

ПРОВЕРКА МОДЕЛИ СОУДАРЕНИЯ ПРОТОНА С ТРУБКОЙ ЯДРА ЭМУЛЬСИИ ПРИ ЭНЕРГИИ ПРОТОНА 800 ГэВ

© 2014 г. У. У. Абдурахманов, К. Г. Гуламов,
В. В. Луговой*, В. Ш. Навотный**, В. М. Чудаков

Физико-технический институт НПО “Физика–Солнце” АН Республики Узбекистан, Ташкент

Поступила в редакцию 08.07.2013 г.; после доработки 13.12.2013 г.

В рамках гидродинамической теории множественного образования адронов в лобовых столкновениях нуклонов с нуклонами и ядрами обсуждено образование кварк-глюонной плазмы. Для поиска соударений протона с трубкой ядра эмульсии предложено использовать параметрически инвариантные величины. Производится экспериментальная проверка статистических моделей с качественно различными распределениями вторичных слабо ионизирующих частиц по псевдобыстроте. Обсуждаются результаты этой проверки.

DOI: 10.7868/S0044002714070022

1. НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ МНОЖЕСТВЕННОГО ОБРАЗОВАНИЯ АДРОНОВ

В 1953 г. Ландау построил гидродинамическую теорию множественного образования адронов [1] при лобовом столкновении двух нуклонов с энергией нуклона-снаряда выше 1 ТэВ в лабораторной системе (л.с.), где мишень покоится. В системе центра масс (с.ц.м.) нуклоны испытывают сильное лоренцево сокращение. При соударении они разрушаются. В некоторый момент вся энергия сосредоточена в тонком диске, размеры которого совпадают с размерами нуклона при лоренцевом сокращении. Вещество диска состоит не из адронов, а из точечных кварков и глюонов. По современным представлениям оно является кварк-глюонной плазмой (КГП). Вещество диска имеет высокую плотность энергии и высокую температуру $T \gg \mu c^2$, где μ — масса π -мезона. Частица диска находится на малых расстояниях от своих соседей в отличие от частицы газа, которая, как правило, находится на больших расстояниях от других частиц и не взаимодействует с ними. Можно сказать, что плазма диска является жидкостью, но не газом.

Тонкий диск плазмы образуется на первом этапе соударения. На втором этапе плазма расширяется

по законам релятивистской гидродинамики идеальной жидкости. При расширении она остывает. Плазма участка системы, остыв до температуры $T \approx \mu c^2$, быстро превращается в адроны. В целом на третьем этапе образуются “мезоны” и два нуклона. “Мезонами” называются вновь образованные адроны с полным барионным числом, равным нулю. Распределение псевдобыстрот “мезонов” в разных системах отсчета имеет приближенно форму Гаусса (нормальную форму). Однако о распределении псевдобыстрот в отдельном событии можно говорить только при очень высокой множественности.

Теория Ландау допускает обобщение на нуклон-ядерные соударения (см. [2]). Нуклон и ядро испытывают сильное лоренцево сокращение в системе их равных скоростей. Нуклон может вырезать из ядра трубку, сечение которой равно сечению нуклона, и провзаимодействовать лишь с этой частью ядра. В отличие от NN -соударения, на первом этапе соударения нуклона с трубкой реализуется сложный механизм сжатия ядерного вещества, которое рассматривается как сплошная среда. После сжатия происходит одномерное (на первой стадии) расширение вещества по законам релятивистской гидродинамики идеальной жидкости, так же как при лобовом NN -соударении. Распределение псевдобыстрот большого числа “мезонов”, образованных при взаимодействии нуклона с трубкой, по-прежнему можно считать приближенно нормальным распределением в разных системах отсчета.

*E-mail: lugovoi@uzsci.net

**E-mail: navotny@uzsci.net

2. ПАРАМЕТРИЧЕСКИ ИНВАРИАНТНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ

В настоящей работе используются параметрически инвариантные величины (ПИВ) g_1, g_2, v :

$$g_1 = m_3 m_2^{-3/2}, \quad g_2 = m_4 m_2^{-2} - 3, \quad (1)$$

$$v = \left(\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n |\eta_i - \bar{\eta}| \right) m_2^{-1/2},$$

$$m_k = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\eta_i - \bar{\eta})^k, \quad \bar{\eta} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \eta_i,$$

n — число частиц в событии (соударении). Если величины $\eta_1, \eta_2, \dots, \eta_n$ взаимно независимы в событиях подансамбля и распределены одинаково по закону Гаусса с параметрами ν и σ , распределение ПИВ не зависит от параметров и однозначно определяется числом частиц n в событии подансамбля. Математические ожидания и дисперсии величин g_1 и g_2 равны [3]:

$$\nu_{g_1}(n) = 0, \quad (2)$$

$$\sigma_{g_1}^2(n) = 6(n-2)(n+1)^{-1}(n+3)^{-1},$$

$$\nu_{g_2}(n) = -6(n+1)^{-1},$$

$$\sigma_{g_2}^2(n) = 24n(n-2)(n-3)(n+1)^{-2} \times$$

$$\times (n+3)^{-1}(n+5)^{-1}.$$

Математические ожидания и дисперсии величины v при разных n можно определить по методу Монте-Карло. При каждом n было приготовлено $N = 500\,000$ случайных звезд; $n = 20, 21, 22, \dots$; максимальное n в событиях, образованных в эмульсии протонами с энергией 800 ГэВ, равно 93. Величины

$$d_1 = [g_1 - \nu_{g_1}(n)] \sigma_{g_1}^{-1}(n), \quad (3)$$

$$d_2 = [g_2 - \nu_{g_2}(n)] \sigma_{g_2}^{-1}(n),$$

$$w = [v - \nu_v(n)] \sigma_v^{-1}(n)$$

по построению имеют математические ожидания, равные 0, и дисперсии, равные 1, в каждом подансамбле и, следовательно, в ансамбле событий с различными наборами n, ν, σ .

Описанную модель, в которой псевдобыстрые распределены по закону Гаусса, назовем Г-моделью. Дополнительно рассмотрим П-модель: в событиях подансамбля псевдобыстроты n частиц события в л.с. взаимно независимы и распределены одинаково и равномерно в интервале $a < \eta < b$. Плотность распределения равна:

$$\rho(\eta) = (b-a)^{-1} \quad \text{при} \quad a < \eta < b, \quad (4)$$

$$\rho(\eta) = 0 \quad \text{при} \quad \eta < a \text{ и } \eta > b.$$

Величины

$$z_i = \frac{\eta_i - a}{b - a}, \quad i = 1, 2, \dots, n, \quad (5)$$

взаимно независимы в событиях подансамбля и распределены равномерно в интервале $(0; 1)$. Используя соотношения

$$\frac{\eta_i - \bar{\eta}}{\sqrt{m_2}} = \frac{z_i - \bar{z}}{\sqrt{m'_2}}, \quad (6)$$

$$\bar{z} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n z_i, \quad m'_k = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (z_i - \bar{z})^k,$$

$$\frac{m_3}{\sqrt{m_2^3}} = \frac{m'_3}{\sqrt{m'^2_2}}, \quad \frac{m_4}{m_2^2} = \frac{m'_4}{m'^2_2},$$

легко показать, что распределения величин g_1, g_2, v в П-модели не зависят от параметров a и b и однозначно определяются числом частиц n .

Математические ожидания и дисперсии величин g_1, g_2, v в П-модели, кроме $\nu_{g_1}(n) = 0$, можно определить по методу Монте-Карло. Величины (3), где используются математические ожидания и стандартные отклонения величин g_1, g_2, v в П-модели, по построению имеют математические ожидания, равные 0, и дисперсии, равные 1, в каждом подансамбле и, следовательно, в ансамбле событий с различными наборами n, a, b .

3. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Ядерная эмульсия была облучена протонами с энергией 800 ГэВ на Тэватроне США. При просмотре по следу были найдены 1685 неупругих взаимодействий [4]. Измерялись углы вылета θ вторичных заряженных частиц с направлением протона-снаряда. Псевдобыстрота $\eta = -\ln \operatorname{tg}(\theta/2)$. Слабо ионизирующими считались частицы с $I < 1,4I_0$, где I_0 — ионизация на следах однозарядных релятивистских частиц. Приняты обозначения: n — число слабо ионизирующих частиц в событии в л.с., n_h — число сильно ионизирующих частиц. Детали эксперимента описаны в работе [4].

Образование в событии больших чисел слабо и сильно ионизирующих частиц может быть следствием внутриядерного каскада. Но если протон вырезает из ядра трубку и испытывает лобовое соударение с нею, число n может быть большим, а число n_h — малым. 10 событий удовлетворяют критериям отбора $n \geq 53, n_h \leq 5$, но в каждом из них $n_h = 0$. Можно предположить, что они являются результатом столкновения протона с трубкой ядра эмульсии, при которых протон, вырезая из ядра трубку, взаимодействует только с нею и не взаимодействует с другой частью ядра.

Вообразим неограниченное продолжение просмотра по следу. Группируя события с различными

n в сложные испытания (эксперименты), состоящие из N событий каждое, воспользуемся центральной предельной теоремой теории вероятностей: при большом N и справедливости (в ансамбле событий) Γ - или Π -модели каждая из величин

$$\begin{aligned} \bar{d}_1\sqrt{N} &= \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{i=1}^N d_{1i}, \\ \bar{d}_2\sqrt{N} &= \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{i=1}^N d_{2i}, \quad \bar{w}\sqrt{N} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{i=1}^N w_i \end{aligned} \quad (7)$$

имеет приблизительно нормальное распределение с параметрами 0 и 1 и по абсолютному значению должна быть меньше 2 с вероятностью $\approx 95\%$.

При малом N воспользуемся асимптотической нормальностью величин g_1, g_2 [3]. В подансамбле ансамбля событий, описываемых Γ -моделью, величины g_1, g_2 распределены приблизительно нормально, а величины d_1, d_2 — приблизительно нормально с параметрами 0 и 1, если в ансамбле n_{\min} велико. В ансамбле событий величины d_1 и d_2 распределены так же, как в подансамбле. В сложных испытаниях величина $\bar{d}_1\sqrt{N}$ ($\bar{d}_2\sqrt{N}$) имеет приблизительно нормальное распределение с параметрами 0 и 1.

При проверке Γ -модели в 10 событиях, удовлетворяющих критериям отбора $n \geq 53, n_h \leq 5$, получены малые значения $\bar{d}_2\sqrt{N} = -0.57$ и $\bar{w}\sqrt{N} = 0.0081$, не противоречащие справедливости Γ -модели. При проверке Π -модели получены значения $\bar{d}_2\sqrt{N} = 18$ и $\bar{w}\sqrt{N} = -9.5$. Они указывают на сильное нарушение Π -модели в событиях, удовлетворяющих критериям $n \geq 53, n_h \leq 5$.

Отсутствие существенного различия между значениями $\bar{d}_1\sqrt{N} = 2.0$ и $\bar{d}_1\sqrt{N} = 3.3$ для Γ - и Π -моделей можно объяснить тем, что в Γ - и Π -моделях распределение квазибыстрот симметрично относительно центра распределения, поэтому $\nu_{g_1}(n) = 0$.

Можно предположить, что события, удовлетворяющие критериям $n \geq 53, n_h \leq 5$, являются столкновениями протона с трубкой (см. выше) и описываются гидродинамической теорией Беленького—Ландау [2], в которой релятивистская жидкость, по современным представлениям КГП, является идеальной жидкостью. Если это предположение окажется справедливым, соударения протона с трубкой и жидкая КГП будут обнаружены.

Сопоставим события, удовлетворяющие критериям $n \geq 53, n_h \leq 5$, с другими событиями. 74 события удовлетворяют критериям $n \geq 20, 6 \leq n_h \leq 10$. При проверке Γ -модели в этих событиях получены значения $\bar{d}_2\sqrt{N} = -1.5$ и $\bar{w}\sqrt{N} = 3.3$. 94 события удовлетворяют критериям $n \geq 20, 11 \leq n_h \leq 15$. При проверке Γ -модели в 94 событиях

$\bar{d}_2\sqrt{N} = -3.9$ и $\bar{w}\sqrt{N} = 5.0$. Три из четырех величин имеют большие значения, указывающие на нарушение Γ -модели. С другой стороны, для 10 событий, исследованных ранее, значения двух величин не противоречат справедливости Γ -модели. Выше указано, что все события, удовлетворяющие критериям $n \geq 53, n_h \leq 5$, могут быть столкновениями протона с трубкой. Существенное отличие от них других исследованных событий обусловлено событиями, которые не являются столкновениями протона с трубкой.

Существуют модификации гидродинамической теории (см. [5]), в которых релятивистская жидкость не является идеальной жидкостью. Их исследование выходит за рамки настоящей работы. Назовем новой интерпретацией событий, удовлетворяющих критериям $n \geq 53, n_h \leq 5$, предположение о том, что они являются столкновениями протона с трубкой и описываются гидродинамической теорией, в которой релятивистская жидкость, по современным представлениям КГП, может отличаться от идеальной жидкости. В отличие от старой интерпретации, новое предположение не конкретно и более правдоподобно. В настоящей работе предлагается новая интерпретация. Согласно гидродинамической теории взаимодействия протона с трубкой, после сжатия ядерного вещества и до образования вторичных адронов происходит расширение КГП.

Существование соударений протона с трубкой интересно подтвердить при более высокой энергии протонов, ускоренных на Тэватроне или в космосе. Можно надеяться, что при более сильном лоренцевом сокращении протона и ядра эмульсии в системе их равных скоростей соударения протона с трубкой станут более вероятными и будут обнаружены при помощи более эффективных критериев отбора событий. Будет доказано, что в случае столкновения протона высокой энергии с трубкой ядра эмульсии гидродинамическая теория справедлива, релятивистская жидкость образуется и является кварк-глюонной плазмой. При помощи других экспериментального и теоретического методов образования жидкой и невязкой КГП было обнаружено в Брукхейвенской национальной лаборатории США на встречных пучках Коллайдера релятивистских тяжелых ионов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Л. Д. Ландау, Изв. АН СССР **17**, 51 (1953).
2. С. З. Беленький, Л. Д. Ландау, УФН **56**, 309 (1955).
3. Г. Крамер, *Математические методы статистики* (ИЛ, Москва, 1948).
4. А. Abduzhamilov, L. Barbier, L. P. Chernova, *et al.*, Phys. Rev. D **35**, 3537 (1987).
5. Е. Л. Фейнберг, УФН **168**, 697 (1998) [Phys. Usp. **41**, 617 (1998)].

**VERIFICATION OF THE MODEL OF PROTON COLLISION
WITH TUBE OF EMULSION NUCLEUS
AT 800-GeV-ENERGY OF PROTON**

**U. U. Abdurakhmanov, K. G. Gulamov, V. V. Lugovoi,
V. S. Navotny, V. M. Chudakov**

Formation of quark–gluon plasma is discussed within the hydrodynamic theory of multiple production of hadrons in head-on collisions of nucleons with nucleons and nuclei. To search for collisions of protons with the tube of nucleus of emulsion, it is proposed to use the parametrically-invariant quantities. Experimental verification of statistical models with the qualitatively different distributions of quasirapidities of weakly ionizing secondary particles is performed. The results of this verification are discussed.