

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

Б 289

P1-88-327

**Б.В.Батюня, В.Г.Гришин, О.В.Гришина,¹
Л.А.Диденко, З.В.Метревели²**

**АНАЛИЗ ИНКЛЮЗИВНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК
АДРОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
В ИНТЕРВАЛЕ ИМПУЛЬСОВ
ОТ 4 ДО 360 ГэВ/с
С ПОМОЩЬЮ ЛУНД-МОДЕЛИ**

Направлено в журнал "Ядерная физика"

¹ Научно-исследовательский институт ядерной физики
МГУ, Москва

² Институт физики высоких энергий ТГУ, Тбилиси

1. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ЛУНД-МОДЕЛИ /ЛМ/

Из-за отсутствия полной теории сильных взаимодействий в связи с известной проблемой конфайнмента /пленения/ цветных партонов на расстояниях ~ 1 фм широко используются различные модели адронизации партонов с феноменологическими параметрами, полученными из анализа экспериментальных данных^{/1-4/}. При больших переданных импульсах ($Q^2 \geq 1 \text{ ГэВ}^2/c^2$) эксперименты описываются с помощью теории возмущений квантовой хромодинамики /ТВ КХД/, которая сейчас является основным претендентом на теорию сильных взаимодействий^{/4/}. Однако и в этом случае для описания стадии перехода цветных партонов в "белые" адроны /стадии адронизации партонов/ необходимо использовать модельные представления о структуре конфайнмента^{/4/}. Еще сложнее ситуация для мягких процессов ($Q^2 \lesssim 1 \text{ ГэВ}^2/c^2$), для которых применение ТВ КХД, даже на начальной стадии процессов, является проблематичной. Однако, как показывает эксперимент, стадия адронизации партонов в мягких и жестких процессах имеет много общего, особенно в инклюзивном подходе, что и дает возможность рассматривать ее единым образом во всех типах взаимодействий^{/1-4/}. Одной из наиболее популярных моделей адронизации является так называемая Лунд-модель /ЛМ/, созданная физиками Лундского университета /г.Лунд, Швеция/^{/1-3/}.

ЛМ пытается описать широкий круг явлений: от образования очарованных и прелестных частиц и тонких глюонных эффектов /например, "стринг-эффекта"/ в жестких процессах до рождения частиц в мягких взаимодействиях адронов с нуклонами и ядрами^{/1-4/}. В ЛМ, конечно, кроме ТВ КХД "включены" феноменологические параметры для первичных кварков и адронизации партонов, взятые из анализа экспериментальных данных^{/1-4/}. Но описание всех типов взаимодействий лептонов и кварков при высоких энергиях примерно с одними и теми же параметрами показывает, что ЛМ в достаточной степени отражает единую природу физики частиц и феноменологическую структуру конфайнмента^{/1-4/}. Кроме того, создание целой системы программ Монте-Карло для генерирования взаимодействий по ЛМ способствует ее быстрому распространению среди экспериментаторов. Тем самым проводится широкая проверка ее постулатов и параметров, которые, естественно, уточняются по мере накопления экспериментальных данных. В результате

такой "обратной" связи ЛМ находится в непрерывном развитии: в 1978 году была создана первая версия ЛМ для одиночных кварковых струй, а в настоящее время ЛМ качественно и отчасти количественно описывает практически все жесткие процессы с образованием до 4 струй адронов и частично мягкие адрон-ядерные и ядро-ядерные взаимодействия. Здесь следует отметить, что версии 6,2 и 4,3^{/2,3/} программ Монте-Карло Лунд-модели включают в себя ТВ КХД и популярные модели образования и адронизации партонов /например, модель Филда-Фейнмана, кластерную и др.^{/1-4/}. Моделирование событий по ЛМ приводит и к некоторым недостаткам - суммируются не амплитуды различных каналов процесса, а их вероятности, что естественно приводит к "потере" интерференционных эффектов. Однако эти "потери" тем меньше, чем большее число конечных состояний возможно^{/1/}. Некоторые из них, такие как, например, эффекты интерференции излучения мягких глюонов, эффективно учитываются при моделировании событий посредством задания уменьшения угла излучения каждого последующего глюона^{/1-4/}. Подбор феноменологических параметров для адронизации партонов также далек от завершения. Например, в ЛМ^{/1-3/} импульсные распределения u - и d -кварков в первичных адронах берутся одинаковыми. Это приводит практически к одинаковым по форме распределениям π^\pm -мезонов в pp -взаимодействиях, что противоречит экспериментальным данным. Кроме того, в ЛМ отсутствуют процессы аннигиляции и дифракции. Однако ЛМ представляет собой гибкую систему программ, в которую заложены известные матричные элементы взаимодействия лептонов и кварков для жестких процессов и набор феноменологических параметров, описывающих стадию адронизации партонов в адроны. Несомненно, что широкое сравнение расчетов по ЛМ и другим феноменологическим моделям с результатами опытов поможет найти универсальные закономерности адронизации партонов, которые необходимы для создания полной теории сильных взаимодействий.

С помощью ЛМ широко анализировались данные по жестким процессам, в результате и были получены значения феноменологических параметров для описания адронизации партонов^{/1-4/}. В меньшей степени это было сделано для мягких процессов взаимодействия адронов^{/5-10/}. Здесь следует подчеркнуть, что в ЛМ не вычисляются полные сечения /упругие и неупругие/ взаимодействия адронов и лишь в последних ее модификациях делается попытка рассмотрения и дифракционных процессов^{/8/}. В связи с этим результаты расчетов по ЛМ обычно нормируются на экспериментальные данные по полным сечениям неупругих недифракционных взаимодействий адронов, и после этого проводятся сравнения вероятностей /или сечений/ различных каналов неупругого взаимодействия адронов и характеристик вторичных частиц.

Цель настоящей работы - провести сравнение предсказаний ЛМ об инклюзивных характеристиках вторичных адронов с $p_{\perp} \leq 1$ ГэВ/с, образующихся в мягких соударениях адронов, с экспериментом в интервале импульсов первичных частиц от 4 до 360 ГэВ/с $/\sqrt{s} = 3,1 \div 27,6$ ГэВ/.

После этих общих замечаний перейдем к рассмотрению основных элементов струнной версии ЛМ, необходимых для понимания их вкладов при различных энергиях первичных адронов. Первый из них - это распределения $f(x, p_{\perp}^2)$ кварков /дикварков/ в первичных адронах по x и p_{\perp}^2 , где x - доля импульса адрона, уносимая кварком /дикварком/. Структурные функции адронов для токовых /точечных/ партонов обычно получают из анализа данных по глуконеконепругому рассеянию лептонов на адронах ^{1,4/}. Они характеризуют распределения точечных цветных объектов внутри первичных адронов. В ЛМ используются распределения $f(x, p_{\perp}^2)$ для так называемых составных /конституентных/ кварков, введенных еще в аддитивной кварковой модели ^{1,4/}. В этом случае в мезоне имеется два составных кварка ($M = q\bar{q}$). Один из них, более медленный в с.ц.и., обозначается символом I, второй кварк L /лидирующий/ продолжает движение всегда на конце струны /общей для взаимодействующих адронов/ и $x_L = 1 - x_I$. В барионе ($B = q_I q_J q_L$) имеются три составных кварка, которые расположены друг за другом: на конце движущейся струны L-кварк, затем J-кварк /всегда входящий во вторичный барион/ и, наконец, I-кварк. Распределения I- и J-кварков внутри бариона задаются функциями

$$\frac{dP}{dx_I} = \frac{\theta(x_J - x_I)}{x_J} = f_I^B(x_I); \quad /1/$$

$$\frac{dP}{dx_J} = f_J^B(x_J) = 6x_J(1 - x_J)$$

и для I-кварка в мезоне

$$\frac{dP}{dx_I} = f_I^M(x_J) = 2(1 - x_I). \quad /2/$$

Если разрыв струн происходит позади J-кварков, то может образоваться лидирующий барион, содержащий исходный (LJ)-дикварк, в другом случае /разрыв струн между L- и J-кварками/ образуется лидирующий мезон с L-кварком ^{1,2/}. В принципе, в этой модели можно задать и распределения кварков по p_{\perp}^2 в первичных адронах ^{1/}.

Следующим важным элементом ЛМ является механизм образования новых кварков и дикварков ($q_s q_s; \bar{q}_s \bar{q}_s$), который связан

с разрывом струны. Энергия на единицу длины струны $k = 1$ ГэВ/фм $\approx 0,2$ ГэВ², и при расстоянии между кварками x полная энергия $E = kx$, что и приводит к конфайнменту кварков. Типичный разрыв струны и образование двух новых струн ($q_s \bar{q}_1$ и $\bar{q}_s q_1$) происходит на расстояниях ≈ 1 фм. В результате последовательности таких разрывов в конце образуются бесцветные состояния - адроны /в данном случае - мезоны $M(q\bar{q})$ /. Образование морской пары кварков /дикварков/ из КХД-вакуума происходит за счет туннельного эффекта в поле цветных сил с вероятностью

$$W(p_{\perp}^2) \sim \exp(-\pi m_{\perp}^2/k) = \exp\left(-\frac{\pi m_{\perp}^2}{k}\right) \exp\left(-\frac{\pi p_{\perp}^2}{k}\right). \quad /3/$$

Реальное распределение по p_{\perp}^2 морских кварков задается в виде

$$W'(p_{\perp}^2) = \frac{1}{\pi\sigma^2} \exp(-p_{\perp}^2/\sigma^2), \quad /3'/$$

где, например, $\sigma = 0,4 \div 0,45$ ГэВ/с подбирается экспериментально. Факторизация /3/ по m и p_{\perp}^2 приводит к независимости от аромата кварков их распределений по p_{\perp}^2 для ($q\bar{q}$)-пар. Формула /3/ также дает соотношения между выходами различных ароматов морских кварков:

$$u:d:s = 1:1:0,3, \quad /4/$$

которые примерно соответствуют эксперименту ^{1,4/}. При этом массы составляющих кварков полагались равными: $m_u = m_d = 0,32$ ГэВ, $m_c = 0,5$ ГэВ. В использованных версиях ЛМ полагалось, что $p_{\perp} = 0$ для кварков в первичных адронах, поэтому $p_{\perp}(h)$ определялся лишь формулой /3'/. Для образования морских дикварков бралось соотношение

$$P(q_s q_s) : P(q_s) \approx 0,07 : 1. \quad /5/$$

Пары ($q\bar{q}$) образуют псевдоскалярные (P) и векторные (V) SU(3)-мультиплеты мезонов. В первом приближении их соотношение

$$P : V = 1 : 1. \quad /6/$$

Кварки и дикварки образуют барионы ($B = qq\bar{q}$): октеты с $S = 1/2$ и декуплеты с $S = 3/2$. Высшими состояниями с $L \neq 0$ обычно пренебрегается ^{1,2/}. Распределение по продольному импульсу частиц, состоящих из морских кварков /дикварков/, задается функцией

фрагментации струны, имеющей следующий вид для версий 6,2 и 4,3:

$$f(z) = z^{-1}(1-z)^a \exp[-(bm_1^2(z))], \quad //7/$$

где $a \approx 1$, $b \approx 0,7 \text{ ГэВ}^{-2}$, $z = (W_{\pm}/W_0)$, $W_{\pm} = E \pm p_z$ и $f(z) = [1 - a + 3a(1-z)^2]$. Здесь $a = 0,77$.

После разрыва струны и образования адрона с энергией $z_1 W_0$ оставшаяся часть струны с $(1-z_1)W_0$ переходит в адроны по тем же правилам*. В результате такой итеративной схемы достигается выполнение законов сохранения энергии - импульса и квантовых чисел взаимодействующих адронов. Мы кратко перечислили основные постулаты и феноменологические параметры ЛМ, более детальное ее описание можно найти в оригинальных работах и обзорах /1-4/.

2. СРАВНЕНИЕ ПРЕДСКАЗАНИЙ ЛУНД-МОДЕЛИ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ ПРИ $p = 4 \div 10 \text{ ГэВ/с}$

Представляет интерес найти из сравнения предсказаний ЛМ с экспериментом, начиная с каких значений они выполняются. С этой целью было проведено сравнение инклюзивных характеристик вторичных частиц, образованных в pp -взаимодействиях при $p \approx 4,0 \text{ ГэВ/с}$. Здесь следует отметить, что экспериментальные данные в этой области импульсов ($p \leq 10 \text{ ГэВ/с}$) в основном получены для отдельных типов частиц /5,6,11,13,14/.

Для сравнения с экспериментом при $p = 4,0$ и $p = 10 \text{ ГэВ/с}$ были смоделированы на ЭВМ ЕС-1061 ОИЯИ по 3,5 тысячи pp -взаимодействий по ЛМ /версия 6,2/ без введения новых параметров, в отличие от /2/. Результаты сравнения средних значений /см. раздел 1/ характеристик вторичных частиц представлены в табл.1 и 2.

Нужно отметить, что экспериментальные данные приведены без вычитания дифракционных процессов, выделение которых при низких энергиях представляется проблематичным /6/. Однако если принять, что сечение одновершинной дифракции составляет, например, $\approx 7 \text{ мб}$, то это изменяет средние множественности нуклонов, приведенные в табл.1 и 2, лишь на величину $\approx 0,1$, что при данных

* Это происходит до тех пор, пока $W_+ W_- \geq W_{\min}^2$, где W_{\min} зависит от типа частиц и $\langle W_{\min} \rangle \approx 2,4 \text{ ГэВ}$.

Таблица 1

Неупругие pp -взаимодействия при $p = 4,0 \text{ ГэВ/с}$

$\langle n_i \rangle$	Эксперимент	Лунд-модель	$\langle p_i \rangle$ (ГэВ/с)	Эксперимент	Лунд-модель
$\langle n_{\pm} \rangle$	$2,54 \pm 0,08$	$2,39 \pm 0,04$	$\langle p_{\text{лаб}}^{\pm} \rangle$	-	$1,70 \pm 0,06$
$\langle n_p \rangle$	$1,30 \pm 0,04$	$1,37 \pm 0,04$	$\langle p_1^{\pm} \rangle$	-	$0,32 \pm 0,01$
$\langle n_n \rangle$	$0,70 \pm 0,04$	$0,63 \pm 0,04$	$\langle p_{\text{лаб}}^{\pi^+} \rangle$	$0,60 \pm 0,02$	$0,61 \pm 0,04$
$\langle n_{\pi^+} \rangle$	$0,27 \pm 0,02$	$0,20 \pm 0,04$	$\langle p_1^{\pi^+} \rangle$	$0,26 \pm 0,01$	$0,26 \pm 0,02$
$\langle n_{\pi^+} \rangle$	$0,7 \pm 0,3$	$0,81 \pm 0,04$	$\langle p_{\text{лаб}}^{\pi^+} \rangle$	-	$0,64 \pm 0,01$
$\langle n_{\pi^+} \rangle$	$1,8 \pm 0,3$	$2,2 \pm 0,1$	$\langle p_1^{\pi^+} \rangle$	-	$0,23 \pm 0,01$
$\langle n_{K^{\pm}} \rangle$	$0,7 \pm 0,1$	$0,8 \pm 0,1$	$\langle p_{\text{лаб}}^{\pi^0} \rangle$	-	$0,60 \pm 0,01$

Таблица 2

Средние характеристики вторичных частиц в неупругих pp -взаимодействиях при $p = 10 \text{ ГэВ/с}$

$\langle n_i \rangle$	Эксперимент	Лунд-модель	$\langle p_i \rangle$ (ГэВ/с)	Эксперимент	Лунд-модель
$\langle n_{\pm} \rangle$	$3,2 \pm 0,1$	$3,36 \pm 0,03$	$\langle p_{\text{лаб}}^{\pm} \rangle$	-	$3,27 \pm 0,05$
$\langle n_p \rangle$	$1,4 \pm 0,1$	$1,52 \pm 0,04$	$\langle p_{\text{лаб}}^{\pi^+} \rangle$	$1,19 \pm 0,05$	$1,22 \pm 0,04$
$\langle n_n \rangle$	$0,6 \pm 0,1$	$0,48 \pm 0,04$	$\langle p_1^{\pi^+} \rangle$	$0,29 \pm 0,02$	$0,31 \pm 0,01$
$\langle n_{\pi^+} \rangle$	$0,66 \pm 0,05$	$0,72 \pm 0,04$	$\langle p_{\text{лаб}}^{\pi^+} \rangle$	$0,49 \pm 0,02$	$0,48 \pm 0,01$
$\langle n_{\pi^+} \rangle$	$1,1 \pm 0,1$	$1,12 \pm 0,04$	$\langle p_{\text{лаб}}^{\pi^0} \rangle$	$-0,05 \pm 0,02$	$-0,001 \pm 0,003$
$\langle n_{\pi^0} \rangle$	$1,1 \pm 0,1$	$1,36 \pm 0,04$	$\langle \cos \theta_{\text{лаб}}^{\pi^+} \rangle$	$0,80 \pm 0,02$	$0,78 \pm 0,02$
$\langle n_{K^{\pm}} \rangle$	$6,6 \pm 0,7$	$\approx 5\%$	-	-	-

экспериментальных ошибках и неопределенностях параметров ЛМ не является существенным.

Как видно из таблиц, эти характеристики нуклонов, пионов и К-мезонов в пределах ошибок хорошо описываются ЛМ с параметрами адронизации струны, взятыми из данных по $(e^+ e^-)$ -аннигиляции, и с функциями распределений первичных кварков по x по формуле /1/.

На первый взгляд, кажется удивительным, что струнный механизм конфайнмента "работает" при столь низких энергиях. Однако отметим, что при этих энергиях основную роль в этих процессах играют периферические взаимодействия нуклонов с образованием изобар, что учитывается в ЛМ введением продольного фазового объема /см. формулы /3/, /3'//, эффекта лидирования /формулы /1/ и /2//, образованием адронов $SU(6)$ -мультиплетами /13,14/. В то же время феноменологические параметры, относящиеся к рождению бозонных резонансов, морских дикварков и т.п., при этих энергиях несущественны. Например, при $p = 4$ ГэВ/с сечения образования ω - и h -мезонов составляют $0,08 \pm 0,03$ мб и $0,04 \pm 0,02$ мб соответственно /6,13/. Это учитывается в ЛМ введением параметра W_{min} - энергии в струне, ниже которой ее деление прекращается /см. раздел 1^{1,2}/.

Аналогичное сравнение было проведено при $p = 5$ ГэВ/с для $\pi^- p$ -взаимодействий /12/. В этом случае из-за отсутствия в модели каналов аннигиляционного типа по заряду /например, $\pi^- p \rightarrow p \pi^0$ / для описания экспериментальных данных потребовалась модификация модели /12/. В pp -соударениях такие процессы отсутствуют.

Таким образом, ЛМ удовлетворительно описывает инклюзивные характеристики вторичных частиц в pp - и $\pi^- p$ -взаимодействиях уже при относительно низких энергиях ($p = 4 \div 10$ ГэВ/с). Для более детального сравнения с ЛМ необходимы новые экспериментальные данные, полученные как в инклюзивном подходе, так и для эксклюзивных реакций.

3. ЛУНД-МОДЕЛЬ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

При высоких энергиях ($p \geq 20$ ГэВ/с) дифракционные процессы выделяются существенно лучшим образом, чем при низких /см. раздел 2/, хотя и в этом случае погрешности измерения их сечений достигают /20 ÷ 30%/^{5/}. Для иллюстрации влияния этих процессов на рис.1 приведены распределения протонов по фейнмановской переменной ($x_F = 2p_{||}^* / \sqrt{s}$) для $\bar{p}p$ -взаимодействий при $p = 22,4$ ГэВ/с, полученные экспериментально и в ЛМ, нормированные на максимальное значение dN/dx_F при $x_F = -0,6$ /10/. Как вид-

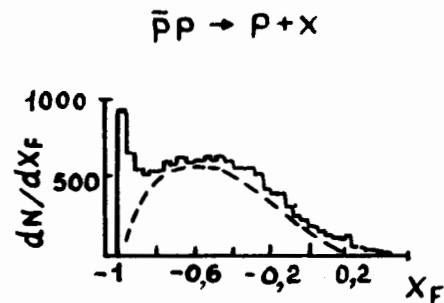


Рис.1. Распределения протонов в реакции $\bar{p}p \rightarrow p+x$ при $p = 22,4$ ГэВ/с по x_F /гистограмма - эксперимент, пунктир - ЛМ/.

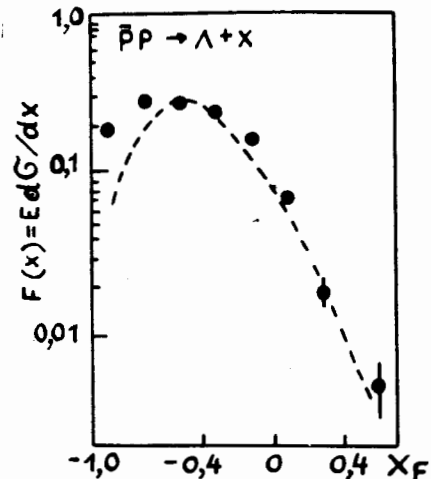
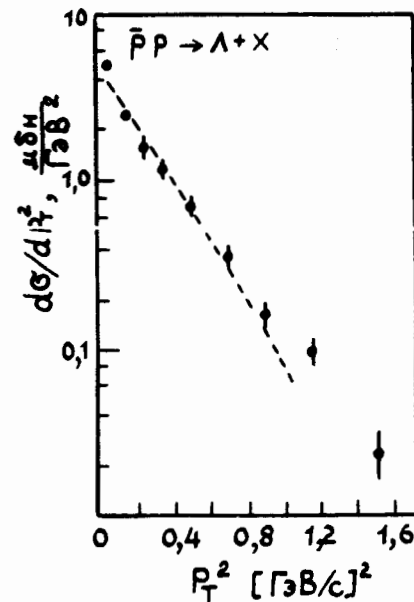


Рис.2. Инвариантное распределение Λ^0 -частиц в pp -взаимодействиях при $p=22,4$ ГэВ/с. Пунктир - модель.

Рис.3. Распределения Λ^0 -частиц в pp -взаимодействиях по p_T^2 /пунктир - ЛМ/.

но из рисунка, ЛМ качественно описывает импульсный спектр протонов при $x_F \geq -0,8$ и резко противоречит эксперименту в области дифракционного пика / $x_F \leq -0,8$ /, поскольку эти процессы в данной версии модели не рассматриваются. В дальнейшем при сравнении экспериментальных данных и расчетов по ЛМ дифракци-

онные процессы /в случае их существенного вклада/ исключались по данным работ /17/.

Выше отмечалось /см. раздел 1/, что ЛМ не рассматривает и процессы $\bar{p}p$ -аннигиляции, доля которых при энергии $E \geq 20$ ГэВ составляет $\approx 20\%$, а доли образованных в них π^- -и K^- -мезонов соответственно равны $\approx 30\%$ и 40% /18/. Поэтому в этом случае для сравнения с ЛМ использовались данные по Λ^0 -частицам, в которые вклад этих процессов мал.

На рис.2 и 3 приведены распределения Λ^0 -частиц, образованных в реакции



по x_F и p_{\perp}^2 . Здесь и ниже теоретические кривые нормированы на максимальные значения распределений, полученных в эксперименте. Как видно из этих рисунков, ЛМ /пунктир/ удовлетворительно описывает эти данные при $x_F \geq -0,6$ и $p_{\perp}^2 \leq 1$ ГэВ²/с². В то же время при $x_F \leq -0,6$, где существенен вклад малочастичных периферических процессов /в отличие, например, от pp -взаимодействий при тех же энергиях/, модель не описывает эксперимент.

Для π^-p -взаимодействий при $p = 40$ ГэВ/с, когда уже несущественны аннигиляционные по заряду каналы /см. раздел 1/, ЛМ хорошо описывает распределения Λ^0 -частиц по x_F и p_{\perp}^2 /см.рис.4 и рис.5/ /8,9/. Для K_S^0 -мезонов ЛМ дает большие значения ($d\sigma/dx_F$) при $x_F \geq 0,4$, что, по-видимому, связано с переоценкой роли лидирующих кварков в первичных мезонах /формула /2/, раздел 1/. Аналогичная ситуация имеет место и для процессов



при $x_F \geq 0,4$ /рис.6/. Отражение этого факта особенно ярко проявляется в распределениях π^- -мезонов в процессах



которые в большинстве / $\approx 60\%$ / являются продуктами распадов резонансов /рис.7/ /4/. В то же время область $x_F \leq 0,2 \div 0,4$ хорошо описывается ЛМ. На рис.8 приведены распределения ρ^0 -и π^- -мезонов по p_{\perp}^2 , откуда видно, что в области $p_{\perp}^2 \geq 0,7$ (ГэВ/с)² значения дифференциальных сечений, полученных в ЛМ, существенно меньше, чем в эксперименте. Последнее может быть связано уже с необходимостью учета полужестких процессов в ЛМ ($p_{\perp} \geq 0,8$ ГэВ/с).

Результаты сравнения дифференциальных сечений по p_{\perp}^2 и инвариантных нормированных сечений $F(x_F)$ по x_F для Λ^0 и K_S^0 -частиц,

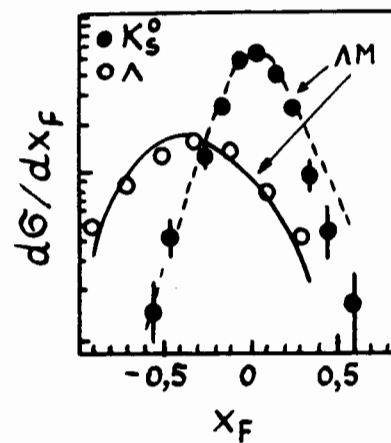


Рис.4. Сечения образования K_S^0 -мезонов (O) и Λ^0 -частиц (●) в зависимости от x_F в π^-p -взаимодействиях при $p=40$ ГэВ/с /кривые - ЛМ/.

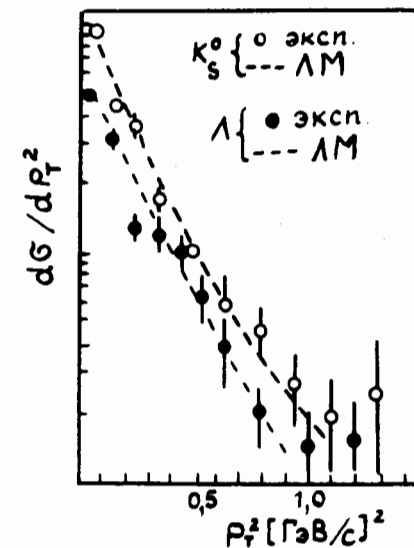


Рис.5. Сечения образования K_S^0 -мезонов (O) и Λ^0 -частиц (●) в зависимости от p_{\perp}^2 в π^-p -взаимодействиях при $p = 40$ ГэВ/с /пунктир - модель/.

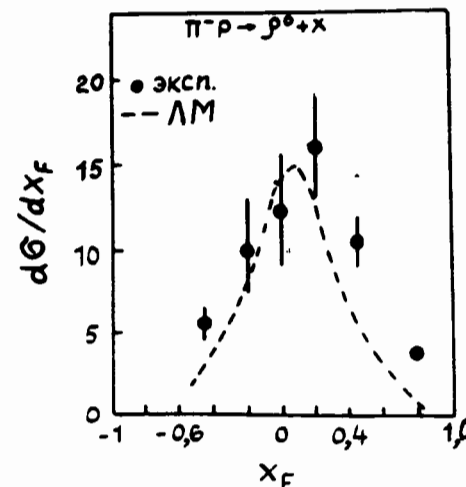


Рис.6. Сечения рождения ρ^0 -мезонов в зависимости от x_F для π^-p -взаимодействий при $p = 40$ ГэВ/с /пунктир - ЛМ/.

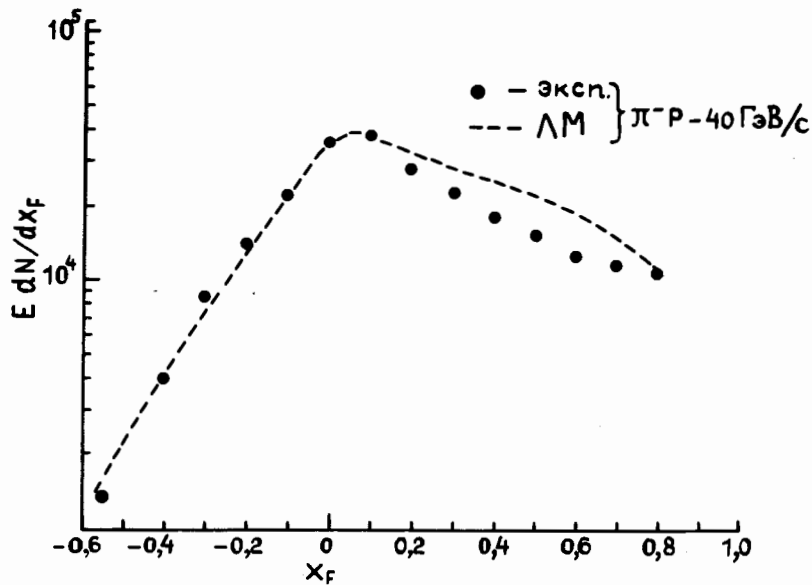


Рис.7. Инвариантное распределение π^- -мезонов по x_F в π^-p -взаимодействиях при $p = 40$ ГэВ/с /пунктир - ЛМ/.

образованных в π^-p -взаимодействиях при $p = 360$ ГэВ/с, приведены на рис.9-12. Как видно из этих рисунков, распределения $\Lambda^0(K_S^0)$ -частиц по p_{\perp}^2 хорошо описываются ЛМ, в то же время она дает большие значения сечений при $x_F \geq 0,1$, чем в эксперименте, что уже отмечалось и для π^-p -взаимодействий при $p = 40$ ГэВ/с. Аналогичное заключение следует и из сравнения ЛМ с распределением π^{\pm} -мезонов по продольной быстрой при этих же энергиях /см. рис.13/.

Таким образом, сравнение формы распределений Λ^0 -, K_S^0 -, ρ^0 - и π^{\pm} -частиц с расчетами по ЛМ показывает, что модель неплохо описывает область фрагментации протона в мягких π^-p -взаимодействиях и дает завышенные значения сечений в области фрагментации пионов ($x_F \geq 0,4$). Для $\bar{p}p$ -взаимодействий имеется отмеченное выше расхождение и в области $x_F \leq -0,6$.

В заключение приведем некоторые результаты по сравнению абсолютных сечений в ЛМ и в эксперименте. Для этой цели необходимо исключить из экспериментальных данных дифракционные процессы /раздел 1/. Как уже отмечалось, измерение сечений этих процессов является сложной методической задачей, особенно

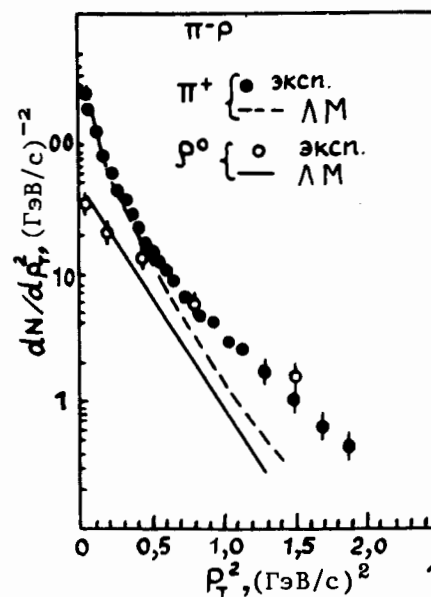


Рис.8. Распределения ρ^0 - и π^{\pm} -мезонов по p_{\perp}^2 для π^-p -взаимодействий при $p = 40$ ГэВ/с /кривые - ЛМ/.

Рис.9. Сечения образования Λ^0 -частиц в зависимости от p_{\perp}^2 в π^-p -взаимодействиях при $p = 360$ ГэВ/с / \bullet - эксперимент, \circ - модель/.

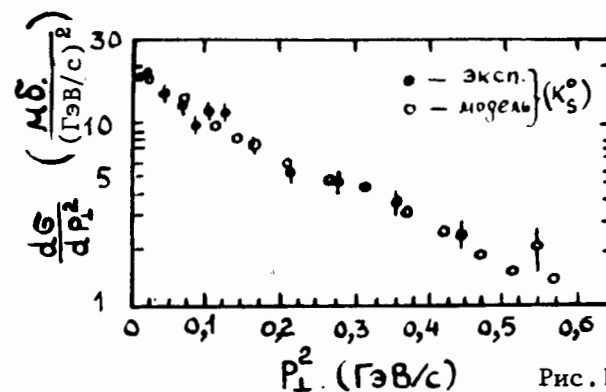
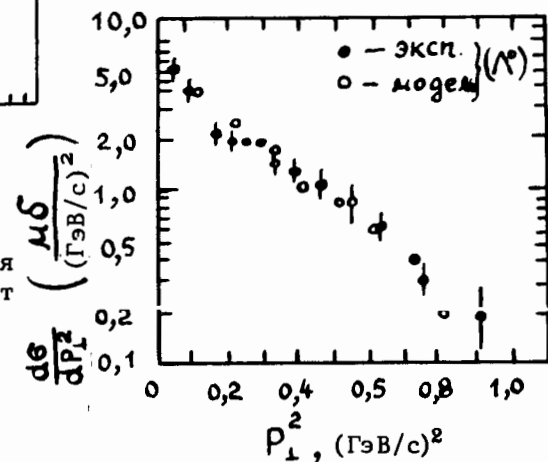


Рис.10. Сечения образования K_S^0 -мезонов в зависимости от p_{\perp}^2 в π^-p -взаимодействиях при $p = 360$ ГэВ/с / \bullet - эксперимент, \circ - ЛМ/.

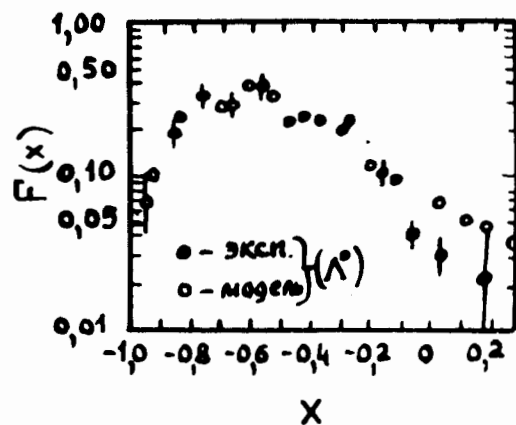


Рис.11. Инвариантное распределение Λ^0 -частиц по x_F в π^-p -взаимодействиях при $p = 360$ ГэВ/с / ● - эксперимент, ○ - ЛМ/.

Рис.12. Инвариантное распределение K_S^0 -мезонов по x_F в π^-p -взаимодействиях при $p = 360$ ГэВ/с / ● - эксперимент, ○ - ЛМ/.

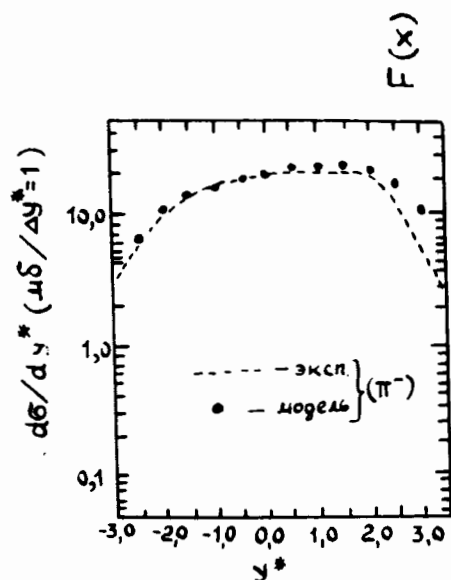
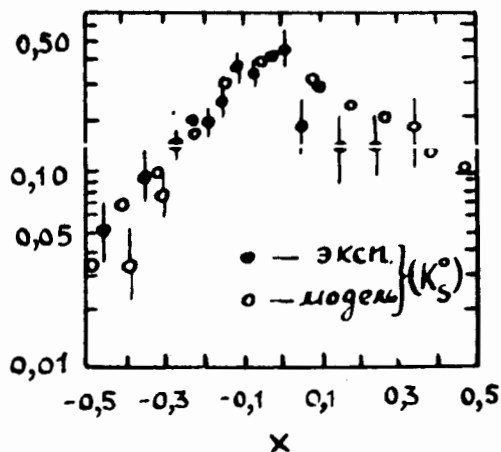


Рис.13. Распределения π^- -мезонов по быстроте для π^-p -взаимодействий при $p = 360$ ГэВ/с / ● - модель, пунктир - эксперимент/.

Таблица 3
Сечения /мб/ инклюзивных процессов $\pi^-p \rightarrow kX$ для π^-p -взаимодействий при $p = 40$ и 360 ГэВ/с

Тип частиц	40		360	
	Лунд-модель	Эксперимент	Лунд-модель	Эксперимент
ρ^0	$8,5 \pm 0,1$	$8,1 \pm 0,7$	$11,8 \pm 0,2$	$8,55 \pm 0,17$
ω^0	$7,2 \pm 0,1$	$7,3 \pm 0,8$	-	-
Λ^0	$1,17 \pm 0,04$	$1,38 \pm 0,12$	$2,0 \pm 0,1$	$1,63 \pm 0,11$
K_S^0	$2,39 \pm 0,05$	$2,42 \pm 0,15$	$6,5 \pm 0,12$	$4,55 \pm 0,21$
Λ^+	-0	-0	$0,36 \pm 0,01$	$0,48 \pm 0,07$
π^-	$44,8 \pm 0,2$	46 ± 1	$72,4 \pm 0,1$	$71,6 \pm 0,6$
π^+	$33,4 \pm 0,2$	36 ± 1	$55,8 \pm 0,5$	$62,0 \pm 0,4$
π^0	-	-	$75,4 \pm 0,5$	$78,5 \pm 2,3$
Δ^{++}	$1,88 \pm 0,05$	-	$2,41 \pm 0,1$	-

Таблица 4
Сечения /мб/ инклюзивных процессов $pp \rightarrow kX$ при $p=24$ ГэВ/с

Тип частиц	Лунд-модель	Эксперимент
ρ^0	$6,3 \pm 0,1$	$3,5 \pm 0,4$
ω^0	$5,4 \pm 0,1$	-
p	$35,1 \pm 0,3$	$30,5 \pm 0,5$
π^+	$35,3 \pm 0,3$	$53,0 \pm 1,0$
π^-	$25,3 \pm 0,3$	$30,0 \pm 1,0$
π^0	$30,3 \pm 0,3$	$41,5 \pm 1,0$
Δ^{++}	$4,3 \pm 0,1$	-
Δ^+	$11,6 \pm 0,2$	-
K_S^0	$1,3 \pm 0,04$	$1,43 \pm 0,03$
Λ^0	$1,71 \pm 0,05$	$1,96 \pm 0,03$

при низких энергиях $\sqrt{s} \leq 10$ ГэВ^{1/2}. В связи с этим в используемых нами сечениях $\sigma_d = 4,4 \pm 0,2$ (pp, 24,0 ГэВ/с); $\sigma_d = 3,2 \pm 0,2$ (π^-p , 40 ГэВ/с) и $\sigma_d = 3,6 \pm 0,3$ мб (π^-p , 360 ГэВ/с). Указаны лишь статистические ошибки. Систематические погрешности в измерении σ_d могут достигать 10-15%^{1/5}. Таким образом, полученные данные по ЛМ нормировались на соответствующие $\sigma_{in}^{(1)} = \sigma_{in} - \sigma_d^{1/5,6/}$. В табл.3 и 4 приведены данные по сечениям образования как "непосредственно" рожденных частиц (ρ^0 , ω^0 , Δ^{++} , Δ^+), так и продуктов их распада (π , p). Соответствующие $\sigma_{in}^{(1)}$ равны $23,0 \pm 0,2$ мб (pp); $19,0 \pm 0,4$ мб (π^-p , 40) и $18,0 \pm 0,4$ мб (π^-p , 360). Из экспериментальных данных исключались π -мезоны и протоны, образованные в дифракционных процессах с учетом их топологических сечений; для остальных частиц (ρ^0 , ω^0 , Λ^0 , K_S^0) полагалось, что они образуются в основном в недифракционных процессах, так как информация по этому вопросу практически отсутствует. Как видно из табл.3, данные по π^-p -взаимодействиям при $p = 40$ ГэВ/с удовлетворительно описываются ЛМ, в то время как при $p = 360$ ГэВ/с в ЛМ явно имеется избыток ρ^0 , K_S^0 -мезонов*. Вероятно, для лучшего согласия модели с экспериментом при $p = 360$ ГэВ/с необходимо учесть образование высших резонансов ($L \neq 0$) и уточнить соотношение V:P /раздел 1/. В табл.4 приведены подобные данные для pp-взаимодействий при $p = 24$ ГэВ/с. Для странных частиц (Λ^0, K_S^0) расчеты по ЛМ близки к экспериментальным данным. В то же время ЛМ дает завышенные значения сечений образования ρ^0 -мезонов и протонов. Отметим, что для протонов и π^\pm -мезонов из экспериментальных данных исключались дифракционные процессы, систематические погрешности $\approx 10\%$ в измерении их сечений не учитывались.

Следовательно, ЛМ для описания мягких инклюзивных процессов при высоких энергиях с одними и теми же параметрами /раздел 1/ имеет ограниченную область применимости, указанную выше^{15,16/}.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, проведенное сравнение предсказаний ЛМ с экспериментальными данными при $p = 4, 10, 24, 40$ и 360 ГэВ/с для π^-p -и pp-мягких взаимодействий ($p_\perp \leq 1$ ГэВ/с) показало, что модель удовлетворительно описывает:

* Удовлетворительным описанием мы считаем согласие расчетов с экспериментом в пределах трех стандартных отклонений.

1/ средние множественности и импульсные характеристики нуклонов и π -мезонов при низких энергиях ($p = 4; 10$ ГэВ/с) /раздел 2/;

2/ распределения странных частиц (Λ^0, K_S^0), ρ^0 и π -мезонов по p_\perp^2 при $p_\perp^2 \leq 0,7$ (ГэВ/с)² и высоких энергиях /раздел 3/;

3/ распределения Λ^0, K_S^0, ρ^0 - и π -мезонов в недифракционных процессах в области $x_F \leq 0,2 \div 0,4$ /раздел 3/. Для описания инклюзивных распределений по x_F при $x_F \geq 0,2 \div 0,4$ необходимо модифицировать функцию /2/, характеризующую распределение кварков в первичных мезонах по x ;

4/ абсолютные сечения рождения частиц для π^-p -взаимодействий при $p = 40$ ГэВ/с /табл.3/. Для описания сечений образования ρ^0 -мезонов, пионов и нуклонов в pp-взаимодействиях при $p = 24$ ГэВ/с и ρ^0, K_S^0, π -мезонов в π^-p -соударениях при $p = 360$ ГэВ/с необходима модификация ЛМ /раздел 3/ и получение новых экспериментальных данных, особенно по дифракционным процессам.

Авторы признательны участникам сотрудничества по исследованиям множественных процессов на водородной камере "Людмила" и на 2-метровой пропановой камере за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Andersson B. et al. - Phys.Rep.. 1983. v.97. No.2.3.p.31; Artu X. - Phys.Rep., 1983, 97, No.2,3, p.147.
2. Sjostrand T. - Comput. Phys.Comun., 1986, v.39, p.347; Preprint LUTP-85-10, 86-11, Lund University, Lund, Sweden, 1985.
3. Andersson B. et al. Preprint LUTP-86-3, Lund, Sweden, 1986.
4. Гришин В.Г. - УФН, 1986, т.148, в.2, с.221; Anisovich V.V., Shekhter V.M. - Nucl.Phys., 1973, v.55B, p.455.
5. Flaminio V. et al. Preprint CERN-HERA 84-01, Geneva, 1983; Szwed R. et al. Preprint IFD/3/87/, Warsaw, Poland.
6. Flaminio V. et al. Preprint CERN-HERA 83-01, Geneva, 1983.
7. Biswas N.N. et al. - Nucl.Phys., 1980, v.167, p.41; Азиз Т. и др. - ЯФ, 1987, т.46, в.1/7/, с.130; Asai M. et al. - Z.Phys.C., 1987, v.34, p.429.
8. Ангелов Н.С. и др. - ЯФ, 1977, в.25, с.1013.
9. Ангелов Н.С. и др. Препринт ОИЯИ, 1-12424, Дубна, 1979.
10. Abesalashvili L. et al. - Phys.Lett., 1974, v.52B, p.236; Boos E.G. et al. - Nucl.Phys., 1977, v.121B, p.381; 1980, v.174B, p.45.
11. Бекмирзаев Р.Н. и др. Препринт ОИЯИ P1-87-311, Дубна, 1987; Препринт ОИЯИ P1-87-652, Дубна, 1987.

12. Виноградов В.Б., Кульчицкий Ю.А. - ЯФ, 1987, в.3/9/, с.923.
13. Baldini L. et al. - Nuovo Cim., 1968, v.LVIII A, No.2, p.475.
14. Бешлиу К. и др. - ЯФ, 1986, т.43, в.4, с.888;
Абдивалиев А. и др. Сообщение ОИЯИ P1-82-507, Дубна, 1982.
15. Aziz T. et al. - Z.Phys.C, 1986, v.30, p.381.
16. Bailly J.L. et al. - Z.Phys.C, 1986, v.31, p.367.
17. Гришин В.Г. и др. Препринт ОИЯИ P1-81-220, Дубна, 1981;
Benecke J. et al. - Nucl.Phys.B., 1974, v.76, p.29;
Blöbel V. et al. - Nucl.Phys.B, 1974, v.69, p.454.
18. Батюня Б.В. и др. - ЯФ, 1984, т.29, в.5, с.1182;
Z.Phys.C., 1984, v.25, p.213.

Рукопись поступила в издательский отдел
13 мая 1988 года.

Батюня Б.В. и др.

P1-88-327

Анализ инклюзивных характеристик адронных взаимодействий
в интервале импульсов от 4 до 360 ГэВ/с с помощью Лунд-модели

Анализируются данные по инклюзивным характеристикам вторичных частиц, образованных в мягких $\bar{p}p$ -, pp - и π^+p -взаимодействиях в интервале импульсов от 4 до 360 ГэВ/с, с помощью Лунд-модели /ЛМ/, которая рассматривает эти соударения как результат взаимодействия партонных /кварков и глюонов/ ¹⁻⁴. При анализе использовались данные, полученные с помощью водородной и пропановой пузырьковых камер на ускорителях Дубны и Серпухова, а также опубликованные результаты ⁵⁻¹⁰. Для расчетов по ЛМ использовались версии 4,3 и 6,2 программ Монте-Карло на ЭВМ CDC-6500 и ЕС-1061 ¹⁻³. Проведено сравнение результатов расчетов по ЛМ с данными по множественностям, сечениям и инклюзивным импульсным характеристикам вторичных частиц. Оно показало, что ЛМ удовлетворительно описывает часть данных в интервале импульсов от 4 до 360 ГэВ/с. Получены области возможного применения ЛМ в использованных версиях для мягких $\bar{p}p$ - и π^+p -взаимодействий в этой области энергий.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод О.С.Виноградовой

Batyunya B.V. et al.

P1-88-327

Analysis of Inclusive Characteristics of Hadron Interactions
within the 4 to 360 GeV/c Momentum by the Lund Model

Data on the inclusive characteristics of secondary particles produced in soft $\bar{p}p$ -, pp - and π^+p interactions over 4 to 360 GeV/c momentum range have been analysed in the framework of the Lund model /LM/ which considers these collisions as a result of parton interaction /quark and gluons/. The results obtained with large bubble hydrogen and propane bubble chamber at the Dubna and Serphukhov accelerators and the results for other energies were used in the analysis. To calculate the characteristics of secondary particles within the LM, versions 4.3 and 6.2 of the Lund Monte-Carlo program were used on CDC-6500 and ES-1061 computers, JINR. The comparison of the calculated results with the data on the multiplicity, cross sections and inclusive momentum characteristics of secondary particles shows that a part of data from 4 to 360 GeV/c is satisfactorily described by the LM. The regions of the LM applicability in the used versions for soft π^+p and pp interactions in this energy range have been obtained.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988