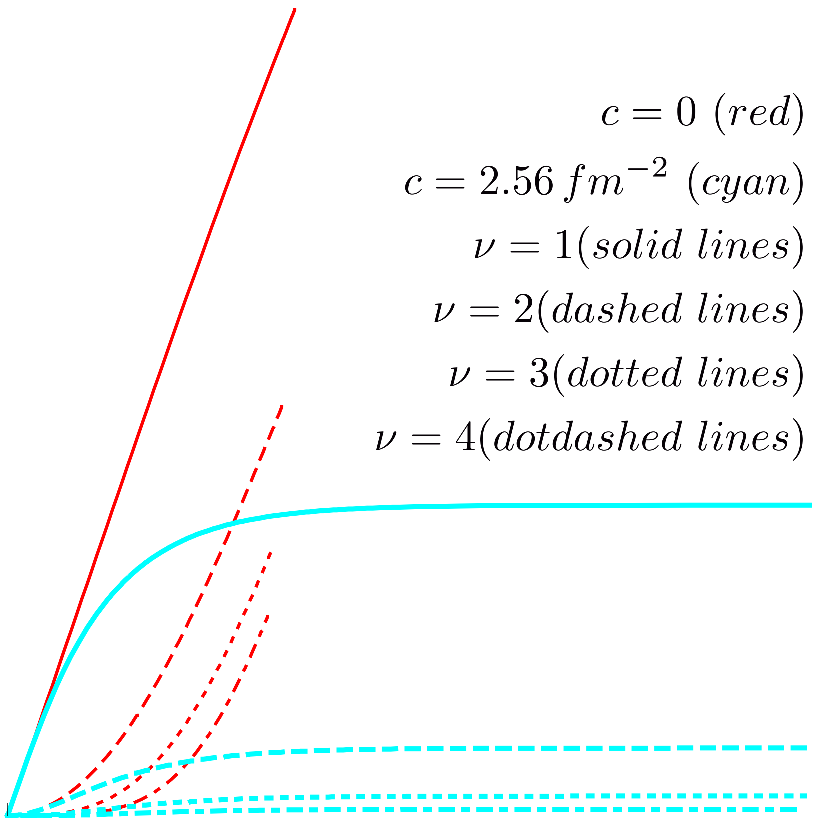


Время термализации на анизотропном фоне

I.A,1503.02185

$$ds^2 = b^2(z)\left(-\frac{f(z_h,z)}{z^{2(\nu-1)}}dv^2 - 2\frac{dvdz}{z^{\nu-1}} + d\vec{x}^2\right)$$

$$\ell = 2s\int_0^1 \frac{b(s)}{b(sw)}\frac{dw}{\sqrt{(1-K(z_h,sw))\cdot\left(1-\frac{b^2(s)}{b^2(sw)}\right)}}$$



$$\tau = s\int_0^1 \frac{dw}{1-K(z_h,sw)}$$

$$K(z) = \int_0^z \frac{dz}{b(z)^3}$$

$$f(z_h,z) = 1 - K(z_h,z),$$

$$K(z_h,z) = \frac{K(z)}{K(z_h)}$$

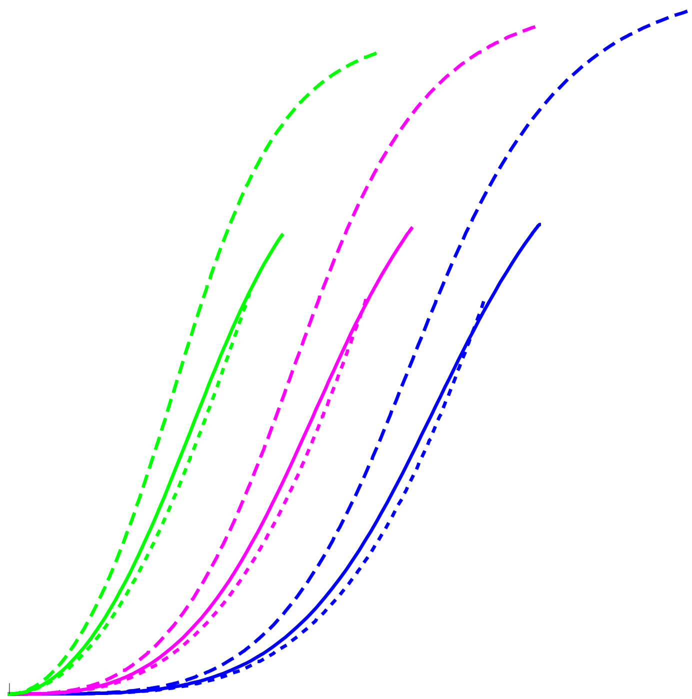
Hawking temp.

$$\frac{1}{T} = 4\pi\int_0^{z_h}\frac{b(z_h)^3}{b(z)^3}dz$$

Время термализации на анизотропном фоне

I.A, Golubtsova

$$ds^2 = b^2(z)\left(-\frac{f(z_h,z)}{z^{2(\nu-1)}}dv^2 - 2\frac{dvdz}{z^{\nu-1}} + \frac{dx_{||}^2}{z^{2(\nu-1)}} + d\vec{x}_{tr}^2\right)$$



Изотропизация

- Термализация уже произошла

  можно применять **гидродинамику:**

  в 4-х мерном пространстве-времени

  анизотропная жидкость -> изотропная жидкость

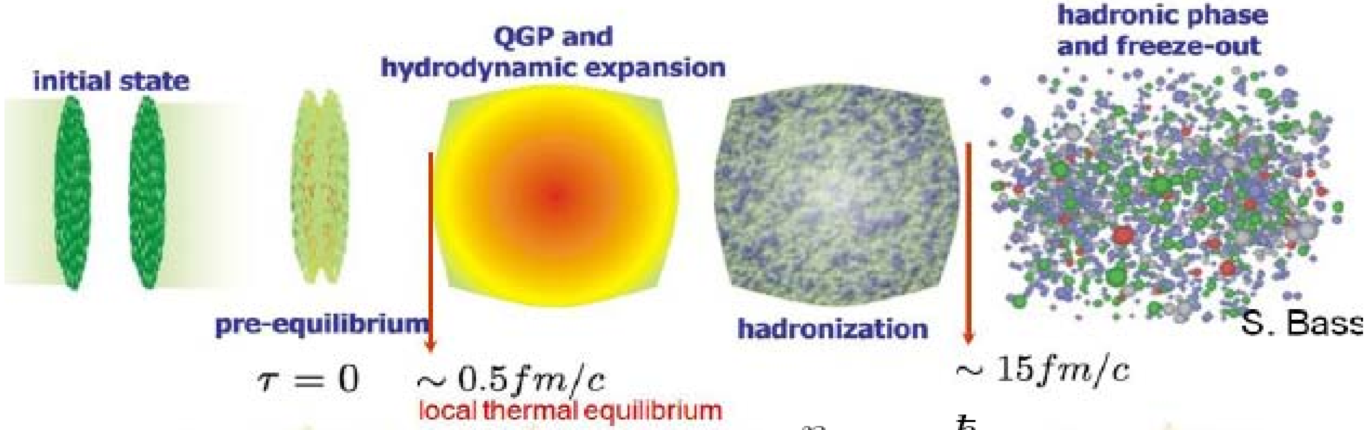
- В рамках голографического подхода:

  в 5-х мерном пространстве-времени

  анизотропная черная дыра/брана -> изотропная черная дыра

- Дуальность жидкость/гравитация

Дуальность жидкость/гравитация



hydro with small viscosity

$$\frac{\eta}{s} = \frac{\hbar}{4\pi k_B}$$

hadron gas with large viscosity

Формула проверена на RICH,LHC

Гидродинамическая теория множественного рождения частиц при столкновения сверхбыстрых ядерных частиц была разработана Ландау в 1953 г.

Идея Ферми о возможности применения статистических методов для исследования этого процесса (1950); Померанчук (1951)

Три стадии - 1) столкновения (длина пробега частиц<<размер, нет понятия частицы),

2) гидродинамического расширения (длина пробега частиц<размер),

3) разлета.

$$p = \frac{\epsilon}{3} \qquad N = K A^{3/4} \left(\frac{E}{Mc^2}\right)^{1/2}$$

Релятивистские уравнения вязкой и теплопроводной среды

- **Первый порядок по градиентам**

$$\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0 \qquad T^{\mu\nu}_{(0)} = \epsilon u^\mu u^\nu - p(g^{\mu\nu} - u^\mu u^\nu), \qquad T^{\mu\nu} = T^{\mu\nu}_{(0)} + T^{\mu\nu}_{(1)} + T^{\mu\nu}_{(2)} + \dots,$$

$$\partial_\mu J^\mu_i = 0 \qquad J^\mu_{(0)i} = n_i u^\mu \qquad J^\mu_i = J^\mu_{(0)\,i} + J^\mu_{(1)} +$$

$$T^{\mu\nu}_{(1)} = \eta \partial^{<\mu} u^{\nu>} - \zeta \partial_\alpha u^\alpha \Delta^{\mu\nu} \qquad T^{\mu\nu}_{(1)} u^\nu = 0, \quad J^\mu_{(1)} u_\mu -$$

коэффициенты вязкости

1-ый --нестабильность и нарушению причинности

- **Второй порядок (Израэль-Стюарт). Конформная жидкость**

$$T^{\mu\nu}_{(2)} = -\tau_{(2)} \eta [\Delta^\mu_\alpha \Delta^\nu_\beta D\sigma^{\alpha\beta} + \frac{4}{3}\sigma^{\mu\nu}(\partial_\alpha u^\alpha)] - \lambda_1 \sigma^{<\mu}_\alpha \sigma^{\nu>\alpha} + \lambda_2 \sigma^{<\mu}_\alpha \omega^{\nu>\alpha} - \lambda_3 \omega^{<\mu}_\alpha \omega^{\nu>\alpha}$$

$$D = u^\alpha \partial_\alpha, \; \nabla^\mu = \Delta^{\mu\nu}\partial_\nu, \; \sigma^{\mu\nu} = \nabla^{<\mu} u^{\nu>}, \; \omega_{\mu\nu} = \tfrac{1}{2}(\nabla_\nu u_\mu - \nabla_\mu u_\nu)$$

$\tau_{(2)}, \lambda_1, \lambda_2$ и λ_3 **- коэффициенты переноса**

Дуальность жидкость/гравитация

Решения уравнений Эйнштейна в 5-мерном простр. с асимпт. AdS = **Решения уравнений релятивистской гидродинамики с диссипацией (разложение по градиентам)**

- **Соотношение между 2-я классическими теориями**

- **Движущаяся черная брана в координатах Эддингтона-Финкельштейна**

Bhattacharyya,.. (2008), Hubeny, Minwalla, Rangamani, 1107.5780

$$ds^2 = -2\, u_\mu\, dx^\mu dr - r^2\, f(b\, r)\, u_\mu\, u_\nu\, dx^\mu dx^\nu + r^2\, P_{\mu\nu}\, dx^\mu dx^\nu$$

$$f(r) = 1 - \frac{1}{r^4}, \quad u^0 = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad u^i = \frac{\beta_i}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad i = 1, 2, 3, \qquad P^{\mu\nu} = u^\mu u^\nu + \eta^{\mu\nu}$$

b и β_i константы, $\beta^2 = \beta_i \beta^i$

- **медленно меняющиеся функции** $b(x^\alpha) = T(x^\alpha)/\pi$ и $\beta_i(x^\alpha)$ $\qquad T = 1/\pi b$

Ур-ния Эйшт. выполняются если $T^{\mu\nu} = (\pi T)^4\, (\eta^{\mu\nu} + 4\, u^\mu u^\nu)$ $\boxed{\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0}$

$$\begin{aligned} ds^2 &= -2\, u_\mu\, dx^\mu dr - r^2\, f(b\, r)\, u_\mu u_\nu\, dx^\mu dx^\nu + r^2\, P_{\mu\nu}\, dx^\mu dx^\nu \\ &+ 2\, r^2\, b\, F(b\, r)\, \sigma_{\mu\nu}\, dx^\mu dx^\nu + \frac{2}{3}\, r\, u_\mu u_\nu\, \partial_\lambda u^\lambda\, dx^\mu dx^\nu - r\, u^\lambda \partial_\lambda\, (u_\nu u_\mu)\, dx^\mu dx^\nu \end{aligned}$$

Формула проверена на RICH,LHC

$$T^{\mu\nu} = (\pi T)^4\, (\eta^{\mu\nu} + 4\, u^\mu u^\nu) - 2\, (\pi T)^3\, \sigma^{\mu\nu}$$

$$\boxed{\frac{\eta}{s} = \frac{1}{4\pi}} + \frac{15\zeta(3)}{4\pi}\frac{1}{\lambda^{3/2}}$$

вязкость $\eta = \pi^3 T^3$ плотность энтропии $s = 4\pi^4 T^3$

Buchel, Liu, Starenetc, 08

Дуальность жидкость/гравитация:
анизотропная Гидро/Черный анизотропный фон

- Изотропизация в гравитации

- Изотропизация в анизотропной гидродинамике

  - Соотношение между 2-я классическими теориями

Дальнейшие эксперименты реальные/численные

- Увеличение энергии ионов /дек.2015 LHC
- Столкновения тяжелых-легких ионов

[Существенные (v_2, v_3,..) in d+Au, p+Pb, ^{3}He+Au столкн.
Термализация/гидро для малых систем (p+Pb)]

- Nica

- **Столкновения ударных волн/ускоренных звезд на различных фонах**
- **Интерполирующие решения**
- **Химпотенциал** $\mu \neq 0$
- **Магнитное поле** $B \neq 0$

Заключение

- **Голография позволяет достаточно эффективно исследовать свойства кварк-глюонной материи при экстремальных условиях.**
  - В основе – свойства симметрии;
  - дуальность;
  - расширенная «авто-дуальность/модельность».

•BACKUP

Multiplicity in Landau model

•Thermodynamic methods to investigating the process of high-energy collision.

- •E. Fermi, Prog. Theor. Phys. 5, 570 (1950)
- Pomeranchuk, Dokl. Akad. Nauk SSSR, 78, 889 (1951)
- L.D. Landau, Izv. Akad. Nauk Ser. Fiz. 17, 51 (1953)

•To determine the total number of particles it is necessary to compute the entropy in the first moment of collision

$\varepsilon - energy \quad p - presure$

$\mu = 0$

$0 = \varepsilon - Ts + p$

$T - temperature$

$s - entropy$

$$p = \frac{1}{3}\varepsilon$$

$$\frac{4}{3}\varepsilon = Ts$$

$$s = \varepsilon^{3/4} \Rightarrow S = V\varepsilon^{3/4} \Rightarrow$$

$$d\varepsilon = Tds$$

$$E = \varepsilon V \qquad S = E^{3/4} V^{1/4} \Rightarrow S \sim E^{1/2} \sim s_{NN}^{1/4}$$

$$\frac{d\varepsilon}{\varepsilon} = \frac{4}{3}\frac{ds}{s}$$

$$V \sim \frac{m_0}{E}$$