

РОЖДЕНИЕ СТРАННЫХ ЧАСТИЦ В РЕЛЯТИВИСТСКИХ СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

В. П. Кондратьев, Г. А. Феофилов

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

ВВЕДЕНИЕ	1721
Странные частицы	1721
Кварк-глюонная плазма	1723
Экспериментальное изучение выхода странных частиц в ядро-ядерных столкновениях	1725
ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ РОЖДЕНИЯ СТРАННЫХ ЧАСТИЦ В РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДРО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ	1728
Статистическая модель ядро-ядерных взаимодействий	1728
Партонно-струнная модель	1738
Выводы	1740
ЭКСПЕРИМЕНТ NA57	1741
Детекторный комплекс	1741
Методика обработки экспериментальной информации	1743
Выводы	1749
РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА NA57	1749
Распределения странных частиц по поперечной массе в Pb+Pb-столкновениях при 160A ГэВ	1749
Распределения странных частиц по поперечной массе в Pb+Pb-столкновениях при 40A ГэВ	1752
Выходы странных частиц в Pb+Pb-столкновениях при 160A ГэВ	1755
Выходы странных частиц в Pb+Pb-столкновениях при 40A ГэВ	1758
Отношения выходов гиперонов при энергиях SPS и RHIC	1761
Быстротные распределения гиперонов в Pb+Pb-столкновениях при энергии 160A ГэВ	1764
Выводы	1768

СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ С ПРЕДСКАЗАНИЯМИ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ	1771
Анализ выходов и спектров странных частиц в рамках статистической модели	1771
Анализ выходов и спектров странных частиц в рамках партонно-струнной модели	1783
Партонная модель и ядерный модификационный фактор при энергиях SPS и RHIC	1787
Усиление выхода странности и эффект «кор–корона»	1792
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1795
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1798

РОЖДЕНИЕ СТРАННЫХ ЧАСТИЦ В РЕЛЯТИВИСТСКИХ СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

В. П. Кондратьев, Г. А. Феофилов

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

В обзоре систематизированы данные по рождению странных частиц в Pb + Pb-столкновениях, полученные в экспериментах на SPS в ЦЕРН. Рассмотрены выходы K -мезонов и Λ -, Ξ - и Ω -гиперонов, а также их распределения по скорости и поперечной массе в зависимости от степени центральности Pb + Pb-столкновений при энергиях SPS. Приведено сравнение экспериментальных результатов с предсказаниями статистической модели ядерного файерболла и микроскопической партонно-струнной модели. Подробно обсуждается экспериментально наблюдаемый эффект усиленного выхода странных частиц (strangeness enhancement) в ядро-ядерных столкновениях по сравнению с нуклон-ядерными взаимодействиями и его интерпретация в рамках различных теоретических моделей. Анализируется поведение выходов гиперонов и ядерных модификационных факторов при переходе от энергий SPS к энергиям RHIC.

This review mainly covers data on the strange particle production in Pb + Pb collisions obtained in heavy ion experiments at CERN SPS. K , Λ , Ξ and Ω yields are considered as well as their rapidity and transverse mass distributions depending on the centrality of Pb + Pb collisions at SPS energies. Experimental results are compared with the predictions of the statistical model of nuclear fireball and the microscopic parton-string model. We discuss in detail the experimentally observed effect of strangeness enhancement in nucleus-nucleus collisions compared to the nucleon-nucleon interactions and its interpretation within the various theoretical models. We analyze also the behavior of hyperon yields and nuclear modification factors from SPS to RHIC energies.

PACS: 25.75.Dw; 14.20.Jn

1. ВВЕДЕНИЕ

1.1. Странные частицы. В пятидесятые годы в экспериментах с космическими лучами и на вновь построенных ускорителях высоких энергий были открыты новые частицы, обладающие странной особенностью: они рождались парами, хотя не были частицей и античастицей. Первыми из таких открытых частиц были K -мезоны с массой 490 МэВ. Затем были обнаружены более тяжелые Λ -, Σ -, Ξ - и Ω -частицы с массами, превосходящими массу нуклона. Они были названы гиперонами. Другой особенностью этих частиц было большое время их жизни $\tau \sim 10^{-10}$ с, характерное для слабого взаимодействия, хотя в результате распада гиперонов образуются сильно взаимодействующие

адроны. Для того чтобы объяснить такое поведение странных частиц, Гелл-Манн и Нишиджима высказали предположение, что K -мезоны и гипероны являются носителем еще одного нового квантового числа S , которое было названо странностью. Квантовое число S странной частицы определяется числом странных кварков или антикварков, входящих в состав данной частицы, и может принимать значения $-3, -2, -1, 0, 1, 2, 3$, если считать, что странный кварк несет странность $S = -1$. В табл. 1 представлен кварковый состав странных частиц и их основные характеристики [1], к числу которых относятся масса, среднее время жизни, каналы распада и вероятности распада по данному каналу (branching ratios).

Таблица 1. Основные характеристики странных частиц

Частица	Кварковый состав	S	Масса, МэВ/ c^2	Время жизни, с	Каналы распада	BR, %
K^+, K^0	$u\bar{s}, d\bar{s}$	+1	498	$8,93 \cdot 10^{-9}$	$K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$	68,6
Λ^0	uds	-1	1116	$2,63 \cdot 10^{-10}$	$\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$	63,9
$\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-$	uus, uds, dds	-1	1193	$7,40 \cdot 10^{-20}$	$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$	100
Ξ^0, Ξ^-	uss, dss	-2	1321	$1,64 \cdot 10^{-10}$	$\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$	99,9
Ω^-	sss	-3	1673	$8,22 \cdot 10^{-9}$	$\Omega^- \rightarrow \Lambda K^-$	67,8

Образование и распад странных частиц управляются законом сохранения странности: в сильных и электромагнитных взаимодействиях странность сохраняется ($\Delta S = 0$), а в слабых взаимодействиях странность изменяется на единицу ($\Delta S = \pm 1$). Этот закон позволяет сразу объяснить и парное рождение странных частиц в реакциях сильного взаимодействия, и большое время жизни до их распада, происходящего за счет слабого взаимодействия. В качестве примера на рис. 1 показана кварковая диаграмма рождения

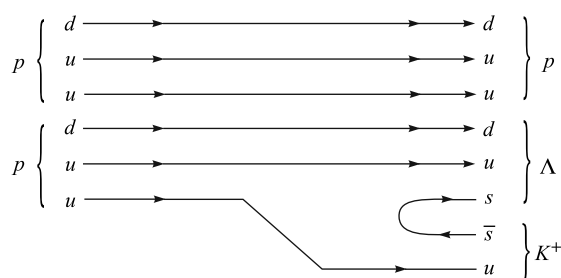


Рис. 1. Кварковая диаграмма рождения странных частиц в протон-протонных столкновениях

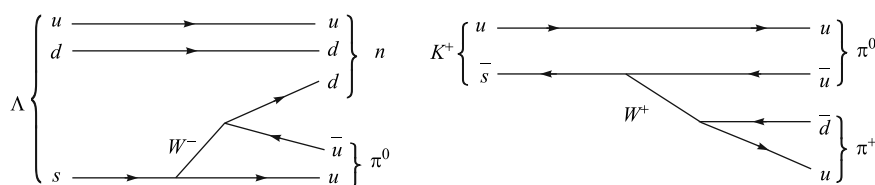
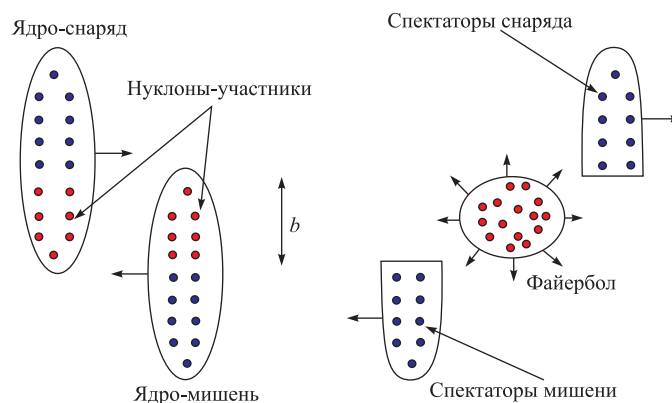


Рис. 2. Кварковые диаграммы слабых распадов странных частиц

K^+ -мезона и Λ -частицы в протон-протонном столкновении, а на рис. 2 кварковые диаграммы их слабого распада на сильно взаимодействующие частицы.

1.2. Кварк-глюонная плазма. Как известно, в сильно нагретом или сжатом веществе могут происходить фазовые переходы в новое состояние. Примерами таких переходов являются всем знакомые превращения льда в воду и воды в пар. Если сжимать или нагревать ядерную материю, в ней может возникнуть переход из адронной фазы в состояние, называемое кварк-глюонной плазмой (КГП). В этом состоянии кварки и глюоны выходят за пределы области конфайнмента с радиусом порядка 1 фм, образуя единый кварковый мешок макроскопических размеров, в объеме которого они могут двигаться почти свободно. КГП может быть создана только в экстремальных условиях. Такие условия существовали спустя одну микросекунду после Большого взрыва (высокая температура $T > 10^{12}$ К) и, как ожидается, могут существовать в ядрах нейтронных звезд (высокая плотность, в десять раз превосходящая плотность ядерного вещества).

В лабораторных условиях КГП может быть получена только в релятивистских ядро-ядерных столкновениях. Теоретические оценки показывают, что при соударениях тяжелых ядер с энергией более 100 ГэВ на нуклон достигается барионная плотность, в 2–3 раза превышающая плотность стабильной ядерной материи. Кроме того, образующаяся в области перекрытия сталкивающихся ядер система сильно взаимодействующих адронов, называемая файерболем, существует достаточно долго и может достигнуть термодинамического равновесия при температуре около 200 МэВ, превышающей температуру фазового перехода в состояние КГП. Как показано на рис. 3, этот горячий и плотный файербол образуется из нуклонов ядра-мишени и ядра-снаряда, испытавших хотя бы одно взаимодействие. Такие нуклоны принято называть нуклонами-участниками, а нуклоны, не вступившие во взаимодействие, называются зрителями. Размер файербола, очевидно, пропорционален полному числу участников, которое зависит от размеров сталкивающихся ядер и прицельного параметра. Таким образом, число участников может служить мерой центральности ядро-ядерных столкновений. В зависимости от прицельного параметра различают периферические и центральные взаимодействия ядер.

Рис. 3. Геометрия столкновения ядер с прицельным параметром b

В периферических столкновениях с прицельным параметром больше среднего квадратичного ядерного радиуса область перекрытия ядер невелика, а значит мало и число участников. В центральных столкновениях с близким к нулю прицельным параметром почти все нуклоны испытывают взаимодействие, образуя файербол с максимальной плотностью энергии. В лобовых столкновениях двух ядер свинца максимальное число участников равно 416.

К наиболее убедительным сигналам, свидетельствующим об образовании КГП в столкновениях тяжелых ионов, относятся подавление выхода J/Ψ -мезонов и увеличение выхода странных частиц.

J/Ψ -мезон — это связанное состояние очарованного кварка c и антикварка \bar{c} . Рождение J/Ψ -мезона легко детектируется по лептонным каналам его распада $J/\Psi \rightarrow e^+e^-$ и $J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. Если пара $c\bar{c}$ рождается в КГП, то силы конфайнмента между кварками оказываются меньше, чем в случае ее рождения в вакууме. Этот эффект обусловлен экранированием цветового заряда очарованных кварков в кварк-глюонной среде, аналогичным дебаевскому экранированию в электромагнитной плазме. Таким образом, в процессах с образованием КГП должно наблюдаться меньше J/Ψ -мезонов, чем в процессах, не сопровождающихся фазовым переходом адронного вещества в состояние плазмы.

Увеличение выхода странных частиц в ядро-ядерных столкновениях по сравнению с нуклон-ядерными взаимодействиями является одним из наиболее ранних предсказанных теоретиками сигналов КГП [2, 3]. Дело в том, что КГП содержит в единице объема больше $s\bar{s}$ -пар, чем обычная ядерная материя. Действительно, рождение кварк-антикварковых пар, в том числе и $s\bar{s}$ -пар, происходит главным образом в процессах глюон-глюонного вза-

имодействия, но вероятность процесса $gg \rightarrow s\bar{s}$ в КПП должна возрастать по двум причинам. Во-первых, плотность глюонов в плазме очень велика, а во-вторых, восстановление в плазме киральной симметрии [4] приводит к уменьшению массы странного кварка, что снижает энергетический порог образования странности. Кроме того, если адронный файербол образуется в центральных ядро-ядерных столкновениях при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 5\text{--}20$ ГэВ (что соответствует диапазону энергий суперпротонного синхротрона SPS в ЦЕРН), то он будет обладать большой барионной плотностью вследствие полной остановки нуклонов-участников [5], а стало быть, высокой начальной концентрацией u - и d -кварков. В таких условиях образование $s\bar{s}$ -пар будет доминировать в силу принципа запрета Паули: когда энергия Ферми для легких кварков больше массы $s\bar{s}$ -пары, рождение такой пары становится энергетически более выгодным, чем образование $u\bar{u}$ - и $d\bar{d}$ -пар. Следовательно, если в столкновениях ядер образуется КПП, то следует ожидать увеличения числа странных частиц в конечном состоянии по сравнению с протон-ядерными реакциями.

С другой стороны, некоторые из рождающихся в большом количестве нестранных частиц могут перерассеиваться, образуя новые странные адроны посредством механизма парного или ассоциативного рождения. По этой причине конечное содержание легких странных частиц в чистой адронной фазе файерболо может оказаться сравнимым с их числом в случае образования КПП, оставаясь в обоих случаях намного выше, чем в нуклон-ядерных столкновениях. Что касается тяжелых странных барионов, то для их рождения в результате перерассеяния в файерболе требуется большое число последовательных адронных столкновений с высоким порогом, что делает маловероятным заметное увеличение их выхода. Наоборот, если КПП, содержащая большое число $s\bar{s}$ -кварков, достигает равновесного состояния к моменту ее адронизации, то следует ожидать значительного роста числа антибарионов в сравнении с обычным адронным сценарием, а также роста отношений выходов Ξ/Λ и Ω/Λ .

Об актуальности задачи поиска нового состояния ядерной материи в релятивистских ядро-ядерных столкновениях свидетельствует большое число как планируемых, так и уже осуществленных экспериментов на SPS, целью которых является наблюдение различных сигналов кварк-глюонной плазмы [6–10]. Наряду с тяжелоионными экспериментами на SPS, в которых может быть измерен, как правило, только один из сигналов кварк-глюонной плазмы, полномасштабное исследование характеристик ядро-ядерных взаимодействий при высоких энергиях проводится в экспериментах STAR [11] и PHENIX [12] на коллайдере релятивистских тяжелых ионов RHIC, а также будет осуществляться в эксперименте ALICE [13] на большом адронном коллайдере LHC.

1.3. Экспериментальное изучение выхода странных частиц в ядро-ядерных столкновениях. В настоящем обзоре для анализа выхода стран-

ных частиц в ядро-ядерных столкновениях при энергиях SPS используются главным образом данные, полученные в тяжелоионном эксперименте NA57. Коллаборацией NA57 было продолжено исследование, начатое в более ранних экспериментах на SPS на пучках релятивистских протонов и легких ядер. К их числу относится эксперимент WA85, в котором исследовались столкновения $p + W$ и $S + W$ при энергии пучка 200 ГэВ на нуклон [14, 15], и эксперимент WA85, целью которого было изучение выхода странных частиц в столкновениях $p + S$ и $S + S$ при той же энергии пучка [16, 17]. После этих двух экспериментов с пучками ядер серы коллаборацией WA97 были изучены особенности рождения странных частиц в столкновениях более тяжелых ядер свинца при энергии 160А ГэВ. Во всех трех экспериментах было обнаружено возрастание выхода странных частиц в ядро-ядерных столкновениях по сравнению с выходом, полученным экстраполяцией результатов в протон-ядерных экспериментах.

На рис. 4 показаны измеренные в эксперименте WA97 выходы странных барионов и отрицательно заряженных адронов в зависимости от среднего числа нуклонов-участников в столкновениях $p + \text{Be}$, $p + \text{Pb}$ и $\text{Pb} + \text{Pb}$ при энергии 160А ГэВ [18]. Выходы всех частиц нормированы на их выходы в $p + \text{Be}$ -взаимодействиях, вследствие чего все данные, относящиеся к этой реакции, попадают в одну точку. Прямая линия, проведенная через эту точку, отражает ожидаемое поведение выходов частиц при условии, что выходы пропорциональны числу нуклонов-участников. Множественность гиперонов, рождающихся в $p + \text{Pb}$ -системе, согласуется с этой линейной экстраполяцией их выходов в $p + \text{Be}$ -реакции, что указывает на идентичность механизмов

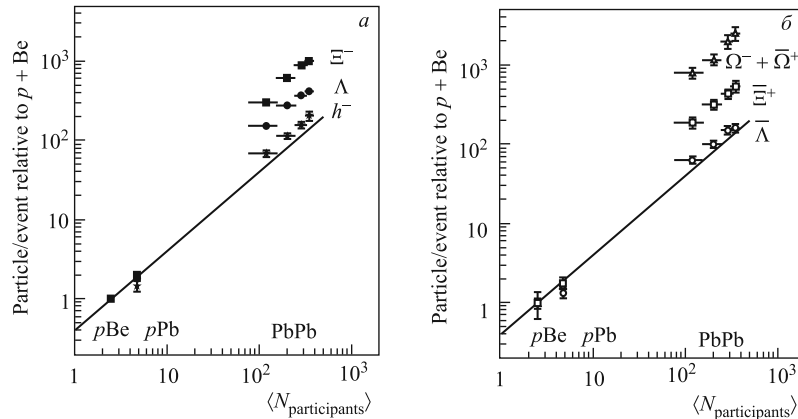


Рис. 4. Выходы странных частиц в $\text{Pb} + \text{Pb}$ -столкновениях при энергии 160А ГэВ [18] относительно $p + \text{Be}$ -столкновений в зависимости от среднего числа нуклонов-участников

рождения странных частиц в нуклон-ядерных взаимодействиях. В случае Pb + Pb-столкновений выходы частиц лежат выше экстраполяционной зависимости. Такое возрастание выходов странных частиц в ядро-ядерных столкновениях называют усилением странности (strangeness enhancement). Обращает на себя внимание тот факт, что усиление странности растет с ростом числа странных кварков в составе гиперона. Этот эффект был предсказан ранее в работах [2, 3] и рассматривается как один из возможных сигналов образования кварк-глюонной плазмы.

Эксперимент NA57 был разработан и выполнен с целью расширить диапазоны исследований эксперимента WA97.

1) В эксперименте NA57 рождение странных частиц исследуется в более широком диапазоне центральности ядро-ядерных столкновений. Экспериментальная установка NA57 позволяет регистрировать события, в которых число нуклонов-участников в два раза меньше минимально возможного в эксперименте WA97. Анализ более периферических столкновений ядер необходим для ответа на вопрос, в какой степени сохраняется усиление странности в ядро-ядерных системах с небольшим числом нуклонов. Детальное изучение выходов странных частиц в зависимости от параметра центральности позволит, таким образом, установить границу перехода от области простой суперпозиции нуклон-нуклонных взаимодействий к области, где начинают проявляться коллективные эффекты.

2) В эксперименте NA57 выходы странных частиц в Pb + Pb-системе измерены при двух различных энергиях пучка ядер 40 и 160A ГэВ, что дает возможность изучить энергетическую зависимость эффекта усиления странности. С уменьшением энергии пучка плотность энергии файерболла уменьшается, а его барионная плотность возрастает. Если предположить, что достижимая при 160A ГэВ плотность энергии $\varepsilon = 3-4$ ГэВ/фм³ достаточна для образования КГП, то при более низкой энергии пучка она может оказаться ниже критического значения, необходимого для фазового перехода, что существенным образом скажется на количестве мультистранных барионов. Изучение выходов странных частиц при двух значениях энергии пучка позволит ответить на вопрос, достигается ли граница фазового перехода в энергетическом диапазоне от 40 до 160A ГэВ.

В данном обзоре представлен анализ процессов рождения странных частиц в Pb + Pb-столкновениях при энергиях SPS. Рассмотрены выходы K_S^0 -мезонов и Λ^0 -, Ξ^- - и Ω^- -гиперонов и их античастиц, а также их распределения по скорости и поперечной массе в зависимости от степени центральности Pb + Pb-столкновений. Проведено сравнение экспериментальных результатов с предсказаниями статистической модели ядерного файерболла и микроскопической партонно-струнной модели, рассматривающей ядро-ядерные взаимодействия на партонном уровне.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ РОЖДЕНИЯ СТРАННЫХ ЧАСТИЦ В РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДРО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Результаты экспериментов с релятивистскими тяжелыми ионами, к числу которых относится эксперимент NA57, могут быть использованы для определения физических характеристик файербола, образующегося в результате ядро-ядерных взаимодействий. Детальное изучение свойств файербола позволит ответить на вопрос, возникает ли кварк-глюонная плазма в процессах столкновений релятивистских ядер.

Существует несколько методов теоретического анализа ядро-ядерных взаимодействий при высоких энергиях. Наиболее фундаментальным является подход, основанный на решеточных расчетах, которые описывают непертурбативные флуктуации кварковых и глюонных полей на больших расстояниях порядка 1 фм. В рамках таких микроскопических моделей исследуются наиболее ранние стадии столкновения ядер, когда происходит множественное рождение частиц в горячем файерболе и начинается их эволюция к равновесному состоянию. Другой альтернативный способ анализа глобальных наблюдаемых ядро-ядерных взаимодействий, таких как выходы и спектры частиц, базируется на макроскопическом подходе, в котором система кварков и глюонов описывается законами статистической физики и термодинамики. Такой подход подразумевает установление локального или глобального равновесия в системе сильно взаимодействующих частиц. Эта гипотеза не является очевидной *a priori*, поэтому оправданность статистического подхода требует детальной экспериментальной проверки.

В этом разделе будут рассмотрены основополагающие концепции обоих подходов для описания рождения адронов в столкновениях тяжелых ионов на примере макроскопической статистической модели и микроскопической партонно-струнной модели, в рамках которых проведен анализ основных результатов эксперимента NA57.

2.1. Статистическая модель ядро-ядерных взаимодействий. Статистическая модель ядро-ядерных взаимодействий описывает макроскопические свойства локально-равновесного файербола, образующегося в релятивистских столкновениях ядер [19]. Этот файербол может состоять из кварк-глюонной плазмы, адронного газа или представлять собой равновесное смешанное состояние адронной и кварк-глюонной фазы ядерной материи. Во всех этих состояниях файербол описывается объемом V , температурой T и химическими потенциалами μ_i , соответствующими сохраняющимся квантовым числам.

Для анализа релятивистских столкновений ядер в рамках статистического подхода используется, как правило, макроканоническое описание ядерного файербола. Такое описание подразумевает, что макроскопические параметры системы флуктуируют вокруг средних значений и квантовые числа, характеризующие систему, сохраняются только в среднем. Так как в макроканони-

ческом ансамбле энергия и число частиц не сохраняются, то фиксируются только их средние значения. Средняя множественность частиц определяется через производящий функционал Z по формуле

$$\langle N \rangle = kT \frac{\partial}{\partial \mu} \ln Z \Big|_{T,V}. \quad (1)$$

Макроканонический производящий функционал $Z(T, V, \mu)$ связан с производящим функционалом $Z(T, V, N)$ канонического ансамбля соотношением

$$Z(T, V, \mu) = \sum_{N=1}^{\infty} \exp \left\{ \frac{\mu N}{kT} \right\} Z(T, V, N) = \sum_{N=1}^{\infty} \lambda^N Z(T, V, N), \quad (2)$$

где множитель

$$\lambda = \exp \left(\frac{\mu}{kT} \right) \quad (3)$$

называется фугативностью.

Однако использование большого канонического ансамбля приемлемо только для систем с большим числом рожденных частиц, когда температура и размер системы велики. Эта ситуация реализуется в центральных столкновениях релятивистских ядер. Для небольших систем, рожденных в периферических ядро-ядерных столкновениях или в столкновениях ядер при более низкой энергии, описание системы каноническим ансамблем является более адекватным. В этом случае законы сохранения квантовых чисел выполняются точно.

Канонический производящий функционал $Z(T, V)$ со строгим сохранением квантовых чисел можно построить на основе макроканонического производящего функционала $Z(T, V, \lambda_B, \lambda_Q, \lambda_S)$, проецируя его на состояние с барионным числом B , электрическим зарядом Q и странностью S [20]:

$$Z_{B,Q,S}(T, V) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_0^{2\pi} d\alpha \int_0^{2\pi} d\beta \times \\ \times \int_0^{2\pi} d\gamma [e^{-iB\alpha} e^{-iQ\beta} e^{-iS\gamma} Z(T, V, e^{i\alpha}, e^{i\beta}, e^{i\gamma})]. \quad (4)$$

Тогда сумма квантовых чисел всех частиц в системе будет определяться сохраняющимися величинами B , Q и S :

$$\sum_i N_i B_i = B, \quad \sum_i N_i Q_i = Q, \quad \sum_i N_i S_i = S,$$

где B_i , Q_i и S_i — квантовые числа частиц сорта i ; N_i — число частиц сорта i .

При описании ядро-ядерных столкновений в рамках статистической модели следует различать тепловое и химическое равновесие файерболла. Химическое равновесие устанавливается, когда неупругие взаимодействия между частицами больше не приводят к изменениям плотности частиц каждого сорта. Тепловое равновесие достигается в тот момент, когда упругие взаимодействия перестают влиять на импульсные распределения конститuentов файерболла. Так как в отличие от упругих столкновений неупругие взаимодействия характеризуются, как правило, высокими массовыми порогами, тепловое равновесие возникает намного быстрее химического равновесия. Время жизни файерболла в столкновениях тяжелых ионов очень мало и при энергиях SPS составляет порядка 10–20 фм/с. Тем не менее, как показывают микроскопические вычисления [21], тепловое равновесие в файерболле за такой промежуток времени может быть достигнуто. Что касается полного химического равновесия, то его установление за время жизни файерболла маловероятно. Действительно, рождение легких кварков происходит в неупругих процессах, которые имеют большие сечения и малые пороги, и для них равновесие успевает установиться. Странные кварки рождаются в процессах с более высокими энергетическими порогами, что приводит к более низкой по сравнению с равновесной концентрации странности. Такое состояние файерболла характеризуется относительным химическим равновесием: легкие кварки и глюоны находятся в тепловом и химическом равновесии, тогда как странные кварки — только в тепловом равновесии. Отметим, что рассмотренная иерархия механизмов рождения легких и странных кварков справедлива как для адронного газа, так и для КГП. Однако равновесие в КГП должно устанавливаться быстрее, чем в адронном газе вследствие большей плотности рассеивателей и более низких массовых порогов. Следовательно, если в ядро-ядерных столкновениях образуется КГП, она будет служить катализатором абсолютного химического равновесия. По этой причине изучение выходов и характера спектров странных частиц позволит ответить на вопрос, в какой фазе ядерной материи происходит их рождение.

Если файерболл состоит из частиц нескольких сортов, то каждый сорт характеризуется собственным химическим потенциалом. В состоянии химического равновесия химические потенциалы частиц и античастиц связаны соотношением $\mu_{\bar{i}} = -\mu_i$, что приводит к простой связи между их фугативностями: $\lambda_{\bar{i}} = \lambda_i^{-1}$ (см. (3)). Чтобы описать недонасыщение файерболла странными s -кварками по сравнению с легкими u - и d -кварками, фугативность странных кварков редуцируется фактором насыщения γ_s : $\lambda_s^{\text{eff}} = \gamma_s \lambda_s$. Если $0 < \gamma_s < 1$, то фазовое пространство, доступное для странных кварков, занято не полностью. В случае $\gamma_s = 1$ файерболл находится в полном химическом равновесии относительно u -, d - и s -кварков. Так как фактор γ_s параметризует относи-

тельное равновесие между странными и нестранными частицами, он может служить количественной мерой усиленного выхода странности при переходе от нуклон-нуклонных через нуклон-ядерные к ядро-ядерным столкновениям.

2.1.1. Выходы адронов. Статистическая модель широко используется для анализа множественности адронов, рождающихся в ядро-ядерных столкновениях. Следует отметить, что предсказания модели существенным образом зависят от того, в какой фазе образуется ядерный файербол. В этом подразделе мы оценим в рамках статистического подхода выходы странных частиц в двух крайних случаях, когда файербол образуется только в адронной фазе и когда начальной фазой файербол является кварк-глюонная плазма.

Адронный газ. Будем рассматривать ядерный файербол как адронный газ, для описания которого используется большой канонический ансамбль. Тогда производящий функционал адронного газа определяется произведением статистических интегралов для различных адронов h

$$Z^{\text{HG}}(T, V, \mu_q, \mu_s, \gamma_s) = \prod_h Z_h(T, V, \mu_h, \gamma_h), \quad (5)$$

где μ_q, μ_s, μ_h — химические потенциалы легких u - и d -кварков, странного кварка и адронов; γ_s, γ_h — факторы насыщения для странных кварков и адронов. С учетом кварковой структуры адронов их химические потенциалы и γ_h -факторы можно выразить через соответствующие параметры валентных кварков

$$\mu_h = q_h \mu_q + s_h \mu_s, \quad \gamma_h = \gamma_s^{s_h}, \quad (6)$$

где множители q_h и s_h задают число легких и странных кварков в адроне.

Статистический интеграл Z_h для адронов h с массой m_h , энергией $E = \sqrt{\mathbf{p}^2 + m_h^2}$, химическим потенциалом μ_h и степенью вырождения g_h дается выражением [19]

$$\ln Z_h(T, V, \mu_h, \gamma_h) = \frac{g_h V}{6\pi^2 T} \int_{m_h}^{\infty} \frac{(E^2 - m_h^2)^{3/2} dE}{\gamma_h^{-1} \exp\{(E - \mu_h)/T\} + \eta_h}, \quad (7)$$

где параметр η_h отражает квантово-механическую природу адрона: $\eta_h = -1$ для бозонов и $\eta_h = +1$ для фермионов. В релятивистских столкновениях тяжелых ионов температура и химические потенциалы малы по сравнению с массами адронов. Это означает, что мы можем пренебречь эффектами квантовой статистики и использовать для анализа выходов странных частиц приближение Больцмана ($\eta_h = 0$). В этом случае вычисление Z_h для каждого адронного состояния h приводит к следующему результату:

$$\ln Z_h(T, V, \lambda_h, \gamma_h) = \frac{VT^3}{2\pi^2} g_h \lambda_h \gamma_h \left(\frac{m_h}{T}\right)^2 K_2\left(\frac{m_h}{T}\right), \quad (8)$$

где $K_2(x)$ — модифицированная функция Бесселя второго порядка. Тогда логарифм производящего функционала адронного газа разбивается на сумму статистических интегралов для различных семейств адронов:

$$\ln Z^{\text{HG}} = \frac{VT^3}{2\pi^2} [F_M + (\lambda_q^3 + \lambda_q^{-3})F_N + \gamma_s(\lambda_q\lambda_s^{-1} + \lambda_q^{-1}\lambda_s)F_K + \\ + \gamma_s(\lambda_q^2\lambda_s + \lambda_q^{-2}\lambda_s^{-1})F_Y + \gamma_s^2(\lambda_q\lambda_s^2 + \lambda_q^{-1}\lambda_s^{-2})F_{\Xi} + \gamma_s^3(\lambda_s^3 + \lambda_s^{-3})F_{\Omega}], \quad (9)$$

где эффективные фугативности адронов выражены через фугативности кварков:

$$\lambda_h^{\text{eff}} = \prod_{f \in h} \lambda_f^{\text{eff}} = \prod_{f \in h} \gamma_f \lambda_f, \quad (10)$$

а функции $F_H(x)$, соответствующие нестранным мезонам (F_M), нестранным барионам (F_N), каонам (F_K), Λ - и Σ -гиперонам (F_Y), каскадным гиперонам (F_{Ξ}) и Ω -гиперонам (F_{Ω}), определяются суммированием функций $x^2 K_2(x)$ по всем адронным состояниям, принадлежащим данному семейству H ,

$$F_H\left(\frac{m_h}{T}\right) = \sum_{h \in H} g_h \left(\frac{m_h}{T}\right)^2 K_2\left(\frac{m_h}{T}\right). \quad (11)$$

Подставляя в формулу (1) производящий функционал Z^{HG} из (9), можно вычислить среднее число адронов данного сорта h

$$\langle N_h \rangle = \frac{VT^3}{2\pi^2} \lambda_h^{\text{eff}} F_h\left(\frac{m_h}{T}\right) = \frac{VT^3}{2\pi^2} \lambda_h^{\text{eff}} g_h \left(\frac{m_h}{T}\right)^2 K_2\left(\frac{m_h}{T}\right). \quad (12)$$

Например, для Λ -гиперонов средняя множественность дается выражением

$$\langle N_{\Lambda} \rangle = \frac{VT^3}{2\pi^2} \gamma_s \lambda_s \lambda_q^2 F_{\Lambda}\left(\frac{m_{\Lambda}}{T}\right).$$

Основываясь на формуле (12), можно оценить степень усиленного выхода странности в ядро-ядерных столкновениях по сравнению с нуклон-нуклонными процессами. Рассматривая файербол как адронный газ в тепловом и химическом равновесии, найдем отношение выходов каонов к пионам при температуре $T = 200$ МэВ, характерной для ядро-ядерных столкновений при энергиях SPS [22]:

$$\frac{\langle N_K \rangle}{\langle N_{\pi} \rangle} = \left(\frac{m_K}{m_{\pi}}\right)^2 \frac{K_2(m_K/T)}{K_2(m_{\pi}/T)} = 0,33. \quad (13)$$

С учетом кварковой структуры пионов и каонов отношение (13) приводит к следующему отношению плотностей странных и нестранных кварков в адронном газе

$$\frac{\langle n_s \rangle + \langle n_{\bar{s}} \rangle}{\langle n_u \rangle + \langle n_{\bar{u}} \rangle + \langle n_d \rangle + \langle n_{\bar{d}} \rangle} = \frac{\langle N_K \rangle / \langle N_{\pi} \rangle}{1,5 + \langle N_K \rangle / \langle N_{\pi} \rangle} = 0,18. \quad (14)$$

Экспериментальное отношение $\langle N_K \rangle / \langle N_\pi \rangle$, измеренное в $p + \text{Be}$ -столкновениях при энергии 14,6 ГэВ, составляет 0,08 [23], что соответствует относительной доле странных кварков и антикварков на уровне 0,05. Сравнивая это значение с полученной нами оценкой (14), мы видим, что статистическая модель предсказывает значительное усиление выхода странных частиц при переходе от $p + p$ - к $A + A$ -взаимодействиям.

Кварк-глюонная плазма. Будем теперь рассматривать фэйрбол как идеальный газ кварков, антикварков и глюонов. Производящий функционал для кварк-глюонной плазмы дается выражением [19]

$$\begin{aligned} \ln Z^{\text{QGP}}(T, V, \mu_f, \gamma_f) = & \frac{g_g V}{6\pi^2 T} \int_0^\infty \frac{E^3 dE}{\exp\{(E/T)\} - 1} + \\ & + \sum_q \frac{g_q V}{6\pi^2 T} \int_{m_q}^\infty \frac{(E^2 - m_q^2)^{3/2} dE}{\gamma_q^{-1} \exp\{(E - \mu_q)/T\} + 1} + \\ & + \sum_{\bar{q}} \frac{g_{\bar{q}} V}{6\pi^2 T} \int_{m_{\bar{q}}}^\infty \frac{(E^2 - m_{\bar{q}}^2)^{3/2} dE}{\gamma_{\bar{q}}^{-1} \exp\{(E + \mu_q)/T\} + 1}, \quad (15) \end{aligned}$$

где первое слагаемое учитывает вклад безмассовых глюонов с нулевым химическим потенциалом, а второе и третье слагаемые отвечают вкладу соответственно кварков и антикварков всех возможных ароматов f .

Рассмотрим КГП с тремя ароматами кварков: u , d и s . Используя (1) и (15), можно найти плотность кварков и антикварков в такой равновесной плазме

$$\langle n_q \rangle = \frac{T g_q}{2\pi^2} \sum_{k=1}^\infty \frac{(-1)^{k+1}}{k} m_q^2 K_2\left(\frac{k m_q}{T}\right) \exp\left(\frac{k \mu_q}{T}\right), \quad (16)$$

$$\langle n_{\bar{q}} \rangle = \frac{T g_{\bar{q}}}{2\pi^2} \sum_{k=1}^\infty \frac{(-1)^{k+1}}{k} m_{\bar{q}}^2 K_2\left(\frac{k m_q}{T}\right) \exp\left(-\frac{k \mu_q}{T}\right). \quad (17)$$

Будем считать химический потенциал странных кварков равным нулю, полагая, что образующийся фэйрбол характеризуется нулевой странностью: $\langle n_s \rangle = \langle n_{\bar{s}} \rangle$. Тогда рассчитанная по (16) и (17) зависимость плотности различных типов кварков и антикварков при температуре $T = 200$ ГэВ от химического потенциала легких u - и d -кварков имеет вид, показанный на рис. 5.

Рассмотрим случай $\mu_u = \mu_d = 0$, соответствующий КГП с нулевым барионным содержанием, которая может образоваться в центральных столкновениях тяжелых ядер при высоких энергиях. Пренебрегая массами легких

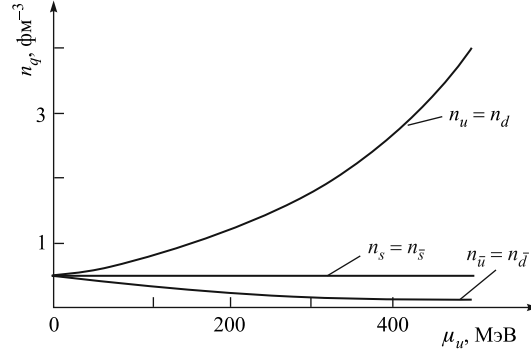


Рис. 5. Плотность кварков и антикварков в равновесной КПП при температуре $T = 200$ МэВ в зависимости от химического потенциала легких кварков

кварков и полагая $m_s = 200$ МэВ, находим

$$\begin{aligned} \langle n_u \rangle = \langle n_{\bar{u}} \rangle = \langle n_d \rangle = \langle n_{\bar{d}} \rangle &= 1,80 \frac{N_c N_s T^3}{2\pi^2} = 0,57 \text{ фм}^{-3}, \\ \langle n_s \rangle = \langle n_{\bar{s}} \rangle &= 1,52 \frac{N_c N_s T^3}{2\pi^2} = 0,48 \text{ фм}^{-3}, \end{aligned} \quad (18)$$

где $N_c = 3$ — число цветов, а $N_s = 2$ — число спиновых состояний кварка. Следовательно, в такой плазме плотности всех кварков и антикварков примерно одинаковы, и отношение плотностей странных и нестранных кварков оказывается равным

$$\frac{\langle n_s \rangle + \langle n_{\bar{s}} \rangle}{\langle n_u \rangle + \langle n_{\bar{u}} \rangle + \langle n_d \rangle + \langle n_{\bar{d}} \rangle} = 0,42, \quad (19)$$

что существенно выше по сравнению с равновесным адронным газом без фазового перехода (см. (14)). Увеличение числа странных кварков и антикварков ведет к росту числа K -мезонов, что можно рассматривать как сигнал образования КПП. Более того, увеличение числа \bar{s} -кварков сопровождается ростом числа \bar{u} - и \bar{d} -кварков. При одинаковом количестве кварков и антикварков вероятность образования антибарионов в плазме с $\mu_u = \mu_d = \mu_s = 0$ равна вероятности образования нестранных и странных барионов. Таким образом, факт усиленного выхода $\bar{\Lambda}$ -, $\bar{\Sigma}$ -, $\bar{\Xi}$ - и $\bar{\Omega}$ -антигиперонов в релятивистских столкновениях ядер можно рассматривать как свидетельство образования КПП с $\mu = 0$.

Рассмотрим теперь случай КПП с остаточной барионной плотностью. Такая барионно-обогащенная кварковая материя образуется в ядро-ядерных

столкновениях, сопровождающихся частичной остановкой нуклонов, и характеризуется ненулевыми химическими потенциалами для легких кварков, тогда как плотности странных кварков и антикварков остаются одинаковыми ввиду отсутствия валентных странных кварков в сталкивающихся ядрах. В этом случае плотность u - и d -кварков больше плотности s - и \bar{s} -кварков, которая в свою очередь больше плотности \bar{u} - и \bar{d} -кварков (см. рис. 5). Тогда вероятность образования $K^+(u\bar{s})$ и $K^0(d\bar{s})$ должна быть больше, чем вероятность образования $K^-(d\bar{s})$ и $\bar{K}^0(\bar{u}s)$, а также вероятность образования гиперонов должна превышать вероятность образования антигиперонов. Следовательно, экспериментальное изучение выходов странных частиц позволяет определять термодинамическое состояние КПП, если только она образуется в ядро-ядерных столкновениях при высоких энергиях.

2.1.2. Спектры адронов. В рамках статистической модели предполагается, что горячий файербол, образующийся в процессе столкновения релятивистских ядер, испытывает расширение, сопровождающееся уменьшением его температуры. Если начальная температура T_i файерболла велика, он находится в состоянии кварк-глюонной плазмы. При температуре фазового перехода T_c из кварков и глюонов образуются адроны, и система находится в смешанной фазе. При температуре $T < T_c$ происходит дальнейшее расширение адронного газа, которое завершается распадом системы на не взаимодействующие вторичные адроны. Этот процесс называют вымораживанием файерболла, и он начинается тогда, когда скорость микроскопических взаимодействий адронов становится сравнимой со скоростью макроскопического расширения системы. Следует подчеркнуть, что существует два типа вымораживания: химическое, когда завершаются неупругие взаимодействия частиц, и кинетическое, когда прекращаются упругие взаимодействия. Так как в отличие от упругих столкновений неупругие взаимодействия характеризуются, как правило, ненулевыми порогами, химическое вымораживание файерболла происходит при более высокой температуре, чем кинетическое вымораживание: $T_f^{\text{ch}} > T_f^{\text{th}}$. Следовательно, выходы частиц и их отношения зависят от температуры химического вымораживания T_f^{ch} , тогда как импульсные спектры адронов отражают температуру кинетического вымораживания T_f^{th} адронного газа.

Импульсные распределения адронов, выпускаемых из расширяющегося файерболла в состоянии локального теплового равновесия, описываются лоренц-инвариантной формулой Купера–Фрая [24]

$$E \frac{d^3 N}{d^3 p} = \frac{g}{(2\pi)^3} \int_{\Sigma_f} f \left(\frac{p^\mu u_\mu}{T}, \lambda \right) p^\mu d\Sigma_\mu, \quad (20)$$

где Σ_f — трехмерная гиперповерхность вымораживания в четырехмерном пространственно-временном континууме $x = (t, \mathbf{x})$; $p(x) = (E, \mathbf{p})$ — четы-

рехмерный импульс испущенных в точке x частиц в системе отсчета наблюдателя; $u(x) = \gamma(1, \mathbf{v})$ — четырехмерная скорость системы адронов в точке x ; $f(x)$ — термодинамическая функция распределения адронов, зависящая от температуры T и фугативности $\lambda = \exp(\mu/T)$; g — степень вырождения расширяющегося релятивистского газа адронов; $\gamma = \sqrt{1 - v^2}$ — фактор Лоренца. Для типичных температур в ядро-ядерных столкновениях достаточно использовать приближение Больцмана [25]

$$f\left(\frac{p^\mu u_\mu}{T}, \lambda\right) = \lambda \exp\left(\frac{p^\mu u_\mu}{T}\right) = \exp\left(\frac{E' - \mu}{T}\right), \quad (21)$$

где E' — энергия частицы в системе отсчета, движущейся относительно наблюдателя со скоростью коллективного движения \mathbf{v} ,

$$E' = p^\mu u_\mu = \gamma(E - \mathbf{v} \cdot \mathbf{p}). \quad (22)$$

Как видно из (19), характер импульсных спектров адронов будет зависеть от величины скорости $u^\mu(x)$ коллективного потока и от формы поверхности вымораживания Σ_f . Рассмотрим сначала случай статичного файербола, который испытывает в данный момент времени мгновенное вымораживание. Тогда $u = (1, \mathbf{0})$ и $d\Sigma = (d^3x, \mathbf{0})$, что приводит к спектру следующего вида:

$$E \frac{d^3N}{d^3p} = \frac{gV}{(2\pi)^3} E \exp\left(-\frac{E - \mu}{T}\right). \quad (23)$$

Используя соотношение $E = m_T \operatorname{ch} y$, это спектральное распределение можно выразить в терминах быстроты y и поперечной массы m_T частицы

$$\frac{1}{m_T} \frac{d^3N}{dm_T dy d\varphi} = \frac{gV}{(2\pi)^3} m_T \operatorname{ch} y \exp\left(-\frac{m_T \operatorname{ch} y}{T}\right) \lambda. \quad (24)$$

Интегрируя (24) по быстрой y и азимутальному углу ϕ , получим спектр по поперечной массе частиц, испущенных стационарным источником при температуре T [26]:

$$\frac{1}{m_T} \frac{dN}{dm_T} = \frac{gV}{(2\pi)^2} m_T K_1\left(\frac{m_T}{T}\right) \lambda \xrightarrow{m_T \gg T} V \sqrt{m_T} \exp\left(-\frac{m_T}{T}\right) \lambda, \quad (25)$$

где $K_1(x)$ — функция Бесселя первого порядка.

Интегрирование (24) по поперечной массе m_T и углу ϕ дает быстрое распределение частиц для стационарного источника:

$$\frac{dN}{dy} = \frac{gVT^3}{(2\pi)^2} \left(\frac{m^2}{T^2} + \frac{m}{T} \frac{2}{\operatorname{ch} y} + \frac{2}{\operatorname{ch}^2 y}\right) \exp\left(-\frac{m}{T} \operatorname{ch} y\right). \quad (26)$$

Результаты экспериментов по релятивистским столкновениям тяжелых ионов свидетельствуют о том, что коллективное движение оказывает заметное влияние на импульсные распределения адронов. Искажения спектров частиц, соответствующих стационарному источнику, вызваны гидродинамическим расширением файерболла [27] и неполной остановкой сталкивающихся ядер, что приводит к появлению дополнительной продольной компоненты коллективного потока.

Для центральных ядро-ядерных столкновений можно считать, что файерболл обладает цилиндрической симметрией, так как сталкивающиеся ядра в неподвижной системе наблюдателя испытывают сильное лоренцево сжатие. В этом случае коллективный поток можно разложить на радиальную и продольную компоненты, имеющие соответствующие скорости β_{\perp} и β_{\parallel} . Продольная компонента потока влияет главным образом на быстротный спектр, тогда как радиальная компонента оказывает заметное влияние на распределение по поперечному импульсу.

Параметризуя в (19) гиперповерхность вымораживания $\Sigma_f(r, \varphi, \varsigma)$ цилиндрическими координатами $0 \leq r \leq R$, $0 \leq \varphi \leq 2\pi$ и $-\eta_{\max} \leq \varsigma \leq \eta_{\max}$ и принимая гипотезу о мгновенном вымораживании в радиальном направлении $\partial t / \partial r = 0$, имеем

$$\begin{aligned} \Sigma^{\mu}(r, \varphi, \varsigma) &= [t(\varsigma), r \cos \varphi, r \sin \varphi, z(\varsigma)], \\ p^{\mu} d\Sigma_{\mu} &= \left[E \frac{\partial z}{\partial \varsigma} - p_{\parallel} \frac{\partial t}{\partial \varsigma} \right] r dr d\varphi d\varsigma. \end{aligned} \quad (27)$$

Выполняя в (19) интегрирование по параметрам φ и ς с учетом (27), а также по быстрой y , получим выражение для спектра по поперечной массе адронов, испускаемых из расширяющегося источника,

$$\frac{dN}{m_T dm_T} = A \int_0^R m_T K_1 \left(\frac{m_T \operatorname{ch} \rho}{T} \right) I_0 \left(\frac{p_T \operatorname{ch} \rho}{T} \right) r dr, \quad (28)$$

где $\rho(r) = \operatorname{th}^{-1} \beta_{\perp}(r)$, K_1 и I_0 — модифицированные функции Бесселя; A — нормировочный множитель.

Как было показано в работе [26], для частиц с большой поперечной массой $m_T > 2m$ параметр наклона m_T -спектров с учетом радиального коллективного потока имеет вид

$$T = T_f^{\text{th}} \sqrt{\frac{1 + \langle \beta_{\perp} \rangle}{1 - \langle \beta_{\perp} \rangle}}, \quad (29)$$

где T_f^{th} — температура кинетического вымораживания; $\langle \beta_{\perp} \rangle$ — средняя скорость радиального потока. Следовательно, радиальное расширение файерболла приводит к увеличению обратного наклона m_T -спектров.

Для нерелятивистской области спектра параметр наклона можно аппроксимировать выражением [28]

$$T = T_f^{\text{th}} + m\langle\beta_{\perp}\rangle^2. \quad (30)$$

Это означает, что наклон спектра линейно возрастает с ростом массы m частицы.

2.2. Партоно-струнная модель. Микроскопические модели, описывающие множественное рождение адронов в ядро-ядерных столкновениях при высоких энергиях, можно условно разделить на две категории. В таких моделях, как дуальная партононная модель DPM [29] и ее монте-карловская реализация DPMJET, модель слияния струн SFM [30], кварк-глюонная струнная модель QGSM [31] и модель на базе ультрарелятивистской квантовой молекулярной динамики UrQMD [32], основное внимание уделяется мягкой области взаимодействия. Жесткие взаимодействия включаются в эти модели путем добавления к элементарному сечению мягких процессов сечения образования струй. Другие модели, к числу которых относится генератор событий HIJING [33], сфокусированы главным образом на жесткой части взаимодействия. В этих моделях вычисляется число мини-струй или партонов с поперечным импульсом больше заданного значения $p_{\perp 0} \geq 1-2$ ГэВ/с, которые являются стартовой точкой эволюции партононной системы, заканчивающейся ее адронизацией. Мягкая компонента взаимодействия определяется на основе струнной феноменологической модели, в которой обмен мягким глюоном между валентными кварками или дикварками приводит к продольным возбуждениям струны с последующим ее распадом на адроны по схеме лунд-модели струнной фрагментации. Следует отметить, что в отличие от статистических и термодинамических моделей, основные предсказания которых относятся к отношениям параметров, характеризующих различные типы частиц, микроскопические модели предсказывают абсолютные значения характеристик всех рождающихся адронов.

Для описания выходов и спектров странных частиц, измеренных в эксперименте NA57, нами была использована микроскопическая партоно-струнная модель PSM, которая является монте-карловской реализацией модели слияния струн SFM и предназначена для описания ядро-ядерных столкновений в широком энергетическом диапазоне от 10 ГэВ до 6 ТэВ на нуклон в системе центра масс. В этой модели мягкие и полужесткие взаимодействия рассматриваются на партононном уровне. В элементарных партононных столкновениях образуются цветные струны, разрыв которых приводит к рождению вторичных адронов. Коллективные эффекты в PSM учитываются посредством слияния струн. Модель с настроенными параметрами позволяет получить удовлетворительное описание существующих экспериментальных данных по множественности и импульсным распределениям адронов в нуклон-нуклонных и ядро-ядерных взаимодействиях. Для более точного описания

наблюдаемых выходов странных адронов в ядро-ядерных столкновениях в модели учитывается перерассеяние рожденных частиц как друг на друге, так и на нуклонах-спектаторах.

Рассмотрим кратко, следуя [34], основные положения модели, существенные для анализа выхода странных частиц в ядро-ядерных столкновениях.

Элементарные партонные соударения. В PSM полагается, что два партона, один из которых принадлежит ядру-снаряду, а другой — ядру-мишени, испытывают неупругое взаимодействие, если оба партона оказываются в пределах поперечной области с площадью $\sigma_P = 2\pi r_P^2$, где $r_P = 0,23$ фм.

Правильное описание p_T -спектров в адронных столкновениях диктует необходимость учитывать вклад жесткой компоненты партонных взаимодействий. В рамках PSM неупругое взаимодействие при энергии s считается жестким с вероятностью

$$W_h = \frac{C_h(s - s_0)^{\Delta_h}}{C_h(s - s_0)^{\Delta_h} + s^\Delta}, \quad (31)$$

где $\Delta_h = 0,50$, $\Delta = 0,139$, $C_h = 0,0035$ и $\sqrt{s_0} = 25$ ГэВ. Жесткие взаимодействия описываются в модели генератором событий PYTHIA + ARIADNE + JETSET [35, 36] с учетом только глюон-глюонных столкновений, для которых минимальное значение поперечного импульса определяется соотношением

$$p_{T \min} = 3,03 + 0,11 \ln(s/s_0) \text{ ГэВ}/c. \quad (32)$$

Образование струн. Каждое мягкое партон-партонное взаимодействие порождает две струны, натянутые либо между валентными кварками и ди-кварками, либо между морскими кварками и антикварками. В ядро-ядерных столкновениях число струн существенно возрастает с ростом энергии и размеров сталкивающихся ядер и степени центральности их столкновений. При этом струны начинают перекрываться и не могут больше рассматриваться как независимые источники вторичных частиц. Учет коллективных эффектов в рассматриваемой модели осуществляется через механизм слияния струн. Считается, что обычные струны сливаются в пары, если порождающие их партоны оказываются в пределах ограниченной области $\sigma_{\text{fus}} = 2\pi r_{\text{fus}}^2$ в пространстве прицельного параметра и если быстротные интервалы обеих струн перекрываются. Для описания ядро-ядерных столкновений при энергиях SPS в модели рассматривается слияние только двух струн, которое характеризуется сечением $\sigma_{\text{fus}} = 7,5$ мб ($r_{\text{fus}} = 0,35$ фм). Этот модельный параметр оказывается наиболее критическим для воспроизведения эффекта усиленного выхода странных частиц в центральных ядро-ядерных столкновениях.

Адронизация. Вероятность процесса фрагментации струны определяется в соответствии с механизмом Швингера [37]:

$$W = k^2 \exp\left(-\frac{\pi M_T^2}{k}\right), \quad (33)$$

где $k = 0,18 \text{ ГэВ}^2$ — коэффициент натяжения струны. Образующиеся фрагменты рассматриваются как новые струны, которые испытывают дальнейший разрыв. Этот итерационный процесс продолжается до тех пор, пока масса фрагментов не станет слишком малой для того, чтобы из них можно было образовать адроны с правильными квантовыми числами. Эти конечные фрагменты трактуются в модели как кварковые кластеры, которые распадаются на адроны с учетом возможной комбинаторики и фазового пространства. Слияние струн в процессе адронизации приводит, с одной стороны, к уменьшению множественности вторичных адронов и возрастанию их поперечного импульса, что обусловлено сохранением энергии-импульса и уменьшением эффективного числа источников, а с другой стороны, — к увеличению относительной доли барионов и странных частиц [38].

Перераспечение. Как показывают расчеты [38], наблюдаемый в экспериментах с тяжелыми ионами при энергиях SPS усиленный выход странных частиц не может быть полностью объяснен в струнных моделях только эффектом слияния струн. Для того чтобы воспроизвести экспериментальные множественности гиперонов, необходимо учитывать перераспечение частиц в адронном газе. В PSM такой учет осуществляется при условии, что расстояние между частицами в пространстве быстроты и поперечного импульса оказывается меньше 1,5 единиц и 0,3 ГэВ/с соответственно. При этом рассматриваются только двухчастичные реакции с рождением $s\bar{s}$ -пары

$$\pi N \rightarrow KY, \quad \pi\pi \rightarrow K\bar{K}, \quad \pi Y \rightarrow K\Xi, \quad \pi\Xi \rightarrow K\Omega, \quad \bar{K}N \rightarrow \phi Y,$$

и реакции с обменом странным кварком

$$\begin{aligned} \bar{K}N \rightarrow \pi Y, \quad \bar{K}Y \rightarrow \pi\Xi, \quad \bar{K}\Xi \rightarrow \pi\Omega, \quad KY \rightarrow \phi N, \\ K\Xi \rightarrow \phi Y, \quad K\Omega \rightarrow \phi\Xi. \end{aligned}$$

2.3. Выводы. Рассмотрены традиционные макроскопические и микроскопические подходы, используемые для описания процессов рождения адронов в ядро-ядерных столкновениях при высоких энергиях.

1. Макроскопический подход базируется на статистической модели, в рамках которой горячий ядерный файербол трактуется как макроканонический ансамбль частиц. Основной гипотезой статистической модели является предположение о том, что в процессе эволюции файербола частицы достигают теплового и относительного химического равновесия. Выходы и спектры адронов вычисляются в рамках модели с учетом коллективной динамики расширяющегося файербола.

2. В микроскопическом подходе ядро-ядерные взаимодействия сводятся к суперпозиции элементарных адрон-адронных взаимодействий, которые описываются на партонном уровне. Образование частиц в рамках партонной модели интерпретируется как фрагментация струн, натягиваемых между партонами, с последующей адронизацией кварковых фрагментов. Коллективные

эффекты в ядро-ядерных столкновениях, существенным образом сказывающиеся на выходах и спектрах адронов, учитываются в ряде микроскопических моделей посредством механизма слияния струн.

Микроскопические модели обеспечивают базовое описание адронной системы без учета образования кварк-глюонной плазмы, что открывает возможность на фоне стандартной физики нуклон-нуклонных столкновений распознавать новые явления, возникающие в ядро-ядерных столкновениях.

3. ЭКСПЕРИМЕНТ NA57

Богатая информация по выходу странных частиц в ядро-ядерных взаимодействиях [39–72] получена коллаборацией NA57 в экспериментах с фиксированной мишенью на выведенных пучках тяжелых ионов SPS. В этом разделе мы кратко рассмотрим структуру эксперимента NA57 и методические особенности обработки экспериментальных результатов.

3.1. Детекторный комплекс. Экспериментальная установка NA57 включает трековый детектор заряженных частиц, построенный на базе кремниевых позиционно-чувствительных счетчиков, и детектор множественности, используемый для определения центральности столкновений ядер пучка с ядрами мишени. Весь детекторный комплекс расположен внутри дипольного магнита, создающего направленное вертикально однородное магнитное поле с индукцией $B = 1,4$ Тл. Заряженные частицы в магнитном поле движутся по криволинейным траекториям, что дает возможность определять их импульс, измеряя радиус кривизны соответствующего трека.

На рис. 6 показано общее расположение всех детекторов экспериментальной установки NA57, ключевыми узлами которой являются пиксельные и микростриповые счетчики, образующие телескоп трекового детектора, и сцинтилляционные и микростриповые счетчики множественности, входящие в состав детектора центральности ядро-ядерных столкновений.

В вертикальной плоскости телескоп кремниевых детекторов наклонен вверх относительно оси пучка. Угол наклона телескопа α и расстояние от мишени до первого пиксельного детектора d зависят от импульса пучка и выбирались таким образом, чтобы регистрировать странные частицы в пределах одной единицы быстроты в центральной быстрой области и с поперечными импульсами порядка нескольких сотен МэВ/с. В горизонтальной плоскости телескоп расположен симметрично относительно оси пучка, вследствие чего геометрический аксептанс трекового детектора оказывается одинаковым для частиц и античастиц, отклоняющихся в магнитном поле в противоположных направлениях.

Сцинтилляционный детектор множественности, состоящий из шести пластических сцинтилляторов трапецеидальной формы, обеспечивает регистра-

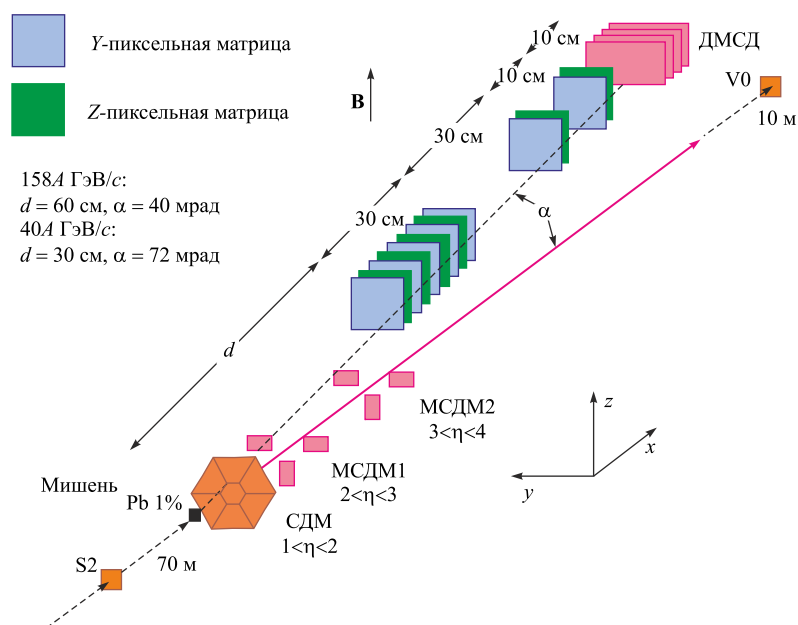


Рис. 6. Схема расположения детекторов экспериментальной установки NA57. ДМСД — двусторонние микроstriповые детекторы; СДМ — сцинтилляционные детекторы множественности; МСДМ — микроstriповые детекторы множественности

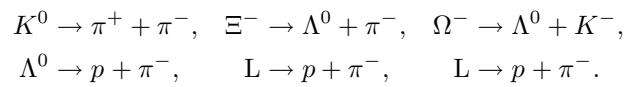
цию заряженных частиц с быстротой y в диапазоне $1 < y < 2$ и является частью триггерной системы экспериментальной установки NA57. На основе амплитудной дискриминации быстрых сигналов с пластических сцинтилляторов в ходе эксперимента осуществлялся on-line отбор наиболее центральных ядро-ядерных столкновений, доля которых составляла от 50 до 60 % всех неупругих взаимодействий.

Микроstriповый детектор множественности состоит из двух идентичных систем микроstriповых счетчиков, регистрирующих множественность заряженных частиц в двух быстрых диапазонах $1,9 < y < 3,0$ и $2,9 < y < 4,0$ соответственно. По сравнению со сцинтилляционным детектором множественности этот детектор дает более точную оценку числа заряженных частиц, рождающихся в данном ядро-ядерном столкновении. По этой причине распределение по множественности, измеренное микроstriповыми детекторами, использовалось в процессе off-line обработки данных для точного определения центральности.

Для идентификации пучковых частиц в экспериментах с протонными и ядерными пучками использовались специальные счетчики S2 и V0, рас-

положенные вдоль линии пучка, как показано на рис. 6. При работе на пучке тяжелых ионов в качестве счетчиков S2 и V0 использовались черенковские детекторы, тогда как пучковые протоны детектировались пластическими сцинтилляторами.

3.2. Методика обработки экспериментальной информации. Эксперимент NA57 был разработан для изучения рождения странных частиц в ультрарелятивистских ядро-ядерных столкновениях. Странные частицы идентифицируются по реконструированным трекам заряженных продуктов их слабых распадов:



На рис. 7 в качестве примера изображен распад Ω^- -гиперона. Как видно из схемы распада, для того чтобы зарегистрировать Ω^- -гиперон, нужно измерить треки каона, протона и пиона.

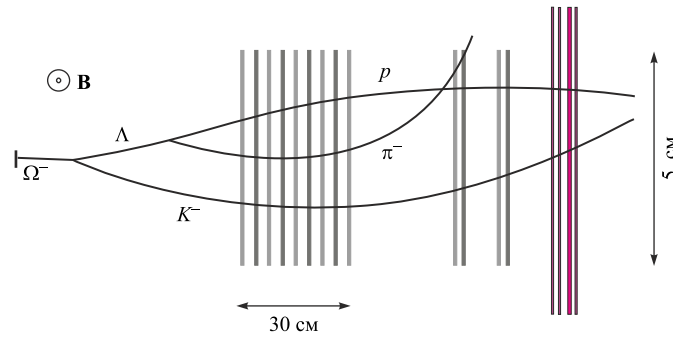


Рис. 7. Пример каскадного распада Ω^- -гиперона

В процессе реконструкции событий, сопровождающихся рождением странных частиц, для каждого K -мезона и гиперона определялись следующие кинематические характеристики:

- 1) инвариантная масса

$$M(V^0) = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2)^2}, \quad (34)$$

где E_i и \mathbf{p}_i — энергия и импульс двух продуктов распада ($i = 1, 2$),

- 2) быстрота

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_x}{E - p_x}, \quad (35)$$

- 3) поперечный импульс

$$p_T = \sqrt{p_y^2 + p_z^2}, \quad (36)$$

4) поперечная масса

$$m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}, \quad (37)$$

где E — энергия частицы в лабораторной системе координат; p_x — ее импульс вдоль оси пучка; p_y и p_z — две компоненты импульса в плоскости, перпендикулярной оси пучка.

Накладывая ограничения на значения приведенных выше кинематических переменных, можно существенно уменьшить величину комбинаторного фона. В качестве примера на рис. 8 показаны результирующие распределения по инвариантной массе для всех странных частиц, полученные при обработке данных по Pb + Pb-столкновениям при энергии 160 ГэВ на нуклон. Стрелки

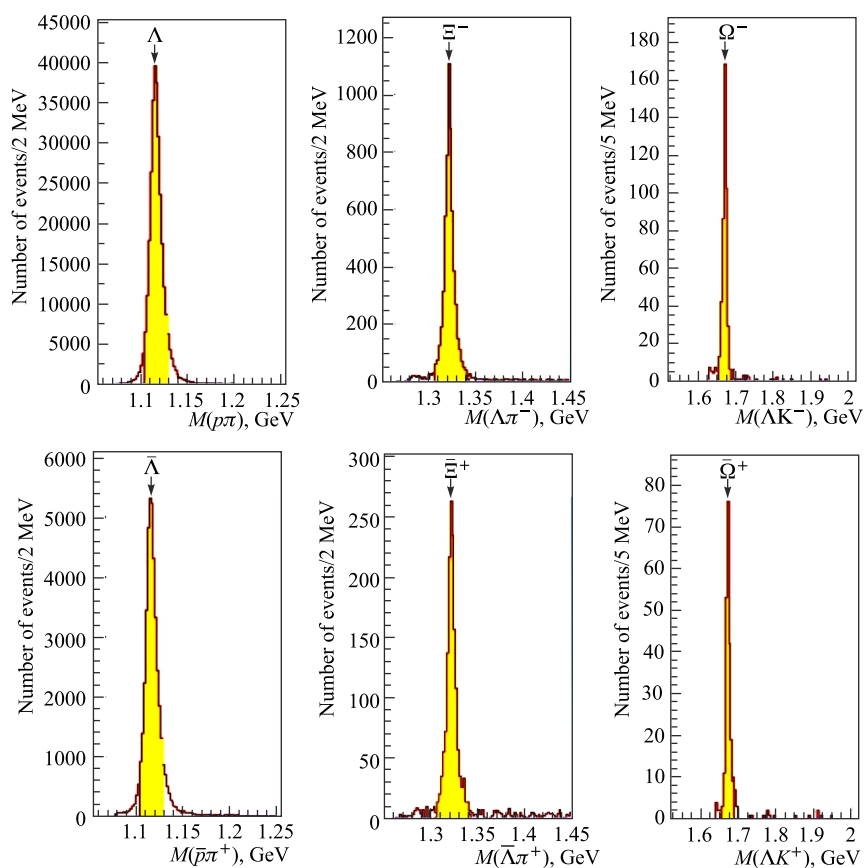


Рис. 8. Распределения гиперонов по инвариантной массе продуктов их распада в Pb + Pb-столкновениях при энергии 160 А ГэВ

на рисунке указывают на табличные значения масс гиперонов. Как видно, массовые распределения всех гиперонов характеризуются узкими пиками с шириной не больше 10 МэВ, что свидетельствует об очень низком уровне фона, достигнутом в процессе отбора событий. Детальный анализ показал, что остаточный комбинаторный фон составляет 0,3 % для Λ -, 1,2 % для $\bar{\Lambda}$ -, не более 4 % для Ξ - и не более 6 % для Ω -гиперонов. Этот уровень фона учитывался при оценке систематических ошибок.

Выходы странных частиц, определенные в процессе реконструкции и отбора событий, зависят, с одной стороны, от геометрического акцептанса, эффективности и разрешения детекторов, с другой стороны — от эффективности реконструкции треков и вершин. Кроме того, наложение кинематических ограничений также изменяет значения выходов. Чтобы получить абсолютные выходы, необходимо ввести поправки на все эти эффекты. Такая коррекция осуществлялась путем определения весового множителя для каждой зарегистрированной установкой странной частицы.

Процедура взвешивания состоит из последовательности определенных шагов, которые выполняются для каждой частицы, удовлетворяющей всем установленным для нее критериям отбора. На первом шаге проводится монте-карловское моделирование большого числа событий, в которых разыгрывается судьба частицы, имеющей точно такие же значения быстроты и поперечного импульса, что и у зарегистрированной частицы, для которой определяется вес. Затем эти модельные события смешиваются с реальными событиями, после чего смешанные события реконструируются с использованием тех же самых критериев отбора. Число модельных событий, прошедших отбор, деленное на полное число модельных событий, определяет вероятность регистрации частицы, а обратная ей величина задает вес этой частицы.

Анализ экспериментальных двумерных распределений гиперонов по скорости и поперечному импульсу показал, что на границе экспериментального акцептанса весовые множители на три порядка больше, чем в его центральной части. Чтобы минимизировать систематические ошибки, выходы и спектры странных частиц определялись в ограниченной области акцептанса, в которой значения весов различаются не более чем на порядок. На рис. 9 в качестве примера показаны выбранные в соответствии с этим критерием окна оптимального акцептанса для различных гиперонов, зарегистрированных трековым детектором установки NA57 в экспериментах с Pb + Pb-столкновениями при энергии 160A ГэВ.

Процедура построения импульсных и скоростных спектров гиперонов в рабочих окнах акцептанса основана на предположении о том, что двойные дифференциальные распределения гиперонов по скорости y и поперечному импульсу p_T факторизуются на две части, одна из которых зависит только от

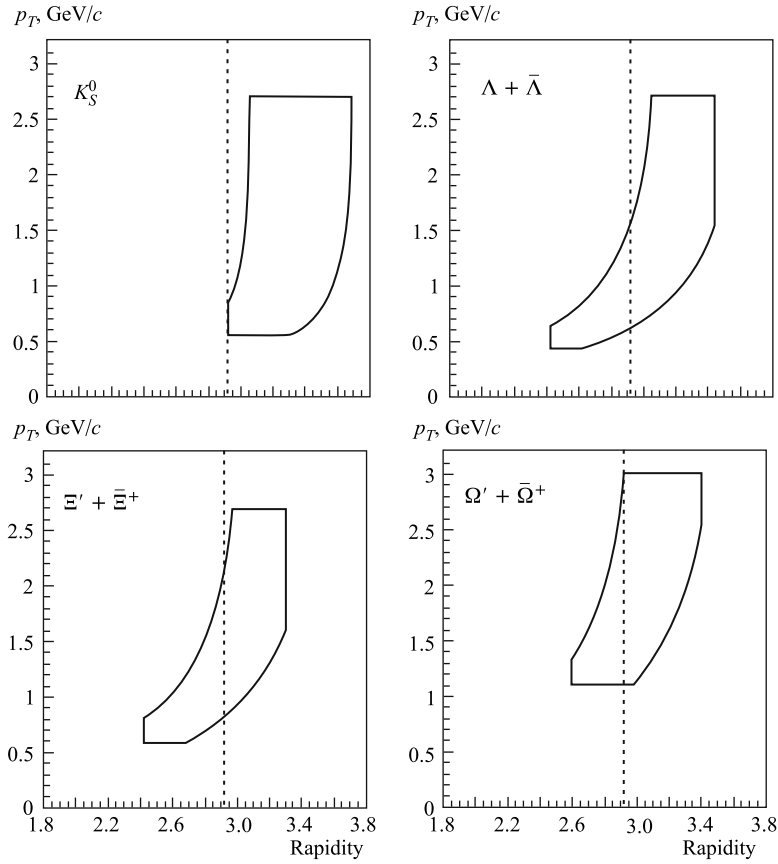


Рис. 9. Окна y - p_T акцептанса гиперонов в Pb + Pb-столкновениях при энергии 160A ГэВ. Пунктирные линии показывают положение быстроты, отвечающей середине быстрых распределений гиперонов

быстроты, а другая — только от поперечного импульса:

$$\frac{d^2N}{p_T dp_T dy} = \frac{dN}{dy}(y) \frac{dN}{p_T dp_T}(p_T). \quad (38)$$

Одинаковый характер распределений по поперечному импульсу (быстроте), построенных в различных интервалах по быстроте (поперечному импульсу), подтверждает сделанное предположение.

Спектры по поперечной массе $m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}$ детектируемых гиперонов строились интегрированием (38) по быстроте при условии, что быстрот-

ные распределения гиперонов в узкой центральной области $\Delta y = 1$ являются плоскими:

$$\frac{dN}{dy}(y) = \text{const} \Rightarrow \frac{dN}{m_T dm_T} = \int_{y^*-0,5}^{y^*+0,5} dy \frac{d^2 N}{m_T dm_T dy}. \quad (39)$$

Построенные таким образом m_T -спектры аппроксимировались экспоненциальными функциями:

$$\frac{dN}{m_T dm_T} = A \exp\left(-\frac{m_T}{T}\right), \quad (40)$$

где A — нормировочный множитель; T — параметр наклона, который в статистической модели имеет смысл температуры кинетического вымораживания файерболла. На основании результатов параметризации (40) быстрые распределения и выходы Y гиперонов, измеренные в пределах экспериментального аксептанса, экстраполировались на всю область значений поперечного импульса $p_T > 0$ в единичном интервале по быстрой $|y - y^*| < 0,5$:

$$\frac{dN}{dy} = \int_m^\infty dm_T \frac{d^2 N}{m_T dm_T dy}, \quad (41)$$

$$Y = \int_m^\infty dm_T \int_{y^*-0,5}^{y^*+0,5} dy \frac{d^2 N}{m_T dm_T dy}. \quad (42)$$

Количественной мерой центральности ядро-ядерных столкновений принято считать число раненых нуклонов, т. е. тех нуклонов, которые испытали в процессе взаимодействия ядер хотя бы одно неупругое взаимодействие [73]. Действительно, число таких нуклонов-участников определяет размер и энергию файерболла и является поэтому фундаментальной характеристикой ядро-ядерных взаимодействий при высоких энергиях. Определение степени центральности ядро-ядерного столкновения в эксперименте NA57 основано на предположении о том, что средняя множественность всех рождающихся в таком процессе заряженных частиц пропорциональна среднему числу раненых нуклонов $\langle N_w \rangle$:

$$\langle N_{\text{ch}} \rangle = k N_w, \quad (43)$$

где k — коэффициент пропорциональности. Значение $\langle N_w \rangle$ при данном прицельном параметре b можно рассчитать по модели Глаубера [74], зная плотность распределения нуклонов в ядрах и нуклон-нуклонное сечение.

Распределение множественности заряженных частиц измерялось в эксперименте NA57 кремниевым микростриповым детектором множественности

в быстротном диапазоне $1,9 < y < 4,0$. Для вычисления поправок на геометрический аксептанс и эффективность регистрации проводилось полное монте-карловское моделирование детектора множественности. Распределение заряженных частиц по множественности, измеренное для Pb + Pb-столкновений при энергии 160A ГэВ, показано на рис. 10. Падение распределения в области малой множественности обусловлено триггером центральности, который подавляет события, сопровождающиеся рождением небольшого числа частиц. На рис. 10 отмечены также пять классов центральности, на которые разбивается экспериментальное распределение, причем наиболее периферическим столкновениям соответствует класс 0, а наиболее центральным столкновениям — класс IV. Каждому из классов соответствует

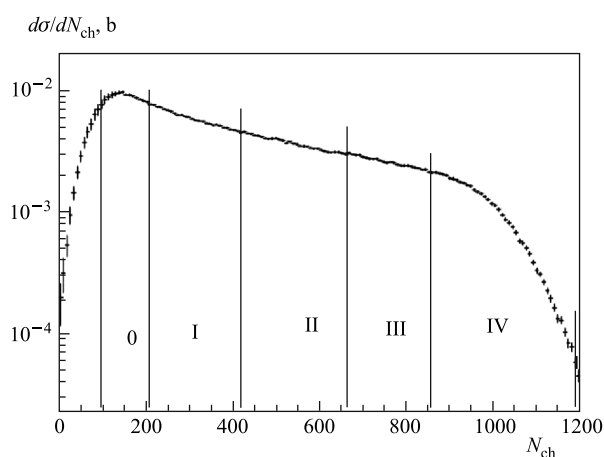


Рис. 10. Экспериментальное распределение по множественности заряженных частиц в Pb + Pb-столкновениях при энергии 160A ГэВ и его разбиение на пять классов центральности

Таблица 2. Границы диапазона множественности заряженных частиц для пяти классов центральности и средние значения числа раненых нуклонов $\langle N_w \rangle$ и прицельного параметра $\langle b \rangle$ для каждого класса центральности

Класс центральности	% от σ_{inel}	N_{ch}	$\langle N_w \rangle$	$\langle b \rangle$, фм
0	40–53	$96 < N_{ch} < 206$	62 ± 4	$10,43 \pm 0,14$
I	23–40	$206 < N_{ch} < 420$	121 ± 4	$8,57 \pm 0,12$
II	11–23	$420 < N_{ch} < 664$	209 ± 3	$6,30 \pm 0,09$
III	5–11	$664 < N_{ch} < 857$	290 ± 2	$4,22 \pm 0,06$
IV	0–5	$857 < N_{ch} < 1192$	349 ± 1	$2,46 \pm 0,02$

сечение, составляющее фиксированную долю от полного неупругого сечения Pb + Pb-столкновений. Точные границы классов центральности, установленные в эксперименте NA57, приведены в табл. 2.

3.3. Выводы. Экспериментальная установка NA57 создана для изучения процессов рождения странных частиц в Pb + Pb-столкновениях при энергии SPS. Детекторный комплекс установки включает трековый детектор, предназначенный для регистрации продуктов распада странных и мультистранных адронов, и детектор множественности заряженных частиц, при помощи которого определяется центральность ядро-ядерных столкновений. Методика обработки экспериментальных данных позволяет определять выходы K_S^0 -мезонов и Λ^0 -, Ξ^- - и Ω^- -гиперонов и их античастиц и строить распределения для всех зарегистрированных странных частиц по быстрой и поперечной массе в зависимости от степени центральности Pb + Pb-столкновений.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА NA57

Основными физическими результатами, представленными в этом разделе, являются распределения странных частиц по поперечной массе и быстрой и их выходы, измеренные в центральных столкновениях ядер свинца при двух значениях энергии 40 и 160 ГэВ на нуклон. Особое внимание уделено анализу зависимости измеренных спектров и выходов от энергии сталкивающихся ядер и степени центральности ядро-ядерных столкновений.

4.1. Распределения странных частиц по поперечной массе в Pb + Pb-столкновениях при 160А ГэВ. Распределения странных частиц по поперечной массе m_T , измеренные для 53 % наиболее центральных Pb + Pb-взаимодействий при энергии 160А ГэВ, представлены на рис. 11. Экспериментальные m_T -спектры фитировались выражением (40). Значения параметров аппроксимирующей функции (40) для каждого типа гиперонов находились методом максимального правдоподобия. На рис. 11 на экспериментальные распределения наложены аппроксимирующие зависимости, изображенные сплошными линиями. Как видно, форма всех спектров хорошо описывается экспоненциальными функциями.

В табл. 3 приведены значения параметров наклона спектров гиперонов с указанием только статистической ошибки. Суммарная систематическая ошибка, связанная с процедурой отбора событий, гипотезой о факторизации двойных дифференциальных сечений и учетом остаточного комбинаторного фона, составляет 10 % для всех гиперонов. В пределах погрешности параметры наклона находятся в согласии со значениями, измеренными коллаборацией

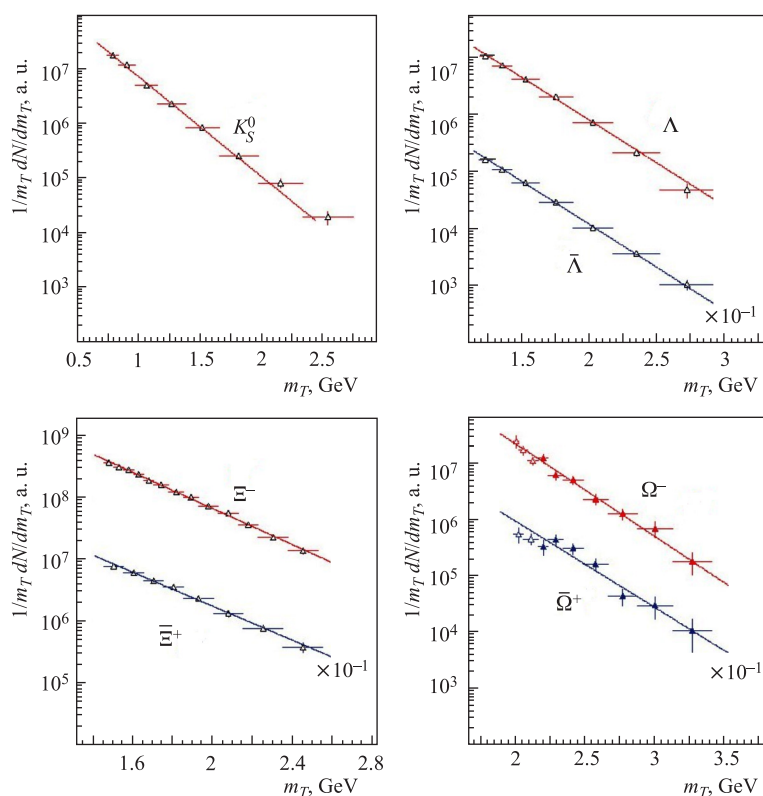


Рис. 11. Распределения странных частиц по поперечной массе в Pb + Pb-столкновениях при энергии 160A ГэВ

Таблица 3. Параметры наклона m_T -спектров странных частиц для 53 % наиболее центральных Pb + Pb-взаимодействий при энергии 160A ГэВ (в МэВ)

K_S^0	Λ	Ξ^-	Ω^-	$\bar{\Lambda}$	Ξ^+	$\bar{\Omega}^+$
237 ± 4	289 ± 7	297 ± 5	264 ± 19	287 ± 6	316 ± 11	284 ± 28

WA97 [75] в более узкой области центральности, соответствующей 40 % наиболее центральных неупругих Pb + Pb-столкновений.

Компиляция экспериментальных данных о параметрах наклонов m_T -спектров различных адронов, рождающихся в Pb + Pb-взаимодействиях при энергии 160A ГэВ, показана на рис. 12. Результаты, полученные в различных экспериментах на SPS [76–80], представлены в зависимости от массы

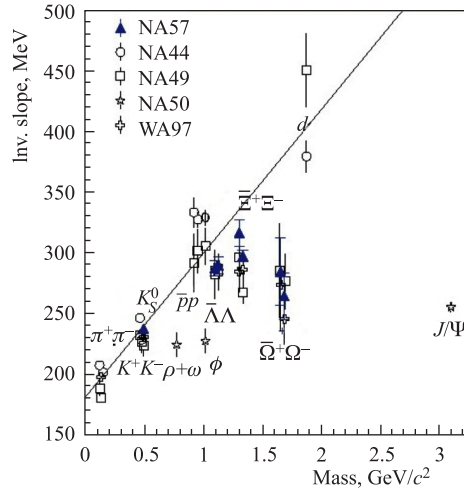


Рис. 12. Параметры наклонов m_T -спектров адронов в Pb + Pb-взаимодействиях при энергии 160A ГэВ в зависимости от массы частицы. Приведены только статистические ошибки. Для наглядности через точки π , K и p проведена прямая линия

частицы. Как видно, значения параметров обратных наклонов для Ξ^- и Ω^- -гиперонов лежат существенно ниже линии, проведенной через точки, отвечающие π -мезонам, каонам и протонам. В рамках статистической модели этот факт можно объяснить более ранним вымораживанием мультистранных гиперонов [81].

Для изучения характеристик гиперонов в зависимости от степени центральности ядро-ядерных столкновений m_T -спектры строились отдельно для каждого из пяти классов центральности, определенных в табл. 2. Полученные распределения показаны на рис. 13 совместно с аппроксимирующими их экспоненциальными функциями (40), параметры наклона которых приведены в табл. 4. Обращают на себя внимание следующие особенности полученных результатов:

1) параметры наклона для Λ , Ξ^+ и, возможно, также для $\bar{\Lambda}$ возрастают с ростом степени центральности Pb + Pb-взаимодействий, оставаясь практически постоянными для K_S^0 -мезонов и Ξ^- -гиперонов;

2) параметры наклона для каждого типа гиперона и его античастицы сравнимы в пределах ошибки для центральных и полужентральных Pb + Pb-взаимодействий (классы центральности I–IV).

Отметим, что наблюдаемая барион-антибарионная симметрия в форме m_T -спектров может свидетельствовать о том, что гипероны и антигипероны

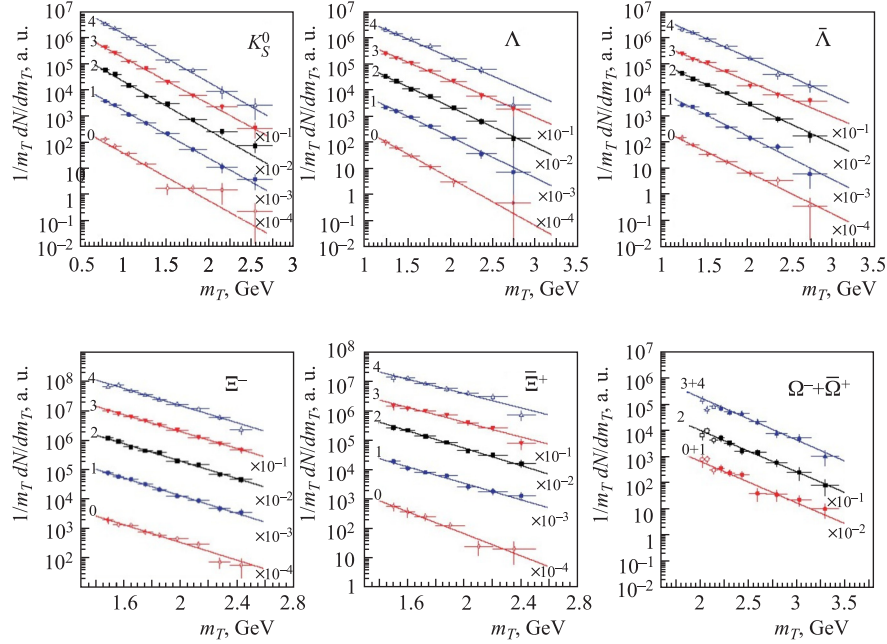


Рис. 13. Распределения странных частиц по поперечной массе в Pb + Pb-столкновениях при энергии 160A ГэВ для пяти классов центральности

Таблица 4. Параметры наклона m_T -спектров странных частиц для пяти классов центральных Pb + Pb-взаимодействий при энергии 160A ГэВ

Гиперон	0	I	II	III	IV
K_S^0	239 ± 15	239 ± 8	233 ± 7	244 ± 8	234 ± 9
Λ	237 ± 19	274 ± 13	282 ± 12	315 ± 14	305 ± 15
$\bar{\Lambda}$	277 ± 19	264 ± 11	283 ± 10	313 ± 14	295 ± 14
Ξ^-	290 ± 20	290 ± 11	295 ± 9	304 ± 11	299 ± 12
$\bar{\Xi}^+$	232 ± 29	311 ± 23	294 ± 18	346 ± 28	356 ± 31
$\Omega^- + \bar{\Omega}^+$	274 ± 34		274 ± 28		268 ± 23

рождаются в ядро-ядерных столкновениях посредством одинакового механизма.

4.2. Распределения странных частиц по поперечной массе в Pb + Pb-столкновениях при 40A ГэВ. Распределения странных частиц по поперечной массе m_T , измеренные для 53% наиболее центральных Pb + Pb-

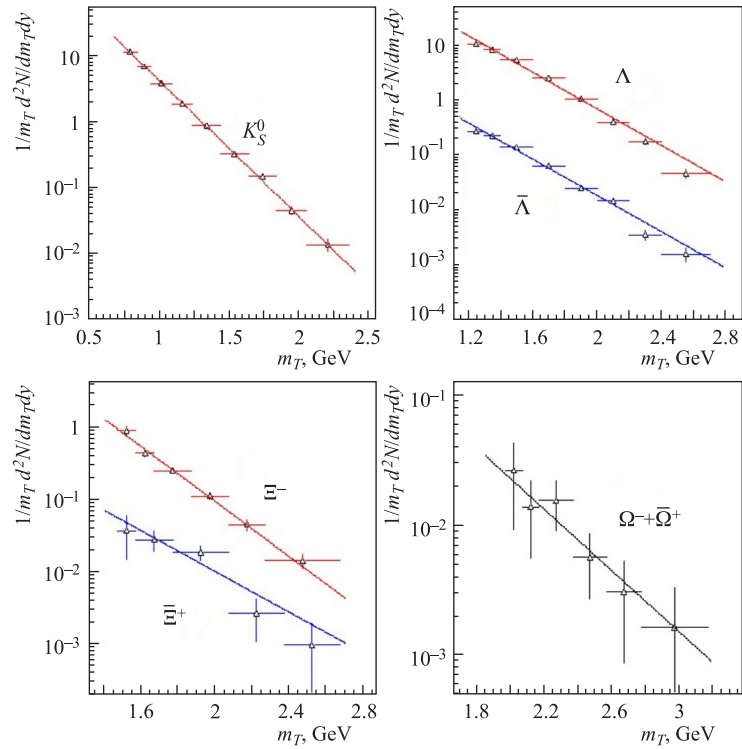


Рис. 14. Распределения странных частиц по поперечной массе в Pb + Pb-столкновениях при энергии 40A ГэВ

Таблица 5. Параметры наклона m_T -спектров странных частиц для 53 % наиболее центральных Pb + Pb-взаимодействий при энергии 40A ГэВ (в МэВ)

K_S^0	Λ	Ξ^-	$\bar{\Lambda}$	Ξ^+	$\Omega^- + \bar{\Omega}^+$
212 ± 4	261 ± 4	228 ± 12	263 ± 6	308 ± 63	368 ± 120

взаимодействий при энергии 40A ГэВ, представлены на рис. 14 совместно с результатами их аппроксимации экспоненциальными функциями (40). Значения параметров наклона спектров приведены в табл. 5 с указанием только статистической ошибки. Суммарная систематическая ошибка составляет 12 % для Ω -гиперонов и 8 % для всех остальных типов странных частиц.

Как и в случае Pb + Pb-столкновений при энергии 160A ГэВ, m_T -спектры Λ - и $\bar{\Lambda}$ -гиперонов имеют совпадающие в пределах 2 % параметры наклона. Большая статистическая ошибка, связанная с m_T -распределением для Ξ^+ , не

позволяет сделать вывод о барион-антибарионной симметрии m_T -спектров Ξ -гиперонов в Pb + Pb-столкновениях при энергии 40А ГэВ.

На рис. 15 приведено сравнение параметров наклона m_T -спектров адронов, измеренных на установке NA57 в Pb + Pb-столкновениях при двух значениях энергии 40А и 160А ГэВ, в зависимости от массы частицы. На рисунке

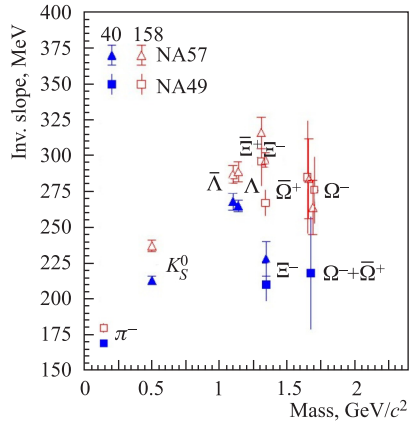


Рис. 15. Сравнение параметров наклонов m_T -спектров адронов в Pb + Pb-взаимодействиях при энергии 40А и 160А ГэВ

представлены также результаты для отрицательных пионов [82] и мультистранных гиперонов [83, 84], полученные коллаборацией NA49. Как видно, параметры наклона при меньшей энергии на 7% меньше для нестранных частиц и гиперонов со странностью $|S| = 1$ и на 20% меньше для мультистранных гиперонов.

Спектры по поперечной массе в Pb + Pb-столкновениях при энергии 40А ГэВ, измеренные в каждом из пяти классов центральности, представлены на рис. 16 для K_S^0 , Λ , $\bar{\Lambda}$ и Ξ^- . Для более редких Ξ^+ и Ω -гиперонов набранная статистика оказалась недостаточной для изучения зависимости их спектров от степени центральности Pb + Pb-столкновений. На рис. 16 на экспериментальные распределения наложены аппроксимирующие их экспоненциальные функции (40), параметры наклона которых приведены в табл. 6 в зависимости от класса центральности.

Как видно из табл. 6, происходит возрастание параметров наклона спектров для частиц со странностью $|S| = 1$ при переходе от класса 0 к классу I. В классах центральности с первого по четвертый параметры наклона для спектров этих частиц остаются приблизительно постоянными. Отмеченная выше барион-антибарионная симметрия m_T -спектров Λ -гиперонов сохраняется как

Таблица 6. Параметры наклона m_T -спектров странных частиц для пяти классов центральных Pb + Pb-взаимодействий при энергии 40А ГэВ

Гиперон	0	I	II	III	IV
K_S^0	194 ± 12	216 ± 7	209 ± 5	219 ± 6	209 ± 7
Λ	208 ± 12	255 ± 9	264 ± 7	260 ± 7	279 ± 9
$\bar{\Lambda}$	186 ± 17	248 ± 12	257 ± 11	303 ± 15	276 ± 16
Ξ^-	235 ± 67	230 ± 30	255 ± 26	222 ± 20	206 ± 22

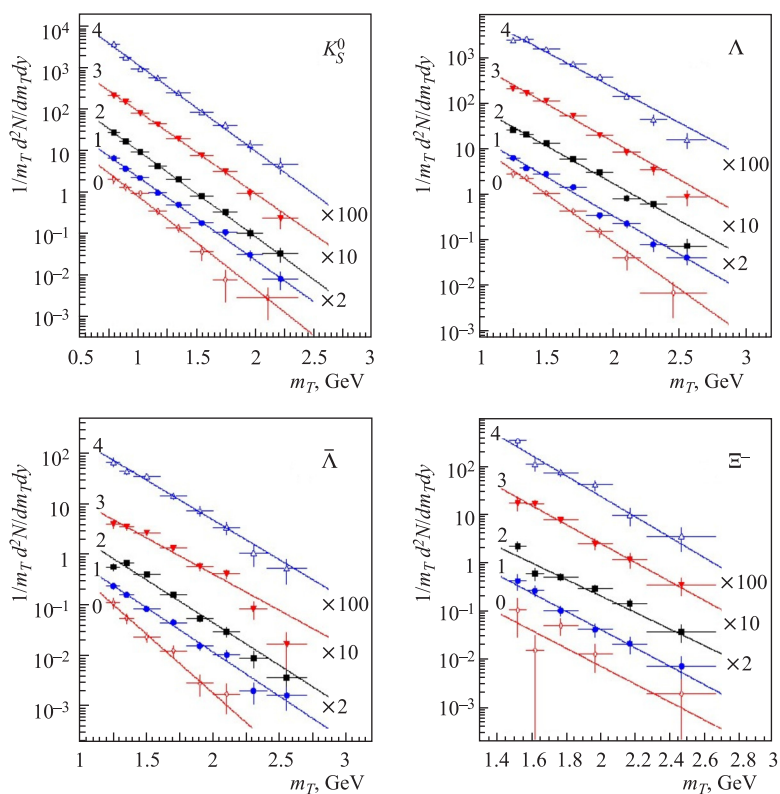


Рис. 16. Распределения странных частиц по поперечной массе в Pb + Pb-столкновениях при энергии 40A ГэВ для пяти классов центральности

функция центральности. В пределах ошибок не наблюдается зависимости от центральности m_T -спектров Ξ^- -гиперонов. Заметим, что параметры наклона для Ξ^- -гиперонов оказываются меньше, чем для Λ - и $\bar{\Lambda}$ -частиц, и сравнимыми с параметрами наклона для легкого K_S^0 -мезона для всех классов центральности, за исключением нулевого, где устанавливается массовая иерархия наклонов $T(\Lambda) < T(\Xi^-)$.

4.3. Выходы странных частиц в Pb + Pb-столкновениях при 160A ГэВ.

Экспериментальные значения выходов гиперонов в Pb + Pb-столкновениях при энергии 160A ГэВ в зависимости от степени центральности представлены в табл. 7 с указанием их статистических и систематических ошибок.

Для сравнения выходов странных частиц в ядро-ядерных столкновениях с их выходами в нуклон-ядерных реакциях воспользуемся результатами, полученными коллаборацией W97 для взаимодействий $p + \text{Be}$ и $p + \text{Pb}$ при той же

Таблица 7. Выходы гиперонов в Pb + Pb-столкновениях для пяти классов центральности при энергии 160А ГэВ. На первом месте указаны статистические ошибки, на втором месте — систематические ошибки

Гиперон	Класс центральности для реакции Pb + Pb		
	0	I	II
Λ	$2,30 \pm 0,22 \pm 0,23$	$5,19 \pm 0,29 \pm 0,51$	$9,5 \pm 0,5 \pm 0,9$
$\bar{\Lambda}$	$0,41 \pm 0,03 \pm 0,04$	$0,80 \pm 0,04 \pm 0,08$	$1,58 \pm 0,07 \pm 0,16$
Ξ^-	$0,181 \pm 0,013 \pm 0,018$	$0,52 \pm 0,02 \pm 0,05$	$1,07 \pm 0,04 \pm 0,11$
$\bar{\Xi}^+$	$0,045 \pm 0,007 \pm 0,004$	$0,14 \pm 0,01 \pm 0,01$	$0,29 \pm 0,02 \pm 0,03$
Ω^-	$0,024 \pm 0,016 \pm 0,004$	$0,064 \pm 0,013 \pm 0,010$	$0,17 \pm 0,03 \pm 0,03$
$\bar{\Omega}^+$	$0,013 \pm 0,008 \pm 0,002$	$0,031 \pm 0,010 \pm 0,004$	$0,064 \pm 0,015 \pm 0,010$
	III	IV	0-IV
Λ	$15,0 \pm 0,8 \pm 1,5$	$18,5 \pm 1,1 \pm 1,8$	$7,84 \pm 0,21 \pm 0,78$
$\bar{\Lambda}$	$1,81 \pm 0,10 \pm 0,18$	$2,44 \pm 0,14 \pm 2,4$	$1,17 \pm 0,03 \pm 0,12$
Ξ^-	$1,80 \pm 0,07 \pm 0,18$	$2,08 \pm 0,09 \pm 0,21$	$0,852 \pm 0,015 \pm 0,085$
$\bar{\Xi}^+$	$0,37 \pm 0,03 \pm 0,04$	$0,51 \pm 0,04 \pm 0,05$	$0,209 \pm 0,007 \pm 0,021$
Ω^-	$0,22 \pm 0,04 \pm 0,03$	$0,31 \pm 0,07 \pm 0,05$	$0,118 \pm 0,011 \pm 0,012$
$\bar{\Omega}^+$	$0,11 \pm 0,03 \pm 0,02$	$0,16 \pm 0,04 \pm 0,02$	$0,054 \pm 0,007 \pm 0,005$

энергии 160 ГэВ [18, 59, 85]. Для этого в качестве меры усиленного выхода странности в ядро-ядерных столкновениях будем использовать гиперонные факторы $R(H)$, определив их как отношение выходов гиперонов с данным значением странности в ядро-ядерных и $p + \text{Be}$ -столкновениях, нормируя выходы на среднее число нуклонов-участников:

$$R(H) = \left(\frac{Y(H)}{\langle N_p \rangle} \right)_{AA} / \left(\frac{Y(H)}{\langle N_p \rangle} \right)_{p\text{Be}}, \quad \text{где } H = \Lambda, \bar{\Lambda}, \Xi^-, \bar{\Xi}^+, \Omega^-, \bar{\Omega}^+. \quad (44)$$

Напомним, что к участникам относятся только те нуклоны сталкивающихся ядер, которые испытали хотя бы одно неупругое взаимодействие с другими нуклонами. В рамках модели раненых нуклонов [73] множественность адронов, рожденных в ядро-ядерных столкновениях при высоких энергиях, считается пропорциональной их множественности в нуклон-нуклонных взаимодействиях, причем коэффициентом пропорциональности является как раз среднее число нуклонов-участников. Принимая эту гипотезу, можно ожидать, что если ядро-ядерное взаимодействие сводится к некогерентной суперпозиции нуклон-нуклонных взаимодействий, то определенные по формуле (44) гиперонные факторы будут одинаковыми для всех гиперонов.

Гиперонные факторы, определенные для 53% наиболее центральных Pb + Pb-взаимодействий, отобранных в ходе эксперимента триггером центральности, представлены на рис. 17 в зависимости от количества странных

кварков или антикварков, входящих в состав данного гиперона. Ω^- - и $\bar{\Omega}^+$ -частицы были объединены в одну группу со странностью $|S| = 3$ в связи с их ограниченной статистикой в случае $p + \text{Ве}$ -столкновений. Как видно, имеет место отчетливая иерархия усиленных выходов странности: значения гиперонных факторов растут с ростом числа странных кварков как для гиперонов, так и для антигиперонов, достигая максимального значения (~ 20) для Ω -частиц, состоящих из трех странных кварков или антикварков.

Поведение гиперонных факторов в зависимости от степени центральности $\text{Pb} + \text{Pb}$ -столкновений показано на рис. 18, где их экспериментальные значения, полученные для пяти классов центральности, представлены совместно с результатами эксперимента WA97 для взаимодействий $p + \text{Ве}$ и $p + \text{Pb}$. Зависимости $R(H)$ от числа нуклонов-участников приведены отдельно для гиперонов, содержащих по крайней мере один общий с нуклоном валентный кварк (Λ , Ξ^-), и для остальных частиц, не содержащих в качестве

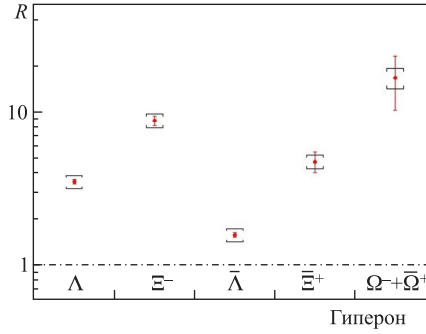


Рис. 17. Гиперонные факторы, определенные для 53 % наиболее центральных $\text{Pb} + \text{Pb}$ -взаимодействий при энергии 160А ГэВ. Квадратными скобками показаны систематические ошибки

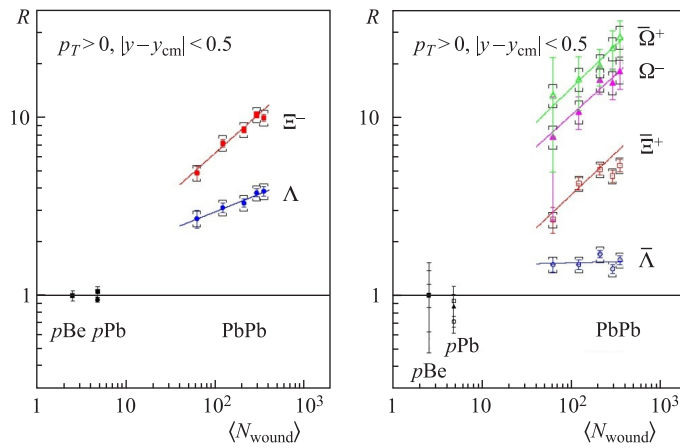


Рис. 18. Гиперонные факторы в $\text{Pb} + \text{Pb}$ -столкновениях при энергии 160А ГэВ как функция числа раненых нуклонов. Квадратными скобками показаны систематические ошибки. Сплошные линии соответствуют аппроксимации экспериментальных зависимостей степенным законом

валентных u - и d -кварки ($\bar{\Lambda}$, $\bar{\Xi}^+$, Ω^- , $\bar{\Omega}^+$). Это сделано из тех соображений, что механизмы рождения частиц, разделенных на две такие группы, могут быть принципиально различными.

Следует отметить, что нормированные выходы гиперонов в случае взаимодействий $p + \text{Вe}$ и $p + \text{Pb}$ совпадают друг с другом в пределах ошибок, тогда как в случае столкновений двух ядер свинца результаты демонстрируют значительную зависимость усиленного выхода странности от центральности для всех частиц, за исключением $\bar{\Lambda}$ -гиперонов. Заметим также, что для двух наиболее центральных классов, отвечающих 10 % наиболее центральных столкновений, нельзя исключить возможное насыщение гиперонных факторов, особенно для Ξ^- - и $\bar{\Xi}^+$ -частиц.

Чтобы изучить поведение усиленного выхода странности в ядро-ядерных столкновениях в зависимости от центральности, приведенные на рис. 18 распределения аппроксимировались степенными функциями $R = a \langle N_{\text{wound}} \rangle^b$. Удовлетворительное описание было получено для всех частиц, кроме Ξ^- и $\bar{\Xi}^+$, для которых степенная аппроксимация дает хороший χ^2 только без учета двух наиболее центральных классов. Аппроксимирующие зависимости показаны на рис. 18 сплошными линиями, а значения показателя b приведены в табл. 8.

Таблица 8. Значения показателя b в степенной аппроксимации $R = a \langle N_{\text{wound}} \rangle^b$ гиперонных факторов

Λ	Ξ^-	Ω^-	$\bar{\Lambda}$	$\bar{\Xi}^+$	$\bar{\Omega}^+$
$0,21 \pm 0,05$	$0,45 \pm 0,04$	$0,45 \pm 0,28$	$0,01 \pm 0,07$	$0,47 \pm 0,10$	$0,49 \pm 0,29$

Как следует из представленных результатов, все мультистранные гипероны с $|S| \geq 2$ характеризуются близкими значениями параметра $b \sim 0,45$. Усиление выхода Λ -частиц в меньшей степени зависит от центральности ($b \sim 0,2$), тогда как в случае $\bar{\Lambda}$ -гиперонов эта зависимость совсем отсутствует ($b \sim 0$). При очевидном сходстве распределений по центральности для мультистранных гиперонов их существенное различие для Λ и $\bar{\Lambda}$ кажется удивительным. Это может быть связано с различными механизмами образования этих гиперонов либо с сильным поглощением $\bar{\Lambda}$ -частиц в адронной среде.

4.4. Выходы странных частиц в Pb + Pb-столкновениях при 40А ГэВ.

Экспериментальные значения выходов гиперонов для 53 % наиболее центральных Pb + Pb-столкновений при энергии 40А ГэВ представлены в табл. 9 в сравнении с их выходами, измеренными при энергии 160А ГэВ. Как видно, при переходе от энергии сталкивающихся ядер 40А ГэВ к энергии 160А ГэВ выходы Λ - и Ξ^- -гиперонов в центральной области быстротных распределений возрастают на 10 и 20 % соответственно, тогда как выходы соответствующих античастиц увеличиваются более чем в пять раз. Рождение Ω -гиперонов характеризуется еще более сильным возрастанием их выходов: Ω^- -гиперонов

Таблица 9. Выходы гиперонов в центральной быстрой области $|y - y^*| < 0,5$ для 53 % наиболее центральных Pb + Pb-столкновений для пяти классов центральности при энергии 40А и 160А ГэВ. На первом месте указаны статистические ошибки, на втором месте — систематические ошибки

Гиперон	Выходы	
	$E = 40A$ ГэВ	$E = 160A$ ГэВ
Λ	$7,18 \pm 0,13 \pm 0,72$	$7,84 \pm 0,21 \pm 0,78$
$\bar{\Lambda}$	$0,188 \pm 0,005 \pm 0,019$	$1,17 \pm 0,03 \pm 0,12$
Ξ^-	$0,635 \pm 0,041 \pm 0,064$	$0,852 \pm 0,015 \pm 0,085$
$\bar{\Xi}^+$	$0,044 \pm 0,008 \pm 0,004$	$0,209 \pm 0,007 \pm 0,021$
Ω^-	$0,039 \pm 0,014 \pm 0,004$	$0,118 \pm 0,011 \pm 0,012$
$\bar{\Omega}^+$	$0,007 \pm 0,003 \pm 0,001$	$0,054 \pm 0,007 \pm 0,005$

при энергии 160А ГэВ образуется в три раза больше, а $\bar{\Omega}^+$ — в семь раз больше, чем при энергии 40А ГэВ. Эти результаты можно понять, принимая гипотезу о более высокой барионной плотности файербола, образующегося в ядро-ядерных столкновениях при меньшей энергии.

Наряду с полными выходами гиперонов в Pb + Pb-столкновениях при энергии 40А ГэВ исследовалась их зависимость от степени центральности соударений. На рис. 19 для сравнения показаны выходы Λ - и Ξ^- -гиперонов для каждого из пяти классов центральности при энергии 40А и 160А ГэВ. Пунктирные линии демонстрируют ожидаемое поведение выходов в случае их линейного роста с числом раненых нуклонов. Как видно, выходы Λ - и Ξ^- -гиперонов в наиболее центральных классах имеют одинаковое в пределах погрешности значение при обеих энергиях. Отметим, что выходы с ростом числа нуклонов-участников растут быстрее, чем по линейному закону, причем зависимость от степени центральности оказывается сильнее для выходов гиперонов, образующихся в Pb + Pb-столкновениях при меньшей энергии.

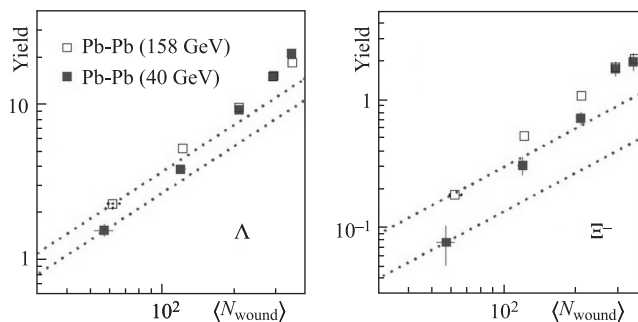


Рис. 19. Выходы Λ - и Ξ^- -гиперонов в Pb + Pb-столкновениях при энергии 40А и 160А ГэВ в зависимости от числа раненых нуклонов

Как и в случае Pb + Pb-столкновений при энергии 160А ГэВ, было исследовано усиление выхода странности при переходе от $p + \text{Be}$ -столкновений к Pb + Pb-столкновениям при энергии 40А ГэВ. На рис. 20 представлена зависимость гиперонных факторов, определенных по формуле (44) для Λ -, $\bar{\Lambda}$ - и Ξ^- -гиперонов, от числа раненых нуклонов в Pb + Pb-взаимодействиях при энергии 40А ГэВ. Стрелкой на рис. 21 показан нижний предел гиперонного фактора для Ξ^+ -частицы, определенный в связи с малой статистикой для четырех наиболее центральных классов при 95 %-м уровне значимости. Как видно, имеет место значительное усиление выхода странных частиц, причем с увеличением странности гиперона наблюдается такая же массовая иерархия степени усиления $R(\Lambda) < R(\Xi^-)$ и $R(\bar{\Lambda}) < R(\Xi^+)$, которая была обнаружена при более высокой энергии (см. рис. 18).

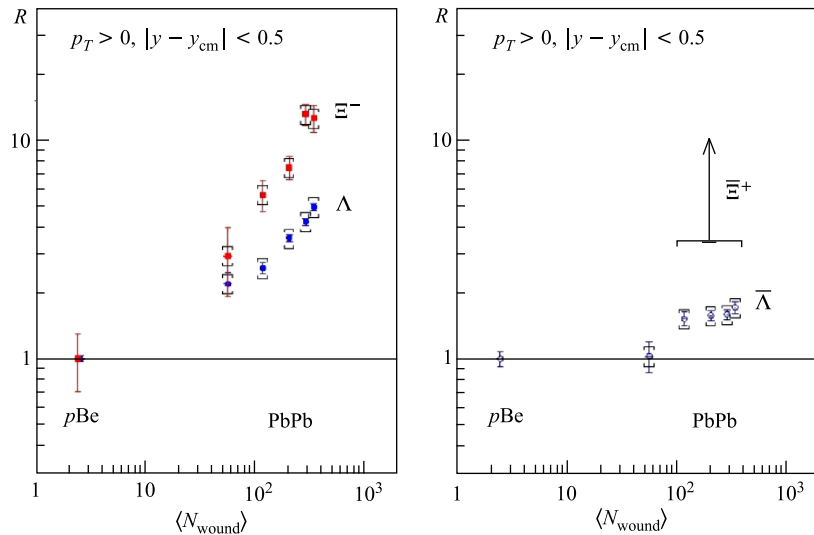


Рис. 20. Гиперонные факторы Λ - и Ξ^- -гиперонов в Pb + Pb-столкновениях при энергии 40А ГэВ в зависимости от числа раненых нуклонов

На рис. 21 приведено сравнение гиперонных факторов, измеренных при двух значениях энергии Pb + Pb-столкновений. Для наиболее центральных соударений (III и IV классы центральности) усиление выхода странных частиц больше при энергии 40А ГэВ, чем при энергии 160А ГэВ, причем при меньшей энергии наблюдается более крутой ход зависимости выходов гиперонов от степени центральности. Отметим, что энергетическая зависимость усиленного выхода странности на качественном уровне согласуется с предсказаниями статистической модели, основанной на каноническом подавлении странности [86], однако эта модель не воспроизводит ни крутизны наблюда-

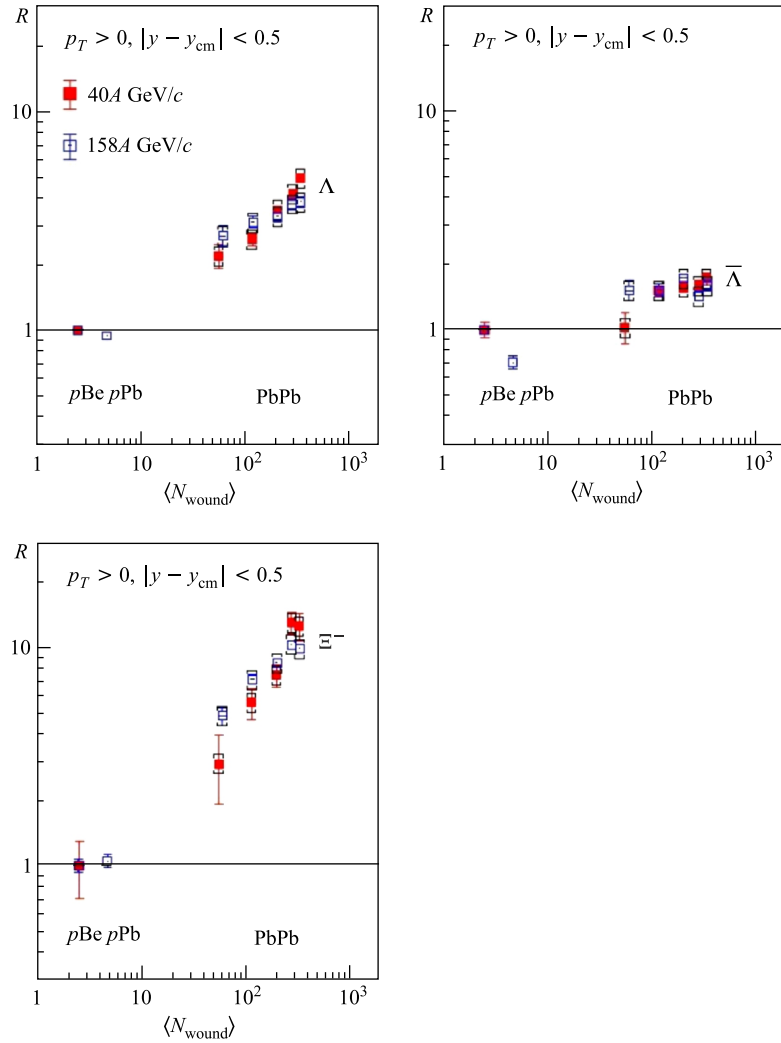


Рис. 21. Сравнение гиперонных факторов Λ -, $\bar{\Lambda}$ - и Ξ^- -гиперонов в $\text{Pb} + \text{Pb}$ -столкновениях при энергии $40A$ и $160A$ ГэВ

емой зависимости от степени центральности ядро-ядерных соударений, ни абсолютных значений гиперонных факторов.

4.5. Отношения выходов гиперонов при энергиях SPS и RHIC. На основании абсолютных значений выходов гиперонов, измеренных в $\text{Pb} + \text{Pb}$ -взаимодействиях при двух значениях энергии, были построены различные их от-

ношения, приведенные в табл. 10. На рис. 22 отношения выходов частиц к выходам античастиц показаны отдельно от смешанных отношений выходов различных типов гиперонов. На рис. 22 приведены только статистические ошибки. Оцененные систематические ошибки составляют 5 % для отношений выходов частиц к античастицам и 10 % для смешанных отношений.

Таблица 10. Отношения выходов гиперонов в 53 % наиболее центральных Pb + Pb-столкновений при энергии 40A и 160A ГэВ

Отношения	$E = 40A$ ГэВ	$E = 160A$ ГэВ
$\bar{\Lambda}/\Lambda$	$0,026 \pm 0,001$	$0,149 \pm 0,006$
$\bar{\Xi}^+/\Xi^-$	$0,069 \pm 0,013$	$0,245 \pm 0,009$
$\bar{\Omega}^+/\Omega^-$	$0,18 \pm 0,10$	$0,458 \pm 0,073$
Ω^-/Ξ^-	$0,061 \pm 0,022$	$0,138 \pm 0,013$
$\bar{\Omega}^+/\bar{\Xi}^+$	$0,159 \pm 0,074$	$0,258 \pm 0,035$
Ξ^-/Λ	$0,088 \pm 0,006$	$0,109 \pm 0,003$
$\bar{\Xi}^+/\bar{\Lambda}$	$0,234 \pm 0,043$	$0,179 \pm 0,008$

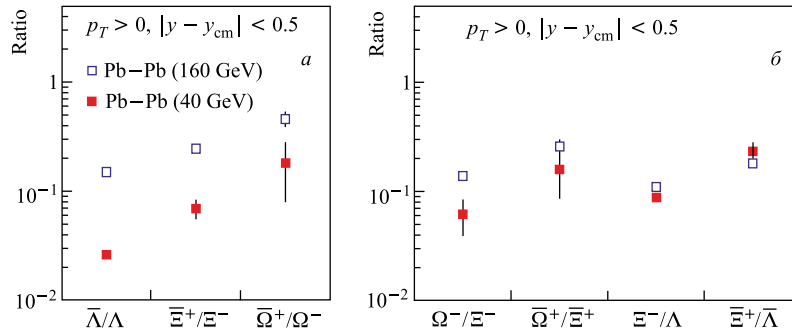


Рис. 22. Отношения выходов гиперонов к выходам антигиперонов (а) и смешанные отношения выходов гиперонов (б) в 53 % наиболее центральных Pb + Pb-столкновений при энергии 40A и 160A ГэВ

При переходе от энергии 40A ГэВ к энергии 160A ГэВ отношения выходов гиперонов к выходам антигиперонов возрастают, причем их рост оказывается наибольшим для Λ -частиц. Для смешанных отношений не наблюдается существенных изменений, за исключением отношения Ω^-/Ξ^- , которое возрастает более чем в два раза.

Для сравнения результатов, полученных в эксперименте NA57 при энергии SPS, с результатами эксперимента STAR на RHIC, в котором изучались выходы гиперонов в Au + Au-столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 130$ ГэВ, была осуществлена выборка гиперонов в том же диапазоне центральности, в котором они регистрировались на установке STAR [87]. В табл. 11 приведены соответствующие значения выходов K_S^0 -мезонов и Λ -, Ξ - и Ω -гиперонов,

Таблица 11. Выходы гиперонов в центральной быстрой области в 5, 10 и 11 % наиболее центральных Pb + Pb-столкновений для Λ -, Ξ - и Ω -гиперонов соответственно при энергии 40А и 160А ГэВ

Гиперон	Выходы	
	$E = 40A$ ГэВ	$E = 160A$ ГэВ
Λ	$21,1 \pm 0,8 \pm 2,1$	$18,5 \pm 1,1 \pm 1,9$
$\bar{\Lambda}$	$0,44 \pm 0,03 \pm 0,04$	$2,47 \pm 0,14 \pm 0,25$
Ξ^-	$1,84 \pm 0,16 \pm 0,18$	$1,91 \pm 0,05 \pm 0,19$
$\bar{\Xi}^+$	$0,068 \pm 0,021 \pm 0,007$	$0,422 \pm 0,023 \pm 0,042$
Ω^-	$0,085 \pm 0,046 \pm 0,009$	$0,259 \pm 0,037 \pm 0,026$
$\bar{\Omega}^+$	$0,035 \pm 0,020 \pm 0,004$	$0,129 \pm 0,022 \pm 0,013$

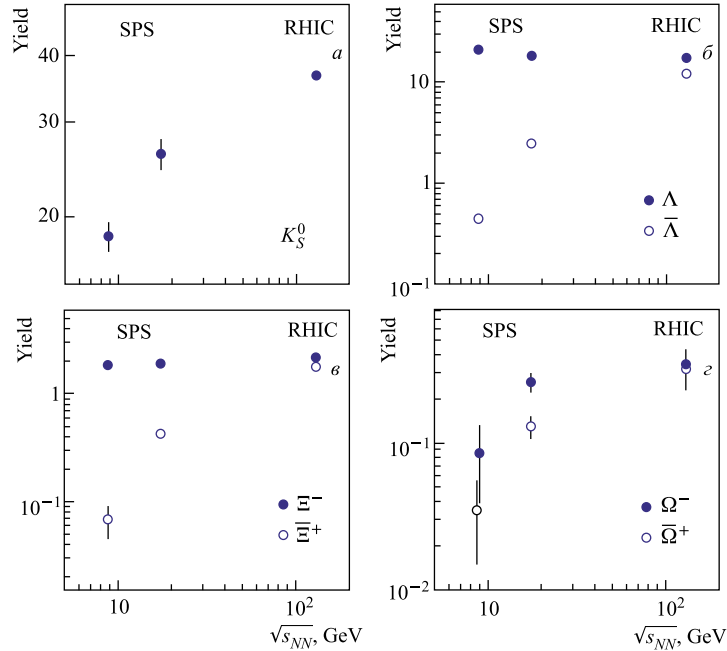


Рис. 23. Выходы гиперонов в центральной быстрой области при энергиях SPS и RHIC. Отобранные данные соответствуют 6, 5, 10 и 11 % наиболее центральных Pb + Pb-столкновений для K_S^0 -мезонов (а) и гиперонов Λ (б), Ξ (в) и Ω (г) соответственно

определенные для 6, 5, 10 и 11 % наиболее центральных Pb + Pb-столкновений при энергии 40А ГэВ ($\sqrt{s_{NN}} = 8,8$ ГэВ) и 160А ГэВ ($\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ ГэВ), а на рис. 23 они показаны в сравнении с результатами эксперимента STAR. Как видно, выходы Λ - и Ξ^- -гиперонов изменяются незначительно при пере-

ходе от энергий SPS к энергиям RHIC, тогда как для выходов антигиперонов наблюдается отчетливая энергетическая зависимость.

На рис. 24 отношения выходов антигиперонов к выходам гиперонов представлены как функция от энергии $\sqrt{s_{NN}}$. При энергии RHIC эти отношения также возрастают с ростом странности гиперона, но в гораздо меньшей степени, чем при энергии SPS. Все три отношения являются возрастающими функциями от энергии, причем энергетическая зависимость оказывается слабее для частиц с более высоким содержанием странности. Такое поведение отношений выходов согласуется с гипотезой об уменьшении барионной плотности файерболла при возрастании энергии сталкивающихся ядер.

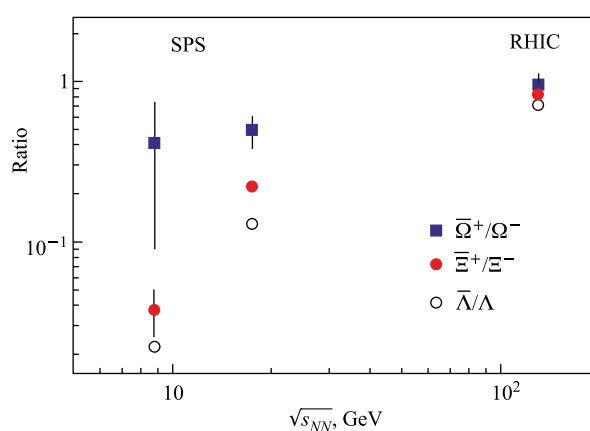


Рис. 24. Сравнение отношений выходов антигиперонов к выходам гиперонов в центральной быстрой области при энергиях SPS и RHIC. Отобранные данные соответствуют 5, 10 и 11 % наиболее центральных Pb + Pb-столкновений для Λ -, Ξ - и Ω -гиперонов соответственно

4.6. Быстротные распределения гиперонов в Pb + Pb-столкновениях при энергии 160А ГэВ. В отличие от спектров адронов по поперечной массе, изучение которых проливает свет на поперечное расширение файерболла, образующегося в центральных столкновениях ядер, быстротные распределения позволяют изучать особенности продольной динамики ядро-ядерных взаимодействий. Известно, что наблюдаемая асимметрия между числом протонов и антипротонов, рожденных в ядро-ядерных столкновениях, может быть интерпретирована как следствие ядерного стопинга [88]. Если гипероны, подобно протонам, сохраняют «память» о начальной барионной плотности, то продольные распределения гиперонов и антигиперонов должны быть похожи на распределения протонов и антипротонов.

Экспериментальные быстротные распределения, полученные для 53 % наиболее центральных Pb + Pb-столкновений при энергии 160А ГэВ, пока-

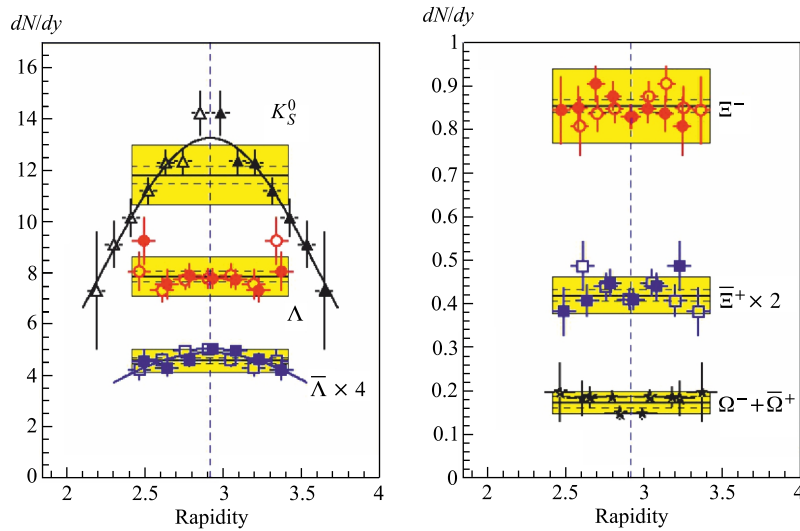


Рис. 25. Быстротные распределения странных частиц для 53 % наиболее центральных Pb + Pb-взаимодействий при энергии 160A ГэВ

заны на рис. 25 темными символами. Для всех гиперонов измеренные быстротные распределения симметричны в пределах статистической ошибки относительно быстроты центра масс сталкивающихся ядер («центральной» быстроты). Этим свойством не обладает быстротный спектр для K_S^0 -мезонов, для которых область оптимального акцептанса лежит практически по одну сторону от центральной быстроты. Симметрия системы сталкивающихся ядер свинца позволяет проводить отражение быстротных распределений относительно центральной быстроты. На рис. 25 такие отраженные распределения представлены светлыми символами.

Как видно из рис. 25, быстротные распределения Λ , Ξ^- , Ξ^+ и Ω в пределах ошибок являются плоскими в границах акцептанса экспериментальной установки NA57. Для K_S^0 - и $\bar{\Lambda}$ -спектров наблюдается явная зависимость от быстроты, которая хорошо описывается распределением Гаусса с максимумом в точке, соответствующей центральной быстроте y_{cm} . Параметры гауссианов, полученные методом наименьших квадратов для K_S^0 - и $\bar{\Lambda}$ -распределений, представлены в табл. 12.

Таблица 12. Результаты аппроксимации быстротных спектров K_S^0 и $\bar{\Lambda}$ распределениями Гаусса

Адрон	$dN/dy (y = y_{cm})$	σ
K_S^0	$13,2 \pm 0,4$	$0,69 \pm 0,07$
$\bar{\Lambda}$	$1,22 \pm 0,04$	$0,83 \pm 0,22$

Полные выходы K_S^0 и гиперонов в центральной быстрой области единичной ширины представлены на рис. 25 серыми полосами, наложенными на соответствующие быстрое распределения. Ширина полосы соответствует систематической ошибке, тогда как штриховые линии внутри полосы демонстрируют величину статистической ошибки. Выходы K_S^0 и $\bar{\Lambda}$ были определены с учетом того, что их быстрое спектры описываются распределениями Гаусса. Найденные значения выходов этих адронов, $11,8 \pm 0,3$ и $1,14 \pm 0,03$ соответственно, не отличаются в пределах статистической ошибки от их оценки $11,7 \pm 0,3$ и $1,17 \pm 0,03$, полученной в предположении о плоском характере быстрых распределений.

Полученные в эксперименте NA57 распределения гиперонов по быстрой находятся в хорошем согласии с результатами эксперимента NA49, в котором выходы частиц измерялись в более широком быстрой диапазоне, перекрывающем три единицы быстрой в центральной области спектра [89]. Быстрые спектры Λ -частиц, измеренные коллаборацией NA49, являются плоскими во всем экспериментальном окне по быстрой, а распределение Гаусса, которым аппроксимировался $\bar{\Lambda}$ -спектр, имеет ширину $\sigma = 0,95 \pm 0,05$ [90], сравнимую с шириной аппроксимации, полученной коллаборацией NA57 (см. табл. 12). Для мультистранных Ξ - и Ω -гиперонов форма быстрых распределений, измеренных в обоих экспериментах NA49 и NA57, остается плоской в пределах экспериментальных погрешностей [83, 84].

Для всех типов странных частиц была исследована зависимость быстрых распределений от степени центральности ядро-ядерных столкновений. На рис. 26 и 27 показаны быстрые спектры K_S^0 и $\bar{\Lambda}$ для пяти классов центральности. Как и на рис. 25, серыми полосами показаны выходы частиц в быстрой окне единичной ширины. Численные значения выходов Y с указанием статистической ошибки, а также параметры гауссовской аппроксимации быстрых распределений представлены в табл. 13. Как видно, для этих частиц ширина σ быстрых спектров в пределах ошибок постоянна в пяти классах центральности.

Таблица 13. Выходы K_S^0 и $\bar{\Lambda}$ и ширины их быстрых спектров для пяти классов центральности Pb + Pb-взаимодействий при энергии 160A ГэВ

Выход и ширина быстрых спектров		Класс				
		0	I	II	III	IV
K_S^0	Y	$3,05 \pm 0,33$	$8,1 \pm 0,5$	$15,3 \pm 0,8$	$21,6 \pm 1,2$	$26,0 \pm 1,7$
	σ	$0,71 \pm 0,34$	$0,61 \pm 0,11$	$0,72 \pm 0,13$	$0,67 \pm 0,13$	$0,61 \pm 0,12$
$\bar{\Lambda}$	Y	$0,41 \pm 0,03$	$0,80 \pm 0,04$	$1,58 \pm 0,07$	$1,81 \pm 0,10$	$2,44 \pm 0,14$
	σ	$0,48 \pm 0,19$	$0,61 \pm 0,20$	$0,9 \pm 0,5$	$0,73 \pm 0,34$	$0,52 \pm 0,14$

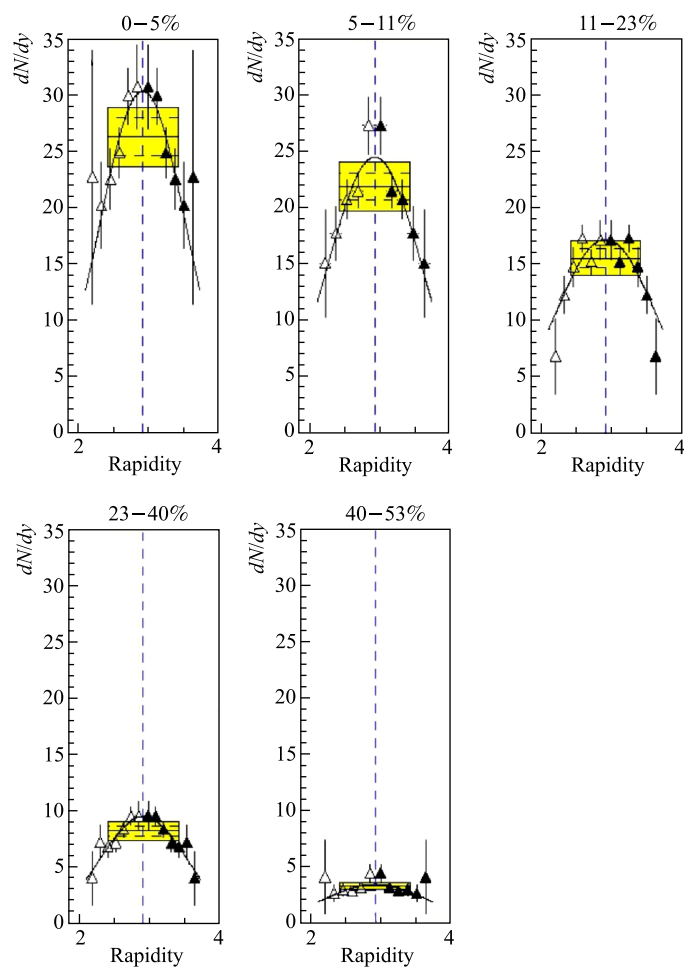


Рис. 26. Быстротные распределения K_S^0 -мезонов для пяти классов центральности Pb + Pb-взаимодействий при энергии 160A ГэВ

Исследование зависимости от центральности быстротных распределений для Λ -, Ξ^- и Ω -гиперонов показало, что набранная в эксперименте NA57 статистика позволяет считать их плоскими в ограниченном единичной шириной быстротном диапазоне.

На рис. 28 и 29 в качестве иллюстрации этого вывода показаны быстротные спектры Λ - и Ξ^- -гиперонов, построенные для центральных (0-11%), полупериферических (11-23%) и полупериферических (23-53%) соударений.

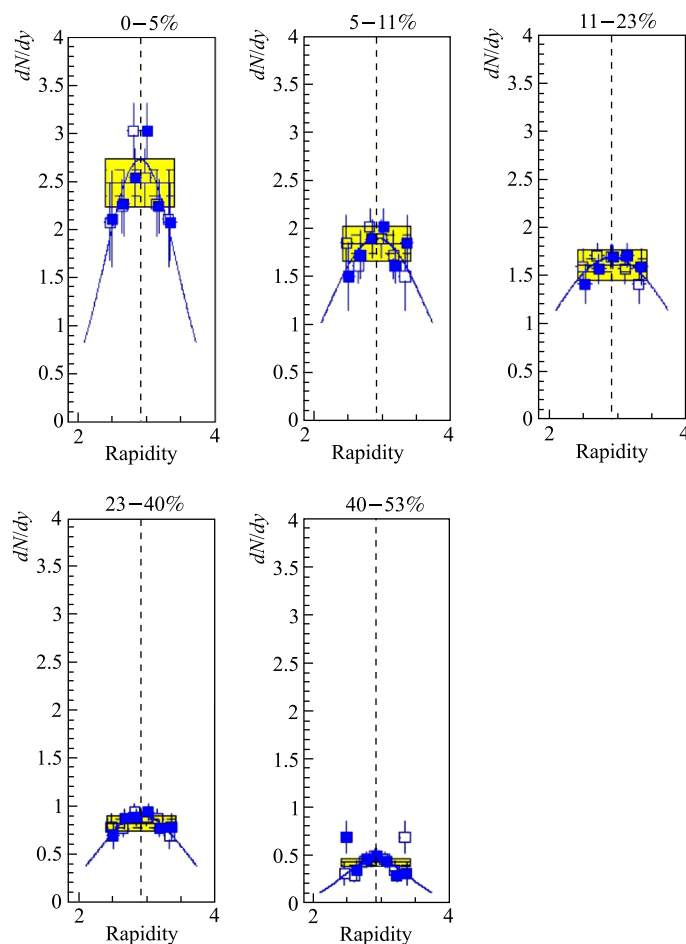


Рис. 27. Быстротные распределения $\bar{\Lambda}$ -гиперонов для пяти классов центральности Pb + Pb-взаимодействий при энергии 160A ГэВ

4.7. Выводы. Основными результатами эксперимента NA57 являются распределения по поперечной массе и быстротные распределения странных частиц, измеренные в Pb + Pb-столкновениях при энергии 40A и 160A ГэВ, а также выходы странных частиц и их отношения в зависимости от степени центральности ядро-ядерных столкновений.

1. Установлено, что выходы гиперонов в Pb + Pb-взаимодействиих при энергии 40A и 160A ГэВ, нормированные на число нуклонов-участников, усилены по сравнению с взаимодействиями $p + \text{Be}$ и $p + \text{Pb}$, для которых

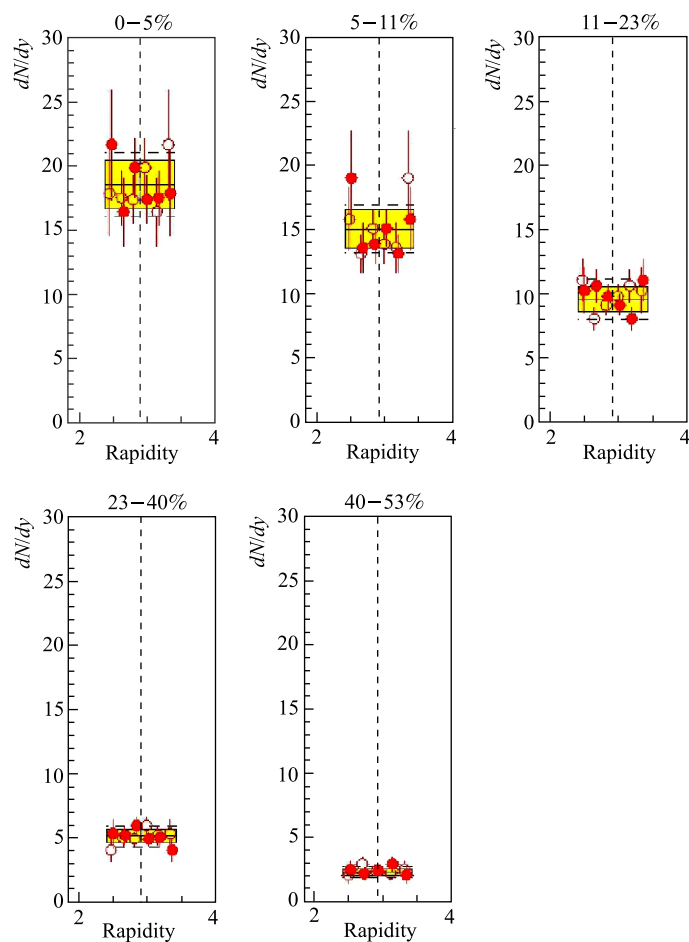


Рис. 28. Быстротные распределения Λ -гиперонов для пяти классов центральности Pb + Pb-взаимодействий при энергии 160A ГэВ

усиление выхода странности не наблюдается. Гиперонные факторы, характеризующие усиление выхода странных частиц, растут с увеличением числа странных валентных кварков, достигая значения 20 для Ω -гиперонов. Этот результат согласуется с гипотезой о возникновении кварк-глюонной плазмы в ядро-ядерных столкновениях при высоких энергиях и оказывается трудно-объяснимым в рамках традиционных адронных моделей.

2. Полученные данные свидетельствуют о значительной зависимости гиперонных факторов от центральности Pb + Pb-взаимодействий для всех гипер-

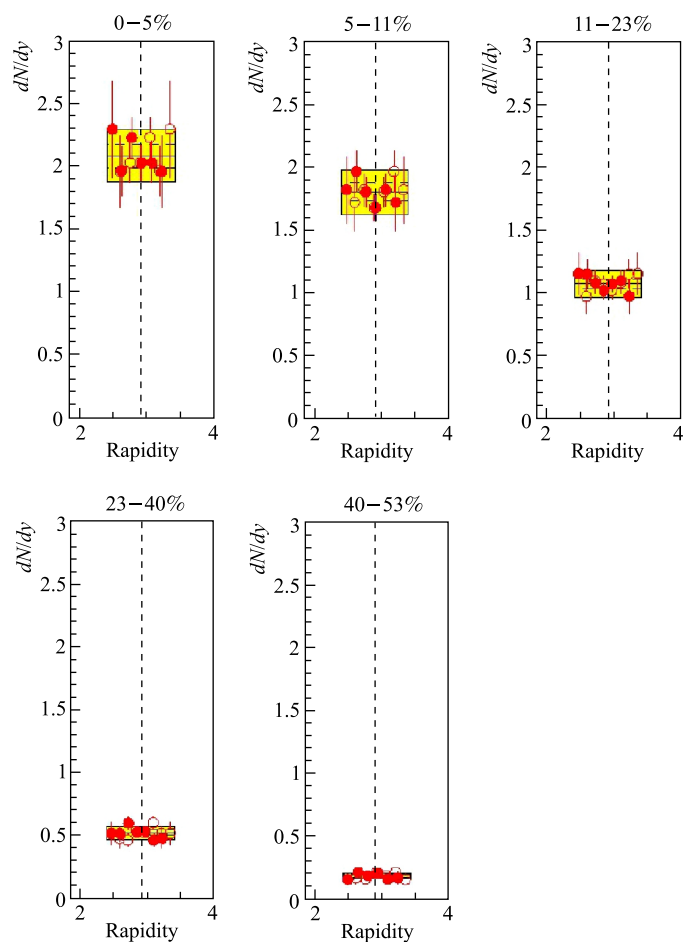


Рис. 29. Быстротные распределения Ξ^- -гиперонов для пяти классов центральности Pb + Pb-взаимодействий при энергии 160A ГэВ

ронов и антигиперонов, за исключением $\bar{\Lambda}$ -частиц. Эта зависимость описывается степенным законом с одинаковым показателем для всех мультистранных гиперонов с $|S| \geq 2$, в два раза меньшим для Λ -частиц и равным нулю для $\bar{\Lambda}$ -гиперонов.

3. Сравнение результатов, полученных при двух значениях энергии пучка, показывает, что с ростом энергии SPS выходы Λ - и Ξ^- -гиперонов остаются в пределах ошибок постоянными, тогда как выходы $\bar{\Lambda}$, Ξ^+ , Ω^- и $\bar{\Omega}^+$ возрастают.

4. Установлено, что параметры наклона m_T -спектров для всех типов гиперонов согласуются с их значениями, полученными для античастиц.

5. Параметры наклона m_T -спектров странных частиц, измеренные при энергии 40А ГэВ, оказываются на 7–20 % меньше соответствующих значений при энергии 160А ГэВ.

6. При обоих значениях энергии пучка для Λ и Ξ^+ наблюдается возрастание параметров наклона с увеличением степени центральности Pb + Pb-столкновений, тогда как наклоны m_T -спектров Ξ^- -гиперонов остаются в пределах ошибок постоянными во всем диапазоне центральности.

7. Показано, что быстротные распределения Λ -, Ξ - и Ω -гиперонов являются плоскими в центральной быстротной области единичной ширины для всех классов центральности ядро-ядерных столкновений. Быстротные распределения K_S^0 - и $\bar{\Lambda}$ -частиц описываются распределением Гаусса, ширина которого не зависит от степени центральности Pb + Pb-столкновений.

5. СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ С ПРЕДСКАЗАНИЯМИ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ

5.1. Анализ выходов и спектров странных частиц в рамках статистической модели. Воспользуемся статистической моделью адронизации [26] для описания полученных в эксперименте NA57 спектров гиперонов. Как было показано в разд. 2, эта модель базируется на следующих предположениях:

1) частицы испускаются из файерболла в состоянии теплового равновесия при температуре T^{th} , который расширяется как в продольном, так и в поперечном направлении;

2) продольное расширение файерболла считается лоренц-инвариантным, а поперечное расширение определяется полем поперечной скорости $\beta_{\perp}(r)$ коллективного потока;

3) статистические распределения в релятивистских столкновениях тяжелых ионов частиц можно рассматривать в приближении Больцмана.

Распределение частиц по поперечной массе в статистической модели описывается соотношением (28). Для центральных столкновений ядер, которые характеризуются азимутальной симметрией, в цилиндрической системе координат (t, r, ϕ, z) на гиперповерхность вымораживания накладываются следующие ограничения: $0 \leq r \leq R$, $0 \leq \varphi \leq 2\pi$, $\partial t_f / \partial r = 0$, где R — поперечный радиус источника. Последнее условие означает, что частицы вымораживаются мгновенно на всем поперечном профиле файерболла в момент времени t_f . В случае периферических столкновений азимутальная симметрия нарушается, но она восстанавливается, если рассматривать усредненные m_T -спектры частиц, рождающихся в столкновениях ядер со случайным параметром удара.

Поле поперечной скорости $\beta_{\perp}(r)$ можно параметризовать степенным законом

$$\beta_{\perp}(r) = \beta_S \left(\frac{r}{R} \right)^n, \quad r \leq R. \quad (45)$$

С профилем такого типа численное значение R влияет только на нормировку спектров, но не на их форму. Как только поперечный профиль потока зафиксирован в соответствии с уравнением (45), форма спектра определяется температурой, скоростью поперечного расширения и массой частицы. Таким образом, параметрами, которые извлекаются в результате аппроксимации экспериментальных спектров выражением (28), являются температура кинетического вымораживания T^{th} и скорость поперечного потока на поверхности β_S . Для того чтобы сравнивать результаты для различных профилей поперечного потока, соответствующих разным значениям показателя n в (45), можно использовать среднее значение скорости поперечного потока, которое в случае однородной плотности частиц определяется по формуле

$$\langle \beta_{\perp} \rangle = \frac{2}{n+2} \beta_S. \quad (46)$$

Примем в качестве главной гипотезу о линейной r -зависимости ($n = 1$) скорости поперечного потока. Действительно, описание поперечного расширения фибрбола с постоянным профилем потока ($n = 0$) оказывается внутренне не согласованным, так как в этом случае внешние элементы потока должны были бы двигаться быстрее, чем внутренние элементы: $\beta(r_1) > \beta(r_2)$, если $r_1 > r_2$. С другой стороны, предположение о квадратичной r -зависимости ($n = 2$), как будет показано ниже, противоречит экспериментальным данным.

5.1.1. Параметры кинетического вымораживания странных частиц в Pb + Pb-столкновениях при 160А ГэВ. На рис. 30 показаны результаты глобальной аппроксимации уравнением (28) с $n = 1$ всех спектров странных частиц, измеренных коллаборацией NA57 в экспериментах с Pb + Pb-столкновениями при энергии 160А ГэВ. Как видно, получено хорошее описание всех распределений со следующими значениями двух параметров вымораживания

$$T_f^{\text{th}} = (144 \pm 7 \pm 14) \text{ МэВ}, \quad \langle \beta_{\perp} \rangle = 0,381 \pm 0,013 \pm 0,012, \quad (47)$$

где на первом месте указана статистическая ошибка, а на втором месте — систематическая ошибка. Доверительные границы, показанные на рис. 30, свидетельствуют о том, что параметры T_f^{th} и $\langle \beta_{\perp} \rangle$ антикоррелируют.

Результаты аппроксимации m_T -спектров с нелинейными r -зависимостями профилей поперечного потока приведены в табл. 14. Для профилей с $n = 0$ и $n = 1/2$ полученные значения температуры вымораживания и средней скорости поперечного потока оказываются сходными со значениями для профиля

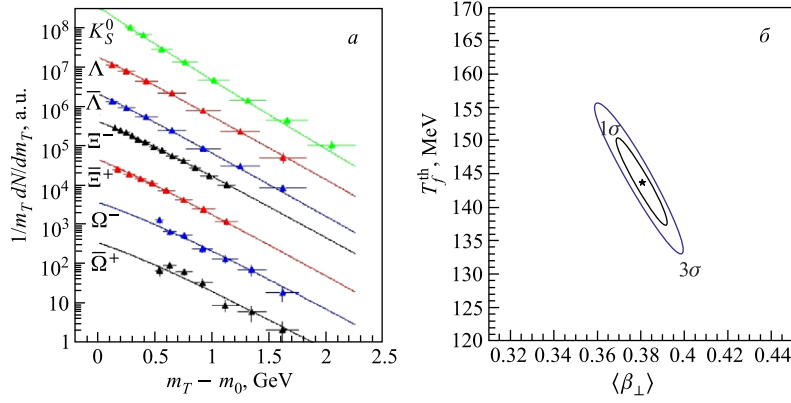


Рис. 30. Аппроксимация m_T -спектров странных частиц в рамках статистической модели адронизации с линейной r -зависимостью профиля поперечного потока (а) и доверительные границы на плоскости параметров $\langle\beta_{\perp}\rangle - T_f^{\text{th}}$, соответствующие доверительным уровням 1σ и 3σ (б)

Таблица 14. Результаты аппроксимации экспериментальных m_T -спектров странных частиц в Pb + Pb-столкновениях при энергии 160А ГэВ в рамках статистической модели адронизации для различных профилей поперечного потока. Указаны только статистические ошибки. Систематические ошибки для T_f^{th} и скоростей составляют соответственно 10 и 3 %

Параметры	$n = 0$	$n = 1/2$	$n = 1$	$n = 2$
T_f^{th} , МэВ	158 ± 6	152 ± 6	144 ± 7	151 ± 11
β_S	$0,396 \pm 0,015$	$0,493 \pm 0,016$	$0,571 \pm 0,019$	$0,633 \pm 0,028$
$\langle\beta_{\perp}\rangle$	$0,396 \pm 0,015$	$0,394 \pm 0,013$	$0,381 \pm 0,013$	$0,316 \pm 0,014$
χ^2/ndf	39,6/48	36,9/48	37,2/48	68,0/48

с $n = 1$, тогда как фитирование спектров выражением (45) с квадратичной r -зависимостью профиля дает плохие значения χ^2 .

Как было показано в разд. 2, в области больших значений поперечной массы m_T параметр T наклона m_T -спектров не зависит от массы частицы m (см. (29)). В нерелятивистской области ($p_T < m$) параметр T возрастает с ростом m (см. (30)), при этом выполаживание спектра становится тем сильнее, чем больше масса частицы. Как следует из (30), отклонение спектров от экспоненциального поведения увеличивается при больших потоках и малых m_T . Таким образом, статистическая модель предсказывает более крутой спад m_T -спектра K_S^0 -мезонов по сравнению со спектрами более тяжелых странных частиц. Такое поведение K_S^0 -спектра иллюстри-

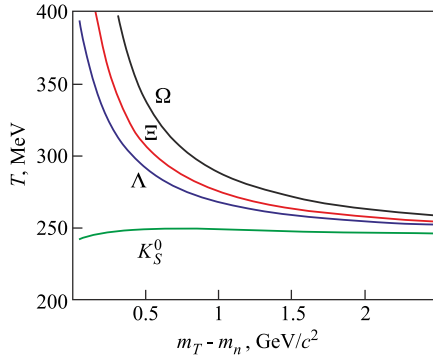


Рис. 31. Локальные параметры наклона m_T -спектров странных частиц в рамках статистической модели с линейной r -зависимостью профиля поперечного потока в зависимости от поперечной массы частицы

наруженный факт может свидетельствовать об ограниченной роли взаимодействий в конечном состоянии (быстрое вымораживание) и о схожести механизмов их образования. Аналогичные выводы об эволюции файерболла были сделаны на основе НВТ-анализа корреляционных функций для отрицательно заряженных пионов [91].

Таблица 15. Параметры аппроксимации экспериментальных m_T -спектров для двух групп странных частиц в рамках статистической модели с линейной r -зависимостью профиля поперечного потока

Частицы	T_f^{th} , МэВ	β_S	$\langle\beta_{\perp}\rangle$	χ^2/ndf
K_S^0, Λ, Ξ^-	146 ± 8	$0,564 \pm 0,023$	$0,376 \pm 0,015$	18,1/23
$\bar{\Lambda}, \bar{\Xi}^+, \Omega^-, \bar{\Omega}^+$	130 ± 28	$0,604 \pm 0,048$	$0,403 \pm 0,032$	18,5/23

На рис. 32 экспериментальные параметры наклона m_T -спектров адронов, измеренные в разных экспериментах (см. рис. 12), сравниваются с предсказаниями статистической модели. Сплошными линиями показаны модельные расчеты для двух различных условий вымораживания: при отсутствии поперечного потока $\langle\beta_{\perp}\rangle = 0$, $T_f^{\text{th}} = 170$ МэВ и с найденными параметрами наилучшей аппроксимации (47) измеренных в эксперименте NA57 спектров $\langle\beta_{\perp}\rangle = 0,38$, $T_f^{\text{th}} = 144$ МэВ. Как видно, хорошее описание может быть получено только с учетом поперечного коллективного движения. Следует отметить, что измеренные параметры наклона спектров Ω -гиперонов откло-

рует рис.31, на котором представлена зависимость локального параметра наклона T от $m_T - m$.

Аппроксимация m_T -спектров выражением (28) была выполнена отдельно для двух групп странных частиц. К первой группе были отнесены частицы, имеющие общие с нуклонами валентные кварки, а ко второй группе — частицы, в состав которых не входят u - и d -валентные кварки. Результаты аппроксимации приведены в табл.15. Как видно, условия вымораживания оказываются общими для частиц, принадлежащих обеим группам. Так как сечения взаимодействия для частиц из этих двух групп существенно различаются, обнаруженный факт может свидетельствовать об ограниченной роли взаимодействий в конечном состоянии (быстрое вымораживание) и о схожести механизмов их образования. Аналогичные выводы об эволюции файерболла были сделаны на основе НВТ-анализа корреляционных функций для отрицательно заряженных пионов [91].

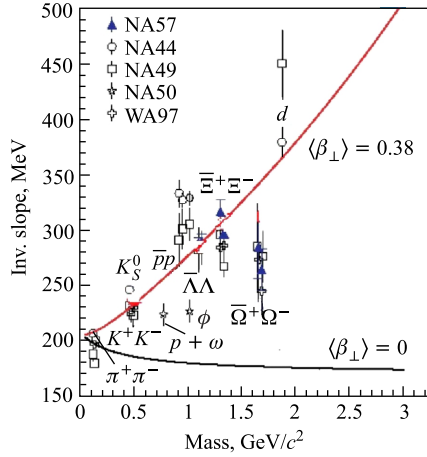


Рис. 32. Предсказание параметров наклона m_T -спектров странных частиц в рамках статистической модели адронизации с учетом и без учета коллективного потока для Pb + Pb-столкновений при 160A ГэВ

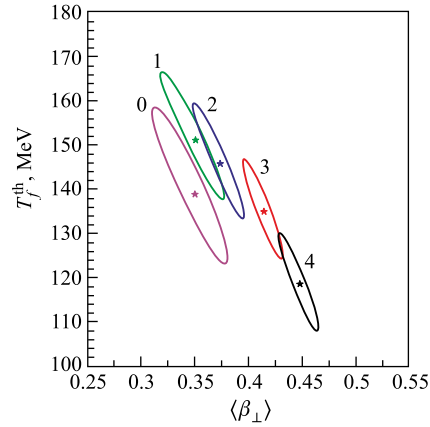


Рис. 33. Доверительные границы параметров вымораживания, соответствующие доверительному уровню 1σ , для пяти классов центральности Pb + Pb-столкновений при энергии 160A ГэВ

няются от предсказаний модели, настроенной на другие странные частицы: K_S^0 , Λ , Ξ .

С целью изучения зависимости параметров вымораживания от степени центральности ядро-ядерных столкновений в рамках статистической модели адронизации было выполнено глобальное фитирование спектров странных частиц для каждого из пяти классов центральности, определенных в эксперименте NA57. Численные значения параметров, полученные в результате аппроксимации с линейным профилем ($n = 1$) поперечного потока, приведены в табл. 16, а на рис. 33 показаны доверительные границы на плоскости $\langle\beta_{\perp}\rangle - T_f^{\text{th}}$, соответствующие доверительной вероятности на уровне 1σ .

Как видно, для более центральных столкновений скорость поперечного потока увеличивается, а температура кинетического вымораживания уменьшается. Более высокая температура вымораживания для периферических столкновений может быть интерпретирована как результат более раннего распада расширяющегося файерболла.

Аналогичная зависимость параметров вымораживания от степени центральности наблюдается коллаборацией PHENIX в столкновениях ядер золота при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 130$ ГэВ [92]. Значения $\langle\beta_{\perp}\rangle$ и T_f^{th} , полученные в этом эксперименте при анализе спектров π^{\pm} , K^{\pm} , p и \bar{p} в рамках статистической модели, приведены в табл. 16 для сравнения с результатами экспери-

Таблица 16. Температура вымораживания адронов и скорость поперечного потока в зависимости от степени центральности Pb + Pb-столкновений (NA57) и Au + Au-столкновений (PHENIX, STAR) в рамках статистической модели с линейной r -зависимостью профиля поперечного потока

Эксперимент	$\sigma/\sigma_{\text{inel}}$, %	$\sqrt{s_{NN}}$, ГэВ	Частицы	T_f^{th} , МэВ	$\langle\beta_{\perp}\rangle$
NA57	40–53	17,3	K_S^0 , Λ , Ξ , Ω	139 ± 25	$0,35 \pm 0,04$
NA57	23–40	17,3	K_S^0 , Λ , Ξ , Ω	151 ± 15	$0,35 \pm 0,03$
NA57	11–23	17,3	K_S^0 , Λ , Ξ , Ω	146 ± 17	$0,37 \pm 0,03$
NA57	5–11	17,3	K_S^0 , Λ , Ξ , Ω	135 ± 14	$0,41 \pm 0,02$
NA57	0–5	17,3	K_S^0 , Λ , Ξ , Ω	118 ± 13	$0,45 \pm 0,02$
PHENIX	60–92	130	π^{\pm} , K^{\pm} , p , \bar{p}	160 ± 19	$0,16 \pm 0,02$
PHENIX	30–60	130	π^{\pm} , K^{\pm} , p , \bar{p}	140 ± 4	$0,39 \pm 0,01$
PHENIX	15–30	130	π^{\pm} , K^{\pm} , p , \bar{p}	134 ± 2	$0,43 \pm 0,01$
PHENIX	5–15	130	π^{\pm} , K^{\pm} , p , \bar{p}	125 ± 2	$0,46 \pm 0,01$
PHENIX	0–5	130	π^{\pm} , K^{\pm} , p , \bar{p}	121 ± 4	$0,47 \pm 0,01$
STAR	0–10	130	Ξ^{-} , Ξ^{+}	182 ± 29	$0,42 \pm 0,06$
STAR	0–10	130	π^{\pm} , K^{\pm} , Λ , p	103 ± 7	$0,57 \pm 0,01$

мента NA57. Как видно, условия кинетического вымораживания, т. е. температура и скорость поперечного потока, оказываются для нестранных частиц и K -мезонов схожими при энергиях SPS и RHIC как для центральных, так и для периферических столкновений. В табл. 16 приведены также данные эксперимента STAR, в котором наряду с K - и Λ -частицами измерялись спектры Ξ -гиперонов. Для мультистранных частиц при энергиях RHIC температурный параметр значительно выше, чем для частиц с единичной странностью, что может свидетельствовать об их более раннем вымораживании.

5.1.2. Параметры кинетического вымораживания странных частиц в Pb + Pb-столкновениях при 40А ГэВ. Анализ в рамках статистической модели адронизации m_T -спектров гиперонов, измеренных коллаборацией NA57 в Pb + Pb-взаимодействиях при энергии 40А ГэВ, показал, что наилучшее описание всех спектров странных частиц уравнением (28) с линейным профилем поперечного потока ($n = 1$) достигается со следующими значениями двух параметров вымораживания:

$$T_f^{\text{th}} = (118 \pm 5 \pm 11) \text{ МэВ}, \quad \langle\beta_{\perp}\rangle = 0,392 \pm 0,010 \pm 0,015. \quad (48)$$

Рис. 34 демонстрирует хорошее качество такой глобальной аппроксимации спектров. Результаты аппроксимации с другими профилями приведены в табл. 17. В отличие от Pb + Pb-столкновений при энергии 160А ГэВ, где

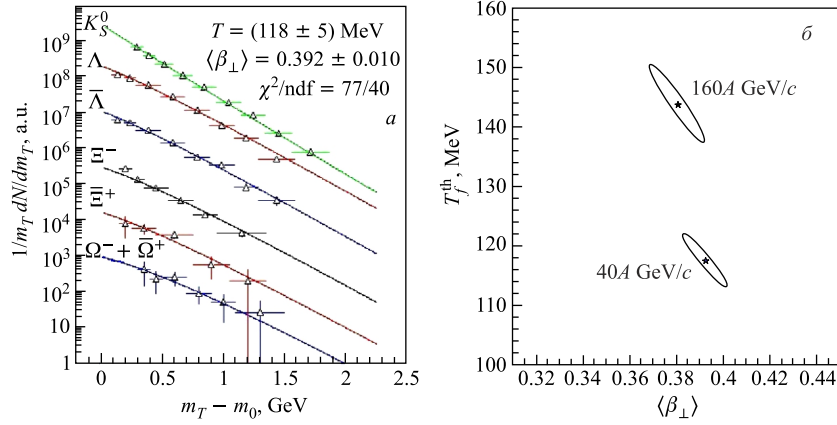


Рис. 34. Аппроксимация m_T -спектров странных частиц в рамках статистической модели адронизации с линейным профилем поперечного потока для Pb + Pb-столкновений при энергии 40A ГэВ (а) и 1σ доверительные границы области параметров вымораживания при энергии 40A и 160A ГэВ (б)

Таблица 17. Результаты аппроксимации экспериментальных m_T -спектров странных частиц для Pb + Pb-столкновений при энергии 40A ГэВ в рамках статистической модели адронизации для различных профилей поперечного потока. Указаны только статистические ошибки. Систематические ошибки для температуры и скорости составляют соответственно 11 и 4 %

Параметры	$n = 0$	$n = 1/2$	$n = 1$	$n = 2$
T_f^{th} , МэВ	125 ± 4	121 ± 4	118 ± 5	135 ± 10
$\langle\beta_{\perp}\rangle$	$0,434 \pm 0,011$	$0,422 \pm 0,011$	$0,392 \pm 0,010$	$0,302 \pm 0,016$
χ^2/ndf	41/40	51/40	77/40	167/40

было получено одинаково хорошее описание спектров для трех профилей с $n = 0, 1/2$ и 1 , при энергии 40A ГэВ качество аппроксимации оказывается наилучшим для профиля с $n = 0$ и постепенно ухудшается с ростом n . Так как случай с $n = 0$ является нефизическим, при этой энергии следует остановиться на выборе профиля с $n = 1/2$, который считается также хорошим приближением в гидродинамических расчетах.

На рис. 34, б для сравнения изображены 1σ доверительные границы области параметров вымораживания при двух значениях энергии Pb + Pb-столкновений. Как видно, меньшей температуре кинетического вымораживания соответствует меньшая энергия пучка, тогда как значения скорости поперечного потока в пределах ошибок совпадают при обеих энергиях.

Таблица 18. Параметры аппроксимации экспериментальных m_T -спектров для двух групп странных частиц в рамках статистической модели с линейным профилем поперечного потока для Pb + Pb-столкновений при энергии 40А ГэВ

Частицы	T_f^{th} , МэВ	β_S	$\langle\beta_{\perp}\rangle$	χ^2/ndf
K_S^0, Λ, Ξ^-	146 ± 8	$0,564 \pm 0,023$	$0,376 \pm 0,015$	18,1/23
$\bar{\Lambda}, \bar{\Xi}^+, \Omega^-, \bar{\Omega}^+$	130 ± 28	$0,604 \pm 0,048$	$0,403 \pm 0,032$	18,5/23

В табл. 18 приведены параметры вымораживания для частиц, имеющих в составе u - и d -валентные кварки и не содержащих таковых. Как видно, для обеих групп частиц значения параметров совпадают в пределах 2σ . Как и при энергии 160А ГэВ (см. табл. 15), из этого факта следует вывод о схожести механизмов образования странных частиц, принадлежащих обоим группам.

На рис. 35 представлены комбинированные экспериментальные данные по наклонам спектров адронов, измеренных коллаборациями NA57,

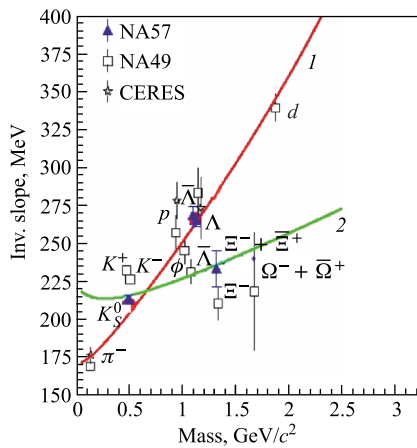


Рис. 35. Сравнение параметров наклона m_T -спектров странных частиц с предсказаниями статистической модели для Pb + Pb-столкновений при 40А ГэВ для двух различных наборов параметров вымораживания: $\langle\beta_{\perp}\rangle = 0,39$, $T_f^{\text{th}} = 118$ МэВ (кривая 1), $\langle\beta_{\perp}\rangle = 0,24$, $T_f^{\text{th}} = 170$ МэВ (кривая 2)

центральности. Если скорость поперечного потока резко падает при переходе к более периферическим столкновениям, как и при энергии 160А ГэВ,

совместно с предсказаниями статистической модели при разных значениях параметров вымораживания. Кривая 1 соответствует параметрам наилучшей аппроксимации (48) частиц со странностью $S = 1$: $\langle\beta_{\perp}\rangle = 0,39$, $T_f^{\text{th}} = 118$ МэВ; кривая 2 — параметрам наилучшей аппроксимации мультистранных частиц: $\langle\beta_{\perp}\rangle = 0,24$, $T_f^{\text{th}} = 170$ МэВ. Как видно, зависимость параметров наклона Ξ^- - и Ω^- -гиперонов от массы частицы существенно отклоняется от ее поведения для остальных странных частиц.

Зависимость условий кинетического вымораживания частиц в Pb + Pb-столкновениях при энергии 40А ГэВ от параметра удара демонстрируется на рис. 36, где изображены 1σ доверительные границы параметров вымораживания для каждого из пяти классов центральности.

то температура вымораживания остается в пределах ошибок постоянной на уровне $T_f^{\text{th}} = (110 \pm 10)$ МэВ для трех наиболее центральных классов, т. е. для 23 % наиболее центральных неупругих Pb + Pb-взаимодействий.

5.1.3. Продольная динамика и быстрое распределение странных частиц в Pb + Pb-столкновениях при 160А ГэВ. Выше в рамках статистической модели была изучена поперечная динамика Pb + Pb-столкновений на основе анализа распределений странных частиц по поперечному импульсу. Быстротные распределения позволяют получить информацию о продольной динамике ядро-ядерных взаимодействий, если дополнить их статистическое описание гидродинамической моделью Бьеркена [93].

На рис. 37 экспериментальные быстротные распределения сравниваются с предсказаниями модели стационарного источника и модели Бьеркена, в которой рассматривается лоренц-инвариантная в продольном направлении суперпозиция изотропных локально термализованных источников. Каждый локально термализованный источник характеризуется проинтегрированным по поперечной массе распределением Максвелла–Больцмана (26). Для того чтобы извлечь значение максимальной скорости продольного потока $\beta_L = \text{th } \eta_{\text{max}}$, распределение (26) интегрируется по быстроте источника

$$\frac{dN}{dy} = \int_{-\eta_{\text{max}}}^{\eta_{\text{max}}} \frac{dN_{\text{th}}}{d\eta}(y - \eta) d\eta. \quad (49)$$

Средняя скорость продольного потока оценивается по формуле

$$\langle \beta_L \rangle = \text{th} \left(\frac{\eta_{\text{max}}}{2} \right). \quad (50)$$

При аппроксимации быстротных распределений странных частиц выражением (49) температура вымораживания фиксировалась на значении $T_f = 144$ МэВ, соответствующем наилучшей аппроксимации спектров по поперечной массе той же группы частиц (см. (47)). Полученное при этом значение $\langle \beta_L \rangle = 0,42 \pm 0,03$ с величиной $\chi^2/\text{ndf} = 28/32$ оказывается лишь

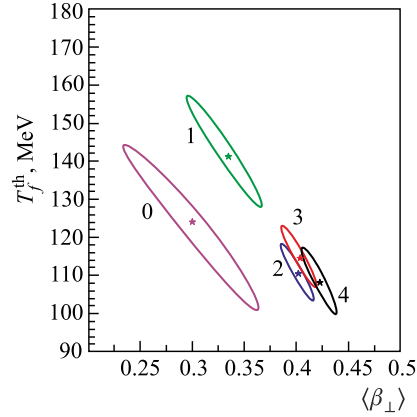


Рис. 36. Доверительные границы параметров вымораживания, соответствующие доверительному уровню 1σ , для пяти классов центральности Pb + Pb-столкновений при энергии 40А ГэВ

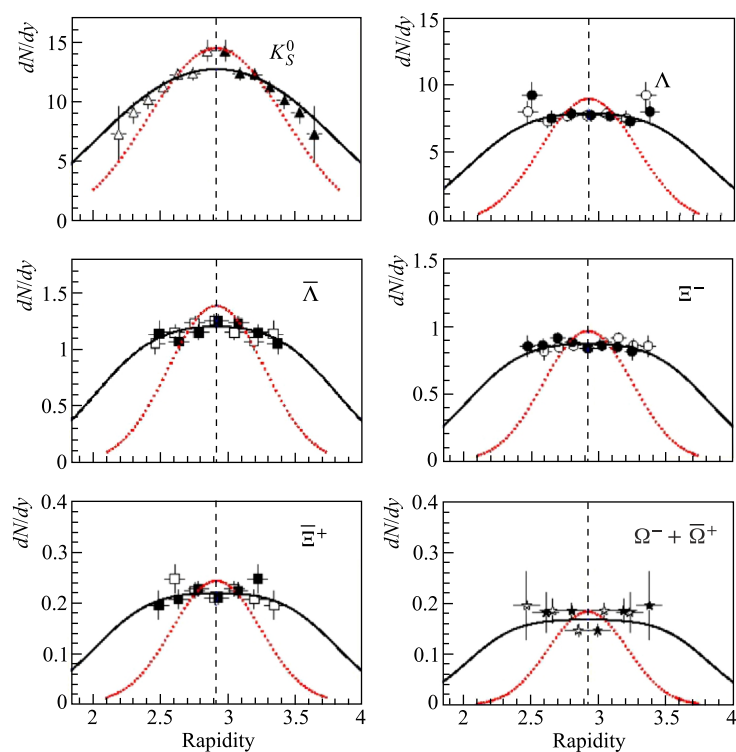


Рис. 37. Сравнение быстротных распределений странных частиц в Pb+Pb-столкновениях при энергии 160A ГэВ с предсказаниями статистической модели со стационарным источником (пунктирные линии) и с учетом продольного потока (сплошные линии)

немного больше средней скорости поперечного потока $\langle\beta_{\perp}\rangle = 0,38 \pm 0,02$, что указывает на существенное торможение ядер в процессе столкновения. Следует также отметить, что наблюдаемое выполаживание экспериментальных быстротных спектров с ростом массы частицы объясняется в гидродинамической модели Бьеркена коллективной динамикой: все частицы переносятся потоком с одной и той же скоростью независимо от их массы.

5.1.4. Параметры химического вымораживания странных частиц в Pb+Pb-столкновениях при 40A и 160A ГэВ. Статистическая модель адронизации может быть использована для определения температуры и химического потенциала файерболла в момент химического вымораживания частиц. Чтобы найти эти параметры, необходимо провести глобальное фитирование измеренных выходов адронов и их отношений соответствующими выражениями модели (см. п. 2.1.1).

Таблица 19. Химические потенциалы кварков и температура химического выморазживания в Pb+Pb-столкновениях при энергиях SPS

$\sqrt{s_{NN}}$, ГэВ	T_f^{ch} , МэВ	μ_q , МэВ	μ_s , МэВ
17,3	157 ± 3	78 ± 3	23 ± 3
8,7	149 ± 9	134 ± 8	35 ± 4

Базовый анализ выходов частиц в Pb + Pb-столкновениях при энергиях SPS был выполнен в рамках статистической модели на основе данных, полученных коллаборацией NA49 [94]. Экспериментальные значения множественности адронов определялись в полном фазовом объеме для 5 % наиболее центральных столкновений. Результаты глобальной аппроксимации выходов приведены в табл. 19.

Выходы частиц, полученные в экспериментах с ограниченным аксептансом, к числу которых относится эксперимент NA57, сильно зависят от эффектов коллективного потока. Для такого рода данных статистическая модель не может предсказать нетривиальную зависимость выходов от быстроты и поперечного импульса, которой можно пренебречь в 4π -анализе. Однако влияние коллективного потока не будет сказываться на отношении выходов частиц и античастиц, если предположить, что коллективное движение одинаковым образом воздействует на импульсные спектры адронов с одинаковой массой. Тогда, используя приближение Больцмана, имеем

$$\frac{\bar{N}_h}{N_h} = \exp\left(-\frac{\mu_h - \bar{\mu}_h}{T_f^{\text{ch}}}\right) = \exp\left(-\frac{2\mu_h}{T_f^{\text{ch}}}\right), \quad (51)$$

где химический потенциал частицы h , $\mu_h = q_h\mu_q + s_h\mu_s$, определяется в соответствии с (6) химическими потенциалами кварков. В табл. 20 измеренные в эксперименте NA57 отношения выходов странных частиц для 5–10 % наиболее центральных Pb + Pb-столкновений при энергии 40А и 160А ГэВ

Таблица 20. Сравнение отношений выходов гиперонов и антигиперонов в центральной быстрой области в 10 % наиболее центральных Pb + Pb-столкновений при энергии 40А и 160А ГэВ с предсказаниями статистической модели

\bar{h}/h	$E = 40\text{А ГэВ}$		$E = 160\text{А ГэВ}$	
	Эксперимент	Теория	Эксперимент	Теория
$\bar{\Lambda}/\Lambda$	$0,021 \pm 0,003$	$0,017 \pm 0,001$	$0,13 \pm 0,01$	$0,10 \pm 0,01$
$\bar{\Xi}^+/\Xi^-$	$0,037 \pm 0,021$	$0,064 \pm 0,004$	$0,22 \pm 0,01$	$0,20 \pm 0,01$
$\bar{\Omega}^+/\Omega^-$	$0,41 \pm 0,23$	$0,24 \pm 0,01$	$0,50 \pm 0,08$	$0,42 \pm 0,02$

(см. табл. 11) сравниваются с расчетными значениями, полученными по формуле (51) с параметрами химического вымораживания, взятыми из табл. 19.

Как видно, отношения выходов гиперонов и антигиперонов в центральной области быстрой спектра в пределах одной стандартной ошибки совпадают с предсказаниями статистической модели с параметрами, отвечающими наилучшей аппроксимации выходов в полном фазовом пространстве. Тем не менее влияние коллективного потока нельзя полностью исключить, так как частицы и античастицы имеют различающиеся быстрое распределения. Например, быстрое распределения для Ξ^- , полученные в эксперименте NA49 в случае Pb + Pb-столкновений при энергии 160A ГэВ, оказываются шире, чем для Ξ^+ , и отношение Ξ^+/Ξ^- составляет $0,17 \pm 0,02$, когда выходы определяются в 4π -геометрии, и равно $0,22 \pm 0,04$ для выходов в центральной быстрой области. В соответствии с видом быстрых распределений Λ -гиперонов, полученных в эксперименте NA57, этот эффект должен сказываться и на отношении $\bar{\Lambda}/\Lambda$.

Анализ множественности адронов в рамках статистической модели, выполненный для ядро-ядерных столкновений при различных энергиях, позволяет нарисовать кривую вымораживания на плоскости $\mu_B^{\text{ch}} - T_f^{\text{ch}}$. На рис. 38 приведены точки на такой фазовой диаграмме, полученные на основе данных о выходах частиц в столкновениях тяжелых ионов при энергиях GSI, AGS,

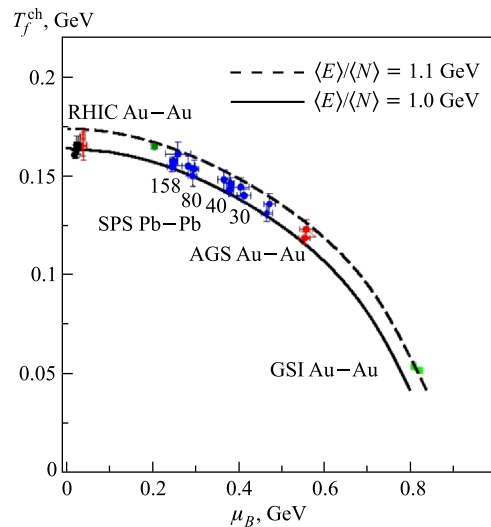


Рис. 38. Температура и барионный химический потенциал адронного газа в момент вымораживания для различных энергий и размеров сталкивающихся ядер. Сплошная и штриховая линии соответствуют условию вымораживания при фиксированной энергии на частицу, составляющей соответственно 1 и 1,1 ГэВ

SPS и RHIC [95]. Как видно, при низкой энергии пучка образуется адронный газ с малым значением температуры T_f^{ch} , но большим значением барионного химического потенциала μ_B^{ch} . Это отражает тот факт, что такая система состоит главным образом из нуклонов и содержит относительно мало мезонов. С другой стороны, при более высокой энергии пучка в экспериментах на SPS и RHIC образуется адронная система с высокой T_f^{ch} и очень низким значением μ_B^{ch} . Это означает, что в этом случае образуется обогащенный мезонами адронный газ с малым содержанием барионов. Следует отметить тот факт, что вне зависимости от энергии и размеров сталкивающихся ядер все точки на рис. 38 характеризуются одинаковым значением средней энергии, приходящейся на одну частицу, которое составляет 1 ГэВ. Это значит, что независимо от того, как адронная система была образована, химическое вымораживание адронов начинается в тот момент, когда средняя энергия на адрон становится равной 1 ГэВ. Этот замечательный факт позволяет считать условие фиксированной энергии на частицу основным критерием химического вымораживания адронов в релятивистских столкновениях тяжелых ионов.

5.2. Анализ выходов и спектров странных частиц в рамках партонно-струнной модели. Как было показано выше, по крайней мере два сигнала, указывающие на возникновение кварк-глюонной плазмы в ядро-ядерных столкновениях при энергии SPS, связаны с рождением странных частиц, а именно усиление выхода гиперонов в Pb + Pb-взаимодействиях по сравнению с $p + \text{Pb}$ -столкновениями и линейный рост параметров наклона распределений гиперонов по поперечной массе в Pb + Pb-столкновениях с увеличением массы наблюдаемой частицы. В рамках статистической модели эти сигналы объясняются существованием определенной температуры вымораживания гиперонов и развитием коллективного гидродинамического потока внутри нагретого файерболла. В этом подразделе будет показано, как эти характеристики ядро-ядерных столкновений воспроизводятся в рамках микроскопической партонно-струнной модели PSM, которая рассматривает взаимодействие ядер на партонном уровне и описывает не связанные с образованием КПП процессы, развивающиеся на ранних стадиях ядро-ядерных столкновений. Сравнение предсказаний PSM с наблюдаемыми распределениями адронов в центральных ядро-ядерных столкновениях при энергии SPS, сопровождающихся возможным образованием кварк-глюонной плазмы, позволит выделить фон для такого рода событий, обусловленный более периферическими столкновениями, а также настроить параметры модели с целью ее обобщения на случай ядро-ядерных столкновений при энергиях RHIC и LHC.

Выходы гиперонов. В табл. 21 представлены результаты расчета выходов странных частиц в 40% наиболее центральных Pb + Pb-столкновений при энергии 160A ГэВ в сравнении с их экспериментальными значениями. Рас-

Таблица 21. Выходы странных частиц в 40 % наиболее центральных Pb + Pb-столкновений при энергии 160А ГэВ в центральной быстрой области ($|\Delta y^*| < 0,5$). Расчетные выходы получены для трех вариантов PSM: I — без учета слияния струн и перерасеяния вторичных частиц, II — с учетом слияния, но без перерасеяния, III — с учетом слияния и перерасеяния

Частица	PSM			NA57
	I	II	III	
Λ	$3,46 \pm 0,03$	$9,44 \pm 0,09$	$9,25 \pm 0,09$	$9,57 \pm 0,26 \pm 0,96$
$\bar{\Lambda}$	$0,42 \pm 0,01$	$3,82 \pm 0,04$	$2,53 \pm 0,03$	$1,41 \pm 0,04 \pm 0,14$
Ξ^-	$0,065 \pm 0,001$	$1,07 \pm 0,01$	$1,33 \pm 0,01$	$1,07 \pm 0,02 \pm 0,11$
$\bar{\Xi}^+$	$0,067 \pm 0,001$	$0,582 \pm 0,006$	$0,564 \pm 0,006$	$0,263 \pm 0,009 \pm 0,026$
$\Omega^- + \bar{\Omega}^+$	$0,0039 \pm 0,0004$	$0,040 \pm 0,004$	$0,093 \pm 0,009$	$0,218 \pm 0,015 \pm 0,023$

четы проводились в трех различных вариантах PSM: без учета слияния струн и перерасеяния продуктов их фрагментации в конечном состоянии (I), с учетом только слияния струн (II) и с учетом слияния и перерасеяния (III). В каждом случае генерировалось 5000 событий со случайным выбором прицельного параметра сталкивающихся ядер свинца в диапазоне от 0 до 8,6 фм (см. табл. 2).

Как видно из табл. 21, PSM наилучшим образом воспроизводит экспериментальные выходы странных частиц в том случае, когда учитывается как слияние струн, так и перерасеяние рожденных адронов друг на друге и на нуклонах-спекаторах. Отметим, что слияние струн существенным образом сказывается на выходах странных частиц: включение этого механизма приводит к трехкратному увеличению выхода Λ -частиц и к десятикратному росту выходов $\bar{\Lambda}$ -, $\bar{\Xi}^+$ - и $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ -гиперонов. Тем не менее хорошее количественное согласие достигается в рамках PSM только при описании выходов Λ и Ξ^- , тогда как выходы Ω -гиперонов модель недооценивает в 2 раза, а выходы $\bar{\Lambda}$ и $\bar{\Xi}^+$ переоценивает в 1,5 и 2 раза соответственно. Обратим также внимание на тот факт, что учет перерасеяния вторичных частиц в 2,5 раза увеличивает выход Ω -гиперонов и в нужную сторону корректирует выходы антигиперонов $\bar{\Lambda}$ и $\bar{\Xi}^+$.

Параметры наклона m_T -спектров гиперонов. В табл. 22 представлены значения параметров наклона m_T -распределений странных частиц, полученные в результате аппроксимации расчетных спектров экспоненциальной зависимостью. Как видно, в случае 40 % наиболее центральных Pb + Pb-столкновений при энергии 160А ГэВ модельные значения параметров наклона находятся в разумном согласии с их экспериментальными значениями. Сравнение результатов расчета в различных вариантах PSM показывает, что распределения по поперечной массе гиперонов оказываются менее чувствительными к механизму слияния струн, чем их выходы: включение этого механизма при-

Таблица 22. Параметры наклона (МэВ) m_T -спектров гиперонов в 40 % наиболее центральных Pb + Pb-столкновений при энергии 160А ГэВ в центральной быстрой области ($|\Delta y^*| < 0,5$). Расчетные параметры наклона получены для трех вариантов PSM: I — без учета слияния струн и перерасеяния вторичных частиц, II — с учетом слияния, но без перерасеяния, III — с учетом слияния и перерасеяния

Частица	PSM			NA57
	I	II	III	
Λ	493 ± 5	368 ± 4	362 ± 4	$293 \pm 7 \pm 29$
$\bar{\Lambda}$	324 ± 15	313 ± 15	327 ± 15	$288 \pm 6 \pm 29$
Ξ^-	354 ± 58	304 ± 66	292 ± 64	$297 \pm 5 \pm 30$
$\bar{\Xi}^+$	333 ± 66	298 ± 60	289 ± 58	$322 \pm 12 \pm 32$
$\Omega^- + \bar{\Omega}^+$	259 ± 52	182 ± 36	236 ± 48	$278 \pm 17 \pm 40$

мерно на 10 % изменяет крутизну спектров. Исключение составляют только Λ -частицы, для которых учет слияния струн приводит к 35 %-му уменьшению параметра наклона. Что касается перерасеяния, то его учет практически не влияет на наклоны спектров всех гиперонов.

Зависимость выходов и наклонов m_T -спектров гиперонов от степени центральности ядро-ядерных столкновений. Как показывают расчеты, зависимость выходов и спектров странных частиц от параметра удара сталкивающихся ядер лучше всего воспроизводится в рамках PSM только в том случае, если включены механизмы слияния струн и перерасеяния вторичных частиц. На рис. 39 представлены расчетные и экспериментальные выходы гиперонов в столкновениях $p + \text{Pb}$ и $\text{Pb} + \text{Pb}$ при энергии 160А ГэВ в зависимости от числа нуклонов-участников, которое фиксировалось в расчетах для каждого из пяти классов центральности, установленных для эксперимента NA57 (см. табл. 2). Значения расчетных и экспериментальных параметров наклона m_T -спектров в зависимости от степени центральности приведены в табл. 23.

Как видно, PSM дает разумное количественное описание усиленного выхода Λ - и Ξ^- -частиц в $\text{Pb} + \text{Pb}$ -столкновениях по сравнению с $p + \text{Pb}$ -взаимодействиями (см. рис. 39, а), тогда как для $\bar{\Lambda}$ -, $\bar{\Xi}^+$ - и Ω -гиперонов согласие предсказаний модели с экспериментальными значениями выходов носит только качественный характер (см. рис. 39, б). Как и при анализе 40 % наиболее центральных $\text{Pb} + \text{Pb}$ -столкновений, было установлено, что изменением в разумных пределах внутренних параметров модели нельзя добиться удовлетворительного описания выходов частиц для разных классов центральности, если не включать механизм перерасеяния. В то же время, как следует из рис. 39, б, модель заметно недооценивает выход Ω -гиперонов и переоценивает выход $\bar{\Xi}^+$ -частиц для всех классов центральности. Это может быть результатом слишком упрощенного механизма перерасеяния, используемого в PSM,

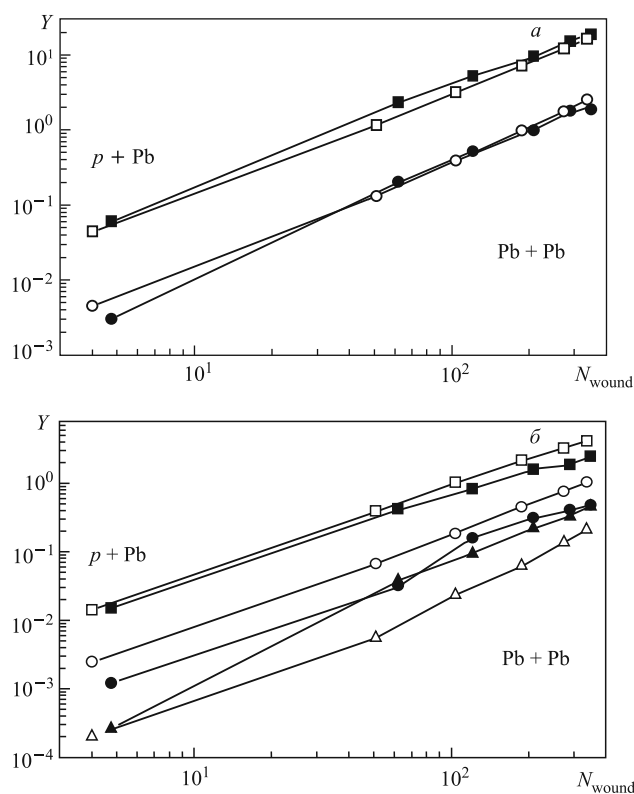


Рис. 39. Экспериментальные (NA57) и расчетные (PSM) выходы гиперонов Λ (■ — NA57, □ — PSM) и Ξ^- (● — NA57, ○ — PSM) (a), а также $\bar{\Lambda}$ (■ — NA57, □ — PSM), $\bar{\Xi}^+$ (● — NA57, ○ — PSM) и $\Omega^- + \Omega^+$ (△ — NA57, ▲ — PSM) (б) в Pb + Pb-столкновениях при энергии 160A ГэВ в зависимости от класса центральности. Расчетные и экспериментальные точки соединены отрезками прямых линий для наглядности

или является указанием на возможный вклад других механизмов образования $\bar{\Xi}^+$ - и Ω -частиц, например, слияния большего числа струн.

В табл. 24 приведены расчетные гиперонные факторы $R(H)$, характеризующие усиление выхода странных частиц в Pb + Pb-столкновениях по сравнению с p + Pb-взаимодействиями (см. (44)). Как видно, PSM дает качественное описание усиленного выхода гиперонов при переходе от нуклон-ядерных к нуклон-нуклонным столкновениям, правильно воспроизводя при этом увеличение гиперонных факторов с ростом абсолютного значения странности частицы для всех пяти классов центральности.

Таблица 23. Параметры наклона (МэВ) m_T -спектров гиперонов в Pb + Pb-столкновениях при энергии 160А ГэВ для пяти классов центральности

Частица (расчет и эксперимент)		Класс центральности				
		0	I	II	III	IV
Λ	NA57	237 ± 19	274 ± 13	282 ± 12	315 ± 14	305 ± 15
	PSM	522 ± 6	438 ± 4	378 ± 4	349 ± 4	334 ± 4
$\bar{\Lambda}$	NA57	277 ± 20	264 ± 11	283 ± 10	313 ± 14	295 ± 14
	PSM	298 ± 15	325 ± 16	321 ± 16	319 ± 16	308 ± 16
Ξ^-	NA57	290 ± 20	290 ± 11	295 ± 9	304 ± 11	299 ± 12
	PSM	391 ± 60	343 ± 51	311 ± 47	297 ± 45	283 ± 45
Ξ^+	NA57	232 ± 29	311 ± 23	294 ± 18	346 ± 28	356 ± 31
	PSM	278 ± 56	280 ± 56	300 ± 60	308 ± 62	361 ± 72
$\Omega + \bar{\Omega}$	NA57	274 ± 34	274 ± 34	274 ± 28	268 ± 23	268 ± 23
	PSM	271 ± 54	225 ± 45	217 ± 44	245 ± 50	234 ± 47

Таблица 24. Гиперонные факторы в Pb+Pb-столкновениях при энергии 160А ГэВ для пяти классов центральности

Гипероны (расчет и эксперимент)		Класс центральности				
		0	I	II	III	IV
Λ	NA57	2,94 ± 0,10	3,41 ± 0,11	3,61 ± 0,11	4,11 ± 0,12	4,21 ± 0,12
	PSM	2,06 ± 0,06	2,79 ± 0,09	3,48 ± 0,10	4,06 ± 0,12	4,42 ± 0,13
$\bar{\Lambda}$	NA57	2,13 ± 0,08	2,14 ± 0,08	2,42 ± 0,10	2,01 ± 0,08	2,24 ± 0,09
	PSM	2,11 ± 0,08	2,74 ± 0,11	3,18 ± 0,12	3,30 ± 0,13	3,40 ± 0,13
Ξ^-	NA57	5,18 ± 0,10	6,67 ± 0,13	7,42 ± 0,15	9,71 ± 0,20	8,52 ± 0,17
	PSM	2,26 ± 0,05	3,28 ± 0,07	4,53 ± 0,09	5,68 ± 0,11	6,64 ± 0,13
Ξ^+	NA57	1,98 ± 0,08	5,23 ± 0,21	5,86 ± 0,23	5,45 ± 0,22	5,44 ± 0,22
	PSM	2,11 ± 0,08	2,85 ± 0,11	3,84 ± 0,15	4,42 ± 0,17	5,00 ± 0,20
$\Omega + \bar{\Omega}$	NA57	10,8 ± 1,1	14,2 ± 1,4	19,9 ± 2,0	20,5 ± 2,1	24,3 ± 2,4
	PSM	2,2 ± 0,2	4,6 ± 0,5	6,54 ± 0,7	9,9 ± 1,0	12,3 ± 1,2

5.3. Партоновая модель и ядерный модификационный фактор при энергиях SPS и RHIC. Одним из основных открытий в экспериментах на RHIC является подавление частиц с большим поперечным импульсом в центральных столкновениях тяжелых ионов. Количественной оценкой этого наблюдаемого эффекта служит ядерный модификационный фактор (ЯМФ)

$$R_{AA}(p_T) = \frac{1}{\langle N_{col} \rangle_C} \frac{d^2 N_{AA}^C / dp_T dy}{d^2 N_{pp} / dp_T dy}, \quad (52)$$

где $\langle N_{\text{col}} \rangle_C$ — среднее число нуклон-нуклонных столкновений при взаимодействии ядер в данном классе центральности C . Очевидно, что ядерный модификационный фактор будет равен единице, если ядро-ядерное столкновение сводится к простой суперпозиции N_{col} независимых нуклон-нуклонных столкновений. ЯМФ, измеренный коллаборациями PHENIX и STAR в центральных Au + Au-столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ, оказался в 4–5 раз меньше единицы для всех сортов частиц с $p_T \geq 5$ ГэВ/с [96]. Подобное подавление выходов частиц при больших значениях p_T наблюдалось также при переходе от периферических к центральным ядро-ядерным столкновениям. В этом случае ЯМФ определяется по формуле

$$R_{\text{CP}}(p_T) = \frac{\langle N_{\text{col}} \rangle_P d^2 N_{AA}^C / dp_T dy}{\langle N_{\text{col}} \rangle_C d^2 N_{AA}^P / dp_T dy}, \quad (53)$$

где $\langle N_{\text{col}} \rangle_C$ — среднее число нуклон-нуклонных столкновений в периферических столкновениях ядер. Наблюдаемое уменьшение ЯМФ объясняется энергетическими потерями жестких партонов, проходящих через КХД-среду с высокой плотностью, которая образуется в релятивистских столкновениях тяжелых ионов. Предполагается, что главным механизмом, за счет которого партоны теряют энергию, является индуцированное средой излучение глюонов [97].

Результаты, полученные на RHIC при меньшей энергии $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ ГэВ [98], свидетельствуют о том, что измеренный фактор $R_{AA}(p_T)$ лишь на 30% отличается от его значения при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. Этот факт мотивирует поиск аналогичного эффекта, связанного с энергетическими потерями партонов в плотной среде, в ядро-ядерных столкновениях при энергии SPS. На основе данных, полученных в эксперименте NA57, были определены ядерные модификационные факторы $R_{\text{CP}}(p_T)$ для K_S^0 -, Λ -, $\bar{\Lambda}$ -частиц и отрицательно заряженных адронов h^- в Pb + Pb-столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ ГэВ.

При вычислении ЯМФ по формуле (52) периферическими считались события, составляющие 0-й класс центральности в эксперименте NA57 (см. табл. 2), а центральными — события, принадлежащие I, II, III и IV классам центральности соответственно. На рис. 40 показана зависимость ЯМФ от поперечного импульса для четырех различных центральных классов C . Ширина заштрихованных полос вокруг $R_{\text{CP}} = 1$ соответствует не зависящей от p_T систематической ошибке, обусловленной погрешностью отношения $\langle N_{\text{col}} \rangle_P / \langle N_{\text{col}} \rangle_C$. Рассмотрим $R_{\text{CP}}(p_T)$ для IV класса центральности. Как видно, при малых значениях p_T ($< 0,5$ ГэВ/с) ЯМФ для h^- , K_S^0 и Λ совпадают, тогда как точки для $\bar{\Lambda}$ -частиц лежат заведомо ниже. С возрастанием поперечного импульса R_{CP} для K_S^0 приближается к единице, а для Λ - и $\bar{\Lambda}$ -гиперонов становится больше единицы при $p_T > 1$ ГэВ/с, достигая

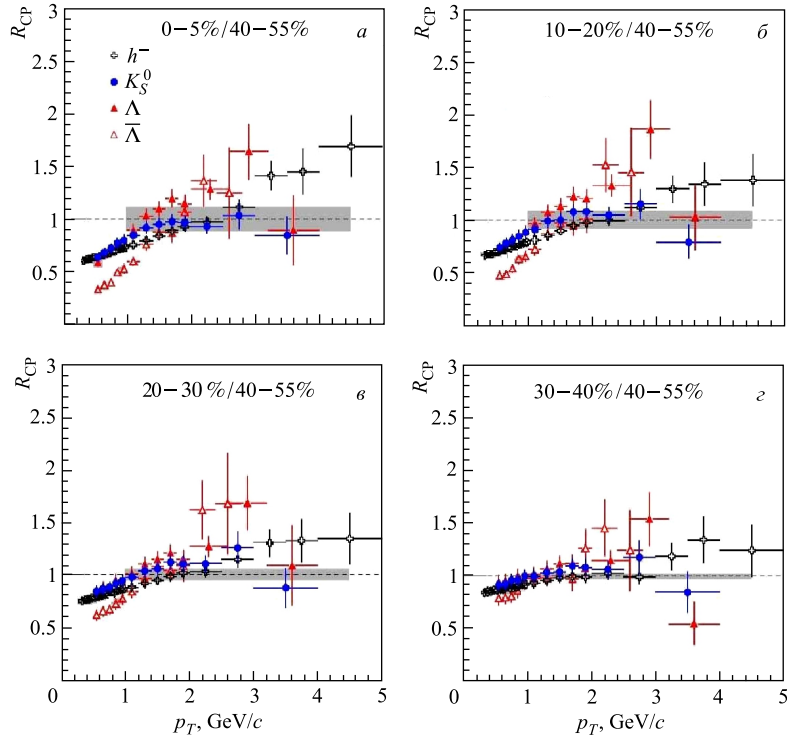


Рис. 40. Ядерный модификационный фактор $R_{CP}(p_T)$ для h^- , K_S^0 , Λ и $\bar{\Lambda}$ в Pb + Pb-столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ ГэВ в зависимости от класса центральности (I–IV)

значения 1,5. В области $p_T < 2$ ГэВ/с $R_{CP}(p_T)$ для отрицательно заряженных адронов, которые представлены главным образом π^- -мезонами, остается ниже соответствующих значений для K_S^0 . При более высоких значениях p_T , где более существенным становится вклад K^- и \bar{p} , значения $R_{CP}(p_T)$ для h^- лежат между соответствующими значениями для K_S^0 и Λ . Для менее центральных столкновений, отвечающих I, II и III классам центральности, $R_{CP}(p_T)$ в пределах ошибок имеет такое же поведение, что и в IV классе для всех типов частиц, за исключением K_S^0 , для которых наблюдается небольшой рост ЯМФ в области $p_T > 1,2$ ГэВ/с.

Обращает на себя внимание различное поведение Λ - и $\bar{\Lambda}$ -частиц при малых значениях поперечного импульса. Это может быть связано с особенностями поглощения $\bar{\Lambda}$ в обогащенной нуклонами среде. Заметим в этой связи, что измеренное при энергии SPS отношение выходов $\bar{\Lambda}/\Lambda$ оказывается в два

раза меньше в столкновениях ядер свинца по сравнению со столкновениями ядер серы [99], а выходы $\bar{\Lambda}$, нормированные на число нуклонов-участников, на 71 % меньше в $p + \text{Pb}$ -столкновениях по сравнению с $p + \text{Be}$ -реакциями [100].

На рис. 41 приведено сравнение ЯМФ для K_S^0 - и Λ -частиц, измеренных в эксперименте NA57 при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ ГэВ, с результатами, полученными коллаборацией STAR в Au + Au-столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. Как видно, поведение $R_{CP}(p_T)$ оказывается одинаковым

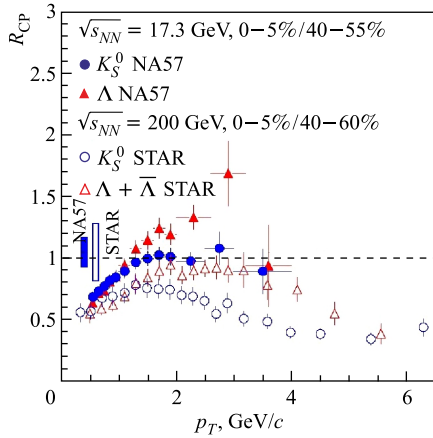


Рис. 41. Ядерный модификационный фактор $R_{CP}(p_T)$ для K_S^0 и Λ в Pb + Pb-столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ ГэВ и в Au + Au-столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ для IV класса центральности

пренебрежимо малым. Большие значения R_{CP} для Λ -частиц по сравнению с K_S^0 -мезонами в промежуточной области по поперечному импульсу ($p_T \approx 2-4$ ГэВ/с) при энергиях RHIC объясняются коалесценцией партонов в плотной среде с партонными степенями свободы. Данные эксперимента NA57 показывают, что подобное соотношение между ЯМФ для K_S^0 и Λ сохраняется и при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ ГэВ.

На рис. 42 измеренные в эксперименте NA57 значения $R_{CP}(p_T)$ для K_S^0 сравниваются с предсказаниями Ванга, полученными в расчетах на основе пертурбативной КХД [101] с учетом (толстая линия) и без учета (тонкая линия) энергетических потерь партонов в среде. Начальная плотность глюонов на единицу быстроты dN_g/dy , используемая для описания данных при энергиях RHIC, была редуцирована в расчетах ЯМФ при энергиях SPS в соответствии с наблюдаемым двукратным уменьшением множественности заря-

при обеих энергиях, хотя абсолютные значения ЯМФ при энергии SPS выше, чем при энергии RHIC, где эффекты, обусловленные энергетическими потерями партонов, должны проявляться сильнее. Различие между значениями R_{CP} при двух энергиях может быть связано отчасти с влиянием ядерной среды на функции распределения партонов. Действительно, при значениях переменной Бьеркена x_B , отвечающих рождению партонов с данным p_T в столкновениях ядер при энергии SPS, например, при $x_B \approx 0,3$ для $p_T \approx 3$ ГэВ/с, функции распределения партонов возрастают на 10–20 % вследствие эффекта анти-экранирования, тогда как при меньших значениях x_B , соответствующих тем же значениям p_T при энергиях RHIC ($x_B \approx 0,03$ для $p_T \approx 3$ ГэВ/с), влияние этого эффекта становится

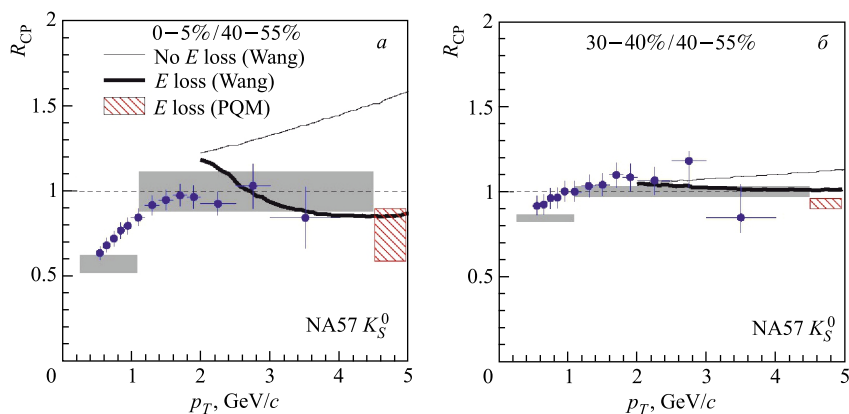


Рис. 42. Ядерный модификационный фактор $R_{CP}(p_T)$ для K_S^0 в Pb + Pb-столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ ГэВ в сравнении с предсказаниями партонной модели с учетом (жирная линия) и без учета (тонкая линия) энергетических потерь партонов в среде

женных частиц при переходе от энергий RHIC к энергиям SPS. Для IV класса центральности кривая $R_{CP}(p_T)$, полученная в расчетах без учета энергетических потерь, идет вверх с ростом p_T . Такое поведение $R_{CP}(p_T)$ обусловлено уширением p_T -спектров партонов в начальном состоянии, которое пропорционально числу упругих столкновений, испытываемых партонами внутри ядра до момента их неупругого взаимодействия, а значит, для центральных столкновений ядер оно должно быть больше, чем для периферических. Кривая $R_{CP}(p_T)$, полученная с учетом энергетических потерь, лучше описывает экспериментальные данные. При переходе к менее центральным столкновениям теоретические зависимости $R_{CP}(p_T)$, рассчитанные с учетом и без учета энергетических потерь, становятся ближе друг к другу, и обе согласуются с измеренными значениями ЯМФ.

Для контроля было проведено сравнение значений R_{CP} , предсказанных Вангом, с результатами расчетов по независимой партонной модели (PQM) [102], которая описывает некоторые связанные с энергетическими потерями наблюдаемые при энергиях RHIC [103]. Большая погрешность вычислений по PQM связана с тем фактом, что индуцированные средой энергетические потери партонов оказываются порядка их начальной энергии. Так как эта погрешность тем больше, чем меньше энергия партонов, результаты вычислений по PQM оказываются значимыми только для $p_T \geq 4$ ГэВ/с. Как видно из рис. 42, где эти результаты показаны заштрихованной прямоугольной областью, предсказания PQM согласуются с вычислениями Ванга, учитывающими энергетические потери. Обе модели предсказывают одинаковый эффект

при энергиях SPS, а именно уменьшение ЯМФ в IV классе центральности при $p_T \geq 4$ ГэВ/с в два раза по сравнению со значениями, вычисленными без учета энергетических потерь партонов.

5.4. Усиление выхода странности и эффект «кор–корона». Следует отметить, что наблюдаемое усиление выхода странных частиц в релятивистских столкновениях тяжелых ионов по отношению к протон-протонным столкновениям можно интерпретировать в рамках простой геометрической модели [104], учитывающей так называемый эффект «кор–корона» (core–corona effect). В этой модели область взаимодействия ядер разделяется на две части: центральную область кора с высокой плотностью ядерного вещества и периферическую область короны с низкой ядерной плотностью. Основная гипотеза модели заключается в том, что только кор испытывает коллективное расширение, сопровождающееся статистическим вымораживанием адронов, тогда как в области короны частицы рождаются главным образом в неупругих нуклон-нуклонных взаимодействиях в процессе струнной фрагментации. Таким образом, множественность адронов в рамках этой гипотезы определяется относительным размером кора и короны.

Модель «кор–корона» позволяет на качественном уровне понять экспериментальные результаты, полученные в столкновениях различных ядер при энергиях RHIC и SPS. Например, одинаковые в пределах ошибок гиперонные факторы в центральных столкновениях Cu + Cu и Au + Au при энергиях 62A и 200A ГэВ объясняются тем фактом, что гипероны рождаются исключительно в области кора и что поведение кора при одной и той же энергии идентично для различных ядерных систем. Как следствие, зависимость гиперонных факторов от числа нуклонов-участников N_{part} имеет более крутой наклон для Cu + Cu-столкновений. С уменьшением центральности вклад чистых $p + p$ -взаимодействий в области короны возрастает. Но в $p + p$ -соударениях имеет место подавление выхода странных барионов по сравнению с $e^+ + e^-$ -процессами, которое увеличивается с ростом числа странных кварков, входящих в состав бариона. По этой причине рождение мультистранных частиц в области кора превалирует по сравнению с их рождением в области короны. Следовательно, эффект усиления выхода странных частиц в ядро-ядерных столкновениях, мерой которого являются гиперонные факторы (см. (44)), будет возрастать с ростом странности гиперона, причем в значительной степени такое поведение гиперонных факторов обязано эффекту подавления выхода странных частиц в $p + p$ -столкновениях.

Рассмотренный подход позволяет объяснить, почему больше говорят об усиленном выходе странности в $A + A$ -столкновениях при энергиях SPS, чем RHIC. Во-первых, при более низких энергиях вклад короны больше вклада кора во всем диапазоне числа участников. А во-вторых, средняя масса струны, натягиваемой между партонами в $p + p$ -столкновениях, которая даже при энергиях RHIC оказывается меньше массы мультистранных барионов, уменьша-

етс с уменьшением энергии протона, усиливая тем самым эффект подавления странности в нуклон-нуклонных взаимодействиях.

Удивительно, что такая простая геометрическая модель позволяет не только качественно, но и количественно описать зависимость гиперонных факторов от центральности ядро-ядерных столкновений, мерой которой является число нуклонов-участников. Множественность гиперона данного типа i в зависимости от N_{part} дается в приближении «кор-корона» следующей формулой

$$M^i(N_{\text{part}}) = N_{\text{part}}[f_1 M_1^i + (1 - f_1) M_2^i], \quad (54)$$

где f_1 — относительная доля числа нуклонов-участников, образующих файербол в области кора; $f_2 = 1 - f_1$ — относительная доля числа нуклонов-участников, образующих струны в области короны; M_1 и M_2 — множественность гиперона на один раненый нуклон из кора и короны соответственно, которая, как предполагается, не зависит ни от полного числа нуклонов-участников N_{part} , ни от размеров системы сталкивающихся ядер. Значение f_1 можно рассчитать по модели Глаубера, M_1 и M_2 берутся из эксперимента.

Результаты расчета по формуле (54) для реакций $\text{Au} + \text{Au}$ и $\text{Cu} + \text{Cu}$ при энергиях в системе центра масс 200A и 62A ГэВ, а также для реакций $\text{Pb} + \text{Pb}$ при энергии 17,2A ГэВ показаны на рис. 43. Как видно, зависимость гиперонных факторов от центральности $A + A$ -столкновений количественно описывается при всех трех значениях энергии для различных типов гиперонов и различных взаимодействующих систем.

Проведенный анализ свидетельствует о том, что рождение странных барионов следует очень простому правилу: за вычетом вклада, обусловленного короной, рождение частиц происходит в той массе ядерного вещества, свойства которого не зависят от размеров системы. Замечательным является тот факт, что область кора строго определяется геометрией, а значит оказывается очень малой для самых периферических взаимодействий. Это говорит о том, что новое состояние вещества, возникновение которого ожидается в центральных столкновениях тяжелых ядер, может существовать и в очень маленьких системах.

5.5. Выводы

1. Анализ распределений странных частиц по поперечной массе, выполненный в рамках статистической модели, показывает, что расширение файерболла, образующегося в центральных столкновениях ядер свинца при энергиях SPS, носит взрывной характер. Кинетическое вымораживание файерболла происходит при температуре порядка 120 МэВ и средней скорости поперечного потока порядка половины скорости света в $\text{Pb} + \text{Pb}$ -столкновениях при энергии 160A ГэВ и при температуре порядка 110 МэВ и средней скорости поперечного потока порядка 40% от скорости света — при энергии 40A ГэВ. С возрастанием степени центральности ядро-ядерных столкновений скорость

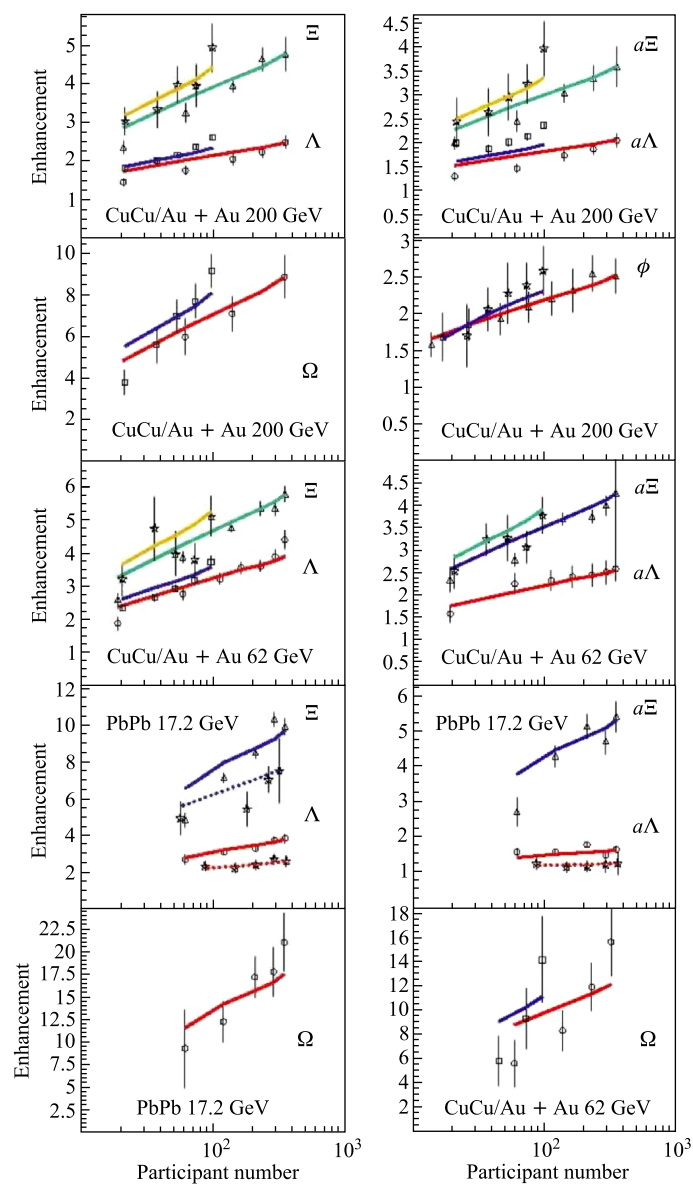


Рис. 43. Зависимость гиперонных факторов от центральности $A + A$ -столкновений для разных энергий и систем. Точки — экспериментальные данные, линии — расчет по модели «кор-корона»

поперечного потока уменьшается, а температура кинетического вымораживания увеличивается.

2. Анализ выходов странных частиц на основе статистической модели показывает, что при переходе от энергии 160А ГэВ к энергии 40А ГэВ температура химического вымораживания файерболла уменьшается от 157 до 149 МэВ. Этот результат согласуется с гипотезой о том, что химическое вымораживание адронов начинается в тот момент, когда средняя энергия на адрон в расширяющемся файерболле становится равной 1 ГэВ.

3. В рамках статистической модели с учетом гидродинамики Бьеркена получено хорошее ($\chi^2/\text{ndf} \approx 1$) описание быстротных спектров всех странных частиц с одним и тем же значением средней скорости продольного потока $\langle\beta_L\rangle = 0,42 \pm 0,03$.

4. Описание выходов странных частиц в рамках партонно-струнной модели демонстрирует полуколичественное согласие теоретических предсказаний с экспериментальными результатами. Показано, что разумное воспроизведение моделью усиленного выхода странности в ядро-ядерных столкновениях может быть достигнуто только с учетом слияния струн. Включение этого механизма приводит к трехкратному увеличению выхода Λ -частиц и на порядок увеличивает выходы мультистранных гиперонов. С учетом слияния струн и перераспределения частиц в конечном состоянии получено качественное описание параметров наклона m_T -спектров всех гиперонов во всех классах центральности. Тем не менее PSM недооценивает выходы Ω -гиперонов и переоценивает выходы $\bar{\Lambda}$ - и $\bar{\Xi}^+$ -частиц, а также заметно переоценивает параметры наклона для Λ - и $\bar{\Xi}^-$ -частиц в наиболее периферических Pb + Pb-столкновениях, что указывает на необходимость дальнейшей модификации модели.

5. Анализ в рамках партонной модели ядерных модификационных факторов для K_S^0 -, Λ -, $\bar{\Lambda}$ -частиц и отрицательно заряженных адронов, измеренных в Pb + Pb-столкновениях при энергии 160А ГэВ, показывает, что их экспериментальные значения могут быть описаны только с учетом энергетических потерь партонов в процессе их адронизации. Показано, что экспериментальная зависимость ЯМФ от поперечного импульса, полученная для K_S^0 -мезонов в случае 5% наиболее центральных столкновений, воспроизводится лучше, если ядерные эффекты учитываются как в начальном, так и в конечном состоянии.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сформулируем основные физические результаты, полученные в экспериментах, изучающих рождение странных частиц в ядро-ядерных столкновениях при энергии SPS.

Выходы гиперонов и антигиперонов в Pb + Pb-взаимодействиях при энергии 40А и 160А ГэВ, нормированные на число нуклонов-участников, усилены

по сравнению с $p + \text{Be}$ - и $p + \text{Pb}$ -взаимодействиями, в которых усиление выхода странности не наблюдается.

Гиперонные факторы, характеризующие усиление выхода странных частиц, растут с увеличением числа странных валентных кварков, достигая значения 20 для Ω -гиперонов. Этот результат согласуется с гипотезой о возникновении кварк-глюонной плазмы в ядро-ядерных столкновениях при высоких энергиях и оказывается труднообъяснимым в рамках традиционных адронных моделей.

Зависимость гиперонных факторов от степени центральности $\text{Pb} + \text{Pb}$ -взаимодействий описывается степенным законом.

С ростом энергии взаимодействия ядер от 40 до 160 ГэВ на нуклон в лабораторной системе координат выходы Λ - и Ξ^- -гиперонов остаются в пределах ошибок постоянными, тогда как выходы $\bar{\Lambda}$ -, Ξ^+ -, Ω^- - и $\bar{\Omega}^+$ -частиц возрастают. Усиление выхода странности в наиболее центральных $\text{Pb} + \text{Pb}$ -столкновениях оказывается больше при более высокой энергии.

Отношения выходов антигиперонов к выходам гиперонов являются возрастающими функциями от энергии, что согласуется с гипотезой об уменьшении барионной плотности файерболла при возрастании энергии сталкивающихся ядер.

Параметры наклона m_T -спектров для всех типов гиперонов согласуются с их значениями, полученными для соответствующих античастиц.

Параметры наклона m_T -спектров странных частиц, измеренные при энергии 40А ГэВ, оказываются на 7–20 % меньше соответствующих значений при энергии 160А ГэВ.

Для Λ и Ξ^+ наблюдается возрастание параметров наклона с увеличением степени центральности $\text{Pb} + \text{Pb}$ -столкновений, тогда как наклоны m_T -спектров Ξ^- -гиперонов остаются в пределах ошибок постоянными во всем диапазоне центральности.

Быстротные распределения Λ -, Ξ - и Ω -гиперонов являются плоскими в центральной быстротной области единичной ширины для всех классов центральности ядро-ядерных столкновений, а быстротные распределения K_S^0 - и $\bar{\Lambda}$ -частиц описываются распределением Гаусса, ширина которого не зависит от степени центральности $\text{Pb} + \text{Pb}$ -столкновений.

Ядерные модификационные факторы, измеренные для K_S^0 , Λ , $\bar{\Lambda}$ и отрицательно заряженных адронов в $\text{Pb} + \text{Pb}$ -столкновениях при энергии 160А ГэВ, демонстрируют подавление выхода частиц с поперечными импульсами больше 3 ГэВ/с при переходе от центральных столкновений ядер к периферическим.

Сравнение экспериментальных результатов с предсказаниями стандартных теоретических моделей показывает, что наилучшее описание выходов и спектров странных частиц в ядро-ядерных взаимодействиях может быть получено только с учетом коллективных эффектов, которые в рамках статистиче-

ской модели связываются с коллективным потоком частиц внутри файерболо, а в рамках партонной модели — с механизмом слияния струн, натягиваемых между кварками и глюонами.

В результате анализа распределений странных частиц по поперечной массе, выполненного в рамках статистической модели, установлено, что кинетическое вымораживание файерболо, образующегося в Pb + Pb-столкновениях при энергии SPS, происходит при температуре порядка 110–120 МэВ и средней скорости поперечного потока порядка 0,4–0,5 скорости света. С возрастанием степени центральности ядро-ядерных столкновений скорость поперечного потока уменьшается, а температура кинетического вымораживания увеличивается.

Анализ выходов странных частиц на основе статистической модели показывает, что температура химического вымораживания файерболо, образующегося в Pb + Pb-столкновениях при энергии SPS, составляет 150–160 МэВ и увеличивается при переходе от энергии 40А ГэВ к энергии 160А ГэВ. Полученные оценки подтверждают гипотезу о том, что химическое вымораживание адронов начинается в тот момент, когда средняя энергия на адрон в расширяющемся файерболо становится равной 1 ГэВ.

В рамках статистической модели, дополненной гидродинамической моделью Бьеркена, получено хорошее описание быстротных спектров всех странных частиц при одной и той же продольной скорости коллективного потока, сравнимой с его поперечной скоростью. Этот результат свидетельствует об изотропном расширении файерболо, образующегося в ядро-ядерных столкновениях при энергиях SPS.

Описание выходов и спектров странных частиц в рамках партонно-струнной модели демонстрирует полуколичественное согласие теоретических предсказаний с экспериментальными результатами. Показано, что основным механизмом, обеспечивающим в модели усиление выхода странности в ядро-ядерных столкновениях, является слияние струн. С учетом этого механизма модель хорошо воспроизводит выходы Λ - и Ξ^- -частиц, переоценивая выходы античастиц и недооценивая более чем в два раза выходы Ω -гиперонов. Это указывает на то, что коллективные эффекты не ограничиваются только слиянием струн, или этот механизм имеет более сложный характер.

Анализ в рамках партонной модели ядерных модификационных факторов для странных частиц, измеренных при энергиях SPS, показывает, что их экспериментальные значения могут быть описаны только с учетом энергетических потерь партонов в процессе их адронизации. Экспериментальная зависимость ЯМФ от поперечного импульса, полученная для K_S^0 -мезонов в центральных столкновениях ядер свинца при энергии 160А ГэВ, воспроизводится намного лучше, если ядерные эффекты учитываются как в начальном, так и в конечном состоянии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Review of Particle Physics // *Eur. Phys. J. C.* 1998. V. 3. P. 1–794.
2. *Rafelski J., Muller B.* Strangeness Production in the Quark-Gluon Plasma // *Phys. Rev. Lett.* 1982. V. 48. P. 1066–1069.
3. *Koch P., Muller B., Rafelski J.* Strangeness in Relativistic Heavy Ion Collisions // *Phys. Rep.* 1986. V. 142. P. 167–262.
4. *Koch V.* Aspects of Chiral Symmetry // *Intern. J. Mod. Phys. E.* 1997. V. 6. P. 203–249.
5. *Stachel J., Young G.R.* Relativistic Heavy Ion Physics at CERN and BNL // *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 1992. V. 42. P. 537–597.
6. *Abreu M.C. et al.* Observation of a Threshold Effect in the Anomalous J/Ψ Suppression // *Phys. Lett. B.* 1999. V. 450. P. 456–466.
7. *Albrecht R. et al.* Limits on the Production of Direct Photons in 200A GeV S + Au Collisions // *Phys. Rev. Lett.* 1996. V. 76. P. 3506–3509.
8. *Agakichiev G. et al.* New Results on Low Mass Lepton Pair Production in Pb + Au Collisions at 158 GeV/c per Nucleon // *Nucl. Phys. A.* 1999. V. 654. P. 627c–630c.
9. *Margetisa S. et al.* Strangeness Measurements in NA49 Experiment with Pb Projectiles // *J. Phys. G.* 1999. V. 25. P. 189–197.
10. *Abgrall N. et al.* Na61/Shine at the CERN SPS. PoS CPOD07:054. 2007.
11. *Adams D.L. et al.* The STAR Experiment at the Relativistic Heavy Ion Collider // *Nucl. Phys. A.* 1994. V. 566. P. 277c–286c.
12. *Nagamiya S.* PHENIX Experiment at RHIC // *Nucl. Phys. A.* 1994. V. 566. P. 287c–298c.
13. *Aamodt K. et al.* The ALICE Experiment at the CERN LHC // *JINST.* 2008. V. 3. P. 1–245.
14. *Di Bari D. et al.* Results on the Production of Baryons with $|S| = 1, 2, 3$ and Strange Mesons in S + W Collisions at 200 GeV/c per Nucleon // *Nucl. Phys. A.* 1995. V. 590. P. 307c–316c.
15. *Abatzis S. et al.* Hyperon Production in Proton–Tungsten Interactions at 200 GeV/c // *Phys. Lett. B.* 1997. V. 393. P. 210–216.
16. *Kinson J.B. et al.* Strange Particle Production in Sulphur–Sulphur Interactions at 200 GeV/c per Nucleon // *Nucl. Phys. A.* 1995. V. 590. P. 317c–332c.
17. *Abatzis S. et al.* Hyperon Production in Proton–Sulphur Interactions at 200 GeV/c // *Phys. Lett. B.* 1997. V. 400. P. 239–244.
18. *Antinori F. et al.* Production of Strange and Multistrange Hadrons in Nucleus–Nucleus Collisions at the SPS // *Nucl. Phys. A.* 1999. V. 661. P. 130c–139c.
19. *Sollfrank J., Heinz U.* The Role of Strangeness in Ultrarelativistic Nuclear Collisions // *Quark-Gluon Plasma 2.* Singapore: World Sci., 1995. P. 555–634.

20. *Cleymans J., Redlich K., Suhonen E.* Canonical Description of Strangeness Conservation and Particle Production // *Z. Phys. C.* 1991. V. 51. P. 137–141.
21. *Bravina L. V. et al.* Equilibrium and Nonequilibrium Effects in Relativistic Heavy Ion Collisions // *Nucl. Phys. A.* 1999. V. 661. P. 600c–603c.
22. *Satchel J., Young G. R.* Relativistic Heavy Ion Physics at CERN and BNL // *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 1992. V. 42. P. 537–597.
23. *Nagamiya S.* Experimental Overview // *Nucl. Phys. A.* 1992. V. 544. P. 5c–25c.
24. *Cooper F., Frye G.* Single Particle Distribution in the Hydrodynamic and Statistical Thermodynamic Models of Multiparticle Production // *Phys. Rev. D.* 1974. V. 10. P. 186–189.
25. *Lee K. S., Heinz U., Schnedermann E.* Search for Collective Transverse Flow Using Particle Transverse Momentum Spectra in Relativistic Heavy Ion Collisions // *Z. Phys. C.* 1990. V. 48. P. 525–541.
26. *Heinz U., Schnedermann E., Sollfrank J.* Thermal Phenomenology of Hadrons from 200A GeV S + S Collisions // *Phys. Rev. C.* 1993. V. 48. P. 2462–2475.
27. *Dumitru A. et al.* Direct Emission of Multiple Strange Baryons in Ultrarelativistic Heavy Ion Collisions from the Phase Boundary // *Phys. Lett. B.* 1999. V. 460. P. 411–416.
28. *Csorgo T., Lorstad B.* Bose–Einstein Correlations for Three-Dimensionally Expanding, Cylindrically Symmetric, Finite Systems // *Phys. Rev. C.* 1996. V. 54. P. 1390–1403.
29. *Capella A. et al.* Dual Parton Model // *Phys. Rep.* 1994. V. 236. P. 225–329.
30. *Amelin N. S., Braun M. A., Pajares C.* Multiple Production in the Monte Carlo String Fusion Model // *Phys. Lett. B.* 1993. V. 306. P. 312–318.
31. *Kaidalov A. B., Ter-Martirosyan K. A.* Pomeron as Quark-Gluon Strings and Multiple Hadron Production at SPS-Collider Energies // *Phys. Lett. B.* 1982. V. 117. P. 247–251.
32. *Bass S. A. et al.* Microscopic Models for Ultrarelativistic Heavy Ion Collisions // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 1998. V. 41. P. 255–369.
33. *Wang X. N., Gyulassy M.* HIJING 1.0: A Monte Carlo Program for Parton and Particle Production in High Energy Hadronic and Nuclear Collisions // *Comp. Phys. Commun.* 1994. V. 83. P. 307–331.
34. *Amelin N. S. et al.* Monte Carlo Model for Nuclear Collisions from SPS to LHC Energies // *Eur. Phys. J. C.* 2001. V. 22. P. 149–163.
35. *Jostrand T.* High-Energy-Physics Event Generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 // *Comp. Phys. Commun.* 1994. V. 82. P. 74–89.
36. *Jostrand T.* Ariadne Version 4 — A Program for Simulation of QDC Cascades Implementing the Colour Dipole Model // *Comp. Phys. Commun.* 1992. V. 82. P. 15–31.

37. Wong C. Y. Introduction to High Energy Heavy Ion Collisions. Singapore: World Sci. Publ., 1994. P. 251–264.
38. Armesto N. *et al.* Strangeness Enhancement and String Fusion in Nucleus–Nucleus Collisions // Phys. Lett. B. 1995. V. 344. P. 301–307.
39. Antinori F. *et al.* Expansion Dynamics of Pb–Pb Collisions at 40A GeV/c Viewed by Negatively Charged Hadrons // J. Phys. G. 2007. V. 34. P. 403–429.
40. Antinori F. *et al.* Transverse Dynamics of Pb–Pb Collisions at 40A GeV/c Viewed by Strange Hadrons // J. Phys. G. 2006. V. 32. P. 2065–2080.
41. Antinori F. *et al.* Enhancement of Hyperon Production at Central Rapidity in 158A GeV/c Pb–Pb Collisions // Ibid. P. 427–441.
42. Antinori F. *et al.* Rapidity Distributions around Mid-Rapidity of Strange Particles in Pb–Pb Collisions at 158A GeV/c // J. Phys. G. 2005. V. 31. P. 1345–1357.
43. Antinori F. *et al.* Central-to-Peripheral Nuclear Modification Factors in Pb–Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV/c // Phys. Lett. B. 2005. V. 623. P. 17–25.
44. Antinori F. *et al.* Multiplicity of Charged Particles in Pb–Pb Collisions at SPS Energies // J. Phys. G. 2005. V. 31. P. 321–335.
45. Antinori F. *et al.* Energy Dependence of Hyperon Production in Nucleus–Nucleus Collisions at SPS // Phys. Lett. B. 2004. V. 595. P. 68–74.
46. Antinori F. *et al.* Study of the Transverse Mass Spectra of Strange Particles in Pb–Pb Collisions at 158A GeV/c // J. Phys. G. 2004. V. 30. P. 823–840.
47. Antinori F. *et al.* Results from NA57 // J. Phys. G. 2006. V. 32. P. S89–S95.
48. Antinori F. *et al.* Results from NA57 // Nucl. Phys. A. 2006. V. 774. P. 51–58.
49. Antinori F. *et al.* Blast-Wave Analysis of Strange Particle m_T Spectra in Pb–Pb Collisions at the SPS // J. Phys. G. 2005. V. 31. P. S127–S133.
50. Antinori F. *et al.* Strange Particle Production in 158 and 40A GeV/c Pb–Pb and p –Be Collisions // Ibid. P. S135–S140.
51. Antinori F. *et al.* Results on Strangeness Production from the NA57 Experiment // Ibid. P. S919–S927.
52. Antinori F. *et al.* New Results from the NA57 Experiment // J. Phys. G. 2004. V. 30. P. S717–S724.
53. Antinori F. *et al.* Energy Dependence of K^0 and Hyperon Production at the CERN SPS // Ibid. P. S1329–S1332.
54. Antinori F. *et al.* Results on Hyperon Production from the NA57 Experiment // Acta Phys. Hung. A. 2005. V. 22. P. 113–120.
55. Antinori F. *et al.* Strange Baryon Production in Pb–Pb Interactions at CERN SPS // Acta Phys. Polonica B. 2004. V. 35. P. 197–202.
56. Antinori F. *et al.* Hyperon Production at the CERN SPS, Results from the NA57 Experiment // J. Phys. G. 2004. V. 30. P. S129–S138.

57. *Antinori F. et al.* Hyperon Production in 40A GeV/c Collisions from the NA57 Experiment // J. Phys. G. 2004. V. 30. P. S199–S204.
58. *Antinori F. et al.* Hyperon Production in 158 and 40A GeV/c Pb–Pb and p –Be Collisions from the NA57 Experiment // Nucl. Phys. A. 2004. V. 734. P. 57–60.
59. *Antinori F. et al.* Hyperon Yields in Pb–Pb Collisions from NA57 Experiment // Nucl. Phys. A. 2003. V. 715. P. 140c–150c.
60. *Antinori F. et al.* Results on 40A GeV/c Pb–Pb Collisions from the NA57 Experiment // Ibid. P. 514c–517c.
61. *Antinori F. et al.* Results on Hyperon Production from the NA57 // J. Phys. G. 2002. V. 28. P. 1607–1614.
62. *Antinori F. et al.* First Results on Strange Baryon Production from the NA57 Experiment // Nucl. Phys. A. 2002. V. 698. P. 118c–127c.
63. *Antinori F. et al.* Determination of the Event Centrality in the WA97 and NA57 Experiments // J. Phys. G. 2001. V. 27. P. 391–396.
64. *Antinori F. et al.* Status of the NA57 Experiment at CERN SPS // Ibid. P. 383–390.
65. *Antinori F. et al.* NA57 Results // Proc. of XXXV Intern. Symp. on Multiparticle Dynamics. Kromeriz, 2006.
66. *Antinori F. et al.* Latest Results from NA57 // Proc. of HEP2005 Europhys. Conf. Lisbon, 2005.
67. *Antinori F. et al.* New Results from NA57 Experiment // Proc. of XXXVIII Rencontres de Moriond — QCD and High Energy Hadronic Interactions. Les Arcs, 2003.
68. *Antinori F. et al.* Hyperon Production in Lead–Lead Interactions at 40 and 160A GeV/c // Proc. of EPS Intern. Europhys. Conf. on High-Energy Physics. Aachen, 2003.
69. *Antinori F. et al.* Results on Λ and Ξ Production in Pb–Pb Collisions at 160 GeV/c per Nucleon from the NA57 Experiment // Proc. of XXXVII Rencontres de Moriond — QCD and High Energy Hadronic Interactions. Les Arcs, 2002.
70. *Antinori F. et al.* Hyperon Yields in Pb–Pb Collisions from NA57 Experiment // Proc. of ICHEP 2002. Amsterdam, 2002.
71. *Antinori F. et al.* Centrality Dependence of Strange Baryon Yields in Pb–Pb Collisions // Proc. of Intern. Europhys. Conf. on High Energy Physics. Budapest, 2001.
72. *Antinori F. et al.* Results on Cascade Production in Lead–Lead Interactions from the NA57 Experiment // Proc. of XXXVI Rencontres de Moriond — QCD and High Energy Hadronic Interactions. Les Arcs, 2001.
73. *Bialas A., Bleszynski M., Czyz W.* Multiplicity Distributions in Nucleus–Nucleus Collisions at High Energies // Nucl. Phys. B. 1976. V. 111. P. 461–476.
74. *Wong C. Y.* Introduction to High Energy Heavy Ion Collisions. Singapore: World Sci. Publ., 1994. P. 251–264.

75. *Antinori F. et al.* Transverse Mass Spectra of Strange and Multi-Strange Particles in Pb–Pb Collisions at 158A GeV/c // *Eur. Phys. J. C.* 2000. V. 14. P. 633–641.
76. *Afanasiev S. V. et al.* Production of ϕ -Mesons in $p + p$, $p + \text{Pb}$ and Central Pb + Pb Collisions at $E_{\text{beam}} = 158\text{A GeV}$ // *Phys. Lett. B.* 2000. V. 491. P. 59–66.
77. *Afanasiev S. V. et al.* Deuteron Production in Central Pb + Pb Collisions at 158A GeV // *Ibid.* V. 486. P. 22–28.
78. *Margetis S. et al.* Strangeness Measurements in NA49 Experiment with Pb Projectiles // *J. Phys. G.* 1999. V. 25. P. 189–197.
79. *Alber T. et al.* Kaon, Λ and $\bar{\Lambda}$ Production in Pb + Pb Collisions at 158 GeV per Nucleon // *J. Phys. G.* 1997. V. 23. P. 1817–1825.
80. *Mitrovski M. et al.* Ω^- and $\bar{\Omega}^+$ Production in Pb + Pb and $p + p$ Collisions at 30, 40 and 158A GeV // *J. Phys. G.* 2004. V. 30. P. S357–S362.
81. *van Hecke H. et al.* Evidence of Early Multistrange Hadron Freeze-Out in High Energy Nuclear Collisions // *Phys. Rev. Lett.* 1998. V. 81. P. 5764–5767.
82. *Afanasiev S. V. et al.* Energy Dependence of Pion and Kaon Production in Central Pb + Pb Collisions // *Phys. Rev. C.* 2002. V. 66. P. 54902–54910.
83. *Afanasiev S. V. et al.* Ξ^- and $\bar{\Xi}^+$ Production in Central Pb + Pb Collisions at 158 GeV/c per Nucleon // *Phys. Lett. B.* 2002. V. 538. P. 275–281.
84. *Alt C. et al.* Ω and $\bar{\Omega}^+$ Production in Central Pb + Pb Collisions at 40 and 158A GeV // *Phys. Rev. Lett.* 2005. V. 94. P. 192301–192305.
85. *Andersen E. et al.* Strangeness Enhancement at Mid-Rapidity in Pb–Pb Collisions at 158A GeV/c // *Phys. Lett. B.* 1999. V. 449. P. 401–406.
86. *Tounsi A. et al.* Canonical Aspects of Strangeness Enhancement // *Nucl. Phys. A.* 2003. V. 715. P. 565c–568c.
87. *Adler C. et al.* Midrapidity Λ and $\bar{\Lambda}$ Production in Au + Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130\text{ GeV}$ // *Phys. Rev. Lett.* 2002. V. 89. P. 092301–092306.
88. *Adler C. et al.* Baryon Stopping and Charged Particle Distributions in Central Pb + Pb Collisions at 158 GeV per Nucleon // *Phys. Rev. Lett.* 1999. V. 82. P. 2471–2475.
89. *Blume C. et al.* Review of Results from the NA49 Collaboration // *J. Phys. G.* 2004. V. 31. P. S685–S691.
90. *Adler C. et al.* Λ and $\bar{\Lambda}$ Production in Central Pb + Pb Collisions at 40, 80 and 158A GeV // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 93. P. 022302–022306.
91. *Adamova D. et al.* Beam Energy and Centrality Dependence of Two-Pion Bose–Einstein Correlations at SPS Energies // *Nucl. Phys. A.* 2003. V. 714. P. 124–144.
92. *Adcox K. et al.* Single Identified Hadron Spectra from $\sqrt{s_{NN}} = 130\text{ GeV}$ Au + Au Collisions // *Phys. Rev. C.* 2004. V. 69. P. 024904–024932.
93. *Bjorken J. D.* Highly Relativistic Nucleus–Nucleus Collisions: The Central Rapidity Region // *Phys. Rev. D.* 1983. V. 27. P. 140–151.
94. *Becattini F. et al.* Chemical Equilibrium Study in Nucleus–Nucleus Collisions at Relativistic Energies // *Phys. Rev. C.* 2004. V. 69. P. 024905–024923.

95. *Cleymans J. et al.* Status of Chemical Freeze-Out // *J. Phys. G.* 2006. V. 32. P. S165–S169.
96. *Adler S.S. et al.* High- p_T Charged Hadron Suppression in Au + Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV // *Phys. Rev. C.* 2004. V. 69. P. 034910–034929.
97. *Gyulassy M., Wang X.N.* Multiple Collisions and Induced Gluon Bremsstrahlung in QCD // *Nucl. Phys. B.* 1994. V. 420. P. 583–614.
98. *Klay J. et al.* High- p_T Hadron Spectra at RHIC: An Overview // *J. Phys. G.* 2005. V. 31. P. S451–S464.
99. *Evans D. et al.* Enhancement of Strange and Multi-Strange Hyperons and Anti-Hyperons in S–S and S–W Interactions at 200 GeV/c // *J. Phys. G.* 1999. V. 25. P. 209–216.
100. *Fini R.A. et al.* Strange Baryon Production in Pb–Pb Collisions at 158A GeV/c // *J. Phys. G.* 2001. V. 27. P. 375–381.
101. *Wang X.N.* High- p_T Hadron Spectra, Azimuthal Anisotropy and Back-to-Back Correlations in High-Energy Heavy-Ion Collisions // *Phys. Lett. B.* 2004. V. 595. P. 165–170.
102. *Salgado C.A., Wiedemann U.A.* Calculating Quenching Weights // *Phys. Rev. D.* 2003. V. 68. P. 014008–014027.
103. *Dainese A. et al.* Leading-Particle Suppression in High Energy Nucleus–Nucleus Collisions // *Eur. Phys. J. C.* 2005. V. 38. P. 611–794.
104. *Aichelin J., Werner K.* Centrality Dependence of Strangeness Enhancement in Heavy Ion Collisions — A Core–Corona Effect. nucl-th/0810.4465v3. 2009.