Письма в ЖЭТФ, том 19, вып.1, стр. 55 – 57 *5 января 1974 г.*

РЕЛЯТИВИСТСКОЕ РАЗЛОЖЕНИЕ АМПЛИТУД И МОДЕЛЬ ПАРТОНОВ

Я.А.Смородинский

Показано, что свойства партонной модели удобно описывать в 4-мерной цилиндрической системе координат. Выясняется связь релятивистских чисел с понятием относительных координат.

Описание электронных инклюзивных реакций в модели партонов согласно Фейнману [1] основано на четырех гипотезах: 1) скэлинг Бьеркена: описание сечения, как функции одной переменной $x^{-1} = -2M\nu/q^2$ где M – масса протона, ν – потеря энергии электроном и q^2 – квадрат переданного импульса; 2) переданный импульс поглощается спектром (по скоростям), модельно представимым как спектр свободных частиц – партонов; 3) спектр партонов имеет форму плато, если в качестве независимой переменной взять быстроту; 4) спектр конечных частиц повторяет спектр партонов.

При таком описании, однако, возникают трудности, связанные с рассмотрением процесса в пространстве-времени.

Полезно посмотреть как формируются эти свойства, если описывать функции распределения в терминах релятивистско-инвариантных разложений, изученных в работе [2]. При этом мы будем использовать систему координат с симметрией, отвечающей симметрии задачи – так называемую C-систему[1)].

Выберем в качестве переменной относительную релятивистскую 4-скорость $u\,(u^2 = 1)$. Введем следующую параметризацию

$$u_0 = \mathrm{ch}\,\zeta\,\mathrm{ch}\,\eta, \qquad u_2 = \mathrm{sh}\,\zeta\cos\phi\,,$$
$$u_3 = \mathrm{ch}\,\zeta\,\mathrm{sh}\,\eta, \qquad u_1 = \mathrm{sh}\,\zeta\sin\phi.$$

Сразу видно, что

$$\eta = \frac{1}{2}\ln\frac{u_0 + u_3}{u_0 - u_3}\,,$$

и что продольная быстрота $m\,\mathrm{ch}\,\zeta$ играет роль "поперечной" массы

$$m\,\mathrm{ch}\,\zeta = m_\perp = (\epsilon^2 - p_\parallel^2)^{1/2}\,.$$

В работе [2] показано, что в такой системе координат полную ортогональную систему функций образует система решений уравнения Даламбера, имеющая вид

$$\Psi_m(p, \tau) = N_m(p, \tau)\, e^{im\phi}\, e^{i\tau\eta}\, F\left(\frac{1 + i\tau + ip}{2}, \frac{1 - i\tau - ip}{2}; m + 1; \mathrm{th}^2\frac{\zeta}{2}\right).$$

---

1) Отметим, что эта система использовалась в старой, но не потерявшей своей ценности работе Г.А.Милехина [4].

Состояние характеризуется тремя квантовыми числами: обычным магнитным m и двумя релятивистскими r и p, которые связаны с квадратом 4-момента количества движения системы. Нормировочный множитель $N_m(p, r)$ приведен в работе [2]. Здесь он нам не нужен.

Разложение функции распределения партонов или вторичных частиц содержит разложение Фурье по продольной быстроте. Мы используем именно это обстоятельство. Можно еще заметить, что лоренцевское преобразование вдоль движения частиц сводится просто к замене $\eta \to \eta + \eta^*$, где η^* – быстрота новой системы отсчета, что отражает аддитивность быстрот.

Если разлагать спектр по введенным таким образом функциям, то очевидно в разложении будет эффективно участвовать полоса "частот" Δr, равная по порядку величины

$$\Delta r \sim 1/\Delta\eta ,$$

где $\Delta\eta$ – ширина плато в распределении. При $\Delta\eta \to \infty$, что отвечает бесконечно большим энергиям $\Delta r \to 0$ и даже $r \to 0$. Ясно, что распределению, независящему от быстрот, отвечает нулевая компонента Фурье.

Образование спектра вторичных частиц в модели партонов происходит с сохранением этого свойства при бесконечно больших энергиях, его можно описывать как процесс с асимптотическим сохранением квантового числа r.

Можно теперь задать вопрос о физическом смысле числа r. Поскольку r сопряжено с компонентой относительной 4-скорости, то по аналогии с обычной плоской волной, r можно рассматривать как относительную координату в некотором квазикоординатном пространстве. Мы говорим – квазикоординатном – так как такие координаты нельзя ввести непосредственно из координат – аргументов волновых функций системы.

Рассмотрение относительных координат в релятивистской системе двух частиц было предложено в работах Кадышевского [3].

Таким образом можно сказать, что при $\eta \to \infty$ спектры партонов и вторичных частиц описываются дельта функцией $\delta(r)$, при конечных энергиях дельта функция заменяется на узкое распределение по r.

Появление дельта функции в такой картине можно интерпретировать как описание контактного взаимодействия в таким образом введенном пространстве. Похожая картина, как известно, возникает в обратном нерелявистском предельном случае, когда длина волны $\lambda \to \infty$. В этом случае возникает изотропия по углу и квантовое число l обращается в нуль. Аналогия ($\lambda \to \infty$, $l \to 0$) и ($\eta \to \infty$, $r \to 0$) кажется не лишенной смысла.

Рассуждения, приведенные выше, показывают, что пространство координат r (и соответственно p) может быть действительно удобным для описания процессов при высоких энергиях.

В заключение я хотел бы поблагодарить И.С.Шапиро за ознакомление с его работой, в которой развиваются похожие идеи, и В.Г.Кадышевского за стимулирующую дискуссию.

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступила в редакцию
29 октября 1973 г.

Литература

[1] R. Feynman. High Energy Collisions. 3-rd Int. Conf. at Stone Brook, 1969, p. 237.

[2] Н.Я.Виленкин, Я.А.Смородинский. ЖЭТФ, 46, 1793, 1964.

[3] В.Г.Кадышевский, Р.М.Мир-Касимов, Н.Б.Скачков. ЭЧАЯ 2, стр. 636. 1972.

[4] Т.А.Милехин. ЖЭТФ, 35, 1186, 1958.