

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

4824/2-81

28/9-81

P2-81-369

+

Н.Гиордэнеску, В.С.Ставинский

МИНИМИЗИРОВАННОЕ
ЭКОНОМИЧНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

1981

ВВЕДЕНИЕ

Сначала об экспериментальных фактах, стимулировавших данную работу. В проблеме^{1,2/} кумулятивного рождения частиц была установлена универсальная закономерность, описывающая инклюзивные сечения рождения пионов и каонов^{3/}:

$$\frac{E}{A} \frac{d\sigma}{dp} = C \cdot \exp\left\{-\frac{X}{\langle X \rangle}\right\}, \quad //$$

где X - минимально возможная масса /в единицах массы нуклона/ фрагментирующей мишени и $\langle X \rangle \approx 0,16$. С другой стороны, было показано^{4/}, что для рождения пионов нормированное на атомный вес ядра инклюзивное сечение при фиксированном аргументе X не зависит от A / A -зависимость "объемного" типа/. Эти экспериментальные факты были установлены для $20 < A < 240$ и $1 < X < 3$, то есть в области кинематических переменных за пределами кинематики нуклон-нуклонных столкновений.

Затем аналогичная сильная A -зависимость была обнаружена в инклюзивном эксперименте с регистрацией инклюзивной частицы с большим поперечным импульсом^{5/}. Идентичность A -зависимостей и их характер указывают на общность этих процессов в смысле локальности^{1/} взаимодействия. Однако в опыте с большими поперечными импульсами явно $X < 1$ /что было доказано экспериментально/.

Первая попытка единого описания кумулятивного рождения частиц и частиц с большим поперечным импульсом на основе модели жестких соударений, то есть, по существу, точечного взаимодействия, предпринята в работе^{6/}.

В настоящей работе предложена идея экономичного взаимодействия, согласно которой инклюзивное сечение рождения частиц в экстремальных ситуациях, то есть либо кумулятивного рождения, либо с большим поперечным импульсом, определяется /зависит/ минимально возможной полной энергией сталкивающихся конstituентов.

ЭКОНОМИЧНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Как и ранее^{7/}, мы предполагаем, что часть ускоренной до энергии E_0 /импульс $\sqrt{E_0^2 - m_0^2}$ / частицы m_0 , а именно $X_0 m_0$ / $0 < X_1 < 1$ /, имеющая энергию $X_0 E_0$ /импульс $X_0 \sqrt{E_0^2 - m_0^2}$ /, взаимодей-

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ

стует с массой мишени $X_A m$ / где m - масса нуклона $0 < X < A_2$ /.
 A_2 - атомный вес ядра-мишени, причем ядро-мишень никак не выделено по отношению к возможному ядру-снаряду. В этом случае существует аналитическая связь между минимально возможными по кинематике величинами X_0 и X_A для рождения инклюзивной частицы m_1 в бинарной реакции:

$$(X_0 m_0) + (X_A m) \rightarrow m_1 + (X_0 m_0 + X_A m + m_2), \quad /2/$$

где масса m_2 есть, например, масса нуклона, если частица m_1 есть антинуклон и т.д. /более подробно см. в работе [1]. Эта аналитическая связь дается выражением

$$X_A m = \frac{E_0}{T_0} \cdot \frac{E_1 - \beta_0 P_{1z} + \frac{\Delta}{E_0}}{1 - \frac{E_1 + m_2}{X_0 T_0}}, \quad /3/$$

где $\Delta = m_0 m_2 - \frac{m_2^2 - m_1^2}{2X_0}$; β_0 - скорость частицы m_0 и $P_{1z} = P_1 \cos \theta_1$.

Соотношение /3/ определяет множество минимизированных величин /конституентов/ X_0 и X_A . Когда $X_0 \rightarrow \frac{E_1 + m_2}{T_0}$, то $X_A \rightarrow A$, и при $X_0 \rightarrow 1$ величина X_A стремится к своему минимальному значению $X_A(X_0=1) = Q$, минимально возможному кумулятивному числу.

При больших первичных энергиях ($\beta_0 \rightarrow 1$, $E_0 \gg \Delta$, E_1) оно совпадает со "световой переменной":

$$X_A \approx \frac{E_1 - P_{1z}}{m}. \quad /4/$$

Среди этого множества величин X_0, X_A есть такая пара, для которой полная энергия сталкивающихся конституентов

$$S^{1/2} = \sqrt{(X_0 m_0)^2 + (X_A m)^2 + 2(X_A m) X_0 E_0} \text{ минимальна:}$$

$$\frac{dS}{dX_0} = 0. \quad /5/$$

Из уравнения /5/ находим такие величины $X_0 m_0$ и, следовательно /соотношение /3//, массу мишени $m X_A(X_0^{(0)})$, которые дают минимально возможную для рождения данной инклюзивной частицы энергию:

$$X_A^* = \frac{S^{1/2}(X_0^{(0)}, X_A^{(0)})}{m}. \quad /6/$$

Сталкивающиеся частицы $m_0 X_0^{(0)}$ и $m X_A^{(0)}$ определяют систему "центра масс", скорость которой равна

$$\beta_c^* = \frac{P_0}{m(X_A^{(0)}/X_0^{(0)}) + E_0}. \quad /7/$$

Полная энергия /в единицах массы нуклона/ сталкивающихся конституентов равна

$$X_A^* = X_A^{(0)} \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{m_0}{m}\right)^2 \left(\frac{X_0^{(0)}}{X_A^{(0)}}\right)^2 + 2 \frac{E_0}{m} \frac{X_0^{(0)}}{X_A^{(0)}}}. \quad /8/$$

Заметим, что выражение под корнем, как и скорость "центра масс" /7/, зависит только от отношения $X_A^{(0)}/X_0^{(0)}$.

По техническим причинам задачу проще решить для рождения "инклюзивной частицы" с $m_1 = 0$ /следовательно, $m_2 = 0$ /. Из уравнения /5/ имеем

$$X_0^{(0)} = \frac{E_1}{T_0} \left[1 + \frac{\gamma_0^2 (1 - \beta_0 \cos \theta_1)}{3} \right] \left[2 \cos(60^\circ - \frac{\phi}{3}) \sqrt{1 + \frac{3}{\gamma_0^2 (1 - \beta_0 \cos \theta_1)}} - 1 \right] /9/$$

где

$$\cos \phi = \frac{1 + \frac{3}{\gamma_0^2 (1 - \beta_0 \cos \theta_1)} \left(\frac{3}{2} - \frac{9}{2\gamma_0^2} \right)}{\left(1 + \frac{3}{\gamma_0^2 (1 - \beta_0 \cos \theta_1)} \right)^{3/2}}. \quad /9a/$$

Формулы /9/ можно упростить при $\gamma_0 \gg 1$ для кумулятивного рождения частиц, однако для вылета инклюзивной частицы "вперед" фактор

$$\gamma_0^2 (1 - \beta_0 \cos \theta_1)$$

невелик.

Подставив $X_0^{(0)}$ из /9/ в /3/, находим $X_A^{(0)}$:

$$X_A^{(0)} = \frac{E_0}{m} \cdot \frac{E_1}{T_0} (1 - \beta_0 \cos \theta_1) \frac{X_0^{(0)}}{X_0^{(0)} - E_1/T_0},$$

и отношение

$$\frac{X_0^{(0)}}{X_A^{(0)}} = \frac{X_0^{(0)} - E_1/T_0}{\frac{E_0}{m} \cdot \frac{E_1}{T_0} (1 - \beta_0 \cos \theta_1)}$$

которое, после подстановки X_0 из /9/, равно

$$\frac{X_0^{(0)}}{X_A^{(0)}} = \frac{2 \cos(60^\circ - \frac{\phi}{3}) \sqrt{1 + \frac{3}{\gamma_0^2 (1 - \beta_0 \cos \theta_1)}} - 1}{3 \frac{m}{m_0} \gamma_0}. \quad /10/$$

то есть зависит только от первичной энергии /точнее, у-фактора/ угла вылета (Θ_1) инклюзивной частицы и не зависит от ее энергии. Это важный результат. Он означает, что и скорость системы "центра масс" // не зависит от энергии инклюзивной частицы. Сейчас мы получили этот результат, минимизируя энергию сталкивающихся конstituентов; в работе // независимость скорости центра масс получена из анализа экспериментальных данных по кумулятивному рождению пионов. Из анализа экспериментальных данных // мы получили линейную связь между X_A и X_0 , теперь мы видим /поскольку коэффициент пропорциональности определяется скоростью системы центра масс/, что коэффициент пропорциональности зависит только от угла эмиссии инклюзивной частицы. Итак, корень в выражении // зависит только от угла вылета инклюзивной частицы:

$$F(\Theta_1, y) = \sqrt{1 + \left(\frac{m_0}{m}\right)^2 \left(\frac{X_0^{(0)}}{X_A^{(0)}}\right)^2 + 2 \frac{E_0}{m} \cdot \frac{X_0^{(0)}}{X_A^{(0)}}} \quad //11/$$

$$X_A^* = X_A^{(0)} F(\Theta_1, y_0). \quad //12/$$

Для рождения произвольной инклюзивной частицы m_1 энергия X_A^* равна

$$X_A^* = X_A^{(1)} F(\Theta_1, y_0). \quad //13/$$

где

$$X_A^{(1)} = \frac{aX_0 + b}{X_0 - c},$$

$$a = \frac{E_0}{mT_0} [E_1 - \beta_0 P_{1z} + \frac{m_0 m_2}{E_0}]; \quad b = \frac{m_2^2 - m_1^2}{2mT_0}; \quad c = \frac{E_1 + m_2}{T_0},$$

$$X = f_1 + \sqrt{f_1^2 + f_2^2},$$

$$f_1 = \frac{E_1 - \beta_0 P_{1z} + \frac{m_0 m_2}{E_0}}{2E_1(1 - \beta_0 \cos \Theta_1)},$$

$$f_2 = \frac{m_2^2 - m_1^2}{2mT_0} \cdot \frac{X_0^{(0)} - \frac{E_1}{T_0}}{\frac{E_0}{m} \frac{E_1}{T_0} (1 - \beta_0 \cos \Theta_1)}$$

а $X_0^{(0)}$ дается выражением //9/.

ИЛЛЮСТРАЦИЯ ПОЛУЧЕННЫХ ФОРМУЛ ГРАФИКАМИ

На рис. 1 показан характер минимума энергии сталкивающихся конstituентов (X_A^*) в зависимости от аргументов X_0 и X_A . Мы выбрали три варианта, для которых инвариантные инклюзивные сечения примерно равны: а/ рождение пиона с поперечным импульсом 3,84 ГэВ/с при первичной энергии протонов 400 ГэВ // /кривая L_2 для минимизированных аргументов на плоскости X_0, X_A ; б/ рождение пиона с углом эмиссии 160° и импульсом 1500 МэВ/с при энергии протонов 400 ГэВ /экстраполяция данных //; кривая L_1 для минимизированных аргументов на плоскости X_0, X_A ; в/ рождение пиона с углом 168° и импульсом 1320 МэВ/с при энергии первичных протонов 8,9 ГэВ /экстраполяция данных //, кривая L .

По оси Z показаны величины энергии сталкивающихся минимизированных конstituентов.

Из рисунка видно следующее:

1/ процессы кумулятивного рождения частиц (L и L_1) соответствуют $X_A > 3$, причем, что существенно, минимально возможные кумулятивные числа $X_A/X_0 = 1$ примерно равны, что следует из соотношения //1/;

2/ если эффективные значения X_0 для случая 8,9 ГэВ по порядку величины составляют десятые доли, то эффективные величины X_0 для 400 ГэВ - сотые;

3/ минимум в величинах X_A^* /энергии сталкивающихся конstituентов/ в случае 400 ГэВ более резкий по сравнению с энергией 8,9 ГэВ, но значения X_A^* в минимумах примерно равны;

4/ случай рождения частицы с большим поперечным импульсом (L_2) не имеет отношения к кумулятивному рождению ($X_A < 1$), но значение в минимуме примерно равно соответствующим величинам в кумулятивном рождении с идентичными величинами инклюзивных сечений.

На рис. 2 показана линейная связь между X_A и X_0 соответствующих минимуму энергии сталкивающихся конstituентов. На

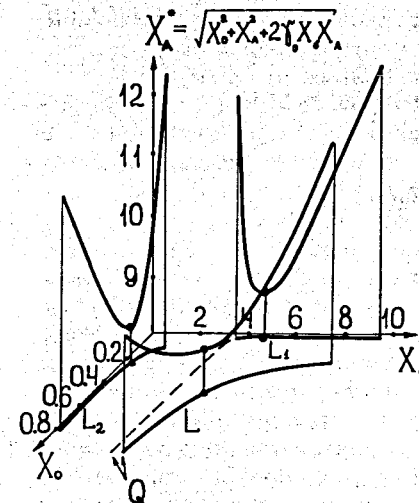


Рис.1. Зависимость энергии сталкивающихся конstituентов (X_A^*) от их масс X_0 и X_A для трех случаев L .

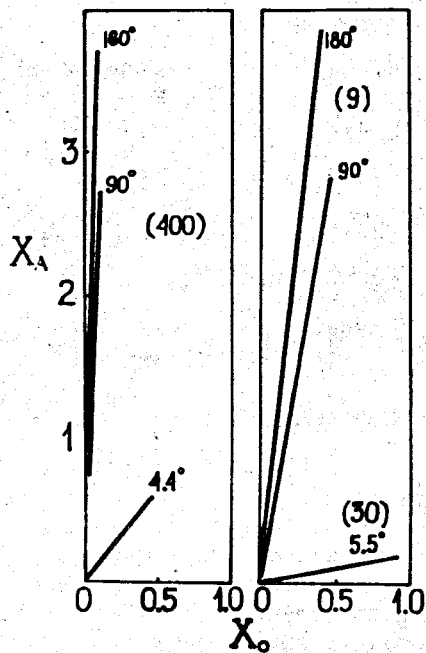


Рис.2. Зависимость величины X_A от X_0 для минимальных энергий сталкивающихся конститuentов.

рисунке показаны зависимости для углов эмиссии инклюзивной частицы $4,4^\circ$, 90° и 160° при первичной энергии протонов 400 ГэВ /левый рисунок/ и для углов эмиссии 180° и 90° при $8,9$ ГэВ и $5,5^\circ$ при 30 ГэВ /10/. Из рисунка видно, что коэффициент пропорциональности в зависимости $X_A = \alpha X_0$ слабо изменяется при больших углах эмиссии $|\theta_1| > 90^\circ$ и наблюдается сильная зависимость этого параметра от первичной энергии для малых углов эмиссии. Но во всех случаях эта зависимость линейная.

СОВМЕСТНОЕ ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО КУМУЛЯТИВНОМУ РОЖДЕНИЮ И ОБРАЗОВАНИЮ ЧАСТИЦ С БОЛЬШИМИ ПОПЕРЕЧНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

На рис. 3 приведены экспериментальные данные по сечениям /на нуклон фрагментирующего ядра/ кумулятивного рождения пионов /положительных (\bullet) и отрицательных (\circ) / и каонов /отрицательных (\ast) /¹¹ в реакции $P(8,9) + Pb \rightarrow \pi^\pm, k^-$ в зависимости от минимально возможной энергии взаимодействующих конститuentов X_A^\ast /соотношение /13//. На рисунке приведены данные по энергетическим зависимостям /от $0,4 \pm 1,4$ ГэВ/ для разных углов наблюдения: 90° , 120° , 150° , 168° , 180° . Видно, что все эти данные описываются единой зависимостью от X_A^\ast . Таким образом, развиваемый в данной работе подход объясняет найденные ранее в работе^{7/} эмпирические закономерности кумулятивного рождения пионов и каонов. На этом же рисунке приведены данные по инклюзивному рождению пионов /положительных /+/ и отрицательных /x// с большим поперечным импульсом, с углом эмиссии $5,5^\circ$ в протон-протонном взаимодействии при энергии 30 ГэВ^{10/}. Хорошее совпадение этих данных с кумулятивным рождением частиц является фактом нетривиальным. Такое единое описание совокупности данных говорит в пользу идеи экономичного взаимодействия минимизированных конститuentов.

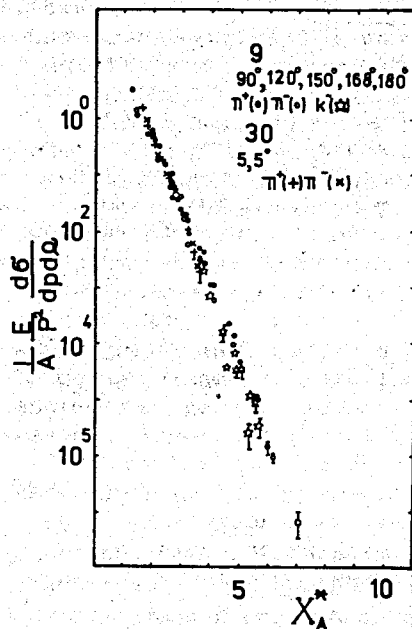
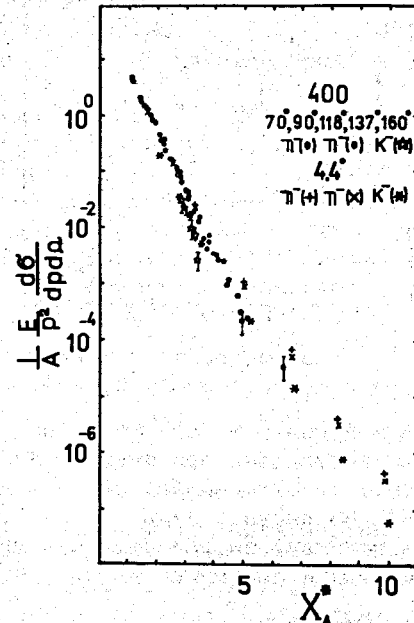


Рис.3. Экспериментальные данные по инклюзивным сечениям рождения кумулятивных пионов и каонов для реакции $P/8,9$ ГэВ/ + $Pb \rightarrow \pi^\pm, k^-$ в зависимости от минимально возможной энергии взаимодействующих конститuentов.

Рис.4. Экспериментальные данные по инклюзивным сечениям рождения пионов и каонов для реакции $P/400$ ГэВ/ + $Ta \rightarrow \pi^\pm, k^-$ и реакции $P/400$ ГэВ/ + $p \rightarrow \pi^\pm, k^-$.



На рис. 4 приведены аналогичные данные по кумулятивному рождению пионов (π^+ (\bullet), π^- (\circ)) и каонов (k^- (\ast))^{8/} для ядра Ta , полученные при энергии протонов 400 ГэВ. На этом же рисунке приведены данные по рождению частиц с большим поперечным импульсом^{5/} для π^+ (\bullet), π^- (\times) и k^- (\ast) также при первичной энергии 400 ГэВ. Углы эмиссии в кумулятивных данных 70° , 90° , 118° , 137° , 160° , угол эмиссии в данных с большими P_\perp $4,4^\circ$. И здесь видно, что все данные описываются /с точностью до коэффициента порядка 2/ единой зависимостью. Причем для $X_A^\ast < 5$ эта зависимость та же самая, что и для данных при меньших энергиях.

На рис. 5 приведены данные по показателю степени в A -зависимости инклюзивных сечений: $E \frac{d\sigma}{dp} \sim A^n$.

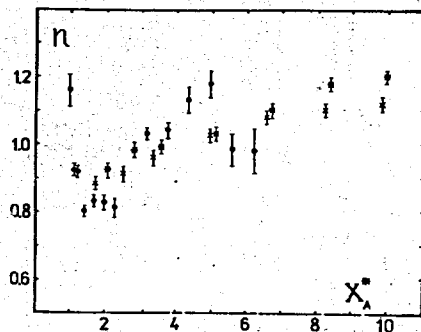


Рис.5. Зависимость показателя степени n в A -зависимости типа A^n от минимальной энергии сталкивающихся конstituентов ($\bullet - \pi^-$ в реакции $pA \rightarrow \pi^-$ при $E_p = 9$ ГэВ; $\times - \pi^-$ и $* - k^-$ в реакции $pp \rightarrow \pi^-; k^-$ при $E_p = 400$ ГэВ/.

На рисунке показаны величины показателя n для данных по кумулятивному рождению пионов

при энергии 8,9 ГэВ⁹ (\bullet) и рождению частиц с большими поперечными импульсами при энергии 300 ГэВ¹⁰ для π^- (\times) и k^- ($*$) в зависимости от минимальной энергии взаимодействующих конstituентов X_A . Из рисунка видно, что характер зависимости $n(X_A)$ в первом приближении одинаков как для кумулятивного рождения частиц, так и для рождения частиц с большим поперечным сечением.

ВЫВОДЫ

В работе получено единое описание процессов кумулятивного типа и реакций с большими поперечными импульсами в зависимости от минимально возможной энергии взаимодействующих конstituентов. Хорошее описание процессов кумулятивного типа в значительной мере является отражением известного ранее /соотношение /1// описания данных в зависимости от кумулятивного числа, ибо зависимость $F(\Theta_1)$ оказалась слабой для углов эмиссии больше 90° , а та слабая зависимость от угла эмиссии, которая есть, устраняет небольшие отклонения от единой зависимости от кумулятивного числа^{4,12} для эмиссии кумулятивных частиц с отличным от нуля поперечным импульсом. В этом смысле полученные универсальные зависимости кумулятивного рождения частиц отражают и в данном подходе доминирующее влияние кварк-партонной структурной функции ядра¹², то есть вероятности данного X_A , минимально возможной массы мишени. Доминирующее в связи с тем, что в кумулятивном рождении частиц эффективные значения $X_0 \sim 0,1$ и структурная функция налетающего протона, видимо, не играет существенной роли.

Однако совпадение с сечениями кумулятивного рождения сечений реакций с большими поперечными импульсами является фактом нетривиальным. Видимо, действительно минимально возможная

энергия взаимодействующих конstituентов отражает какие-то основные черты динамики взаимодействия частиц.

В настоящей момент можно сформулировать следующие предсказания развиваемого подхода:

1. Должна быть изотропия рождения частиц в системе координат центра масс сталкивающихся конstituентов, то есть в системе, движущейся со скоростью β^* /соотношение /7//.

2. Сечения рождения нескольких частиц кумулятивного типа и с большим поперечным импульсом будут равны сечению рождения одиночной частицы с суммарным аргументом $\sum X_A^*$; единой зависимости должны следовать и сечения рождения резонансов (ρ, ω, f и т.д.).

Считаем своим приятным долгом выразить благодарность А.М.Балдину и А.В.Ефремову за дискуссии по рассмотренным вопросам.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Формулы /7/, /9/, /10/, /11/, /13/ сложны для практических оценок. Однако их можно существенно упростить для практически всех известных на сегодняшний день данных по кумулятивному рождению мезонов и реакций с большими поперечными импульсами.

Упрощения возможны для случая

$$\gamma_0^2(1 - \beta_0 \cos \Theta_1) \gg 1.$$

При выполнении этого условия имеем

$$\beta^* = \frac{\beta_0}{1 + (1 - \beta_0 \cos \Theta_1) \left[1 + \frac{1}{4\gamma_0^2(1 - \beta_0 \cos \Theta_1)} \right]}. \quad /7/$$

$$F(\Theta_1, \gamma_0) = \sqrt{1 + \frac{2}{1 - \beta_0 \cos \Theta_1} \left[1 + \frac{1}{4\gamma_0^2(1 - \beta_0 \cos \Theta_1)} \right]}. \quad /11/$$

$$X_A^* = X_A^{(1)} F(\Theta_1, \gamma_0).$$

где

$$X_A^{(1)} = \frac{E_0}{T_0} \left\{ \frac{E_1 - \beta_0 P_{1z} + \frac{m_0 m_2}{E_0}}{m} + \frac{(E_1 + m_2)}{m} (1 - \beta_0 \cos \Theta_1) + \frac{m_2^2 - m_1^2}{2m} \cdot \frac{1 - \beta_0 \cos \Theta_2}{E_1 - \beta_0 P_{1z}} \right\}.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Балдин А.М. ОИЯИ, P7-5769, Дубна, 1971.
2. Baldin A.M. JINR, E1-80-545, Dubna, 1980.
3. Ставинский В.С. ОИЯИ, P2-9528, Дубна, 1976; XVIII Международная конференция по физике высоких энергий, т. 1, А6-1, Тбилиси, 1976. ОИЯИ, Д1,2-10400, Дубна, 1977.
4. Балдин А.М. и др. ЯФ, 1974, т. 20, вып. 6, с. 1201; Stavinsky V.S. Jnt.Conf. on Extreme States in Nucl.Systems. Dresden, 1980, p.126.
5. Cronin J.W. et al. Phys.Rev.D., 1975, v. 11, p. 3105.
6. Ефремов А.В. ЯФ, 1976, т. 24, с. 1208.
7. Ставинский В.С. ОИЯИ, P2-80-767, Дубна, 1980.
8. Nikiforov N.A. et al. Phys.Rev. C, 1980, v. 22, No.2, p.700.
9. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, 1-12396, Дубна, 1979.
10. Anderson E.W. et al. Phys.Rev., 1967, v. 19, p. 198.
11. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, 1-80-488, Дубна, 1980.
12. Ставинский В.С. ЭЧАЯ, 1979, т. 10, вып. 5, с. 949.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 июля 1981 года.