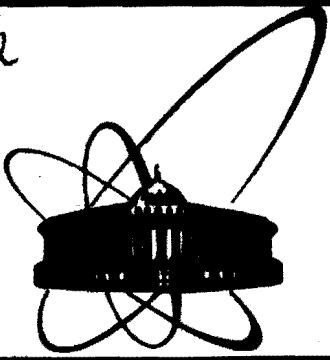


К 172



**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P2-86-297

Б.Н.Калинкин, В.Л.Шмонин

**ГЛЮОННАЯ ДОМИНАНТНОСТЬ
И МНОЖЕСТВЕННОЕ РОЖДЕНИЕ АДРОНОВ**

1986

Сформулированная в ^{1/} гипотеза о ведущем вкладе резонансного образования глюболов в полное сечение взаимодействия адронов открыла новое направление в развитии представлений о доминирующей роли глюонов в мягких процессах ^{2/}. Использование этой гипотезы в ^{1/} позволило на количественном уровне согласовать серпуховской эффект ^{3/} с предельной оценкой Фруассара ^{4/}. Проведенный в ^{5/} подробный анализ экспериментальных данных об энергетической зависимости полных сечений взаимодействия различных адронов выявил ее универсальный характер, что свидетельствует в пользу гипотезы ^{1/}. Действительно, как показано в ^{6/}, из ^{1/} следует универсальность функции возрастания полных сечений взаимодействия адронов, имеющих различный кварковый состав.

В ^{7/} гипотеза, сформулированная в ^{1/}, использована в качестве наводящего аргумента при анализе амплитуды расщепления вперед различных адронов в рамках аддитивной модели кварков ^{8/}. В ^{7/} показано, что введение глюонной компоненты в качестве самостоятельной степени свободы в адроне позволяет устранить расхождение модели ^{8/} с экспериментальными данными.

Ниже мы попытаемся установить связь гипотезы ^{1/} с основными закономерностями процесса множественного рождения адронов в адронных столкновениях и обсудим следствия, вытекающие из этих закономерностей для сечения двухглюонного слияния.

Эти закономерности в широком интервале энергий столкновения удовлетворительно воспроизводятся в рамках феноменологической модели ^{9/}, основные элементы которой, представляющие интерес в данном случае, состоят в следующем.

А. В результате взаимодействия глюонных компонент сталкивающихся адронов образуется компаунд-система /КС/ статистической природы, испытывающая перед стадией адронизации расширение.

Б. Действие конфайнмента в условиях существенно релятивистского расширения КС приводит к ограниченности корреляционной массы m_{corr} - средней массы элемента вещества в КС, в котором фазовый переход из кварк-глюонной плазмы

в адроны происходит скоррелированным образом. Вследствие этого КС состоит из подсистем /ПС/ с массой m_{corr} порядка нескольких ГэВ, медленно возрастающей с увеличением энергии. Ограниченность значения m_{corr} является конкретным выражением принципа ослабления корреляций Боголюбова /10/ для процесса адронизации релятивистского объекта.

В. Часть энергии столкновения сохраняется в КС в виде продольного коллективного движения, представленного относительным движением ПС. В качестве распределения ПС по скорости используется функция столообразного вида:

$$f(y_0) = \begin{cases} \text{const} & \text{при } -y_m \leq y_0 \leq y_m \\ 0 & \text{при } y_0 > y_m \end{cases} \quad /1/$$

При этом доля энергии, приходящаяся на тепловое движение в КС, определяется выражением

$$\delta_T = W/M = y_m / Sh y_m \quad /2/$$

где W - энергия теплового движения в КС, а M - ее масса. Для описания зависимости y_m от M или \sqrt{s} использовались следующие соотношения:

$$y_m = 0,68 \ln \sqrt{s} - 0,1, \quad /3/$$

$$y_m = \ln(M/0,6 \ln M) \quad (M \approx 0,5 \sqrt{s}), \quad /4/$$

приводящие к близким результатам в области $5 \text{ ГэВ} \leq \sqrt{s} \leq 500 \text{ ГэВ}$. Очевидно, что y_m - полуширина распределения частиц по y : $y_m(\sqrt{s}) = y_{1/2}(\sqrt{s})$.

Из /2/ и /4/ следует, что

$$W \sim \ln^2 \sqrt{s}. \quad /5/$$

Высота плато в центральной области быстрот ρ_y ($y \approx 0$) в первом приближении пропорциональна плотности распределения тепловой энергии по скорости. Сопоставляя /5/ с /3/, находим, что

$$\rho_y (y \approx 0) \sim W/y_m \sim \ln \sqrt{s}. \quad /6/$$

Рассмотрим вопрос о возможной интерпретации феноменологической схемы /9/ в картине двухглюонного слияния. Объект, возникающий в результате такого слияния, будем называть глюолом, поначалу не предписывая ему жесткого требования иметь непременно резонансную природу. Будем отождествлять глюол с подсистемой в схеме /9/, то есть считать, что распад глюолов происходит изотропно в их с.ц.и., а W является суммой масс глюолов.

Пусть $\omega_{GG}(x_1, x_2)$ - вероятность образования глюбола при слиянии глюонов с импульсами $\frac{\sqrt{s}}{2}x_1$ и $\frac{\sqrt{s}}{2}x_2$. Лоренц-инвариантной величиной, характеризующей процесс слияния, является эффективная масса сталкивающихся глюонов:

$$m_{1,2} = \sqrt{s_{1,2}} = (p_1 - p_2)^2 = \sqrt{s} \sqrt{x_1 \cdot x_2}. \quad /7/$$

Тогда вероятность образования глюбола определяется выражением

$$F(x_1, x_2) dx_1 dx_2 = f(x_1) f(x_2) \omega_{GG}(m_{1,2}) dx_1 dx_2. \quad /8/$$

Распределение глюонов по x зададим выражением $f(x) = \langle x_G \rangle / x$. Поправки от членов вида $(1-x)^n$ в области малых x невелики /11/. Переход в /8/ к переменным $m_{1,2}$ и $y = \ln \sqrt{x_1/x_2}$ приводит к выражению

$$F(m_{1,2}, y) = 2 \frac{\langle x_G \rangle^2}{m_{1,2}} \omega_{GG}(m_{1,2}) dm_{1,2} dy. \quad /9/$$

Легко видеть, что y - быстрота глюбола, образовавшегося при слиянии двух глюонов. Следуя /1/, допустим, что $m_{1,2}$ ограничено снизу некоторой величиной μ .

Возможность воспроизведения соотношений /3/, /5/, /6/ феноменологической модели /9/ определяется характером зависимости $\omega_{GG}(m_{1,2})$.

Рассмотрим три варианта наиболее вероятного поведения $\omega_{GG}(m_{1,2})$.

Вариант 1. Точечноподобное взаимодействие, характерное для партонной модели /12/ и первого порядка теории возмущений в КХД, приводит к поведению $\omega(m_{1,2}) = \omega_0 / m_{1,2}^2$. При этом

$$W \approx \int dy \int dm_{1,2} m_{1,2} F(m_{1,2}, y) \approx \frac{4\omega_0 \langle x_G \rangle^2}{\mu} \ln \frac{\sqrt{s}}{\mu}, \quad /10/$$

$$y_m \approx \ln(\sqrt{s}/\mu) - \ln 2, \quad /11/$$

$$\rho_y (y \approx 0) \approx 4\omega_0 \langle x_G \rangle^2 / \mu \approx \text{const}. \quad /12/$$

Сопоставление /10/-/12/ с /3/, /5/, /6/ показывает, что в этом варианте W растет с увеличением \sqrt{s} слишком медленно, y_m - слишком быстро, а $\rho_y (y \approx 0) \approx \text{const}$ - в противоположность результату /6/.

Вариант 2. Образование глюбола проходит через канал рождения узкого одиночного резонанса $\omega(m_{1,2}) \approx$

$\approx \omega_0 \cdot \delta(m_{1,2} - \mu_{рез})$. Тогда получаем следующие зависимости:

$$W = 4\omega_0 \langle x_G \rangle^2 \ln(\sqrt{s}/\mu_{рез}), \quad /13/$$

$$y_m = \ln(\sqrt{s}/\mu_{рез}), \quad /14/$$

$$\rho_y(y=0) = 4\omega_0 \langle x_G \rangle^2. \quad /15/$$

Они аналогичны соотношениям /10/-/12/, то есть обладают теми же недостатками, что делает неприемлемым и этот вариант.

Вариант 3. Взаимодействие глюонов определяется системой широких, сильно перекрывающихся резонансов. В этом случае /13/

$$\omega(m_{1,2}) = \frac{\omega_0}{m_{1,2}^2} S_f(m_{1,2}), \quad /16/$$

где $S_f(m_{1,2}) = 2\pi\Gamma(m_{1,2})/D(m_{1,2})$ есть силовая функция, $\Gamma(m_{1,2})$ - ширина резонансов во входном канале, а $D(m_{1,2})$ - расстояние между ними. Параметризация $S_f(m_{1,2})$ функцией вида $S_f(m_{1,2}) \sim m_{1,2}^a$ приводит к удовлетворительному результату лишь при $a = 1$. В этом случае имеют место зависимости

$$W = 2\omega_0 \langle x_G \rangle^2 \ln^2(\sqrt{s}/\mu), \quad /17/$$

$$y_{1/2} = 0,5 \cdot \ln(\sqrt{s}/\mu), \quad /18/$$

$$\rho_y(y=0) = 2\omega_0 \langle x_G \rangle^2 \ln(\sqrt{s}/\mu). \quad /19/$$

В /17/-/19/ μ - порог образования глюоболов. Эти зависимости хорошо воспроизводят феноменологические /5/ и /6/ и с неплохой точностью соответствуют соотношению /3/.

Построенная модель имеет два параметра: ω_0 и μ . Величина ω_0 ограничена сверху, поскольку суммарная вероятность взаимодействия глюона при любом x и \sqrt{s} не должна превышать единицы:

$$P_1(x_1) = \int_{x_{min}}^1 dx_2 \omega(x_1, x_2) f(x_2) \leq 1. \quad /20/$$

Из /20/ вытекает, что

$$\omega_0 \leq \mu/2 \langle x_G \rangle. \quad /21/$$

Следуя идее глюонной доминантности, примем знак равенства

в /21/. Для определения μ потребуем, чтобы модель не только качественно, но и количественно воспроизводила зависимость $W(\sqrt{s})$, реализующуюся в феноменологической схеме. На рис.1 эта зависимость представлена штриховыми кривыми для вариантов параметризации $y_m(\sqrt{s})$ /14,9/ по формулам /3/ и /4/. Сплошная кривая - модельная зависимость $W(\sqrt{s})$ при $\mu = 2$ ГэВ. Чувствительность расчета к выбору μ , а также экспериментальные данные для средней множественности /15/ в недифракционных pp-столкновениях демонстрирует рис.2. Отметим, что полученная нами величина $\mu = 2$ ГэВ с хорошей точностью совпадает со значением, найденным при анализе роста полных сечений /11/: $\mu = 2,37$ ГэВ.

Таким образом, модель двухглюонного слияния дает наглядную интерпретацию феноменологической схемы /9/ и тем самым оказывается способной воспроизвести основные наблюдаемые закономерности процесса множественного рождения адронов.

Особо подчеркнем, что энергии, при которых индивидуальные глюон-глюонные взаимодействия начинают играть заметную роль и, как следствие этого, в КС возникает коллективное движение, совпадают с энергиями, при которых начинается рост полных сечений /9,5/. Это также свидетельствует о близости механизмов обоих эффектов, в основу которых положена одна и та же гипотеза об образовании глюоболов /1/. При этом анализ процесса множественного рождения адронов в рамках этой гипотезы позволяет извлечь информацию о парциальном сечении слияния глюонов, тогда как анализ поведения σ^{tot} /11/ позволяет получить полное сечение глюон-глюонного взаимодействия.

Таким образом, практическая эффективность зависимости /16/ для $\omega(m_{1,2})$ очевидна. Представляет интерес прокомментировать ее с общей точки зрения. Соответствие $\omega(m_{1,2})$ случаю многих перекрывающихся резонансов указывает на отсутствие противоречия с наиболее общими выводами в исследованиях, посвященных стохастизации движения в системах Янга-Миллса /16-18/. Процесс стохастизации доминирует, когда неустойчивость, характерная для существенно нелинейной системы, сочетается с перепутыванием траекторий, описывающих ее поведение. Наличие группы перекрывающихся резонансов - одно из проявлений такого перепутывания /в чем можно убедиться, используя качественную картину квазиклассического приближения/. Таким образом, статистическая природа КС-объекта, используемого в феноменологической модели /9/ для описания распадной стадии, согласуется с наиболее вероятным характером глюбола-объекта, возникающего во входном канале процесса. При этом порог образования глюбола μ следует рассматривать как нижнее значение энергии

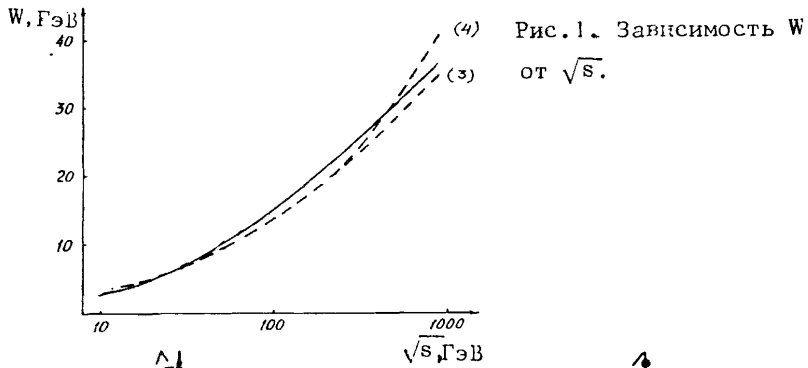


Рис. 1. Зависимость W от \sqrt{s} .

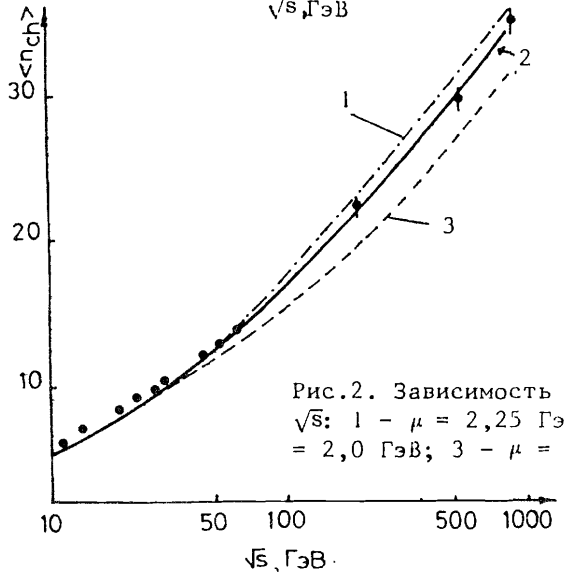


Рис. 2. Зависимость $\langle n_{ch} \rangle$ от \sqrt{s} : 1 - $\mu = 2,25$ ГэВ; 2 - $\mu = 2,0$ ГэВ; 3 - $\mu = 1,75$ ГэВ.

в системе глюон-глюон, при котором возникает неустойчивость движения, приводящая к его стохастизации.

Отметим также, что особенность рассматриваемого глобола как состояния в области многих сильно перекрывающихся резонансов, нашедшая свое отражение в соотношении /16/, не противоречит и общему качественному выводу /9/, полученному ранее на основе предположения о внезапном /"приближении удара"/ включении сил удержания и возбуждения вследствие этого сразу многих степеней свободы в непрерывном спектре.

Обсудим теперь важное следствие модели, связанное с масштабными свойствами инклюзивных спектров. Следуя /9/, для описания рождения частиц с большими значениями $x_F = p_{\parallel} / p_{\parallel, \max}$ воспользуемся микроканоническим распреде-

лением, применив его к ПС, находящейся на краю распределения ПС в КС по y , то есть при $y^* = \ln \frac{\sqrt{s}}{\mu}$. Ее масса $m_{1,2}^*(y=y^*) = \mu$, а энергия $E^* = \mu \text{Ch} y^* \approx \sqrt{s}/2$. Применяя к описанию распада этой ПС результаты работы /19/, в которой исследована связь между видом спектра и кинематическими ограничениями, получим

$$F(x) dx = \frac{\langle n \rangle}{x} (1-x)^{\langle n \rangle - 1} dx, \quad /22/$$

где $x = p/p^* = p/\mu \text{Sh} y = 2p/\sqrt{s}$, а $\langle n \rangle$ - среднее число частиц, образующихся при распаде ПС. Поскольку $\langle n \rangle \approx \mu/\langle \epsilon_{\pi} \rangle$, то при распадной температуре $T = m_{\pi}$ и $\langle \epsilon_{\pi} \rangle \approx 3T$ имеем

$$\langle n \rangle \approx \mu/\langle \epsilon_{\pi} \rangle \approx \mu/3m_{\pi} \approx 4;7 \approx 5. \quad /23/$$

Следовательно, спектры π -мезонов, образующихся при распаде КС, имеют в области больших x масштабнo-инвариантную форму вида

$$F(x) dx \approx (1-x)^4 dx/x, \quad /24/$$

согласующуюся с имеющимися экспериментальными данными /без вклада лидирующих частиц непионизационного происхождения/.

Рассматривая вопрос о спектрах, необходимо указать на еще одну интересную форму их описания. В /20-21/ предложен метод анализа инклюзивных и корреляционных характеристик процесса множественного рождения адронов, в котором в качестве масштабной переменной использован квадрат разности четырехстороней:

$$b_{ik} = -(u_i - u_k)^2 = -\left(\frac{p_i}{m_i} - \frac{p_k}{m_k}\right)^2 = 2\left(\frac{E_i E_k - \vec{p}_i \vec{p}_k}{m_i m_k} - 1\right). \quad /25/$$

Для исследования характеристик струй введена четырехсторонность струи $V = \sum u_i / \sqrt{(\sum u_i)^2}$ и изучено инклюзивное распределение частиц по переменной:

$$b_k = -(V - u_k)^2. \quad /26/$$

Была обнаружена универсальность распределения по b_k для π -мезонов. Вид этого распределения при $b_k \geq 4$ аппроксимировался выражением

$$F(b_k) \sim e^{-b_k/\langle b_k \rangle}; \quad \langle b_k \rangle \approx 4. \quad /27/$$

Обнаруженная универсальность, как и сама форма распределения по b_k /27/, не противоречит следствиям нашей модели. В самом деле, нетрудно убедиться в том, что величина b_k пропорциональна энергии частиц $E_k^{(jet)}$ в системе центра инерции струи:

$$b_k = 2 \left(\frac{E_{jet} E_k - \vec{p}_{jet} \vec{p}_k}{M_{jet} \cdot m_k} - 1 \right) = 2 \left[\frac{\gamma_{jet}}{m_k} (E_k - \beta_{jet} p_{k, \parallel}) - 1 \right] = 2 \left(\frac{E_k^{(jet)}}{m_k} - 1 \right). \quad /28/$$

В выражении /28/ M_{jet} - масса струи, $\gamma_{jet} = E_{jet} / M_{jet}$ - лоренц-фактор центра инерции струи, $\beta_{jet} = \sqrt{1 - 1/\gamma_{jet}^2}$ - его скорость. В нашей же модели наблюдаемая струя - результат распада быстро движущейся ПС - глюбола. В рамках принятого в модели термодинамического приближения распределение частиц по x_k в системе покоя данной ПС при больших E_k определяется экспонентой:

$$F(E_k) \sim e^{-E_k/T}. \quad /29/$$

Следовательно, распределение по b_k будет иметь вид

$$F(b_k) \sim \exp \left\{ - \left(\frac{b_k}{2} + 1 \right) \frac{m_k}{T} \right\} \sim \exp \left\{ - \frac{b_k}{2T/m_k} \right\}, \quad /30/$$

соответствующий экспериментальной аппроксимации /27/. При оценке наклона спектра следует иметь в виду, что любой критерий отбора частиц, составляющих струю, несовершенен из-за наличия некоторого перемешивания в фазовом пространстве продуктов распада различных ПС. Это, в частности, приводит к неточности в определении лоренц-фактора ПС, образующей струю, и анизотропии углового распределения частиц в с.ц.и. струи. Следовательно, при сравнении /27/ с /30/ должна фигурировать не реальная температура ПС, а эффективная $T_{эфф}$, соответствующая движению ПС с лоренц-фактором $\tilde{\gamma}$ относительно центра инерции струи, найденного экспериментально. Для релятивистских частиц

$$T_{эфф} = \sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}} \cdot T; \quad \tilde{\beta} = \sqrt{1 - 1/\tilde{\gamma}^2}. \quad /31/$$

Из /30/ следует, что наклоны распределений по b_k определяются массами частиц:

$$\langle b_k \rangle_i / \langle b_k \rangle_j \approx m_j / m_i. \quad /32/$$

/32/ согласуется с наблюдаемым отношением величин b_k для π - и K -мезонов /22/. Несколько хуже оно выполняется для π -мезонов и Λ -частиц. Это связано с тем, что неточность экспериментального определения центра инерции струи по-разному сказывается на спектрах релятивистских и нерелятивистских частиц. Из /28/ и /30/ следует также, что использование вместо b_k масштабной переменной вида $d_k = (V p_k)$ привело бы к отсутствию зависимости наклона спектра

ра не только от сорта сталкивающихся частиц, но и от массы наблюдаемой частицы.

Авторы признательны А.М.Балдину, В.А.Мещерякову, А.А.Владимирову, С.Б.Герасимову, А.В.Радюшкину, а также участникам семинаров в ДТФ и ЛВЭ ОИЯИ за обсуждение вопросов, рассмотренных в данной работе.

Литература

1. Герштейн С.С., Логунов А.А. ЯФ, 1984, 39, вып.6, с.1514.
2. Pokorski S., Van Hove L. Acta Phys.Pol., 1974, 135, p.229;
Van Hove L., Pokorski S. Nucl.Phys., 1975, B86, p.243;
Van Hove L. Acta Phys.Pol., 1976, B7, p.339;
Kalinkin B.N., Shmonin V.L. Z.Phys., 1978, A288, p.227.
3. Горин Ю.П. и др. ЯФ, 1973, 17, с.309; Nucl.Phys., 1973, B65, p.1; Matthial G. In: Proc. of Intern.Europhysics Conf. on High Energy Phys. Brighton, 1983.
4. Froissart M. Phys.Rev., 1961, 123, p.1053.
5. Прокошкин Ю.Д. Препринт ИФВЭ, 84-97, Серпухов, 1984.
6. Петров В.А. Препринт ИФВЭ, 85-48, Серпухов, 1985.
7. Мещеряков В.А. Краткие сообщения ОИЯИ, 1985, № 9-85, с.13.
8. Левин Е.М., Франкфурт Л.Л. Письма в ЖЭТФ, 1965, 2, с.10;
Lipkin M.J. Phys.Rev., 1975, D11, p.1827.
9. Kalinkin B.N., Shmonin V.I. Phys.Scripta, 1981, 24, p.498;
ОИЯИ, P2-81-720, Дубна, 1981; ИФВЭ, 81-14, Алма-Ата, 1981;
Kalinkin B.N. Fortschritte der Physik, 1984, 32, No.8, p.395.
10. Боголюбов Н.Н. В кн.: Избранные труды по статистической физике. Изд-во МГУ, М., 1979, с.222.
11. Джапаридзе Г.Ш., Ющенко О.П. Препринт ИФВЭ, 85-68, Серпухов, 1985.
12. Грибов В.Н. В кн.: VII зимняя школа ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц. Изд-во ЛИЯФ, Л., 1973, ч.11, с.5.
13. Живописцев Ф.А., Сухаревский В.Г. Физика ЭЧАЯ, 1984, 15, с.1208.
14. Варухин В.В. и др. Препринт ФТИ им.А.Ф.Иоффе, № 874, 1984, Ленинград.
15. Rushbrooke J.G. CERN-ER/85-178, Geneva, 1985.
16. Чириков Б.В., Шепелянский Д.Л. Письма в ЖЭТФ, 1981, 34, с.171.
17. Матинян С.Г. и др. ЖЭТФ, 1981, 30, с.830.

18. Заславский Г.М. Стохастичность динамических систем. "Наука", М., 1984, с.82.
19. Kinoshita K. KEK, 1979, No.33, p.141.
20. Балдин А.М., Диденко Л.А. Краткие сообщения ОИЯИ, 3-84, Дубна, 1984, с.5; 8-85, Дубна, 1985, с.5.
21. Baldin A.M. et al. JINR, E1-85-415, Dubna, 1985.
22. Baldin A.M. et al. JINR, E1-85-675, Dubna, 1985.

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Рукопись поступила в издательский отдел
4 апреля 1986 года.

Принимается подписка на препринты и сообщения Объединенного института ядерных исследований.

Установлена следующая стоимость подписки на 12 месяцев на издания ОИЯИ, включая пересылку, по отдельным тематическим категориям:

ИНДЕКС	ТЕМАТИКА	Цена подписки на год
1.	Экспериментальная физика высоких энергий	10 р. 80 коп.
2.	Теоретическая физика высоких энергий	17 р. 80 коп.
3.	Экспериментальная нейтронная физика	4 р. 80 коп.
4.	Теоретическая физика низких энергий	8 р. 80 коп.
5.	Математика	4 р. 80 коп.
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия	4 р. 80 коп.
7.	Физика тяжелых ионов	2 р. 85 коп.
8.	Криогеника	2 р. 85 коп.
9.	Ускорители	7 р. 80 коп.
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных	7 р. 80 коп.
11.	Вычислительная математика и техника	6 р. 80 коп.
12.	Химия	1 р. 70 коп.
13.	Техника физического эксперимента	8 р. 80 коп.
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами	1 р. 70 коп.
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях	1 р. 50 коп.
16.	Дозиметрия и физика защиты	1 р. 90 коп.
17.	Теория конденсированного состояния	6 р. 80 коп.
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники	2 р. 35 коп.
19.	Биофизика	1 р. 20 коп.

Подписка может быть оформлена с любого месяца текущего года.

По всем вопросам оформления подписки следует обращаться в издательский отдел ОИЯИ по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79.

Калинкин Б.Н., Шмонин В.Л.

P2-86-297

Глюонная доминантность и множественное рождение адронов

Дана интерпретация основных закономерностей процесса множественного рождения адронов в адронных столкновениях в рамках модели двухглюонного слияния. Сформулированы требования на поведение сечения такого слияния, вытекающие из анализа процесса рождения. Обсуждается качественное соответствие этих требований представлению о наличии стохастизации в нелинейных динамических системах.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Kalinkin B.N., Shmonin V.L.

P2-86-297

Gluon Dominance and Multihadron Production

Interpretation is given of basic regularities of the multihadron production in hadron collisions in the framework of the model of two-gluon fusion. Requirements are formulated for the behaviour of the cross section of such a fusion following from the analysis of the production process. Consistency of these requirements with the idea of stochastization of the motion in nonlinear dynamic systems is discussed.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986