

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

1016 43

28/2-83
P2-82-832

А.В.Ефремов, О.В.Теряев

ВЫСТРОЕННОСТЬ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ
В МОДЕЛИ СЛИЯНИЯ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1982

Одним из ярких примеров проявления спиновых эффектов при высоких энергиях, привлечших в последнее время внимание экспериментаторов и теоретиков, является обнаружение сильной выстроенности /тензорной поляризации/ инклюзивных ρ -мезонов в адронных соударениях /1/.

При этом характерно, что выстроенность оказывается существенной в протон-антипротонных соударениях и совместной с нулем в протон-протонных. Главным отличием этих процессов является присутствие в первом случае валентных антикварков /V-V вклада/, с чем связано и значительно большее сечение рождения мезона. Естественно думать, что эта же причина обуславливает и возникновение выстроенности.

Для расчета матрицы плотности ρ -мезона, рожденного подобным образом, естественно воспользоваться моделью слияния, предложенной несколько лет назад /2/. Ее суть ясна из названия и рис.1а. Отметим, что именно для V-V вклада доминирует простая диаграмма рис.1а. Если, например, антикварк является морским, модель слияния следует обобщить, дополнив диаграммами типа показанной на рис.1б.

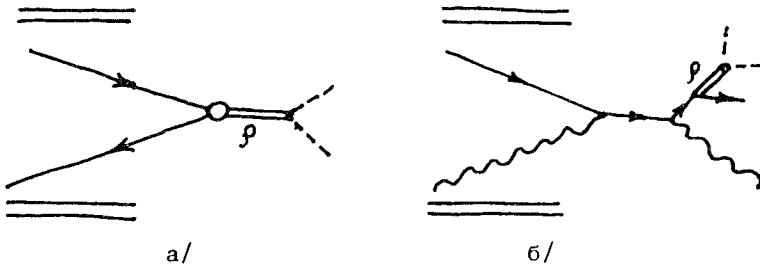


Рис.1

Несмотря на свою простоту, модель слияния хорошо описывает распределение по быстротам для разных образующихся мезонов /3/. Недавно она была использована также для расчета фоторождения очарованных частиц /4/.

Процесс слияния $q\bar{q} \rightarrow \rho$ характеризуется в работах /2,3/ константой $g_{\rho q\bar{q}} \sim \sqrt{4\pi} \cdot 0,5$. Изучение спиновых характеристик рожденных мезонов требует анализа спиновой структуры процесса слияния. С ее учетом амплитуда процесса, изображенного на рис.1а, может быть

записана в виде

$$M_{P\bar{P} \rightarrow \rho} = f_q(x_1) f_{\bar{q}}(x_2) \bar{u}_\alpha(x_1 P_1) G_{\alpha\beta}^\mu u_\beta(x_2 P_2) \xi_\mu, \quad /1/$$

где P_1 и P_2 - импульсы пучка и мишени, $x_{1,2} = \frac{m_\perp \pm y}{\sqrt{s}}$ доли импуль-

сов адронов, уносимых кварком и антикварком, $s = 2P_1 P_2$, $m_\perp =$

$= \sqrt{m^2 + p_\perp^2}$ - поперечная масса ρ -мезона, y - его быстрота в с.ц.м., ϵ - вектор поляризации /волновая функция/. Выберем спиновую структуру формфактора слияния $G_{\alpha\beta}^\mu$ в следующем простейшем виде /5/:

$$G_{\alpha\beta}^\mu \sim \gamma_{\alpha\beta}^\mu. \quad /2/$$

Подставим теперь /2/ в /1/ и домножим полученное выражение на формфактор перехода $\rho \rightarrow 2\pi$, спиновая структура которого фиксирована: $G_{\rho\pi\pi}^\mu \sim (p_3 - p_4)^\mu$, где p_3, p_4 - импульсы π -мезонов. После квадрирования получим следующее выражение для углового распределения пионов в системе покоя ρ -мезона, справедливое для безмассовых кварков на массовой поверхности:

$$W(\theta) = 1 - \cos^2 \theta, \quad /3/$$

где θ - угол между направлениями столкновения кварков и разлета пионов. Это знакомый результат: таким было бы угловое распределение струй в e^+e^- -аннигиляции в случае скалярных кварков.

Заметим, что распределение /3/ отличается от вывода мультипериферического подхода /6/, где угловое распределение имеет максимум при $\theta=0$. Качественно этот результат связан с тем, что в мультипериферической модели сливаются не кварки, а скалярные частицы /пионы/ и амплитуда имеет вид

$$M \sim (p_1 - p_2)^\mu (p_3 - p_4)_\mu \quad /4/$$

и после квадрирования приводит к распределению

$$W(\theta) = \cos^2 \theta. \quad /5/$$

В терминах матрицы плотности ρ -мезона /см., например, /1/ / выражение /4/ означает, что

$$\rho_{00}^t = 0, \quad \rho_{00}^n = \frac{1}{2}. \quad /6/$$

и находится в удовлетворительном согласии с экспериментом.

Отклонение ρ_{00}^t от "идеального" нулевого значения может быть объяснено исходя из сугубо кинематических соображений. Дело в том, что формулы /6/ справедливы для системы отсчета, в кото-

рой ось z направлена по импульсам сталкивающихся кварков. При учете поперечного импульса образующегося мезона это направление отличается от направления столкновения адронов. При этом элемент матрицы плотности легко выражается через угол Δ , который эти направления образуют:

$$\rho_{00}^t = \frac{\sin^2 \Delta}{2}. \quad /7/$$

Кинематика модели слияния позволяет легко определить этот угол. Направим ось z по направлению пучка /система Готтфрида-Джексона/. Тогда для угла, который образуют направления пучка и кварка из мишени в системе покоя ρ -мезона, имеем:

$$(P_1 P_2) = x_2 \frac{\sqrt{s}}{2} \tilde{E} (\tilde{\epsilon}_2 - \tilde{p}_2 \cos \Delta), \quad /8/$$

где $p_2 = x_2 P_2 + k_{2\perp}$ - импульс кварка из мишени, \tilde{E} , $\tilde{\epsilon}_2$, \tilde{p}_2 - энергия адрона пучка, энергия и импульс кварка из мишени в системе покоя ρ -мезона соответственно. Пренебрегая членами порядка $P_{1,2}^2 / s$ и считая, что поперечные импульсы кварков одинаковы, $k_{1\perp}^2 = k_{2\perp}^2 = \frac{1}{4} \langle k_\perp^2 \rangle$, имеем отсюда

$$\cos \Delta = - \frac{m_\rho}{\sqrt{m_\rho^2 + k_\perp^2}}, \quad \rho_{00}^t = \frac{1}{2} \frac{\langle k_\perp^2 \rangle}{m_\rho^2 + \langle k_\perp^2 \rangle}, \quad /9/$$

что приводит к $\rho_{00}^t \sim 15\%$ в согласии с /1/.

Поперечное движение кварков оказывает влияние и на ρ_{00}^n . Действительно, при интегрировании по k_\perp ось соударения кварков не всегда ортогональна нормали к плоскости реакции /определяемой адронами/. Обозначая угол, который они образуют, через Δ' , имеем

$$\rho_{00}^n = \frac{\sin^2 \Delta'}{2}, \quad /10/$$

т.е. этот эффект /слабый, поскольку ситуации, когда равная нулю проекция импульса мезона получается за счет компенсации ненулевых проекций импульсов кварков, экспоненциально подавлены/ приводит к $\rho_{00}^n < \frac{1}{2}$, в то время как в эксперименте $(\rho_{00}^n - \frac{1}{2}) / \rho_{00}^n \sim 10\% / > 0! /$. Такой знак отклонения от $\frac{1}{2}$ оказывается весьма затруднительным объяснить в "идеальной" /типа рис.1а/ модели слияния, независимо от вида матричного элемента /2/. Вследствие равноправия всех направлений, ортогональных оси соударения кварков, справедливо правило сумм

$$\rho_{00}^t + 2\rho_{00}^n = 1. \quad /11/$$

Откуда с учетом того, что $0 \leq \rho_{00}^t \leq 1$, следует, что $\rho_{00}^n \leq \frac{1}{2}$.

Таким образом, значение $\rho_{00}^n > \frac{1}{2}$ может быть получено, лишь если в подпроцессе рождения мезона как-то выделена нормаль. Авторы /7/ предположили, что такое выделение связано с наличием у кварков поперечной поляризации. При этом считалось, что вероятность слияния от спинов не зависит /см. также /8/ /, т.е. динамика процесса слияния игнорировалась. Если же вычислить вклад диаграммы рис.1а с поперечно поляризованным кварком (ξ_1) и антикварком (ξ_2), получим для углового распределения

$$W(\theta, \phi) = (1 - \cos^2 \theta) (1 - \xi_1 \xi_2 (1 - 2 \cos^2 \phi)), \quad /12/$$

где ϕ - полярный угол с плоскостью поляризации. При усреднении по нему член, пропорциональный поляризациям, обращается в нуль и по-прежнему $\rho_{00}^t = 0$.

Наличие поляризации скажется в появлении анизотропии по ϕ /связанной с элементом $\rho_{1,-1}$ матрицы плотности/,

$$\rho_{1,-1} = -\frac{1}{2} \xi_1 \xi_2, \quad /13/$$

которая, по предварительным данным, не наблюдалась экспериментально. Преобразуя /12/ в систему, ориентированную вдоль нормали, получим

$$\rho_{00}^n = \frac{1}{2} (1 - \xi_1 \xi_2). \quad /14/$$

Для сравнения приведем формулу, полученную в пренебрежении динамикой:

$$\rho_{00}^n = \frac{1 - \xi_1 \xi_2}{3 + \xi_1 \xi_2}. \quad /15/$$

Поскольку угловое распределение для "аномального" формфактора $G_{\rho q \bar{q}}^\mu \sim (p_1 - p_2)^\mu$ от поляризаций не зависит /интерференция его с "нормальным" для безмассовых кварков отсутствует/, более точное измерение распределения по ϕ позволит ответить на вопрос, действительно ли кварки поляризованы.

Обсудим теперь физический смысл формул /6/. Как отмечалось выше, выбор формфактора $G_{\rho q \bar{q}}^\mu \sim y^\mu$ делает слияние кварков в мезон кинематически эквивалентным их аннигиляции в тяжелый фотон. Последняя же, в пренебрежении массой кварков, возможна лишь в состояниях с противоположными спиральностями /рис.2а/. Поскольку в системе покоя мезона кварк и антикварк движутся в противоположных направлениях, проекции их спинов на ось соударения направлены одинаково, а проекция спина мезона на эту ось равна ± 1 , что и выражают формулы /6/.

Формфактор 2 описывает не только слияние $q\bar{q} \rightarrow \rho$, но и фрагментацию $q \rightarrow \rho q^{5/}$ /рис.2б/. При этом ρ -мезон /как и фотон/ испускается без изменения спиральности кварка. Импульсы кварка до и после фрагментации в системе покоя мезона совпадают, проекции спина,

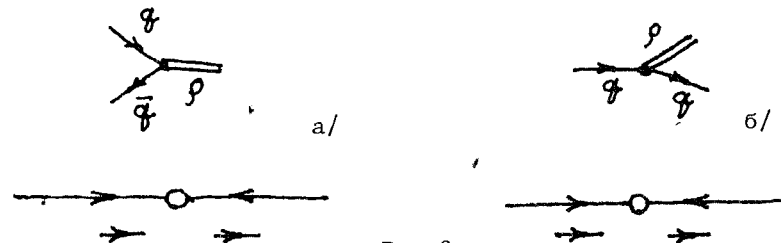


Рис.2

следовательно, тоже одинаковы, а проекция спина мезона на направление движения кварка равна нулю, т.е.

$$\rho_{00}^t = 1, \quad \rho_{00}^n = 0. \quad /16/$$

Таким образом, возникающая из-за динамического предположения /2/ выстроенность оказывается существенно различной при разной кинематике.

Чтобы понять, почему это происходит, оставим наглядный язык угловых распределений и запишем ковариантное выражение для ρ_{00}^t , справедливое как при слиянии, так и при фрагментации:

$$\rho_{00}^t = \frac{m_\rho^2 (m_1^2 + m_2^2) - m_1^4 - m_2^4 + 2m_1^2 m_2^2}{2m_\rho^4 - m_\rho^2 (m_1^2 + m_2^2) - m_1^4 - m_2^4 + 2m_1^2 m_2^2}, \quad /17/$$

где m_1^2, m_2^2 - виртуальности кварков. При этом выражение /17/ описывает слияние и фрагментацию в разных областях изменения своих аргументов

$$m_\rho > m_1 + m_2 \quad /18/$$

$$\text{и} \quad m_\rho < |m_1 - m_2| \quad /19/$$

соответственно. Формулы /6/ справедливы, по сути, в процессах, в которых мы пренебрегаем поправками $\sim P^2/m_\rho^2$, а /16/ - когда пренебрегаем поправками $\sim m_\rho^2/Q^2$, где Q^2 - большая передача. При всей важности и сложности учета подобных поправок модель слияния с векторной связью ρ -мезона с кварками, позволяет сделать следующие утверждения о характере выстроенности: следует ожидать а/ сильной выстроенности с малым значением ρ_{00}^t и $\rho_{00}^n \approx \frac{1}{2}$ в случаях, когда доминирует механизм типа слияния; б/ сильной выстроенности с малым значением ρ_{00}^n и большим ρ_{00}^t при преобладании фрагментации*; в частности, это относится к полуинклюзивному глубоко-неупругому $\nu P / 12/$ и $eP / 13/$ -рассеянию; в/ слабой выстроенности, если вклады подобных механизмов сопоставимы. Создается впечатление,

* В недавней работе /10/ распад $\phi \rightarrow K^+ K^-$ был ошибочно обработан по формуле из /11/, относящейся к распаду на частицы со спином 1/2. Использование правильной формулы приведет к выводу о доминировании механизма фрагментации /рис.16/.

что в настоящее время все экспериментальные данные находятся в качественном согласии с этими утверждениями.

В заключение подчеркнем следующее. Не видно причин для "вымирания" выстроенности с ростом энергии или переданных импульсов/8/.

Выстроенность дает нам исключительно ценную информацию о механизме рождения мезонов. С учетом того, что она сравнительно просто измеряется /по угловому распределению/, дальнейшие эксперименты в этом направлении представляются более чем желательными.

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить И.М.Граменицкого, В.Врба, Р.Ледницкого за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Врба В. В кн.: Труды Международного семинара по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. ОИЯИ, Д1,2-82-27, Дубна, 1982, с.141; Нурушев С.Б., там же, с.6.
2. Gunion J.F. Phys.Rev., 1975, D12, p.1345; Green M.B., Jacob M., Landshoff P.V. Nuovo Cim., 1975, 27A, p.123; Renard F.M., ibid. 1975, 29A, p.64; Картвелишвили В.Г., Лиходед А.К., Пронько Г.П. Препринт ИФВЭ 76-38, Серпухов, 1976.
3. Князев В.В. и др. Препринт ИФВЭ 77-106, Серпухов, 1977.
4. Лиходед А.К., Слабостицкий С.Р., Толстенков А.М. ЯФ, 1982, 35, с.1240.
5. Хачатурян Г.Н., Шахназарян Ю.Г. ЯФ, 1981, 33, с.122; Donoghue J.F. Phys.Rev., 1979, D19, p.2806; Suaya R., Tounsend J.S., ibid. 1979, D19, p.1414.
6. Левин Е.М., Рыскин М.Г. ЯФ, 1974, 19, с.904.
7. Batyunya B.V. et al. Czech.J.Phys., 1981, B31, p.1359.
8. Ефремов А.В., Теряев О.В. ОИЯИ, P2-81-859, Дубна, 1981.
9. Ermilova D.I. et al. Nucl.Phys., 1976, B137, p.29.
10. Sixel P. et al. Nucl.Phys., 1982, B199, p.381.
11. Vasavada K. Phys.Rev., 1977, D16, p.146.
12. Ammosov V.V. et al. In: Proc. Int.Conf. on High Energy Phys., Lisbon, 1981.
13. Cohen I. et al. Phys.Rev., 1982, D25, p.634.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 декабря 1982 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д13-11182	Труды IX Международного симпозиума по ядерной электронике. Варна, 1977.	5 р. 00 к.
Д17-11490	Труды Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1977.	6 р. 00 к.
Д6-11574	Сборник аннотаций XV совещания по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1978.	2 р. 50 к.
Д3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Д1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

**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

Ефремов А.В., Теряев О.В. P2-82-832
Выстроенность векторных мезонов в модели слияния

Модель слияния применена к описанию поляризационных характеристик инклюзивных векторных мезонов. Достигнуто удовлетворительное согласие с экспериментом.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Efremov A.V., Teryaev O.V. P2-82-832
On Vector Meson Spin Alignment in Fusion Model

The quark fusion is applied to describe the polarization characteristics of inclusive vector mesons. Satisfactory agreement with experimental data is achieved.

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

Préprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.