

Глава 2. Представление о кварк-глюонной плазме

Ядерная материя в современной Вселенной содержится внутри атомных ядер и в нейтронных звёздах. Нуклоны (нейтроны и протоны) – это блоки такой материи, которые состоят из кварков. Кварки связаны между собой сильным взаимодействием, которое осуществляется обменом глюонами. В отличие от фотонов, которые обеспечивают электромагнитное взаимодействие и не взаимодействуют друг с другом, глюоны взаимодействуют между собой за счёт цвета, который в сильных взаимодействиях является аналогом электрического заряда. Цветовые глюоны и кварки – основа теории сильных взаимодействий, известной как квантовая хромодинамика (КХД), богатая по структуре и одновременно очень трудная для решения система уравнений.

Удивительно, что сильные взаимодействия становятся слабыми на коротких расстояниях – свойство, известное как «асимптотическая свобода» (рис. 2.1). И наоборот, они становятся необычайно сильными на расстояниях порядка размеров нуклона (10^{-15} м), связывая кварки внутри нуклона и в других частицах, называемых адронами. Асимптотическая свобода предполагает, что нуклоны могут «расплавиться» в плазму из составляющих их кварков и глюонов, когда сильные взаимодействия между ними ослабнут при увеличении плотности или температуры материи и они не будут удерживаться внутри бесцветных нуклонов.

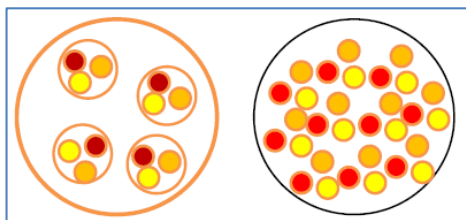


Рис. 2.1 Слева – ядро из 4-х нуклонов при нормальной плотности. Справа – переход в состояние «смеси» кварков при высокой плотности или высокой температуре.

Кварки удерживаются в нуклонах и в нейтронных звёздах, которые являются холодными объектами, но ранняя Вселенная была чрезвычайно горячей. Её температура превышала 150 МэВ (около $2 \cdot 10^{12} \text{K}$) вплоть до 10 микросекунд после Большого Взрыва. КХД предсказывает, что таких условий достаточно для существования смеси кварков и глюонов, так называемой кварк-глюонной плазмы (КГП) (рис. 2.2).

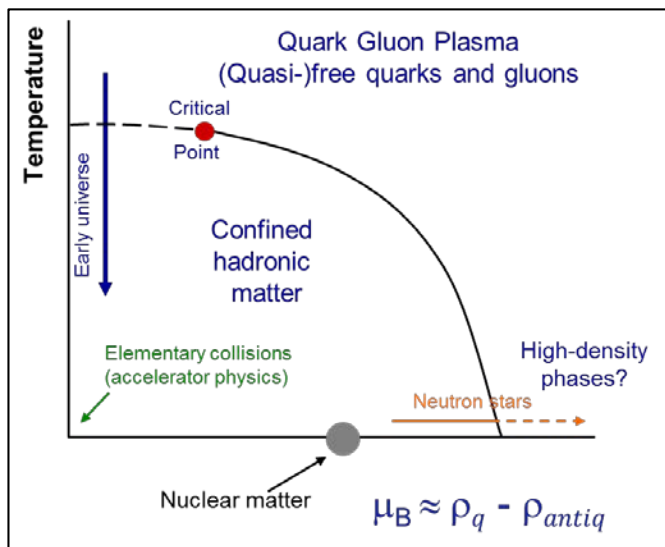


Рис. 2.2 Фазовая диаграмма КХД материи в координатах температура – барионный химический потенциал. Смесь кварков и глюонов образует кварк-глюонную плазму. Кривая – граница фазового перехода. Критическая точка – возможный фазовый переход 1-го рода.

Фазовая диаграмма в зависимости от плотности материи показана на рис. 2.3.

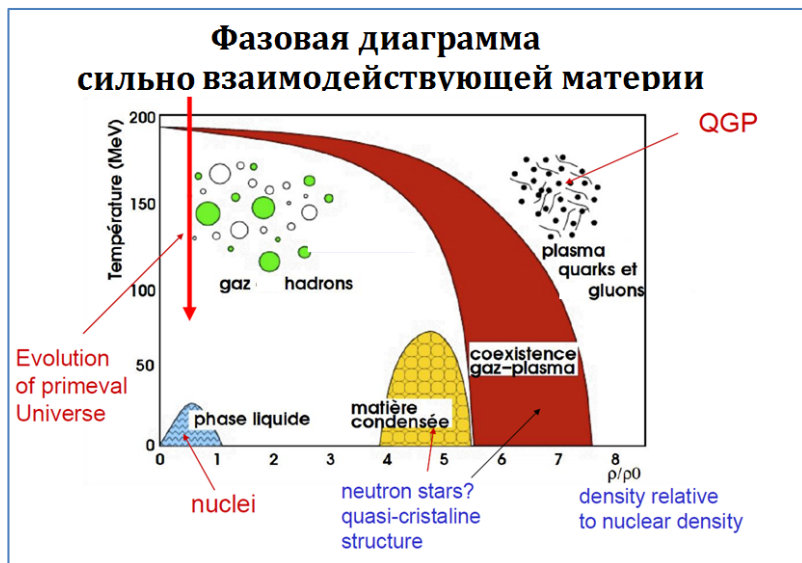


Рис. 2.3 Фазовая диаграмма зависимости КХД материи от относительной плотности материи.

Понимание эволюции нашей Вселенной требует знания структуры и динамики КГП. Хотя численное моделирование свойств горячей материи в термодинамическом равновесии за последние 30 лет сделало большой прогресс (4) динамические свойства КГП остаются далеко неясными. Экспериментальное исследование горячей КХД материи сегодня заполняет этот

пробел с помощью исследования столкновений тяжёлых ядер при высоких энергиях и чрезвычайно больших температурах, необходимых для образования КГП в лабораторных условиях, хотя и на очень краткое мгновение.

Квантовая хромодинамика (теория сильных взаимодействий) вводит понятия конфайнмент (confinement) и деконфайнмент (deconfinement). Все адроны бесцветны, т.к. цветные кварки, из которых они состоят, пленены в них сильными взаимодействиями. Пленённые кварки в адронах динамически приобретают дополнительную (конституентную) массу. Массы конституентных кварков $m_u \approx 300$ МэВ, $m_d \approx 300$ МэВ, $m_s \approx 500$ МэВ, $m_c \approx 1500$ МэВ, $m_b \approx 5000$ МэВ, $m_t \approx 173000$ МэВ. Ожидается, что деконфайнмент (освобождение цвета) сопровождается восстановлением (реконструкцией) масс до их «голых» (токовых) значений, которые они имеют в лагранжиане КХД. Как только кварки становятся свободными, их массы равны «голым» значениям $m_u \approx 2.2$ МэВ, $m_d \approx 4.7$ МэВ, $m_s \approx 96$ МэВ, $m_c \approx 1280$ МэВ, $m_b \approx 4180$ МэВ, $m_t \approx 173100$ МэВ [PDG, C. Patrignani et al., Chin. Phys. C 40(2016)10001]. Доказательство достижения деконфайнмента в эксперименте является основным признаком образования КГП.

Одно из первых представлений о КГП – термодинамический газ из кварков и глюонов. Такая макроскопическая система может характеризоваться параметрами состояния: плотностью энергии ϵ , давлением p и энтропией s . В наипростейшем случае описания системы безмассовых частиц уравнениями Стефана-Больцмана зависимость от температуры T имеет вид:

$$\varepsilon = n_f \frac{\pi^2}{30} \frac{T^4}{(\hbar c)^3} + B \rightarrow \text{плотность энергии}$$

$$p = n_f \frac{\pi^2}{90} \frac{T^4}{(\hbar c)^3} - B \rightarrow \text{плотность давления}$$

$$s = \frac{\varepsilon + 3p}{T} = \frac{n_f}{(\hbar c)^3} \frac{\pi^2}{30} T^3 \rightarrow \text{энтропия}$$

Число степеней свободы n_f зависит от стабильных характеристик частиц материи. Для газа из π^+ , π^- , π^0 – мезонов $n_f = 3$. Для КПП, состоящей из кварков, антикварков и глюонов, число степеней свободы

$$n_f = (2 \cdot 8 + 7/8 \cdot 2 \cdot 3 \cdot 2 \cdot f).$$

Здесь первое слагаемое учитывает глюоны, второе – кварки, 2 – число проекций спина, 8 – число глюонов, 3 – число цветов, 2 – вырожденность по состоянию кварк-антикварк, f – число ароматов, 7/8 – соотношение вкладов кварков и глюонов.

Для трёх ароматов $n_f = 47.5$, а отношение ε_{SB}/T^4 для Стефан-Больцмановского предела $\varepsilon_{SB}/T^4 = 15.6$. То есть изменение плотности энергии до температуры $T_c \approx 170$ МэВ образования КПП и выше происходит на порядок величины.

Решение уравнений состояния в рамках квантовой хромодинамики возможно с помощью методов численной дискретизации пространства и времени. Такие решения называются «КХД на решётках» (L-QCD). Ультрафиолетовые расходимости (большие шкалы импульсов) исчезают. Плотность

энергии в зависимости от температуры для трёх ароматов представлена на рис. 2.4.

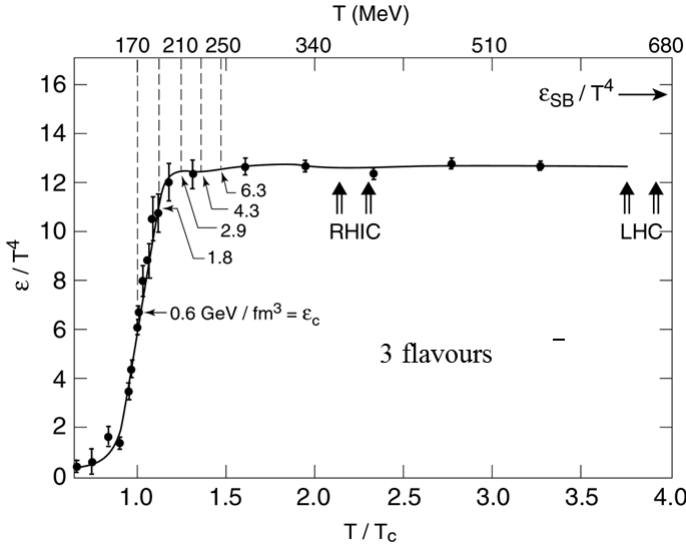


Рис. 2.4. Зависимость плотности энергии КГП из трёх ароматов в расчётах КХД на решётках. Критическая температура $T_c = 170$ МэВ [Z. Fodor et al., arXiv:0712.2930; F. Karsch et al., arXiv:0711.0661]. Вертикальными стрелками указаны температуры, достигнутые на коллайдерах RHIC и LHC. Справа вверху показано предельное значение плотности энергии для Стефан-Больцмановских уравнений.

Плотность энергии ϵ быстро меняется вблизи критической температуры T_c . При $T \approx 1.2 T_c$ отношение ϵ/T^4 достигает 80% Стефан-Больцмановского значения ϵ_{SB} для идеального газа, состоящего из кварков-антикварков и глюонов. Расчёты КХД на решетках предсказывают, что если система адронов достигнет высокой плотности и/или температуры, то произойдёт фазовый переход в состояние деконфайнмента. В новой фазе, называемой кварк-глюонной плазмой (КГП), кварки и глюоны больше не

удерживаются внутри индивидуальных адронов, они начинают свободно перемещаться внутри большого объёма. При этом видно, что число степеней свободы n_f кварк-глюонной плазмы совершенно не определяется квазисвободными кварками и глюонами.

Как только кварки становятся свободными, их массы становятся равными «голым» значениям. Этот эффект обычно называют частичным восстановлением киральной симметрии (Partial Restoration of Chiral Symmetry). Считается, что в КГП возможно частичное восстановление симметрии. При массах кварков равных нулю КХД становится киральным пределом КХД. Точная симметрия возможна только для безмассовых частиц. При остывании КГП нарушается киральная симметрия и происходит динамическое образование масс кварков.

В простейшем приближении переход из одного состояния в другие – это переход между двумя термодинамическими состояниями. Если энергия передаётся состоянию с более высокой энергией, то это фазовый переход с расплавлением или испарением. Фазовый переход 1-го порядка происходит при критической температуре.

Этот процесс характеризуется поглощением скрытого тепла и приводит к постоянству или разрыву термодинамических переменных, так как плотность энергии или температура увеличивается. В этой картине фазовый переход происходит в термодинамическом равновесии. Вычисления в КХД дают критическую температуру $T_c = 150 - 180 \text{ МэВ}$ в случае перехода 2-го порядка и исчезающего химического барионного потенциала.

И наоборот, при ненулевом химическом потенциале будет смешанная фаза адронного газа и КГП.

Вычисления КХД на решётках указывают, что при большом химическом потенциале есть критическая точка, где может быть фазовый переход 1-го рода. Пока до конца не ясно, какого типа переход происходит из одной фазы в другую: первого или второго рода, или же ситуация соответствует выходу в критическую точку. На рис. 2.5 показаны временное развитие процесса столкновения двух ядер и эволюция состояний КГП.

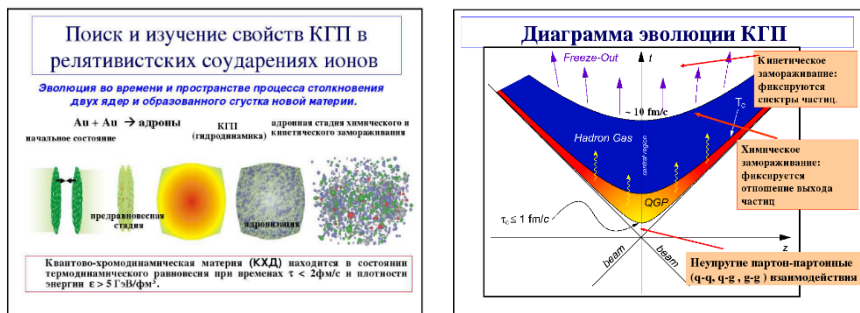


Рис. 2.5 Эволюция во времени процесса столкновения двух ядер (слева) и диаграмма эволюции КГП (справа).

Если уже достаточно данных о конечных размерах сгустка материи в момент кинематического замерзания (см. гл. 9), то о времени τ_0 формирования новой материи и затем КГП пока имеются лишь теоретические исследования. Наиболее принятой идеей считается предположение об образовании состояния глюонного насыщения (Color Glass Condensat, CGC) при $\tau \leq 0.1$ фм/с. Затем при $0.1 \leq \tau \leq 1.0$ фм/с образуется так называемая «глазма» (Glasma) [B. Schenke, arXiv:1206.6805]. При дальнейшем остывании цветные трубки глазмы разрушаются, и материя

переходит в КГП. Она расширяется, происходит адронизация (кварки слипаются в адроны), наступает термализация и устанавливается статистическое равновесие частиц до момента химического замерзания (рис. 2.6, 2.7), Когда адроны перестают взаимодействовать, наступает кинематическое замерзание (состав адронов и их импульсы не меняются).

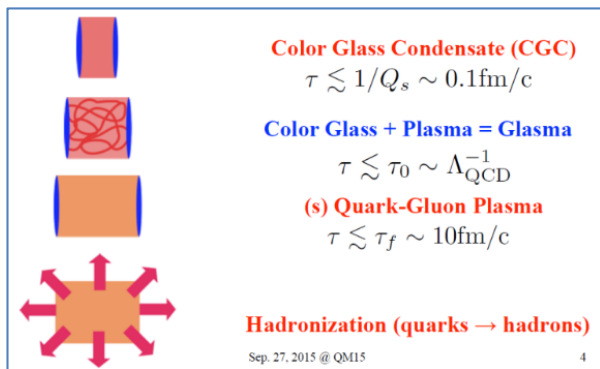


Рис.2.6. Четыре режима эволюции материи от начального момента столкновения до адронизации КГП.

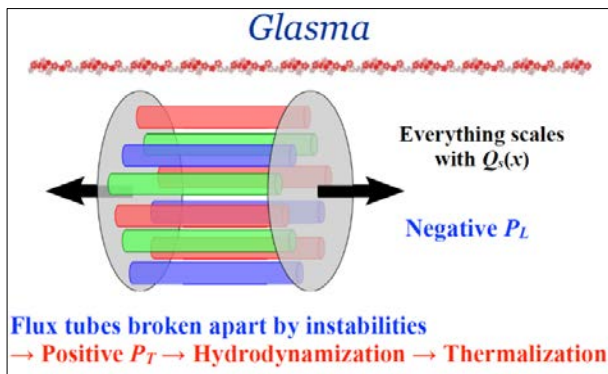


Рис.2.7. Модель цветового глюонного конденсата (CGS) – обобщение пертурбативной КХД (pQCD) на плотные партонные системы.

Сильные цветовые поля возникают в начальной стадии столкновения. Сила полей обусловлена конденсацией глюонов при малых $x_T = 2p_T/\sqrt{s}$ в единичные макроскопические

(классические) поля – глазму [R. Pasechnik, M. Šumbera, *Universe* 3 (2017) no.1, 7, *arXiv:1611.01533*].

Важной характеристикой КГП является вязкость. Если вязкость близка к нулю, то КГП материя имеет свойства жидкости. Нижняя кривая на рис. 2.8 демонстрирует результаты расчёта вязкости в КХД на решётках (LQCD) при температурах КГП близких к критической $T_0 = 170$ МэВ.

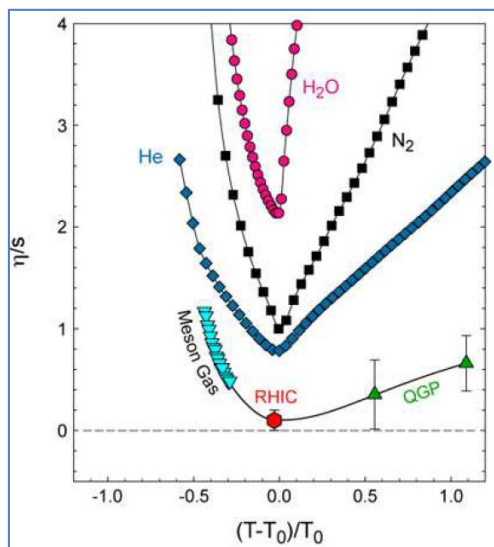


Рис.2.8. Отношение вязкости к энтропии для разных материй от H_2O до КГП [R.S.Bhalerao, *arXiv:1404.3294*].

Вычисления в LQCD (точки внизу) показывают, что отклонение температуры T от критической T_0 приводит к увеличению вязкости.

Из-за пределов в теории сильно связанных квантовых полей величина η/s ограничена значением $\eta/s = 1/4\pi = 0.08$ [Hirano, *Jyulassy, Nucl.Phys. A 769(2006)71*].

Зависимость вязкости от температуры в теории сильно взаимодействующих безмассовых частиц определяется соотношением $\eta/s = 0.194 / (T^2 \sigma)$ [D. A. Teaney, “*Quark-Gluon Plasma 4*”, World Scientific, Singapore, 2010, p. 207]. Здесь σ – сечение взаимодействия партонов между собой. При значении $\sigma = 3$ мб и

температуре заморзания $T_0 = 166$ МэВ отношение $\eta/s = 0.17$, что выше нижнего предела, но мало по величине [V. Korotkikh, E. Zabrodin, J. Phys. G, J. Phys. G42 (2015) no.11, 115102, arXiv:1404.3050].

Новая транспортная модель с динамикой адронных струн предсказывает (рис. 2.9) зависимость сдвиговой η/s и объёмной ζ/s вязкости от температуры T . На левом рисунке видно, что сдвиговая вязкость заметно превышает квантовый предел $1/4\pi$ при $T < T_c$ и $T > T_c$.

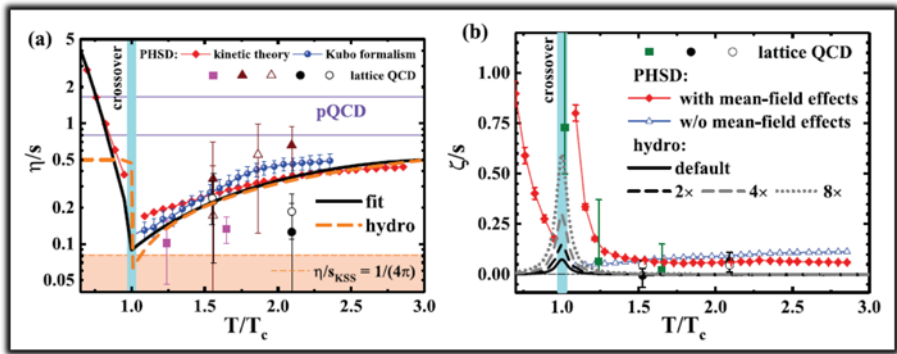


Рис. 2.9. Расчёты сдвиговой и объёмной вязкости в транспортной модели PHSD с динамикой адронных струн [E.L.Bratkovskaya et al., <http://arxiv.org/abs/1711.01976v1>]