*Краткие сообщения по физике № 6 июнь 1970*

# УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ, ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ЧЕРЕЗ ТЕНЗОРНОЕ ПОЛЕ

И. В. Андреев

Мы рассматриваем рассеяние частиц высокой энергии на малые углы, обусловленное обменом мезонами с вакуумными квантовыми числами и с $J^P = 2^+$ (имеется в виду обмен унитарно-синглетной частью f - f' комплекса). Рассматривается совокупность диаграмм рис. 1, которые суммируются в приближении эйконала[1-3].

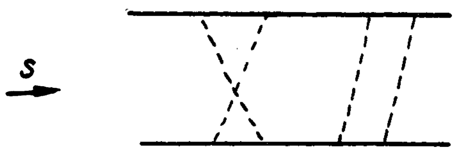


Рис. 1

Это приближение предполагает, что в процессе рассеяния существенны лишь малые переданные импульсы, а рассеивающиеся частицы все время находятся вблизи массовой поверхности. При этом обмениваемые мезоны рассматриваются как "элементарные" частицы спина 2, не связанные с растущей траекторией Редже. Мы считаем, что релятивистское приближение эйконала дает асимптотически главный вклад от совокупности диаграмм типа рис. 1. Аналогичная ситуация, по-видимому, имеет место при обмене нейтральными $1^-$ мезонами. Нередживский характер амплитуды в этом случае уже был установлен в работах[4,5]. Мы связываем особые свойства нейтральных $1^-$ и $2^+$ - полей с существованием инфракрасных расходимостей в соответствующих теоретико-полевых моделях при формальном устремлении массы полей к нулю, что одновременно означает существование классических пределов (электромагнитное и гравитационное поля). Именно наличие инфракрасных расходимостей при $m \to 0$ необходимо для существования эйконального приближения при высоких энергиях.

Ниже будет найдено, что амплитуда упругого рассеяния обладает поведением $\sim \ln^2 s$ при $s \to \infty$, что соответствует максимальному допустимому в локальной полевой теории росту, хотя $n$-ый порядок теории возмущений растет здесь как $s^n$. Таким образом, здесь мы имеем пример, когда обмен высшим спином приводит к приемлемым результатам без привлечения концепции редже-траекторий, объединяющих все высшие спины.

Амплитуда рассеяния в релятивистском приближении эйконала имеет вид (в системе центра масс - СЦМ):

$$f(p,q) = ip\int_0^\infty x dx J_0(qx)\left[1 - \exp 2i\chi(p,x)\right] \qquad (1)$$

$$\chi = \frac{1}{16\pi p(E_1 + E_2)}\int_0^\infty k dk J_0(kx)\,\Gamma^{(1)}(k)\, D(k)\Gamma^{(2)}(k), \qquad (2)$$

где $\Gamma^{(1,2)}$ - вершинные функции, $D$ - функция распространения частиц, обмениваемых при рассеянии ($p, E_1$, $E_2$ - импульс и энергии рассеивающихся частиц). Спин обмениваемых частиц, которые рассматриваются здесь в рамках стандартной теории поля, играет фундаментальную роль для асимптотического поведения амплитуды (1) - (2) при $s \to \infty$. Так например, при скалярном обмене сечения степенным образом падают, а при векторном обмене стремятся к постоянному пределу. Спины же рассеивающихся частиц при этом несущественны[1].

Чтобы записать амплитуду, надо фиксировать пропагатор $D$ и вершинные функции $\Gamma^{(i)}$. Для частицы с массой $m$ и спином 2 имеем:

$$D_{\mu\nu,\rho\sigma}(k) = \frac{1}{2(k^2 + m^2)}\left[g_{\mu\rho}\cdot g_{\nu\sigma} + g_{\mu\sigma}\, g_{\nu\rho} + \varphi(k^2) g_{\mu\nu}\, g_{\rho\sigma}\right] +$$

$$+ \text{град. члены.} \qquad (3)$$

Нетрудно проверить, что в приближении эйконала вклад градиентных членов в фазу $\chi$ отсутствует. Функция $\varphi(k^2)$ в (3) неопределенна и зависит от вида неизбежной примеси состояний спина ноль у виртуальных частиц спина 2[6]. Однако, вклад члена, содержащего эту функцию, степенным образом падает с ростом энергии $s$, и поэтому им можно пренебречь. Вершинные функции в пределе больших энергий и малых передач импульса совпадают по форме с гравитационными вершинами[7]:

$$\Gamma^{(i)}_{\mu\nu} = 2g p^{(i)}_{\mu}\, p^{(i)}_{\nu}\, F^{(i)}(k^2), \qquad (4)$$

где $g$ - константа связи, $F^{(i)}(k^2)$ - формфактор $i$ - ой частицы. Из (2) - (4) находим для больших $s$ :

$$\chi = G\cdot s\cdot\int\limits_0^\infty \frac{kdk}{k^2 + m^2}\, J_0(kx)F^{(1)}(k^2)F^{(2)}(k^2), \qquad \frac{s}{m} \gg 1 \qquad (5)$$

где $G = g^2/8\pi$, т.е. фаза амплитуды линейно растет с ростом $s$. В выражение для сечения

$$\sigma = 4\pi\int\limits_0^\infty xdx\left[1 - \cos(2\chi)\right] \qquad (6)$$

основной вклад дают большие прицельные параметры, логарифмически растущие с ростом $s$. При $s \to \infty$ поперечное сечение

$$\sigma_{el} \approx \frac{2\pi}{m^2}\ln^2(Gs) \qquad (7)$$

и не зависит с дважды логарифмической точностью от конкретного вида формфакторов $F(k^2)$ (если характерный импульс формфакторов $\tilde{k}$ больше или порядка m). Таким образом, хотя каждое парциальное сечение здесь асимптотически осциллирует, полное сечение имеет $\ln^2 s$ - поведение, что совпадает с максимально допустимой скоростью роста в локальной теории поля. Это указывает на то, что рассматриваемые здесь периферические соударения должны играть существенную роль в асимптотической области энергий. Разумеется, они не могут описывать основную часть упругих процессов при достигнутых в настоящее время энергиях, хотя бы потому, что в области энергий до 60 Гэв на эксперименте не наблюдался рост сечения.

В области дифракционного конуса из (1), (5) находим:

$$\mathrm{Re} f^{cone}(p,q) = \frac{\pi p}{2m^2} \ln(Gs) \cdot J_0\left[\frac{q}{m} \ln(Gs)\right] , \qquad (8)$$

$$\mathrm{Im} f^{cone}(p,q) \approx \frac{p}{mq} \ln(Gs) J_1\left[\frac{q}{m} \ln(Gs)\right] , \qquad (9)$$

где $J_0, J_1$ - фукции Бесселя. Таким образом, дифракционный конус как функция инвариантной передачи импульса t сужается как $\ln^2 s$. Для рассеяния вперед

$$\frac{\mathrm{Re} f(p,0)}{\mathrm{Im} f(p,0)} \approx \frac{\pi}{\ln(Gs)} . \qquad (10)$$

Кроме того, упругая амплитуда имеет здесь некую широкую структуру, дающую половину сечения.

Отметим, что с логарифмической точностью все приведенные выше результаты устойчивы относительно конкретного выбора формфакторов $F(k^2)$. Так например, если мы возьмем

$$F_{1,2}^{(1,2)}(k^2) = \exp(-a_{1,2} k^2) \qquad (11)$$

то это приведет лишь к замене

$$Gs \to Gs \cdot \exp\left[(a_1 + a_2)m^2\right], \qquad (12)$$

что несущественно асимптотически, т.к. Gs встречаетрии в $s$ -канале, обусловленные гравитационным взаимодействием, и дают связанные состояния

$$E_n \approx - G^2 m^5/4n^2 \ .$$

В заключение подчеркнем, что, рассматривая обмен $2^+$ – мезонами с вакуумными квантовыми числами, мы надеемся на универсальность такого взаимодействия. Действительно, естественно считать, что $2^+$ – – мезоны играют такую же роль в гравитационных взаимодействиях адронов (которые, как известно, универсальны), какую играют нейтральные $1^-$ – мезоны в электромагнитных. В этом случае константы $g$ и $G$ будут одинаковыми для всех рассеивающихся адронов. Отметим также, что аргументация Вейнберга[7] об отсутствии связи для полей нулевой массы и спина $j \geq 3$, которая не исчезала бы при нулевой передаче импульса, означает, что приближение эйконала не существует для обмена частицами со спином $j \geq 3$. Таким образом, рассмотрение случаев $j = 1,2$ исчерпывает возможные применения метода эйконала к рассеянию при высоких энергиях.

Поступила в редакцию
2 апреля 1970 г.

## Литература

1. Андреев И. В. ЖЭТФ 58, 257 (1970).
2. Abarbanel H. D. I. and Itzykson C. Phys. Rev. Letters 23, 53 (1969).
3. Barbashov B. M., Kuleshov S. P., Matveev V. A., Sissakian A. N. JINR-Preprint, E2-4692, Dubna, 1969.
4. Mandelstam S. Phys. Rev. 137B, 949 (1965).
5. Chester A. N. Phys. Rev. 140B, 85 (1965).
6. Ogievetsky V. I. and Polubarinov I. V. Ann. Phys. (NY) 35, 167 (1965).
7. Weinberg S. Phys. Rev. 135B, 1049 (1964).