

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

На правах рукописи

ВЕЧЕРНИН

Владимир Викторович

КУМУЛЯТИВНЫЕ ЯВЛЕНИЯ И ДАЛЬНИЕ КОРРЕЛЯЦИИ
ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ С ЯДРАМИ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Специальность 01.04.16

Физика атомного ядра и элементарных частиц

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени

доктора физико-математических наук

Санкт-Петербург

2006

Работа выполнена на кафедре физики высоких энергий и элементарных частиц физического факультета Санкт-Петербургского государственного университета

ОФИЦИАЛЬНЫЕ ОППОНЕНТЫ:

доктор физико-математических наук,
ведущий научный сотрудник

Боресков Константин Георгиевич

доктор физико-математических наук,
профессор

Краснов Леонид Васильевич

доктор физико-математических наук,
ведущий научный сотрудник

Шабельский Юлий Мечиславович

ВЕДУЩАЯ ОРГАНИЗАЦИЯ:

Лаборатория Высоких Энергий им. В.И. Векслера и А.М. Балдина,
Объединенный Институт Ядерных Исследований, Дубна

Защита состоится " 18 " _____ мая _____ 2006 года в 15 часов
на заседании диссертационного совета Д 212.232.16 по защите диссертаций
на соискание ученой степени доктора наук при Санкт-Петербургском го-
сударственном университете по адресу: 199034, г. Санкт-Петербург, Уни-
верситетская набережная, д. 7/9.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Санкт-Петербургского
государственного университета.

Автореферат разослан " 13 " _____ апреля _____ 2006 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета:

Власников А.К.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы исследования. Первые указания на существование ненуклонных степеней свободы в атомных ядрах были получены еще в 1957 году в Дубне в экспериментах групп Г.А.Лексина и М.Г.Мещерякова, в которых был зарегистрирован неожиданно большой выход протонов и дейтронов в упругих и квазиупругих реакциях при облучении легких ядер протонами с энергией 660 и 675 МэВ. Для объяснения этих эффектов в том же 1957 году Д.И.Блохинцевым была выдвинута гипотеза о существовании в ядре флуктуаций плотности ядерной материи, получивших впоследствии наименование флуктонов. Позже эта идея о возникающих в ядре на короткое время флуктуациях ядерной материи - флуктонах - получила свое развитие в ряде теорий, предполагающих наличие в ядре кластеров, малонуклонных корреляций, многокварковых мешков (сгустков холодной кварк-глюонной плазмы) и т. п.

Сам кумулятивный эффект был предсказан А.М.Балдиным. После того, как в Дубне в 1970г. был получен пучок релятивистски быстрых ядер (дейтронов), он был подтвержден в экспериментах группы В.С.Ставинского, в которых наблюдалось образование быстрых - "кумулятивных" пионов, уносящих значительно больше половины импульса ускоренного дейтрона, то есть аккумулирующих энергию от обоих нуклонов дейтрона. Дальнейшее теоретическое и экспериментальное изучение кумулятивного эффекта, а также тесно связанных с ним процессов глубоконеупругого рассеяния лептонов на ядрах, положили начало новой области физики - релятивистской ядерной физике.

Эта область переживает в настоящее время бурное развитие, в том числе и в связи с начавшимися в США и планируемыми в Европе экспериментами по столкновению тяжелых ионов при сверхвысоких энергиях на суперколлайдерах RHIC и LHC. Ожидается, что в столкновениях тяжелых ядер при сверхвысоких энергиях на короткое время будет получено новое состояния материи - горячая кварк-глюонная плазма, то есть будет достигнута температура деконфаймента, выше которой, согласно теории КХД при конечной температуре, кварки уже не будут сгруппированы в бесцветные состояния - адроны.

Ожидаются также и другие нелинейные эффекты, связанные с достижением в столкновениях тяжелых ультрарелятивистских ионов большой плотности партонов и ее насыщением. Эти эффекты предсказываются как в рамках теории возмущений КХД, на основе модели жесткого померона Балицкого-Фадиана-Кураева-Липатова, так и в альтернативной технике, так называемого, "конденсата цветных стекол" (colour glass condensate).

В мягкой области эти нелинейные явления, отвечающие насыщению партонных плотностей, могут быть эффективно описаны полуфеноменологической моделью, учитывающей взаимодействие ("слияние") кварк-глюонных струн при их большой плотности в высокоэнергетических ядро-ядерных взаимодействиях. В этом плане актуальным является изучение дальних корреляций множественностей и импульсов заряженных частиц как одного из инструментов, при помощи которого надеются обнаружить этот эффект слияния кварк-глюонных струн.

Изучение кумулятивных явлений также является весьма актуальным, поскольку открывает путь для исследования адронной материи высокой плотности (холодной кварк-глюонной плазмы) не требующий при этом чрезмерного увеличения начальной энергии и строительства дорогостоящих ядерных коллайдеров, необходимых для изучения горячей кварк-глюонной плазмы. Для исследования редких процессов с большой степенью кумулятивности прежде всего требуется увеличение не начальной энергии ускорителя, а его светимости, причем изучение кумулятивных процессов удобно проводить именно в экспериментах на фиксированной мишени. В этом плане большое значение имеет продолжение исследований кумулятивного эффекта в Дубне на нуклотроне в ВБЛВЭ ОИЯИ, а также предложения по изучению образования π^0 и γ высокой степени кумулятивности на ионном пучке ИТЭФ большой интенсивности.

Еще одним аспектом, делающим изучение кумулятивного эффекта актуальным, является его связь с процессами подпорогового рождения частиц в ядро-ядерных взаимодействиях, на которую А.М.Балдин обращал внимание еще в самых первых своих работах по кумулятивному эффекту. При ультрарелятивистском AA -рассеянии столкновение компактных кумулятивных объектов, несущих импульс нескольких нуклонов, может приводить в центральной области быстрой к подпороговому рождению сверхтяжелых частиц с массами большими, чем допускается по кинематике NN -рассеяния, аналогично тому, как при низких энергиях в ядро-ядерных столкновениях происходит подпороговое рождение антипротонов и K^- -мезонов, что может представлять интерес и с практической точки зрения.

В принципе, в рождение кумулятивных частиц могут давать вклад и разнообразные процессы перерассеяния, протекающие на больших расстояниях (порядка характерных ядерных). С точки зрения исследования структуры ядра на малых расстояниях и изучения кварк-глюонных свойств флуктонов вклад процессов перерассеяния является нежелательным - затеняющим эффекты, происходящие на компактных сгустках ядерной материи - флуктонах, поэтому актуальной задачей является выяснение того,

какие процессы перерассеяния и в каких кинематических областях могут давать существенный вклад в образование кумулятивных частиц.

Потребность разработки механизма когерентной коалесценции на нуклонном и кварковом уровне, чему в диссертации также уделено большое внимание, вызвана тем, что он необходим для описания процесса формирования составных кумулятивных объектов - легких ядерных фрагментов на нуклонном уровне и кумулятивных барионов (в частности, протонов) на кварковом уровне.

Отметим, что не так давно, механизм кварковой коалесценции был успешно использован для объяснения отличия в выходах барионов с большими поперечными импульсами (в том числе и протонов) по сравнению с выходами пионов, которое было обнаружено в экспериментах по столкновению ультрарелятивистских ядер на коллайдере RHIC. Физическая близость этих явлений обусловлена тем, что процессы рождения частиц с большим поперечным импульсом являются жесткими, также как и рассматриваемые нами кумулятивные процессы.

Цель и задачи работы. Целью работы является теоретическое описание кумулятивных процессов и дальних корреляций между множественностями и поперечными импульсами заряженных частиц в релятивистских ядерных столкновениях с учетом ненуклонных степеней свободы в ядрах и эффектов взаимодействия кварк-глюонных струн.

С этой целью решались следующие задачи:

Анализ вклада различных процессов перерассеяния в рождение кумулятивных частиц с учетом интерференционных эффектов для выяснения реакций и кинематических областей, в которых процессы перерассеяния, протекающие на больших расстояниях (порядка характерных ядерных), могут затенять вклад процессов происходящих с участием флюктонов на малых расстояниях.

Разработка кварк-партоновой модели кумулятивных явлений, позволяющей в рамках единого подхода описать рождение частиц и процессы глубоководного рассеяния на ядрах в кумулятивной области.

Развитие механизма когерентной коалесценции, для описания процесса формирования составных кумулятивных объектов - легких ядерных фрагментов на нуклонном уровне и кумулятивных барионов (в частности, протонов) на кварковом уровне.

Построение простого дискретного аналога модели взаимодействующих кварк-глюонных струн для описания дальних корреляций между множественностями и поперечными импульсами заряженных частиц в ядро-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях, позволяющего провести явные

аналитические вычисления корреляционных функций в некоторых асимптотических случаях и способного упростить вычисления в случае реальных ядерных столкновений.

Научная новизна и положения, выносимые на защиту.

Основные результаты диссертации являются оригинальными и получены впервые:

1. Показано, что в соответствии со сделанными нами ранее (1978г.) предсказаниями, в сечении рождения протонов назад с импульсами 0,3-0,5 ГэВ/с на дейтерии имеется экспериментальный наплыв, который объясняется вкладом упругого (с учетом возможности перезарядки) перерасеяния пиона на втором нуклоне дейтрона и обусловлен резонансным характером πN -сечений в области Δ -резонанса. Рассчитано сечение этого процесса для любых углов вылета кумулятивного протона в заднюю полусферу.

2. С учетом интерференционных эффектов проведено исследование влияния мягких перерасеяний (оптического потенциала ядра) на вероятность слипания нуклонов в дейтрон и показано, что для быстрых слипающихся нуклонов (с импульсами много большими характерных ядерных импульсов) роль поля ядра в формировании дейтрона мала и известная формула Батлера-Пирсона для коэффициента коалесценции не является корректной.

3. Показано, что основным механизмом образования быстрых ядерных фрагментов в адрон-ядерных взаимодействиях является механизм непосредственного когерентного слияния быстрых слабовиртуальных нуклонов. В рамках этого механизма рассчитаны сечения выхода ядерных фрагментов как в переднюю, так и в заднюю (кумулятивная область) полусферы. Найдено, что в нерелятивистском приближении коэффициент слияния нуклонов в фрагмент постоянен, и лишь при учете релятивистских эффектов возникает слабая зависимость коэффициента коалесценции от импульса и угла вылета фрагмента, причем через одну универсальную переменную.

4. В рамках единого подхода, основанного на анализе фейнмановских диаграмм с нерелятивистским NN -потенциалом, вычислен вклад различных механизмов (спектаторного, прямого и перерасеяния) в рождение протонов в заднюю полусферу в адрон-ядерных столкновениях. Проведено сравнение относительных вкладов этих механизмов с учетом их взаимной интерференции при различных углах вылета кумулятивных протонов.

5. Разработана кварк-партонная модель кумулятивных явлений, основанная на вычислениях в рамках теории возмущений соответствующих кварковых диаграмм вблизи порогов, когда один партон уносит практически весь импульс многокваркового мешка (флуктона). Для суммирования всех диаграмм такого типа, ввиду их большого числа, предложен специ-

альный метод, основанный на использовании рекуррентных соотношений. Найдено, что для тяжелых ядер в рамках такого подхода зависимость ядерной структурной функции от бьеркеновской скейлинговой переменной в кумулятивной области в целом является экспоненциальной, причем наклон экспоненты задается эффективной константой, зависящей от константы связи КХД и массы конституентного кварка.

6. В рамках предложенной кварк-партонной модели, изучены два механизма образования кумулятивных частиц - прямой и спектаторный. Показано, что из-за взаимодействий в конечном состоянии главные члены во вкладе прямого механизма взаимно сокращаются и спектаторный механизм является доминирующим. Показано также, что вклад спектаторного механизма в рождение кумулятивных частиц отвечает множественным взаимодействиям мягких кварков ядра с налетающим на него адроном, причем число взаимодействий растет с ростом кумулятивности, что позволяет объяснить меньшую величину наклона спектров рождения пионов по сравнению с наклоном ядерной структурной функции в кумулятивной области.

7. Найдено, что в рамках предложенной кварк-партонной модели среднее значение поперечного импульса кумулятивных пионов растет с ростом степени их кумулятивности в согласии с экспериментальными данными, что позволяет оценить величину одного из двух параметров модели (массу конституентного кварка).

8. Исследован процесс кварковой коалесценции (когерентного слипания кварков) как возможный, наряду с фрагментацией в адрон одного быстрого кварка, механизм формирования кумулятивных частиц. В рамках предложенной кварк-партонной модели кумулятивных явлений фейнмановские диаграммы для механизма когерентного слипания кварков вычислены и просуммированы вблизи кумулятивных порогов. Учтена интерференция как между вкладами, происходящими от разных диаграмм, так и от квадрирования амплитуды процесса коалесценции для одной диаграммы. Получены замкнутые формулы для описания процесса формирования кумулятивных частиц в механизме кварковой коалесценции.

9. Показано, что экспериментально наблюдаемый более медленный, при увеличении степени их кумулятивности, рост среднего поперечного импульса протонов по сравнению с пионами объясняется тем, что кумулятивные протоны образуются главным образом за счет механизма кварковой коалесценции - когерентного объединения трех быстрых кварков в протон, тогда как в образование кумулятивных пионов основной вклад вносит стандартный механизм фрагментации одного быстрого кварка в пион. С одним

и тем же значением массы конституентного кварка удается без каких-либо других параметров описать зависимость от поперечного импульса как для кумулятивных пионов, так и для кумулятивных протонов разной степени кумулятивности.

10. Корреляции между множественностями частиц, регистрируемых в удаленных друг от друга по быстроте (рапидити) окнах в адронных взаимодействиях при высоких энергиях, изучены в рамках двустадийной модели, в которой на первой стадии образуется определенное число излучающих центров - кварк-глюонных струн, а на второй стадии они распадаются, испуская наблюдаемые адроны. Показано, что при пуассоновском характере излучения от этих центров и при произвольном распределением по числу и силе этих излучателей дальние корреляции однозначно связаны с конечным распределением по множественности в переднем быстротном окне. Возникающее из эксперимента требование линейности корреляционной функции в этом случае с необходимостью приводит к результирующему отрицательному биномиальному распределению по множественности в переднем окне, что также согласуется с имеющимися экспериментальными данными.

11. Для описания дальних корреляций во взаимодействиях ультрарелятивистских тяжелых ионов предложен простой дискретный аналог модели взаимодействующих струн. В рамках этого дискретного подхода аналитически вычислены асимптотики коэффициентов дальних корреляций между множественностями и поперечными импульсами заряженных частиц при большой и малой плотности струн и изучены их свойства. Проведено сравнение найденных асимптотик с результатами прямых монте-карловских вычислений этих коэффициентов корреляции, как в рамках исходной модели слияния струн, так и в рамках предлагаемого ее простого дискретного аналога. Показано, что предсказания модели слияния струн и ее дискретного варианта при любой плотности струн практически совпадают, и что поведение коэффициентов корреляции, вычисленных монте-карловским методом, хорошо согласуется с найденными асимптотическими формулами при большой и малой плотности струн.

Научная и практическая значимость работы.

Предложенные методы и подходы позволяют осуществлять теоретическое описание кумулятивных процессов и дальних корреляций между множественностями и поперечными импульсами заряженных частиц в релятивистских ядерных столкновениях с учетом ненуклонных степеней свободы в ядрах и эффектов взаимодействия кварк-глюонных струн.

Разработанная кварк-партоновая модель кумулятивных явлений, позво-

ляет в рамках единого подхода описывать рождение частиц и процессы глубоконеупругого рассеяния на ядрах в кумулятивной области. Формулы, полученные в рамках этой модели, могут быть использованы для нахождения инклюзивных сечений рождения кумулятивных адронов, образование которых происходит, как в рамках механизма, основанного на фрагментации одного быстрого кварка, так и в рамках механизма когерентной кварковой коалесценции - объединения нескольких быстрых кварков. В частности, они могут быть использованы и для нахождения зависимости этих сечений от величины поперечного импульса.

Формулы, полученные для коэффициента когерентной коалесценции на нуклонном уровне, могут применяться для описания образования быстрых (в том числе и кумулятивных), ядерных фрагментов вместо известной формулы Батлера-Пирсона, которая не является в этом случае корректной.

Предложенный метод суммирования большого числа диаграмм вблизи порогов с использованием рекуррентных соотношений может быть использован и при анализе других процессов, где возникают подобные проблемы.

Найденные асимптотики коэффициентов дальних корреляций используются для отладки и контроля монте-карловских алгоритмов, дающих возможность проводить вычисления корреляционных функций для случая реальных ядерных столкновений - с учетом реалистического распределения струн в поперечной плоскости и с учетом флуктуаций прицельного параметра от события к событию, что является весьма актуальным в свете начавшихся в США и планируемых в Европе экспериментов по столкновению тяжелых ионов при сверхвысоких энергиях на коллайдерах RHIC и LHC.

Предложения по исследованию дальних корреляций в pp и AA взаимодействиях на суперколлайдере LHC, создаваемом в ЦЕРНе, вошли в программу физических исследований эксперимента ALICE, принятую и опубликованную в ЦЕРНе (Женева, Швейцария) в 2005 году.

Результаты, представленные в диссертации, используются также в курсе лекций "Релятивистская ядерная физика", читаемом для студентов шестого курса физического факультета Санкт-Петербургского государственного университета, обучающихся в магистратуре на кафедре физики высоких энергий и элементарных частиц.

Апробация работы. Основные результаты диссертации докладывались и обсуждались на Международных семинарах по проблемам физики высоких энергий (ISHEPP): Дубна - 1986, 1992, 1994, 1996, 1998, 2002, 2004; Международных симпозиумах: Дубна Дейтрон - 1993, 1995, 1997, 1999; Международных рабочих совещаниях по квантовой теории поля и физики

высоких энергий (QFTNER, организуемых НИИЯФ МГУ) в 1996 и 2004; на 27-ой Международной конференции по физике высоких энергий (ICHER94): Глазго (Великобритания) - 1994; на 2-ом Международном симпозиуме по ядерной физике на накопительных кольцах ("Nuclear Physics at Storage Rings"), С.-Петербург - 1994; на 28-ом Международном симпозиуме по многочастичной динамике (ISMD98), Дельфы (Греция) -1998; на 9-ом Международном совещании по многочастичному рождению ("New Frontiers in Soft Physics and Correlations on the Threshold of the Third Millennium"), Турин (Италия) -2000; на 2-ой Международной конференции по ядерной физике и физике частиц на СЕБАФ в джефферсоновской лаборатории ("Nuclear and Particle Physics with CEBAF at Jefferson Lab"), Дубровник (Хорватия) - 2003; на Международных фоковских школах по достижениям в области физики (International V.A.Fock School for Advances of Physics, IFSAP), организуемых под эгидой ЮНЕСКО, С.-Петербург - 1997, 2000, 2002, 2003, 2004 на 33-тней Зимней школе физики ИТЭФ (Москва) - 2005, на Семинаре по физике тяжелых ионов ("Heavy Ion Forum") в ЦЕРНе (Женева, Швейцария) - 2001 и Физических форумах коллаборации ALICE в ЦЕРНе (Женева, Швейцария) - 2002, 2004, 2005.

Публикации по материалам диссертации. По теме диссертации опубликовано 40 работ в отечественной и зарубежной печати, из них 22 статьи в научных журналах, включая 13 статей в ведущих российских научных журналах.

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, шести глав и заключения. Общий объем работы – 292 страницы, включая 6 таблиц, 74 рисунка и список литературы из 313 наименований.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении кратко изложена постановка физической задачи и дано обоснование актуальности и важности исследуемых проблем.

В первой главе рассмотрен вклад перерасеяния пиона в рождение протонов в заднюю полусферу при столкновении быстрой частицы с дейтроном. Рассчитаны сечения этого процесса для любых углов вылета протона в заднюю полусферу и с учетом зависимости от начальной энергии в области 10-70 ГэВ (см. рис. 1). Экспериментальный наплыв в сечении рождения протонов назад с импульсами 0,3-0,5 ГэВ/с воспроизводится вкладом упругого (с учетом возможности перезарядки) перерасеяния пиона на втором нуклоне дейтрона и обусловлен резонансным характером πN -сечений в области Δ -резонанса. Показано, что предсказания величины вклада этого процесса, сделанные нами на основе предварительных расче-

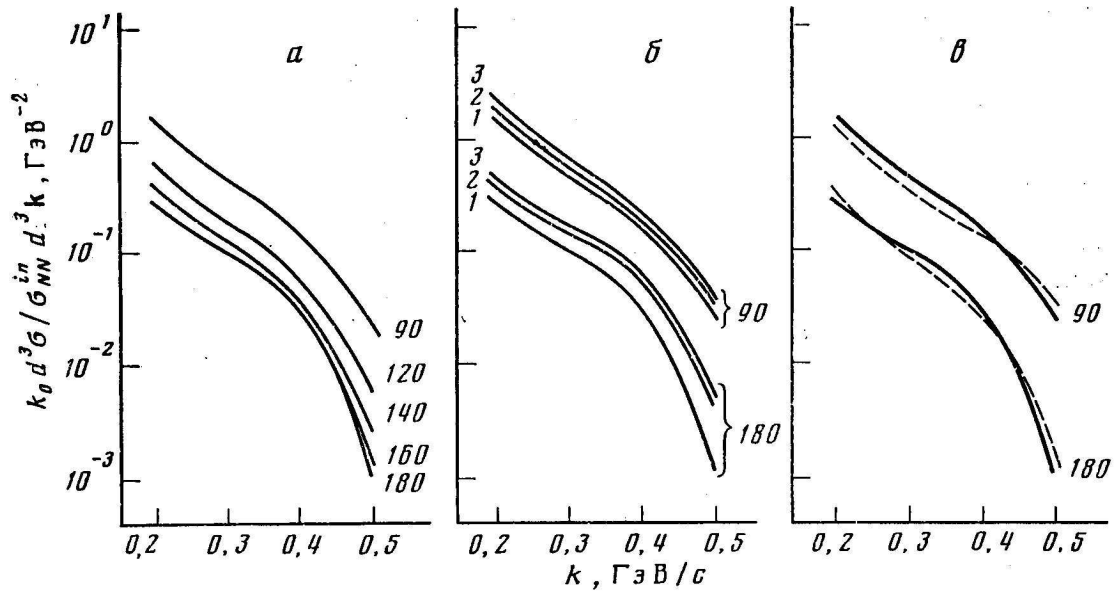


Рисунок 1: Вклад перерассеяния пиона в образование кумулятивных протонов: *a* - для различных углов вылета протона (указаны около кривых в градусах), $p=10$ ГэВ/с; *б* - для углов 90 и 180° при p , равном: 1 - 10, 2 - 30, 3 - 70 ГэВ/с; *в* - с учетом точных экспериментальных сечений упругого πN -рассеяния (сплошные кривые) и с учетом вклада только Δ -резонанса в сечения πN -рассеяния (штриховые кривые), $p=10$ ГэВ/с.

тов в 1978 году при отсутствии экспериментальных данных, хорошо согласуются с полученными позднее в 1982 году экспериментальными данными, а также с результатами наших уточненных расчетов проведенных в [7].

Отдельно обсуждается роль времени жизни и эффект времени формирования промежуточной частицы в процессах перерассеяния. В частности, в последнем разделе этой главы показано, что эффект растущего с импульсом времени формирования перерассеивающегося адрона можно формально получить, если предположить, что амплитуды взаимодействия этого адрона с нуклонами дейтрона убывают при его сходе с массовой поверхности. Причем принципиально важную роль для возникновения эффекта играет моделирование этого убывания функциями с нужными аналитическими свойствами.

Вторая глава посвящена рассмотрению на нуклонном уровне процесса образования легких фрагментов в адрон-ядерных взаимодействиях.

В первом разделе показано, что основным механизмом образования быстрых фрагментов является предлагаемый механизм прямого слияния (коалесценции) слабовиртуальных нуклонов. Подчеркнута важность учета когерентного характера процесса коалесценции.

Во втором разделе этой главы с учетом интерференционных эффектов проведено исследование влияния мягких перерассеяний (потенциала ядра)

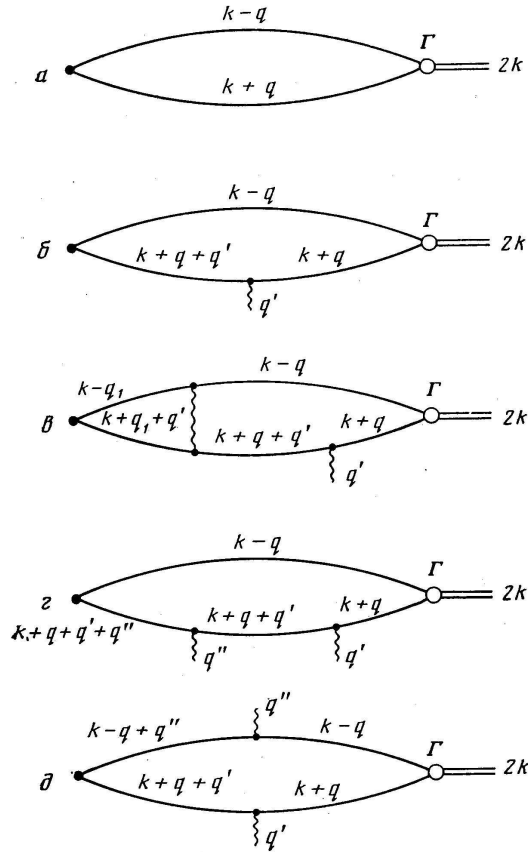


Рисунок 2: Графики Фейнмана, дающие вклад в амплитуду слияния нуклонов в дейтрон в поле ядра (с точностью до членов $\sim 1/k^2$ включительно).

на вероятность слияния нуклонов в дейтрон. Найдено, что для быстрых слипающихся нуклонов (с импульсами много большими характерных ядерных импульсов) роль поля ядра в формировании дейтрона мала и не определяется известными формулами Батлера-Пирсона. В частности, показано, что в результирующем выражении для коэффициента коалесценции сокращаются вклады всех диаграмм на рис. 2, кроме первой, отвечающей прямому слиянию.

В третьем и четвертом разделах в рамках основного механизма - прямого слияния слабовиртуальных нуклонов - рассчитаны сечения рождения фрагментов как в переднюю, так и в заднюю (кумулятивная область) полусферы. Показано, что в нерелятивистском приближении коэффициент слияния нуклонов в фрагмент постоянен, и лишь при учете релятивистских эффектов возникает слабая зависимость коэффициента коалесценции от импульса и угла вылета фрагмента, причем через одну универсальную переменную $k_- = k_0 - k_z$.

В частности, в разделе 3 получена формула для коэффициента слияния $X(\mathbf{k}) \equiv [I_A^{(d)}(2\mathbf{k})/A]/[I_A(\mathbf{k})/A]^2$ в кумулятивный дейтрон двух быстрых нуклонов при взаимодействии налетающего адрона с тяжелым покоящимся

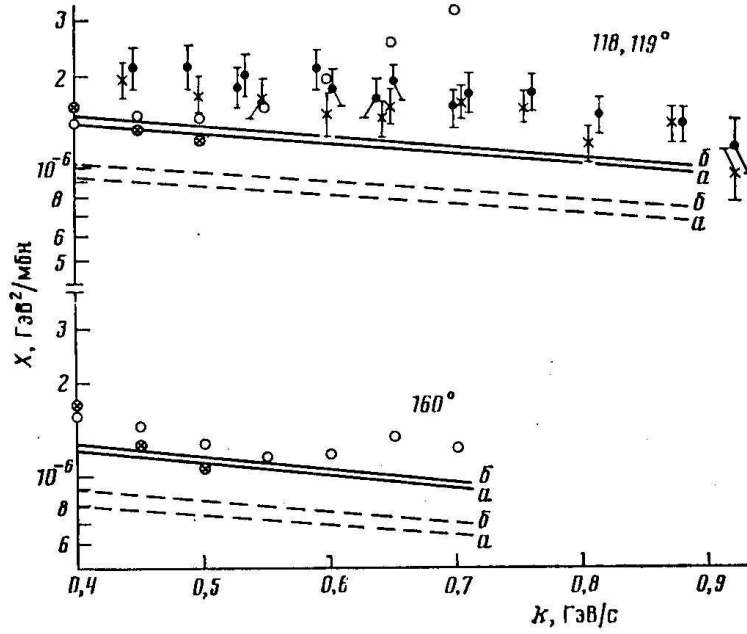


Рисунок 3: Сравнение теоретических расчетов величины коэффициента коалесценции для процесса образования кумулятивных дейтронов $X = (I_A^{(d)}/A)/(I_A/A)^2$ с экспериментальными данными, полученными при облучении ядер-мишеней (\otimes - Cu и \circ - Ta) протонами с начальным импульсом $p=400$ ГэВ/с и с экспериментальными данными, полученными при облучении тех же мишеней (\times - Cu и \bullet - Ta) протонами с энергией 10 ГэВ.

ядром A . Здесь $I_A^{(d)}(2\mathbf{k})$ и $I_A(\mathbf{k})$ - инклюзивные сечение рождения, соответственно, кумулятивных дейтронов и нуклонов (протонов) на этом ядре, \mathbf{k} - импульс, приходящийся на один нуклон дейтрона. Инклюзивные сечения определены согласно $I_A \equiv (2\pi)^3 2k_0 d\sigma_{A \rightarrow N}/d^3\mathbf{k}$, где $k_0 = (\mathbf{k}^2 + M^2)^{1/2}$, M - масса нуклона. Для случая, когда $A \gg 1$, вычисление соответствующей фейнмановской диаграммы, дает:

$$X(\mathbf{k}) = \frac{A}{4M\kappa_n^2} \int d^2\mathbf{b} dz_1 dz_2 \rho_n(\mathbf{b}, z_1) \rho_n(\mathbf{b}, z_2) \left| \psi \left(\frac{k_-}{M} |z_1 - z_2| \right) \right|^2,$$

где $\psi(r)$ - волновая функция дейтрона, $\rho_n(\mathbf{x})$ - матрица плотности ядра A с n нуклонами в одной точке \mathbf{x} , $\kappa_n = \int d^3\mathbf{x} \rho_n(\mathbf{x})$, а n выбирается минимальным, совместным с величиной \mathbf{k} в кумулятивной области ($n = \text{”кумулятивное число”} + 1$). Сравнение результатов расчета коэффициента коалесценции по этой формуле с экспериментальными данными представлено на рис. 3.

В разделе 4 эти результаты обобщены на случай образования в кумулятивной области легких ядерных фрагментов с произвольным массовым числом, а также на случай рождения легких некумулятивных фрагментов в центральной кинематической области рассматриваемого процесса. Проводится сравнение полученных результатов с экспериментальными данными в широкой области углов и импульсов.

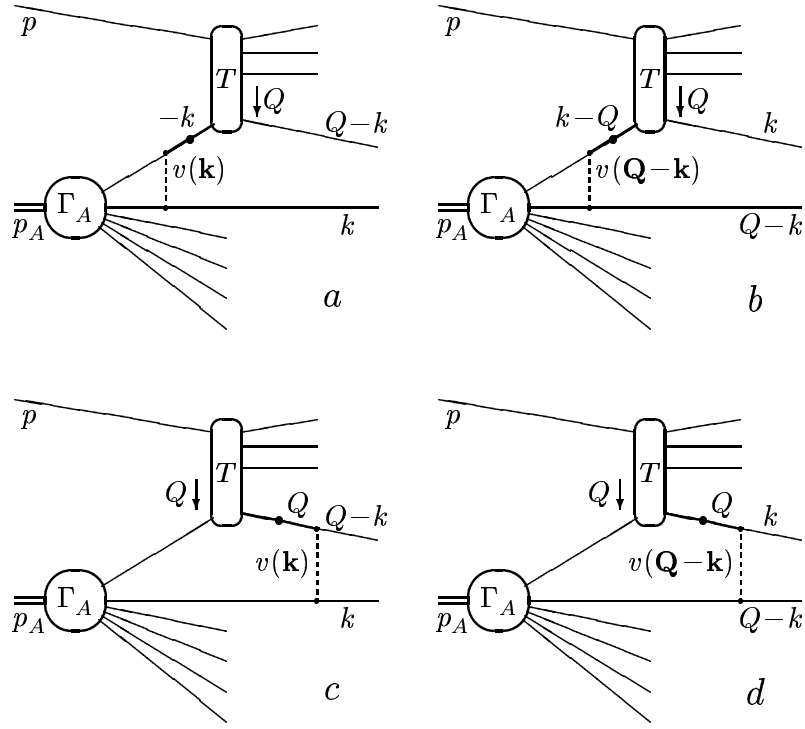


Рисунок 4: Диаграммы для вклада спектаторного (a), прямого (b) и механизма перерасcеяния нуклона (взаимодействия в конечном состоянии) (c, d) в процесс рождения кумулятивного протона с импульсом k при столкновении высокоэнергетического адрона с ядром.

В третьей главе динамическая картина рождения кумулятивных протонов в hA -столкновениях рассмотрена путем анализа фейнмановских диаграмм с NN -взаимодействием, описываемым нерелятивистским NN -потенциалом (см. рис. 4).

Во втором разделе показано, что вклад диаграмм с взаимодействием нуклонов в конечном состоянии распадается на две части: на вклад, происходящий от малых расстояний (порядка нуклонных) и представляющий собой часть вклада т. н. двух-нуклонных корреляций в ядрах, и на вклад от больших расстояний (порядка ядерных), который описывает процесс перерасcеяния промежуточного нуклона на массовой оболочке.

В третьем разделе в рамках этого единого подхода вычислен вклад различных механизмов (спектаторного, прямого и перерасcеяния) в рождение кумулятивных протонов в заднюю полусферу (рис. 4). Особое внимание уделено сравнению относительных вкладов этих механизмов с учетом их взаимной интерференции при различных углах вылета кумулятивных протонов (см. рис. 5). Представлено также сравнение полученных результатов с экспериментальными данными.

В четвертой главе предложено микроскопическое (на кварковом уровне) описание кумулятивных явлений. Рассмотрение проводится в переменных светового фронта в системе отсчета, где ядро быстро движется.

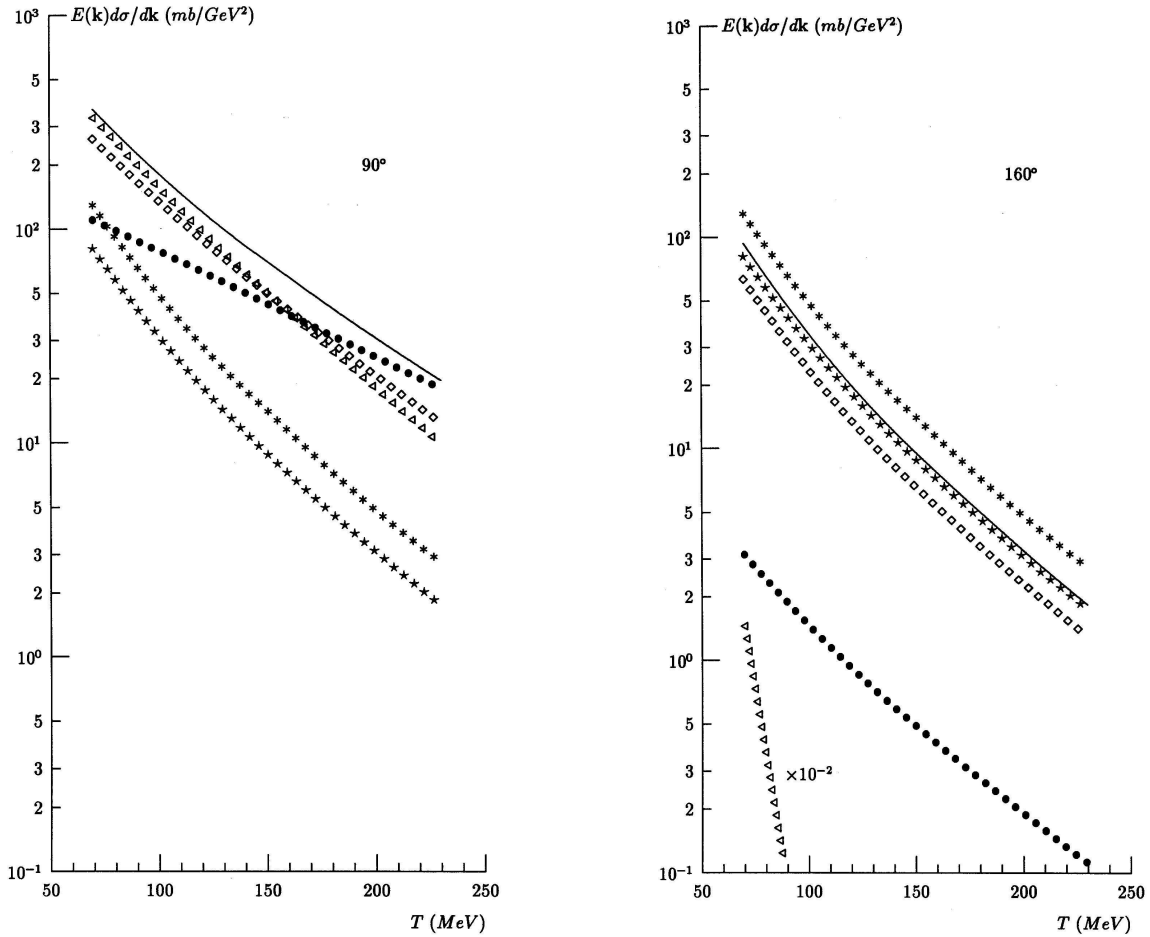


Рисунок 5: Сравнение вкладов различных механизмов в рождение кумулятивных протонов для углов 90° и 160° : * - полный вклад спектаторного механизма (рис. 4a), ☆ - часть вклада спектаторного механизма происходящая от интегрирования по области больших переданных импульсов ($Q \geq M$), ● - вклад прямого механизма (рис. 4b), ◇ - полный вклад от взаимодействия в конечном состоянии (рис. 4c и 4d), ◁ - часть вклада взаимодействия в конечном состоянии, отвечающая перерассеянию нуклона на больших ядерных расстояниях (соответствует полюсу в пропагаторах помеченных точкой в диаграммах c и d на рис. 4). Сплошная кривая - суммарный вклад всех механизмов, вычисленный с учетом их взаимной интерференции. T - кинетическая энергия кумулятивного протона.

В первом разделе для вычисления жесткой части импульсного распределения кварков в флуктоне используется известное наблюдение о применимости теории возмущений КХД вблизи кинематического порога, когда один конститuent уносит практически весь импульс связанного состояния (флуктона). Найдена амплитуда вероятности образования таких быстрых кумулятивных партонных на основе вычислений в рамках теории возмущений соответствующих кварковых диаграмм вблизи порогов (см. рис. 6) и показано, что ее пороговое поведение $\sim (nx_0 - x_1)^{2n-3}$ при $x_1 \rightarrow nx_0 \equiv \sum_{i=1}^n x'_i$, где x_0 - средняя доля продольного импульса, приходящаяся на один конститuent флуктона, согласуется с известными правилами кваркового счета.

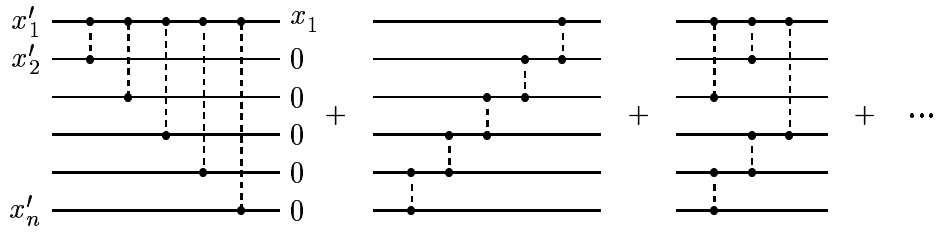


Рисунок 6: Примеры диаграмм дающих вклад в X_n при $n = 6$.

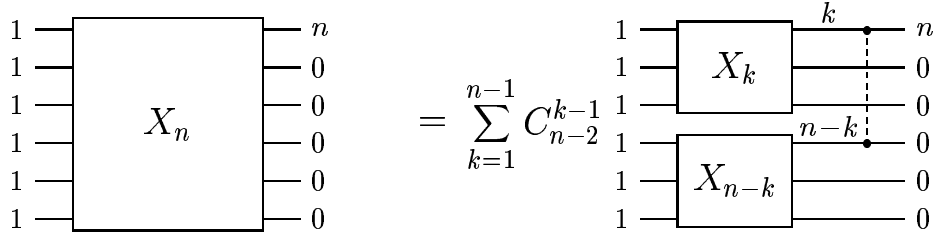


Рисунок 7: Диаграммное представление рекуррентного соотношения для X_n .

Отмечается, что одних только правил кваркового счета недостаточно для нахождения структурной функции ядра и выходов частиц в кумулятивной области, так как эти правила позволяют вычислить только показатель степени, определяющий поведение амплитуды вблизи данного порога. Чтобы вычислить саму структурную функцию в кумулятивной области или вероятности образования кумулятивных частиц, необходимо также знать коэффициенты перед этими степенными множителями. Эти коэффициенты определяют относительные веса амплитуд на различных кумулятивных порогах. Для вычисления этих коэффициентов необходимо просуммировать вклады от всех возможных диаграмм (рис. 6).

Во втором разделе для суммирования всех диаграмм такого типа, ввиду их большого числа, разработана специальная техника, основанная на использовании рекуррентных соотношений (см. рис. 7, где все продольные импульсы в единицах x_0), и проведено суммирование всех "собственных" (intrinsic) диаграмм, описывающих наличие в ядре быстрого кумулятивного кварка.

Найдено, что для тяжелых ядер в рамках такого подхода зависимость ядерной структурной функции от бьеркеновской скейлинговой переменной в кумулятивной области в целом является экспоненциальной, причем наклон экспоненты задается эффективной константой, зависящей от константы связи КХД и массы конститuentного кварка (параметра инфракрасного обрезания).

В третьем разделе детально изучены два механизма образования кумулятивных частиц - прямой и спектаторный. Показано, что из-за взаимодействий в конечном состоянии главные члены во вкладе прямого меха-

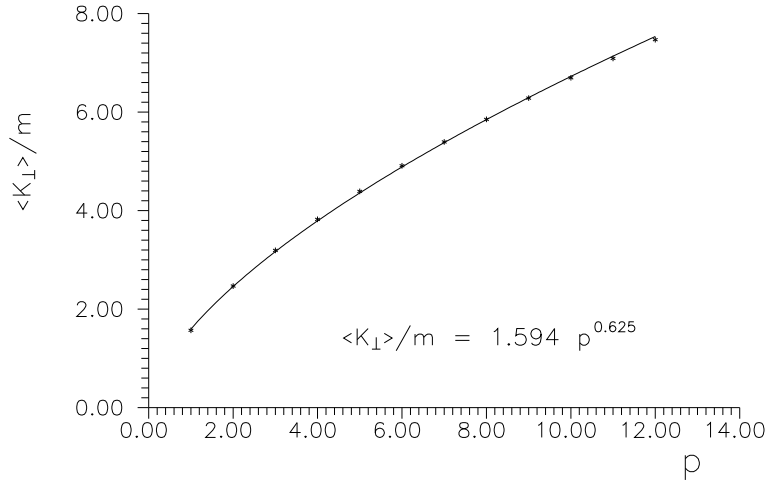


Рисунок 8: Зависимость среднего поперечного импульса кумулятивных пионов от числа жестких обменов p .

низма взаимно сокращаются и спектаторный механизма является доминирующим. Показано также, что вклад спектаторного механизма в рождение кумулятивных частиц отвечает множественным взаимодействиям мягких кварков ядра с налетающим на него адроном, причем число взаимодействий растет с ростом кумулятивности (см. ниже рис. 9). Это позволяет при квазиэйкональной параметризации амплитуды нуклон-нуклонного рассеяния (т.е. с учетом дифракционных процессов) объяснить меньшую величину наклона спектров рождения пионов по сравнению с наклоном ядерной структурной функции в кумулятивной области.

В четвертом разделе этой главы в рамках предложенной модели исследуется зависимость вероятности образования кумулятивных пионов от их поперечного импульса. Найдено, что для случая $p = n - 1$ жестких обменов (рис. 9) среднее значение поперечного импульса дается выражением

$$\langle |k_{\perp}| \rangle = p m \int_0^{\infty} dz K_0(z) [z K_1(z)]^{p-1},$$

где $K_0(z)$ и $K_1(z)$ - модифицированные функции Бесселя (функции Макдональда). Результат зависит только от одного параметра - массы конститuentного кварка m , которая в нашем подходе играет роль инфракрасного обрезания. График зависимости $\langle |k_{\perp}| \rangle / m$ от числа жестких обменов p , рассчитанный по этой формуле, представлен на рис. 8. Поскольку диаграмма с p обменами может давать вклад лишь до значений $x < (p+1)/3$, эта зависимость определяет характер роста среднего поперечного импульса пионов с увеличением степени их кумулятивности.

Сравнение результатов этих расчетов с имеющимися экспериментальными данными позволяет получить дополнительные аргументы в пользу нашей модели, а также оценить величину параметра m (см. ниже рис. 13).

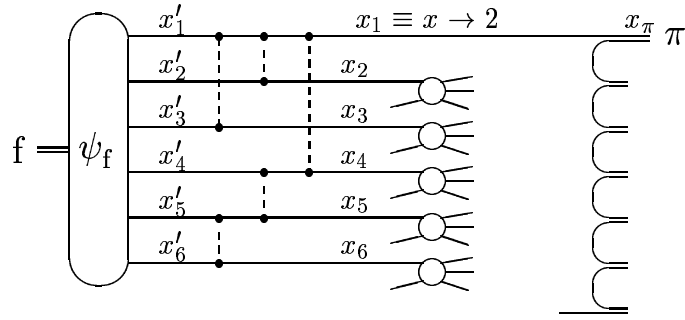


Рисунок 9: Пример образования одного быстрого кварка в двухнуклонном кластере с последующей его фрагментацией в кумулятивный пион.

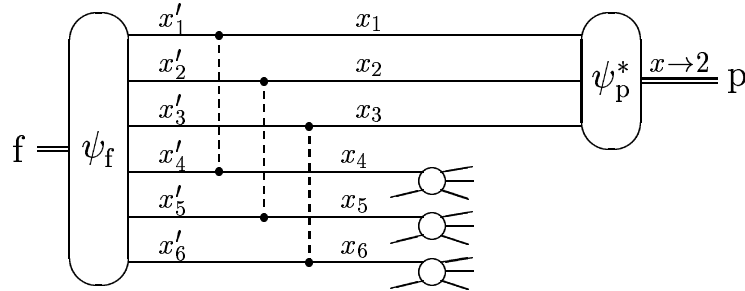


Рисунок 10: Образование трех быстрых кварков в двухнуклонном кластере с последующим их слиянием в кумулятивный протон.

В пятой главе анализируется процесс кварковой коалесценции (когерентного слипания кварков, см. рис. 10) как возможный, наряду с фрагментацией в адрон одного быстрого кварка (рис. 9), механизм формирования кумулятивных частиц в процессах взаимодействия адронов и ядер при высоких энергиях.

В первом разделе в рамках кварк-партоновой модели кумулятивных явлений, изложенной в предыдущей главе, фейнмановские диаграммы для механизма когерентного слипания кварков вычислены и просуммированы вблизи кумулятивных порогов. Как и в предыдущей главе, важным упрощающим фактором, который позволяет продвинуться в решении задачи, является ограничение рассмотрением этих процессов лишь вблизи порогов, т.е. когда кумулятивная частица уносит практически весь импульс флуктона. Отклонение от соответствующего кинематического порога и является тем малым параметром, в главном порядке по которому и строится математическое описание.

Как и ранее, мы следуем подходу, основанному на предположении о существовании т. н. составляющих или конститuentных (constituent) кварков. При этом предположение о существовании в нуклоне двух характерных размеров - радиуса составляющего кварка и радиуса нуклона - также используется в определенный момент для упрощения задачи.

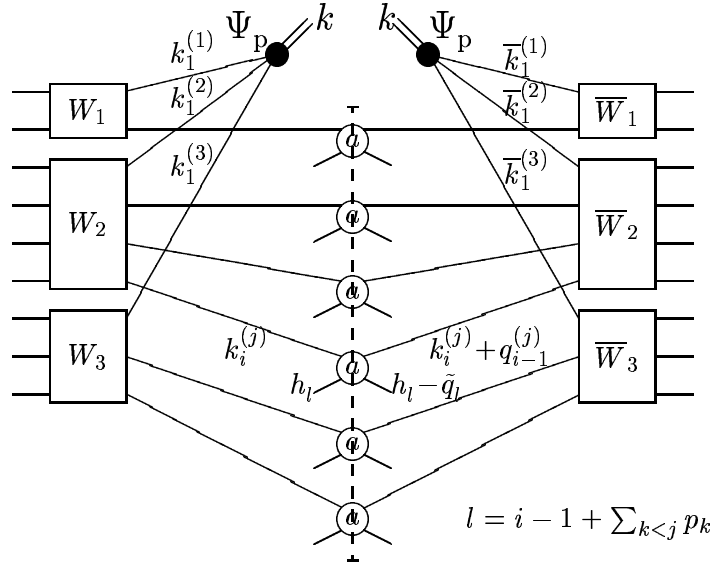


Рисунок 11: Диагональный вклад в механизме коалесценции.

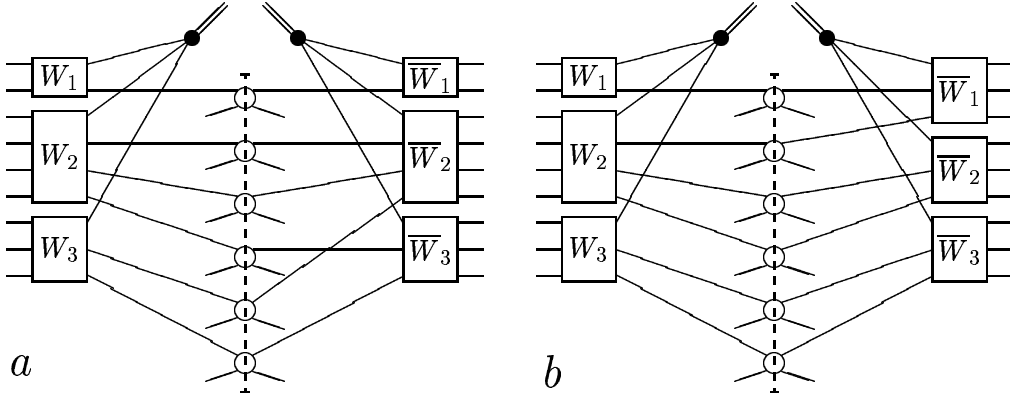


Рисунок 12: Примеры двух типов недиагональных вкладов в механизме коалесценции: когда все $p_j = \bar{p}_j$ (a) и когда некоторые $p_j \neq \bar{p}_j$ (b).

Показано, что в механизме коалесценции возможны интерференционные эффекты двух типов: между вкладками, происходящими от разных диаграмм (рис. 12), и от квадрирования амплитуды процесса коалесценции для одной диаграммы. Найдено, что в пределе, когда радиус составляющего кварка считается гораздо меньше радиуса нуклона, интерференционными вкладками между разными диаграммами можно пренебречь, и основным является диагональный вклад (рис. 11).

Однако, даже в этом случае необходимо учитывать интерференционные эффекты, возникающие при вычислении квадрата модуля амплитуды процесса коалесценции и обусловленные когерентным характером этого процесса. Так в диаграмме на рис. 11 мы должны независимым образом интегрировать по импульсам $k_1^{(j)}$ и $\bar{k}_1^{(j)}$ в левой и правой частях диаграммы, и результат не сводится к произведению вероятности рождения трех кварков

с импульсами $k_1^{(1)}$, $k_1^{(2)}$, $k_1^{(3)}$ на вероятность их слияния в протон. В результате в первом разделе этой главы получены замкнутые формулы для описания процесса формирования кумулятивных частиц за счет когерентного слипания кварков.

Во втором разделе главы эти общие формулы использованы для нахождения зависимости сечений выхода кумулятивных протонов от величины их поперечного импульса k_\perp . Показано, что для кумулятивных протонов, образующихся в результате коалесценции трех быстрых кварков (рис. 11), эта зависимость имеет следующий вид:

$$\sigma_{prot}(x, k_\perp; p_1, p_2, p_3) = C(p_1, p_2, p_3) (x_{coal} - x)^{2p-1} f_{p_1}\left(\frac{k_\perp}{3m}\right) f_{p_2}\left(\frac{k_\perp}{3m}\right) f_{p_3}\left(\frac{k_\perp}{3m}\right),$$

где p_1 , p_2 и p_3 - число жестких обменов в блоках W_1 , W_2 и W_3 на рис. 11, $p=p_1+p_2+p_3$ - общее число жестких обменов, $x_{coal} = 1 + p/3$. Для сравнения, в механизме фрагментации одного быстрого кварка в кумулятивный адрон (рис. 9), который мы использовали в главе 4 при описании образования кумулятивных пионов, эта зависимость имела вид:

$$\sigma_{pion}(x, k_\perp; p) = C(p) (x_{frag} - x)^{2p-1} f_p\left(\frac{k_\perp}{m}\right),$$

где $x_{frag} = (p + 1)/3$. В этих формулах $f_p(t)$ - безразмерные функции, которые выражаются через стандартные специальные функции следующим образом:

$$f_p(t) = 2\pi \int_0^\infty dz z J_0(tz) [z K_1(z)]^p.$$

Здесь $J_0(z)$ - функция Бесселя, а $K_1(z)$ - модифицированная функция Бесселя (функция Макдональда). Функции $f_p(t)$ нормированы следующим образом:

$$(2\pi)^{-2} \int f_p(|\mathbf{b}|) d^2\mathbf{b} = (2\pi)^{-1} \int_0^\infty f_p(t) t dt = 1.$$

Причем для $f_1(t)$ удастся найти явное выражение: $f_1(t) = 4\pi/(t^2 + 1)^2$.

Результаты расчета зависимости от поперечного импульса для сечений рождения пионов и протонов разной степени кумулятивности по этим формулам приведены, соответственно, на рис. 13 и 14 вместе с имеющимися экспериментальными данными. Видно, что при одном и том же значении массы конституентного кварка ($m = 300$ МэВ) удастся без каких-либо других параметров описать зависимость от поперечного импульса как для кумулятивных пионов, так и для кумулятивных протонов.

При этом экспериментально наблюдаемый более медленный, при увеличении степени их кумулятивности, рост среднего поперечного импульса

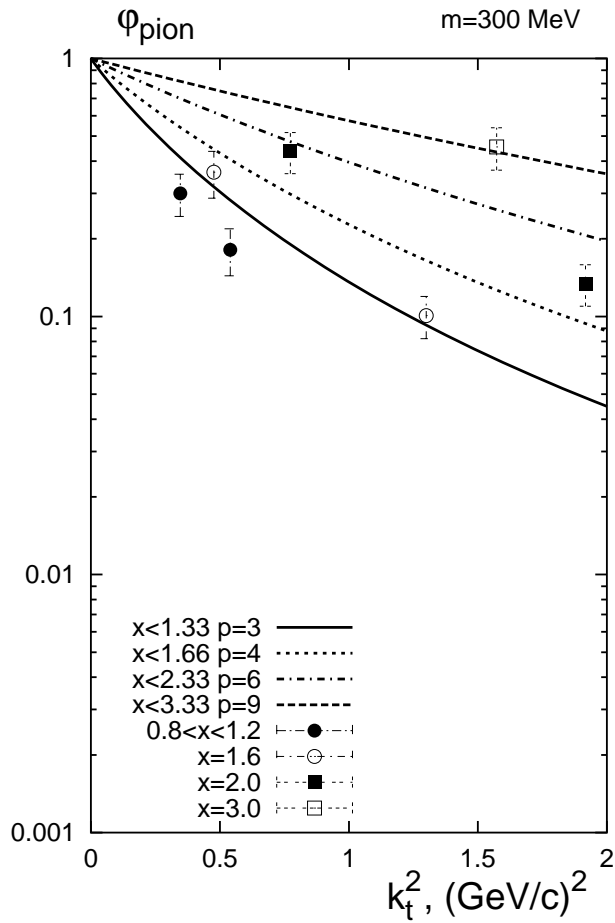


Рисунок 13: Зависимость от квадрата поперечного импульса для пионов разной степени кумулятивности. Точки - экспериментальные данные полученные при различных значениях кумулятивности ($0,8 < x < 1,2$; $1,6$; $2,0$; $3,0$), нормированные на выход пионов при $k_{\perp}=0$. Кривые - результаты расчета для кумулятивных пионов в кварк-партонной модели с образованием кумулятивного пиона в результате фрагментации одного быстрого кварка (рис. 9) для следующих значений p : $p=3$ (сплошная кривая), $p=4$ (точечная кривая), $p=6$ (штрих-пунктир) и $p=9$ (пунктир), которые дают вклад, соответственно, при $x < 1,33$, $x < 1,66$, $x < 2,33$ и $x < 3,33$. Расчеты проведены при значении массы конститuentного кварка $m=300\text{МэВ}$. Других параметров нет.

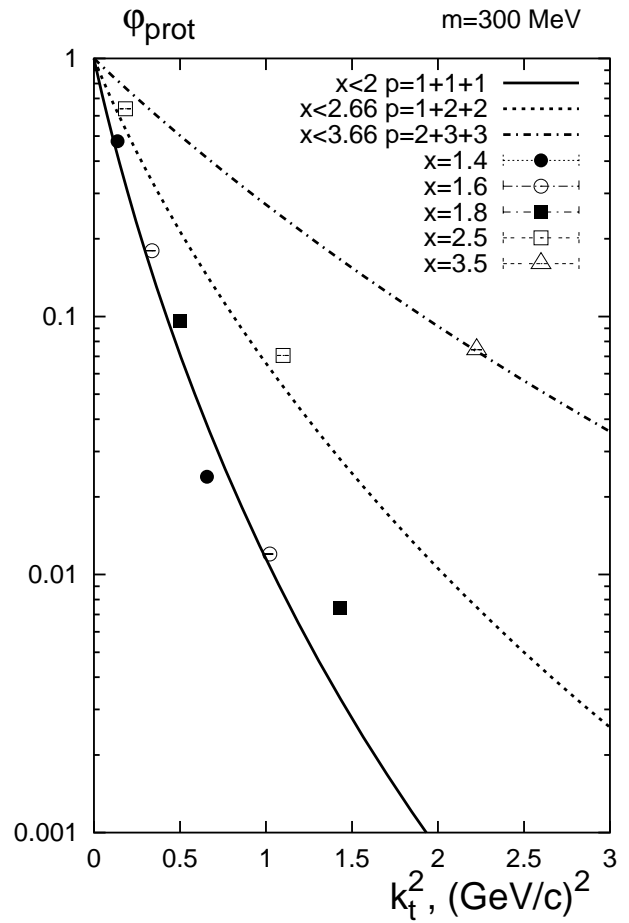


Рисунок 14: Зависимость от квадрата поперечного импульса для протонов разной степени кумулятивности. Точки - экспериментальные данные полученные при различных значениях кумулятивности ($x=1,4$; $1,6$; $1,8$; $2,5$; $3,5$), нормированные на выход протонов при $k_{\perp}=0$. Кривые - результаты расчета для кумулятивных протонов в кварк-партонной модели с использованием механизма когерентной кварковой коалесценции (рис. 10 и 11) для трех наборов (p_1, p_2, p_3) : $(p_1=p_2=p_3=1$ - сплошная кривая), $(p_1=1, p_2=p_3=2$ - точечная кривая) и $(p_1=2, p_2=p_3=3$ - штрих-пунктир), которые дают вклад, соответственно, при $x < 2$, $x < 2,66$ и $x < 3,66$. Расчет проводился при том же значении массы конститuentного кварка $m=300\text{МэВ}$, что и в случае расчета выходов кумулятивных пионов на рис. 13. Других параметров нет.

протонов по сравнению с пионами объясняется тем, что кумулятивные протоны образуются главным образом за счет механизма кварковой коалесценции - когерентного объединения трех быстрых кварков в протон (рис. 10 и 11), тогда как в образование кумулятивных пионов основной вклад вносит стандартный механизм фрагментации одного быстрого кварка в пион (рис. 9).

Важно подчеркнуть, что в настоящей и предыдущей главах мы проводим рассмотрение вкладов этих процессов в рамках единой кварк-партоновой модели кумулятивных явлений, что позволяет нам провести их надежное сравнение.

Шестая глава посвящена изучению корреляций между характеристиками частиц, регистрируемых в удаленных друг от друга по быстроте (рапидити) окнах во взаимодействиях адронов высоких энергий. Экспериментально, в системе центра масс, эти удаленные по рапидити окна Δy_F и Δy_B обычно выбирают в разных полусферах вылета вторичных частиц - одно в передней, а другое в задней. Поэтому такие дальние корреляции, называют еще корреляциями "вперед-назад" или FB-корреляциями (forward-backward correlations). Внимание к изучению дальних FB-корреляций мотивируется тем, что они являются одним из инструментов, при помощи которого надеются обнаружить эффект слияния кварк-глюонных струн при их большой плотности в ядро-ядерных столкновениях при сверхвысоких энергиях.

В первом разделе этой главы мы ограничиваемся изучением только дальних корреляций множественностей (n_F и n_B) в pp и $p\bar{p}$ взаимодействиях, причем при этом мы исходим только из самых общих предположений о двустадийном характере процесса образования мягких частиц в адронных столкновениях, когда на первой стадии столкновения формируется определенное число излучающих центров - цветных струн, натянутых между начальными партонами, а на второй стадии эти струны распадаются, испуская наблюдаемые адроны.

В частности, в этом разделе показано, что если предположить, что излучение этих центров (цветных струн) носит пуассоновский характер с произвольным распределением по числу этих излучателей и по средней множественности каждого из них, то корреляции между излучением в переднюю и заднюю полусферы для симметричных окон однозначно связаны с видом результирующего распределения по множественности в переднем быстротном окне.

Далее в этом разделе показано, что если в соответствии с экспериментальными данными потребовать еще, чтобы корреляционная функция этих FB-корреляций была линейной: $\langle n_B \rangle_{n_F} = a + b_{n-n} n_F$, то это с необходимо-

стью приводит к результирующему распределению по множественности в переднем быстротном окне, имеющему вид отрицательного биномиального распределения:

$$P_{NBD}(n_F) = (1 - b)^k b^{n_F} C_{n_F+k-1}^{k-1},$$

что также согласуется с имеющимися экспериментальными данными. При этом удастся явно найти связь коэффициента корреляции $b_{n-n} = b$ с параметрами k и $\langle n_F \rangle$ этого результирующего распределения по множественности:

$$b = \langle n_F \rangle / (\langle n_F \rangle + k), \quad a = kb = k \langle n_F \rangle / (\langle n_F \rangle + k).$$

В процессе вывода также показано, что из одинаковых пуассоновских элементарных излучателей невозможно построить систему с линейной корреляционной функцией и необходима смесь излучателей разной силы.

Во втором разделе шестой главы дальние корреляции между множественностями и поперечными импульсами заряженных частиц в ядро-ядерных столкновениях изучаются в рамках модели взаимодействующих струн. Дело в том, что в случае ядро-ядерных столкновений с ростом энергии и атомного номера сталкивающихся ядер растет и число образующихся кварк-глюонных струн, и, начиная с какого-то момента, становится необходим учет взаимодействия между ними. Один из возможных подходов к этой проблеме был предложен в модели сливающихся цветных струн.

Во втором разделе этой главы мы предлагаем для описания дальних ФВ корреляций простой дискретный аналог этой модели, позволяющий провести явные аналитические вычисления корреляционных функций в некоторых асимптотических случаях и способный упростить вычисления в случае реальных ядерных столкновений. При этом важность изучения именно дальних корреляций основывается на том соображении, что кварк-глюонная струна является протяженным объектом, дающим при своей фрагментации вклад в широкий интервал быстрот. Это позволяет ожидать появления дальних (в пространстве быстрот) корреляций между величинами наблюдаемыми в удаленных друг от друга по рапидити окнах и проявления в этих корреляциях эффекта слияния цветных струн.

Однако, уже давно известно, что в ядро-ядерных столкновениях корреляции множественности, возникающие из-за слияния струн, сильно затенены корреляциями, возникающими из-за флуктуаций начального числа струн даже при фиксированном значении прицельного параметра. Чтобы избежать этой трудности, в ряде работ предлагалось перейти от изучения корреляций между экстенсивными наблюдаемыми (такими как множественность) к изучению корреляций между интенсивными наблюдаемыми (такими как, например, поперечный импульс). Поэтому, следуя этой идее,

во втором разделе этой главы мы приступаем, наряду с изучением дальних корреляций множественности ($n-n$), к изучению дальних корреляций между поперечными импульсами (p_t-p_t), а также корреляций между поперечным импульсом и множественностью частиц (p_t-n), рожденных в удаленных быстройных окнах.

При этом в качестве импульсных переменных (p_t), между которыми изучаются дальние корреляции, необходимо использовать не поперечные импульсы двух отдельных частиц, зарегистрированных в этих быстройных интервалах, а среднее значение поперечного импульса всех частиц, испущенных в данном событии в данное быстройное окно. Например, для переднего окна:

$$p_{tF} \equiv \frac{1}{n_F} \sum_{i=1}^{n_F} |p_{ti}|, \quad \text{где} \quad y_i \in \Delta y_F; \quad i = 1, \dots, n_F$$

и аналогично для заднего. Показано, что величина таких корреляций не зависит от общего числа струн, в отличие от парных "дважды инклюзивных" корреляций, величина которых обратно пропорциональна среднему числу струн и поэтому чрезвычайно мала для случая столкновения тяжелых ядер при высоких энергиях. Коэффициенты p_t-p_t и p_t-n корреляций определяются следующим образом:

$$b_{p_t-p_t} \equiv \frac{\langle p_{tF} \rangle}{\langle p_{tB} \rangle} \frac{d\langle p_{tB} \rangle_{p_{tF}}}{dp_{tF}} \Big|_{p_{tF}=\langle p_{tF} \rangle}, \quad b_{p_t-n} \equiv \frac{\langle n_F \rangle}{\langle p_{tB} \rangle} \frac{d\langle p_{tB} \rangle_{n_F}}{dn_F} \Big|_{n_F=\langle n_F \rangle}.$$

Далее в этом разделе для идеализированного случая с однородным распределением струн в плоскости прицельного параметра в рамках предложенного дискретного варианта модели слияния струн аналитически вычислены асимптотики различных коэффициентов корреляции при большой и малой плотности струн и изучены их свойства. Исследованы два случая: с локальным взаимодействием струн, возникающим только в области их перекрытия ("overlaps"), и с глобальным слиянием струн и образованием кластеров в плоскости прицельного параметра ("clusters").

Показано, что при большой средней плотности струн, характеризуемой безразмерным параметром $\eta \gg 1$ ($\eta = \rho^{str} \sigma_0$ - среднее число струн, приходящееся на площадь σ_0 одной струны), асимптотики коэффициентов b_{p_t-n} и b_{n-n} корреляций для случаев локального и глобального слияния имеют одинаковый вид:

$$b_{p_t-n} = \frac{1}{2} \frac{\mu_{0F}}{\mu_{0F} + 4\sqrt{\eta}} \quad \text{и} \quad b_{n-n} = b_{p_t^2-n} = \frac{\mu_{0F}}{\mu_{0F} + 4\sqrt{\eta}},$$

где μ_{0F} - среднее число частиц, рождающихся в переднем быстройном окне от распада одиночной струны. Заметим, что при отсутствии учета взаи-

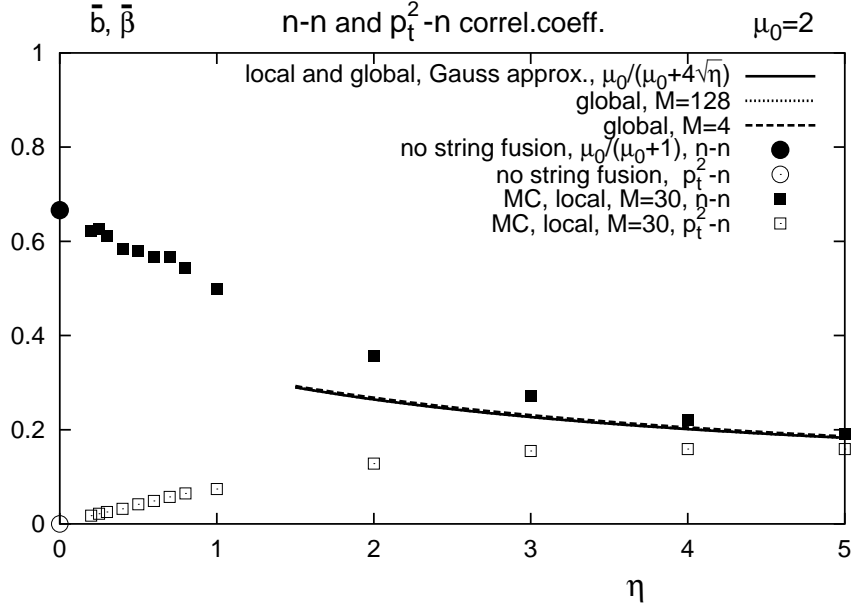


Рисунок 15: Коэффициенты $n-n$ и p_t^2-n корреляций $b_{n-n}=\bar{b}$ и $b_{p_t^2-n}=\bar{\beta}$ при $\mu_{0F} \equiv \mu_0=2$. Сплошная линия - асимптотика при $\eta \gg 1$ для локального и глобального слияния: $\bar{b}=\bar{\beta}=\mu_0/(\mu_0+4\sqrt{\eta})$. Пунктирная и точечная кривые - результаты непосредственных вычислений в случае глобального слияния, когда при большой плотности струн образуется один кластер, для $M=4$ и $M=128$ (M - число ячеек в поперечной плоскости в области взаимодействия). \blacksquare и \square - результаты прямых монте-карловских вычислений коэффициентов $n-n$ и p_t^2-n корреляций как функции плотности струн $\eta = \sigma_0 \rho^{str}$ в случае локального слияния для $M=30$. \bullet и \circ - значения коэффициентов корреляции без слияния струн ($\eta \rightarrow 0$): $\bar{b}=\mu_0/(\mu_0+1)$, $\bar{\beta} = 0$.

модействия струн, что соответствует пределу $\eta \rightarrow 0$, из всех рассматриваемых коэффициентов корреляций отличен от нуля только коэффициент $n-n$ корреляции, который в этом случае равен

$$b_{n-n} \equiv \frac{\langle n_F \rangle}{\langle n_B \rangle} \left. \frac{d\langle n_B \rangle_{n_F}}{dn_F} \right|_{n_F=\langle n_F \rangle} = \frac{\mu_{0F}}{\mu_{0F} + 1}.$$

Асимптотики коэффициентов p_t-p_t и $p_t^2-p_t^2$ корреляций удастся явно вычислить только в случае с глобальным слиянием, когда при большой плотности струн ($\eta \gg 1$) в плоскости прицельного параметра образуется единый кластер. В этом случае

$$b_{p_t-p_t} = \frac{\mu_{0F}}{\mu_{0F} + 16\gamma^2 \sqrt{\eta}} \quad \text{и} \quad b_{p_t^2-p_t^2} = \frac{\mu_{0F}}{\mu_{0F} + 4\tilde{\gamma}^2 \sqrt{\eta}}.$$

В этих формулах γ - коэффициент пропорциональности между средним поперечным импульсом \bar{p} и квадратным корнем из дисперсии поперечного импульса p для одиночной струны: $\sigma_p = \gamma \bar{p}$, а $\tilde{\gamma}$ то же самое для p^2 : $\sigma_{p^2} = \tilde{\gamma} \bar{p}^2$. В формуле для $b_{p_t^2-p_t^2}$ в качестве динамических переменных в переднем Δy_F и заднем Δy_B быстрой окнах, между которыми изучаются дальние ФВ

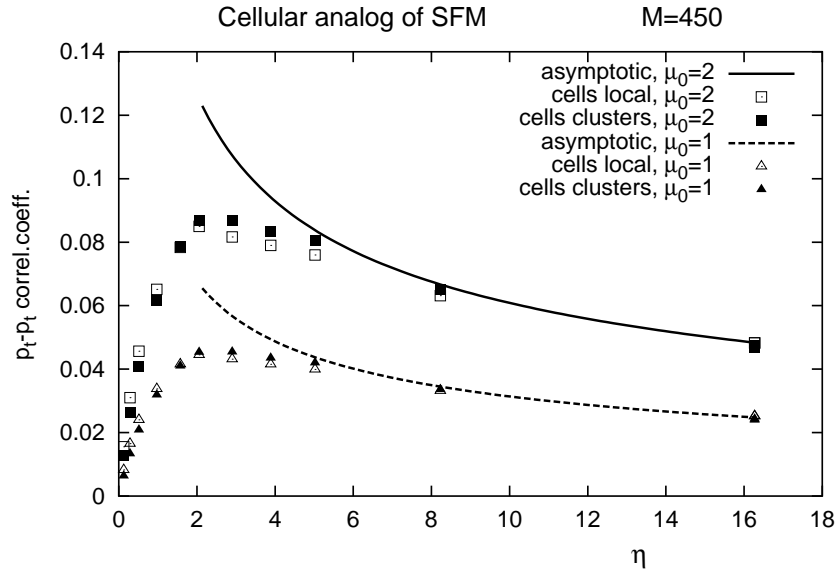


Рисунок 16: Сравнение асимптотик коэффициента p_t-p_t корреляций $b_{p_t-p_t}$ при $\rho^{str} \sigma_0 \equiv \eta \gg 1$ с результатами прямых МК вычислений в рамках дискретного аналога модели слияния струн при двух значениях параметра $\mu_{0F} \equiv \mu_0=1$ и $\mu_0=2$. Общее число ячеек $M=450$.

корреляции, выбраны p_{tF}^2 и p_{tB}^2 , которые определены следующим образом:

$$p_{tF}^2 \equiv \frac{1}{n_F} \sum_{i=1}^{n_F} \mathbf{p}_{ti}^2, \quad \text{где} \quad y_i \in \Delta y_F; \quad i = 1, \dots, n_F$$

и аналогично для p_{tB}^2 .

Проведено сравнение найденных асимптотик с результатами прямых монте-карловских вычислений этих коэффициентов корреляции, как в рамках исходной модели слияния струн, так и в рамках предлагаемого ее простого дискретного аналога (см. рис. 15 и 16). Расчеты методом Монте-Карло позволяют найти значение этих коэффициентов при любой плотности струн. Показано, что предсказания модели слияния струн и ее дискретного аналога практически совпадают при любой плотности струн, и что поведение коэффициентов корреляции, вычисленных монте-карловским методом, хорошо согласуется с найденными асимптотическими формулами при большой и малой плотности струн.

В заключении подведены итоги исследований, представленных в диссертации, и сформулированы положения, выносимые на защиту.

Основные результаты и выводы.

Предложено теоретическое описание кумулятивных процессов и дальнейших корреляций между множественностями и поперечными импульсами заряженных частиц в релятивистских ядерных столкновениях с учетом ненуклонных степеней свободы в ядрах и эффектов взаимодействия кварк-глюонных струн.

Проведен анализ вклада различных процессов перерасеяния в рождение кумулятивных частиц с учетом интерференционных эффектов. Показано, что для быстрых слипающихся нуклонов (с импульсами много большими характерных ядерных импульсов) роль мягких перерасеяний (оптического потенциала ядра) в формировании кумулятивных фрагментов мала и известная формула Батлера-Пирсона для коэффициента коалесценции не является корректной.

Развит механизм когерентной коалесценции для описания процесса формирования составных кумулятивных объектов - легких ядерных фрагментов на нуклонном уровне и кумулятивных барионов (в частности, протонов) на кварковом уровне.

Разработана кварк-партоновая модель кумулятивных явлений, основанная на вычислениях в рамках теории возмущений соответствующих кварковых диаграмм вблизи порогов и позволяющая описать в рамках единого подхода рождение частиц и процессы глубоконеупругого рассеяния на ядрах в кумулятивной области.

Для описания дальних корреляций между множественностями и поперечными импульсами заряженных частиц в ядро-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях построен простой дискретный аналог модели взаимодействующих кварк-глюонных струн, позволяющий провести явные аналитические вычисления корреляционных функций в некоторых асимптотических случаях и упрощающий вычисления в случае реальных ядерных столкновений.

Результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

- [1] Вечернин В.В.
Время формирования адрона и перерасеяние на дейтроне.
Вестник ЛГУ, N 22 (1979) 15-22
- [2] Браун М.А., Вечернин В.В.
Перерасеяние и кумулятивный эффект на ядрах.
Ядерная физика **31** (1980) 602-616
- [3] Браун М.А., Вечернин В.В.
Выход фрагментационных дейтронов за счет слипания нуклонов.
Ядерная физика **36** (1982) 614-623
- [4] Браун М.А., Вечернин В.В., Ложкин О.В., Мурин Ю.А.
Фрагментация ядер при больших энергиях в приближении парных кор-

реляций (высокоимпульсная компонента).

Сообщение РИ-150 (Радиевый ин-т им. В.Г. Хлопина), Л., 1982, 18с.

- [5] Браун М.А., Вечернин В.В. *О роли перерасеяния пиона при образовании кумулятивных протонов из дейтрона.*
Ядерная физика **40** (1984) 1588-1590
- [6] Богатин В.И., Браун М.А., Вечернин В.В., Ложкин О.В., Мурин Ю.А. *Рождение фрагментов при столкновении протонов высоких энергий с ядрами.* В сб.: Вопросы релятивистской теории ядра и элементарных частиц (ред. Новожилов Ю.В.), ЛГУ, Л., 1984, стр.26-68
- [7] Браун М.А., Вечернин В.В. *Вклад перерасеяния пиона в кумулятивное рождение протонов на дейтроне.*
Ядерная физика **43** (1986) 1579-1586
- [8] Браун М.А., Вечернин В.В. *О слипании быстрых нуклонов в дейтрон при высокоэнергетических столкновениях с ядрами.*
Ядерная физика **44** (1986) 784-793
- [9] Braun M.A., Vechernin V.V. *Production of deuterons in hA -collisions at high energies in the target fragmentation region.* In: Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics, vol.1, JINR, Dubna, 1987, pp.326-333
- [10] Braun M.A., Vechernin V.V. *Production of light fragments in hA collisions at high energies.* Preprint IC/88/375, International Centre for Theoretical Physics, Trieste, 1988, 11p.
- [11] Браун М.А., Вечернин В.В. *Рождение дейтронов при столкновении высокоэнергетических адронов с ядрами в области фрагментации мишени.*
Ядерная физика **47** (1988) 1452-1460
- [12] Braun M.A., Vechernin V.V. *Production of fast fragments in high-energy hadron collisions with nuclei.*
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **16** (1990) 1615-1626
- [13] Браун М.А., Вечернин В.В. *Рождение быстрых фрагментов в адрон-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях.*
Ядерная физика **51** (1990) 873-882

- [14] Braun M.A., Vechernin V.V. *Separation of the Contributions Originating from Short- and Long-Range Nuclear Phenomena for Cumulative Proton Production*.
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **19** (1993) 531-543
- [15] Braun M.A., Vechernin V.V. *On Interference of Cumulative Proton Production Mechanisms*.
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **19** (1993) 517-529
- [16] Braun M.A., Vechernin V.V. *Interference of the Contributions of the Various Mechanisms for Cumulative Proton Production from Nuclei*. In: Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics (ed. A.M.Baldin and V.V.Burov), JINR, Dubna, 1994, pp.294-308
- [17] Braun M.A., Vechernin V.V. *Deuteron Structure Functions and Particle Production in the Cumulative Region*.
Proceedings of the International Symposium "DUBNA DEUTERON-93", JINR, Dubna, 1994, pp.102-108
- [18] Braun M.A., Vechernin V.V. *Nuclear Structure Functions and Particle Production in the Cumulative Region in the Parton Model*.
Nucl. Phys. **B427** (1994) 614-640
- [19] Braun M.A., Vechernin V.V. *Microscopic theory of cumulative phenomena*. The Second International Symposium on Nuclear Physics at Storage Rings, V.G.Khlopin Radium Institute, St.-Petersburg, 1994, p.40
- [20] Braun M.A., Vechernin V.V. *Particle Production and Deuteron Structure Function in the Cumulative Region*. Proceedings of the International Symposium "DUBNA DEUTERON-95", JINR, Dubna, 1996, pp.9-19
- [21] Braun M.A., Vechernin V.V. *Nuclear Structure Functions Through the Quark-Parton Diagram Summation at the Cumulative Thresholds*. In: Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics (ed. A.M.Baldin and V.V.Burov), vol.2, JINR, Dubna, 1997, pp.135-147
- [22] Браун М.А., Вечернин В.В. *Структурные функции и рождение частиц в кумулятивной области: две разные экспоненты*.
Ядерная физика **60** (1997) 506-512
- [23] Браун М.А., Вечернин В.В. *Кварк-партоновая модель кумулятивных явлений*. В сб.: Труды XI-го международного семинара по физике высоких энергий и квантовой теории поля (ред. Б.Б. Левченко), НИИЯФ МГУ, Москва, 1997, 391-396

- [24] Braun M.A., Vechernin V.V. *Cumulative Phenomena in the Quark-Parton Model*. In: Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics (ed. A.M.Baldin and V.V.Burov), vol.2, JINR, Dubna, 1998, pp. 152-159
- [25] Braun M.A., Vechernin V.V. *Cumulative Phenomena On Deuteron* Report at the International Symposium "DUBNA DEUTERON-97", JINR, Dubna, 1997; *Deuteron Disintegration in Quark-Parton Model*. Preprint SPbU-IP-97/18 (hep-ph/9710269), St.Petersburg State University, St.Petersburg, 1997, 8p.
- [26] Braun M.A., Vechernin V.V. *Cumulative Phenomena through the Quark-Parton Diagram Summation at Thresholds*. In: Quantum Theory, in honour of Vladimir A. Fock (ed. Yu.V. Novozhilov), vol.1, UNESCO - St.Petersburg University - Euro-Asian Physical Society, St.Petersburg, 1998, pp. 159-178
- [27] Braun M.A., Vechernin V.V. *Cumulative Phenomena and Subthreshold Heavy Particles Production*. Abstracts of the XIV International Seminar on High Energy Physics Problems, JINR, Dubna, 1998, p.67.
- [28] Braun M.A., Vechernin V.V. *Coalescence of quarks and the cumulative baryon production*. Preprint SPbU-IP-1998/22, St.Petersburg State University, St.Petersburg, 1998, 28p.
- [29] Браун М.А., Вечернин В.В.
Зависимость от поперечного импульса для кумулятивных пионов.
Ядерная физика **63** (2000) 1920-1923
- [30] Braun M.A., Pajares C., Vechernin V.V.
On the forward-backward correlations in a two-stage scenario.
Phys. Lett. **B493** (2000) 54-64
- [31] Braun M.A., Pajares C., Vechernin V.V.
Forward-backward multiplicity correlations, low p_T distributions in the central region and the fusion of colour strings.
CERN Int. Notes, ALICE-INT-2001-16, CERN, Geneva, 2001, 13p.
- [32] Braun M.A., Vechernin V.V.
Cumulative phenomena in the QCD approach.
Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **92** (2001) 156-161
- [33] Braun M.A., Vechernin V.V., Vlahovic B.
Leptoproduction of Cumulative Nucleons.
Fizika B (Zagreb) **B13** (2004) 337-346

- [34] Вечернин В.В., Колеватов Р.С.
Простая дискретная модель дальних корреляций множественности и p_t при столкновениях ядер высоких энергий.
 Вестник С.-Петербургского университета, серия 4 (Физика, Химия), вып. 2, (2004) стр. 12-23; hep-ph/0304295
- [35] Вечернин В.В., Колеватов Р.С.
Дискретный подход к описанию дальних корреляций множественности и p_t в модели слияния струн.
 Вестник С.-Петербургского университета, серия 4 (Физика, Химия), вып. 4, (2004) стр. 11-27; hep-ph/0305136
- [36] Braun M.A., Kolevatov R.S., Pajares C., Vechernin V.V.
Correlations between multiplicities and average transverse momentum in the percolating colour strings approach.
 Eur. Phys. J. **C32** (2004) 535-546
- [37] Kolevatov R.S., Vechernin V.V. *Positive and negative long-range correlations in the string fusion model.*
 Surveys in High Energy Physics **19** (2004) 223-227
- [38] Браун М.А., Вечернин В.В.
Механизм кварковой коалесценции вблизи порога.
 Теор. и мат. физика **139** (2004) 381-404
- [39] Вечернин В.В. *Когерентная кварковая коалесценция и распределение кумулятивных протонов по поперечному импульсу.*
 Препринт SPbU-IP-2005/11, СПбГУ, С.-Петербург, 2005, 18с.
- [40] Kolevatov R.S., Vechernin V.V. *Multiplicity and p_t Correlations in Relativistic Nuclear Collisions.* In: Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics (ed. A.N.Sissakian, V.V.Burov, A.I.Malakhov), vol.1, JINR, Dubna, 2005, 213-221; hep-ph/0501179