

УДК 539.17.01

НАРУШЕНИЕ СКЕЙЛИНГА В КВАЗИЭЙКОНАЛЬНОЙ МОДЕЛИ СВЕРХКРИТИЧЕСКОГО ПОМЕРОНА

М. З. Иофа, А. Е. Пухов

(НИИЯФ)

1. **Введение.** Нарушение фейнмановского скейлинга при сверхвысоких энергиях представляет собой одну из интересных проблем, доступных для исследования на будущих ускорителях и в современных экспериментах с использованием космических лучей [1—3]. В теоретическом плане представляет интерес вычисление эффекта нарушения скейлинга в различных моделях сильных взаимодействий адронов и сравнение этих результатов между собой. В настоящей работе эффект нарушения скейлинга в адрон-адронных и адрон-ядерных взаимодействиях при сверхвысоких энергиях вычисляется в реджеонной квазиэikonальной модели сверхкритического померона [4, 5]. Эта модель, отличающаяся своей простотой, позволяет удовлетворительно описывать широкий класс характеристик адрон-адронных взаимодействий при ускорительных энергиях.

Величина нарушения скейлинга в реакции $pA \rightarrow hX$ при переходе от энергии налетающей частицы E_0 к энергии E определяется как отношение структурных функций.

$$R^{pA \rightarrow hX}(x, E, E_0) = \frac{F^{pA \rightarrow hX}(E, x)}{F^{pA \rightarrow hX}(E_0, x)} \quad (1)$$

при энергиях E и E_0 .

В реджеонной теории сильных взаимодействий структурные функции выражаются через вероятности рождения n померонных гребенок $P_n^A(E)$ и вероятности $f_n^{p \rightarrow h}(x, E)$ обнаружить в процессе рождения n померонных гребенок адрон h с долей импульса x налетающего протона:

$$F^{pA \rightarrow hX}(E, x) = \sum P_n^A(E) f_n^{p \rightarrow h}(x, E).$$

Нарушение скейлинга возникает из-за изменения вероятностей $P_n^A(E)$ с энергией (среднее число померонных гребенок растет при увеличении энергии), предсказываемого теорией сверхкритического померона.

Для вычисления величины $R^{pA \rightarrow hX}$ используется тот факт, что увеличение атомного номера мишени (при постоянной энергии) также приводит к росту среднего числа померонных гребенок. Поэтому инклюзивные сечения на ядерных мишенях при энергиях $E_{\text{лаб}} = 100$ ГэВ могут быть использованы для изучения адрон-адронных и адрон-ядерных взаимодействий при сверхвысоких энергиях.

Нами было обнаружено, что вероятности $P_n^A(E)$ можно с хорошей точностью аппроксимировать следующим соотношением:

$$P_n^A(E) \approx \alpha_1(E, E_0) P_n^{A_1}(E_0) + \alpha_2(E, E_0) P_n^{A_2}(E_0), \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (2)$$

где $P_n^{A_1}(E_0)$ и $P_n^{A_2}(E_0)$ — вероятности рождения n гребенок на ядрах A_1 и $A_2 > A_1$ при ускорительной энергии E_0 , коэффициенты α_1 и α_2 не зависят от n . Умножая обе части соотношения (2) на $f_n^{p \rightarrow h}(x)$ и сум-

мируя по n , получаем связь структурных функций

$$F^A(x, E) \approx \alpha_1(E, E_0) F^{A_1}(x, E_0) + \alpha_2(E, E_0) F^{A_2}(x, E_0). \quad (3)$$

Соотношение (3) получается, без использования явного вида функций $f_n^{p \rightarrow h}$ и в этом смысле является модельно-независимым. С помощью (3) формула (1) записывается в следующей форме:

$$R^{pA \rightarrow hX}(E, E_0, x) = \alpha_1(E, E_0) Q^{AA_1}(E_0, x) + \alpha_2(E, E_0) Q^{AA_2}(E_0, x). \quad (4)$$

Величина

$$Q^{AA_1}(E_0, x) = \frac{F^{pA_1 \rightarrow hX}(E_0, x)}{F^{pA \rightarrow hX}(E_0, x)}$$

может быть вычислена с помощью имеющихся экспериментальных данных по инклюзивным спектрам на ядрах [6].

Эффект нарушения скейлинга (1) был рассчитан для процессов $pA \rightarrow hX$, где $A = {}^1H, {}^{14}N$, $h = p, \pi^\pm$ в области энергий налетающей частицы $E_{\text{лаб}} = 5 \cdot 10^3 - 5 \cdot 10^9$ ГэВ.

2. Квазиэйкональная модель. Вероятности рождения $P_n^A(E) = \sigma_n^A(E) / \sigma_{\text{in}}^A(E)$; $\sigma_{\text{in}}^A(E) = \sum_{n=0} \sigma_n^A(E)$ n померонных гребенок на ядре A (включая $A = {}^1H$) и вероятность дифракционной диссоциации налетающей частицы $P_0^A(E) = \sigma_0^A(E) / \sigma_{\text{in}}^A(E)$ вычислялись в квазиэйкональной модели сверхкритического померона. Эта модель может рассматриваться как двухкомпонентная квазиэйкональная модель с одной пассивной, т. е. невзаимодействующей, компонентой [7]. Сечения $\sigma_n^A(E)$ рождения n померонных гребенок в процессе $pA \rightarrow hX$ находились с помощью правил АГК для разрезания реджеонов [8], которые в случае адрон-ядерных взаимодействий можно записать в следующей компактной форме [9]:

$$\sigma_n^A(E) = \frac{1}{c} \int d^2b \int \rho_A(x_1, \dots, x_A) \frac{(-1)^n}{n!} \left(\frac{d}{da} \right)^n \times \\ \times \prod_{i=1}^A \times \exp[-a \operatorname{Re} 2\lambda(b - x_i)] d^2x_i |_{a=1}.$$

Здесь $c = 1 + \sigma_{\text{diss}}^{pp} / \sigma_{\text{el}}^{pp} \approx 1,5$ — коэффициент ливневого усиления [4, 5], $\rho_A(x_1, \dots, x_A)$ — функция распределения плотности нуклонов ядра в плоскости, ортогональной импульсу налетающего протона (в случае $A = {}^1H$ функцию распределения $\rho_A(x_1, \dots, x_A) \prod d^2x_i$ следует заменить на $\delta^2(x) d^2x$, $\lambda(b)$ — эффективный однопомеронный вклад в амплитуду рассеяния, b — прицельный параметр налетающего протона.

Сумма сечений когерентной и некогерентной дифракционной диссоциации налетающего протона в квазиэйкональной модели может быть представлена в следующей форме:

$$\sigma_0^A(E) = \frac{1}{c} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{c}} \right) \int d^2b \int \rho_A(x_1, \dots, x_A) \prod_{l=1}^A e^{-2\operatorname{Re}\lambda(x_l - b)} d^2x_l.$$

Эффективный однопомеронный вклад $\lambda(b)$ в амплитуду упругого pp -рассеяния

$$T(b) = \langle pp | \hat{T}(b) | pp \rangle = (-e^{\lambda(b)} + 1) / c$$

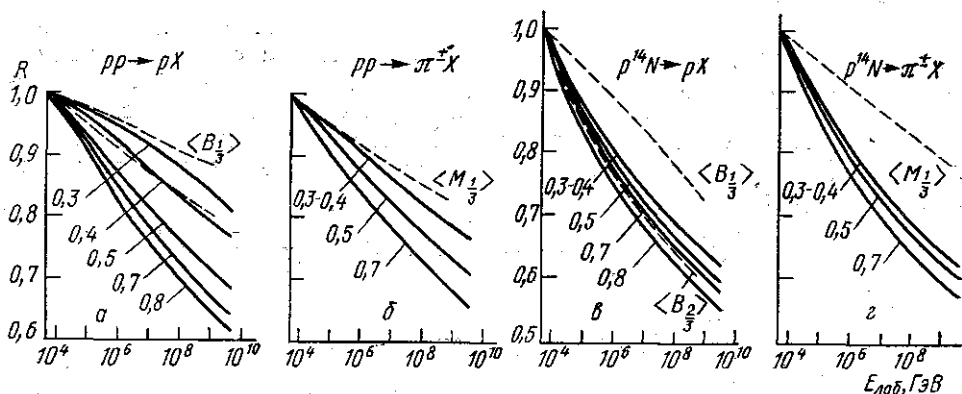
был выбран в следующем виде:

$$\lambda(b) = \frac{g^2 (e^{\Delta\xi} + k \sqrt{E_n/E})}{R^2 + \alpha'\xi} \frac{1}{1+k} \exp\left(-\frac{b^2}{4(R^2 + \alpha'\xi)}\right). \quad (5)$$

Здесь Δ и α' — интерсепт и наклон померонной траектории, R — радиус протона, g — константа взаимодействия протона с помероном. Формула (5) для эффективного померонного вклада $\lambda(b)$ отличается от аналогичной формулы в работах [4, 5] наличием члена $k \sqrt{E_n/E}$, который учитывает траектории Редже с $\alpha(0) = 1/2$, нормировочный параметр $E_n = 500$ ГэВ, $\xi = \ln(E/E_n)$.

Параметры Δ , α' , g , k и R^2 находились из фитирования энергетического хода полного и упругого сечений pp -рассеяния в области энергий от 100 ГэВ до энергии ускорителя SPS и оказались равными $\Delta = 0,132 \pm 0,008$; $\alpha' = (0,10 \pm 0,04) \text{ (ГэВ)}^{-2}$; $g = 3,126 \text{ (ГэВ)}^{-1}$; $k = 0,11 \pm 0,01$; $R^2 = 4,610 \text{ (ГэВ)}^{-2}$.

При определении этих параметров оказались существенными значения сечений, полученные на ускорителе SPS. Для приведенных значений параметров и их ошибок при энергии SPS $\sigma_{\text{tot}}^{pp} = (61,9 \pm \pm 1,5) \text{ мбн}$; $\sigma_{\text{el}}/\sigma_{\text{tot}} = 0,215 \pm 0,005$ [10]. Отметим, что параметры (6) отличаются от соответствующих параметров в [4], полученных ранее.



Результаты вычислений величины нарушения скейлинга в инклюзивных процессах $p^A H \rightarrow hX$ и $p^{14}N \rightarrow hX$ в области энергий $E = 5 \cdot 10^3 - 5 \cdot 10^9$ ГэВ по формуле (8) (сплошные линии) для спектра вторичных протонов (а, в) и суммарного спектра вторичных π -мезонов (б, г). Значения фейнмановской переменной x указаны около соответствующих кривых. Штриховыми линиями — результаты [11] для барионов с $x = 2/3$ (а) и $1/3$ (в) и для мезонов с $x = 1/3$ (б, г)

3. Вычисление нарушения скейлинга. Результаты вычисления эффекта нарушения скейлинга в области энергий $E = 5 \cdot 10^3 - 5 \cdot 10^9$ ГэВ и в области значений фейнмановской переменной $0,3 \leq x \leq 0,8$ (фрагментация налетающего протона) представлены на рисунке. Вычисления проводились для инклюзивных спектров процессов $p + A \rightarrow h + X$ с ядром $A = {}^1H, {}^{14}N$ и вторичным адроном $h = p, \pi^\pm$ (во втором случае использовался суммарный спектр $\pi^\pm$ -мезонов). Для того чтобы при вычислении эффекта нарушения скейлинга исключить вклады, связанные с предасимптотической зависимостью структурных функций от

энергии налетающей частицы [9], вычислялась величина

$$R^{pA \rightarrow hX}(E, E_1, x) = \frac{F^{pA \rightarrow hX}(E, x)}{F^{pA \rightarrow hX}(E_1, x)}, \quad (7)$$

где $E_1 = 5 \cdot 10^3$ ГэВ — энергия, при которой предасимптотическими эффектами можно пренебречь. С помощью (4) формула (7) записывается в виде

$$R^{pA \rightarrow hX}(E, E_1, x) = \frac{\alpha_1(E, E_0) + \alpha_2(E, E_0) Q^{A_1 A_2}(E_0, x)}{\alpha_1(E_1, E_0) + \alpha_2(E_1, E_0) Q^{A_1 A_2}(E_0, x)}, \quad (8)$$

Параметры α_1 и α_2 в (8) находились из наилучшей аппроксимации (3) для $P_n^A(E)$ с $n=0, \dots, 5$. Инклюзивные спектры на ядрах при энергии $E_0 = 100$ ГэВ были взяты из работы [6]; они соответствуют $p_\perp = 0,3$ ГэВ/с для инклюзивной частицы. В качестве вспомогательных ядер A_1, A_2 в (8) использовался весь набор ядер, для которых в [6] были получены инклюзивные спектры. Разброс величины эффекта, связанный с выбором вспомогательного ядра, имеет тот же порядок, что и ошибки ΔR , возникающие из-за экспериментальных ошибок в определении спектров.

Полная относительная ошибка в определении величины $1 - R^{pA \rightarrow hX}$ для всех ядер A и значений x во всем диапазоне энергий E с учетом экспериментальных погрешностей, ошибок в определении параметров модели (6) и ошибок в аппроксимациях (3) не превышает 7%.

Представляет интерес сравнение результатов этой работы с расчетами эффекта в других моделях. С этой целью на рисунке приведены результаты расчета нарушения фейнмановского скейлинга, выполненные в аддитивной кварковой модели [11], для выхода барионов с $x=1/3$ и $x=2/3$, а также мезонов с $x=1/3$. Сравнение показывает, что, несмотря на различие в теоретических моделях, наша работа и работа [11] приводят к близким количественным результатам.

В последнее время появились результаты обработки экспериментальных данных по эксперименту «Памир» [12, 13], из которых следует, что для хорошего описания эксперимента необходимо небольшое нарушение скейлинга во фрагментационной области. По совокупности экспериментальных данных в [13] дается оценка: для $x=0,3$ спектры падают в 1,8—2,2 раза при изменении энергии от 0,1 до 10^4 ТэВ, что соответствует падению спектров в 1,12—1,17 раза при росте энергии на порядок. Эта цифра неплохо согласуется с результатами наших вычислений (рисунок, в, г), из которых следует, что в области энергий от 5 до 10^4 ТэВ спектры при $x=0,3$ падают в $1,09 \pm 0,01$ раза на порядок роста энергии. Некоторое различие между двумя приведенными выше цифрами может быть связано с предасимптотическими эффектами в области до 5 ТэВ.

В заключение авторы благодарят И. П. Иваненко за интерес к работе, Б. Л. Каневского и Л. А. Хейна за обсуждение результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Vernov S. N. et al. J. of Phys., 1977, G3, p. 1601. [2] Никольский С. И. и др. УФН, 1981, 135, с. 545. [3] Калмыков Н. Н., Христиансен Г. Б. Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, с. 247. [4] Тер-Мартirosян К. А., Шабельский Ю. М. Ядерная физика, 1977, 25, с. 403; 670. [5] Кайдалов А. Б., Тер-Мартirosян К. А. Там же, 1984, 39, с. 1545; 40, с. 211. [6] Barton D. S. et al. Phys. Rev., 1983, D27, p. 2580. [7] Good M. L., Walker W. D. Ibid., 1960,

120, p. 1857. [8] Абрамовский В. А., Грибов В. Н., Канчели О. В. Ядерная физика, 1973, 18, с. 595. [9] Иофа М. З., Пухов А. Е. Там же, 1985, 42, с. 745. [10] Bozzo M. et al. Phys. Lett., 1984, B147, p. 392. [11] Anisovich V. V., Braun V. M., Shabel'ski Yu. M. Z. Phys. C, 1985, 27, p. 77. [12] Dunaevsky A. M., Pashkov S. V., Slavatinsky S. A. Proc. Int. Symp. Cosm. Ray and Part. Phys., Tokyo, 1984, p. 178. [13] Пашков С. В. Автореф. канд. дис. ФИАН, 1985.

Поступила в редакцию
25.02.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1986, т. 27, № 2

УДК 539.186

МОДИФИКАЦИЯ ПРИБЛИЖЕНИЯ БРИНКМАНА—КРАМЕРСА С УЧЕТОМ КУЛОНОВСКИХ ИСКАЖЕНИЙ

Ю. А. Шурыгина, М. И. Карбованец, А. М. Попова, Я. А. Теплова

(НИИЯФ)

Значительный интерес проявляется в последнее время к процессам захвата электрона многозарядными ионами. Описание сечений этих процессов с помощью существующих теоретических методов затруднено необходимостью проведения трудоемких численных расчетов. Исключение составляет известное приближение Бринкмана—Крамерса (ОБК), позволяющее получить аналитическое выражение для сечений электронного захвата, которое, однако, приводит к значениям сечений, существенно превышающим экспериментальные.

В данной работе проводится модификация приближения ОБК на основе квазиклассического варианта метода искаженных волн, когда относительное движение сталкивающихся частиц описывается классически. Амплитуда электронного захвата, полученная путем приближенного решения системы уравнений сильной связи, в первом порядке теории возмущений имеет вид [1]

$$a_{if}(+\infty) = -i \int_{-\infty}^{\infty} dt \frac{h_{pt} - S_{pt} h_{tt}}{1 - S^2} \exp(-i\omega t - i\gamma), \quad (1)$$

где

$$\gamma = \gamma_t - \gamma_p; \quad \gamma_t = \int_{-\infty}^t \frac{h_{tt} - S_{tp} h_{pt}}{1 - S^2} dt'; \quad \gamma_p = \int_{-\infty}^t \frac{h_{pp} - S_{pt} h_{tp}}{1 - S^2} dt';$$

$$S_{tp} = \int \Phi_f^* \Phi_i e^{i\mathbf{v}\mathbf{r}} d\mathbf{r} = S_{pt}^*; \quad h_{tt} = \int \Phi_i^* [-Z_p/r_p] \Phi_i d\mathbf{r}; \quad h_{pp} = \int \Phi_f^* [-Z_t/r_t] \Phi_f d\mathbf{r};$$

$$h_{pt} = \int \Phi_f^* [-Z_p/r_p] \Phi_i e^{-i\mathbf{v}\mathbf{r}} d\mathbf{r}; \quad h_{tp} = \int \Phi_i^* [-Z_t/r_t] \Phi_f e^{i\mathbf{v}\mathbf{r}} d\mathbf{r};$$

Φ_i и Φ_f — стационарные волновые функции мишени и налетающей частицы с собственными значениями энергий ε_t и ε_p соответственно; $\omega = \varepsilon_t - \varepsilon_p$; $\mathbf{r}_t$, $\mathbf{r}_p$ и $\mathbf{r}$ описывают положение электрона по отношению к атому мишени с ядерным зарядом Z_t , налетающему иону с ядерным зарядом Z_p и центру инерции системы; $\mathbf{v}$ — скорость налетающей частицы. При рассмотрении быстрых соударений ($Z_t/v < 1$; $Z_p/v < 1$) неортогональностью волновых функций начального и конечного состояний электрона можно пренебречь, и выражение (1) для амплитуды электронного захвата примет вид

$$a_{if}(+\infty) = -i \int_{-\infty}^{\infty} dt \left\langle \chi_f \left| -\frac{Z_p}{r_p} e^{-i\mathbf{v}\mathbf{r}} \right| \chi_i \right\rangle \exp(-i\omega t), \quad (2)$$

где

$$\chi_i = \Phi_i e^{-i\gamma_t}; \quad \chi_f = \Phi_f e^{-i\gamma_p}; \quad \gamma_t' = \int_{-\infty}^t h_{tt} dt'; \quad \gamma_p' = \int_{-\infty}^t h_{pp} dt'.$$