Письма в ЖЭТФ, том 13, стр. 92 – 95 *20 января 1971 г.*

К ТЕОРИИ СИЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ПРИ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЯХ

А.З.Паташинский

Рассмотрим процесс однофотонной аннигиляции $e^+e^- \to$ адроны. Относительно распада массивного кванта с массой M на адроны предполагается следующее. Пусть $dN_i(p)$ есть число адронов i-го сорта (π-, K-мезоны, нуклоны и т. д.) в элементе d^3p пространства импульсов. Тогда *(A)* в системе, где импульс γ-кванта равен нулю, существует предел для $n = 1, 2 \ldots$

$$\lim_{M \to \infty} < dN_i(p_1) dN_k(p_2) \ldots dN_1(p_n) > =$$

$$= \frac{d^3p_1 d^3p_2 \ldots d^3p_n}{\epsilon_i(p_1)\epsilon_k(p_2)\ldots \epsilon_s(p_n)} f_{ik\ldots s}(p_1, p_2, \ldots p_n). \qquad (1)$$

В формуле (1) $\epsilon_i^2(p) = p^2 + m_i^2$, m_i – масса адрона i-го сорта.

Гипотезы о существовании предельных свойств у функций, описывающих результат столкновения частиц высоких энергий, обсуждались в работах [1, 2].

Предельные функции $f_{ik\ldots s}(p_i)$ описывают статистические свойства некоторой системы. Мы предполагаем, что эта система существует и что в различных процессах при энергиях $W >> m$, ее свойства могут быть измерены. Весьма правдоподобно, что в области высоких энергий проявятся предполагаемые в ряде работ [3, 4] свойства масштабной независимости (подобия) сильных взаимодействий. Свойства подобия для системы функций, определенных формулой (1), легко сформулировать аналогично тому, как это сделано в работе [5] для флуктуаций упорядочения, если ввести поля $\phi_i(p)$ такие, что имеет место соответствие $dN_i(p) \to |\phi_i(p)|^2 d^3p$ и средние в (1) соответствуют усреднению по некоторому ансамблю для полей $\phi_i(p)$. Для нас существенны следующие соотношения:

$$< dN_i > = \frac{d^3p}{\epsilon_i(p)^{\alpha}} \chi_i \frac{\epsilon_i(p)}{m}, \qquad (2)$$

$$< dN_l(p)\, dN_k(q) > - < dN_l(p) > < dN_k(q) > = \frac{d^3p\, d^3q}{\epsilon_l(p)^{a_l}\, \epsilon_k(q)^{a_k}} \chi_{lk}\left(\frac{p}{m}, \frac{q}{m}\right), \tag{3}$$

$$\chi_l(y) \approx A_l = \text{const}, \quad y >> 1, \tag{4}$$

$$\chi_{lk}(\lambda, y) \approx \lambda^{-\beta} \chi_{lk}(\lambda x, \lambda y), \quad |x| >> 1, \quad |y| >> 1,$$
$$\chi_{lk}(x, y) \to 0 \text{ при } \left|\frac{x}{y}\right| \to \infty \text{ или } \left|\frac{y}{x}\right| \to \infty. \tag{5}$$

Формулы (2) – (5) равносильны гипотезе подобия, и их экспериментальная проверка, как и проверка существования предела (1) является критической для теории. Можно привести аргументы правдоподобные, но не доказательные, в пользу значения $a = 1$.

Как связать результаты эксперимента при большом, но конечном значении M, с функциями $f_{lk\ldots s}$? Рассмотрим для определенности характеристики рожденных π-мезонов. Распадающийся квант будем рассматривать, пренебрегая влиянием спина, как протяженный объект с размером r_0 и плотностью $\rho(r)$ (формфактор). Предполагается, что результат распада этого кванта реализуют статистические характеристики поля $\int \phi(r')\rho(r - r')dv'$, или в импульсном пространстве, величин

$$dN_{\text{эфф}} = |\phi(k)|^2 |\rho_k|^2 d^3k. \tag{6}$$

Как следствие такого подхода возникает обрезка спектра для каждого сорта адронов на импульсах p_{0l}, и существование предельных отношений для энергий E_l, уносимых адронами сорта i (ср. [1])

$$E_l = \lambda_l M, \quad \lambda_l = \text{const} \quad \text{при} \quad M \to \infty. \tag{7}$$

Мы будем исходить из существования предельных соотношений для энергии (7). Импульс p_0 для пионов введем соотношением

$$E_l = \int_0^{p_0} \epsilon(p) < dN(p) > \approx \frac{4\pi A p_0^{4-a}}{4-a}. \tag{8}$$

Множественность пионов

$$\bar{N} = \int_0^{p_0} < dN(p) > \approx \frac{4\pi A p_0^{3-a}}{3-a} = \text{const}\, M^{(3-a)/(4-a)}. \tag{9}$$

Для флуктуаций числа пионов получим

$$\frac{1}{\bar{N}^2} \{ < N^2 > - < N >^2 \} \approx \text{const}\, M^{-\beta/(4-a)}. \tag{10}$$

При вычислении (10) предполагается, что при заданном значении p в интеграл по a вносит вклад лишь область значений $p \sim q$. Для $a = 1$,

$$\bar{N} = \text{const}\ M^{2/3}, \qquad \frac{\langle N^2 \rangle - \bar{N}^2}{\bar{N}^2} = \text{const}\ \bar{N}^{-\beta/2}. \tag{11}$$

Построение для других адронов аналогично.

Рассмотрим теперь процесс столкновения двух адронов, a и b. Предполагается, что энергия $2W = \sqrt{s}$ столкновения велика. Физическую картину явления мы представляем себе следующим образом. В системе центра масс адроны представляют собою два узких диска с радиусами $\sim 1/m$ и толщиной $\sim 1/W$. При столкновении этих дисков они сталкиваются частью своих площадей S_{st}. Образуется три системы: "часть" a_1 адрона a – часть диска, не испытавшая столкновения, аналогичная "часть" b_1 адрона b и часть, испытавшая столкновение. Более подробный анализ, учитывающий флуктуации масс, размеров адронов и более детальную структуру столкнувшейся части, будет дан в другой работе. Здесь мы рассмотрим грубо – качественную картину. Будем считать, что диски всегда одинаковы и однородны и что "столкнувшаяся" часть составляет систему, подобную γ-кванту, с импульсом в ц-системе равным нулю. Отличие состоит в том, что этот квант сжат и имеет толщину r_0. "Часть" a_1 имеет энергию $W_{a1} \sim W\dfrac{S_a - S_{st}}{S_a}$, часть b_1 энергию $W_{b1} \sim W\dfrac{S_b - S_{st}}{S_b}$. Получив при отрыве продольный импульс $\Delta p_{\parallel} \approx \pi^2/W$, "части" a_1 и b_1 превращаются в два семейства лидирующих частиц, уносящих энергию $W_{lid} \sim 2W\left(1 - \dfrac{S_{st}}{S}\right)$. Оставшийся "квант" характеризуется формфактором. В рамках картины, приводящей к формулам (7) – (11), необходимо ввести два предельных импульса для пионов: $p_{0\parallel}$ и $p_{0\perp} \sim m$. Для средних получаем формулы

$$\bar{N} \approx A\pi p_{0\perp}^2 \frac{p_{0\parallel}^{(1-a)}}{1-a},$$

$$E_\pi \approx A\pi p_{0\perp}^2 \frac{p_{0\parallel}^{(2-a)}}{2-a} \approx \lambda(2W - W_{lid}). \tag{12}$$

При $a = 1$

$$\bar{N} \approx A\pi p_{0\perp}^2 \ln\left(\frac{p_{0\parallel}}{p_{0\perp}}\right); \qquad E_\pi \approx A\pi p_{0\perp}^2 p_{0\parallel}. \tag{13}$$

Как показывает эксперимент [6], a близко или равно единице.

Сделанные в этой работе предложения являются весьма жесткими и могут не соответствовать действительности. Если же они правильны, открывается весьма заманчивая возможность описания свойств элементарных частиц на

языке полей $\phi_i(p)$ или $\phi_i(r)$. При этом в области низких энергий $W \lesssim m$ свойства полей сложны, а при $W \gg m$ наступает существенное упрощение. Эксперименты, которые могли бы быть решающими для проверки наших гипотез, кажутся нам очень важными.

Я благодарен И.Хрипловичу за полезное обсуждение.

Новосибирский
государственный университет

Поступила в редакцию
7 декабря 1970 г.

Литература

[1] J.Benecke, T.T.Chou, C.N.Yang, E.Yen. Phys. Rev., 188, 2159, 1969.

[2] R.P.Feinman. Phys. Rev. Lett., 23, 1415, 1969.

[3] K.Wilson. Phys. Rev., 179, 1499, 1969.

[4] А.М.Поляков. ЖЭТФ, 59, 542, 1970.

[5] А.З.Паташинский. ЖЭТФ, 53, 1987, 1967.

[6] N.F.Bali, L.S.Brown, R.L.Peccei, A.Pignotti. Phys. Rev. Lett., 25, 557, 1970.