

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P1-85-14

А. П. Гаспарян, Р. Р. Мехтиев*

НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОТОНОВ,
ИСПУЩЕННЫХ В ЗАДНЮЮ ПОЛУСФЕРУ, В dTa -
И STa -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ $P_0 = 4,2$ ГэВ/с

* Институт физики АН АзССР

ВВЕДЕНИЕ

Аналізу адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий в кумулятивных переменных, в частности, изучению структурных функций в области фрагментации мишени, уделяется в настоящее время большое внимание^{/1/}. Наименее исследован процесс кумулятивного рождения частиц в столкновениях релятивистских ядер. В данной работе представлены экспериментальные данные по образованию протонов в задней полусфере в л.с.к. в dTa-и CTa-соударениях при 4,2 ГэВ/с на нуклон.

1. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Экспериментальный материал содержал 1062 dTa и 1235 CTa неупругих столкновений, полученных в результате взаимодействий первичных ядер дейтерия и углерода с танталовой мишенью /3 пластинки-по 1 мм толщиной/, установленной во внутреннем объеме 2-метровой пропановой камеры ЛВЭ ОИЯИ. Расстояние между пластинками составляло 93 мм. В этих событиях измерялись протоны, испущенные в заднюю полусферу, в л.с.к. /протон-назад/. Примесь π^+ -мезонов среди протонов-назад не превышала ~2%. Поправки, связанные с потерей протонов из-за больших углов погружения, составляли ~5%. Анализировались протоны, имеющие величину пространственного угла $\theta \geq 100^\circ$. Такая величина была выбрана ввиду большой потери протонов с $\theta \approx 90^\circ$, т.е. испущенных вдоль плоскости танталовой пластинки.

Наличие танталовых пластин искажает первоначальные импульсный и угловой спектры протонов вследствие двух причин: вторичного взаимодействия протонов с ядрами мишени и ионизационных потерь при прохождении протона сквозь танталовую мишень. Вероятность вторичного взаимодействия протонов можно оценить из известного выражения $W = e^{-n\sigma x}$, где n - число ядер в 1 см^3 мишени: $\sigma \approx 1,7$ барн - сечение неупругого взаимодействия протона с танталом, которое слабо зависит от энергии^{/2/} в интервале наблюдаемых значений импульсов вторичных протонов; x - толщина мишени по направлению вылета протона. Отсюда для протонов с $\theta = 100^\circ$ относительная потеря из-за вторичного взаимодействия составляет ~3%.

Таким образом, существенные поправки могут возникать только вследствие ионизационных потерь. Часть протонов поглощается в пластинке и не регистрируется. Величина потерь таких протонов будет рассмотрена ниже. Оставшаяся часть регистрируется в про-

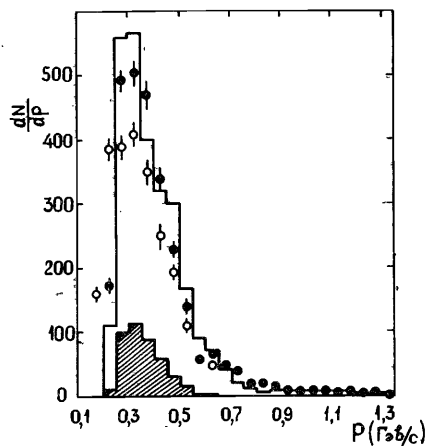


Рис.1. Импульсные спектры протонов-назад в СТА-взаимодействиях: о - начальный экспериментальный спектр, ● - экспериментальный спектр с учетом влияния танталовых пластин; гистограмма - расчет ДКМ, заштрихованная область - вклад дейтронов /см. текст/.

пане, и необходимо оценить первоначальный импульсный спектр таких протонов.

В предположении, что взаимодействие налетающего ядра углерода произошло в среднем на половине толщины пластинки, с учетом пространственного угла вылета вторичного протона вычислялась длина пути, пройденного протоном в толщине пластинки (l_1). В нашем случае размещения танталовых пластин в пропане, мы наблюдали переход между двумя средами. Поэтому для упрощения вычислений, по импульсу наблюдаемого в пропане протона, с помощью таблиц импульс-пробег^{/3/} был определен пробег, соответствующий пробегу протона с данным импульсом в тантале (l_2). По полученной таким образом суммарной длине ($l = l_1 + l_2$) из тех же таблиц определялось искомое поправленное значение импульса протона. На рис.1 приведены первоначальный (о) и поправленный (●) спектры протонов, испущенных в заднюю полусферу / $\theta \geq 100^\circ$ /. Следует отметить, что поправки существенны главным образом для протонов с импульсом менее 300 МэВ/с.

Для более полного анализа величины методических искажений импульсных и угловых характеристик протонов использовались моделированные события по дубнейской версии каскадно-испарительной модели^{/4/} /ДКМ/. С этой целью в моделированных событиях с помощью случайного числа разыгрывалась точка взаимодействия в пределах толщины пластинки. Затем, используя величину пространственного угла вылета, моделировали прохождение протона в танталовой мишени и прилегающем к ней слое пропана 4 мм, необходимого для надежного визуального наблюдения трека протона. По вычисленной таким образом длине трека определяли граничный импульс "регистрации" моделированного протона, ниже которого протон считался поглотившимся мишенью. Для сравнения с новым экспериментальным импульсным спектром протонов в полученный таким образом в ДКМ спектр была введена поправка, т.е. учитывались искажения спектра пластинкой. На рис.2 в виде штриховой

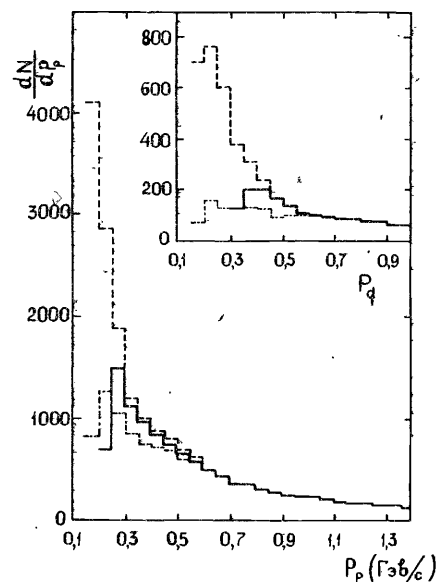


Рис.2. Импульсный спектр протонов в СТА-взаимодействиях, полученный в ДКМ, штриховая гистограмма - первоначальный спектр; штрих-пунктирная - спектр, искаженный пластинкой; сплошная гистограмма - поправленный спектр.

гистограммы показан первоначальный спектр моделированных протонов. Штрих-пунктирная гистограмма соответствует импульсному спектру протонов, искаженному пластинкой. Сплошной гистограммой обозначен "поправленный", аналогично экспериментальному, импульсный спектр протонов в ДКМ. В верхней части рисунка /вставка/ приведен результат учета влияния пластинки для вторичных дейтронов. Из рис.2 следует, что, начиная с импульса вторичного протона 300 МэВ/с и выше, наличие пластинки может исказить значение истинного импульса не более чем на 10%, что находится в пределах среднего экспериментального импульсного разрешения^{/5/}. Следует отметить, что протоны, имеющие импульс $200 \leq p_p \leq 500$ МэВ/с, останавливаются в объеме камеры, и для них точность измерения импульсов по пробегу составляет 2%. Протоны, имеющие импульс $p_p > 500$ МэВ/с, измеряются по кривизне трека в магнитном поле, и в этом случае точность измерения импульсов ~12%.

На рис.3 приведено отношение импульсных спектров вторичных протонов и ядерных фрагментов (d, t, ^3He)-спектра в ДКМ после введения поправок на ионизационные потери к первоначальному спектру, рассчитанному в ДКМ с учетом взаимодействия каскадных частиц в рамках модели динамической коалесценции /слипания/^{/6/}. Для поглощенных протонов и фрагментов во всем диапазоне импульсов это отношение составило для p, d, t, ^3He соответственно $\approx 34\%$, 42% ; 58% ; 60% .

На рис.4 приведено угловое распределение протонов с импульсом более 300 МэВ/с в ДКМ. Учет влияния пластинок приводит к уменьшению числа протонов, испущенных в углы, близкие к 90° в л.с.к. /заштрихованная область/.

Оценим примесь неидентифицированных ядерных фрагментов (d, t, ^3He) среди отобранных для анализа протонов. Примесь, в основном, связана с трудностью идентификации ядерных фрагментов. В нашем эксперименте возможна идентификация вторичных дейтронов по плотности ионизации лишь в области импульсов $1 \div 1,5$ ГэВ/с.

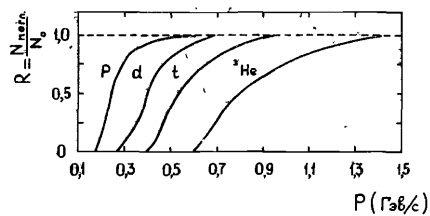


Рис.3. Отношение импульсных спектров протонов и ядерных фрагментов (d, t, ^3He) в ДКМ, полученных после введения поправок на ионизационные потери к первоначальным спектрам.

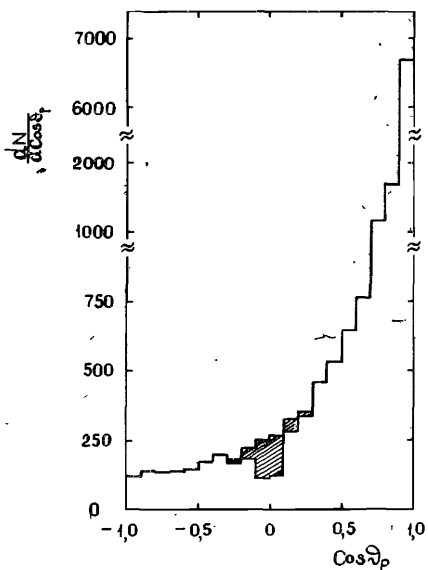


Рис.4. Угловое распределение протонов с импульсом более 300 МэВ/с в ДКМ для СТа-взаимодействий. Заштрихованная область - доля протонов, поглощенных пластинкой.

ДКМ даёт относительный выход дейтронов к выходу протонов для всех импульсов и углов $\theta_{\text{лс}} \geq 100^\circ$ $d/p \approx 40\%$. Ввиду незначительного отличия энергии ядер-мишеней от первичной энергии для проверки этой оценки мы использовали экспериментальные данные по испусканию протонов и дейтронов в С-Рв-взаимодействиях при начальной кинетической энергии 3,6 ГэВ/с. нуклон^{7/7}.

При углах испускания $\theta_{\text{лс}} = 99^\circ, 120^\circ, 130^\circ, 148^\circ$ и в интервале импульсов вторичных протонов и дейтронов 0,5-1,1 ГэВ/с /где в нашем случае трудно их разделить/ средний относительный выход дейтронов к выходу протонов составляет^{7/7} $\sim 40\%$. Это хорошо согласуется с результатами ДКМ и свидетельствует о правильной оценке выхода ядерных фрагментов в ДКМ с учётом слипания нуклонов.

Для учета влияния пластин на выход ядерных фрагментов была определена методом, описанным выше, доля фрагментов, поглотившихся в пластинке, а в полученный спектр введена поправка на ионизационные потери.

Для дальнейшего учета экспериментальных условий наблюдения проведена следующая процедура. В эффективном объеме камеры разыгрывалась точка взаимодействия, вычислялся пробег фрагментов

и выделялись фрагменты, остановившиеся в пределах эффективного объема. Импульс таких фрагментов затем изменялся на новое значение, соответствующее импульсу протона, имеющего пробег, равный пробегу фрагмента. Для однозарядных фрагментов, имеющих пробег, превышающий размеры эффективного объема, сохранялось значение импульса, но фрагмент считался протоном, т.е. имитировалось определение импульса протона по кривизне трека в камере. Доля ядерных фрагментов d, t, ^3He среди протонов-назад после учета поглощения оказалась меньше $\sim 8\%$, поэтому в дальнейшем все фрагменты считались дейтронами.

На рис.1 для протонов, а также дейтронов, имеющих пересчитанное значение импульса /заштрихованная область/, гистограммой представлен расчет ДКМ импульсного спектра барионов, вылетающих в заднюю полусферу. Расчет в целом удовлетворительно описывает экспериментальный спектр, и доля дейтронов по отношению к выходу протонов составляет $\sim 15\%$.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ

Инклюзивный спектр протонов-назад $\theta_{\text{лс}} \geq 100^\circ$ $E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{1}{p} \frac{\Delta N}{\Delta p \Delta T} \frac{\sigma_{\text{in}}}{N_{\text{вз}}}$

/ σ_{in} - сечение неупругого взаимодействия/ определялся в зависимости от их кинетической энергии в СТа (\bullet) и дТа (Δ) соударениях. Результаты приведены на рис.5. Сплошная линия представляет собой аппроксимацию экспериментальных данных зависимостью вида

$$y = A \exp(-T/T_0) \quad /1/$$

для дТа-соударений и выражением

$$y = A \exp(-T/T_{01}) + B \exp(-T/T_{02}) \quad /2/$$

для СТа-столкновений. Величины параметров T_0 /температуры спектров/ приведены в табл.1 для разных угловых интервалов вылета протонов-назад. Аппроксимация экспериментальных распределений одной экспонентой для СТа-соударений также приведена в табл.1. и даёт хорошие значения χ^2 на степень свободы. Данные этой таблицы указывают на уменьшение параметра T_0 с ростом угла испускания протона назад. Наблюдается более крутой спад распределения протонов-назад в дТа-соударениях. Для протонов, имеющих величину угла $\theta_{\text{лс}} \geq 100^\circ$, значение параметра T_0 в пределах экспериментальных ошибок мало отличается от значений, полученных ранее в адрон-ядерных и ядро-ядерных столкновениях /35-40/ МэВ^{18-16/} /.

Штриховой гистограммой на рис.5 представлен расчет спектра по кинетической энергии протонов в СТа-соударениях в ДКМ. Сплошная гистограмма - расчет ДКМ с учётом образования ядерных

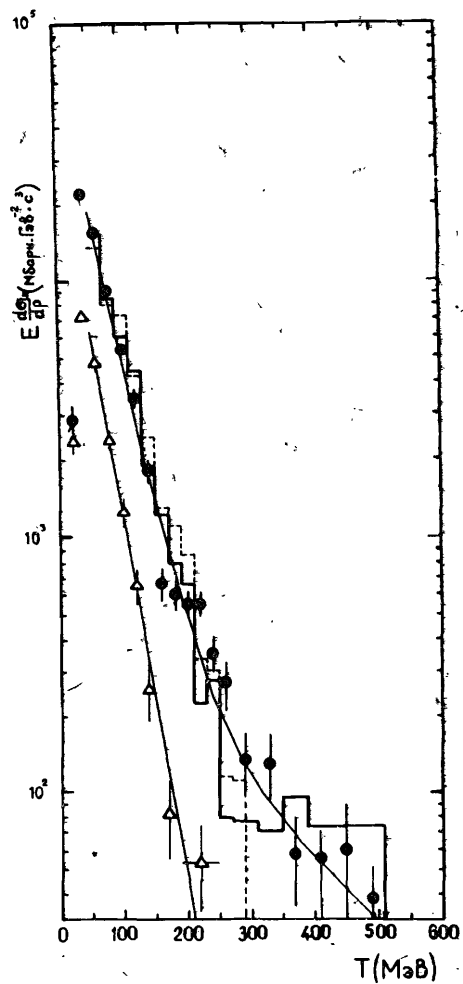


Рис. 5. Инклюзивный спектр протонов-назад в зависимости от кинетической энергии в dTa (Δ) и STa (\bullet) взаимодействиях. Сплошная линия - аппроксимация экспериментальных спектров /см. табл. 1/; гистограмма - расчет ДКМ /см. текст/.

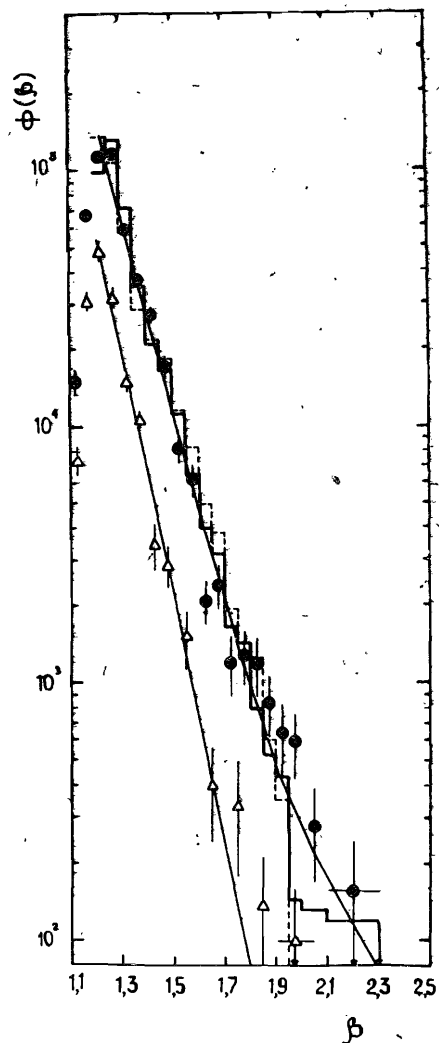


Рис. 6. Структурная функция протонов-назад в зависимости от кумулятивной переменной $\beta = \frac{E - p_{11}}{m_p}$ в dTa (Δ) и STa (\bullet)-столкновениях. Сплошная линия - аппроксимация экспериментальных спектров /см. табл. 2/, гистограмма - расчет ДКМ /см. текст/.

фрагментов при помощи модели коалесценции нуклонов^{6/}. Соответствующие величины параметров T_0 аппроксимации расчетных спектров зависимостью /1/, приведены также в табл. 1. Из рис. 5 видно, что без учета образования фрагментов расчетные значения не согласуются с экспериментальными данными, особенно при $T \geq 250$ МэВ.

Величина параметра T_0 примерно постоянна для разных углов испускания и близка к ~ 42 МэВ. Учет слипания нуклонов и образования фрагментов в ДКМ улучшает согласие экспериментальных и расчетных спектров и приводит к уменьшению значений параметра T_0 /см. табл. 1/.

На рис. 6 приведено распределение структурной функции

$$\phi(\beta) = \int f(\vec{p}) d\Omega, \quad f(\vec{p}) = E \frac{d\sigma}{d^3p} = \frac{E}{p^2} \frac{d\sigma}{dp d\Omega} = \frac{|p - E \cos\theta|}{p^2 m_p} \frac{d\sigma}{d\beta d\Omega},$$

где m_p - масса протона, для протонов-назад в зависимости от кумулятивной переменной $\beta = \frac{E - p_{11}}{m_p}$ в STa (\bullet) и dTa (Δ)-столкновениях. Сплошная линия - аппроксимация спектров зависимостью вида

$$y = A \exp(-\beta/\beta_0) \quad /3/$$

для dTa-столкновений,

$$y = A \exp(-\beta/\beta_{01}) + B \exp(-\beta/\beta_{02}) \quad /4/$$

для STa-соударений.

В табл. 2 представлены величины параметров $\beta_0, \beta_{01}, \beta_{02}$ для разных угловых интервалов вылета протона назад. Наблюдается увеличение параметра β_0 с увеличением угла вылета протона-назад. Аппроксимация распределения одной экспонентой для STa-соударений дает большие значения χ^2 на степень свободы. Наблюдается также некоторое отличие параметров наклона для dTa-взаимодействий от STa-столкновений, а именно - более крутой спад спектра в dTa-соударениях. Штриховая и сплошная гистограммы - расчет ДКМ для STa-соударений, соответственно без учета слипания нуклонов и со слипанием. Соответствующие величины параметров аппроксимации спектров в ДКМ приведены в табл. 2, из которой видно, что учет слипания нуклонов, как и в случае энергетических спектров протонов, приводит к лучшему согласию с экспериментальными значениями и к небольшому уменьшению параметра β . Это указывает на возможную примесь дейтронов. С другой стороны, аппроксимация спектров ДКМ без учета и с учетом взаимодействия в конечном состоянии дает небольшое различие в величине параметров наклона /см. табл. 1 и 2/.

Таблица 1. Величины параметров T_0 , T_{01} , T_{02} /МэВ/, аппроксимации энергетических спектров протонов выражениями $y = A \exp(-T/T_0) / 1/$ и $y = A \exp(-T/T_{01}) + B \exp(-T/T_{02}) / 2/$

| Интервал по θ , л.с. (град) | $dTa(1)$ | | $CTa(1)$ | | $CTa(2)$ | | $CTa(3)$ | | $CTa(4)$ | |
|------------------------------------|------------|------------|------------|------------|------------|--------------|----------|------------|----------|------------|
| | T_0 | χ^2/k | T_0 | χ^2/k | T_{01} | χ^2/k | T_{02} | χ^2/k | T_0 | χ^2/k |
| I00-I30 | 28,28±1,35 | 1,6 | 41,17±1,24 | 4,3 | 35,84±1,58 | 192,31±30,68 | 1,8 | 42,68±1,33 | 1,3 | 40,21±1,16 |
| I30-I80 | 26,30±2,19 | 2,8 | 33,61±1,03 | 2,2 | 27,94±2,47 | 135,87±42,27 | 0,8 | 43,67±1,70 | 1,2 | 41,68±1,42 |
| > I00 | 30,48±1,25 | 1,6 | 39,20±1,00 | 3,4 | 32,73±1,46 | 142,65±16,69 | 1,2 | 43,44±1,08 | 2,0 | 41,20±0,93 |

*) Учет слипания нуклонов.

Таблица 2. Величины параметров β_0 , β_{01} , β_{02} аппроксимации спектров протонов по кумулятивной переменной выражениями $y = A \exp(-\beta/\beta_0) / 3/$ и $y = A \exp(-\beta/\beta_{01}) + B \exp(-\beta/\beta_{02}) / 4/$

| Интервал по θ , л.с. (град) | $dTa(1)$ | | $CTa(1)$ | | $CTa(2)$ | | $CTa(3)$ | | $CTa(4)$ | |
|------------------------------------|-------------|------------|-------------|------------|--------------|--------------|-----------|-------------|-----------|-------------|
| | β_0 | χ^2/k | β_0 | χ^2/k | β_{01} | β_{02} | β_0 | χ^2/k | β_0 | χ^2/k |
| I00-I30 | 0,057±0,006 | 2,4 | 0,098±0,004 | 1,8 | 0,077±0,006 | 0,258±0,050 | 1,3 | 0,089±0,004 | 1,0 | 0,085±0,004 |
| I30-I80 | 0,083±0,004 | 2,0 | 0,103±0,004 | 2,6 | 0,098±0,007 | 0,332±0,160 | 2,1 | 0,123±0,004 | 1,2 | 0,119±0,004 |
| > I00 | 0,088±0,003 | 1,4 | 0,104±0,003 | 2,8 | 0,090±0,005 | 0,270±0,040 | 1,3 | 0,115±0,005 | 1,5 | 0,110±0,004 |

*) Учет слипания нуклонов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Во взаимодействиях релятивистских ядер дейтерия и углерода с танталом для вторичных протонов с углом вылета в л.с.к. $\theta \geq 100^\circ$ определена температура спектров по кинетической энергии в трех угловых интервалах, которая в пределах экспериментальных ошибок не сильно отличается от значений, полученных в адрон-ядерных взаимодействиях^{/10/}. Наклоны спектров протонов-назад по кумулятивной переменной $\beta = \frac{E - p_{11}}{m_p}$ в dTa- и CTa-взаимодействиях и адрон-ядерных взаимодействиях также примерно равны^{/11,14,15/}.

Наблюдается некоторое отличие величин наклонов спектров протонов-назад по кинетической энергии и кумулятивной переменной β в dTa-соударениях от CTa-столкновений. В dTa-соударениях спектры круче (меньше величин T_0 и β_0):

Предсказания ДКМ с учетом взаимодействия нуклонов в конечном состоянии, в целом удовлетворительно описывают экспериментальные данные CTa-столкновений.

В заключение авторы выражают признательность коллективу сотрудничества по обработке снимков с двухметровой пропановой камеры ЛВЭ ОИЯИ за помощь в получении и обработке экспериментального материала и обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Baldin A.M. Proc. CERN School of Physics, Finland, 1981, CERN Geneva 82-04; Baldin A.M. Preprint JINR E2-83-415, Dubna, 1983.
2. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и ядер с ядрами. Атомиздат, М., 1972;
3. High energy and nuclear physics data handbook, ed. by W.Galbright and W.S.C. Williams, 1964.
4. Гудима К.К., Тонеев В.Д. ЯФ, 1978, т. 27, с. 658.
5. Ангелов Н. и др. ОИЯИ, 1-12424; 1979, Дубна.
6. Gudima K.K., Toneev V.D. Nucl.Phys., 1983, A400, p. 173.
7. Adyasevich B.P. Preprints IAE-3951/2; IAE-3972/2; IAE-3973/2.

8. Ангелов Н. и др. ОИЯИ, Р1-8566, Дубна, 1975.
9. Будагов Ю.А. и др. ОИЯИ, Р1-8977, Дубна, 1975.
10. Ставинский В.С. ЭЧАЯ, 1979, т. 10, вып. 5, с. 949.
11. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, Р1-83-432, Дубна, 1983.
12. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, Р1-83-431, Дубна, 1983.
13. Баюков Ю.Д. и др. Препринт ИТЭФ-90, М., 1982.
14. Любимов В.Б. и др. ОИЯИ, Р1-82-363, Дубна, 1982.
15. Армутлийски Д. и др. ОИЯИ, Р1-83-327, Дубна, 1983.
16. Аникина М.Х. и др. ОИЯИ, 1-84-216, Дубна, 1984.

СООБЩЕНИЯ, КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ, ПРЕПРИНТЫ И СБОРНИКИ ТРУДОВ КОНФЕРЕНЦИЙ, ИЗДАВАЕМЫЕ ОБЪЕДИНЕННЫМ ИНСТИТУТОМ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ, ЯВЛЯЮТСЯ ОФИЦИАЛЬНЫМИ ПУБЛИКАЦИЯМИ.

Ссылки на СООБЩЕНИЯ и ПРЕПРИНТЫ ОИЯИ должны содержать следующие элементы:

- фамилии и инициалы авторов,
- сокращенное название Института /ОИЯИ/ и индекс публикации,
- место издания /Дубна/,
- год издания,
- номер страницы /при необходимости/.

Пример:

1. Первушин В.Н. и др. ОИЯИ, Р2-84-649,
Дубна, 1984.

Ссылки на конкретную СТАТЬЮ, помещенную в сборнике, должны содержать:

- фамилии и инициалы авторов,
- заглавие сборника, перед которым приводятся сокращенные слова: "В кн."
- сокращенное название Института /ОИЯИ/ и индекс издания,
- место издания /Дубна/,
- год издания,
- номер страницы.

Пример:

Крлпаков И.Ф. В кн. XI Международный симпозиум по ядерной электронике, ОИЯИ, Д13-84-53, Дубна, 1984, с.26.

Савин И.А., Смирнов Г.И. В сб. "Краткие сообщения ОИЯИ", № 2-84, Дубна, 1984, с.3.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 января 1985 года.