

УДК 539.17.015; 539.171.12  
PACS 25.40.Ep; 13.75.Cs; 13.85.-t

## АНАЛИЗ РАСПРЕДЕЛЕНИИ МНОЖЕСТВЕННОСТИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В АДРОН-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ В РАМКАХ МОДЕЛИ ГЛАУБЕРА

Т.Р.Джалагания<sup>1</sup>, Ю.В.Тевзадзе<sup>1</sup>, М.Р.Гочиташвили<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики высоких энергии Тбилисского Государственного Университета им.И.Джавахишвили

<sup>2</sup>Тбилисский Государственный Университет им.И.Джавахишвили.

### **Аннотация:**

*Распределения по множественности заряженных и отрицательно заряженных адронов рожденных в  $pAr$  и  $pXe$  столкновениях при  $E=200$  Гэв исследуются в рамках модели Глаубера. Для описания множественности заряженных адронов рожденных в двухнуклонных столкновениях внутри ядра используется отрицательное биномиальное распределение. С целью исследования роли ядра на процесс взаимодействия, изучается зависимость средней множественности заряженных адронов от прицельного параметра  $b$ . Анализируются соответствие полученных теоретических результатов с требованием КНО-скейлинговой инвариантности при переходе от  $pAr$  столкновению к  $pXe$  столкновениям.*

**Ключевые слова:** *Распределения по множественности, адрон-ядерные столкновения, модель Глаубера.*

Изучение адрон-ядерных столкновении при высоких энергиях является эффективным средством исследования влияния ядерной среды на характеристики вторичных заряженных частиц. Изучение таких взаимодействия дает также возможность провести пространственно-временной анализ процессов рождения вторичных адронов[1].

С другой стороны, очевидно, что в адрон-ядерных столкновениях имеем дело с задачей многих тел, для рассмотрения которой необходимо прибегнуть к определенным модельным представлениям. Теоретические расчеты показывают, что результаты полученные в рамках прямого внутриядерного каскадного механизма не согласуются с экспериментальными данными. В частности, по результатам измерений(по экспериментальным данным) множественность вторичных заряженных адронов гораздо меньше чем это следует из теории. С другой стороны, избыток относительно низкоэнергетических нуклонов указывает на то, что целиком пренебречь процессами каскадирования нельзя[2]. Можно сказать, что существует определенная область фазового пространства в котором процессы внутриядерного каскадирования играют доминирующую роль, но также существует вторая область, где каскадирование практически отсутствует.

Несмотря на множество проведенных и проводимых в настоящее время теоретических работ, недостаточное количество экспериментальных измерений не позволяют получить однозначные и убедительные выводы.

Модель в которой исследование адрон-ядерных столкновении проводятся в рамках основанной на геометрическом представлении модели Глаубера, был развит в работе [3], в которой основной акцент делается на анализе КНО - скейлинг-инвариантности[4]. Соответственно в роли распределения по множественности вторичных заряженных адронов в нуклон-нуклонных взаимодействиях, которой в модели отводится центральное место, берется КНО-скейлинговая функция из работы [5].

Известно, что одной из функций, которая с успехом используется при анализе адрон-адронных и адрон-ядерных столкновении в роли распределения по множественности является отрицательное биномиальное распределение-ОБР[6]. Настоящая работа посвящена исследованию адрон-ядерных столкновении в рамках отмеченной выше модели, когда  $P_n$  - распределение по множественности заряженных адронов, рожденных в элементарных нуклон-нуклонных взаимодействиях, описывается отрицательным биномиальным распределением.

Согласно модели развитой в работе [3], когда длина волны де-Броиля налетающей частицы много меньше чем размеры ядра мишени, взаимодействие каждой падающей частицы с ядром может быть рассмотрено как процесс взаимодействия вдоль узкой трубки внутри ядра, расстояние которой от центра ядра определяется прицельным параметром  $b$ . Соответствующее сечение неупругого рассеяния определяется формулой

$$d\sigma_i(b) = (1 - e^{-\sigma t(b)}) d^2 b, \quad d^2 b = b db d\varphi, \quad (1)$$

где  $\sigma$  является неупругим сечением элементарного нуклон-нуклонного взаимодействия, параметризация которой в широком интервале энергии дается выражением [7]

$$\sigma = 2.68 E^{0.037}, \quad 5 \text{ ГэВ} < E < 1500 \text{ ГэВ}, \quad (2)$$

а  $t(b)$  обычная ядерная толщина, связанная с плотностью ядра  $\rho(r)$  соотношением

$$t(b) = \int dz \rho(r), \quad r = \sqrt{z^2 + b^2}. \quad (3)$$

Ядро рассматривается как имеющая резкую ступенчатую границу однородная сфера радиусом  $R$ , которая выражается массовым числом  $A$  формулой

$$R = 1.26 A^{1/3} + 1.25 A^{-1/3}, \quad (4)$$

В этих условиях ядерная толщина  $t(b)$  имеет вид

$$t(b) = 2\rho(r)\sqrt{R^2 - b^2}, \quad (5)$$

где

$$\rho(r) = \begin{cases} \frac{A}{\frac{4}{3}\pi R^3}, & r \leq R \\ 0, & r > R \end{cases} \quad (6)$$

Определив все величины входящие в  $t(b)$ , для полного сечения адрон-ядерного взаимодействия  $\sigma^{hA}$  можно написать следующее выражение

$$\sigma^{hA} = \int d\sigma_i(b) = \int d^2b (1 - e^{-\sigma t(b)}). \quad (7)$$

Ключевым пунктом представленной модели является соотношение определяющее среднее число заряженных адронов рожденных в адрон-ядерных взаимодействиях при фиксированном значении прицельного параметра  $b$  [8].

$$\langle n(E, \nu(b)) \rangle = \langle n_{hN}(E) \rangle [1 + \beta(\nu(b) - 1)], \quad (8)$$

где  $\langle n_{hN}(E) \rangle$  - среднее число заряженных адронов рожденных в адрон-нуклонных столкновениях.  $\nu(\beta)$  – среднее число столкновений, которое испытывает падающий адрон в ядре при фиксированном  $b$ . Оно определяется соотношением

$$\nu(b) = \frac{\sigma \cdot t(b)}{1 - e^{-\sigma t(b)}}. \quad (9)$$

$\beta$  - параметр, который меняется в пределах  $0 \div 1$  и отражает роль ядра в процессе взаимодействия. В частности при  $\beta = 0$  роль ядра сводится к простому статическому множителю. А при  $\beta = 1$  формула (8) приводится к

$$\langle n(E, \nu(b)) \rangle = \langle n_{hN}(E) \rangle \nu(b), \quad (10)$$

который соответствует простому адитивному каскадированию.

Для полного сечения адрон-ядерных столкновений имеем формулу (7), а соответствующее топологическое сечение определяется выражением

$$\sigma_n^{hA} = \int d^2b (1 - e^{-\sigma t(b)}) P_n(b) \quad (11)$$

где  $P_n(b)$  является распределением по множественности для данного  $b$ .

В нашей работе  $P_n(b)$  берется в виде отрицательного биномиального распределения в которой роль  $\langle n \rangle$  играет  $\langle n(E, \nu(b)) \rangle$  (см. форм.(8)). Таким образом имеем

$$P_n(b) = P_n^{NBD}(b) = \frac{\Gamma(k+n)}{n! \Gamma(k)} \left( \frac{k}{k + \langle n(E, \nu(b)) \rangle} \right)^k \left( \frac{\langle n(E, \nu(b)) \rangle}{k + \langle n(E, \nu(b)) \rangle} \right)^n \quad (12)$$

После этого для распределения множественности заряженных адронов рожденных в нуклон-ядерных столкновениях можем написать формулу

$$P_n^{hA} = \frac{\sigma_n^{hA}}{\sigma^{hA}}. \quad (13)$$

Представленный выше подход используем для анализа  $P_n^{hA}$  распределении по множественности заряженных и отрицательно заряженных адронов рожденных в  $pAr$  и  $pXe$  столкновениях при  $E = 200$  ГэВ [9]. В первом случае в роли  $\langle n_{hN}(E) \rangle$  входящем в выражении (8) берем  $\langle n_{hN}^{(\pm)}(E) \rangle$  параметризация которой осуществляется формулой [10]

$$\langle n_{hN}^{(\pm)}(E) \rangle = 1.2 + 0.59E + 0.12(\ln E)^2, \quad (14)$$

а во втором случае в роли  $\langle n_{hN}(E) \rangle$  берем  $\langle n_{hN}^{(-)}(E) \rangle$ , который связан с  $\langle n_{hN}^{(\pm)}(E) \rangle$

соотношением

$$\langle n_{hN}^{(-)}(E) \rangle = \frac{\langle n_{hN}^{(\pm)}(E) \rangle - 2}{2}. \quad (15)$$

Полученные теоретические (модельные) результаты и соответствующие экспериментальные данные приведены в таблицах 1 и 2 и на рисунках 1 и 2 .

Таблица – 1.

Результаты модельного анализа распределении по множественности заряженных адронов рожденных в  $pAr$  и  $pXe$  столкновениях при  $E = 200$  ГэВ

	$\beta$	$\kappa$	$\langle n^{(\pm)} \rangle_M$	$D_M^{(\pm)}$	$\langle n^{(\pm)} \rangle_{ЭКСП}$	$D_{ЭКСП}^{(\pm)}$	$\frac{\chi^2}{NDF}$
$pAr$	0.59	4.10	13.7	7.94	$14.98 \pm 0.45$	$8.73 \pm 0.38$	$\frac{45.6}{38}$
$pXe$	0.71	2.34	19.73	13.89	$20.67 \pm 0.4$	$13.87 \pm 0.33$	$\frac{49.3}{60}$

Таблица - 2

Результаты модельного анализа распределении по множественности отрицательно заряженных адронов рожденных в  $pAr$  и  $pXe$  столкновениях при  $E=200$  ГэВ

	$\beta$	$k$	$\langle n^{(-)} \rangle_M$	$D_M^{(-)}$	$\langle n^{(-)} \rangle_{ЭКСП}$	$D_{ЭКСП}^{(-)}$	$\frac{\chi^2}{NDF}$
$pAr$	0.62	5.92	5.21	3.23	$5.39 \pm 0.17$	$3.40 \pm 0.13$	$\frac{22}{19}$
$pXe$	0.57	4.46	6.65	4.29	$6.84 \pm 0.13$	$4.41 \pm 0.11$	$\frac{48}{24}$

Как видно в целом описание является достаточно хорошим (см.табл 1 и 2 и рис. 1 и 2 ). Следует особенно подчеркнуть, что во всех рассмотренных нами случаях значение параметра  $\beta$  лежит в интервале (0,6 – 0,7), что указывает о существенной роли

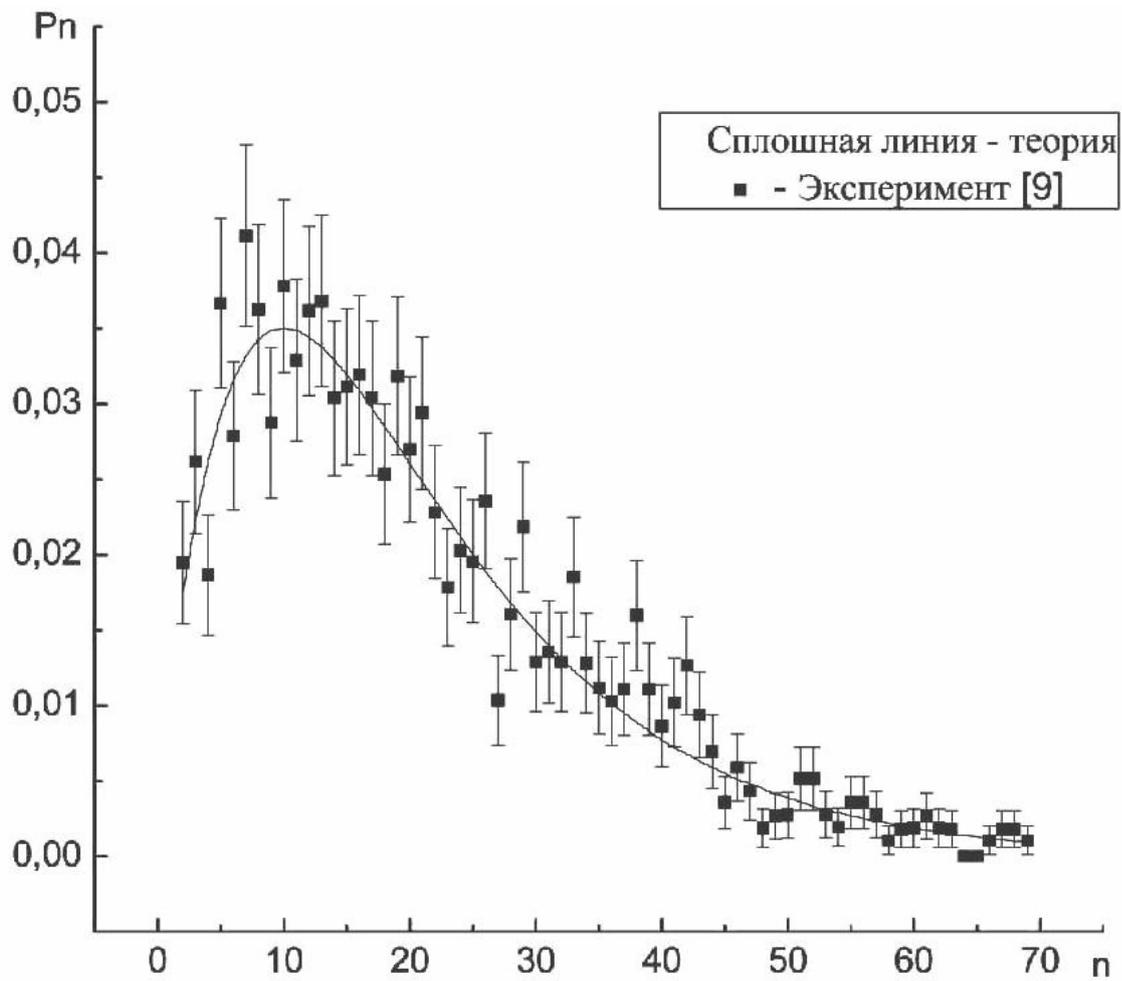


Рис.1. Распределение по множественности заряженных адронов рожденных в rHe столкновениях при  $E_{л} = 200$  ГэВ.

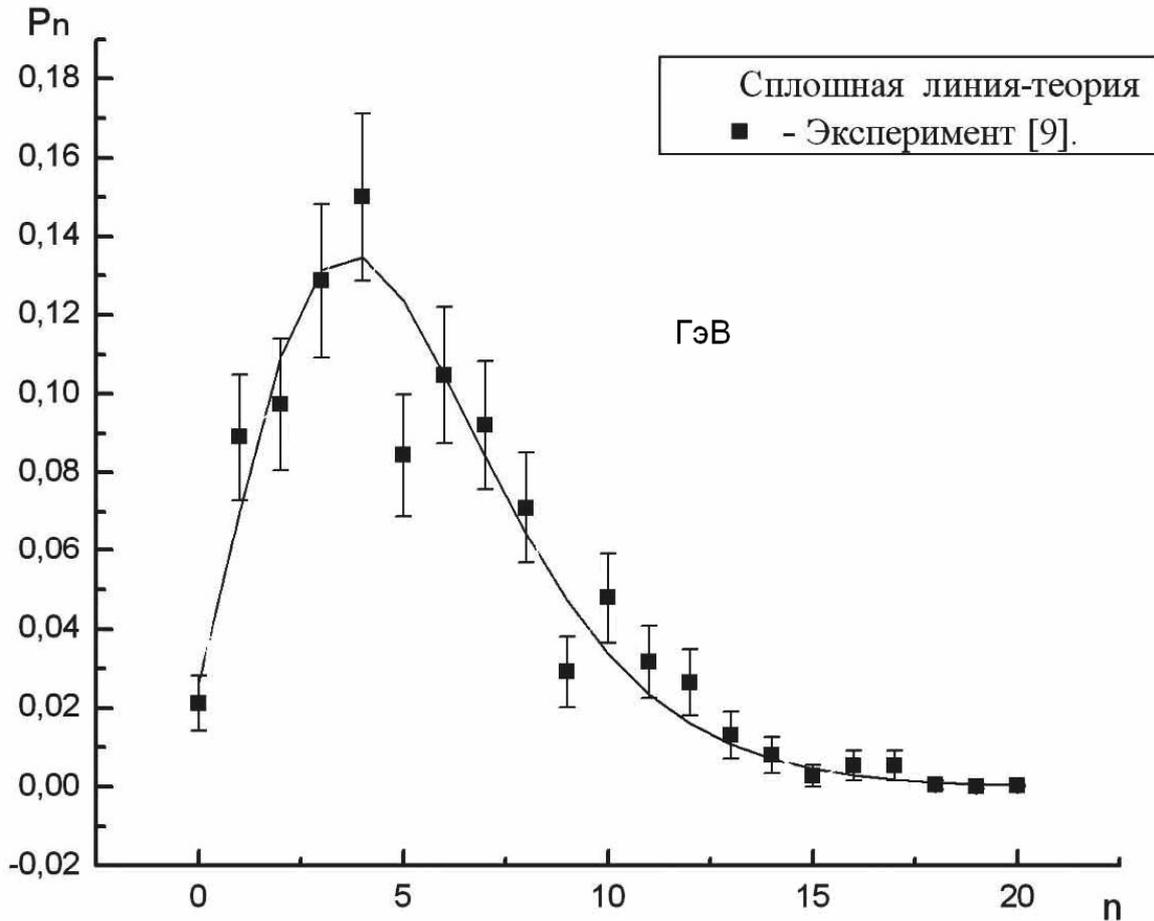


Рис.2. Распределение по множественности отрицательно заряженных адронов рожденных в pAg столкновениях при  $E_L = 200$  ГэВ.

фактора ядра. Для более ясного представления этого вопроса удобно ввести величину

$$\langle n_1(E, b) \rangle = \frac{\langle n(E, \nu(b)) \rangle}{\nu(b)}, \tag{16}$$

который дает среднее число рожденных заряженных (или отрицательно заряженных) адронов приходящих на один акт столкновения при фиксированном  $b$ . После этого определяется функция  $f(b)$  как отношение

$$f(b) = \frac{\langle n_1(E, b) \rangle}{\langle n_{hN}(E) \rangle}. \tag{17}$$

На рис.3 представлена зависимость  $f(b)$  от  $b$  для заряженных адронов рожденных в pXe столкновениях, а на рис.4 – зависимость  $f(b)$  от  $b$  для отрицательно заряженных адронов рожденных в pAg столкновениях. Как видно из этих рисунков в обоих случаях получается одинаковая картина: среднее число адронов (заряженных или отрицательно заряженных) рожденных в одном акте столкновения внутри ядра существенно меньше соответствующего

среднего числа в двухнуклонных столкновениях. А при приближении к поверхности ядра эти величины постепенно становятся равными.

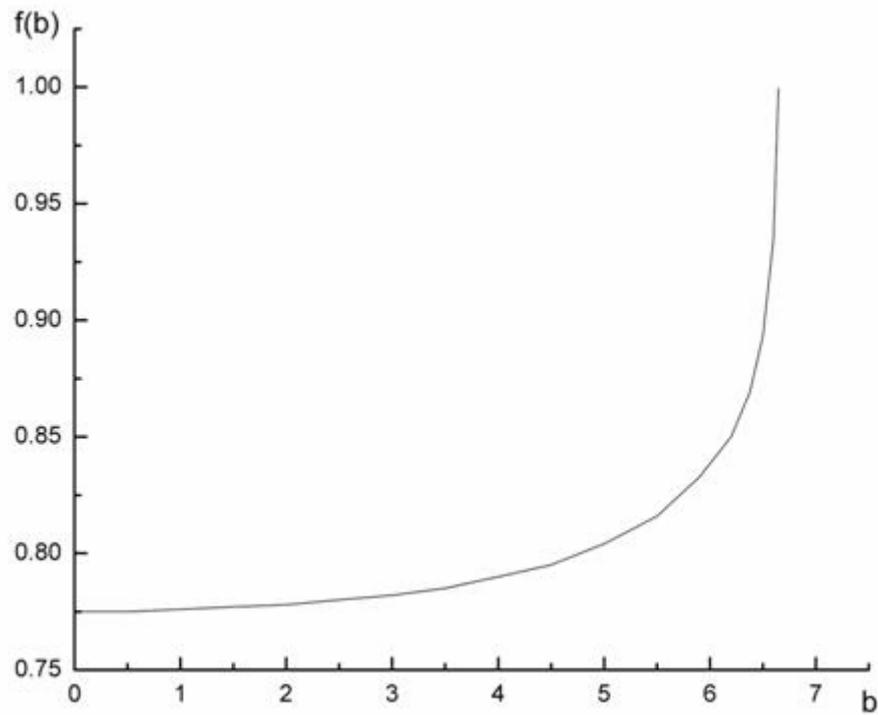


Рис.3 зависимость функции  $f(b)$  от  $b$  для заряженных адронов рожденных в pXe столкновениях при  $E_{\text{л}} = 200 \text{ GeV}$ .

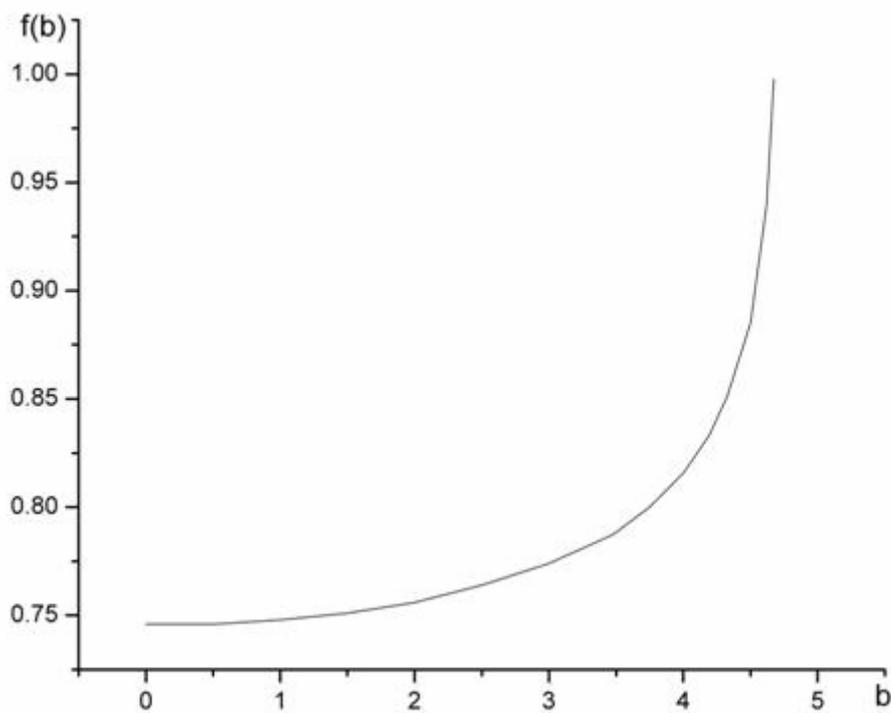


Рис.4. Зависимость функции  $f(b)$  от  $b$  для отрицательно заряженных адронов рожденных pAg столкновениях при  $E_{\text{л}} = 200 \text{ GeV}$ .

Рассмотрим теперь соответствие результатов представленного теоретического анализа с требованием КНО -скейлинг-инвариантности. В таблице -3 приведены результаты теоретических расчетов и экспериментальных измерения отношения  $D/\langle n \rangle$  для  $P_n^{hA}$  распределения по множественности всех заряженных и отрицательно заряженных адронов рожденных в  $pAr$  и  $pXe$  столкновениях.

Таблица – 3.

Результаты отношения  $D/\langle n \rangle$  для всех заряженных и отрицательно заряженных адронов рожденных в  $pAr$  и  $pXe$  столкновениях.

	$pAr$		$pXe$	
	теория	эксперимент	теория	эксперимент
$\frac{D^{(\pm)}}{\langle n^{(\pm)} \rangle}$	0.58	$0.58 \pm 0.04$	0.70	$0.67 \pm 0.04$
$\frac{D^{(-)}}{\langle n^{(-)} \rangle}$	0.62	$0.63 \pm 0.03$	0.65	$0.64 \pm 0.03$

Основными выводами следуемыми из этой таблицы являются:

- 1.Согласие теоретических результатов с экспериментальными данными является вполне удовлетворительным.
2. Требование КНО -скейлинг-инвариантности при переходе от  $pAr$  к  $pXe$  столкновениям для отрицательно заряженных адронов выполняется с более высокой точностью чем для всех заряженных адронов.

То же самое можно увидеть из рис.5, на котором представлены, КНО-скейлинговые функции  $\psi_{hA}(\xi)$ , где

$$\psi_{hA}(\xi) = \langle n \rangle P_n^{hA}, \quad \xi = \frac{n}{\langle n \rangle}, \quad (18)$$

для отрицательно заряженных адронов рожденных в  $pAr$  и  $pXe$  столкновениях.

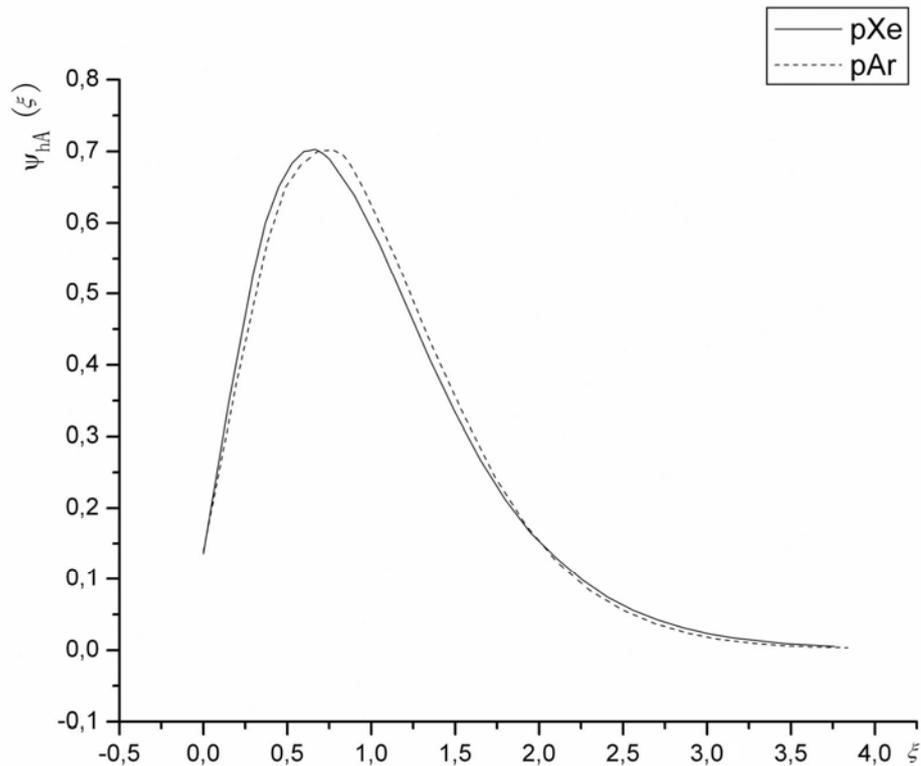


Рис.5 Модельные  $\psi_{hA}(\xi)$  - скейлинговые функции для отрицательно заряженных адронов рожденных в pXe и pAr столкновениях.

Таким образом можно сказать, что рассматриваемая модель адрон-ядерного взаимодействия, в котором в роли распределения по множественности заряженных адронов рожденных в нуклон-нуклонных столкновениях используется отрицательное биномиальное распределение, вполне удовлетворительно описывает экспериментальные данные по pAr и pXe столкновениям при  $E = 200$  (ГэВ). Показано, что модельный параметр  $\beta$ , который отражает влияние ядерной среды на процесс взаимодействия, во всех исследуемых нами случаях лежит в интервале  $\beta \approx (0.6-0.7)$ , что свидетельствует о существенной роли фактора ядра. Рассмотрено соответствие теоретико-модельных результатов с требованием KNO - скейлинг-инвариантностью. Показано, что для отрицательно заряженных адронов она выполняется с большей точностью чем для всех заряженных адронов.

Работа выполнена при поддержке Грузинского национального научного фонда проект GNSF/STO 8/4-418)

**ЛИТЕРАТУРА**

1. K.Gottfrid, Phys.Rev.Lett. (1974) **32**, 957 .
2. K.Young, Phys.Rev. D, , (1980), **22** , 2275.
3. D.Kiang, S.H.Ling, K.Young and C.S.Lam, Phys.Rev. D, (1985),**31**, 31.
4. Z.Koba, H.B.Nielsen and P.Olesen, Nucl.Phys. B, (1972), **40**, 317.
5. P.Slattery, Phys.Rev.Lett. (1972), **29**, 1624.
6. A.Giovannini, L.Van Hove, Z.Phys. C. Particles and Fields, (1986), **30**, 391.
7. U.Amaldi, In High Energy Collisions – 1973, proceedings of the Fifth International Conference, Stony Brook, New York (1973), 47.
8. W.Q.Chao, M.K.Hegab and J.Hüfner, Nucl,Phys, A, (1983), **395**, 482.
9. C.De Marzo et al, Phys.Rev. D, (1982), **26**. 1019.
10. W.Thome et al,Nucl.Phys. B, (1977), **12**, 365.

---

**Article received: 2010-08-04**