

УДК 539.12

Д. В. Кленецкий, ст. преподаватель; В. Н. Чайчиц, студент

## ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ ПРОЦЕССА РАСШИРЕНИЯ КВАРК-ГЛЮОННОЙ ПЛАЗМЫ

Studying of process of a quark-gluon plasma formation in heavy ion collisions at high energy causes the big interest in last years. The quark-gluon plasma is that state of substance in which there was our Universe at once after the Big Bang. The main goal of high energy nuclear collisions is to create in laboratory a quark-gluon plasma of macroscopic size, to find its signals and to investigate its properties. Using the hydrodynamical theory with scale-invariant initial conditions – model Bjorken, in the given article the evolution of a equilibrium quark-gluon plasma created in collision of heavy nuclei at high energy is considered. Much attention is given to the self-consistency phenomenological description of phase evolution of a hot and dense nuclear matter during its expansion (cooling) to final scattering secondary particles. Expression for volume a quark-gluon of plasma created in collision is received.

**Введение.** В начале XXI в. были введены в действие ускорители тяжелых ионов: RHIC (Брукхейвен, США) и LHC (ЦЕРН, Европа). Одним из основных предметов исследования на этих ускорителях является кварк-глюонная плазма – гипотетическое состояние, состоящее из квазисвободных кварков и глюонов [1]. Предполагается, что кварк-глюонная плазма может образоваться в результате центрального соударения тяжелых ионов. При расширении и остывании кварк-глюонной плазмы взаимодействие между кварками и глюонами (при увеличении расстояния между ними) возрастает, и кварковые пары и глюоны превращаются в наблюдаемые адроны. Этот процесс трактуется как фазовый переход кварк-глюонной плазмы в адроны.

Схематически пространственно-временная картина соударения тяжелых ядер представлена на рисунке. Этот процесс можно разделить на следующие этапы:

1) предравновесный период, в течение которого за время  $t_0$  в результате взаимодействия составляющих ядер образуется термализованная система – кварк-глюонная плазма;

2) кварк-глюонная плазма расширяется и остывает, при достижении температуры  $T_c$  (через время  $t_c$  после столкновения) она начинает переходить в адроны;

3) если адронизация имеет характер фазового перехода первого рода, то при температуре  $T_c$  в течение времени  $t_h$  система будет находиться в смешанной фазе, а затем превратится в адронный газ;

4) адронный газ расширяется;

5) через время  $t_f$  при температуре  $T_f$  все взаимодействия между адронами прекращаются, происходит «замораживание» и наблюдается свободный разлет адронов.

Механизм этого процесса рассматривается в рамках термогидродинамических моделей. Согласно этому подходу, достигнув термодинамического равновесия (за некоторое очень небольшое начальное время), горячее вещество далее эволюционирует в соответствии с уравнениями релятивистской гидродинамики [2], отражающими локальные законы сохранения (при пренебрежении диссипативными эффектами):

$$\frac{\partial T_{ik}}{\partial x_k} = 0, \quad T_{ik} = (\varepsilon + p)u_i u_k - p g_{ik}, \quad (1)$$

где  $T_{ik}$  – тензор энергии-импульса;  $x$  – 4-мерная координата;  $\varepsilon$  – плотность энергии;  $p$  – давление в собственной системе элемента объема;  $u_i$  – 4-скорость элемента;  $g_{ik}$  – метрический тензор ( $g_{00} = 1, g_{ii} = -1$ ).

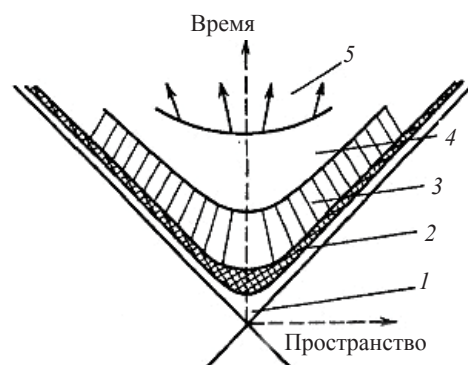


Рисунок. Эволюция соударения релятивистских ядер:

1 – предравновесный период; 2 – кварк-глюонная плазма; 3 – смешанная фаза; 4 – адронный газ; 5 – свободный разлет

Существенно, что на всех стадиях гидродинамического процесса предполагается термодинамическое равновесие, характеризую-

щееся температурой  $T$  и уравнением состояния, которое, как правило, принимается в форме  $p = \varepsilon / 3$ , характерной для идеального релятивистского газа.

Конечно, решение этих уравнений зависит от начальных условий, которые приходится формулировать, опираясь на те или иные физические соображения. Выбор начального состояния и его характеристики является наиболее слабым местом данной теории. Обычно считают, что в начальный момент сильновзаимодействующая жидкость равномерно распределена по первоначальному объему. Ее истечение в вакуум происходит за счет внутренних сил, в данном случае благодаря сильному взаимодействию ее элементов. Предполагается также, что решение задачи обладает цилиндрической симметрией относительно оси соударения сталкивающихся частиц, которая сохраняется в процессе расширения системы [3].

В работе [4] были получены ограничения на объем начального состояния, образующегося в столкновении релятивистских ядер для различных экспериментов. Эти ограничения зависят от объема адронной фазы во время свободного разлета, который может быть измерен непосредственно в ходе эксперимента. В этой работе на основании результатов [4] мы находим ограничение на объем кварк-глюонной плазмы, следующее из гидродинамического расширения плазмы.

**Основная часть.** Мы используем наиболее популярный в настоящее время сценарий гидродинамического расширения, предложенный Бьеркеном [5]. Поскольку начальные условия характеризуются цилиндрической симметрией, то основная часть гидродинамического расширения является одномерным расширением вдоль оси соударения ядер. Движение в поперечном направлении определяется, в основном, тепловым движением. Тогда двумерные уравнения гидродинамики (1) сводятся к соотношению

$$\frac{ds}{d\tau} + \frac{s}{\tau} = 0, \quad (2)$$

где  $s$  – удельная энтропия системы (плотность энтропии);  $\tau = \sqrt{t^2 - x^2}$  – собственное время элемента объема жидкости (здесь применяется система единиц, в которой скорость света  $c = 1$ ). Решение уравнения (2) имеет вид

$$s(\tau) = \frac{s_h \tau_h}{\tau}, \quad (3)$$

где  $s_h$  – начальное значение удельной энтропии в момент времени  $\tau_h$ .

Таким образом, на первом этапе в картине Бьеркена предполагается, что система за время  $\tau_0$  приходит в равновесие при начальной температуре  $T_0$ . Затем на втором этапе образовавшаяся кварк-глюонная плазма расширяется,

согласно гидродинамическому уравнению (3). Когда температура кварк-глюонной плазмы уменьшается до критической температуры  $T_c$  в момент времени  $\tau_c$ , начинается фазовый переход кварк-глюонной плазмы в адроны. Из формулы (3) удельная энтропия кварк-глюонной плазмы в момент времени  $\tau_c$  составляет

$$s(\tau_c) = \frac{s(\tau_0)\tau_0}{\tau_c}. \quad (4)$$

В момент времени  $\tau_h$  фазовый переход заканчивается, вся система переходит в равновесный адронный газ. Удельная энтропия адронной фазы  $s(\tau_h)$  определяется динамикой фазового перехода. Для фазового перехода первого рода [6]

$$s(\tau_h) = s(\tau_c) \left( \frac{\tau_c}{\tau_h} \right)^{4/3}. \quad (5)$$

На следующем этапе расширяется адронный газ. При этом его температура уменьшается от  $T_c$  до  $T_f$  в момент времени  $\tau_f$ , когда все взаимодействия между адронами прекращаются, и наблюдается свободный разлет адронов. Согласно (3), удельная энтропия адронной фазы в момент времени  $\tau_f$  равна

$$s(\tau_f) = \frac{s(\tau_h)\tau_h}{\tau_f}. \quad (6)$$

Из формул (5) и (6) следует связь между удельной энтропией  $s(\tau_c)$  кварк-глюонной плазмы непосредственно перед фазовым переходом и удельной энтропией адронного газа  $s(\tau_f)$  перед свободным разлетом:

$$s(\tau_f) = s(\tau_c) \left( \frac{\tau_c}{\tau_h} \right)^{4/3} \frac{\tau_h}{\tau_f}. \quad (7)$$

Используя выражение (6) и стандартное термодинамическое соотношение, удовлетворяющее уравнению состояния

$$s(\tau_f) = s(\tau_h) \left( \frac{T_f}{T_c} \right)^3, \quad (8)$$

найдем

$$\frac{\tau_h}{\tau_f} = \left( \frac{T_f}{T_c} \right)^3. \quad (9)$$

Подставляя это в (7), получим

$$s(\tau_f) = s(\tau_c) \left( \frac{\tau_c}{\tau_h} \right)^{4/3} \left( \frac{T_f}{T_c} \right)^3. \quad (10)$$

Время, через которое вся система будет находиться в адронной фазе [6], равно

$$\tau_h = 6,16\tau_c. \quad (11)$$

Учитывая, что температура фазового перехода  $T_c \approx 190$  МэВ и температура, при которой

прекращаются взаимодействия между адронами,  $T_f \approx 130$  МэВ, из выражения (10) найдем

$$s(\tau_f) = \frac{s(\tau_c)}{35}. \quad (12)$$

Поскольку на всех стадиях гидродинамического процесса имеет место термодинамическое равновесие, то в соответствии со вторым началом термодинамики полная энтропия такой системы должна оставаться постоянной, т. е.  $s(\tau_c)V_{\text{кгп}} = s(\tau_f)V_a$ , где  $V_{\text{кгп}}$  и  $V_a$  – объемы кварк-глюонной плазмы и адронной фазы соответственно. Тогда из соотношения (12) следует, что

$$V_{\text{кгп}} = \frac{V_a}{35}. \quad (13)$$

Данное ограничение на объем кварк-глюонной плазмы зависит от соотношения температур  $T_c$  и  $T_f$ , а также от длительности смешанной фазы. Объем адронной фазы  $V_a$  может быть найден по данным адронной интерферометрии из экспериментальных данных по двухчастичным корреляциям [7]. Полученное значение объема кварк-глюонной плазмы совпадает с ограничениями на объем, следующими из второго начала термодинамики [4].

**Заключение.** Гидродинамическая теория множественных процессов хорошо описывает почти все современные экспериментальные данные об инклюзивных реакциях в столкновениях протонов. С появлением пучков релятивистских тяжелых ионов гидродинамический подход стал широко применяться для исследования соударений тяжелых ядер. При этом число вторичных частиц увеличивается во много раз, что расширяет границы применимости гидродинамического подхода и улучшает условия для диагностики кварк-глюонной плазмы. Вплоть до настоящего времени, вероятно, самым веским указанием на существование кварк-глюонной плазмы является хорошее согласие гидродинамической теории с экспериментальными результатами. Однако, к сожалению, до сих пор не проведено полного сопоставления данной модели со всей совокупностью современных экспериментальных данных [8].

Возможность регистрации кварк-глюонной плазмы в столкновении тяжелых ионов предпо-

лагает измерение геометрического размера области, в которой материя находится в данной фазе. Объем кварк-глюонной плазмы, образованной в столкновении, важен при изучении ее свойств как статистической системы, а также при интерпретации экспериментальных данных [9]. Заметим, что в формуле (13) определен объем кварк-глюонной плазмы после стадии расширения непосредственно перед фазовым переходом. Реально созданный в столкновении объем плазмы будет еще меньше.

## Литература

1. Wong, C. Y. Introduction to high energy heavy-ion collisions / C. Y. Wong. – World Scientific, Singapore, 1994. – P. 198.
2. Ройзен, И. И. Деконфаймент цвета и субадронное вещество: фазовые состояния и роль конститuentных кварков / И. И. Ройзен, Е. Л. Фейнберг, О. Д. Чернавская // УФН. – 2004. – Т. 174, № 5. – С. 473–493.
3. Гольданский, В. И. Кинематические методы в физике высоких энергий / В. И. Гольданский, Ю. П. Никитин, И. Л. Розенталь. – М.: Наука, 1987. – 200 с.
4. Кленицкий, Д. В. Ограничения на геометрический размер кварк-глюонной плазмы в столкновениях тяжелых ионов высоких энергий / Д. В. Кленицкий, В. Н. Чайчиц // Труды БГТУ. Сер. VI, Физ.-мат. науки и информ. – 2008. – Вып. XVI. – С. 46–48.
5. Ваяшин, А. В. Кварк-глюонная плазма / А. В. Ваяшин, В. М. Емельянов, Ю. П. Никитин. – М.: МИФИ, 1987. – 56 с.
6. Shucla, P. Inhomogeneous nucleation in quark-hadron phase transition / P. Shucla, A. K. Mohanty, S. K. Gupta // Phys. Rev. – 2000. – Vol. C62. – P. 143–153.
7. Wiedemann, U. Hanbury Brown-Twiss interferometry / U. Wiedemann, U. Heinz // Phys. Rep. – 1999. – Vol. 319. – P. 113–129.
8. Розенталь, И. Л. Гидродинамическая теория множественных процессов и физика кварк-глюонной плазмы / И. Л. Розенталь, Ю. А. Тарасов // УФН. – 2003. – Т. 163, № 7. – С. 29–44.
9. Ambar, J. How big is the source that produces quark-gluon plasma in heavy ion collisions? / J. Ambar, V. Ravishankar // Phys. Rev. – 2004. – Vol. C70. – P. 281–283.