

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



7372

Экз. чит. зал

P2 - 7372

Б.М.Барбашов, В.В.Нестеренко

КАЧЕСТВЕННАЯ КАРТИНА
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ
АДРОНОВ В СКАЛЯРНОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = g\phi^2\varphi$$

1973

ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P2 - 7372

Б.М.Барбашов, В.В.Нестеренко

КАЧЕСТВЕННАЯ КАРТИНА
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ
АДРОНОВ В СКАЛЯРНОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = g\phi^2\varphi$$

Направлено в ЯФ

Научно-техническая
библиотека
ОИЯИ

В связи с последними данными о росте сечений^{/1/} в $p-p$ - взаимодействиях, в ряде теоретических работ были предложены различные феноменологические модели высокоэнергетического адронного рассеяния^{/2/}.

Так, например, в реджевской феноменологии^{/3/} наблюдаемый сейчас рост сечения $p-p$ - взаимодействия объясняется уменьшением с ростом энергии вклада в полное сечение разрезов в комплексной плоскости углового момента. В этом подходе предполагается постоянство полного сечения в асимптотике и показывается, что реджевские разрезы дают отрицательный вклад в сечение^{/4/}.

С другой стороны, Ченгом и др.^{/5/} была предложена на основе анализа высокоэнергетического поведения диаграмм Фейнмана в квантовой электродинамике четырехпараметрическая формула для амплитуды адрон-адронного взаимодействия

$$M(s, \vec{\Delta}) = \frac{is}{2\pi} \int d\vec{x}_1 e^{-i\vec{\Delta}\vec{x}_1} (1 - \exp\{-t(E e^{-i\frac{\pi}{2}})^c \times$$

/1/

$$\times \exp[-\lambda(x_1^2 + x_0^2)^{1/2}], \quad -\vec{\Delta}^2 = t.$$

Причем в полное сечение вводится еще один параметр A

$$\sigma_{tot} = \frac{A}{\sqrt{s}} + \frac{4\pi}{s} \text{Im}M(s, 0),$$

определяющий предасимптотическое поведение сечений.

Параметры A, c, f, λ, x_0 выбирались из сравнения с экспериментальными кривыми.

Амплитуда /1/ приводит к полному сечению адронного взаимодействия, растущему максимально возможным образом ($c=0,08$)

$$\sigma_{tot} \sim \ln^2 s.$$

Сечение упругого рассеяния в этой модели в асимптотике равно неупругому сечению и половине полного, дифференциальное сечение имеет провал, приближающийся к нулю, как $1/\ln^2 \frac{s}{s_0}$ при $s \rightarrow \infty$.

Формула /1/ близка к обычному эйкональному представлению амплитуды рассеяния с фазой, растущей с ростом $s^{1/6}$ ($c > 0$).

Существующие экспериментальные данные не позволяют однозначно сделать выбор между моделями с постоянным полным сечением в асимптотике и моделями с сечением, неограниченно возрастающим при $s \rightarrow \infty$ /7/.

В настоящей заметке показывается, что основные свойства высокоэнергетического рассеяния с неограниченным ростом σ_{tot} как $\ln^2 \frac{s}{s_0}$ при достигнутых

энергиях ($s \sim 10^3 (\text{Gev}/c)^2$) могут быть качественно объяснены в рамках эйконального приближения для простейшей модели квантовой теории поля, описывающей взаимодействие скалярных "нуклонов" /поле ψ с массой m / и скалярных нейтральных мезонов /поле ϕ с массой μ /:

$$\mathcal{L}_{int} = g\psi^2\phi.$$

Характерные закономерности высокоэнергетического p -рассеяния, которые будут обсуждены с точки зрения рассматриваемой модели, следующие /1/:

- 1/ наблюдаемый рост полного сечения;
- 2/ рост параметра наклона дифракционного конауса $B(s)$;

3/ наличие провала в угловой зависимости сечения при $t \sim -1,4 (\text{Gev}/c)^2$, причем положение этого провала не зависит от изменения s в области $10^3 - 3 \cdot 10^3 (\text{Gev}/c)^2$.

Как было показано в работах /8/, в области высоких энергий и малых передач импульса квантовополевая амплитуда рассеяния может быть записана в эйкональной форме

$$T(s, t) = -2is \int d^2b e^{ib\vec{\Delta}} (e^{i\chi} - 1), \quad t = -\Delta^2.$$

Это представление имеет место, если предположить справедливость так называемого приближения прямолинейных путей или эйконального приближения для рассеивающихся частиц /9/. Конкретный вид взаимодействия, т.е. механизм обмена между нуклонами, определяет эйкональную фазу χ , а следовательно, энергетическую зависимость и угловое распределение сечения.

Исследование высокоэнергетических асимптотик различных диаграмм Фейнмана показывает, что важным является обмен не отдельными виртуальными частицами, а целыми комплексами /блоками/, например, лестницами в t -канале /реджионами/ /см. рис. 1/. Именно такие диаграммы, а также диаграммы с учетом радиационных поправок к нуклонным линиям /рис. 2/, могут

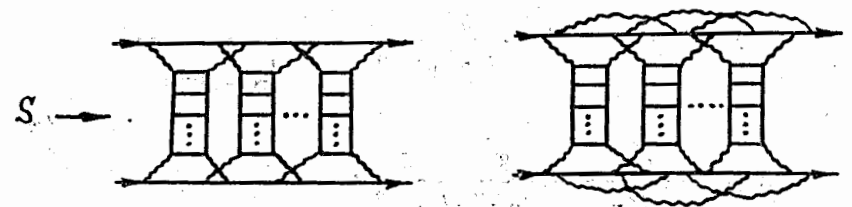


Рис. 1

Рис. 2

быть просуммированы в эйкональном приближении, что приводит к следующему виду амплитуды упругого рассеяния в рассматриваемой модели /10,11/:

$$T(s,t) = -4\pi i s e^{at} \int_0^\infty b db J_0(b\sqrt{-t}) \times \\ \times \left(\exp \left\{ -\frac{G^2}{s} \int_0^\infty q dq J_0(qb) \frac{\eta(-q^2)}{\Gamma[K(-q^2)]} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha(-q^2)} \right\} - 1 \right), \quad /2/$$

где

$$a = \frac{g^2}{16\pi^2 m^2} \cdot \frac{1}{6m^2} \left(\ln \frac{m^2}{\mu^2} - 1 + \frac{3\pi}{4} \frac{\mu}{m} \right); \quad /3/$$

$$s_0 \sim m^2 = 1 \left(\frac{\text{Gev}}{c} \right)^2; \quad \frac{m}{\mu} \sim 6,7;$$

$\eta(-q^2)$ - сигнатурный множитель: $\eta(-q^2) = e^{-i\frac{\pi}{2}\alpha(q^2)} / \sin \frac{\pi}{2}\alpha(-q^2)$;

$\alpha(-q^2)$ - реджевская траектория. Γ - гамма-функция, $G^2 = g^2/2m^2$. Фактор $\exp(at)$ в формуле /2/ возникает в результате учета вклада радиационных поправок к нуклонным линиям /рис. 2/ и представляет собой произведение формфакторов рассеивающихся частиц в эйкональном приближении /11/.

Если при суммировании лестничных диаграмм в t -канале ограничиться приближением старших логарифмов, то для траектории $\alpha(t)$ получаем хорошо известное выражение

$$\alpha(t) = -1 + K(t) = -1 + \frac{g^2}{16\pi^2 m^2} \int_0^1 \frac{dx}{1 - \frac{t}{m^2} x(1-x)} = \\ = -1 + \frac{g^2}{16\pi^2 m^2} + \frac{g^2}{16\pi^2 m^2} \cdot \frac{1}{6m^2} t + \dots \quad /4/$$

В нашем рассмотрении функция вычета реджиона оказалась пропорциональной константе связи: $G^2 = g^2/2m^2$. В феноменологическом подходе для этой функции берется обычно экспоненциальная параметризация /3/.

Для малых значений q /именно эта область и дает главный вклад в интеграл по dq , определяющий эйкональную фазу /2// используем приближенное выражение для сигнатурного множителя:

$$\frac{\eta(-q^2)}{\Gamma[K(-q^2)]} \approx \frac{\eta(0)}{\Gamma[K(0)]} e^{i\alpha' \frac{\pi}{2} q^2}.$$

В результате для эйкональной фазы χ получаем выражение

$$i\chi = -\frac{G^2}{s} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha(0)} \frac{\eta(0)}{\Gamma[K(0)]} \cdot \frac{\exp\left\{-\frac{b^2}{4a'[\ln(s/s_0) - i\pi/2]}\right\}}{2[a' \ln \frac{s}{s_0} - i\frac{\pi}{2} a']}$$

Таким образом, поведение χ при $s \rightarrow \infty$ определяется значением $\alpha(0)$. Как будет показано далее, не убывающие с ростом энергии сечения дают $\alpha(0) \geq 1$, при этом граница Фруассара не нарушается /10/.

Исследуем высокоэнергетическое поведение амплитуды /2/ с эйкональной фазой /5/ при $\alpha(0) > 1$, это можно провести с помощью замены интегрирования по прицельному параметру b интегрированием по переменной $x = -i\chi$. В результате для амплитуды рассеяния вперед получаем

$$T(s,0) = 2\pi i s 4a' \left(\ln \frac{s}{s_0} - i\frac{\pi}{2} \right) \left\{ (\alpha(0) - 1) \ln \frac{s}{s_0} + C + \right. \\ \left. + \ln \left(\frac{G^2 \eta(0)}{2\Gamma[K(0)]} \right) - \ln \left[a' s_0 \left(\ln \frac{s}{s_0} - i\frac{\pi}{2} \right) \right] \right\},$$

где C - постоянная Эйлера.

Следовательно, при $s \rightarrow \infty$

$$\sigma_{tot} = 8\pi a' \left[(\alpha(0) - 1) \ln^2 \left(\frac{s}{s_0}\right) + O\left(\ln \frac{s}{s_0}\right) \right]. \quad /6/$$

Асимптотическое выражение /6/ соответствует интегрированию по прицельному параметру b в формуле /2/ в области

$$b^2 < b_0^2 = 4a'(a(0)-1) \ln^2 \frac{s}{s_0}. \quad /7/$$

Учитывая это, амплитуду рассеяния для $t \neq 0$ можно представить в виде

$$T(s, t) = 4\pi i s \frac{b_0}{\sqrt{-t}} J_1(b_0 \sqrt{-t}) e^{at}.$$

Для $\frac{d\sigma}{d|t|}$ получаем выражение

$$\frac{d\sigma}{d|t|} = \frac{|T(s, t)|^2}{16\pi s^2} = \frac{b_0^2}{-t} J_1^2(b_0 \sqrt{-t}) e^{2at}. \quad /8/$$

Отсюда видно, что дифференциальное сечение рассеяния имеет провал при

$$-t_0 = \frac{(3,83)^2}{b_0^2}, \quad /9/$$

где 3,83 - первый нуль функции Бесселя J_1 .

Определим параметр наклона дифракционного пика

$$B(s) = \frac{d}{dt} \left(\ln \frac{d\sigma}{dt} \right) \Big|_{t=0} = 2a + \frac{b_0^2}{4}. \quad /10/$$

Так как $b_0^2(s)$ растет с ростом s как $\ln^2 s$, а a от s не зависит, то получаем в данной модели либо растущий наклон $B(s)$, либо постоянный, в зависимости от соотношения между a и b_0 . Положение провала t_0 /9/ в угловом распределении сечения стремится к нулю при $s \rightarrow \infty$, как $1/\ln^2 s$.

Адронное рассеяние в рассматриваемой модели аналогично рассеянию света на поглощающей и преломляю-

щей сфере, радиус которой логарифмически растет с энергией. Поэтому в асимптотике $s \rightarrow \infty$ имеем

$$\sigma_{el} = \sigma_{in} = \frac{1}{2} \sigma_{tot}.$$

Представляет интерес оценить по порядку величины параметры b_0 , t_0 , $a(0)$ и a' , которые выражаются в геометико-полевом подходе только через константу связи $g^2/16\pi^2 m^2$.

Беря из эксперимента положение провала $t_0 = -1.4 \left(\frac{\text{Gev}}{c}\right)^2$ при $s = 2,8 \cdot 10^3 (\text{Gev}/c)^2$, можно оценить по формуле /9/ величину

$$b_0^2 = 10.5 \left(\frac{\text{Gev}}{c}\right)^{-2}. \quad /11/$$

b_0^2 выражается через параметры реджевской траектории $a(0)$ и a' /7/, которые, в свою очередь, определяются значением константы связи $g^2/16\pi^2 m^2$. Формула /4/ может служить только для ориентировочной оценки константы взаимодействия в рассматриваемой модели, так как она представляет собой первый порядок теории возмущений для траектории $a(t)$. Используя /11/, /7/ и /4/, получаем:

$$\frac{g^2}{16\pi^2 m^2} = 2.1,$$

что дает правильный порядок константы сильного взаимодействия

$$\frac{g^2}{4\pi m^2} \sim 25.$$

Параметр наклона дифракционного конуса /10/, /3/ в нашем случае оказывается равным $\sim 5 (\text{Gev}/c)^{-2}$ / при энергии $E_{\text{лаб.}} = 1500 \text{ Гэв}$ экспериментальное значение $B(s) = 10 - 12 / \text{Гэв}/c)^{-2}$, причем $2a \sim 2.2$ ($\text{Гэв}/c)^{-2}$ и $b_0^2/4 \sim 2,6$ ($\text{Гэв}/c)^2$. Согласно формулам /4/, /7/, /11/, получаем

$$a(0) - 1 \sim 0.1,$$

что согласуется со значением соответствующего параметра $c/2 = 0.04$ в модели Ченга и др. /5/, а также /12/.

Возможность введения обмена полюсом Редже с $a(0) > 1$ в рамках эйкональной модели рассматривалась ранее в работах Коллинза^{/12/} и Полкингхорна^{/13/}, там же обсуждается редже-эйкональная модель с точки зрения комплексной плоскости углового момента.

Формулы /6/ и /8/ для сечений σ_{tot} и $\frac{d\sigma}{dt}$ получены из /2/ в асимптотическом пределе $s \rightarrow \infty$, однако оценки показывают, что в рассматриваемой области энергий $/s - 10^3(\text{ГэВ}/c)^2/$ существенны и члены, линейные по $\ln s/s_0$, которые содержатся в /6/. Поэтому значение

$$\sigma_{tot} = 2\pi b_0^2 = 8\pi a'(a(0)-1)\ln^2 \frac{s}{s_0} = 26 \text{ mb}$$

не может считаться удовлетворительным с теоретической точки зрения, т.к. не учтен вклад преасимптотических членов, содержащих const и $\ln s/s_0$ в первой степени /экспериментальное значение $\sigma_{tot} = 43,2 \text{ mb}$ при $s = 2,8 \cdot 10^3 (\text{ГэВ}/c)^2/$.

То же самое можно сказать о соотношении

$$\sigma_{el} = \sigma_{in} = \frac{1}{2} \sigma_{tot}$$

которое имеет место в нашей модели в строго асимптотическом пределе. Невыполнение этого соотношения при существующих энергиях $/\sigma_{tot} = 43,2 \text{ mb}, \sigma_{el} = 7,6 \text{ mb}/$ может рассматриваться как указание на тот факт, что мы еще не находимся в области асимптотических сечений.

Таким образом, рассмотрение простой квантовополовой модели в приближении главных логарифмических членов показывает, что, исходя из значения константы связи $g^2/4\pi m^2 \sim 25$, удастся получить качественно верное значение следующих характеристик высокоэнергетического рассеяния при $s = 2,8 \cdot 10^3 (\text{ГэВ}/c)^2$:

1/ положение провала $-t_0 = 1,4 (\text{ГэВ}/c)^2$;

2/ параметр наклона дифракционного конуса $B(s) \sim 5 (\text{ГэВ}/c)^{-2}$;

3/ вклад в полное сечение $\sim 26 \text{ mb}$, обусловленный главным членом $8\pi a'(a(0)-1)\ln^2 s/s_0$.

В заключение авторы благодарят Д.И.Блохинцева, И.Ф.Гинзбурга и А.В.Ефремова за полезные и стимулирующие обсуждения.

Литература

1. U. Amaldi et al. Phys. Lett., 44B, 112 (1973).
S.R. Amendolia et al. Phys. Lett., 44B, 119 (1973).
G. Barbiellini et al. Phys. Lett., 39B, 663 (1972).
18-th CERN Annual Report, Geneva (1973).
2. F. Zachariasen. Preprint SALT-68-385 (1973).
3. К.Г. Боресков, А.М. Липидус, С.Т. Сухоруков, К.А. Тер-Мартиросян. ЯФ, 14, 814 /1971/.
C. Pajares, D. Schiff. "I.S.R. Elastic p-p Scattering Data and Gribov's Reggeon Calculus". Preprint Orsay (LPTHE 73/13).
4. В.Н. Грибов, А.А. Мигдал. ЯФ 8, 1213 /1968/.
5. H. Cheng, J.K. Walker, T.T. Wu. Phys. Lett., 44B, 97, 283 (1973).
6. Б.М. Барбашов, В.В. Нестеренко. В сб.: материалов IГ-го Международн. совещания по нелокальным, нелинейным и неренормируемым теориям поля. /Алушта, 1973/, Дубна, 1973.
7. С.В. Голоскоков. Препринт ОИЯИ, P2-7220, Дубна, 1973.
С.В. Голоскоков, В.А. Матвеев. ЯФ, 16, 1297 /1972/.
8. Б.М. Барбашов, С.П. Кулешов, В.А. Матвеев, В.Н. Первушин, А.Н. Сисакян, А.Н. Тавхелидзе. ТМФ 5, 330 /1970/.
B.M. Barbashov, S.P. Kuleshov, V.A. Matveev, V.N. Pervushin, A.N. Sissakian, A.N. Tavkhelidze. Phys. Lett., 33B, 484 (1970).
9. Б.М. Барбашов, Д.И. Блохинцев, В.В. Нестеренко, В.Н. Первушин. Журнал "Физика элементарных частиц и атомного ядра". т. 4, 623 /1973/.
10. Б.М. Барбашов, В.В. Нестеренко. ТМФ 10, 196 /1972/.
И.В. Андреев. ЯФ 14, 837 /1971/.
P. Nicoletopoulos, M.A.L. Prevost. Nuovo Cimento, 4A, 25; 5A, 357 (1971).
11. B.M. Barbashov, S.P. Kuleshov, V.A. Matveev, A.N. Sissakian. Preprint JINR E2-4983, Dubna, 1970.
12. P.D.B. Collins, F.D. Gault. In Springer Tracts in Modern Physics, 63, 163 Springer-Verlag (1972).
13. P.V. Landshoff, J.C. Polkinghorne. Phys. Rep., 5C, No. 1 (1972).

Рукопись поступила в издательский отдел
27 июля 1973 года.