

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P1-94-98

Т.Г.Дедович, Л.А.Диденко, А.А.Кузнецов

СВОЙСТВА НУКЛОННЫХ КЛАСТЕРОВ,  
ОБРАЗУЮЩИХСЯ В  $(p,d) + \text{Ta}$ -  
И  $(p,d) + \text{C}$ -СТОЛКНОВЕНИЯХ  
В ИНТЕРВАЛЕ ИМПУЛЬСОВ  $(4,2-10) \cdot \text{А} \cdot \text{ГэВ}/\text{с}$

Направлено в журнал «Ядерная физика»

1994

Свойства нуклонных кластеров, образующихся в  $(p,d) + \text{Ta}$ - и  $(p,d) + \text{C}$ -столкновениях в интервале импульсов  $(4,2-10) \cdot A \cdot \text{ГэВ}/c$

Свойства нуклонных кластеров, образующихся во взаимодействиях  $(p,d) + \text{Ta}$  и  $(p,d) + \text{C}$  в интервале импульсов  $4,2-10 \text{ ГэВ}/c$  на нуклон, изучаются с помощью релятивистски-инвариантного подхода, в котором процессы множественного рождения частиц анализируются в пространстве, точками которого являются 4-мерные скорости  $u_i = p_i/m_i$ , а основными переменными — безразмерные величины  $b_{ik} = -(u_i - u_k)^2 = [(u_i u_k - 1)]$ , где  $p_i$  и  $m_i$  являются соответственно 4-импульсами и массами частиц, участвующих в реакции. Обнаружено, что нуклонные кластеры, образующиеся в этих взаимодействиях, характеризуются универсальными свойствами по двум параметрам подобия  $b_k$  и  $x_k$ , т.е. они не зависят ни от типа сталкивающихся объектов, ни от их энергии. Результаты сравниваются с данными, полученными нами ранее для нуклонных кластеров и кварковых струй, образующихся соответственно в  $(^4\text{He}, ^{12}\text{C}) + \text{C}$ - при  $4,2 \cdot A \cdot \text{ГэВ}/c$  и в  $\pi^- + (p, \text{C}), pp, \bar{p}p, \bar{\nu}N$ -столкновениях в интервале импульсов  $22,4-205 \text{ ГэВ}/c$ .

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1994

## Перевод авторов

Dedovich T.G., Didenko L.A., Kuznetsov A.A.

P1-94-98

The Properties of Nucleon Clusters Production in  $(p,d) + \text{Ta}$  and  $(p,d) + \text{C}$  Interactions over Energy Range from 4.2 to 10 GeV/c per Nucleon

The properties of nucleon clusters have been investigated in  $(p,d) + \text{Ta}$  and  $(p,d) + \text{C}$  interactions over an energy range from 4.2 to 10 GeV/C per nucleon. These processes are considered in a space the points of which are 4-velocities  $u_i = p_i/m_i$ , where  $p_i$  and  $m_i$  are the 4-momenta and masses of particles involved in the reaction respectively, and  $b_{ik} = -(u_i - u_k)^2 = [(u_i u_k - 1)]$  are basic variables describing the relative particle motion in this space. It has been observed that the properties of nucleon clusters in  $(p,d) + \text{Ta}$  and  $(p,d) + \text{C}$  interactions are universal on the two similarity parameters  $b_k$  and  $x_k$ , i.e. they depend on neither the type of the colliding objects nor its energy. The results are compared with our early obtained data about nucleon cluster and hadron jet production in different hadron and nuclear reactions over an energy range from 4 to 205 GeV.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа является продолжением цикла исследований [1—3] по поиску и изучению свойств адронных кластеров, образующихся в релятивистских ядерных столкновениях с использованием нового релятивистски-инвариантного метода [4] анализа взаимодействий частиц и ядер при высоких энергиях.

В этом методе процессы множественного образования частиц рассматриваются в пространстве, точками которого являются 4-мерные скорости  $u_i = p_i/m_i$ , где  $p_i$  и  $m_i$  — соответственно 4-импульсы и массы частиц, вовлеченных в реакцию  $I + II \rightarrow 1 + 2 + \dots$ , а основными переменными, описывающими относительное движение частиц, являются инвариантные безразмерные величины  $b_{ik} = -(u_i - u_k)^2 = 2[(u_i u_k) - 1]$ , имеющие смысл квадратов расстояний в этом пространстве. Здесь  $(u_i u_k) = [E_i E_k - (\vec{p}_i \vec{p}_k)] / (m_i m_k)$ , где  $\vec{p}_i, \vec{p}_k$  — 3-мерные импульсы частиц, а  $E_i, E_k$  — их энергии в какой-либо (например, в лабораторной) системе координат.

Под кластером в пространстве относительных 4-скоростей понимается группа точек (каждая точка соответствует частице), расстояние между которыми ( $b_{ik}$ ) много меньше, чем среднее расстояние между всеми точками множества или между частицами по всему фазовому объему реакции. Нахождение центра кластера ( $V = \sum u_i / \sum \sqrt{(u_i)^2}$ ), вокруг которого группируются точки, входящие в кластер, а также алгоритм выделения кластеров неоднократно описаны в наших работы [1—4].

В предыдущих работах [1,2] при исследовании процессов множественного образования частиц в ( $\pi^-, p, d, {}^4\text{He}, {}^{12}\text{C}$ ) + C-столкновениях при импульсах от 4 до 40 ГэВ/с были обнаружены два типа нуклонных кластеров, характеризующихся отличными друг от друга свойствами. Так, нуклонные кластеры типа 1 имеют значения  $\langle b_k \rangle = 0,14 \pm 0,01$  и температуру  $\langle T_k \rangle_1 = (70 \pm 7)$  МэВ и обладают универсальными свойствами, не зависящими ни от типа взаимодействий, ни от энергии во всем исследуемом интервале. Кластеры же типа 2 имеют значения  $\langle b_k \rangle_2 = 0,28 \pm 0,05$  и

$\langle T_k \rangle_2 = (130 \pm 13)$  МэВ. Величина  $b_k = -(V - u_k)^2$  является расстоянием между центром кластера и точкой  $u_k$ -множества.

Обнаруженная универсальность свойств нуклонных кластеров типа 1 указывает на то, что процесс их образования характеризует фундаментальные свойства адронной материи, и поэтому выделение кластеров естественно связать с поисками состояний сильно возбужденной ядерной материи. В этой связи большой интерес представляют исследования, в которых свойства адронных кластеров изучаются для более широкого набора сталкивающихся систем снаряд — мишень и энергии их взаимодействия.

Ниже приводятся результаты поиска нуклонных кластеров в  $d + \text{Ta}$  (4,2 А ГэВ/с) и  $p + \text{Ta}$  (4,2 А ГэВ/с и 10 ГэВ/с)-взаимодействиях и описываются их обнаруженные свойства. Кроме того, в данной работе делается сравнение свойств нуклонных кластеров, образующихся в  $(p, d) + \text{C}$  и  $(p, d) + \text{Ta}$ -столкновениях.

## 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В анализе использовалась экспериментальная информация, полученная с помощью 2м пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ, облученной пучками протонов (4,2 и 10 ГэВ/с на нуклон) и дейтронов (4,2 ГэВ/с на нуклон) синхрофазотрона ОИЯИ. В качестве мишени служили три пластины из тантала толщиной 1 мм, которые располагались внутри рабочего объема камеры на расстоянии 93 мм друг от друга.

Методические особенности эксперимента подробно рассмотрены и обсуждены в работах [5—7]. Здесь же мы отметим только некоторые из них, которые связаны с идентификацией вторичных частиц в пропановой камере. В частности, граница по импульсу, начиная с которой регистрируются протоны в пропановой камере, составляет  $p_{\text{лаб}} \cong 150$  МэВ/с. По пробегу и ионизации протоны можно было отличить от  $\pi^+$ -мезонов до значений импульса  $p_{\text{лаб}} \cong 900$  МэВ/с. В нашем случае положительные однозарядные частицы с импульсом больше 900 МэВ/с считались протонами.

По различным оценкам [8], примесь дейтронов и тритонов среди медленных протонов не превышала 15%, а в интервале импульсов  $1 < p_{\text{лаб}} < 2$  ГэВ/с дейтроны и тритоны отделялись от протонов по ионизации.

Из-за условий эксперимента, связанных с конструкцией пузырьковой камеры и наличием танталовых пластин в рабочем объеме камеры, часть вторичных заряженных частиц терялась для анализа. В связи с этим в экспериментальные распределения вводились соответствующие поправки на

потерю этих частиц по указанным выше причинам. В частности, поправки вводились на потерю частиц из-за неравномерного освещения рабочего объема камеры по глубине, из-за вылета частиц под большим углом к плоскости фотографирования и из-за поглощения «медленных» частиц, вылетающих под углом около  $90^\circ$  к направлению первичного пучка, в танталовых пластинах. Для протонов (перед определением поправок по углам  $\varphi$  и  $\vartheta$ ) вводились поправки к импульсам, которые учитывали потерю энергии протонами при прохождении танталовых пластин.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Полное число событий  $p + (C, Ta)$ - и  $d + (C, Ta)$ -взаимодействий с множественностью протонов  $n_p \geq 4$ , отобранных для анализа, представлено в таблице 1.

Таблица 1. Тип взаимодействий и число анализируемых событий

Тип взаимодействия	$d + Ta$	$d + C$	$p + Ta$	$p + C$	$p + Ta$	$p + C$
$n_{\text{пучк}}$ (ГэВ/с)	$4,2 \cdot A$	$4,2 \cdot A$	4,2	4,2	10	10
Число событий	590	1050	95	441	1000	831

Из анализа были исключены «спектаторные» ( $s_{\text{лаб}} \leq 250$  МэВ/с) и «стриппинговые» ( $s_{\text{лаб}} \geq 3$  ГэВ/с и  $\vartheta_{\text{лаб}} \leq 4^\circ$ ) протоны. При выделении кластеров рассматривались все возможные разбиения протонов на две (напр., « $\alpha$ » и « $\beta$ ») группы с использованием применявшегося нами ранее алгоритма

$$A_2 = \min \left[ - \sum_k (V_\alpha - u_k)^2 - \sum_i (V_\beta - u_i)^2 \right]. \quad (1)$$

Считалось, что в событии образуются два кластера («двухкластерные» события) или один кластер и заряженная частица («однокластерные» события), если расстояние между их центрами в пространстве 4-скоростей  $b_{\alpha\beta} = -(V_\alpha - V_\beta)^2$  удовлетворяет условию  $\langle b_{\alpha\beta} \rangle \gg \langle b_k \rangle$ . В случае  $(p, d) + C$ - и  $(p, d) + Ta$ -взаимодействий это условие выполняется, когда величина  $b_{\alpha\beta} > 1,0$ . Если указанное выше условие не выполнялось, то считалось, что кластеры в событии не образуются. Количество таких «бескластерных» событий составляло 27 и 58,3% соответственно. В случае  $pC$ - и

$pTa$ -взаимодействий при импульсе 10 ГэВ/с количество бескластерных событий составляло соответственно 19,6 и 45%.

С целью определения принадлежности кластеров к одной из двух областей фрагментации (снаряда или мишени) выделенные по описанной выше процедуре кластеры анализировались по переменным  $x_{st}$  и  $x_{sp}$ , характеризующим долю 4-импульса соответственно ядра-мишени и ядра-снаряда, уносимого кластером. Считалось, что если  $x_{st} > x_{sp}$ , то кластеры принадлежат к области фрагментации ядра-мишени, а если  $x_{sp} > x_{st}$ , то — к области фрагментации ядра-снаряда.

Поскольку количество взаимодействующих нуклонов ядра-мишени и ядра-снаряда могло быть больше единицы, то величины  $x_{st}$  и  $x_{sp}$  также могли принимать значения больше единицы. В дальнейшем во всех рассматриваемых взаимодействиях анализировались кластеры, образующиеся в области фрагментации ядра-мишени, т.е. рассматривались кластеры, имеющие значения  $x_{st} > 1,5$ .

Таблица 2. Средние характеристики протонов из кластеров

Тип взаимодействия (ГэВ/с)	$\langle n_p \rangle$	$\langle y_i \rangle$	$\langle p_i \rangle$ (ГэВ/с)	$\langle \cos \theta_i \rangle$	$\langle b_{st} \rangle$
$d + Ta$ (4,2·A)	$4,9 \pm 0,2$	$0,20 \pm 0,01$	$0,51 \pm 0,01$	$0,34 \pm 0,01$	$0,14 \pm 0,01$
$d + C$ (4,2·A)	$3,1 \pm 0,01$	$0,31 \pm 0,01$	$0,62 \pm 0,01$	$0,46 \pm 0,01$	$0,24 \pm 0,01$
$p + Ta$ (10)	$5,5 \pm 0,1$	$0,19 \pm 0,01$	$0,53 \pm 0,01$	$0,30 \pm 0,01$	$0,14 \pm 0,01$
$p + C$ (10)	$3,1 \pm 0,04$	$0,37 \pm 0,01$	$0,69 \pm 0,01$	$0,50 \pm 0,01$	$0,29 \pm 0,01$
$p + Ta$ (4,2)	$4,0 \pm 0,2$	$0,16 \pm 0,02$	$0,47 \pm 0,02$	$0,33 \pm 0,01$	$0,10 \pm 0,01$
$p + C$ (4,2)	$3,1 \pm 0,05$	$0,23 \pm 0,01$	$0,53 \pm 0,01$	$0,39 \pm 0,02$	$0,15 \pm 0,01$

В таблице 2 представлены средние значения основных характеристик протонов из кластеров для всех рассматриваемых столкновений.

В таблице 2 переменная  $b_{st} = -(V - u_{II})^2$  обозначает расстояние между центром кластера и ядром-мишенью (II), а величина  $u_{II}$  является 4-скоростью ядра-мишени.

Из таблицы 2 можно видеть, что средняя множественность нуклонных кластеров в  $pTa$ - и  $dTa$ -взаимодействиях заметно выше, чем в  $pC$ - и  $dC$ -

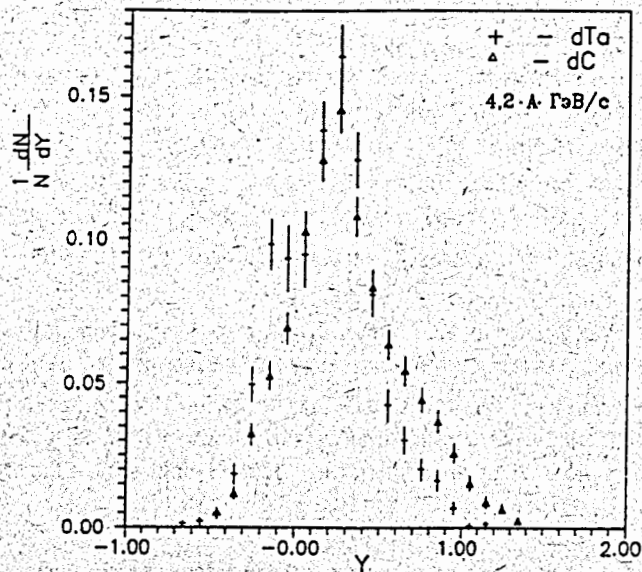


Рис.1. Распределение протонов по быстрой для кластеров, образующихся в  $d + (C + Ta)$ -взаимодействиях при импульсе  $4,2 \cdot A \cdot \text{ГэВ}/c$

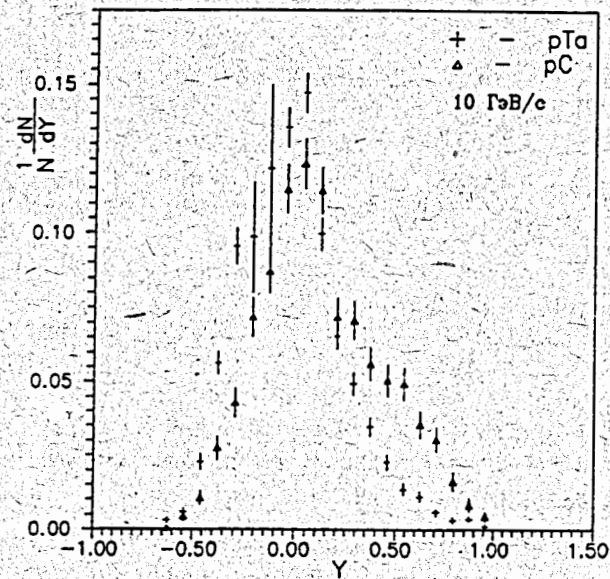


Рис.2. Распределение протонов по быстрой для кластеров, образующихся в  $p + (C + Ta)$ -взаимодействиях при импульсе  $10 \text{ ГэВ}/c$

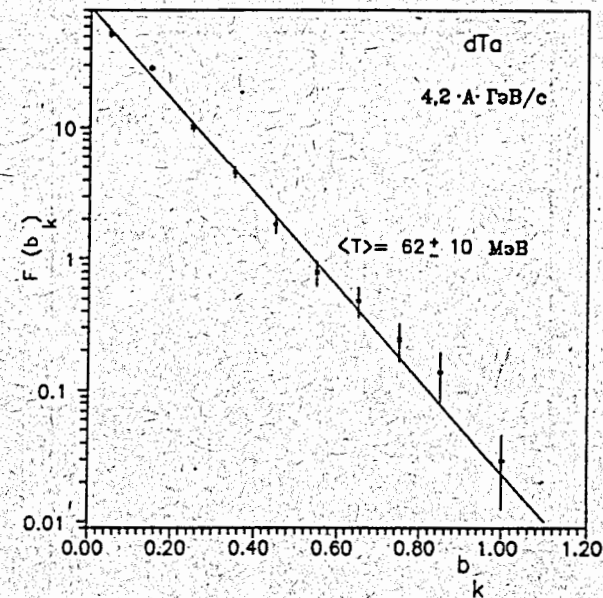


Рис.3а. Инвариантные функции  $F(b_k)$  для протонов из кластеров, образующихся в  $d + Ta$ -взаимодействиях при импульсе  $4,2 \cdot A \cdot \text{ГэВ}/c$

столкновениях при одинаковых значениях энергии. Минимальная множественность протонов в кластерах составляет  $n_p = 2$ .

Нуклонные кластеры, образующиеся в ядерных реакциях на Та, характеризуются меньшими средними значениями угла вылета протонов в кластерах и быстрой, а также меньшими средними значениями 4-мерных относительных скоростей кластеров относительно родительского ядра-мишени.

На рис.1 и 2 показаны распределения протонов из кластеров по быстрой  $y$ , для  $(d + Ta)$ - и  $(d + C)$ -взаимодействий при импульсе  $4,2 \cdot A \cdot \text{ГэВ}/c$  (рис.1) и для  $(p + Ta)$ - и  $(p + C)$ -взаимодействий при импульсе  $10 \cdot \text{ГэВ}/c$  (рис.2). Можно видеть, что распределения протонов по быстрой из кластеров, образующихся в  $(p, d) + Ta$ -взаимодействиях, более «узкие» по сравнению с аналогичными распределениями для  $(p, d) + C$ -взаимодействий и смещены в область отрицательных значений  $y$ .

На рис.3а,б и 4а,б показаны инвариантные  $F(b_k)$ -распределения протонов из кластеров для  $d + (C, Ta)$ -взаимодействий при  $4,2 \cdot A \cdot \text{ГэВ}/c$  (рис.3а,б) и для  $p + (C, Ta)$ -взаимодействий при импульсе  $10 \text{ ГэВ}/c$  (рис.4а,б). Инвариантные функции  $F(b_k)$ , характеризующие инвариантные

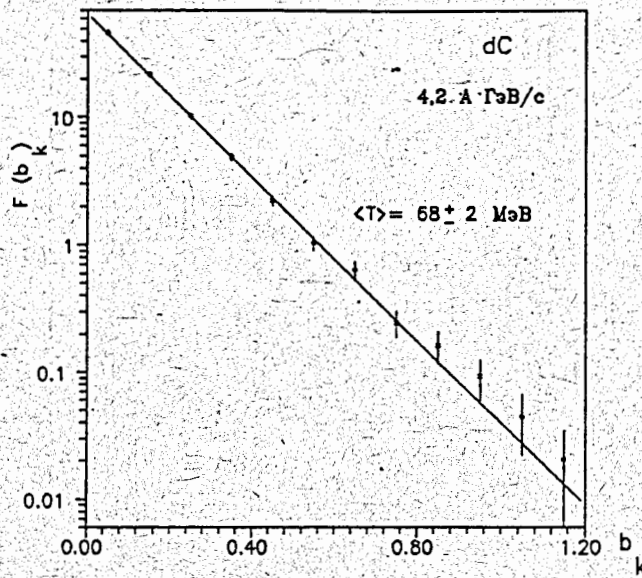


Рис.36. Инвариантные функции  $F(b_k)$  для протонов из кластеров, образующихся в  $d+C$ -взаимодействиях при импульсе 4,2 А ГэВ/с

сечения  $E(d\sigma/d\bar{p})$ , выраженные в переменных  $b_{ik}$  и проинтегрированные по углам, имеют следующий вид:

$$F(b_k) = \frac{1}{N} \int \frac{1}{\sqrt{b_k + b_k^2/4}} \frac{dN}{db_k d\Omega} d\Omega. \quad (2)$$

В системе покоя кластера ( $V_\alpha = 0$ ) средняя величина  $\langle b_k \rangle$ , получаемая из распределений  $F(b_k)$ , однозначно связана со средней кинетической энергией протонов в кластере (ее часто называют «температурой»):

$$\langle b_k \rangle = \left\langle \frac{2E_k}{m_k} - 2 \right\rangle = \frac{2\langle T_k \rangle}{m_k}. \quad (3)$$

Следовательно, анализируя распределения  $F(b_k)$ , можно определить «температуру» нуклонного кластера.

Как видно из рис.3а,б и 4а,б, инвариантные распределения  $F(b_k)$  для рассматриваемых реакций хорошо аппроксимируются экспоненциальной

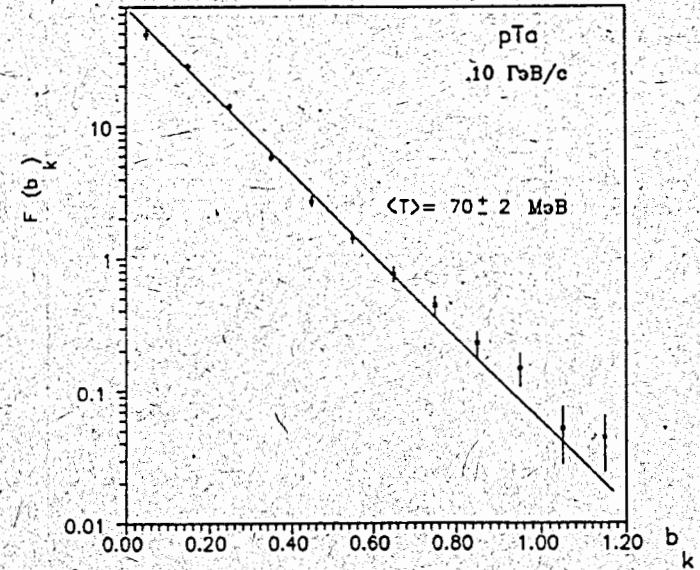


Рис.4а. Инвариантные функции  $F(b_k)$  для протонов из кластеров, образующихся в  $p+Ta$ -взаимодействиях при импульсе 10 ГэВ/с

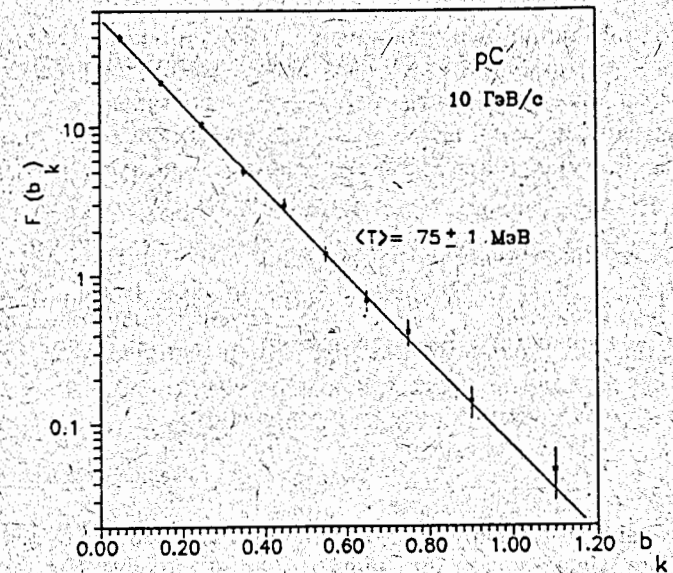


Рис.4б. Инвариантные функции  $F(b_k)$  для протонов из кластеров, образующихся в  $p+C$ -взаимодействиях при импульсе 10 ГэВ/с

функцией вида  $F(b_k) = A_1 \exp(-b_k / \langle b_k \rangle_1)$ . Результаты аппроксимации приведены в таблице 3.

Таблица 3. Значения параметров

Тип взаимодействия (ГэВ/с)	$\langle b_k \rangle_1$	$\langle T_k \rangle_1$ (МэВ)	$0,3 \leq p_{\text{лаб}} \leq 0,8$ ГэВ/с	
			$\langle b_k \rangle_1$	$\langle T_k \rangle_1$ (МэВ)
$d + \text{Ta}$ (4,2 · А)	$0,122 \pm 0,003$	$62 \pm 2$	$0,099 \pm 0,004$	$50 \pm 2$
$d + \text{C}$ (4,2 · А)	$0,135 \pm 0,003$	$68 \pm 2$	$0,093 \pm 0,004$	$47 \pm 2$
$p + \text{Ta}$ (10)	$0,139 \pm 0,003$	$70 \pm 2$	$0,104 \pm 0,003$	$52 \pm 2$
$p + \text{C}$ (10)	$0,150 \pm 0,003$	$75 \pm 2$	$0,101 \pm 0,003$	$51 \pm 2$
$p + \text{Ta}$ (4,2 · А)	$0,116 \pm 0,009$	$58 \pm 2$	$0,094 \pm 0,003$	$47 \pm 2$
$p + \text{C}$ (4,2 · А)	$0,119 \pm 0,003$	$60 \pm 2$	$0,093 \pm 0,003$	$47 \pm 2$

Из таблицы видно, что средние значения температуры протонов в кластерах для всех рассматриваемых взаимодействий и энергий столкновения близки друг к другу в пределах статистических ошибок.

Для обеспечения одинаковых методических условий при сравнении различных типов реакций отбирались протоны с импульсами  $0,3 \leq p_{\text{лаб}} \leq 0,8$  ГэВ/с. Анализировались события, в которых число таких протонов составляло  $n_p \geq 2$ , т.е. минимальная множественность протонов в кластере равнялась двум. Результаты аппроксимации отобранных таким образом событий  $(p,d) + \text{Ta}$ - и  $(p,d) + \text{C}$ -взаимодействий приведены в двух последних колонках таблицы 3. Можно видеть, что в пределах экспериментальных ошибок средние значения характеристик нуклонных кластеров для рассматриваемых реакций и энергий совпадают друг с другом, т.е. универсальны.

На рис.5 показано поведение инвариантных  $F(x_k)$  распределений протонов в кластерах по масштабнo-инвариантному параметру подобия  $x_k$ , где  $x_k$ , например, для протонов из кластера «а» определяется отношением

$$x_k^\alpha = b_{\beta k} / b_{\alpha \beta} \equiv x_k; \quad b_{\beta k} = -(V_\beta - u_k^\alpha)^2. \quad (4)$$

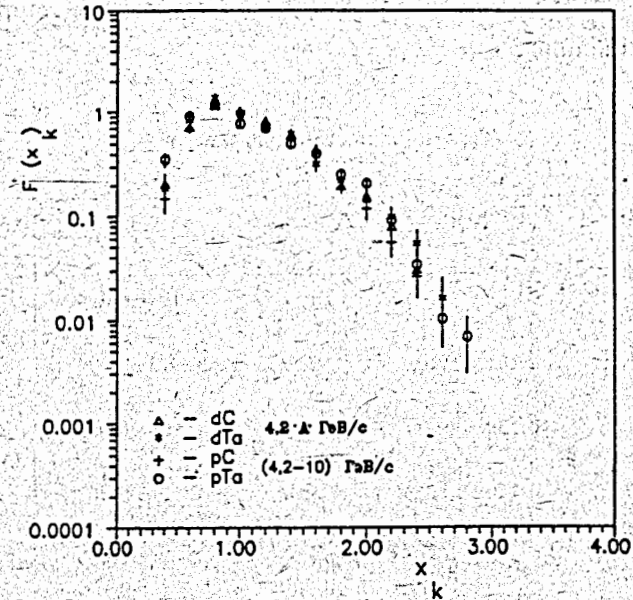


Рис.5. Инвариантные функции  $F(b_k)$  для протонов из кластеров, образующихся в  $(p,d) + \text{Ta}$  и  $(p,d) + \text{C}$ -взаимодействий при импульсах  $(4,2-10) \cdot \text{A}$  ГэВ/с

Инвариантную функцию  $F(x_k)$  можно представить в следующем виде:

$$F(x_k) = \frac{1}{m_N^2 b_{\alpha\beta}} \int \frac{1}{\sqrt{x_k b_{\alpha\beta} + (x_k b_{\alpha\beta})^2 / 4}} \frac{d\sigma}{dx_k d\Omega} d\Omega. \quad (5)$$

Можно показать, что в системе покоя кластера «а» ( $V_\alpha = 0$ ) переменная  $x_k$  переходит в известную переменную светового фронта при достаточно больших  $b_{\alpha\beta}$   $x_k^\alpha = u_{k0}^\alpha - u_{kz}^\alpha$ . Здесь ось  $z$  определяет направление линии, соединяющей центры кластеров  $V_\alpha$  и  $V_\beta$  в 3-мерном пространстве. Отсюда следует, что зависимость инвариантной функции  $F(x_k)$  от переменной  $x_k$  означает зависимость от направления отрезка, соединяющего центры упомянутых кластеров. Это, в свою очередь, означает, что изолированная система (например, кластер) должна распасться в системе покоя кластера анизотропно по отношению к указанному направлению. На рис.5 можно видеть, что поведение инвариантных функций  $F(x_k)$  для  $(p,d) + \text{Ta}$ - и  $(p,d) + \text{C}$ -взаимодействий одинаково в пределах ошибок эксперимента в

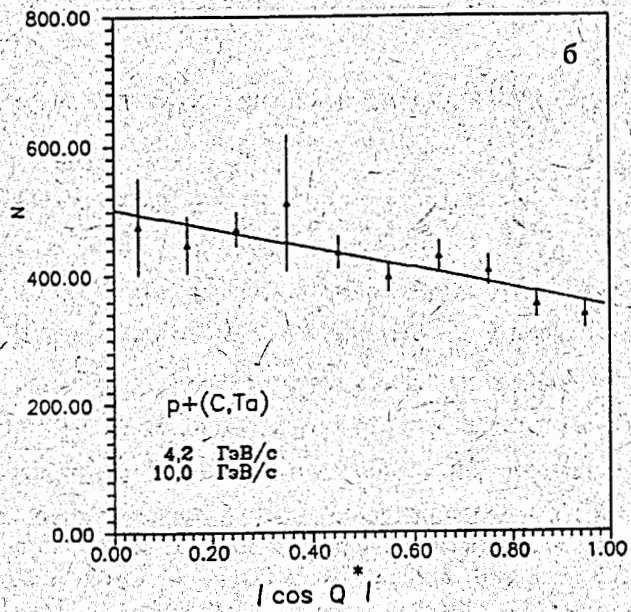
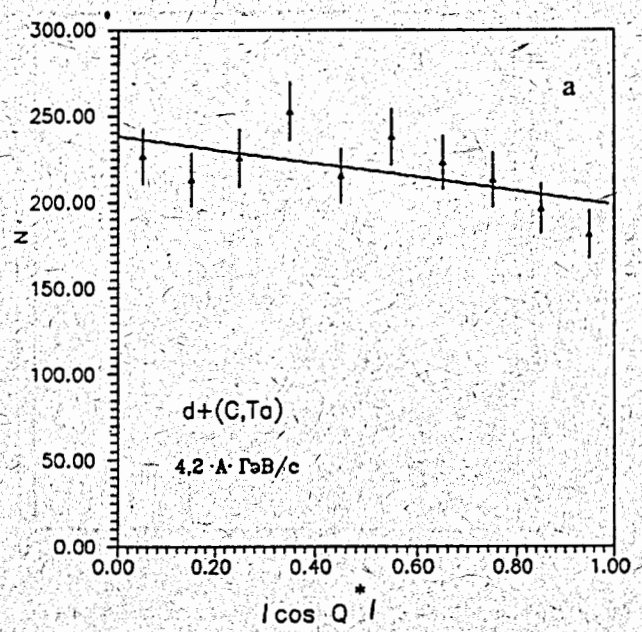


Рис.6. Угловые распределения протонов из кластеров в системе их покоя, образующихся: (а) в  $d+(C,Ta)$ - и (б) в  $p+(C,Ta)$ - взаимодействиях при импульсах  $(4,2-10) \cdot A \cdot \text{ГэВ}/с$

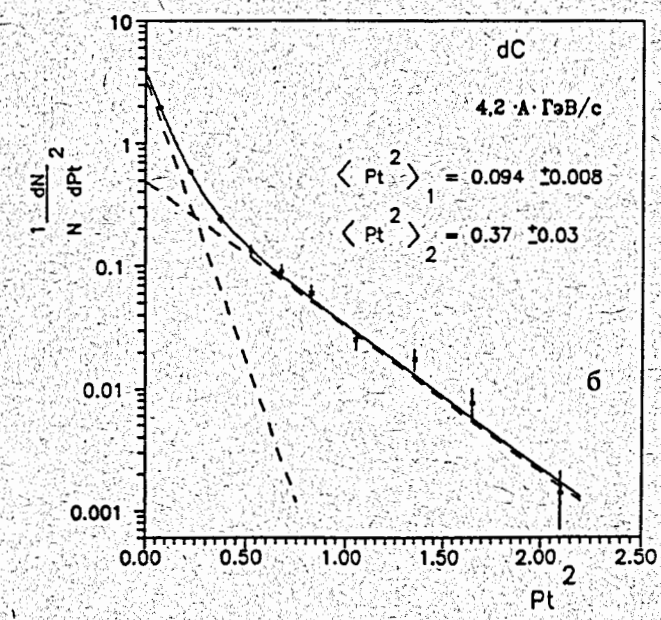
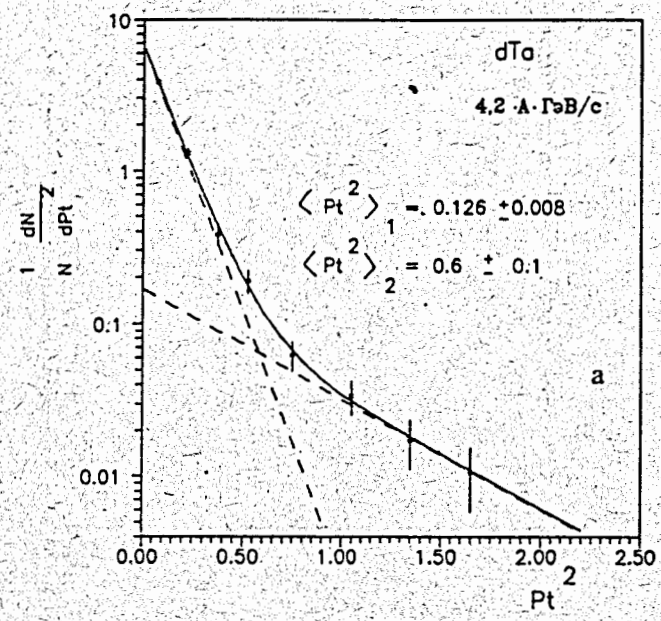


Рис.7. Распределения протонов по величине  $p_{\perp}^2$  в кластерах, образующихся: (а) в  $d+Ta$ - и (б) в  $d+C$ - взаимодействиях при импульсе  $4,2 \cdot A \cdot \text{ГэВ}/с$



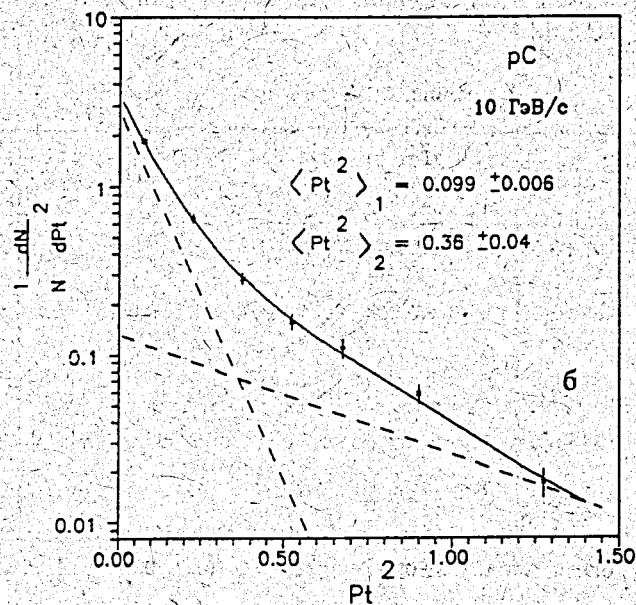
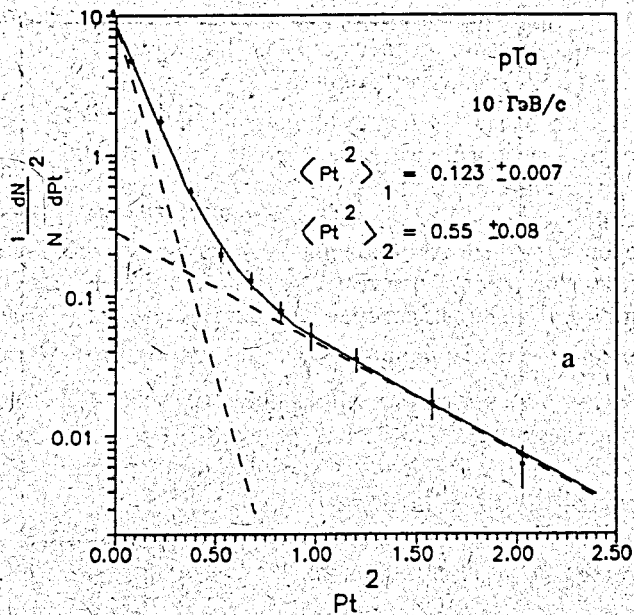


Рис.8. Распределения протонов по величине  $p_{\perp}^2$  в кластерах, образующихся: (а) в  $p$ -Ta- и (б) в  $p$ -C-взаимодействиях при импульсах 10 ГэВ/с

интервале энергий 4,2—10 А ГэВ/с. Здесь снова в анализе использовались события с протонами, имеющими импульсы в интервале  $0,3 \leq p_{\text{лаб}} \leq 0,8$  ГэВ/с и множественность  $n_p \geq 2$ .

Существование кластеров как изолированных систем предполагает анизотропное угловое распределение частиц от их распада относительно направления отрезка, соединяющего центры кластеров, в системе покоя кластера. Можно видеть из рис.6а,б: форма угловых распределений протонов из кластеров в системе их покоя для всех изучаемых типов взаимодействий и энергий не противоречит этому утверждению, т.е. свойства угловых распределений протонов из кластеров в их системе покоя универсальны.

Распределения протонов по квадрату поперечного импульса ( $P_{\perp}^2$ ) относительно оси реакции в кластерах, образующихся в  $d$  + (C, Ta)-взаимодействиях при импульсе 4,2·А·ГэВ/с (см. рис.7а,б), в  $p$  + (C, Ta)-взаимодействиях при импульсах 10 ГэВ/с и 4,2·А·ГэВ/с (см. рис.8а,б), аппроксимировались экспоненциальной зависимостью вида

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{dP_{\perp}^2} = A_1 \exp(-P_{\perp}^2 / \langle P_{\perp}^2 \rangle_1) + A_2 \exp(-P_{\perp}^2 / \langle P_{\perp}^2 \rangle_2) \quad (6)$$

Результаты аппроксимации для всех рассматриваемых взаимодействий приведены в таблице 4.

Таблица 4. Значения параметров

Тип взаимодействия (ГэВ/с)	$A_1$	$\langle P_{\perp}^2 \rangle_1$ (ГэВ/с) <sup>2</sup>	$A_2$	$\langle P_{\perp}^2 \rangle_2$ (ГэВ/с) <sup>2</sup>	$\langle P_{\perp}^2 \rangle_1$ $0,3 \leq p_{\text{лаб}} \leq 0,8$ ГэВ/с (ГэВ/с) <sup>2</sup>
$d$ + Ta (4,2·А)	$0,97 \pm 0,05$	$0,126 \pm 0,008$	$0,02 \pm 0,02$	$0,6 \pm 0,1$	$0,106 \pm 0,006$
$d$ + C (4,2·А)	$0,87 \pm 0,05$	$0,094 \pm 0,008$	$0,13 \pm 0,02$	$0,37 \pm 0,03$	$0,099 \pm 0,004$
$p$ + Ta (10)	$0,97 \pm 0,07$	$0,123 \pm 0,007$	$0,03 \pm 0,01$	$0,55 \pm 0,08$	$0,103 \pm 0,005$
$p$ + C (10)	$0,81 \pm 0,06$	$0,099 \pm 0,006$	$0,18 \pm 0,02$	$0,36 \pm 0,04$	$0,111 \pm 0,005$
$p$ + Ta (4,2·А)	$1,0 \pm 0,1$	$0,114 \pm 0,010$	—	—	$0,90 \pm 0,01$
$p$ + C (4,2·А)	$0,9 \pm 0,08$	$0,108 \pm 0,020$	$0,1 \pm 0,02$	$0,38 \pm 0,09$	$0,104 \pm 0,006$

Как видно из таблицы, для нуклонных кластеров, образующихся в  $(p, d)$  + Ta-взаимодействиях, значения  $\langle p_{\perp}^2 \rangle_1$  и  $\langle p_{\perp}^2 \rangle_2$  совпадают со значе-

нием для кластеров, образующихся  $(p,d) + C$ -взаимодействиях, и это не зависит от энергии сталкивающихся объектов.

Таблица 5. Средние значения величины  $\langle p_1^2 \rangle$  для протонов из кластеров

Тип взаимодействия (ГэВ/с)	$\langle p_1^2 \rangle$ (ГэВ/с) <sup>2</sup>	$\langle p_1^2 \rangle$ , (ГэВ/с) <sup>2</sup> $0,3 \leq p_{\text{лаб}} \leq 0,8$ ГэВ/с
$d + \text{Ta}$ (4,2·A)	0,178±0,006	0,135±0,003
$d + C$ (4,2·A)	0,216±0,006	0,136±0,003
$p + \text{Ta}$ (10)	0,199±0,005	0,140±0,002
$p + C$ (10)	0,232±0,007	0,143±0,004
$p + \text{Ta}$ (4,2)	0,150±0,010	0,130±0,010
$p + C$ (4,2)	0,185±0,008	0,138±0,005

В таблице 5 приведены данные о значениях  $\langle p_1^2 \rangle$  протонов из кластеров, образующихся во всех рассматриваемых реакциях без аппроксимации. Снова для обеспечения одинаковых методических условий при сравнении отбирались протоны с импульсами  $300 \leq p_{\text{лаб}} \leq 800$  МэВ/с. При этом анализировались события, в которых число таких протонов составляло  $n_p \geq 2$ , т.е. минимальная множественность протонов в кластере равнялась 2.

Как можно видеть из таблицы, средние значения квадрата поперечного импульса протонов из кластеров относительно оси реакции одинаковы в пределах ошибок эксперимента для всех рассматриваемых столкновений и энергий.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучение свойств нуклонных кластеров, образующихся в  $(p,d) + \text{Ta}$ - и  $(p + C)$ -,  $(p + \text{Ta})$ -столкновениях при импульсах 4,2·A·ГэВ/с и 10 ГэВ/с соответственно и их сравнение с тем, что было получено при изучении в  $(p,d) + C$ -взаимодействиях при тех же энергиях, позволяет сделать следующие выводы:

1. Обнаружено, что в  $(p + \text{Ta})$ - и  $(d + \text{Ta})$ -взаимодействиях при указанных выше энергиях образуются нуклонные кластеры, свойства которых подобны и не зависят от системы ядро-снаряд и энергии их столкновения.

2. Сравнительный анализ основных характеристик нуклонных кластеров, которые образуются в  $(p,d) + \text{Ta}$ - и  $(p,d) + C$ -взаимодействиях при импульсах 4,2·A·ГэВ/с и 10 ГэВ/с, показывает, что их свойства не зависят ни от сорта сталкивающихся объектов, ни от их энергии по двум параметрам подобия: масштабнo-инвариантному  $b_k$  и масштабнo-инвариантному  $x_k$ , т.е. их свойства универсальны. Хотя, как можно видеть из таблицы 2, нуклонные кластеры, образовавшиеся в  $(p,d) + \text{Ta}$ -столкновениях, характеризуются меньшими средними значениями 4-скоростей относительно ядра-мишени ( $\langle b_{st} \rangle$ ), чем в случае  $(p,d) + C$ -взаимодействий. Другими словами, в пространстве 4-скоростей нуклонные кластеры, образовавшиеся в столкновениях  $(p,d) + \text{Ta}$ , расположены ближе к родительскому ядру, чем в случае  $(p,d) + C$ -взаимодействий.

3. Установлено, что угловые распределения протонов от распада нуклонных кластеров в системе их покоя анизотропны, и их поведение не зависит ни от типа сталкивающихся объектов, ни от их энергии.

4. Обнаруженная универсальность свойств основных характеристик нуклонных кластеров, образующихся во взаимодействиях  $p$  и  $d$  с ядрами углерода и тантала в интервале импульсов 4—10 ГэВ/с на нуклон, подобна тому, что наблюдалось нами для нуклонных кластеров [1,2] и кварковых струй [3,9], образующихся соответственно в столкновениях  $(^4\text{He}, ^{12}\text{C}) + C$  (при импульсе 4,2·A·ГэВ/с) и в  $\pi^- + (p,C)$ -,  $pp$ -,  $\bar{p}p$ -,  $\bar{\nu}N$ -взаимодействиях (при импульсах 22,4—205 ГэВ/с). Это подтверждает сделанный ранее вывод [11] о существовании двух промежуточных асимптотических областей по  $b_{ik}$ , разделенных между собой кинематически и характеризующихся различными уровнями возбуждения ядерной материи — нуклонным и кварковым. В первой из этих областей ( $0,01 \leq b_{ik} \leq 1$ ) имеет место преимущественное образование нуклонных кластеров, а во второй ( $b_{ik} \gg 1$ ) — образование адронных струй.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Балдин А.М. и др. — ЯФ, 1989, т.49, с.1034.
2. Балдин А.М. и др. — ЯФ, 1990, т.52, с.1427.
3. Didenko L.A., Grishin V.G., Kuznetsov A.A. — Proc. the XVIII Int. Symp. on Multiparticle Dynamics, Tashkent, 1987; Nucl. Phys., A525, 1991, p.653.
4. Балдин А.М., Диденко Л.А. — Краткие сообщения ОИЯИ, № 3-84, Дубна, 1984, с.5; Краткие сообщения ОИЯИ, № 8-85, Дубна, 1985, с.5.

5. Ахабабян Н. и др. — Препринт ОИЯИ, 1-12114, Дубна, 1979.
6. Ангелов Н. и др. — Препринт ОИЯИ, 1-12424, Дубна, 1989.
7. Ивановская И.А. — Сообщение ОИЯИ, P1-91-264, Дубна, 1993.
8. Адасевич Б.П. — Препринт ИАЭ-3913/2, Москва, 1984; Препринт ИАЭ-4148/2, Москва, 1985.  
Malfliet R. et al — Phys. Rev., 1985, 6C31, p.1275.
9. Балдин А.М. и др. — ЯФ, 1988, т.48, с.995.

Рукопись поступила в издательский отдел  
23 марта 1994 года.