

**СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА**

1-84-491

В.В.Авдейчиков,<sup>1</sup> Н.Л.Горшкова, Н.К.Жидков,  
Ю.Зломанчук,<sup>2</sup> О.В.Ложкин,<sup>1</sup> С.Мрувчинский,  
Ю.А.Мурин,<sup>1</sup> В.А.Никитин, П.В.Номоконов,  
В.С.Оплавин<sup>1</sup>

**О РАЗМЕРЕ ИСТОЧНИКА ФОРМИРОВАНИЯ  
ЛЕГКИХ ФРАГМЕНТОВ,  
ИСПУСКАЕМЫХ В РЕЛЯТИВИСТСКИХ  
ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ**

---

<sup>1</sup> Радиевый институт им.В.Г.Хлопина, Ленинград

<sup>2</sup> Институт экспериментальной физики Варшавского  
университета, ПНР

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Информацию о пространственно-временных характеристиках области взаимодействия обычно получают, измеряя корреляции в испускании пар тождественных частиц с малыми относительными импульсами <sup>/1/</sup>. К настоящему времени имеется около десяти экспериментов по изучению таких корреляций для протонов и пионов /см. <sup>/2-5/</sup> /, но систематических данных по зависимости от энергии, сорта первичной частицы и массового числа ядра-мишени пока нет.

Измеряя инклюзивные сечения образования сложных фрагментов, тоже можно извлечь информацию об области взаимодействия. В термодинамической модели <sup>/6/</sup> связанные фрагменты образуются в результате расширения нуклонной системы, находящейся в термодинамическом и химическом равновесии. Отношение выходов фрагментов разного сорта определяется плотностью, при которой наступает распад системы и, следовательно, несет информацию об объеме системы. В модели слипания <sup>/7/</sup> сложные фрагменты образуются вследствие взаимодействия в конечном состоянии между нуклонами с малыми относительными импульсами, т.е. импульсами, заключенными в сферу радиусом  $R_0$  в импульсном пространстве. Эти две существенно различные модели, использующие разные физические предположения, приводят к приблизительно одинаковой степенной зависимости сечения образования фрагментов от сечения образования нуклонов. Это дает возможность использовать метод формального соответствия инклюзивных спектров фрагментов в модели слипания <sup>/7/</sup> в ее обобщенной форме <sup>/8/</sup> и в термодинамической модели.

Результаты определения радиуса взаимодействия в случае ядерных реакций противоречивы. Так, в <sup>/2/</sup> методом pp-корреляций в реакции  $p(8,3 \text{ ГэВ/с}) + \text{Al, Cu, Pb}$  получено значение радиуса взаимодействия  $4,3 \pm 0,5 \text{ фм}$ , не зависящее от массового числа ядра-мишени. Из анализа энергетических спектров изотопов водорода и гелия в рамках термодинамической модели в реакциях тяжелых ионов при энергиях  $0,4 \div 2,1 \text{ ГэВ/нуклон}$  <sup>/9/</sup> получено значение радиуса  $0,24 / A_T^{1/3} + A_B^{1/3} / + a$ , где  $A_T$  - масса ядра-мишени,  $A_B$  - масса налетающего ядра, а  $a$  зависит от типа регистрируемого фрагмента и меняется в пределах  $1,0 \div 2,0 \text{ фм}$ . Похожий результат получен в <sup>/10/</sup>.

Одинаковые значения радиуса, равные  $\sim 2,4 \text{ фм}$ , получены методом pp-корреляций <sup>/4/</sup> и из анализа спектров дейтронов <sup>/11/</sup> в реакции  $\text{Ag} + \text{KCl}$  при энергии  $1,8 \text{ ГэВ/нуклон}$ . Методом  $\pi^+\pi^+(\pi^-\pi^-)$ -корреляций для той же реакции <sup>/3/</sup> получено значение радиуса  $3,9 \pm 0,4 \text{ фм}$  /  $3,2 \pm 0,3 \text{ фм}$  /.



Цель данной работы - получить информацию о размере источника формирования вторичных частиц из анализа энергетических спектров легких фрагментов, образующихся при неупругих взаимодействиях  $^4\text{He}$  (3,33 ГэВ/нуклон) с ядрами Be, C, Al, Cu, Ag, Au. В работе определяется среднеквадратичный радиус  $R_0$  источника испускания фрагментов  $^2,^3\text{H}$  и  $^3,^4\text{He}$  в зависимости от массового числа ядра-мишени и угла испускания частиц в диапазоне импульсов 0,20-0,32 (ГэВ/с)/нуклон. Производится совместный анализ наших результатов и результатов, полученных из экспериментов по фрагментации ядра-мишени в реакциях  $p + \text{ядро}$  и  $^{20}\text{Ne} + \text{ядро}$ . Дан расчет  $R_0$  в геометрии модели фэйрстрика  $^{12/}$ .

Эксперимент выполнен на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ. Изменены дифференциальные сечения образования изотопов водорода и гелия в интервале энергий 7-55 МэВ/нуклон для углов регистрации  $45^\circ$ ,  $90^\circ$  и  $135^\circ$ . Использовался метод тонкой внутренней мишени  $^{13/}$ . Комбинированная мишень состояла из фольги изучаемого вещества и нанесенной на нее пленки  $^{\text{C}}\text{D}_2/n$ . Продукты реакции регистрировались телескопом полупроводниковых детекторов. Интенсивность первичного пучка определялась методом регистрации дейтронов отдачи от упругого рассеяния ядер пучка  $^4\text{He}$  на ядрах мишени ( $^{\text{C}}\text{D}_2/n$ ). Ошибка в определении абсолютного сечения составляла ~20%. Детальное описание методики приведено в  $^{14/}$ .

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

### 2.1. Метод определения $R_0$

В модели слипания  $^{7/}$  дифференциальное сечение образования фрагмента  $Z$ ,  $A = Z + N$  с импульсом  $P_A = A \cdot p$  под данным углом связано с дифференциальным сечением образования нуклонов соотношением

$$E_A \frac{d^3\sigma_A(P_A)}{d^3P_A} = A \cdot \frac{2S_A + 1}{2^A} \cdot \frac{1}{Z!N!} \cdot \left(\frac{4\pi\tilde{p}_0^3}{3m\sigma_0}\right)^{A-1} \left(E_p \frac{d^3\sigma_p(p)}{d^3p}\right)^Z \left(E_n \frac{d^3\sigma_n(p)}{d^3p}\right)^{A-Z} \quad /1/$$

где  $E_A$ ,  $E_p$  и  $E_n$  - полные энергии фрагмента  $A$ , протона и нейтрона,  $S_A$  - спин фрагмента,  $\sigma_0$  - полное сечение реакции,  $m$  - масса нуклона,  $\frac{d^3\sigma_{p,n}(p)}{d^3p}$  - сечение образования протонов /нейтронов/ с импульсом  $p$  под данным углом.

Измеряя в эксперименте дифференциальные сечения эмиссии фрагмента, протонов и нейтронов, из уравнения /1/ можно извлечь величину  $\tilde{p}_0$  - радиус сферы слипания в импульсном пространстве.

При анализе результатов экспериментов по формуле /1/ предполагается, как правило, что дифференциальные сечения образования протонов и нейтронов имеют одинаковую форму, т.е. отношение

$$E_n \frac{d^3\sigma_n(p)}{d^3p} / E_p \frac{d^3\sigma_p(p)}{d^3p} \approx \frac{N_T}{Z_T} \quad /2/$$

в области фрагментации мишени приблизительно определяется отношением нейтронов к протонам в ядре-мишени ( $N_T, Z_T$ ).

Однако экспериментальные данные, полученные в реакциях  $p$  (7,5 ГэВ/с) + ядро  $^{15/}$ ,  $^{16}\text{O}$  (20 МэВ/нуклон) +  $U^{16/}$  и  $^{20}\text{Ne}$  (400 МэВ/нуклон) +  $U^{17/}$ , указывают на то, что отношение  $n/p$  не следует формуле /2/. Так, например, в диапазоне импульсов нуклонов 0,30-0,80 ГэВ/с отношение  $n/p$  падает в ~10 раз  $^{17/}$ . В  $^{18/}$  показано, что в области фрагментации ядра-мишени /для ядер от C до Pb/ отношение сечений образования  $^3\text{H}$  и  $^3\text{He}$  есть функция кинетических энергий фрагментов, и не равно  $N_T/Z_T$ . Для того, чтобы учесть этот эффект, мы получили среднеквадратичный радиус области взаимодействия  $R_0$ , не пользуясь предположением /2/, а рассматривая отношения выходов таких фрагментов, которые содержат одинаковое число нейтронов и протонов.

В модели, предложенной Сато и Язаки  $^{8/}$ , объем слипания вводится как область перекрытия волновой функции фрагмента и функции пространственного распределения нуклонов в зоне формирования фрагментов. В модели не учитываются динамические нуклонные корреляции / $n-p$  или более сложные/. Так как модель носит микроскопический характер, то в ней не делается никаких статистических предположений, таких, как термодинамическое и химическое равновесие. Из  $^{8/}$  можно получить

$$\tilde{p}_0(A) = hc \sqrt{6} \pi \left[ \frac{3}{4\pi} \left( \frac{N!Z!}{A^{3/2}} \right)^{1/(A-1)} \right]^{1/3} (R_0^2 + R_A^2)^{-1/2} \cdot \epsilon \quad /3/$$

Здесь  $R_A$  и  $R_0$  - среднеквадратичные радиусы фрагмента  $A$  и области взаимодействия. Фактор

$$\epsilon = (1 + 3\beta/2R_A^2)^{1/2} \quad /4/$$

определяет угловую зависимость  $\tilde{p}_0(A)$ . Значение  $\beta$  можно определить, если предположить гауссову форму распределения

$$\frac{d^3\sigma_{n,p}(p)}{d^3p} \sim \exp(-\beta p^2), \quad /5/$$

что для нерелятивистских энергий фрагмента дает

$$E \cdot \frac{d^3\sigma_{n,p}(p)}{d^3p} \sim \exp(-T/T_0^{\text{лаб}}) \quad /6/$$

Тогда

$$\beta = \frac{hc}{2mT_0^{\text{лаб}}} \quad /7/$$

$T_0^{лаб}(\theta^{лаб})$  - наклон энергетического спектра протонов /нейтронов/ для данного угла испускания и для данного энергетического диапазона. При  $T_0^{лаб} \rightarrow \infty, \epsilon \rightarrow 1$ . Надо подчеркнуть, что в модели<sup>/8/</sup> учитывается и конечный размер фрагмента, и угловая зависимость  $R_0$ .

В дальнейшем для определения  $R_0$  будем рассматривать отдельно два случая:  $\epsilon = 1$ , аналог<sup>/6/</sup> и  $\epsilon \neq 1$ . Для нейтронов и протонов  $T_0^{лаб}$  будем считать одинаковым при нахождении  $\epsilon$ .

Обозначим инвариантное сечение образования фрагмента  $A$   $E_A \frac{d^3\sigma(P_A)}{d^3P_A}$  через  $\sigma_A$ . На основании формулы /1/ построим отношения выходов фрагментов, не содержащие нейтронные и протонные сечения.

$$\left[ \frac{27m\sigma_0}{\pi} \cdot \frac{\sigma(^4\text{He})}{(\sigma(^2\text{H}))^2} \right]^{1/6} = \frac{[\tilde{p}_0(^4\text{He})]^{3/2}}{\tilde{p}_0(^2\text{H})}, \quad /8/$$

$$\left[ \frac{18m\sigma_0}{\pi} \cdot \frac{\sigma(^3\text{He})\sigma(^3\text{H})}{(\sigma(^2\text{H}))^3} \right]^{1/6} = \frac{\tilde{p}_0(^3\text{He}) \cdot \tilde{p}_0(^3\text{H})}{[\tilde{p}_0(^2\text{H})]^{3/2}}. \quad /9/$$

Подставив /3/ в /8/ и /9/, получаем уравнения, в которых неизвестной величиной является  $R_0$ . При решении этих уравнений для полного сечения  $\sigma_0$  была принята параметризация<sup>/19/</sup>

$$\sigma_0 = \pi \cdot 1,29 \cdot (A_B^{1/3} + A_T^{1/3} + 0,028 \cdot (A_B - 1))^2 \text{ фм} \quad /10/$$

и взяты следующие значения среднеквадратичного радиуса ядра-фрагмента  $\sqrt{\frac{2}{3}} R_A = 2,24 \text{ фм}$ ;  $1,67 \text{ фм}$  и  $1,31 \text{ фм}$  для  $^2\text{H}$ ,  $^3\text{H}$  ( $^3\text{He}$ ) и  $^4\text{He}$  соответственно.

## 2.2. Описание энергетических спектров фрагментов

Ниже будет показана возможность применимости формулы /1/ для описания спектров фрагментов в рассматриваемом энергетическом диапазоне вторичных частиц.

На рис.1 представлены инвариантные сечения образования изотопа  $^3\text{He}$  под углом  $45^\circ$  для реакции фрагментации нескольких ядер-мишеней от Be до Au. В ошибки на рисунке не включены погрешности абсолютной нормировки. Пунктирными линиями показаны результаты расчета по формуле /1/ на основе спектров нейтронов и протонов, полученных в модели фэйрстрик. Расчетные кривые нормированы на экспериментальные точки при энергии фрагмента 100 МэВ. То, что спектры протонов можно хорошо описать в модели фэйрстрик, показано в<sup>/20/</sup>. Геометрическая часть варианта модели, предложенного в<sup>/20/</sup>, аналогична работе<sup>/21/</sup>. Связь между плотностью, энергией и температурой фэйрбъекта определена из статистической бутстрап-

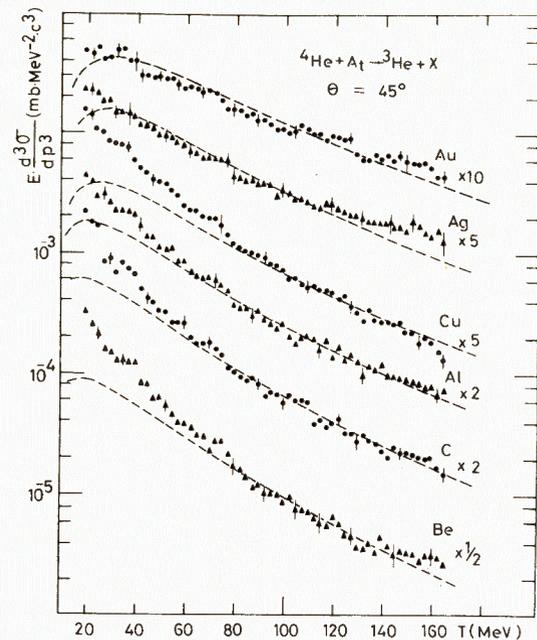


Рис.1. Инвариантные сечения выхода изотопа  $^3\text{He}$  под углом  $45^\circ$  при столкновении  $^4\text{He}$  с ядрами Be, C, Al, Cu, Ag, Au. Энергия первичного пучка  $3,33 \text{ ГэВ/нуклон}$ .

модели. Температура и скорость источника испускания нуклонов однозначно определяются первичной энергией на нуклон и параметром

$$\eta = a_B / (a_B + a_T), \quad /11/$$

где  $a_T(a_B)$  - число нуклонов из мишени /налетающей частицы/, входящих в фэйрбол. В отличие от<sup>/21/</sup>, ограничение по па-

раметру определено значением минимальной температуры, равной 10 МэВ для нейтронов и  $10 \text{ МэВ} + 2/3 v^c$  - для протонов.  $v^c$  - кулоновский барьер для протона в ядре-мишени. Разные значения минимальной температуры для протонной и нейтронной компонент приводят к тому, что протонные и нейтронные спектры различны в широком диапазоне энергий. Но для данной работы эти различия несущественны. Важна только справедливость степенной формулы /1/. Из рис.1 видно, что для  $^3\text{He}$  с энергией больше 20 МэВ/нуклон формула слипания /1/ хорошо воспроизводит спектры.

## 2.3. Зависимость радиуса источника от массового числа ядра-мишени и угла испускания фрагментов

На рис.2 приведена зависимость среднеквадратичного радиуса источника  $R_0$  от массового числа ядра-мишени для трех углов регистрации фрагментов. Значения  $R_0$  определены для  $P_A = 0,2 \times A \text{ ГэВ/с}$  при  $\epsilon = 1$  из соотношения /9/ рис.2а и /10/ рис.2б. Пунктирные линии проведены от руки через точки для углов  $45^\circ$  и  $135^\circ$ . При расчете ошибок  $R_0$  учтены как статистические, так и систематические ошибки  $\sigma_A$ .

Из рис.2 следует, что при  $\epsilon = 1$ :

1/ радиус источника зависит от угла испускания фрагментов для  $A_T \geq 40$ , и в пределах ошибок не зависит от  $A_T$  для легких ядер-мишеней;

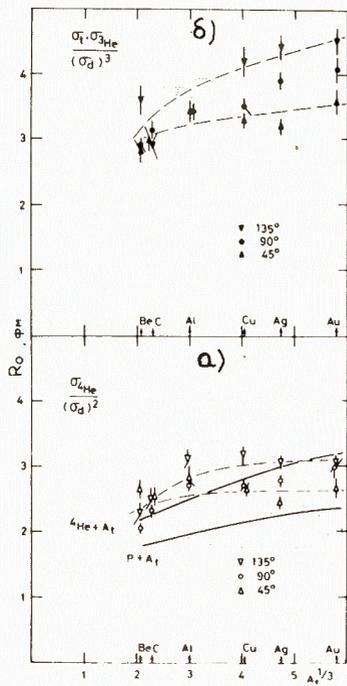
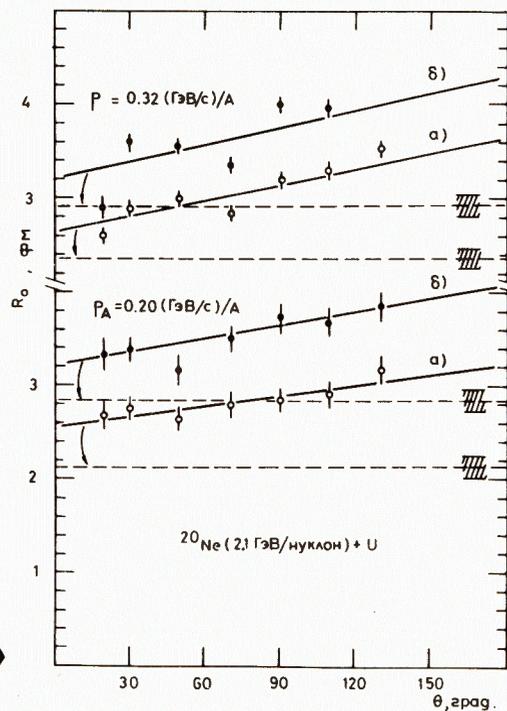


Рис.2. Зависимость среднеквадратичного радиуса источника от массового числа ядра-мишени для трех углов, полученная при  $\epsilon = 1$ : а/ из соотношения /8/, б/ из соотношения /9/. Импульс фрагментов 0,20 (ГэВ/с)/нукл. Сплошные линии - расчет  $R_0$  среднего фэйрбола в геометрии модели фэйрстрик.

Рис.3. Угловая зависимость среднеквадратичного радиуса источника формирования фрагментов. Сплошные линии - результат описания данных работы /22/ линейной зависимостью /12/.  $R_0$  определяется а/ по формуле /8/, б/ по формуле /9/. Пунктирные линии получены после выделения угловой зависимости  $R_0$ . Приведен коридор ошибок.



2/ полученное из /8/ значение  $R_0$  меньше, чем  $R_0$ , полученное из /9/.

Для более подробного анализа зависимости  $R_0$  от  $\theta_{\text{лаб}}$  мы обработали описанным выше методом при  $\epsilon = 1$  опубликованные данные по взаимодействию  $^{20}\text{Ne}$  (0,4-2,1 ГэВ/нуклон) + U /22/ с образованием изотопов  $^2,^3\text{H}$  и  $^3,^4\text{He}$  с импульсами 0,20 и 0,32 (ГэВ/с)/нуклон. Результат представлен на рис.3. Сплошными линиями показано описание  $R_0(\theta_{\text{лаб}})$  линейной зависимостью. Из рисунка следует, что при  $\epsilon = 1$  угловую зависимость  $R_0$  можно

представить в виде;

$$R_0(\theta_{\text{лаб}}) = a + b \cdot \theta_{\text{лаб}}, \quad /12/$$

где a и b одни и те же для импульсов 0,20 и 0,32 (ГэВ/с)/нуклон.

Согласно /4-7/, можно выделить угловую зависимость  $R_0$  /значения  $T_0^{\text{лаб}}$  для протонов можно получить путем описания экспериментальных данных /22/ зависимостью /6//. Пунктирные линии и коридоры ошибок на рис.3 получены после выделения угловой зависимости. Таким образом, с учетом поправки /4/, т.е. при  $\epsilon \neq 1$ , получаем, что  $R_0$  не зависит от угла

$$R_0(\theta_{\text{лаб}}) = \text{const} \quad /13/$$

для тяжелых ядер-мишеней.

Полученные для  $\epsilon \neq 1$  значения  $R_0$  приведены в таблице. Видно, что для диапазона импульсов фрагментов 0,20-0,32 (ГэВ/с)/нуклон  $R_0$  не зависит от энергии и массового числа первичной частицы.

Таблица

Среднеквадратичный радиус области взаимодействия  $R_0$ , полученный путем описания экспериментальных данных по формулам /8-9/ при  $\epsilon(\theta_{\text{лаб}}) \neq 1$  /для тяжелых ядер-мишеней/

Тип взаимодействия, кинетическая энергия пучка, ГэВ/нуклон	Номер ссылки	Импульс фрагмента, ГэВ/с на нуклон	$R_0$ , фм из соотношения $\frac{\sigma(^4\text{He})}{[\sigma(^2\text{H})]^2}$	$R_0$ , фм из соотношения $\frac{\sigma(^3\text{He}) \cdot \sigma(^3\text{H})}{[\sigma(^2\text{H})]^3}$
$^{20}\text{Ne} + \text{U}$	22	0,20-0,32	2,25 $\pm$ 0,10	2,90 $\pm$ 0,12
$^2,^1\text{H}$				
$^4\text{He} + \text{A T}$	данная работа	0,20	2,11 $\pm$ 0,12	3,25 $\pm$ 0,20
$^3,^3\text{H}$				
$p + \text{Ta}$	23	0,32	2,18 $\pm$ 0,12	2,90 $\pm$ 0,11
399,0				
$p + \text{Pb}$	24	0,32	2,13 $\pm$ 0,24	2,74 $\pm$ 0,24
8,01				

Независимость от массового числа первичной частицы противоречит результатам /9/. Авторы этой работы при анализе  $R_0$  предполагали равенство нейтронных и протонных спектров, хотя их же данные опровергают это предположение.

В модели, разработанной Кноллом<sup>/25/</sup>, при столкновении ядер с существенно разными массами при любом прицельном параметре доминирующий вклад в сечение дают фэйрболы, содержащие только один нуклон первичного ядра. Так, для Au в объеме взаимодействия согласно<sup>/25/</sup> содержится в среднем 7 нуклонов. Для сферически-симметричной системы из 7 нуклонов  $R_0 = 2,25$  фм при нормальной ядерной плотности, что совпадает с полученным нами значением из соотношения<sup>/8/</sup>.

Учитывая отсутствие угловой зависимости  $R_0$  для легких ядер /рис.2/ и выделив угловую зависимость для тяжелых ядер-мишеней на основе модели<sup>/8/</sup>, можно сделать неожиданный вывод о том, что величина объема взаимодействия не зависит от массы ядра-мишени. Величина  $R_0$  приблизительно равна значениям, приведенным в таблице, для всех исследованных ядер-мишеней в диапазоне импульсов 0,20-0,32 (ГэВ/с)/нуклон. Такой же вывод был сделан в<sup>/2/</sup> на основании данных по корреляции пар протонов с импульсами 0,3-0,9 ГэВ/с в реакции  $p(8,3 \text{ ГэВ/с}) + \text{ядро}$ . Авторы получили размеры источника  $4,3 \pm 0,5$  фм, в предположении одновременного испускания двух протонов. Если протоны испускаются не одновременно, то абсолютное значение радиуса источника будет меньше, но характер  $A_T$  зависимости, по-видимому, сохранится.

На рис.2а сплошными линиями приведен расчет в модели участников-спектаторов, в которой под объемом взаимодействия подразумевается усредненный по прицельному параметру объем области перекрывания сталкивающихся ядер. В нашем расчете определяется  $R_0$  среднего фэйрбола ( $\bar{A}_\Phi$ ) в геометрии модели фэйрстрик<sup>/20/</sup>.  $R_0 = 1,277 (\bar{A}_\Phi)^{0,27}$ . Такой вариант расчета только качественно описывает абсолютную величину и характер зависимости  $R(A_T)$ .

#### 2.4. Зависимость найденной величины радиуса области взаимодействия от сорта рассматриваемого фрагмента

Из таблицы и рис.2,3 видно, что  $R_0$ , определенное из отношения сечений трехнуклонных фрагментов к сечению дейтронов /т.е. из формулы /9// оказывается в 1,3 раза больше, чем  $R_0$ , полученное из отношения сечения  ${}^4\text{He}$  к дейтронному сечению.

Можно предположить<sup>/26/</sup>, что различие в значениях  $R_0$  обусловлено испусканием фрагментов  ${}^4\text{He}$  на более ранней, чем  ${}^3\text{He}$ , стадии расширения фэйрбола. Но в этом случае температура, найденная из спектров  ${}^4\text{He}$ , должна быть больше, чем для  ${}^3\text{He}$ . Однако это противоречит нашим результатам<sup>/27/</sup> даже потому, что в рассматриваемой области энергий вторичных частиц спектры  ${}^4\text{He}$  спадают более круто, чем  ${}^3\text{He}$ .

На наш взгляд, существующую разницу можно объяснить, предполагая дополнительное подавление процессов рождения  ${}^3\text{He}$  и  ${}^3\text{H}$

по сравнению с рождением  ${}^4\text{He}$ . Такое подавление может иметь место из-за существенной разницы в энергиях связи /геометрических размерах/ между ядрами  ${}^3\text{He}({}^3\text{H})$  и ядром  ${}^4\text{He}$ , и, следовательно, из-за разного влияния ядерной среды на рождение этих фрагментов /подобные вопросы обсуждаются в работе<sup>/28/</sup> при рассмотрении рождения дейтронов/. Таким образом, разница в значениях  $R_0$ , полученных двумя различными методами, может быть устранена искусственным увеличением сечения выхода  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$  в 1,3 раза.

#### ВЫВОДЫ

Проведен анализ экспериментальных данных с целью получения размера области взаимодействия для ядро-ядерных соударений.

Сначала, в рамках модели слипания, найден радиус сферы слипания в импульсном пространстве. Затем, пользуясь формальным соответствием термодинамической модели и модели слипания, мы получили радиус области формирования фрагментов. При этом рассматривались отношения фрагментов с равным числом нейтронов и протонов, для того чтобы исключить погрешности, связанные с различием формы протонных и нейтронных спектров.

Показано, что для диапазона импульсов вторичных фрагментов 0,20-0,32 (ГэВ/с)/нуклон:

1. Радиус сферы слипания, а следовательно, и области взаимодействия, зависит в случае тяжелых ядер-мишеней  $A \geq 40$  от угла испускания фрагментов. Так как такая зависимость воспроизводится моделью Сато и Язаки<sup>/8/</sup>, то можно, воспользовавшись результатами работы<sup>/8/</sup>, вычесть угловую зависимость для тяжелых ядер. Тогда полученный радиус области взаимодействия не будет зависеть от угла.

2. После процедуры вычитания угловой зависимости радиус области формирования фрагментов оказывается не зависящим от массового номера ядра-мишени /от  $Be$  до  $U$ /.

3. Величина  $R_0$  не зависит от типа и энергии первичной частицы ( $p, {}^4\text{He}, {}^{20}\text{Ne}$ ).

4. Значение  $R_0$  оказывается больше при нахождении его из отношения  $\sigma({}^3\text{He})\sigma({}^3\text{H})/(\sigma({}^2\text{H}))^3$ , чем при использовании отношения  $\sigma({}^4\text{He})/(\sigma({}^2\text{H}))^2$ . Этот факт можно объяснить, предположив существование дополнительного подавления в ядерной среде процессов рождения  ${}^3\text{He}({}^3\text{H})$  по сравнению с процессом рождения ядра  ${}^4\text{He}$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Копылов Г.И., Подгорецкий М.И. Phys.Lett., 1974, В50, р.472; Подгорецкий М.И. 18 Международная конференция по физике высоких энергий. Тбилиси, 1976. ОИЯИ, Д1,2-10400, Дубна, 1977, с.А2-27; Cocconi G. Phys.Lett., 1974, В49, р.459.

2. Баюков Ю.Д. и др. ЯФ, 1981, 34, с.95.
3. Zajc W.A. et al. Proc. 5th High Energy Summer Study. Berkeley, 1981.
4. Schnetzer S. et al. Phys.Rev.Lett., 1982, 49, p.989.
5. Akhababian N. et al. JINR, E1-83-670, Dubna, 1983; Агакишиев Г. и др. ОИЯИ, P1-83-252, Дубна, 1983.
6. Mekjian A.Z. Phys.Rev., 1978, C17, p.1051; Das Gupta S., Mekjian A.Z. Phys.Rep., 1981, 72, p.131.
7. Gutbrod H.H. et al. Phys.Rev.Lett., 1976, 37, p.667; Schwartzschild A., Zupancic C. Phys.Rev., 1963, 129, p.854.
8. Sato H., Yazaki K. Phys.Lett., 1981, B98, p.153.
9. Lemaire M.C. et al. Phys.Lett., 1979, B85, p.38.
10. Ложкин О.В., Мурин Ю.А. Препринт РИ им.В.Г.Хлопина. РИ-145, Л., 1981.
11. Zarbaks Z. et al. Phys.Rev.Lett., 1981, 46, p.1268.
12. Westfall G.D. et al. Phys.Rev.Lett., 1976, 37, p.1202.
13. Никитин В.А. ЭЧАЯ, 1970, 1, с.7.
14. Абашидзе Л.И. и др. ОИЯИ, 1-83-185, Дубна, 1983.
15. Bayukov Yu.D. et al. Preprint IТЕР-192, Moscow, 1983.
16. Kasagi J. et al. Phys.Lett., 1981, B104, p.434.
17. Schimmerling W. et al. Phys.Rev.Lett., 1979, 43, p.1985.
18. Nagamiya S. et al. Phys.Rev., 1981, C24, p.971.
19. Goldhaber A.S., Heckman H.H. Ann.Rev.Nucl.Part.Sci., 1979, 28, p.161.
20. Avdeichikov V.V., Mr6wczyński St. Phys.Lett., 1984, B134, p.293.
21. Myers W.D. Nucl.Phys., 1978, A296, p.177.
22. Sandoval S. et al. Preprint LBL-8771, Berkeley, 1980; Sandoval S. et al. Phys.Rev., 1980, C21, p.1321.
23. Frankel S. et al. Phys.Rev., 1979, C20, p.2257.
24. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, P1-83-431, P1-83-432, Дубна, 1983.
25. Knoll J. Nucl.Phys., 1980, A343, p.511.
26. Siemens P.J., Rasmussen J.O. Phys.Rev.Lett., 1979, 42, p.844.
27. Abashidze L.I. et al. JINR, E1-84-417, Dubna, 1984.
28. Schulz H. et al. Phys.Lett., 1983, B124, p.458.

Рукопись поступила в издательский отдел  
11 июля 1984 года.

Лвдейчиков В.В. и др.

1-84-491

О размере источника формирования легких фрагментов,  
испускаемых в релятивистских ядерных взаимодействиях

Измерены двойные дифференциальные сечения образования изотопов водорода и гелия в области фрагментации ядра-мишени под углами  $45^\circ$ ,  $90^\circ$  и  $135^\circ$  для реакций  ${}^4\text{He} + \text{Be}$ ,  $\text{C}$ ,  $\text{Al}$ ,  $\text{Cu}$ ,  $\text{Ag}$ ,  $\text{Au}$  при кинетической энергии налетающего пучка  $3,33$  ГэВ/нуклон. Определены размеры источника формирования фрагментов в зависимости от атомного номера ядра-мишени и угла регистрации вторичных частиц. Показано, что среднеквадратичный радиус источника не зависит от энергии и типа первичной частицы.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

Avdejchikov V.V. et al.

1-84-491

About the Size of a Source Forming Light Fragments  
Emitted in Relativistic Nuclear Interactions

Double differential cross sections of hydrogen and helium isotopes production in the target-nucleus fragmentation region are measured at  $45^\circ$ ,  $90^\circ$  and  $135^\circ$  emission angles in  ${}^4\text{He} + \text{Be}$ ,  $\text{C}$ ,  $\text{Al}$ ,  $\text{Cu}$ ,  $\text{Ag}$ ,  $\text{Au}$  reactions at  $3.33$  GeV/nucleon beam kinetic energy. The radius of fragment formation source is determined for different targets and emission angles. It is shown that a root-mean-square radius of the source does not depend on energy and sort of an initial particle.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984