С. С. Токар, Є. Е. Контрош

ПРО МОЖЛИВІ АСИМПТОТИЧНІ РІВНОСТІ ДИФЕРЕНЦІАЛЬНИХ ПЕРЕРІЗІВ КРОС-РЕАКЦІЙ ПРИ АСИМПТОТИЧНО ВЕЛИКИХ ЕНЕРГІЯХ ТА ПЕРЕДАНИХ ІМПУЛЬСАХ

1. Вперше у працях [1—4] було порушене важливе питання про те, на яких відстанях і протягом якого часу відбувається взаємодія частинок при високих енергіях.

Нижче будуть запропоновані експерименти по вивченню небінарних реакцій, які дають можливість добути певну інформацію про асимптотичний характер поведінки «ефективних просторових σ та часових σ^0 областей взаємодії розсіюваних частинок» при прямуванні всіх s_{ik} в нескінченність у фізичній області.

2. Розглянемо реакцію

$$\pi(q)+N(p)\to\pi'(q')+\pi''(q'')+N'(p') \qquad \text{(I)}$$

та крос-реакцію

$$\bar{\pi}(q)+N'(p)\to\bar{\pi}'(q')+\bar{\pi}''(q'')+N(p'). \qquad \text{(II)}$$

Виберемо L-систему для початкового нуклона та направимо імпульс $\mathbf{q}$ по третій осі. Для визначення реакції виберемо такі параметри: енергію початкового піона ω, «параметри розподілу» α та β, які задаються співвідношеннями

$$|\mathbf{q}'|=\alpha|\mathbf{q}''|, \quad |\mathbf{p}'|=\beta|\mathbf{q}''|, \quad \alpha,\beta>0. \qquad (1)$$

Із законів збереження енергії-імпульсу при $\omega\to\infty$ випливає

$$|\mathbf{q}''|\sim(\alpha+\beta+1)^{-1}(\omega+M); \qquad (2)$$

$$\sin\Theta_1\sim\sqrt{2}\cdot c^{-1}\beta\sin\varphi_2[(\alpha+\beta+1)M\omega^{-1}]^{1/2};$$

$$\sin\Theta_2 \sim -\sqrt{2}\cdot c^{-1}\alpha\beta\sin\varphi_1[(\alpha+\beta+1)M\omega^{-1}]^{1/2}; \qquad (3)$$

$$\sin\Theta_3 \sim \sqrt{2}\cdot c^{-1}\alpha\sin(\varphi_1-\varphi_2)[(\alpha+\beta+1)M\omega^{-1}]^{1/2},$$

де

$$c \equiv [\alpha\beta^3\sin^2\varphi_2+\alpha^2\beta^2\sin^2\varphi_1+\alpha^2\beta\sin^2(\varphi_1-\varphi_2)]^{1/2}. \qquad (4)$$

3. Асимптотичні $M^{\mathrm{I,\,II}}_{\infty}(\omega)$ амплитуди в дусі Меймана [5] та точні $M^{\mathrm{I,\,II}}(\omega)$ амплітуди будуть асимптотично еквівалентні в розумінні

$$\lim\,[M^{\mathrm{I,\,II}}(\omega)\,/\,M^{\mathrm{I,\,II}}_{\infty}(\omega)]=1 \qquad \text{при } \omega\to\infty$$

за умов

$$\sigma^{0}_{\pi'},\ \sigma^{0}_{\pi''},\ \sigma^{||}_{\pi'},\ \sigma^{||}_{\pi''}\to 0; \qquad (5)$$

$$\sigma^{\perp}_{N},\ \sigma^{\perp}_{N'},\ \cos\varphi_1\,\sigma^{1}_{\pi'}+\sin\varphi_1\,\sigma^{2}_{\pi'},\ \cos\varphi_2\,\sigma^{1}_{\pi''}+$$

$$+\sin\varphi_2\sigma^{2}_{\pi''}\sim o\left(\omega^{-1/2}\right); \qquad (6)$$

$$\sigma^{0}_{N},\ \sigma^{0}_{N'},\ \sigma^{||}_{N},\ \sigma^{||}_{N'}\sim o(\omega^{-1}).$$

Тут «ефективні просторово-часові області взаємодії» визначені по відношенню до початкового піона. В розумінні основного формулювання Ломсадзе—Кривського [6] принципу мікропричинності Боголюбова асимптотична амплітуда $M^{\mathrm{I}}_{\infty}(\omega)$ буде голоморфна у верхній ω-півплощині і задовольнятиме всі умови узагальненого принципу максимуму Фрагмена—Ліндельофа—Неванлінни [5]. Неважко далі переконатись в тому, що асимптотичні амплітуди задовольняють крос-співвідношення

$$M^{\mathrm{I}}_{\infty}(-\omega^*)=M^{\mathrm{II}\,*}_{\infty}(\omega), \qquad (7)$$

де ліву частину розуміємо як аналітичне продовження. Усе це дає можливість довести на основі узагальненого принципу максимуму Фрагмена—Ліндельофа—Неванлінни та асимптотичної еквівалентності (5) асимптотичну рівність

$$|T^{\mathrm{I}}(\omega,\ s,\ s')|^2=|T^{\mathrm{II}}(\omega,\ s,\ s')|^2 \ \text{при } \omega\to\infty \qquad (8)$$

і, отже, відповідну асимптотичну рівність диференціальних перерізів реакцій (I) та (II).

4. Тепер розглянемо інші крос-реакції по відношенню до (I)

$$\bar{\pi}'(q)+N(p)\to\bar{\pi}(q')+\pi'(q'')+N'(p'); \qquad (\mathrm{III})$$

$$\bar{\pi}''(q)+N(p)\to\bar{\pi}(q'')+\pi'(q')+N'(p'). \qquad (\mathrm{IV})$$

У тому ж кінематичному описі звідси негайно одержуємо рівність диференціальних перерізів реакцій (I), (III) та (I), (IV) за умов

$$\sigma^0_{\pi_i},\ \sigma^{||}_{\pi_i} \sim o(\omega^{-1});\quad \sigma^1_{\pi_i}\cos\varphi_i + \sigma^2_{\pi_i}\sin\varphi_i \sim o(\omega^{-\frac{1}{2}}), \qquad (9)$$

де $i=1$ для (I), (III) та $i=2$ для (I), (IV), якщо $\pi_1=\pi'$, $\pi_2=\pi''$.

5. З'ясуємо прямування $\omega\to\infty$ при фіксованих α та β в термінах інваріантних змінних. Виявляється, що

$$\begin{aligned} s_{12} &= (q+p)^2 \sim 2M\omega; \\ s_{23} &= (p-q')^2 \sim -2M\alpha(\alpha+\beta+1)^{-1}\omega; \\ s_{24} &= (p-q'')^2 \sim -2M(\alpha+\beta+1)^{-1}\omega; \end{aligned} \qquad (10)$$

$$\begin{aligned} s_{25} &= (p-p')^2 \sim -2M\beta(\alpha+\beta+1)^{-1}\omega; \\ s_{15} &= (q-p')^2 \sim -2M\beta^2 c^{-1}\sin\varphi_2\omega. \end{aligned} \qquad (11)$$

Варто підкреслити, що ці результати слід розуміти, як доведення того твердження, що якщо правильні обмеження (6) та (9) на σ та σ^0, то правильні і відповідні асимптотичні рівності. Цінність одержаних результатів полягає в тому, що експериментальне підтвердження або спростування цих асимптотичних рівностей може дати певну інформацію про поведінку σ та σ^0 при прямуванні в нескінченність s_{ik} у фізичній області.

Цікаво також перевірити, при яких обмеженнях на «ефективні просторові σ та часові σ^0 області взаємодії» можна одержати асимптотичну рівність диференціальних перерізів тих же крос-реакцій [3], якщо фіксувати кути розсіяння в *Ц*-системі.

6. Розглянемо реакцію

$$\pi(q) + N(p) \to \pi'(q') + N'(p') \qquad (V)$$

і крос-реакцію

$$\bar{\pi}(q) + N'(p) \to \bar{\pi}'(q') + N(p'). \qquad (VI)$$

В аксіоматиці Боголюбова, Медведєва та Поліванова в обраній *Ц*-системі при енергії початкового піона $\omega\to\infty$ і фіксованому куті розсіяння Θ, використовуючи методику Меймана [5], асимптотичні амплітуди можна зобразити у вигляді

$$M^{V}_{\infty}(\omega) = \int d^4x d^4y d^4z e^{if(\omega,\Theta)} G(x, y, z); \qquad (12)$$

$$M^{VI}_{\infty}(\omega) = \int d^4x d^4y d^4z e^{if(\omega,\Theta)} G^*(x, y, z), \qquad (13)$$

де

$$(\omega, \Theta) \equiv \omega (\cos\Theta\, y_0 - \sin\Theta \cos\varphi_1\, y_1 - \sin\Theta \sin\varphi_1\, y_2 - \\ - \cos\Theta\, y_3);$$

$$G(x, y, z) \equiv \langle 0 | \frac{\delta^3 j_\pi(0)}{\delta N(x) \delta \pi'^H(y) \delta \bar{N}'(z)} | 0 \rangle. \qquad (14)$$

При $\omega \to \infty$ (вздовж дійсної осі) асимптотичні $M_\infty^{\text{V, VI}}(\omega)$ і точні $M^{\text{V, VI}}(\omega)$ амплітуди будуть асимптотично еквівалентні в розумінні

$$\lim [M^{\text{V, VI}}(\omega) / M_\infty^{\text{V, VI}}(\omega)] = 1 \quad \text{при } \omega \to \infty \qquad (15)$$

за умови, що при великих фізичних ω

$$\overset{0}{\sigma}_i,\ \sigma_i^{\perp},\ \overset{1}{\sigma}_i \sin\Theta \cos\varphi_2 + \overset{2}{\sigma}_i \sin\Theta \sin\varphi_2 + \sigma_i^{\parallel} \cos\Theta \sim o(\omega^{-1});$$

$$\overset{0}{\sigma}_{\pi'},\ \overset{1}{\sigma}_{\pi'} \sin\Theta \cos\varphi_1 + \overset{2}{\sigma}_{\pi'} \sin\Theta \sin\varphi_1 + \sigma_{\pi'}^{\parallel} \cos\Theta \sim o(\omega); \qquad (16)$$

$$\sigma_1 \equiv \sigma_N,\ \sigma_2 \equiv \sigma_{N'},\ i = 1,2.$$

Тут «ефективні просторово-часові області взаємодії» визначені по відношенню до початкового піона. Використовуючи методику [1, 5, 6], на основі узагальненого принципу максимуму Фрагмена—Ліндельофа—Неванлінни та асимптотичної рівності (15) можна довести асимптотичну рівність диференціальних перерізів реакцій (V) та (VI).

7. Асимптотика інваріантних змінних при $\omega \to \infty$ та $\Theta_{\text{фікс}}$ має вигляд

$$s = (p+q)^2 \sim 4\omega^2,$$
$$t = (p-p')^2 \sim -2\omega^2 \cos\Theta, \qquad (17)$$
$$u = (p-q')^2 \sim -2\omega^2 \cos\Theta.$$

Змінюючи параметр Θ, ми можемо регулювати режим $s/t = -2(\cos\Theta)^{-1}$.

Обмеження (16) не збігається з відповідними обмеженнями, одержаними в [3]. Така відміна пов'язана з тим, що асимптотична експонента в інтегральних представленнях для амплітуд визначається не лише головними членами в асимптотичних розкладах s, t і u, а й наступними членами. Останні ж істотно залежать від того, яка з двох кінематик була вибрана.

Автори глибоко вдячні Ю. Ломсадзе за цінні поради.

ЛІТЕРАТУРА

1. А. А. Логунов, Нгуен Ван Хьеу, И. Т. Тодоров, УФН, **88**, вып. 1, 1966.

2. В. М. Грибов, Б. Л. Иоффе, И. Я. Померанчук, Ядерная физика, 2, вып. **4**, 1965.

3. Ю. Ломсадзе, С. Токарь, Труды Международного совещания по нелокальным взаимодействиям (Дубна, июль 1967), Дубна, 1967.

4. Ю. Ломсадзе, С. Токар, стаття в цьому ж збірнику, стор. 19.

5. Н. Н. Мейман, ЖЭТФ, **43**, 2277, 1962; **47**, 1966, 1964.

6. Ю. Ломсадзе, І. Кривський, Укр. фіз. ж., **11**, № 7, 721, 1966; ДАН СССР, **173**, № 2, 312, 1967; Ю. Ломсадзе, сб. «Физика высоких энергий и теория элементарных частиц», К., 1966, стр. 791.