ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

Юрий Николаевич Кафиев

ТЕНЗОРНАЯ МЕЗОННАЯ ДОМИНАНТНОСТЬ В РАССЕЯНИИ АДРОНОВ

Специальность 01.04.02. - теоретическая и математическая физика

Автореферат диссертации, представленной на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Дубна 1974 г.

Работа выполнена в Институте Математики Сибирского отделения Академии наук СССР

Научный руководитель – доктор физико-математических наук — В.В.Серебряков

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук — П.Н.Боголюбов (ИЯФ, Москва)

доктор физико-математических наук — А.Т.Филиппов (ОИЯИ, Дубна)

Ведущее предприятие – Институт Теоретической Физики гор. Киев

Автореферат разослан "___" ___________ 1974г.

Защита состоится "___" ___________ 1974г.

на заседании Ученого совета Лаборатории Теоретической Физики Объединенного Института Ядерных Исследований, г. Дубна, Московской области

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объединенного Института Ядерных Исследований

Ученый секретарь кандидат физ.-мат. наук — Р.А.Асанов

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

Юрий Николаевич Кафиев

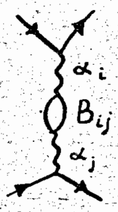
ТЕНЗОРНАЯ МЕЗОННАЯ ДОМИНАНТНОСТЬ В РАССЕЯНИИ АДРОНОВ

Специальность 01.04.02. – теоретическая и математическая физика

Автореферат диссертации, представленной на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Дубна 1974 г.

В последние годы в физике сильных взаимодействий появилось несколько моделей, которые претендуют на описание более или менее широкого круга вопросов [I]. Особенно важными представляются поиски моделей, описывающих свойства Померона. Как известно, Померон играет фундаментальную роль в рассеянии адронов при больших энергиях, поскольку обмен им приводит к постоянному сечению. Вместе с тем, свойства Померона, в особенности структура сингулярности в J - плоскости плохо изучены. Поэтому большой интерес вызвало экспериментальное обнаружение сохранения спиральности в системе ц.м. S - канала в упругом рассеянии [3]. Гилман и др. [4] предложили считать это свойством всех дифракционных реакций. Открытие сохранения спиральности (SCHC) поставило задачей построение моделей, объясняющих возникновение нового свойства Померона. В этом направлении большой интерес представляет работа Карлитца, Грина и Зи [5], которые на основе ряда моделей пришли к следующему представлению дифракционной части амплитуды:

$$\sum_{i,j}$$ 

(I)

Здесь α_i, α_j – f и f' – траектории. B_{ij} – ядро, содержащее сингулярность в $J = 1$, вид которой остается произвольным. Представление (I) справедливо при $|t| \ll m_f^2$. Из (I), очевидно, следует, что вычеты Померона (P) и f – мезона пропорциональны, т.е. в этой модели спиральные свойства Померона такие же, как и у f – мезона. P – f пропорциональность позволяет использовать обменное $f - \rho(\omega)$ вырождение(ЕХД), векторную доминантность и другие соображения, в ряде случаев определяющих структуру вычетов f -мезона [6]. Мы строим модель, которая позволяет фиксировать вычеты f -мезона, не обращаясь к обменному вырождению и другим дополнительным соображениям. Это модель тензорной мезонной доминантности, состоящая в предположении, что матричные элементы тензора энергии – импульса (ТЭИ) доминируются вкладами f и f' -мезонов. Это предположение аналогично векторной доминантности для электромагнитного тока и очень естественно [7,8]. Применяя эту модель, Реннер показал сохранение спиральности в πN рассеянии и $\gamma p \to \rho^0 p$ [8]. Однако, его вывод не был строгим, поскольку, как оказалось [9] тензорная доминант - ность (ТМД) сильно нарушена и помимо полюсных вкладов в матричных элементах ТЭИ присутствуют большие вклады непо-

люсного фона, который естественно отождествить с вкладом другого обмена с вакуумными квантовыми числами – Померона. После этого предположения и применения P – f пропорциональности мы получаем замкнутую модель, которая успешно объясняет многие свойства упругого [22] и неупругого [23] дифракционного рассеяния. Эта модель выгодно отличается от моделей типа "Померон – фотон" [10], поскольку позволяет доказать SCHC в упругом рассеянии и изучить спиральные свойства вершин дифракционного рождения резонансов, в то время, как в моделях Померон – фотон вывод SCHC чисто феноменологический и возможен только в NN – вершине. Причиной является наличие в ТМД дополнительного условия нормировки, фиксирующего формфакторы при главных структурах. Условия нормировки на энергию частицы (2) и третью компоненту спина (3) имеют вид:

$$\langle A(p_2) \left| \int d^3x\, \Theta_{00}(x) \right| A(p_1) \rangle = (2\pi)^3 p_0^2\, \delta(\vec{p}_2 - \vec{p}_1) \quad (2)$$

$$\langle A^{\lambda}(p_2) \left| \int d^3x \left[x_1 \Theta_{02} - x_2 \Theta_{01} \right] \right| A^{\lambda}(p_1) \rangle = (2\pi)^3 \lambda\, p_0\, \delta(\vec{p}_2 - \vec{p}_1) \quad (3)$$

Во Введении мы обсуждаем перечисленные здесь проблемы и формулируем в общем виде модель тензорной доминантности с P – f пропорциональностью.

В Главе П мы изучаем предсказания ТМД для констант связи f -мезона. Очевидно, что вследствие пропорциональности Θ_{00} энергии частиц безразмерные константы связи f -мезона с адронами оказываются универсальными. Мы делаем краткий обзор известных результатов по определению этих констант связи – в основном, полученных из дисперсионных правил сумм.

Вычисления для константы $G^{(1)}_{fNN}$ показывают расхождение с результатом ТМД в 2.5 раз [II]. Мы анализируем этот вопрос и приходим к выводу, что возможной причиной расхождения является неучет в правилах сумм высших мезонных состояний в канале $\pi\pi \to N\bar{N}$ (такое расхождение имеет место при вычислении из правил сумм константы $g_{\rho\pi\pi}$ при неучете вклада g- мезона).

В Главе Ш построена низкоэнергетическая модель πN рассеяния. При рассмотрении дисперсионных соотношений назад обнаружен интересный факт сокращения барионных u - канальных вкладов в комбинации амплитуд $2A^{1/2} + A^{3/2}$ ($1/2$, $3/2$ -изоспин в s - канале. Это означает, что 33 -доминантность при низких энергиях справедлива с хорошей точностью. Пренебрежение вкладом интеграла от $2A^{1/2} + A^{3/2}$ $(2B^{1/2} + B^{3/2})$ и наложение условия упругой унитарности позволяет сформулировать замкнутую модель для амплитуд $A^{3/2}$ и $B^{3/2}$, причем пороговой нормировкой служит условие Адлера. Показано, что константы t - канальных борновских обменов (σ, ρ, f -мезонов) определяются параметрами 33 -резонанса и для их значений получаются следующие результаты:

$\frac{G_{\sigma\pi\pi}G_{\sigma NN}}{4\pi} = 12.5$, $\frac{g^2_\rho}{4\pi} = 2.5$, $\frac{\left(G^1_{fNN}\right)^2}{4\pi} = 8.7$, находящиеся в хорошем согласии с ТМД и другими моделями.

В Главе IУ подробно рассмотрено применение ТМД к высокоэнергетическому упругому рассеянию. В § I мы описываем формализм ковариантной реджезации, удобный для работы с матричными элементами токов [I2]. В §2 мы демонстрируем вывод свойства $SCHC$ на примере реакции $\pi\rho \to \pi\rho$ (т.е.

для векторных частиц). Показано, что условия нормировки (2) и (3) фиксируют формфакторы наиболее быстро растущих при $s \to \infty$ структур и приводят к $SCHC$ для переходов с $\lambda \to \lambda \pm 1$. Для переходов с $\lambda \to \lambda \pm 2$, $SCHC$ оказывается несправедливым и нарушающие члены могут описать экспериментально обнаруженные отклонения от $SCHC$. Мы изучаем этот вопрос в § 3 и показываем, что помимо таких членов важными являются вклады неупругих разрезов. В § 4 рассмотрено обменное $f - \rho$ вырождение в реакциях $\pi\rho \to \pi\rho$ и $\pi A_1 \to \pi A_1$, которое приводит к условию универсальности $G_{f\pi\pi} = G_{f\rho\rho}$ и дает для аномального магнитного момента ρ -мезона значение, находящееся в согласии с данными по распаду $\omega \to \pi^0\gamma$ и $SU(6)$ симметрией [I3]. Для A_I-мезона мы получаем магнитный момент, согласующийся с предсказаниями алгебры полей $SU(2)\times SU(2)$ и теорией жестких пионов. В § 5 рассмотрены $SU(3)$ свойства модели и показано, что для тех вершин, где присутствуют вклады как f -, так и f' - траекторий доказать $SCHC$ не удается, что согласуется с вычислениями Бандера [I4] и моделью Карлитца и др. [5].

Несмотря на свой общий характер, ТМД дает важные предсказания не только для упругих реакций, но и для дифракционной диссоциации (ДД). В Главе У мы рассматриваем общие следствия ТМД для дифракционных неупругих реакций. В § I дан краткий обзор свойств ДД: аналогия с оптическим рассеянием Гуда и Уокера [I7], различные механизмы рождения конечных состояний. Как известно, кроме прямого рождения резонанса возможно также рождение несвязанной системы, например, $\pi\rho$, но с инвариантной массой, не равной массе A_I-мезона. В ряде случаев такие фоновые процессы дают большой вклад в сечение (~ 80%) и существенно затрудняют изучение дифракционного рождения резонансов, которое представляет наибольший интерес. По этой причине мы подробно анализируем свойства амплитуд фоновых процессов и проблему выделения фона. Наконец, в §4 мы применяем ТМД к неупругим вершинам, например, $N \to N^*_{1/2}$ и получаем следующие следствия:

а) Померон вкладывает во все переходы $A - A^*$, если A и A^* имеют одинаковые $SU(3)$ квантовые числа (отсутствие правил отбора)

б) нормировки (2) и (3) в случае неравных масс выполняются автоматически вследствие свойств симметричности и сохранения ТЭИ,

в) дифференциальные сечения, обусловленные обменом Помероном и f - мезоном, пропорциональны t^2.

Заметим, что, поскольку сохранение спиральности в упругом рассеянии возникает вследствие нормировок (2) и (3), то отсутствие ограничений на формфакторы в неупругом случае означает, по-видимому, что в этом случае какого-либо общего спирального свойства нет. Перед тем, как доказать в) мы подробно рассматриваем сохранение тока в вершинах неравных масс. Таким образом, ТМД позволяет определить вид дифференциального сечения. Обращение в нуль неупругих переходов Померона в последнее время широко обсуждается в рамках различных моделей [16]. Далее мы рассматриваем обменное вырождение в вершине $\pi \to A_1$ и показываем обращение в нуль константы $g_{A_1\pi\gamma}$, что представляет интерес в связи с поисками A_I-мезона в фоторождении.

В Главе УI мы рассматриваем конкретные применения ТМД к рождению различных резонансов. Одним из наиболее удивительных свойств дифракционной диссоциации является малость полных сечений рождения, которые оказываются $\sim \frac{1}{40}\sigma^{el}$. Этот феномен может быть объяснен благодаря свойству в): поскольку, согласно общему взгляду на ДД [17] наклон дифференциальных сечений ДД должен быть порядка упругих наклонов, т.е. амплитуда имеет вид $f_0 = tS\xi e^{bt/2}$. Отсюда мы получаем для сечений (предполагая $\xi = \xi_{el}$)

$$\frac{\sigma^{DD}}{\sigma^{el}} \approx \frac{2}{[b(m^{*2}-m^2)]^2} \sim \frac{1}{40} \tag{4}$$

что естественно объясняет малость сечений. Из (4) вытекает также, что вследствие малости при $t \to 0$ вклада Померона, в этой области очень важными оказываются вклады разрезов. Например, учитывая двухпомеронных ветвлений, мы получаем

$$f_1 = |t| S\xi e^{bt/2} - \frac{S\xi^2}{16\pi b^2} e^{bt/4} \tag{5}$$

если $\xi \approx 50$, как в упругом рассеянии, то в (5) первый и второй члены сравниваются при $|t| = 0.2$, а при меньших t вид сечения определяется интерференцией двух вкладов. В §2 мы применяем эти соображения к рождению A_I-мезона в $\pi^\pm p \to \pi^\pm \pi^+\pi^- p$. Эксперимент [18] показывает, что при малых t в сечении имеется острый пик, не предсказываемый моделью однопионного обмена. Мы описываем этот пик амплитудой прямого рождения A_I- мезона и получаем хорошее согласие с опытом. Сечение A_I-рождения описывается упругим сечением рассеяния по формуле:

$$\sigma^{\pi\to A_1}(s) = \frac{2}{[m_A^2 b(s)]^2}\cdot\frac{m_A}{m_\pi}\left(\frac{g_{\rho\pi A_1}}{g_{\rho\pi\pi}}\right)^2 \sigma_{el}^{\pi N}(s)$$

В §3 мы рассматриваем рождение барионных резонансов $N^*_{1/2}$ (I470, I520, I690) в πN и NN столкновениях. Как известно [I9] сечения обладают той особенностью, что $N^*_{1/2}$(I520,I690) рождаются с малым наклоном $b\sim 4\div 5$ $\Gamma э в^{-2}$, а $N^*_{1/2}$(I470) с $b\sim$ I5 $\Gamma э в^{-2}$. Мы объясняем эти эффекты интерференцией вкладов, причем важными для рассмотрения оказываются каскадные переходы $N\to N^*_{1/2}(I)\to N^*_{1/2}(2)$. В §4 мы применяем ТМД к инклюзивным реакциям в трехреджеонной области и показываем,что свойство в) приводит к обращению в нуль трехпомеронной вершины при t = 0. В §5 изучается проблема обнаружения A_I-мезона в $\gamma p\to A_1 p$. Отсутствие A_I в этой реакции может быть объяснено обращением в нуль константы $g_{A_1\pi\gamma}$. Однако, при $q_\gamma^2\neq 0$, $g_{A_1\pi\gamma}\sim q^2_\gamma$ и появляется возможность поисков A_I -мезона в электророждении. Мы вычисляем сечение рождения A_I -мезона при не слишком больших q_γ^2 в приближении OPE и показываем, что при $|q^2_\gamma|\approx$ I $\Gamma э в^2$ сечения рождения A_I и A_2 сравниваются.

В <u>Приложении</u> мы доказываем $SCHC$ в упругой вершине произвольного спина, используя формализм, развитый в <u>Главе IУ</u>.

Основные результаты, изложенные в диссертации, опубликованы в работах [20-25] и докладывались на IУ рабочем совещании по составным и дуальным моделям в Киеве (сентябрь I97I г.),на сессиях ОЯФ АН СССР I97I(май),I972 (февраль и октябрь) и I973 (март), а также на семинарах в ЛТФ ОИЯИ и отделе теорфизики ИМ СО АН.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. F.Zachariasen, Phys.Reports 2C,1 (1971).
2. D.W.S.G.Leith, Report at Batavia Conference (1972).
3. e.g.G.Chadwick et al. SLAC-PUB-1054 (1972).
4. F.J.Gilman, J.Pumplin, A.Schwimmer and L.Stodolsky, Phys.Lett. <u>31B</u>, 387 (1970).
5. R.Carlitz, M.B.Green and A-Zee, Phys.Rev. <u>4D</u> 3439(1971).
6. R.Odorico, A.Garcia and C.Garcia-Canal, Phys.Lett. <u>32B</u> 1134 (1970).
7. P.G.O.Freund, Phys.Lett. <u>2</u> 136 (1962); Phys.Lett. <u>16</u>, 291, 424 (1966).
8. B.Renner, Phys.Lett. <u>33B</u>, 599 (1970).
9. K.Raman, Phys.Rev. <u>4D</u>, 476 (1971).
   P.G.O.Freund, Nuovo Cim. <u>5A</u>, 9 (1971).
10. R.Kislinger, Calt-68-341 (1971) unpubl.
11. J.Engels, Nucl.Phys. <u>25B</u>, 141 (1970).
12. F.D.Gault and H.F.Jones, Nucl.Phys. <u>30B</u>,68 (1971).
13. Дж.Кокедэ, "Модель кварков". Мир. Москва,I97I.
14. M.Bander, University of Cal. Irv., Report 70-19.
15. R.T.Deck, Phys.Rev.Lett., <u>13</u>, 169 (1964).
    L.Stodolsky, Phys.Rev.Lett. <u>18</u>, 973 (1967).
16. D.Horn, Phys.Reports, <u>4C</u>, 1 (1972).
17. M.L.Good and W.D.Walker, Phys.Rev. <u>120</u>, 1854 (1960).
18. J.Ballam et al. Phys.Rev., <u>4D</u>, 1946 (1971).
19. E.W.Anderson et al. Phys.Rev.Lett.,<u>25</u>, 699 (1970).
20. V.S.Dedushev, Yu.N.Kafiev and V.V.Serebryakov, IM SOAN preprint TP-65 (1971).

21. А.Н.Валл, Ю.Н.Кафиев, В.В.Серебряков, ЯФ, 16, 198 (1972).

22. Yu.N.Kafiev and V.V.Serebryakov, Nucl.Phys., 52B, 141 (1973).

23. Yu.N.Kafiev and V.V.Serebryakov, IM SOAN preprint TP-70.

24. Ю.Н.Кафиев и В.В.Серебряков, Письма ЖЭТФ, 16, 54(1972).

25. Ю.Н.Кафиев и В.В.Серебряков, Письма ЖЭТФ, 18, 187 (1973).

Подписано к печати 18/IУ-1974г. МН 08245

Формат бумаги 60х84 1/16. Объем 0.75 п.л., 0.55 уч.-изд.л.

Заказ 1058 . Тираж 180 экз.

Отпечатано на ротапринте Института математики СО АН СССР, 630090, Новосибирск 90.