

## ПОПЕРЕЧНЫЕ ИМПУЛЬСЫ ФРАГМЕНТОВ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР СЕРЫ И СВИНЦА С ЭНЕРГИЕЙ 200 И 160 А ГэВ ПОСЛЕ ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ЯДРАМИ В ФОТОЭМУЛЬСИИ

© 2011 г. Ф. Г. Лепехин\*, Л. Н. Ткач

*Петербургский институт ядерной физики РАН, Гатчина*

Поступила в редакцию 01.07.2010 г.; после доработки 08.11.2010 г.

Исследованы распределения поперечных импульсов двухзарядных фрагментов ядер серы и свинца с энергиями 200 и 160 А ГэВ при их взаимодействии с ядрами в эмульсии. В эксперименте не обнаружено никаких следов сжатия и разогревания ядерного вещества в процессе взаимодействия этих ядер с ядрами в эмульсии. Поперечные импульсы фрагментов релятивистских ядер имеют нормальное распределение, соответствующее вырожденному импульсному распределению нуклонов в ядре в его основном состоянии до взаимодействия с ядром эмульсии. Нет никаких доказательств, что фрагменты релятивистских ядер испущены из какого-то возбужденного состояния промежуточного ядра. Такая картина фрагментации релятивистских ядер соответствует наивной партонной модели Фейнмана–Грибова. Фрагментация релятивистских ядер при энергии 160 и 200 А ГэВ является холодной и быстрой.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Фрагментация релятивистских ядер и рождение новых частиц в ядро-ядерных взаимодействиях привлекают широкий круг исследователей, работающих в области физики высоких энергий. Явление фрагментации ядер, вызванное взаимодействием космических частиц с ядрами фотоэмульсии, было открыто более 70 лет назад [1]. В середине прошлого века было открыто явление множественного рождения частиц в одном акте протон-протонного взаимодействия [2].

За время, прошедшее с момента открытия этих двух явлений, благодаря созданию оборудования для ускорения частиц и ядер высоких энергий, общая картина стала намного более ясной и понятной. Оказалось, что ядро частично прозрачно для частиц с большой энергией [3]. Было показано, что частица высокой энергии “видит” отдельные нуклоны в ядре, взаимодействует с ними, иногда рождая одну или несколько новых частиц. Однако основная энергия уносится первичной частицей или фрагментами первичного ядра в узком пространственном конусе. Угол этого конуса определяется импульсом Ферми [4] первичного ядра до его взаимодействия с другим ядром.

Релятивистское ядро не состоит больше из определенного числа нуклонов в состоянии покоя, это система большого числа виртуальных, точечных, частиц — партонов. Партонами могут быть

и нуклоны, и кварки. Поперечные размеры ядра увеличиваются с ростом энергии, а само ядро с ростом энергии выглядит все более и более прозрачным. Этот каскад партонов, благодаря релятивизму, сильно растянут во времени по сравнению со временем виртуальных переходов в основном состоянии ядра. Партоны сильно коррелированы друг с другом. В любой момент облако партонов может собраться вместе в начальное состояние и дать начало новому облаку частиц. Но эта когерентность разрушается при взаимодействии двух партонов с малыми быстротами, принадлежащих двум нуклонам разных ядер. Это так называемые раненые нуклоны. Невзаимодействующие партоны в этих ядрах теряют способность собраться в начальное состояние. Они начинают приобретать массу за счет своей кинетической энергии. Облако партонов начинает тормозиться как целое и превращается в реальные частицы, каждая со своей массой. При взаимодействии двух ядер может появиться несколько таких пар нуклонов, разрушающих когерентность. В этом-то и состоит главное отличие взаимодействий ядер с ядрами от взаимодействия адронов друг с другом. Множественность заряженных частиц, рожденных в этих взаимодействиях, зависит от числа пар “раненых” нуклонов и от степени развития партонного каскада в каждом из них, а не от параметра удара. Вся эта картина соответствует современной квантовой теории поля и неоднократно излагалась [5, 6].

Между тем появилось множество работ больших коллективов авторов [7], в которых утвер-

\*E-mail: lepfed@yandex.ru

ждается, что благодаря сильному сжатию ядерного вещества при взаимодействии релятивистских ядер и их разогреванию до сотен миллиардов градусов возникает так называемая партонная материя [8]. При этом прямых экспериментальных доказательств ее существования не приводится, а наблюдаемые особенности при рождении большого числа частиц в акте взаимодействия ядер друг с другом при релятивистских энергиях описываются в рамках термодинамики, как это и было сделано еще 45 лет назад Хагедорном [9]. Он показал, что частицы, рожденные в адрон-адронных взаимодействиях при энергиях адронов от 3 до 30 ГэВ, хорошо описываются поведением вещества при температуре  $T = 158 \pm 3$  МэВ. Изучая распределение поперечных импульсов прямых  $e^+e^-$ -пар, авторы работы [10] делают вывод, что партонная материя имеет температуру, равную 160 МэВ. При этом изучаются только рожденные частицы, сумма полных энергий которых, даже при множественности порядка 1500, составляет малую часть полной энергии двух сталкивающихся ядер. Основная часть энергии таких ядер уносится в узком конусе вперед (и назад). В настоящей работе будет показано, что основная часть полной энергии релятивистских ядер серы и свинца при взаимодействии их с ядрами в эмульсии имеет температуру порядка 10–15 МэВ. Это соответствует кинетической энергии вырожденных нуклонов в ядре в его основном состоянии до взаимодействия с ядром эмульсии. Фрагментация релятивистских ядер остается холодной вплоть до энергий 160 и 200 ГэВ на нуклон.

## 2. ВЕЛИЧИНЫ, ОЖИДАЕМЫЕ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ

Непосредственно наблюдаемой величиной в данном эксперименте является угол  $\varphi$  в плоскости эмульсии между проекциями импульса фрагмента на эту плоскость и вектора импульса первичной частицы. Данная величина определяет проекцию поперечного импульса фрагмента с массовым числом  $A_F$  на эту плоскость  $p_{\perp, \varphi}(A_F) = p_0 A_F \varphi$ , где  $p_0$  — импульс первичной частицы на нуклон. Так как углы  $\varphi \simeq 1$  мрад, то тангенсы равны синусам и самим углам.

Плоскость эмульсии определяет одно произвольное направление, поэтому вероятности наблюдения поперечного импульса в плоскости эмульсии и в плоскости, перпендикулярной к ней, будут одинаковы, т.е.  $\sigma^2(p_{\perp}) = 2\sigma^2(p_{\perp, \varphi})$ . При энергиях 160 и 200 ГэВ на нуклон наблюдать проекцию поперечного импульса в плоскости, перпендикулярной плоскости эмульсии, невозможно. Будет измерен только шум, сигнала видно не будет, но в этом и нет необходимости. Зная  $\sigma^2(p_{\perp, \varphi})$ , мы можем получить

и  $\sigma^2(p_{\perp})$  без величин самих поперечных импульсов  $p_{\perp}$ .

При фрагментации ядра с массовым числом  $A$  на фрагменты с массовым числом  $A_F$  дисперсия поперечного импульса этого фрагмента удовлетворяет параболическому закону [11]

$$\sigma^2(A_F) = \sigma_0^2 \frac{A_F \cdot (A - A_F)}{A - 1}, \quad (1)$$

который хорошо подтверждается экспериментом [12]. Здесь  $\sigma_0^2$  — дисперсия импульсного распределения нуклонов в ядре в основном состоянии, т.е. до взаимодействия с ядром в эмульсии.

Нуклоны в ядре в основном его состоянии имеют кинетическую энергию, равную  $3P_F^2/2m_N$ , которая зависит только от импульса Ферми  $P_F$  и массы нуклона  $m_N$ . С точностью до множителя 3/2 она определяет температуру ядра  $T$ , которая оказывается порядка 10–15 МэВ.

Для ядер серы и свинца, которые изучаются в настоящей работе, величины импульса Ферми, определенные в эксперименте по рассеянию электронов на этих ядрах, равны 236 и 265 МэВ/с. Это означает, что для  $\alpha$ -частиц ожидаемые значения величин  $\sigma_{\varphi}$  в данных ядрах должны быть равны 250 и 370 мкрад.

## 3. ЭКСПЕРИМЕНТ

В данном эксперименте использовались события, найденные изучением следов в двух эмульсионных камерах. В первой камере, облученной ионами серы с энергией 200 А ГэВ в CERN, на общей длине просмотренных следов 191.259 м из общего числа 1438 найденных неупругих взаимодействий релятивистского ядра с ядром в эмульсии измерено 427 событий, содержащих два (или более) двухзарядных фрагмента первичного ядра. Предварительные результаты этих измерений опубликованы в [13].

Во второй камере, облученной в CERN ядрами свинца с энергией 160 А ГэВ, измерены 1196 событий, найденных на длине 87.402 м, также содержащих два (или более) двухзарядных фрагмента первичного ядра.

Для измерения координат точек на следах фрагментов, по которым и вычислялся угол вылета в плоскости эмульсии, использовался микроскоп МПЭ-11 со считыванием координат в память ЭВМ по команде оператора [14]. Цена младшего разряда датчика  $Y$ -координат определялась по объект-микрометру путем многократных измерений интервала в 10 мкм. Она оказалась равной 0.02125 мкм/дел.

До измерений была проведена проверка повторяемости измерения одного и того же события

несколько десятков раз. Оказалось, что ошибка  $Y$ -координаты одной точки приблизительно равна 0.1 мкм, а разность координат двух точек на следе, которые необходимы для вычисления угла  $\varphi$ , измеряется с ошибкой около 0.15 мкм.

Для измерения облученный эмульсионный слой устанавливался на столе микроскопа так, чтобы ось  $X$  стола и первичный след совпадали как можно более точно. Показания датчиков координат по осям  $X$  и  $Y$  устанавливались в нулевое положение. После этого при движении по первичному следу в сторону от центра события на расстояние  $\approx 1$  см фиксировались координаты  $X_1$  и  $Y_1$ . Далее, при движении по первичному следу к центру события фиксировались координаты центра события  $X_2$  и  $Y_2$ . Они не обязательно были равны нулю из-за люфтов по осям  $X$  и  $Y$ . После этого, перемещая стол вдоль оси  $X$  от центра события, доходили до места измерения координат  $Y$  рабочих следов на расстоянии  $\approx 2$  см от центра события. Так как измеряемые углы малы, то следы  $\alpha$ -частиц в поле зрения кажутся почти параллельными (см. рис. 1). Биштрих в поле зрения микроскопа устанавливался выше всех следов, и далее, перемещая биштрих только вниз, чтобы исключить люфт, фиксировали координаты  $Y_i$ ,  $i = 1, 2, \dots, k$ , для  $k$  следов. Угол между следами, деленный на  $\sqrt{2}$ , равен:

$$\varphi_{i,j} = |(Y_i - Y_j)/(X_2 - X_3) \cdot \sqrt{2}|. \quad (2)$$

Этот угол, в отличие от угла с продолжением первичного следа, не содержит ни ошибки угла первичного следа, ни ошибки, связанной с возможными искажениями следов. Известно, что следы заряженных частиц в эмульсии на длине следа порядка 2 см уже нельзя считать прямыми, всегда будут  $S$ -образные искажения следов.

Однако если углы  $\varphi_i$  рабочих следов распределены нормально по отношению к некоторому не известному в эмульсии направлению с дисперсией  $\sigma^2(\varphi)$ , то дисперсия выборки непосредственно измеренных парных углов  $\sigma^2(\varphi_{i,j}) = 2\sigma^2(\varphi)$ . Таким образом, измеряя углы между всеми возможными и не повторяющимися парами следов  $\varphi_{i,j}$ , мы получаем оценку  $\sigma^2(\varphi)$  углов с первичным следом, не измеряя непосредственно угол  $\varphi$  с ним.

Все первичные данные об измерении углов двухзарядных фрагментов ядер серы и свинца с энергиями 200 и 160 А ГэВ вместе с процедурами их обработки представлены в [15].

#### 4. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Число двухзарядных фрагментов в одном событии при взаимодействии ядер свинца с ядрами в эмульсии существенно больше, чем при взаимодействии ядер серы, поэтому и число парных

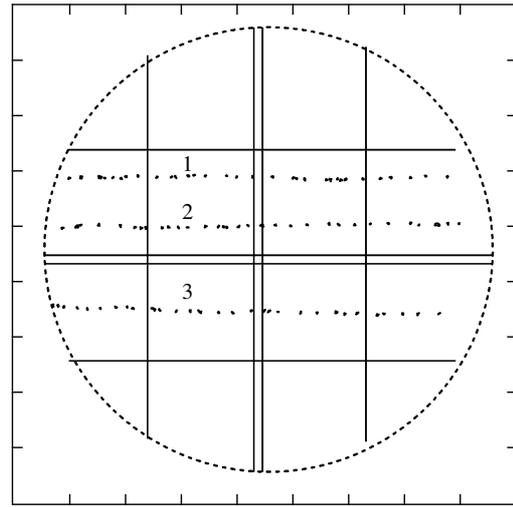
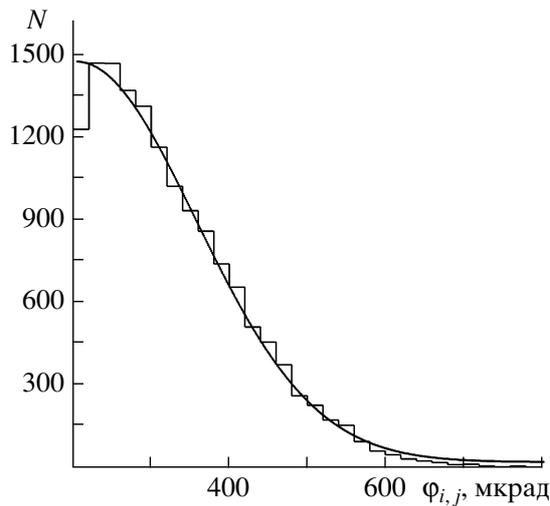


Рис. 1. Считывание  $Y$ -координат следов 1–3 (в момент остановки биштриха при его движении вниз). Расстояние между делениями на сторонах квадрата равно 10 мкм. Центр события примерно в 2 см справа.

углов  $\varphi_{i,j}$  в камере, облученной свинцом, оказалось много больше, чем в камере, облученной серой. Среднее значение парного угла  $\langle \varphi_{i,j} \rangle$  для 427 событий взаимодействия ядер серы с энергией 200 А ГэВ с ядрами в эмульсии оказалось равным 197 мкрад. Получаем, что константа нормального распределения плоских углов с первичным следом будет равна  $\sigma(\varphi) = 246.9 \pm 8.0$  мкрад. Это точно совпадает с предсказанной для серы величиной 250 мкрад. Прямая оценка этой величины, полученная из углов  $\varphi$  с первичным следом, равна  $290.0 \pm 8.5$  мкрад, что существенно больше ожидаемой величины для ядра серы.

Среднее значение парного угла  $\langle \varphi_{i,j} \rangle$  для 1196 событий взаимодействия ядер свинца с энергией 160 А ГэВ с ядрами в эмульсии оказалось равным 321.05 мкрад. Получаем, что константа нормального распределения углов с первичным следом равна  $\sigma(\varphi) = 393.5 \pm 4.5$  мкрад. Эта оценка получена методом максимума правдоподобия при учете того обстоятельства, что примерно 360 парных углов в интервале до 50 мкрад мы не добиваем, что составляет  $\approx 2\%$  от полного числа парных углов. Не добиваем мы их потому, что на длине 2 см два фрагмента из четырех не успевают разойтись так, чтобы их можно было видеть как две двухзарядные частицы. Мы будем видеть только три частицы в конечном состоянии вместо четырех. Две частицы будут иметь четырехкратную ионизацию, а третья, из двух слипшихся частиц, будет иметь восьмикратную ионизацию. В результате в спектре парных углов в области самых малых углов между частицами ясно виден провал (см. рис. 2).



**Рис. 2.** Распределение углов  $\varphi_{1,2}$  между парами двухзарядных фрагментов при фрагментации ядер свинца.

Ранее в работе [16] было получено, что плоские углы легких фрагментов ядра свинца с энергией 160 А ГэВ с зарядом до  $Z = 4$  распределены нормально с  $\sigma(\varphi) = 370 \pm 20$  мкрад. Еще раньше в работе Сотрудничества ЕМУ01 [17] при взаимодействии ядер свинца с энергией 158 А ГэВ со свинцом константа нормального распределения углов вылета  $\alpha$ -частиц оказалась равной 442 мкрад. Это послужило основой для вывода о том, что механизм холодной фрагментации при такой энергии не работает и ядро свинца разогревается до температуры в 21 МэВ. Но после знакомства с нашей работой [16] члены Сотрудничества ЕМУ01 признали, что их оценка константы нормального углового распределения была завышена, и авторы [17] согласились на публикацию нашего результата в совместной работе [18].

Таким образом, в настоящей работе показано, что после взаимодействия ядер серы и ядер свинца с энергией 200 и 160 А ГэВ с ядрами в эмульсии двухзарядные фрагменты этих ядер не получают никакой тепловой энергии. Их энергия в точности равна кинетической энергии этих частиц в соответствующих ядрах до их взаимодействия с ядрами в эмульсии.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, при энергиях 200 и 160 ГэВ на нуклон никаких признаков разогревания ядер серы и свинца при их взаимодействии с ядрами в эмульсии в данном эксперименте не обнаружено. Это относится примерно к 90% полной энергии ядер, которая уносится вперед в узком пространственном конусе.

В работах Сотрудничества PHENIX [7, 8] изучались только рожденные частицы, разлетающиеся под значительно большими углами по отношению к направлению первичной частицы. Однако процесс рождения частиц и процесс фрагментации релятивистского ядра — это два совершенно разных процесса. В первом случае частицы уже существуют, и нужно очень мало энергии, чтобы разрушить ядро на фрагменты. Прочность ядерного вещества очень мала по сравнению с полной энергией релятивистского ядра (см. работу [6]). Во втором случае масса частиц изначально равна нулю, и ее надо приобрести за счет уменьшения скорости “раненых” нуклонов. Квадрат поперечного импульса при рождении частиц в 10 раз больше квадрата поперечного импульса нуклонов ядра в основном состоянии. Соответственно и температура частиц при их рождении должна быть в 10 раз больше температуры в ядре. Именно это, а не сжатие ядерного вещества, и наблюдается в экспериментах Сотрудничества PHENIX.

Вероятно, нет ничего более практичного, чем хорошая теория, каковой собственно и является квантовая теория поля. Она предсказала явление множественного рождения частиц до его наблюдения в эксперименте, а также существование античастиц до открытия позитрона. Гидродинамическая же модель множественного рождения частиц представляет собой чисто феноменологический подход к эксперименту.

Конечно, многие явления, относящиеся к рожденным частицам и возникающие при взаимодействии релятивистских ядер с ядрами, остаются непонятными, но это не связано с партонной материей. Ведь партонны — это виртуальные, безмассовые частицы. При переходе даже 1500 таких частиц в наблюдаемое состояние, где массы уже не равны нулю, возникает множество вопросов. Прежде всего, им нужно место в пространстве, где они могут реализоваться как реальные частицы. Между ними возникнет взаимодействие в конечном состоянии, предсказать которое довольно трудно. Тогда-то и возникает идея партонной материи, по существу ложная.

Авторы скорбят о безвременной кончине Гали Орловой (ФИАН), предоставившей нам камеру, облученную ядрами серы. Именно благодаря ей мы и смогли выполнить эту работу.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. И. И. Гуревич, А. П. Жданов, А. И. Филиппов, ДАН **18**, 169 (1938).
2. J. J. Lord, J. Fainberg, and M. Schein, Phys. Rev. **80**, 970 (1950).
3. R. Serber, Phys. Rev. **72**, 1114 (1947).
4. E. J. Moniz *et al.*, Phys. Rev. Lett. **26**, 445 (1971).

5. Ф. Г. Лепехин, в сб.: *Физика атомного ядра и элементарных частиц. Материалы 31-й Зимней школы ПИЯФ* (С.-Петербург, 1997), с. 315.
6. Ф. Г. Лепехин, в сб.: *Физика атомного ядра и элементарных частиц. Материалы 30-й Зимней школы ПИЯФ* (С.-Петербург, 1996), с. 187.
7. <http://www.phenix.bnl.gov/rhic/PHENIX.htm>
8. K. Adcox *et al.*, Nucl. Phys. A **757**, 184 (2005).
9. R. Hagedorn, Nuovo Cimento Suppl. **3**, 147 (1965).
10. A. Adare *et al.*, Phys. Rev. C **81**, 034911 (2010).
11. A. S. Goldhaber, Phys. Lett. B **53**, 306 (1974).
12. О. В. Левицкая, Ф. Г. Лепехин, Б. Б. Симонов, Препринт ПИЯФ-1556 (Ленинград, 1989).
13. Е. А. Котиков, Ф. Г. Лепехин, Препринт ПИЯФ-2797 (Гатчина, 2002).
14. В. В. Добырин, Е. А. Котиков, Ф. Г. Лепехин, Препринт ПИЯФ-2784 (Гатчина, 2008).
15. Ф. Г. Лепехин, <http://hepd.pnpi.spb.ru/ofve/nmi/pbs32.htm>
16. F. G. Lepekhn, O. V. Levitskaya, D. M. Seliverstov, V. V. Simonov, Preprint No. 2252, PNPI (Gatchina, 1998).
17. M. I. Adamovich *et al.*, Phys. Lett. B **390**, 445 (1997).
18. M. I. Adamovich *et al.*, Eur. Phys. J. A **6**, 421 (1999).

## TRANSVERSE-MOMENTUM DISTRIBUTION OF TWO-CHARGE FRAGMENTS OF THE RELATIVISTIC NUCLEI SULPHUR AND PLUMBUM WITH ENERGIES 200 AND 160 A GeV AT THEIR INTERACTIONS WITH NUCLEI OF EMULSION

F. G. Lepekhn, L. N. Tkach

The distributions of transverse momentum of two-charge fragments of the nuclei of sulphur and plumbum with energies 200 and 160 A GeV are investigated at their interactions with the nuclei in emulsion. In the experiment, we did not observe any evidence with the compression or warming up of nuclear substance during the interaction of these nuclei. The transverse momentum of fragments of relativistic nuclei has normal distribution corresponding to the degenerate momentum distribution of nucleons in the nucleus in its ground state before its interaction with the nucleus of emulsion. There is no proof that fragments of the relativistic nuclei arise from any excited state of the intermediate nucleus. Such picture is in a good agreement with the naive parton model of Feinman and Gribov. The fragmentation of relativistic nuclei at energies 160 and 200 A GeV is cold and fast.