

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

P2-85-434

А.Н.Сисакян, Н.Б.Скачков

ОПИСАНИЕ МНОЖЕСТВЕННЫХ
И ИНКЛЮЗИВНЫХ ПРОЦЕССОВ
НА ОСНОВЕ ТРЕХМЕРНОГО
ТЕОРЕТИКО-ПОЛЕВОГО ФОРМАЛИЗМА

Тезисы обзорного доклада А.Н.Сисакяна
"Вопросы множественного рождения частиц
при высоких и сверхвысоких энергиях"
на XX сессии секции Ученого совета ОИЯИ
по теоретической физике /Дубна, 1984/

1985

§1. ОСНОВНЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

За пятьдесят лет своего развития /с основополагающих работ Г.В.Ватагина ^{/1/} и Д.В.Скобельцына ^{/2/}/ физика множественного рождения обогатила наши представления о микромире рядом фундаментальных открытий.

Охарактеризуем некоторые основные закономерности множественного рождения при высоких энергиях.

1. Подтвердился предсказанный теоретически ^{/1/} еще в 1934 году рост с энергией относительного числа неупругих каналов. Так, отношение $\sigma_{el}/\sigma_{tot} \sim 0,197$ /при $\sqrt{s} \sim 540$ ГэВ, ЦЕРН SPS /, что свидетельствует о том, что адронные столкновения в основном имеют неупругий характер.

2. Большинство вторичных частиц - пионы, при этом их доля по сравнению с другими частицами изменяется с ростом энергии следующим образом / n_B - число барионов/:

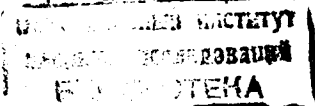
$$\frac{\langle n_\pi \rangle}{\langle n_{сек} \rangle} = \begin{cases} 0,9 / \text{при } \sqrt{s} \sim 10 \text{ ГэВ}, \\ 0,8 / \text{при } \sqrt{s} \sim 100 \text{ ГэВ}, \\ 0,79 / \text{при } \sqrt{s} \sim 540 \text{ ГэВ}, \end{cases}$$

$$\frac{\langle n_{K^\pm} \rangle}{\langle n_{сек} \rangle} \sim 0,12; \quad \frac{\langle n_B \rangle}{\langle n_{сек} \rangle} \sim 0,09 / \text{при } \sqrt{s} \sim 540 \text{ ГэВ}.$$

3. Большинство вторичных частиц рождается с малыми поперечными импульсами p_T . Среднее значение поперечного импульса вторичных частиц слабо зависит от энергии и лежит в интервале $\langle p_T \rangle \sim 0,2 \div 0,4$ ГэВ/с.

4. С ростом p_T вероятность рождения частиц падает экспоненциально вплоть до $p_T \leq 1,5 \div 2,0$ ГэВ/с, после чего зависимость вероятности рождения от p_T становится степенной $(p_T)^{-N}$. Здесь мы сталкиваемся с качественно новой областью - физикой больших поперечных импульсов.

Для этой области принципиально новым является появление ассоциативного характера рождения частиц, так называемого струйного механизма генерации вторичных частиц.



5. Измерение полных сечений является простейшим многочастичным экспериментом. Открытый в энергетическом интервале $30 \div 70$ ГэВ рост полных сечений /"серпуховский эффект"/, а также рост наклона дифференциального сечения продолжается вплоть до энергий коллайдера. Достигнут максимальный рост, определяемый границей Фруассара ($\sigma_{\text{tot}} \leq A \ln^2 s$) $\sigma_{\text{tot}} \sim 66 \pm 7 \text{ мб} / \sqrt{s} = 540 \text{ ГэВ}$.

6. Распределение по множественности заряженных частиц свидетельствует о корреляционных явлениях в процессе генерации, отвечающих одновременному действию двух или более механизмов образования частиц /"многокомпонентное описание"/. Средняя множественность /первый корреляционный момент распределения/ растет с энергией $\langle n_c \rangle \sim A \ln^2 s + B \ln s + C$. Приблизительно выполняется KNO-скейлинг, характер отклонений говорит о наличии /при энергии коллайдера/ сильных дальнедействующих корреляций. Множественные характеристики /особенно в области малых p_T / слабо зависят от типов сталкивающихся частиц.

Следует отметить, что изучение множественных процессов, в особенности в связи с развитием представлений о составной /кварковой/ структуре адронов, является традиционным направлением исследований дубненских теоретиков.

Сюда в первую очередь относятся фундаментальные исследования Н.Н.Боголюбова с учениками по кварковому моделированию элементарных частиц, введение нового квантового числа, названного впоследствии "цветом" /Н.Н.Боголюбов, Б.В.Струминский, А.Н.Тавхелидзе^{3/}/. Именно это понятие в сочетании с принципом локальной калибровочной инвариантности легло в основу современной квантово-полевой теории сильных взаимодействий - квантовой хромодинамики.

Большая серия работ была выполнена А.А.Логуновым с сотрудниками по обнаружению на основе общих принципов квантовой теории поля строгих соотношений между характеристиками процессов при высоких энергиях, включая множественные^{4,5/}. Эти работы положили начало принципиально новому направлению в физике высоких энергий, получившему в дальнейшем название инклюзивного подхода.

Экспериментальное изучение инклюзивных процессов привело к открытию почти скейлингового или автомодельного поведения^{6/} структурных функций адронов. Сочетание принципа автомодельности с анализом размерностей и предположением о кварковой структуре адронов позволило В.А.Матвееву, Р.М.Мурадян и А.Н.Тавхелидзе^{7/} получить правила размерного кваркового счета, устанавливающие связь показателя степени убывания дифференциальных инклюзивных сечений /см. §4/ в области больших углов, а также показателя степени убывания упругих адронных формфакторов, с числом кварков, входящих в состав этих адронов.

В настоящем докладе дан краткий обзор работ дубненских теоретиков за последние годы в этом направлении. Основное внимание уделено изучению моделей процессов с большой множествен-

ностью и инклюзивных реакций с большими поперечными импульсами и обсуждению в этой связи структуры адронов.

§2. ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ДЛЯ ИНКЛЮЗИВНЫХ СЕЧЕНИЙ В ТРЕХМЕРНОЙ ФОРМУЛИРОВКЕ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ. ОБЛАСТЬ БОЛЬШИХ P_T · СТРУЙНЫЙ МЕХАНИЗМ

Как известно, исключительно важную роль в феноменологическом описании инклюзивных процессов играет партонная модель. Существенно новым элементом, внесенным этой моделью, явилось введение универсальных функций распределения, описывающих вероятности нахождения в адроне кварков разных сортов, несущих определенные доли импульса всего адрона. В рамках самой партонной модели эти структурные функции не могут быть рассчитаны. Поэтому они определяются феноменологическим путем. С их помощью сечения взаимодействия адронов выражаются через сечения индивидуальных кварк-кварковых или кварк-лептонных взаимодействий, но "взвешенные" с функциями распределения. Из такой модельной картины в предположении о точечном характере взаимодействия кварка с виртуальным фотоном и в приближении отсутствия взаимодействия кварков между собой непосредственно вытекает свойство масштабной инвариантности структурных функций глубокоупругого рассеяния.

Обобщение кварк-партонной модели на основе аппарата квантовой теории поля представляет собой задачу исключительной важности. Отметим, что значительный вклад в это направление внесли дубненские теоретики.

Саму задачу теоретико-полевого обобщения кварк-партонной модели можно представить себе как бы состоящую из двух частей. Первая - связана с выбором такого лагранжиана взаимодействия между кварками, который приводил бы к выключению взаимодействия на малых расстояниях. Как известно, лагранжиан квантовой хромодинамики /КХД/ решает эту задачу и позволяет применить теорию возмущений на малых расстояниях*. Вторая задача, в значительной мере не связанная непосредственно с конкретным видом лагранжиана, состоит в развитии в рамках квантовой теории поля формализма для описания адронов как связанных состояний кварков и использования его для описания инклюзивных адрон-адронных реакций.

* На больших же расстояниях считается, что силы взаимодействия между кварками возрастают, что и обуславливает их удержание внутри адрона в связанном состоянии. В этой области, описание в которой остается пока на феноменологическом уровне, необходимо обращение к методам, выходящим за рамки теории возмущений, и к аппарату теории связанных состояний.

Для изучения связанных состояний в рамках квантовой теории поля А.А. Логуновым и А.Н. Тавхелидзе был предложен метод одновременного описания составных систем^{/8/}. Возникшие в их подходе динамические уравнения для амплитуды рассеяния и релятивистской волновой системы имеют трехмерный вид. Уравнения Логунова-Тавхелидзе получили широкое применение в задачах, связанных с адронной и кварковой физикой, что объясняется наличием четкого физического смысла и вероятностной интерпретации релятивистской волновой функции в их подходе. Существенным удобством одновременного подхода является также большая преимущество с трехмерным аппаратом потенциального описания, применяемым в нерелятивистской квантовой механике /по этой причине уравнение Логунова-Тавхелидзе также называют квазипотенциальным уравнением/.

В этой связи отметим также, что в настоящее время квазипотенциальный подход стал основным инструментом для сверхточных /вплоть до порядка 10^{-8} ln α / расчетов предсказаний квантовой электродинамики /КЭД/ для величины расщепления уровней водородо-подобных атомов, а также позитрония и мюония^{/9,10/}. Достигнутое при этом рекордное, вплоть до седьмого знака, совпадение рассчитанного теоретически значения энергетического сдвига с измеренным на эксперименте позволяет провести проверку основных принципов построения КЭД как локальной релятивистской квантовой теории поля. Оно также является подтверждением справедливости процедуры перенормировок и свидетельствует о высокой эффективности квазипотенциального подхода.

При описании адрон-адронных и лептон-адронных реакций весьма удобным является формализм функций Грина для многочастичных систем. Если в теоретико-полевых выражениях для функций Грина приравнять времена всех частиц-кварков, то вблизи полюсов, отвечающих связанным состояниям составляющих адрон кварков, такие функции Грина можно выразить через релятивистские одновременные волновые функции и амплитуды взаимодействия адронов^{/11-13/}.

В результате амплитуды инклюзивных реакций типа $A+B \rightarrow 1+2+\dots+n$ удастся выразить через одновременные волновые функции, описывающие адроны А и В как связанные состояния кварков, а также матричные элементы амплитуд подпроцессов с участием кварков или других подсистем^{/11-13/}. Волновые функции и амплитуды подпроцессов находятся из соответствующих им квазипотенциальных уравнений. /Наиболее удобной формой для этих целей является запись уравнений в переменных светового фронта^{/11-14/}/. Ядра этих уравнений, отвечающие взаимодействию на малых расстояниях, могут быть построены с использованием теории возмущений КХД. Наличие у квазипотенциальных волновых функций вероятностной интерпретации позволяет построить из них плотности вероятности, имеющие смысл функций распределения импульсов кварков внутри адронов, т.е. структурных функций^{/11-13/}. При этом весьма эффективным инструментом для исследования свойств широкого круга инклюзивных процессов оказался аппарат матрицы плотности, развитый в работах^{/12,15,16/}.

Таким образом, в одновременном трехмерном подходе к описанию составных объектов в квантовой теории поля возникает ясный по своему физическому смыслу аппарат описания взаимодействия при высоких энергиях, который является теоретико-полевым обобщением партонной модели.

Отметим, что при решении этой конкретной задачи наиболее явно проявилось основное преимущество при описании связанных систем одновременного формализма над многовременным, поскольку, как известно, волновые функции уравнения Бете-Солпитера^{/17/} не имеют однозначной вероятностной интерпретации именно в силу присутствия им зависимости от индивидуальных времен составляющих систему частиц. Переход к одновременному описанию отвечает физической сути слияния индивидуальных частиц в связанное состояние.

В этой связи интересно также подчеркнуть, что глубокий анализ проблемы описания связанных состояний частиц в рамках специальной теории относительности /см. подробнее, например,^{/18-21/} / еще раньше привел ряд исследователей к мысли о необходимости отказа от многовременного формализма при описании таких систем. Ибо, согласно обратному выражению Эддингтона^{/18/}: "атом водорода состоит из протона и электрона, но протон сегодня, а электрон вчера не составляют атома водорода". Можно сказать, что уравнение Логанова-Тавхелидзе представляет собой динамическую реализацию идеи одновременного описания в рамках квантовой теории поля. Ковариантное обобщение квазипотенциальных уравнений осуществляется путем перехода к описанию в терминах единого инвариантного собственного времени системы, к которому приравниваются инвариантные собственные времена составляющих частиц^{/20,22,23/}.

В настоящее время сложился целый ряд направлений, устанавливающих глубокую связь одновременного квазипотенциального подхода с ковариантной гамилтоновой формулировкой квантовой теории поля^{/24/}, методом одновременной редукции^{/25/} и методом Фока-Подольского^{/26/}. Все эти направления получили широкое развитие и применение для описания бинарных реакций^{/27/} /особо отметим успешное предсказание местонахождения дифракционного минимума в сечении упругого πp -рассеяния^{/28/} /, поведения поляризаций^{/29/}, спектра масс и ширин распадов радиальных и орбитальных возбуждений чармония, ботомия и легких мезонов^{/30/}, включая и недавно открытые радиальные возбуждения π -мезона^{/31/}, а также других конкретных физических процессов, интенсивно исследуемых на ускорителях.

Возвращаясь к проблеме описания инклюзивных реакций, отметим, что при определенных асимптотических условиях, которые легко находятся /степенное убывание волновых функций, ограниченность поперечной составляющей импульса кварков в адроне/, полученные в одновременном подходе формулы переходят в формулы партонной модели. Так, например, для случая, когда в конечном состоянии выделена одна частица C для сечения процесса $A+B \rightarrow C+X$, в работах^{/11,13/} была получена формула, которая в пределе $s \rightarrow \infty$,

t/s - фикс., $p_T \leq 0,5$ ГэВ, принимает вид

$$\frac{d\sigma^{AB \rightarrow C}}{d^3\vec{k}^2/E_k} = \frac{s}{\pi} \int dx dy dz \cdot x \cdot y \cdot z^{-2} \cdot \rho_A^{A'}(x, Q^2) \times$$

$$\times \rho_B^{B'}(y, Q^2) \times \rho_C^C(z, Q^2) \times \frac{d\sigma^{A'B' \rightarrow C'D'}}{dt'}(s', t', u') \times$$

$$\times \delta(s' + t' + u')$$
/1/

и выражает инклюзивное сечение образования адрона C через дифференциальное сечение рассеяния подсистем A'B' → C'D' /см.рис.1/

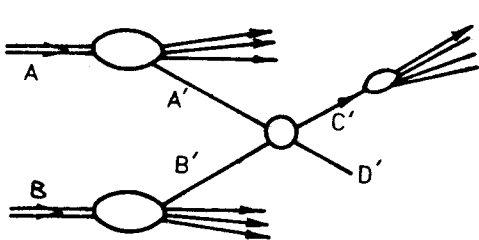


Рис.1

С и построенные из соответствующих релятивистских квази-потенциальных функций функции распределения $\rho_A^{A'}$, $\rho_B^{B'}$ и ρ_C^C . В частном случае, если A', B', C' и D' являются кварковыми состояниями, то соответствующие величины $\rho_A^{A'}$ и $\rho_B^{B'}$ переходят в структурные функции ρ_A^a и ρ_B^b , $d\sigma/dt$ - в дифференциальное сечение упругого

рассеяния кварков. При этом формула /1/ переходит в известную в партонной модели формулу "жестких соударений".

В работе^{/11/} также рассмотрена интересная реакция образования в процессе столкновения адронов A и B адрона C, совпадающего с адроном A или являющегося его возбужденным состоянием - "лидирующий" адрон. Для случая, когда адрон C образуется с большим поперечным импульсом, в рамках трехмерной формулировки получена формула, из которой в статическом приближении для волновых функций следует, что одночастичное распределение лидирующей частицы при высоких энергиях сводится к произведению глубоко-неупругого сечения и квадрата электромагнитного формфактора налетающего адрона^{/11/}

$$\frac{d\sigma^{AB \rightarrow C}}{d^3\vec{p}/E_p} = \sum_{a,b} \frac{F_{AC}^2(Q^2)}{x_0^2} \cdot \frac{2s}{\pi} \cdot \int dy \cdot \rho_B^b(y) \cdot \frac{d\sigma^{ab}}{dt'}(x_0, y, s, t') \delta(ys + t' + u').$$
/2/

Если A=C, то

$$\frac{d\sigma^{AB \rightarrow A}}{d^3\vec{p}/E_p} = \sum_a F_A^2(Q^2) \cdot \frac{d\sigma^{aB \rightarrow a+X}}{d^3\vec{p}/E_p}(s', t', u').$$
/3/

Формулы /2/ и /3/ соответствуют учету структуры налетающего лидирующего адрона. В случае рассеяния точечной лидирующей части-

цы $\ell B \rightarrow \ell + X$; $F_\ell(Q)^2 = 1$ они переходят в выражение, полученное в партонной модели для сечения глубоконеупругого рассеяния лептона ℓ на адроне B , а функция $\rho_B^b(y)$ - в выражение для структурной функции, описывающей распределение кварков в адроне B .

В предположении минимального числа валентных кварков применение в формуле /3/ правил кваркового счета для электромагнитных формфакторов и дифференциальных сечений бинарных процессов /7/ дает следующий закон поведения сечения при $x \rightarrow 1$; θ - фикс. /11/:

$$\frac{d\sigma_{AB \rightarrow A}}{d^3\vec{p}/E_p} \sim \frac{(1-x)^{M'}}{(p_T^2)^{N/2 + 2(n_A - 1)}}$$

$$N = 2[(n_{A'} + n_{B'} + n_{C'} + n_{D'}) - 2]; \quad M = n_{A'} + n_{B'} + n_{C'}$$
/4/

При ограничении в /4/ главными вкладами эксклюзивных подпроцессов $aB' \rightarrow aB'$ для сечений инклюзивных сечений с образованием лидирующих адронов получаются следующие степени убывания:

$$\frac{d\sigma}{d^3\vec{p}/E_p} (\pi p \rightarrow \pi X): \quad p_T^{-8}, p_T^{-12} \dots (x \approx 1),$$

$$\frac{d\sigma}{d^3\vec{p}/E_p} (pp \rightarrow pX): \quad p_T^{-12}, p_T^{-16} \dots (x \approx 1),$$
/5/

$$\frac{d\sigma}{d^3\vec{p}/E_p} (\pi p \rightarrow pX): \quad p_T^{-12} \dots$$

Следует отметить, что развитый формализм легко переносится и на случай процессов инклюзивного образования ядер /11,32/, если последние рассматривать как многокварковые системы. В частности, для процесса с лидирующим дейтоном в области больших передаточного импульса, согласно /3/ и /4/, справедливо:

$$\frac{d\sigma}{d^3\vec{p}/E_p} (\Phi \rightarrow dX) \sim p_T^{-24}$$

С помощью формулы /1/ были получены выражения для двухчастичных инклюзивных распределений двух адронов C и D , образовавшихся в струях C' и D' и летящих в противоположных направлениях, а также для случая, когда оба адрона C_1 и C_2 образовались в одной струе C' и летят в одном направлении /11/. Выведенные формулы позволяют теоретически исследовать поведение изучаемых в эксперименте характеристик - так называемых ассоциативных множественностей.

Из формулы /1/ в предположении о справедливости правил кваркового счета для сечения $\frac{d\sigma}{dt}(s';t')$ легко получить степен-

ной закон убывания инклюзивных сечений

$$\frac{d\sigma_{AB \rightarrow C}}{d^3p/E_p} \sim p_T^{-N} \phi(x, \theta), \quad /6/$$

где степень N связана с числом составляющих состояний A' , B' , C' и D' формулой

$$N = 2[(n_{A'} + n_{B'} + n_{C'} + n_{D'}) - 2], \quad /7/$$

а функция $F(x_1, \theta)$ выражается через интеграл от структурных функций, описывающих распределение частиц A' , B' и C' в адронах A , B и состоянии C' . Информация о виде этих структурных функций может быть получена с помощью использования принципа автомодельности и правил размерного кваркового счета, а также представления структурных функций через релятивистские квазипотенциальные волновые функции, на чем мы подробнее остановимся ниже.

Как видно из формул /6/ и /7/, минимальная степень убывания инклюзивного сечения $\sim p_T^{-4}$ осуществляется, когда подпроцесс $A' + B' \rightarrow C' + D'$ происходит за счет упругого рассеяния двух кварков /"жесткое рассеяние"/. Процессам, обусловленным рассеянием составных подсистем $q\pi \rightarrow q\pi$, $qd \rightarrow qd$ / d - дикварк $q\bar{q}$ /, соответствует более быстрое убывание сечения /11/

$$\frac{d\sigma}{d^3p/E_p} (AB \rightarrow \pi) \sim A(x_\perp, \dots) p_T^{-8} + B(x_\perp, \dots) p_T^{-12}, \quad /8/$$

где $x_\perp = 2p_T / \sqrt{s}$.

Отклонение от чисто степенного автомодельного поведения в рамках КХД описывается с помощью так называемых аномальных размерностей, которые могут быть вычислены по теории возмущений. В работе /33/ были сформулированы универсальные правила кваркового счета для аномальных размерностей, описывающих логарифмическое отклонение от степенных автомодельных закономерностей в глубоко-неупругих адрон-адронных и лептон-адронных реакциях с большими переданными импульсами и всевозможным выделением частиц разных сортов в конечных состояниях. Полученная формула имеет вид

$$\frac{d\sigma_{AB \rightarrow CX}}{d^3p/E_p}(s, p_T, \theta) = c \left(\frac{p_T}{p_{T0}} \right)^{-n_{\text{eff}}(s, x_\perp, \theta)}, \quad /9/$$

$$n_{\text{eff}}(s, x_\perp, \theta) = 4 - \frac{2}{\ln \frac{Q^2}{\Lambda^2}} [2 - 2r \cdot \ln \frac{2x_\perp}{\sin \theta} + h\gamma(n, \frac{x_\perp}{\sin \theta}) + c \cdot \ln \frac{x_\perp}{\sin \theta} + d],$$

где Λ - масштабный параметр КХД, c и d - постоянные, $r = 16[33 - 2n_f]^{-1}$, n_f - число типов /ароматов/ кварков, h - число адронов, прини-

мающих участие в реакции, $\gamma(n, x_{\perp} / \sin \theta)$ - аномальная размерность

$$\gamma(n, x_{\perp} / \sin \theta) = -\gamma \left[\frac{3}{4} + \frac{1}{2n(n+1)} - \sum_{i=1}^n \frac{1}{i} + n + \ln(1-x_{\perp}) \right],$$

n - удвоенное число невзаимодействующих кварков.

Универсальный характер формулы /9/ позволяет в принципе провести всестороннюю проверку предсказаний КХД, что представляет собой интересную задачу для будущих экспериментов при высоких энергиях.

Рассмотрение некоторой модификации формулы /9/ для сечения инклюзивных реакций $E_p \frac{d\sigma}{d^3\vec{p}}$ показало^{/34/}, что с ее помощью может быть проведено описание мировых экспериментальных данных в широком интервале энергий $40 \leq \sqrt{s} \leq 540$ ГэВ и достижимых углов рассеяния θ . При этом интересно отметить следующий факт. Если рассматривать экспериментальные данные при энергиях ISR, то в результате анализа данных с помощью формулы /9/ оказывается, что число типов кварков равно $n_f = 4^{+2,2}_{-0,2}$, а при включении также данных экспериментов на коллайдере SPS число типов кварков растет до $n_f = 10^{+0,2}_{-2,2}$.

Это указывает на возможность наблюдения с ростом энергии новых кварковых степеней свободы /типов кварков/, включая скалярные целозарядные кварки. Особенно интересно это в связи с работами^{/35/}, посвященными проблемам существования цветных скалярных кварков. В них, в частности, при рассмотрении процесса e^+e^- -аннигиляции было найдено, что масштаб масс новых адронов, являющихся связанными состояниями скалярных частиц, при отличном от нуля конденсате $\langle \Phi^+ \Phi \rangle$ может составить величину порядка $100 \div 110$ ГэВ.

§4. ОПИСАНИЕ СТРУКТУРНЫХ ФУНКЦИЙ АДРОНОВ В РАМКАХ КОВАРИАНТНОГО ОДНОВРЕМЕННОГО ФОРМАЛИЗМА

Как было отмечено ранее, структурные функции $\rho_A^a(x, Q^2)$, описывающие распределение кварков в адроне A и входящие в формулы /1/, /2/, а также в функции $A(x_{\perp}, \dots)$, $B(x_{\perp}, \dots)$, $\phi(x, \theta)$ в /6/ и /8/, строятся из ковариантных одновременных волновых функций адрона A. Таким образом, знание этих волновых функций как решений соответствующих квазипотенциальных уравнений позволяет в принципе рассчитать вид структурных функций. В этом состоит весьма существенное отличие применяемого аппарата теории связанных состояний от партонной модели, в которой зависимость структурной функции от x задается чисто феноменологическим путем. Задача построения структурных функций $\rho_A^a(x, Q^2)$ из соответствующих квазипотенциальных волновых функций решалась в работах ряда авторов^{/11,36-39/}. В них было показано, что входящий в адронный тензор /см.рис.2/

$$W_{\mu\nu}(\mathcal{P}, q) = \frac{1}{8\pi} \sum_{X, \alpha} (2\pi)^4 \cdot \delta^{(4)}(\mathcal{P} + q - \mathcal{P}_X) \times \langle A, \mathcal{P} | J_\mu | X, \alpha \rangle \langle X, \alpha | J_\nu | \mathcal{P}, A \rangle$$

/10/

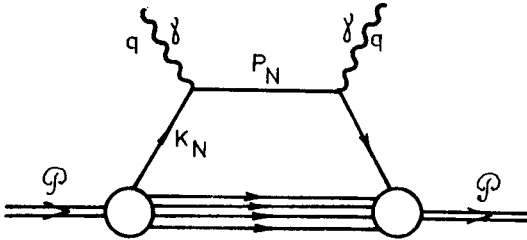


Рис. 2

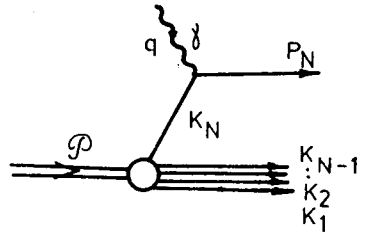


Рис. 3

матричный элемент тока перехода адрона А в конечное состояние $|X, \alpha\rangle$ в импульсном приближении может быть выражен через квази-потенциальную волновую функцию $\Psi_M^A \mathcal{P}$ связанного состояния N - частиц, образующих адрон А, следующим образом /см.рис. 3/:

$$\langle A, \mathcal{P} | J_\mu | \vec{k}_1, \dots, \vec{k}_N \rangle = j_\mu(\vec{p}_N, \vec{k}_N) \Psi_M^A(\vec{k}_1, \dots, \vec{k}_{N-1}) . \quad /11/$$

где $j_\mu(\vec{p}_N, \vec{k}_N)$ - ток взаимодействия N-го кварка с виртуальным фотоном. В результате структурная функция $\rho_A^a(x, Q^2)$, являющаяся мнимой частью от комбинации инвариантных сверток тензора $W_{\mu\nu}$ с векторами \mathcal{P} и q ($q^2 = -Q^2$), выражается через интеграл от квадрата волновых функций $\Psi_M^A \mathcal{P}$ по внутренним импульсам k_1, \dots, k_N и в принципе содержит зависимость от двух переменных - x и Q^2 , в то время как в партонной модели она лишь является функцией скейлинговой переменной x . Наличие дополнительной по сравнению с феноменологической партонной моделью зависимости от квадрата переданного импульса Q^2 есть следствие учета имеющих непертурбативную природу эффектов связанности кварков в нуклоне. Здесь уместно отметить, что в настоящее время разработанным является лишь аппарат вычисления нарушающих скейлинг КХД-поправок к партонной модели. Эти поправки рассчитываются методом теории возмущений с помощью разложений по степеням "бегущей константы связи" КХД:

$$\alpha_s(Q^2) \approx \frac{1}{\beta_0 \ln Q^2 / \Lambda^2} \quad /12/$$

и возникают благодаря учету возможности излучения и поглощения глюонов кварками. Весьма важной и более отвечающей физической реальности является задача расчета КХД-поправок не к модельным

партоным структурным функциям, а к структурным функциям, описывающим кварки, находящиеся в связанном состоянии. Чтобы оценить, какая в этом случае часть нарушения скейлинга будет обусловлена эффектами связанности, можно рассмотреть для примера структурную функцию системы двух кварков - мезона^{39,40}. В импульсном приближении, соответствующем учету лишь тех глюонов, обмен которыми создает квазипотенциал взаимодействия, входящий в уравнение для волновой функции связанного состояния кварков, структурную функцию можно представить в виде

$$\rho_i(\xi, W^2) = \rho_i^{\text{СК}}(\xi) + \rho_i^{\text{предск.}}(\xi, W^2), \quad /13/$$

где $\lambda \rho_i^{\text{СК}}(\xi)$ - скейлинговая по переменной Нахтмана ξ часть структурной функции, а предскейлинговая имеет вид

$$\rho^{\text{предск.}}(\xi, W^2) = - (Q_1^2 + Q_2^2) \cdot \xi \cdot \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{d^n}{dz^n} \int_z^{\infty} |\Psi(y)|^2 dy \Big|_{z = \ln \frac{W^2}{mW(1-\xi)}} \quad /14/$$

$$|W^2 = (P+q)^2 \rightarrow \infty$$

Если волновую функцию выбрать в виде решения квазипотенциального уравнения с каким-либо модельным потенциалом взаимодействия кварков, то можно получить вид структурной функции как функции скейлинговой переменной и переменной Q^2 . На рис.4 изображены графики

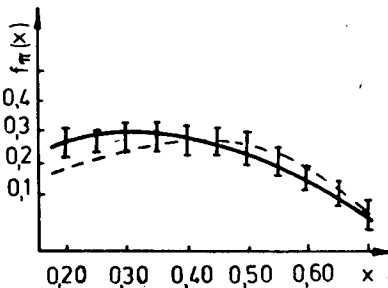


Рис.4

х-зависимости $\rho(x, Q^2)$ /при фиксированном значении Q^2 / в случае выбора $\Psi(y)$ в виде точного решения квазипотенциального уравнения с запирающим осцилляторным потенциалом /сплошная линия/ и в виде приближенного решения с модельным хромодинамическим потенциалом⁴⁰, которые при определенном выборе параметров неплохо согласуются с экспериментальными данными по структурной функции π -мезона. Изучение вклада предасимптотического члена $\rho^{\text{предск.}}(\xi, Q^2)$ /14/ в Q^2 -зависимость показало, что эффекты связанности приводят в области $x > 0,35$ к убыванию структурной функции при изменении Q^2 в интервале $0,5 \leq Q^2 \leq 10 \text{ ГэВ}^2$, а далее их вклад практически исчезает. Рост же структурной функции при малых Q^2 с ростом Q^2 будет осуществляться лишь при определенных условиях на массу кварка.

§5. АВТОМОДЕЛЬНОЕ ПОВЕДЕНИЕ СЕЧЕНИЙ ПОЛУИНКЛЮЗИВНЫХ РЕАКЦИЙ

Интересная особенность инклюзивных процессов в области больших p_T состоит в появлении зависимости средней ассоциативной множественности от поперечного импульса частицы - триггера p_T $\langle n(p_T) \rangle \sim f(p_T)$.

Для понимания этой зависимости весьма плодотворным является многокомпонентный подход к описанию инклюзивных и полуинклюзивных спектров.

Рассмотрим полуинклюзивный процесс



т.е. в данном случае в реакции инклюзивным образом выделяется одна из заряженных вторичных частиц, которая получила в результате взаимодействия большой поперечный импульс $C(p_T)$ - частица - триггер/.

Процесс /15/ характеризуется так называемым полуинклюзивным сечением $d\sigma^n/dp_c^2$, которое будучи просуммировано по числу всех заряженных частиц n_c , приводит к одночастичному инклюзивному распределению $d\sigma/dp_c^2 = \sum_n d\sigma_n/dp_c^2$. В работах /41/ подробно исследовались полуинклюзивные распределения в рамках отмеченной выше трехмерной формулировке квантовой теории поля, а также связь моментов полуинклюзивного распределения со структурными функциями.

Здесь мы проиллюстрируем корреляционный характер ассоциативной множественности рассмотрением закона подобия для полуинклюзивных процессов /42/.

Ассоциативная множественность реакции /15/ определяется следующим образом:

$$\langle n(p_T) \rangle = \frac{\sum_n (n-1) F(n, p_T)}{\sum_n F(n, p_T)}, \quad /16/$$

где $F(n, p_T)$ - полуинклюзивное распределение.

Предположим, что это распределение может быть разбито на компоненты в соответствии с силой корреляций между множественностью и поперечным импульсом триггера p_T ,

$$F^{\text{tot}}(n, p_T) = F^0(n, p_T) + F'(n, p_T). \quad /17/$$

Первый член в /17/, отвечающий отсутствию корреляций, можем представить в виде

$$F^0(n, p_T) = C(n) \Phi(p_T). \quad /18/$$

Второй член, соответствующий сильным корреляциям между $n \rightarrow p_T$, параметризуем в автомоделной форме

$$F'(n, p_T) = a(p_T) \cdot \phi\left(\frac{n}{p_T}\right). \quad /19/$$

Нетрудно показать, что средняя ассоциативная множественность в этом случае может быть представлена в виде

$$\langle n(p_T) \rangle^{\text{tot}} = \langle n^0 \rangle + \langle n' \rangle, \quad /20/$$

$\langle n^0 \rangle \sim \text{const}(p_T)$, $a \langle n' \rangle \sim f(p_T)$ - корреляционный член в /19/.

Интересно отметить, что построив, используя только первый член в формуле /20/, нормированное определенным образом топологическое сечение, мы приходим к известному скейлингу KNO

$$\langle n \rangle \cdot \frac{\sigma_n}{\sum_n \sigma_n} = \Psi\left(\frac{n}{\langle n \rangle}\right); \quad /21/$$

при этом $\langle n(p_T) \rangle = \langle n \rangle_{\text{полн.}} - 1$.

В то же время корреляционный член средней ассоциативной множественности $\langle n' \rangle$ и соответствующее ему распределение /19/ дают закон подобия

$$\langle n(p_T) \rangle \cdot \frac{d\sigma_n / dp_T^2}{\sum_n d\sigma_n / dp_T^2} = \Psi\left(\frac{n}{\langle n(p_T) \rangle}\right), \quad /22/$$

который получил экспериментальное подтверждение на ускорителях Серпухова и ЦЕРН.

Такой закон /19/ следует, в частности, из представлений о когерентном возбуждении нуклона и моделей множественного рождения в приближении прямолинейных путей, которые предсказывают зависимость /44/

$$\langle n(p_T) \rangle = a + bp_T^2, \quad /23/$$

близкую к наблюдаемой на опыте.

Таким образом, с точки зрения корреляций между n и p_T KNO-скейлинг отвечает нулевым /или пренебрежимым/ корреляциям, в случае сильных корреляций можно ожидать выполнения соотношения /22/. Это соотношение позволяет получить также формулу скейлинга в среднем. При сверхвысоких энергиях, где доля вторичных частиц, рожденных в струе, увеличивается /корреляции $n \rightarrow p_T$ значительные/, следует ожидать специфических отклонений от KNO-распределения.

Следует отметить, что автомоделная функция $\Psi(z)$ /22/ может быть найдена как решение уравнения ренормгруппы для полуинклю-

живных сечений^{/48/}. При этом закон дисперсии

$$D(\vec{p}_T) = \frac{1}{\sqrt{a}} \langle n(\vec{p}_T) \rangle \quad /24/$$

и отклонения от него, которые были изучены в рамках уравнения ренормгруппы, находятся в соответствии с соотношением Вроблевского-Мальхотры для полных средних множественностей

$$D = A \langle n \rangle - B. \quad /25/$$

Закономерность /21/ была проверена в ЦЕРН и подтвердилась, что явно свидетельствует о сильных $n \leftrightarrow p_T$ -корреляциях.

§6. ПРОЦЕССЫ С БОЛЬШОЙ МНОЖЕСТВЕННОСТЬЮ. МНОГОКОМПОНЕНТНОЕ ОПИСАНИЕ МИРОВЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ($\sigma_{tot}, \sigma_n, \langle n \rangle, f_n$)

Как уже отмечалось выше, процессы с большой множественностью главным образом разыгрываются на больших расстояниях /малых p_T /. Здесь существенны иные механизмы генерации частиц, нежели в области больших p_T .

Для описания таких процессов весьма плодотворным является многокомпонентный подход^{/44/}. Рассмотрим одну из его конкретных реализаций. Отправным моментом модели является предположение, что в наблюдаемую множественность основной вклад вносят области фазового пространства, выделяемые следующим образом:

- область, соответствующая вторичным частицам, образованным благодаря диссоциации сталкивающихся /лидирующих/ частиц;
- область, отвечающая независимому испусканию разного сорта нейтральных адронных ассоциаций /кластеров/ с нулевым изоспином.

При этом вероятность распределения по числу кластеров имеет вид

$$W_{n_1, n_2, \dots}^{i, j} = a_i \beta_j P_{n_1}(\langle n_1 \rangle) P_{n_2}(\langle n_2 \rangle) \dots \quad /26/$$

где a_i, β_j - вероятности i -го и j -го каналов диссоциации налетающей частицы и частицы мишени соответственно, $n_\ell (\langle n_\ell \rangle)$ - множественность /средняя множественность/ кластеров типа ℓ , $P_n(\langle n \rangle)$ - пуассоновское распределение.

Феноменологический анализ показывает, что сталкивающиеся адроны диссоциируют в среднем не более чем на три частицы и что диссоциация равновероятная для налетающих частицы и мишени. Если при этом ограничиться, например, рассмотрением кластеров с модами распада не более чем в четыре заряженные частицы, то рас-

пределение по множественности заряженных частиц в процессах $p \rightarrow n + X$ ($a = p, \bar{p}, K^{\pm}, \pi^{\pm}$) будет иметь вид

$$W_{nc} = a^2 \cdot \sum_{n=0}^{\lfloor \frac{n_c-2}{4} \rfloor} P_n(b) \rho_{\frac{n_c-2-4n}{2}}(a) + 2a(1-a) \times$$

$$\times \sum_{n=0}^{\lfloor \frac{n_c-4}{4} \rfloor} P_n(b) \rho_{\frac{n_c-4-4n}{2}}(a) + (1-a)^2 \sum_{n=0}^{\lfloor \frac{n_c-6}{4} \rfloor} P_n(b) \rho_{\frac{n_c-6-4n}{2}}(a). \quad /27/$$

где a - вероятность диссоциации не более чем на одну заряженную частицу, a и b - средние числа кластеров, распадающихся на 2 и 4 заряженные частицы соответственно.

Зная W_n - топологическое сечение, можно вычислить среднюю множественность и остальные корреляционные моменты и распределения.

Например, средняя множественность заряженных частиц определяется выражением

$$\langle n \rangle = 2a + 4b + 2 + 4(1-a), \quad /28/$$

а второй корреляционный момент $f_2 = \langle n \rangle + 8b - 8b^2 - 4$.

На основе этой модели^{/45/} было проведено описание мировых экспериментальных данных по топологическим характеристикам для $p\bar{p}$ -, $p\bar{p}$ -, p -, $K^{\pm}p$ -взаимодействий в области до энергий ISR $/s \approx 100 \div 4000 \text{ ГэВ}^2/$. Было получено вполне удовлетворительное описание $\chi^2 = 1,6$ и, кроме того, были сделаны предсказания для энергий SPS-коллайдера. Предсказания согласуются с полученными экспериментальными результатами в $p\bar{p}$ -соударениях при энергии $\sqrt{s} = 540 \text{ ГэВ}$. Так, для средней множественности теоретическое значение $\langle n^{th} \rangle = 27,7$, а полученное на опыте $\langle n^{exp} \rangle = 27,4 \pm 2,0$.

Модель была использована для изучения зарядово-нейтральных корреляций и корреляций вперед-назад, где также были получены предсказания, подтвердившиеся экспериментально /на ускорителях ИФВЭ, ФНАЛ, ЦЕРН/.

Были изучены свойства адронных ассоциаций /кластеров, резонансов/ и механизмов образования вторичных частиц, в частности, показано возращение при высоких энергиях вклада многочисленных адронных кластеров. Это может рассматриваться как объяснение событий с большой множественностью, обнаруженных в космических лучах. Более детально такие явления предстоит исследовать на ускорителях будущего.

§7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В одном докладе трудно охватить такую обширную и бурно развивающуюся область, как физика множественного рождения адронов,

без детального понимания которой невозможно построить будущую теорию. Следует подчеркнуть, что есть все основания считать множественные характеристики неразрывно связанными с внутренней структурой сталкивающихся частиц. Здесь важным фактором является установление универсальности структурной функции адрона.

Бесспорным на сегодняшний день представляется наличие не одного, а ряда механизмов множественной генерации частиц. Хотя выделение их в эксперименте представляется непростой задачей.

Детальное исследование множественных процессов на ускорителях частиц и релятивистских ядер, анализ теоретических моделей этих процессов - путь, на котором будет обнаружено немало нового и интересного.

ЛИТЕРАТУРА

1. Watagin G.V. *Z. der Phys.*, 1934, 688, p.92.
2. Skobelzin D.V. *Z. Phys.*, 1929, vol.54, p.68; *C.R.Acad. Sci.*, 1932, vol.194, p.118.
3. Боголюбов Н.Н., Струминский Б.В., Тавхелидзе А.Н. ОИЯИ, Д-1968, Дубна, 1965; Tavkhelidze A.N. *Proc.Int.Conf. on High Energy Phys.Elem.Part.*, Vienna, 1965, p.753.
4. Logunov A.A., Mestvirishvili M.A., Nguen Van Hieu. *Phys. Lett.*, 1967, vol.B25, p.611-614; Logunov A.A., Mestvirishvili M.A. Preprint CERN TH-1707, CERN, Geneva, 1973.
5. Логунов А.А., Нгуен Ван Хьеу, Хрусталеv О.А. В сб.: Проблемы теоретической физики. "Наука", М., 1969; Логунов А.А., Мествиришвили М.А., Петров В.А. Общие принципы квантовой теории поля и их следствия. "Наука", М., 1977.
6. Matveev V.A., Muradyan R.M., Tavkhelidze A.N. *Nuovo Cim. Lett.*, 1973, vol.7, p.719.
7. Matveev V.A., Muradyan R.M., Tavkhelidze A.N. *Nuovo Cim. Lett.*, 1973, vol. 5, p.907.
8. Logunov A.A., Tavkhelidze A.N. *Nuovo Cim.*, 1963, vol.29, p.380.
9. Ньюнко Н.Е., Тухтяев Ю.Н., Фаустов Р.Н. Проблемы физики высоких энергий и квантовой теории поля. Труды VI Межд. семинара. Протвино, 1983, с.104.
10. Lepage G.P. *Phys.Rep.*, 1977, vol.A16, p.863; Bodwin G.T., Jennie D.R. *Phys.Rep.*, 1978, vol.43C, p.267.
11. Квинихидзе А.Н. и др. ЭЧАЯ, 1977, т.3, №3, с.478.
12. Логунов А.А. и др. ТМФ, 1971, т.6, с.157.
13. Sivers D., Brodsky S.J., Blankenbeckler R. *Phys.Rep.*, 1976, vol.23, No.1, p.1.
14. Гарсеванишвили В.Р., Матвеев В.А. ТМФ, 1975, т.24, №1, с.3.

15. Архипов А.А., Логунов А.А., Саврин В.И. ТМФ, 1976, т.26, с.291.
16. Саврин В.И. ТМФ, 1976, т.29, с.347.
17. Salpeter E.E., Bethe H.A. Phys.Rev., 1951, vol.84, p.1232.
18. Eddington A. Relativity Theory of Protons, Electrons. University Press, Cambridge, 1936.
19. Марков М.А. J.Phys., 1940, n.3, с.452; Yukawa H. Phys. Rev., 1940, vol.77, p.29.
20. Широков Ю.М. ЖЭТФ, 1951, т.21, с.748.
21. Черников Н.А. ЭЧАЯ, 1973, т.4, №3, с.773.
22. Matveev V.A., Muradyan R.M., Tavkhelidze A.N. JINR, E2-3498, Dubna, 1967.
23. Faustov R.N. Ann.of Phys., 1973, vol.78, No.1, p.176.
24. Кадышевский В.Г. ЖЭТФ, 1964, т.64, с.654,871; Kadyshesky V.G. Nucl.Phys., 1968, vol.В6, No.2, p.125.
25. Логунов А.А. и др. ТМФ, 1971, т.6, с.157; Архипов А.А., Саврин В.И. ТМФ, 1973, т.16, с.728; ТМФ, 1975, т.24, с.78,303.
26. Ризов В.А., Тодоров И.Т. ЭЧАЯ, 1975, т.10, №3, с.669.
27. Гарсеванишвили В.Р., Матвеев А.В., Слепченко Л.А. ЭЧАЯ, 1970, т.1, №1, с.92; Саврин В.И., Тюрин Н.Е., Хрусталев О.А. ЭЧАЯ, 1976, т.7, №1, с.21; Голоскоков С.В., Кулешов С.П., Смондырев М.А. ЭЧАЯ, 1977, т.8, №5, с.969.
28. Goloskokov S.V., Kuleshov S.P., Seljugin O.V. Int.Conf. on High Energy Phys. Lisbon, 1981, vol.1d, p.224.
29. Трошин С.М., Тюрин Н.Е. ЯФ, 1984, т.40, с.1008.
30. Savrin V.I., Sidorov A.V., Skachkov N.B. Hadronic Journal. Harvard University, 1981, vol.4, No.5, p.1642.
31. Ивانشин Ю.И. и др. ОИЯИ, P2-83-727, Дубна, 1983.
32. Балдин А.М. ЭЧАЯ, 1977, т.8, №3, с.430.
33. Matveev V.A., Slepchenko L.A., Tavkhelidze A.N. Phys.Lett., 1981, vol.B100, p.75; Avaliani I.S., Matveev V.A., Slepchenko L.A. Nucl.Phys., 1983, B223, p.81.
34. Drenska S., Mavrodiev S.Cht., Sissakian A.N. In: JINR Rapid Communications, No.1-84, Dubna, 1984, p.7.
35. Tavkhelidze A.N. Preprint INR AN SSSR, P-0267, Moscow, 1982; Chetyrkin K.G. et al. Phys.Lett., 1982, vol.117B, p.252.
36. Faustov R.N. Proc. V Int.Symp. on Many-Particle Hydrodynamics. Eisenach and Leipzig, 1974, p.769.
37. Красников Н.В., Четыркин К.Г. Препринт ИЯИ АН СССР, П-0036, Москва, 1976.
38. Атакишев Н.М., Мир-Касимов Р.М., Нагиев Ш.М. ОИЯИ, P2-80-635, Дубна, 1980.
39. Karshay V.N. et al. Nuovo Cim., 1981, vol.66A, p.45; Savrin V.I., Skachkov N.B. Nuovo Cim., 1981, vol.66A, p.1.
40. Крючков С.В. и др. ОИЯИ, P2-84-10, Дубна, 1984.
41. Матвеев В.А., Сисакян А.Н., Слепченко Л.А. ЯФ, 1976, т.23, с.432.

42. Матвеев В.А., Сисакян А.Н., Слепченко Л.А. ЯФ, 1976, 23, с.432.
43. Дарбаидзе Я.З. и др. ОИЯИ, P2-10489, Дубна, 1977.
44. Сисакян А.Н. В сб.: Труды Международного семинара "Функциональные методы в квантовой теории поля и статистике". ФИАН, №140, М., 1971; Kuleshov S.P., Matveev V.A., Sissakian A.N. Fizika, 1973, 5, о.67; Сисакян А.Н., Слепченко Л.А. В сб.: Труды Межд.семинара по проблемам физики высоких энергий, Дубна, 1975; Сисакян А.Н., Митрошкин В.К. ОИЯИ, Д2-10533, Дубна, 1977, с.277.
45. Мавродиев С.Щ., Сисакян А.Н., Торосян Г.Т. ОИЯИ, P2-12570, Дубна, 1979; Дренска С. и др. ОИЯИ, Д2-82-280, Дубна, 1982; Дренска С., Мавродиев С.Щ., Сисакян А.Н. В сб.: Труды Межд. семинара по физике высоких энергий и квантовой теории поля. Протвино, 1983. ОИЯИ, E2-83-587, Дубна, 1983.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 июня 1985 года.

Сисакян А.Н., Скачков Н.Б.

P2-85-434

Описание множественных и инклюзивных процессов
на основе трехмерного теоретико-полевого формализма

Дан обзор работ дубненских теоретиков по описанию множественных и инклюзивных процессов на основе составной кварковой модели и трехмерных релятивистских квазипотенциальных уравнений, полученных в рамках квантовой теории поля. Обсуждаются вопросы описания структуры частиц на основе КХД и теории связанных состояний.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод авторов

Sissakian A.N., Skachkov N.B.

P2-85-434

Description of Multi-Particle and Inclusive Processes
on the Basis of Three-Dimensional Theory-Field Formalism

A review is given of works of the Dubna theoreticians on the description of multi-particle and inclusive reactions on the basis of the composite quark model and three-dimensional quasipotential equations derived in the framework of quantum field theory. The problems of description of particle structure on the basis of QCD and the theory of bound states are discussed.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985

22 коп.

Редактор М.И.Зарубина. Макет Н.А.Киселевой.
Набор В.С.Румянцевой, Н.И.Коротковой.

Подписано в печать 25.06.85.

Формат 60x90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. листов 1,52.

Тираж 510. Заказ 36391.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.
Дубна Московской области.