

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ
САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

На правах рукописи

ВЕЧЕРНИН

Владимир Викторович

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

01.04.16 – физика атомного ядра и элементарных частиц

Д и с с е р т а ц и я

на соискание ученой степени доктора

физико-математических наук

Санкт-Петербург

2005 г.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	4
Глава 1. Вклад перерасеяния пиона в образование кумулятивных протонов	19
1.1 Вклад перерасеяния пиона на нуклонах дейтрона в образование кумулятивных протонов на 180°	19
1.2 Нахождение угловой зависимости выхода кумулятивных протонов, рожденных за счет перерасеяния пиона на нуклонах дейтрона	24
1.3 Анализ роли времени формирования перерасеивающегося адрона и его связь с поведением амплитуд вне массовой оболочки	33
Глава 2. Когерентная коалесценция на нуклонном уровне и образование кумулятивных фрагментов	39
2.1 Когерентная и некогерентная коалесценция	40
2.2 Влияние мягких перерасеяний на механизм слияния	51
2.3 Образование кумулятивных дейтронов за счет механизма когерентной коалесценции нуклонов	65
2.4 Образование легких кумулятивных ядерных фрагментов путем когерентного слияния нуклонов	74
Глава 3. Интерференция различных механизмов кумулятивного рождения на нуклонном уровне	90
3.1 Механизмы рождения кумулятивных частиц в нерелятивистской области в терминах нуклонных степеней свободы	91
3.2 Разделение вкладов от больших (порядка ядерных) и малых (порядка нуклонных) расстояний, выделение вклада от перерасеяния нуклона	95
3.3 Интерференция различных механизмов рождения кумулятивных протонов	107

Глава 4. Кварк-партонная модель кумулятивных явлений .	122
4.1 Кварк-партонная модель глубоконеупругого рассеяния на ядре в кумулятивной области	123
4.2 Рекуррентный метод суммирования кварк-партонных диаграмм вблизи кинематических порогов	136
4.3 Образование частиц в кварк-партонной модели кумулятивных явлений. Сокращение прямых и части спектаторных вкладов .	142
4.4 Сравнение поведения структурных функций ядра и спектров рождения частиц в кумулятивной области	154
4.5 Рост поперечного импульса пионов со степенью их кумулятивности	165
Глава 5. Когерентная коалесценция на кварковом уровне и образование кумулятивных барионов	173
5.1 Механизм когерентной кварковой коалесценции вблизи порога .	174
5.2 Зависимость от поперечного импульса для протонов разной степени кумулятивности	196
Приложение 5.1 Приближения для матриц плотности η и ρ	205
Приложение 5.2 Оценка продольной части интеграла перекрытия .	206
Глава 6. Дальние корреляции между множественностями и поперечными импульсами заряженных частиц в релятивистских ядерных столкновениях	208
6.1 Характер дальних корреляций множественности в двустадийной модели	211
6.2 Вычисление асимптотик коэффициентов корреляции в рамках простого дискретного аналога модели взаимодействующих цветных струн	228
Приложение 6.1 Дальние корреляции при малой плотности струн .	262
Заключение	269
Литература	274

Введение

Первые указания на существование ненуклонных степеней свободы в атомных ядрах были получены еще в 1957 году. В этом году в Дубне группой Г.А.Лексина [1] был зарегистрирован выход протонов в заднюю полусферу при упругом рассеянии 660 МэВных протонов на дейтериевой мишени. В том же году группой М.Г.Мещерякова [2] наблюдался аномально большой (с точки зрения чисто нуклонной картины ядра) выход дейтронов при облучении легких ядер протонами с энергией 675 МэВ. Со временем аналогичные результаты были получены при рассеянии на более тяжелых ядрах и при более высоких начальных энергиях [4]-[7].

Для объяснения этих эффектов Д.И.Блохинцевым в том же 1957 году была выдвинута гипотеза [3] о существовании в ядре флуктуаций плотности ядерной материи, получивших впоследствии наименование флуктонов. Объяснение упомянутых выше экспериментов требовало, взаимодействия налетающей частицы сразу с двумя нуклонами ядра, причем в конфигурации, когда расстояние между этими нуклонами в ядре порядка или даже меньше размера самого нуклона. Поэтому Д.И.Блохинцевым было указано, что в этом случае скорее имеет смысл говорить о взаимодействии налетающей частицы с некоторым сгустком ядерного вещества с барионным зарядом равным 2 и выше, чем о рассеянии этой частицы на отдельных нуклонах ядра.

Позже эта идея о возникающих в ядре на короткое время флуктуациях ядерной материи - флуктонах - получила свое развитие в ряде теорий [39]-[54], предполагающих наличие в ядре кластеров, малонуклонных корреляций, многокварковых мешков, сгустков холодной кварк-глюонной плазмы.

Само понятие кумулятивного эффекта возникло после того, как в Дубне был получен [8] пучок релятивистски быстрых ядер (дейтронов). Этот эффект был предсказан А.М.Балдиным [9] и затем обнаружен в экспериментах группы В.С.Ставинского [10]-[12], в которых наблюдалось образование быстрых - "кумулятивных" пионов, уносящих значительно больше половины импульса ускоренного дейтрона, то есть аккумулирующих энергию от обоих нуклонов дейтрона. Позднее были поставлены аналогичные

эксперименты по фрагментации легких быстрых ядер в кумулятивные протоны и дейтроны [25]-[27].

Ввиду отсутствия на тот момент релятивистски быстрых пучков тяжелых ядер, изучение кумулятивного эффекта для них начали вести [13]-[24] также в "антилабораторной" системе отсчета, то есть в системе покоя того ядра, фрагментация которого в кумулятивные частицы изучалась в эксперименте. В такой системе отсчета, кумулятивные частицы вылетают в заднюю полусферу по отношению к налетающему на покоящееся ядро адрону (обычно протону), причем их энергия лежит в пределах нескольких ГэВ вне зависимости от величины начальной энергии, что делает эту систему отсчета удобной для экспериментального изучения кумулятивного эффекта. В этой системе отсчета кумулятивным частицам будут соответствовать частицы с импульсами, лежащими за пределами кинематической границы для процесса рассеяния на одиночном нуклоне. (Подробно эти кинематические границы для разного типа реакций описаны, например, в работах [40, 104, 105, 262, 264, 265].)

Вместе с изучением выхода кумулятивных пионов и протонов из тяжелых ядер в ряде экспериментов регистрировалось образование в кумулятивной области легких ядерных фрагментов (дейтронов, трития, ^3He и ^4He) [4]-[7],[16, 22, 23], [131]-[133]. Исследование образования при фрагментации тяжелых ядер таких составных кумулятивных частиц сделало актуальным изучение процессов коалесценции на нуклонном уровне как механизма, позволяющего описать объединение рожденных кумулятивных нуклонов в кумулятивный фрагмент (см. подробнее в главе 2).

Были также получены экспериментальные данные по образованию кумулятивных частиц со странностью: K^\pm -мезонов [21, 56, 175, 206] и Λ^0 -гиперонов [21, 34], а также кумулятивных антипротонов [57, 206]. (Подробную библиографию можно найти в работах [20, 24, 31, 32, 33, 41, 47, 46, 55, 126, 206].)

В теоретическом плане изучение кумулятивного эффекта было сконцентрировано главным образом на следующих аспектах. Уже при анализе первых экспериментальных данных [9, 15, 17, 18] стало ясно, что кумулятивные явления выделяются в особый класс явлений, которому присущи свои характерные черты, например, было установлено, что сечения выхода кумулятивных частиц слабо зависят от начальной энергии - явление получившее название "ядерного скейлинга" [18]. В дальнейшем, в результате анализа всего массива экспериментальных данных были выявлены общие эмпирические закономерности кумулятивных процессов [20, 24, 31], получившие естественную интерпретацию [32] в рамках феноменологического подхода основанного на использовании принципов

автомодельности (самоподобия) и ослабления корреляций в пространстве относительных 4-х скоростей [30].

С точки зрения динамики процесса кумулятивный эффект может иметь два принципиально различных источника, отличающихся расстояниями, на которых протекает процесс образования кумулятивной частицы.

В принципе, возможен вклад от больших расстояний - многократное рассеяние внутри ядра, когда адронный снаряд или продукты его фрагментации испытывают несколько последовательных столкновений с нуклонами ядра, в результате чего в последнем столкновении становится возможным рождение частицы в области, кинематически недоступной при рассеянии на одиночном свободном нуклоне. В связи с этим исследовался вопрос [104, 105, 106, 142, 265, 280, 281], могут ли такие процессы перерассеяния, протекающие на больших ядерных расстояниях, давать существенный вклад в кумулятивное рождение (см. главы 1 и 3). Результат, в самом общем виде, можно сформулировать следующим образом: эффекты перерассеяния в основном не вносят существенного вклада в процесс образования кумулятивных частиц за исключением некоторых выделенных реакций, где их вклад может становиться существенным и даже доминировать в определенных кинематических областях [265, 271, 273]. (Один из таких процессов рассмотрен в первой главе.)

Другим источником кумулятивных частиц являются процессы, протекающие на малых расстояниях - много меньших характерных ядерных расстояний - и возможные лишь при наличии в ядре конфигураций необычно высокой плотности ("флуктоны" [3]), когда, например, два или более нуклонов оказываются в одной точке ядра. При этом в разработанных моделях предполагалось, что флуктоны либо всегда существуют уже в начальном ядре ("холодные" модели [39]-[54],[157],[158],[284, 290, 292, 298]), либо формируются только в процессе столкновения ("горячие" модели [159, 160]). В обоих случаях можно думать, что они подобны каплям кварк-глюонной плазмы.

Именно этим мотивируется интерес к такого рода исследованиям, поскольку в этом случае, изучая кумулятивные явления, можно получить информацию об этих необычных состояниях ядерной материи - компактных многопартонных ядерных кластерах. Конечно, вероятности соответствующих процессов очень малы и быстро падают с продвижением в кумулятивную область. Но, с другой стороны, наблюдение кумулятивных явлений не требуют особенно больших начальных энергий. Выход на скейлинговый режим происходит уже при начальных энергиях порядка нескольких десятков ГэВ, однако, для регистрации малых сечений рождения кумулятивных частиц эти ускорители должны обладать достаточно

высокой светимостью. Отметим также отсутствие в кумулятивной области фона от основной массы событий, происходящих на одном нуклоне ядра, что следует из самого определения кумулятивного процесса. 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.

В литературе также обсуждалось, возможно ли описание кумулятивных явлений целиком только на нуклонном уровне без обращения к кваркам [39, 42, 43, 110]. Так, в работе [43] было показано, что результаты, полученные с помощью правил кваркового счета [35]-[37], могут также быть получены на языке эффективных нуклонных степеней свободы при условии, что поведение амплитуды нуклон-нуклонного рассеяния будет соответствовать эмпирически наблюдаемому убыванию при больших переданных импульсах, и что подходящим образом будет выбрана релятивистская волновая функция ядра. В рамках такого подхода удалось получить хорошее описание [44] структурной функции дейтрона при промежуточных значениях Q^2 . Видимо, возможно также, на нуклонном языке, описать и рождение частиц в кумулятивной области (см., например, обзор [126]).

Однако, в таком подходе согласие с экспериментом достигается ценой введения специального релятивистского обобщения ядерной волновой функции, выбираемого так, чтобы описать экспериментальные данные. Такая процедура едва ли может быть оправдана с теоретической точки зрения: как только мы признаем составную природу нуклонов, ядерная волновая функция в их терминах уже не может существовать в конфигурациях, когда два или больше нуклонов перекрываются, а это как раз и происходит в случае кумулятивных явлений.

Поэтому адекватное описание кумулятивного эффекта требует перехода на кварковый язык [40, 41],[45]-[47], [51, 157, 158]. Так в работе [157] было предложено феноменологическое описание кумулятивных явлений, основанное на ядерных кварковых распределениях и уравнениях эволюции КХД. При этом использовалось специальное соотношение между структурными функциями и выходами частиц, основанное все таки скорее на нуклонной (и флуктонной) картине ядра. В работе [158] было предложено полуфеноменологическое объяснение разницы наклонов структурной функции ядра и спектров рождения частиц в кумулятивной области (см. раздел 4.4) на основе модели, в которой постулировалось существование и свойства многокварковых кластеров в ядрах, а для расчета сечений выхода частиц использовался формализм модели кварк-глюонных

струн [86, 87]. В этом свете актуальной является задача теоретического анализа импульсного распределения кварков в флуктоне, особенно его жесткой части [284, 288, 292, 295, 304] (см. главу 4).

Теоретическое и экспериментальное изучение кумулятивного эффекта, а также тесно связанных с ним процессов глубоко неупругого рассеяния лептонов на ядрах [173, 176] (на эту связь указывал еще А.М.Балдин [28, 29]), положили начало новой области физики - релятивистской ядерной физике [32], которая переживает в настоящее время бурное развитие. Это вызвано прежде всего начавшимися на коллайдере RHIC экспериментами по столкновению встречных пучков ядер золота при энергии 200 ГэВ в с.ц.и. на нуклон и планируемыми в ЦЕРНе на коллайдере LHC экспериментами по столкновению ядер свинца при энергии 5500 ГэВ в с.ц.и. на нуклон (ALICE). Ожидается, что в столкновениях тяжелых ядер при сверхвысоких энергиях будет на короткое время 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 [58]-[71], на основе модели жесткого померона Балицкого-Фадина-Кураева-Липатова предложенной и развитой в работах [72]-[78], так и в альтернативной технике, так называемого, "конденсата цветных стекол" (colour glass condensate), в которой рассматривается взаимодействие цветного диполя-пробника с глюонным полем, созданным быстро движущимся ядром [79]-[84].

Как отмечалось в работе [85], в мягкой области эти нелинейные явления, отвечающие насыщению партонных плотностей, могут быть эффективно описаны полуфеноменологической моделью слияния кварк-глюонных струн [89]-[91] при их высокой плотности в ядро-ядерных взаимодействиях. Известно, что для описания мягкой составляющей адронных и ядерных взаимодействий при высоких энергиях широко используется модель цветных струн [86]-[88]. В исходном варианте модели процессы фрагментации струн, образовавшихся на первом этапе столкновения, протекают независимо, и наблюдаемая мягкая часть спектра адронов просто равна сумме спектров от отдельных струн. Ясно, что в случае ядро-ядерных столкновений с ростом энергии и атомного номера сталкивающихся ядер растет и число образующихся кварк-глюонных струн, начиная с какого-то момента, они начинают перекрываться, и становится

необходим учет взаимодействия между ними (см. подробнее раздел 6.2).

Еще одним аспектом, делающим изучение кумулятивного эффекта весьма актуальным, является его связь [32] с процессами подпорогового и глубокоподпорогового рождения частиц в ядро-ядерных взаимодействиях [92]-[97], на которую А.М.Балдин обращал внимание еще в самых первых своих работах по кумулятивному эффекту [9]. При ультрарелятивистском AA -рассеянии столкновение быстрых кумулятивных объектов может приводить в центральной области быстрой к подпороговому рождению сверхтяжелых частиц с массами большими, чем допускается по кинематике NN -рассеяния. То есть происходит эффективное увеличение энергии элементарного столкновения. Здесь заключена потенциальная возможность практического использования кумулятивного эффекта для подпорогового рождения на коллайдерах в ядро-ядерных взаимодействиях новых сверхтяжелых частиц, для рождения которых в одиночном нуклон-нуклонном столкновении не хватает энергии.

Анализ экспериментальных данных по подпороговому рождению антипротонов и K^- -мезонов [92]-[96] в ядро-ядерных соударениях показал, что оно действительно происходит при рассеянии плотных ядерных кластеров (флуктонов), а не при рассеянии обычных нуклонов [32, 97]. Было также показано, что процессы подпорогового рождения подчиняются тем же закономерностям и могут быть описаны в рамках той же феноменологической модели, основанной на использовании принципа автомодельности и ослабления корреляций в пространстве относительных 4-х скоростей [32], что и кумулятивные явления.

Как мы уже отмечали, экспериментальные исследования образования легких ядерных фрагментов в кумулятивной области сделали актуальным изучение процессов коалесценции на нуклонном уровне как механизма, позволяющего описать объединение кумулятивных нуклонов в кумулятивный фрагмент [122, 269, 270, 272, 274, 275],[277]-[279]. При этом, как было показано в работе [269], очень важную роль играет учет когерентного характера процесса коалесценции, то есть учет того, что процесс коалесценции необходимо рассматривать не на языке вероятностей и сечений, а на языке амплитуд (см. подробнее в главе 2).

Перенесенные на кварковый уровень, эти идеи после проверки привели нас к заключению о доминировании процесса когерентной кварковой коалесценции при формировании кумулятивных барионов (в частности, протонов) над процессом, когда кумулятивный барион образуется в результате фрагментации одного быстрого кумулятивного кварка, и который доминировал в процессе образования кумулятивных пионов [284, 289, 290, 291, 294, 308, 298, 304, 305] (см. главу 5).

Дело в том, что поскольку в рамках КХД теоретическое описание стадии адронизации - перехода от кварк-глюонных степеней свободы к адронным степеням свободы в конечном состоянии пока не получено, то на практике при анализе процессов сильных взаимодействий для описания стадии адронизации обычно применяется феноменологический подход, основанный на использовании функций фрагментации одиночных партонов - кварков и глюонов - в адроны [166]. (Этот подход, лежит и в основе, так называемой, факторизационной теоремы.)

Альтернативные идеи о том, что процесс адронизации кварка может происходить также путем его коалесценции (рекомбинации) с каким-либо из сопутствующих партонов, выдвигались давно [183, 188], в том числе и применительно к процессу образования кумулятивных частиц [51]. В рамках КХД они впервые рассматривались, видимо, в работе [210]. Позже подобный механизм кварковой коалесценции был использован при описании процессов образования адронов с тяжелыми кварками (c и b) из протонов и пионов вблизи кинематической границы реакции, когда очарованный адрон уносит значительную долю импульса начального протона (пиона) [211, 212].

К сожалению, в последних работах не был учтен когерентный характер процесса коалесценции. В этих работах сначала вычисляется сечение образования двух кварков, и только затем выполняется интегрирование по их относительному импульсу, что полностью противоречит когерентности процесса слипания кварков (см. главу 5). Этот вопрос подробно анализировался нами еще при изучении процессов коалесценции на нуклонном уровне [269, 274, 277, 279, 278] (см. раздел 2.1). На кварковом уровне на важность его учета также обращали внимание авторы [51],[213]-[216].

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 [98]-[103]. Физическая близость этих явлений обусловлена тем, что процессы рождения частиц с большим поперечным импульсом являются жесткими, также как и рассматриваемые нами кумулятивные процессы.

В работах [211, 212] была использована еще одна важная идея о существовании так называемого "собственного" (intrinsic) или скрытого очарования в обычных адронах. Было указано на то, что поскольку партонная волновая функция любого адрона является фоковским столбцом, в котором изначально (правда, возможно с небольшим весом) присут-

ствуют компоненты содержащие $c\bar{c}$ пару, то это может проявлять себя в определенных процессах. В частности, было показано, что коалесценция (рекомбинация) такого "собственного" (скрытого) очарованного кварка с одним из валентных кварков адрона позволяет естественным образом объяснить наличие среди лидирующих частиц значительной доли очарованных адронов.

Эта идея близка изложенной выше идеи, используемой при описании кумулятивных явлений, о изначальном присутствии в волновой функции ядра редких конфигураций - флуктонов, малонуклонных корреляций, многокварковых кластеров [3],[39]-[54],[51, 157, 158, 268, 284]. Важным общим моментом здесь является то, что эти редкие конфигурации которые могут проявляться в некоторых специальных процессах, присуще самой волновой функции объекта, а не возникают в результате его взаимодействия с другими объектами.

Как было показано в [161, 162] вероятность наличия редких конфигураций в волновой функции, когда один конститuent уносит практически весь импульс всего связанного состояния, может быть вычислена на основе анализа так называемых "собственных" (intrinsic) диаграмм, в которых несколько партонных взаимодействуют, что и приводит к наличию в волновой функции жесткой компоненты. Там же была обоснована возможность применения вблизи кинематического порога для описания таких процессов взаимодействия между кварками теории возмущений КХД.

В работах [284]-[305] эти идеи были использованы нами для описания процессов рождения кумулятивных частиц из ядер. Была предложена кварк-партонная модель кумулятивных явлений, основанная на пертурбативных вычислениях соответствующих кварковых диаграмм вблизи порогов. Был разработан метод суммирования кварк-партонных диаграмм Фейнмана вблизи порогов с помощью найденных рекуррентных соотношений, и проведено суммирование всех "собственных" (intrinsic) диаграмм, описывающих наличие в ядре быстрого кумулятивного кварка (см. главу 4). Вблизи кумулятивных порогов были также вычислены и просуммированы диаграммы описывающие рождение кумулятивных частиц в механизме когерентного объединения нескольких кварков (см. главу 5).

Диссертация состоит из введения, шести глав основного содержания и заключения. В начале каждой главы кратко сформулировано существо проблемы. Громоздкие вычисления вынесены в приложения, помещенные в конце соответствующих глав.

В первой главе рассмотрен вклад перерассеяния пиона в рождение протонов в заднюю полусферу при столкновении быстрой частицы с дей-

троном. Рассчитаны сечения этого процесса для любых углов вылета протона в заднюю полусферу и с учетом зависимости от начальной энергии в области 10-70 ГэВ. Экспериментальный наплыв в сечении рождения протонов назад с импульсами 0,3-0,5 ГэВ/с воспроизводится вкладом упругого (с учетом возможности перезарядки) перерассеяния пиона на втором нуклоне дейтрона и обусловлен резонансным характером πN -сечений в области Δ -резонанса. Показано, что предсказания величины вклада этого процесса, сделанные на основе предварительных расчетов в нашей работе [265] в 1978 году при отсутствии экспериментальных данных, хорошо согласуются с полученными позднее в 1982 году экспериментальными данными [25], а также с результатами уточненных расчетов проведенных в [273]. Отдельно обсуждается роль времени жизни и эффект времени формирования промежуточной частицы в процессах перерассеяния.

Вторая глава посвящена рассмотрению на нуклонном уровне процесса образования легких фрагментов в адрон-ядерных взаимодействиях. Показано, что основным механизмом образования быстрых фрагментов является предлагаемый механизм прямого слияния (коалесценции) слабовиртуальных нуклонов.

Подчеркнута важность учета когерентного характера процесса коалесценции. С учетом интерференционных эффектов проведено исследование влияния мягких перерассеяний (потенциала ядра) на вероятность слипания нуклонов в дейтрон. Показано, что для быстрых слипающихся нуклонов (с импульсами много большими характерных ядерных импульсов) роль поля ядра в формировании дейтрона мала и не определяется формулами Батлера-Пирсона [122].

В рамках основного механизма - прямого слияния слабовиртуальных нуклонов - рассчитаны сечения рождения для выхода 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 $k_- = k_0 - k_z$.

Проведено также сравнение рассчитанных сечений с экспериментальными данными в широкой области углов и импульсов.

В третьей главе динамическая картина рождения кумулятивных протонов в hA -столкновениях рассмотрена путем анализа фейнмановских диаграмм с NN -взаимодействием, описываемым нерелятивистским NN -потенциалом. 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 так называемых двух-нуклонных корреляций в ядрах, и на вклад от больших расстояний (порядка ядерных), который описывает процесс перерасеяния реального (на массовой оболочке) промежуточного нуклона.

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

В четвертой главе предложено микроскопическое (на кварковом уровне) описание кумулятивных явлений. Для вычисления жесткой части импульсного распределения кварков в флуктоне, используется наблюдение авторов работ [161, 162] 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 партонов на основе вычисления в рамках теории возмущений соответствующих кварковых диаграмм вблизи порогов и показано, что ее пороговое поведение, согласуется с известными правилами кваркового счета [35]-[38],[43, 44].

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.

Для суммирования всех диаграмм такого типа, ввиду их большого числа, разработана специальная техника, основанная на использовании рекуррентных соотношений. Найдено, что в целом x -зависимость ядерной структурной функции в кумулятивной области $x > 1$ является экспоненциальной (x - бьеркеновская скейлинговая переменная, для отдельного lN взаимодействия), причем наклон экспоненты задается эффективной константой, зависящей от константы связи КХД и массы конститuentного

кварка (параметра инфракрасного обрезания).

Детально изучены два механизма образования кумулятивных частиц - прямой и зрительный. Показано, что из-за взаимодействий в конечном состоянии главные члены во вкладе прямого механизма взаимно сокращаются и зрительный механизм является доминирующим. Показано также, что вклад зрительного механизма в рождение кумулятивных частиц отвечает множественным взаимодействиям мягких кварков ядра с налетающим на него адроном, причем число взаимодействий растет с ростом кумулятивности. Это в результате ведет к меньшей величине наклона спектров рождения частиц по сравнению с наклоном ядерной структурной функции в кумулятивной области в согласии с экспериментальными данными.

В последнем разделе этой главы в рамках предложенной модели исследуется зависимость вероятности образования кумулятивных пионов от их поперечного импульса. Найдено, что среднее значение их поперечного импульса растет с ростом степени их кумулятивности. Сравнение результатов этих расчетов с имеющимися экспериментальными данными позволяет получить дополнительные аргументы в пользу нашей модели, а также оценить величину одного из двух параметров модели (массу конститuentного кварка).

В пятой главе анализируется процесс кварковой коалесценции (когерентного слипания кварков) как возможный, наряду с фрагментацией в адрон одного быстрого кварка, механизм формирования кумулятивных частиц в процессах взаимодействия адронов и ядер при высоких энергиях. В рамках кварк-партонной модели кумулятивных явлений, изложенной в предыдущей главе, фейнмановские диаграммы для механизма когерентного слипания кварков вычислены и просуммированы вблизи кумулятивных порогов.

Показано, что в механизме коалесценции возможны интерференционные эффекты двух типов: между вкладами, происходящими от разных диаграмм, и от квадрирования амплитуды процесса коалесценции для одной диаграммы. Найдено, что в пределе, когда радиус составляющего кварка считается гораздо меньше радиуса нуклона, интерференционными вкладами между разными диаграммами можно пренебречь. Однако, даже в этом случае необходимо учитывать интерференционные эффекты, возникающие при вычислении квадрата модуля любой амплитуды процесса коалесценции и обусловленные когерентным характером этого процесса.

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. Показано, что при одном и том же значении массы конституентного кварка ($m = 300$ МэВ) удается без каких-либо других параметров описать зависимость от поперечного импульса как для кумулятивных пионов, так для кумулятивных протонов разной степени кумулятивности.

При этом экспериментально наблюдаемый [206]-[208] 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.

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 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 FВ-корреляциями (forward-backward correlations). Внимание к изучению дальних FВ-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 множественности в pp и $p\bar{p}$ взаимодействиях, причем при этом мы исходим только из самых общих предположений о двухстадийном 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 FВ-корреляций была линейной, то это с необходимостью приводит к результирующему распределению по множественности в переднем быстротном окне, имеющему вид отрицательного биномиального распределения, что также согласуется с имеющимися экспериментальными данными. При этом удается явно найти связь коэффициента корреляции с параметрами этого результирующего отрицательного биномиального распределения по множественности. 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 этой главы дальнейшие 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 необходимым учет взаимодействия между ними. Один из возможных подходов к этой проблеме был предложен в модели сливающихся цветных струн [89]-[91].

В этом разделе мы предлагаем для описания дальних FВ 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 [91].

Однако, как было показано в работе [235], 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 работах [235, 237, 246] 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 поперечными импульсами 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. Показано, что величина таких корреляций не зависит от общего числа струн, в отличие от парных "дважды инклюзивных" корреляций, величина которых, как показано в [302] обратно пропорциональна среднему числу струн и поэтому чрезвычайно мала для случая ядро-ядерных столкновений при высоких энергиях.

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.

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. 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.

Это позволяет использовать найденные асимптотики коэффициентов корреляции для отладки и контроля монте-карловских алгоритмов, дающих возможность проводить вычисления корреляционных функций для случая реальных ядерных столкновений - с учетом реалистического рас-

пределения 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 суперколлайдерах RHIC и LHC.

Предложения [297, 306, 307],[309]-[312] по исследованию дальних FB корреляций в pp и AA взаимодействиях на суперколлайдере LHC, создаваемом в ЦЕРНе, вошли в программу физических исследований эксперимента ALICE, принятую и опубликованную в ЦЕРНе в 2005 году [313].

В заключении подведены итоги исследований, представленных в диссертации.

Основные материалы диссертации опубликованы в работах [267]-[306] и неоднократно докладывались на семинарах кафедры физики высоких энергий и элементарных частиц НИИФизики им.В.А.Фока Санкт-Петербургского государственного университета. Результаты, изложенные в диссертации, были также представлены и докладывались 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 (ICHEP94): 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 CEBAF 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-твей 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.