

Измерены выходы  $\pi^-$ ,  $\pi^+$ , p,  ${}^2\text{H}$ ,  ${}^3\text{H}$ ,  ${}^3\text{He}$  под углом  $3,5^\circ$  при взаимодействии 10,1 ГэВ/с протонов с ядрами Be, Al, Cu, Ta. Проведено сравнение экспериментальных данных с моделями слияния: феноменологической (ФМС), нерелятивистской и релятивистской модификациями модели Батлера-Пирсона. Показано, что как ФМС, так и динамические модели удовлетворительно описывают начальные участки импульсных спектров. Импульсная зависимость параметров слияния для импульсов, больших 4,5 ГэВ/с, заметно сильнее, чем предсказываемая моделью зависимость  $\mathcal{R}_F(p) \sim \text{const}$ .

### Abstract

$\pi^-$ ,  $\pi^+$ , p,  ${}^2\text{H}$ ,  ${}^3\text{H}$  and  ${}^3\text{He}$  yields have been measured at an angle of  $3.5^\circ$  for interactions of 10.1 GeV/c protons with Be, Al, Cu and Ta-nuclei. Experimental data will be compared with fusion models: phenomenological (FMS), nonrelativistic and relativistic modification of the Butler-Pierson model. We shall prove that the FMS as well as the dynamical models are able to describe satisfactorily the primary sections of momentum spectra. The momentum dependence of fusion parameters for momenta above 4.5 GeV/c are much stronger than the dependence  $\mathcal{R}_F(p) \sim \text{const}$  predicted by these models.

### 1. Введение

В последнее время в связи с возможностью вычленил и уточнения различных механизмов взаимодействия адронов с ядрами и проверки справедливости существующих теоретических подходов наблюдается возрождение интереса к исследованию адрон-ядерных реакций в области промежуточных энергий. Однако, опубликованная экспериментальная информация носит весьма фрагментарный характер, тогда как для сравнения с теоретическими моделями необходимы данные, полученные в широких импульсных интервалах налетающих и вылетающих частиц, различных углах вылета частиц и для большого набора изучаемых ядер. Известно, что результаты большинства исследований, относящихся к вылету нуклонов из ядер, находятся в разумном согласии с существующими представлениями /1,2/. Что же касается механизма образования легких фрагментов, особенно высокоэнергичной их части, то он еще до конца не ясен /3,4/ и нужны новые данные, которые могли бы дать необходимую информацию о многонуклонных корреляциях в ядре и, возможно, о его кварковых степенях свободы.

Основная масса работ, опубликованная по данной тематике, имеет отношение к исследованию характеристик низкоэнергичных фрагментов, образованных протонами различных энергий при взаимодействии с ядрами /4-II/. Определенная информация о вылете острейших дейтронов и тритонов, образованных при взаимодействии протонов с импульсами 2,14 и 4,3 ГэВ/с с различными ядрами приведена в /12,13/. В этих работах показано, что образование самых острейших легких ядер, вылетающих под малыми углами, можно в значительной степени объяснить вкладом ядерных реакций двух типов, а именно, квазиупругим рассеянием протонов на кластерах ядра и процессом пионоразложения на нуклонах и кластерах. Учитывая, что сечение реакции  $pp \rightarrow {}^2\text{H}^+$  остро убывает с ростом значения

начального импульса /14-15/, можно ожидать, что при увеличении импульса первичных протонов, в образовании высокоэнергичных легких фрагментов должны большую роль играть процессы слияния каскадных нуклонов, инициируемых падающей на ядро частицей, и взаимодействия протонов непосредственно с кластерами ядра.

Сведения относительно вылета  ${}^2\text{H}$  и  ${}^3\text{H}$  при 30 ГэВ из ядер  $\text{Be}$ ,  $\text{Al}$ ,  $\text{Fe}$  и  $\text{Au}$  в интервале импульсов фрагментов 1-5 ГэВ/с при относительно больших углах вылета содержатся в /16,17/.

В настоящей работе представлены результаты измерений выходов  ${}^2\text{H}$ ,  ${}^3\text{H}$ ,  ${}^3\text{He}$  и протонов в широком интервале переданных импульсов, вылетающих под углом  $3,5^\circ$  из ядер  $\text{Be}$ ,  $\text{Al}$ ,  $\text{Cu}$  и  $\text{Ta}$  при импульсе налетающего протона 10,1 ГэВ/с, и проведено сравнение полученных результатов с расчетами по моделям слияния. Кроме того, приводятся импульсные зависимости спектров вторичных протонов и нуклонов от атомного номера ядра.

## II. Методика измерений

Измерение сечений инклюзивного образования частиц и легких фрагментов в протон-ядерных взаимодействиях проводилось на времяпролетном спектрометре, созданном на базе сепарированного пучка протонного синхротрона ИТЭФ /18/. На рис. I показана схема установки. Пролетная база спектрометра выбрана между первым и вторым фокусами тракта и составляет 34,2 м. Максимальный импульс частиц, проходящих через спектрометр без фокусирующих линз 9 ГэВ/с, с линзами 7,5 ГэВ/с.

Регистрация вторичных частиц осуществлялась сцинтилляционными и черенковскими счетчиками. В первом фокусе тракта, расположенном на площадке за основной защитой ускорителя с относительно низким радиационным фоном, размещался одиночный стартовый счетчик С1 с толщиной сцинтиллятора 3 мм. Во втором фокусе уста-

навливался телескоп из двух сцинтилляционных счетчиков С2 и С3 (для регистрации частиц с импульсами 1-4 ГэВ/с), либо из двух пороговых черенковских газовых счетчиков  $\hat{\text{C}}1, \hat{\text{C}}2$  и сцинтилляционного счетчика С3 (для области импульсов 4-7,5 ГэВ/с). Толщина сцинтиллятора счетчика С2 варьировалась в зависимости от сорта и импульса вторичных частиц в пределах 5-20 мм. Толщина сцинтиллятора счетчика С3 - 50 мм. Подобный выбор толщины сцинтилляторов стоповых счетчиков определялся методикой регистрации времяпролетных спектров с подавлением фона в области линий частиц с малыми выходами методом амплитудной дискриминации. Временное разрешение спектрометра в целом не более 1,3 нс, что позволяет надежно разделить линии протонов и  $\Lambda^+$ -мезонов с импульсом до 5,0 ГэВ/с. При больших импульсах разделение частиц осуществлялось с помощью пороговых черенковских счетчиков с различными порогоми регистрации релятивистских частиц.

Измерение спектров вторичных частиц проводилось в два этапа: 1) при заданном импульсе измерялись одновременно относительные выходы всех положительных заряженных частиц на тракте с фокусирующей пучка на первый и второй фокусы и 2) для получения абсолютных значений сечений измерялись импульсные спектры протонов и  $\Lambda^-$ -мезонов на тракте с использованием только анализирующих магнитов и магнитов вертикальной коррекции пучка. Для абсолютной привязки дифференциальных сечений использовались результаты измерений дифференциальных сечений образования  $\Lambda^-$ -мезонов на тех же ядрах при близких энергиях налетающих протонов /19/, которые были получены на нашем ускорителе при том же угле вылета вторичных частиц. Все измерения спектров вторичных частиц проводились с использованием внутренних тонких мишеней ускорителя. Преимущество такой постановки опыта при проведении относительных измере-

ний заключается в малых поправках на поглощение легких фрагментов непосредственно в самой мишени. При обработке результатов измерений учитывались поправки на распад  $\pi^+$ -мезонов, фон от  $\mu$ -мезонов и электронов, многократное рассеяние и поглощение в первом фокусе тракта, потери в головной части тракта и в счетчиках второго фокуса.

Статистическая точность полученных результатов измерений лучше 1%, поэтому ошибки относительных измерений определяются повторяемостью результатов нескольких независимых серий экспериментов. Для пионов и протонов повторяемость находилась в пределах до 6%, для  $^2\text{H}$  - 8% и для  $^3\text{H}$  и  $^3\text{He}$  - 10% (для  $^3\text{H}$  и  $^3\text{He}$  с импульсом выше 5 ГэВ/с до 20%). Несопредделенность в абсолютной нормировке сечений определяется точностью, опубликованной в оригинальной работе /19/, и составляет около 20%.

### III. Экспериментальные данные

Для удобства сравнения наших данных с результатами других работ инклюзивные сечения образования частиц представлены в виде инвариантной функции  $F(\vec{p}, p_*) = E d^3\sigma/d^3p$  и двойных дифференциальных сечений  $d^2\sigma/dp_1 dp_2 d\Omega$ . Ввиду того, что значения абсолютных сечений образования  $\pi^+$ -мезонов на ядрах Be, Al, Si, Ag, Au в /19/ были измерены при несколько меньшем импульсе налетающего протона (9,7 ГэВ/с), абсолютная нормировка сечений проводилась с использованием явления скейлинга для инклюзивного образования  $\pi^+$ -мезонов. Для этой цели была построена зависимость инвариантной функции  $F(\vec{p}, p_*)$  от фейнмановской масштабной переменной  $x = p_*^*/p_{*max}^*$ , где  $p_*^*$  - продольный импульс,  $p_{*max}^*$  - максимально возможный импульс частицы в с.ц.м. при данном импульсе налетающего протона. При определении  $x$  считалось, что рождение частицы происходит при взаимодействии налета-

ющего протона с покоящимся свободным нуклоном. На рис.2 показаны результаты нормировки наших данных для  $\pi^+$ -мезонов к данным работы /19/.

Абсолютные величины дифференциальных сечений для положительных частиц получались с использованием относительных измерений спектров  $p$  и  $\pi^+$ -мезонов, отнормированных на показания монитора.

В таблицах I-6 и на рис. 3-6 представлены дифференциальные и инвариантные сечения образования на разных ядрах  $\pi^+$ ,  $\pi^0$ ,  $p$ ,  $^2\text{H}$ ,  $^3\text{H}$ ,  $^3\text{He}$ . Для иллюстрации на рис.3 и 4 показаны инвариантные сечения. Кривые проведены от руки для разделения экспериментальных точек.

### IV. Сравнение экспериментальных данных с моделями слияния

В образовании легких ядер вносят вклад несколько процессов: квазисвободное рассеяние на ядерных нуклонах и кластерах (реакции типа  $pp \rightarrow ^2\text{H}\pi^+$ ,  $p^2\text{H} \rightarrow p^2\text{H}$ ,  $p^3\text{H} \rightarrow p^3\text{H}$  и т.д.), реакции поджгата, слияния и, возможно, какие-то более сложные, описываемые уже на кварковом уровне, механизмы. В своих измерениях мы не достигли области возможных квазидуплетных пиков и пиков ст реакций с пионообразованием, поэтому нам трудно явно оценить вклад таких процессов. Но известно, что сечения этих реакций, а также реакции поджгата быстро падают с ростом импульса вылетающего ядра. С другой стороны, существующие модели слияния качественно описывают большинство полученных ранее данных по выходам легких ядер в адрон-ядерных и ядерно-ядерных взаимодействиях. По этой причине имеет смысл провести сравнение результатов эксперимента именно с предсказаниями моделей слияния.

В моделях слияния образование легких ядер объясняется слиянием каскадных нуклонов, имеющих малый относительный импульс.

Повтому в существующих версиях плотность ядер с массовым числом  $A_F = N_F + Z_F$  и импульсом  $p$  связана с плотностью нуклонов с импульсом  $p/A_F$  выражением

$$E_F \frac{d^2 n_F}{d^2 p} (p) \sim (E_F \frac{d^2 n_F}{d^2 p} (p/A_F))^{Z_F} (E_N \frac{d^2 n_N}{d^2 p} (p/A_F))^{N_F} \quad (1)$$

Для того, чтобы отвлечься от импульсных и атомных зависимостей дифференциальных сечений нуклонов и неупругих нуклон-ядерных сечений, при анализе удобно работать не с дифференциальными сечениями, а с так называемыми параметрами слияния

$$\mathcal{X}_F(p) = F_F(p) (\sigma_{inel}^{PA})^{A_F-1} / F_P^{Z_F}(p/A_F) F_N^{N_F}(p/A_F), \quad (2)$$

где  $F_i(p)$  инвариантное дифференциальное сечение частиц  $i$ -го сорта.

Из определения  $\mathcal{X}_F$  видно, что для проведения анализа нужно было бы использовать как протонные, так и нейтронные сечения. К настоящему времени известны лишь величины протонных сечений, поэтому при проведении расчетов приходится делать дополнительные предположения о нейтронных сечениях, самыми простыми (и обычно используемыми) из которых являются:

$$F_N(p) = F_P(p), \quad (3a)$$

$$F_N(p) = \frac{N_T + N_B}{Z_T + Z_B} F_P(p), \quad (3б)$$

где  $N_T, Z_T, N_B, Z_B$  — число нейтронов и протонов в мишени и вылетающем ядре.

В настоящее время существует несколько вариантов моделей слияния, отличающихся как уровнем строгости рассмотрения, так и различными физическими предположениями о динамике процесса слия-

ния. В простейшей феноменологической модели слияния (ФМС) [17] предполагается, что любая конфигурация каскадных нуклонов, относительный импульс которых не превосходит некоторого значения  $P_0$ , с не зависящей от их импульса и параметров ядра-мишени вероятностью, сливается, образуя вылетающее ядро с соответствующим массовым числом. В этой модели сечение определяется выражением:

$$F_F(p) = \frac{1}{A_F^2 N_F! Z_F!} \left( \frac{4\pi P_0^3}{36\pi^2 m} \right)^{A_F-1} \left( \frac{N}{Z+1} \right)^{N_F} F_P^{A_F}(p/A_F), \quad (4)$$

где  $m$  — масса нуклона, множитель  $(N/Z+1)$  получается в результате замены нейтронного сечения через протонное согласно (3б), а параметр  $P_0$  — относительный импульс, фигурирующий в описании модели.

Следует отметить, что общий вид зависимости (4) совпадает с выводами нескольких более строгих моделей механизма образования быстрых легких ядер, предложенных позже [20-22] и отличающихся различной интерпретацией параметра  $P_0$ .

Существует второй класс моделей слияния, которые в отличие от ФМС можно назвать динамическими. В этих моделях легкие ядра образуются в многостадийном процессе, включающем взаимодействие с эффективным средним полем ядра. Впервые такая модель была разработана для описания дейтронных сечений Батлером и Пирсоном (Б.П.) [23]. Используя второй порядок нестационарной теории возмущений (ТВ) (рис.7), они получили следующее выражение для сечений выходов дейтронов:

$$F_{2H}(p) = \frac{3}{2} \pi (48mV_0)^2 \sqrt{mE} \frac{E_{2H} (P^2/4m^2 + 1)^{3/2}}{E_{p/2}^2 P^2 \sigma_{in}^{PA}} F_P^2(p/2) I(A), \quad (5)$$

где  $\bar{E}$  - энергия связи дейтрона,  $m$  - масса нуклона,  $I(A)$  - безразмерная затабулированная функция радиуса ядра, слабо зависящая от конкретной формы ядерного потенциала,  $V_0$  - глубина ядерного потенциала, а фактор  $\Gamma^3 = (p^2/4m^2 + 1)^{3/2}$  появился в результате релятивистской коррекции нерелятивистского выражения для  $F_{2H}(p)$ .

При выборе  $V_0 = 25 \pm 5$  МэВ формула (5) хорошо объяснила экспериментальные данные по выходу дейтронов из мишени  $Be^9$  из работ /16,17/. Позднее подобная модель с успехом использовалась в работе /24/ для описания сечений кумулятивных ядер  $^2H$ ,  $^3H$ ,  $^3He$ .

Переходя к обсуждению экспериментально полученных параметров слияния, для удобства выпишем импульсные зависимости  $\alpha_F(p)$ , которые получаются из разных моделей:

1) ФМС

$$\alpha_F \sim \text{const.}$$

2) Динамические модели

$$\alpha_{2H} \sim 1/p^2; \alpha_{3H} \sim 1/p^4 \quad /24/ \quad \text{— нерелятивистский вариант (БП)} \quad (6)$$

$$\alpha_{2H} \sim (E_{2H}/p)^2 \quad \text{— релятивистский вариант для дейтронов (БП2)}$$

Вычисление параметра слияния для трехнуклонной системы в релятивистском варианте модели Батлера-Пирсона (БП2) на достаточно строгом уровне не проводилось, и можно только сказать, что зависимость  $\alpha_{3N}(p)$  будет менее сильной по сравнению с вариантом (БП).

Экспериментальные значения параметров слияния приведены на рис. 8, 9. На экспериментальные значения нанесены кривые, соответствующие импульсным зависимостям (6). При этом вместо неизвестных нейтронных сечений использовались варианты (3а) и (3б). Чтобы не перегружать рисунки, ошибки эксперимента проставлены лишь в некоторых точках.

При сравнении моделей с экспериментальными данными можно сделать следующие выводы:

1. Экспериментальные данные противоречат предположению  $\alpha_F(p) \sim \text{const.}$  (т.е. модели ФМС). Только на начальном интервале импульсов можно с известной натяжкой говорить о применимости ФМС.

2. Релятивистская модель Б-П удовлетворительно описывает  $\alpha_{2H}(p)$  на начальном участке импульсного интервала (2-4,5 ГэВ/с), а затем зависимость от импульса становится сильнее.

3. Нерелятивистские варианты динамических моделей описывают эксперимент несколько лучше, особенно для больших импульсов, что явно противоречиво.

4. Параметры слияния слабо (слабее  $A^{-1/3}$ ) зависят от атомного номера ядра-мишени. Больше подходит зависимость  $\alpha_F(A) \sim \text{const.}$

Представляет интерес также оценка абсолютного значения сечений выходов ядер, предсказываемые различными моделями.

В моделях Б-П и ФМС в формулах для сечений содержится по одному параметру. Например, в модели Б-П для описания дейтронных сечений (5) свободным параметром является  $V_0$ . Значения этого параметра для различных мишеней и импульсов дейтронов, соответствующие нашим экспериментальным данным, собраны в таблице 7. Видно, что для описания экспериментальных данных нужно, чтобы  $V_0$  увеличивался примерно как  $A^{1/3}$ . Следует отметить тот факт, что для  $Be^9$  в области, где модель Б-П описывает импульсную зависимость  $\alpha_{2H}(p)$ , мы получили значение  $V_0 = 24-25$  МэВ, что хорошо согласуется со значением  $V_0 = 25 \pm 5$  МэВ, опубликованным в /23/.

В таблице 8 собраны значения параметра  $P_0$  для дейтронов в модели ФМС, соответствующие нашим экспериментальным данным.

Параметры вычислялись по формуле

$$(P_0)_r^3 \cdot [A_r^2 N_r! Z_r! (36 \frac{P_0}{m/4h})^{A_r-1} (\frac{Z+1}{N})^{N_r} \frac{F_r(p)}{F_r^{A_r}(p/A_r)}]^{A_r-1} \quad (9)$$

Полученные значения  $P_0$  слабо зависят от массовых чисел вылетающего ядра и ядра-мишени и находятся в качественном согласии со значениями, измеренными ранее, однако они все же заметно больше значений, полученных в области больших поперечных импульсов (например, в /25/  $P_0 \sim 200$  МэВ/с).

#### У. Обсуждение

Выполненный эксперимент, особенностями которого являются малые углы вылета, относительно большие импульсы вторичных частиц, широкий интервал импульсов вторичных частиц, позволил получить данные по выходам легких ядер в области, практически не исследованной ранее. В опубликованных работах выходы легких ядер измерялись, как правило, при больших углах и меньших относительных импульсах либо при существенно меньших энергиях налетающей частицы.

При сравнении выходов легких ядер, полученных в нашей работе с моделями слияния, видно, что как ФМС, так и динамические модели хорошо описывают начальные участки импульсных спектров. Особенно впечатляет хорошее согласие экспериментальных сечений дейтронов с моделью Б-П. Однако импульсная зависимость параметров слияния для импульсов, больших 4,5 ГэВ/с, заметно сильнее, чем предсказанная моделью зависимость  $\alpha_r(p) \sim \text{const}$ .

Существует, на наш взгляд, простая возможность объяснить это противоречие. Как уже упоминалось, в моделях слияния вероятность образования ядра с атомным номером  $A_r = N_r + Z_r$  и импульсом  $p$  пропорциональна вероятности обнаружить  $A_r$  нуклонов с импульсами  $p/A_r$ . Лишь когда между рождением отдельных нуклонов

нет корреляций, вероятность нахождения  $A_r$  нуклонов с импульсами  $p/A_r$  пропорциональна произведению вероятностей обнаружения одного нуклона с импульсом  $p/A_r$ :

$$W_{A_r}(p/A_r \dots p/A_r) \sim W_1^{A_r}(p/A_r)$$

и мы получаем как следствие выражение (I).

Предположение об отсутствии корреляций хорошо выполняется для низких импульсов. Здесь видно хорошее согласие моделей слияния с экспериментом. Для рождения нуклонов с большими близкими импульсами корреляции должны быть сильнее и неудивительно, что согласие с простыми моделями слияния, основанными на (I), теряется. Учет корреляций обеспечивает естественное обрезание дифференциальных сечений при больших вторичных импульсах. К сожалению, из-за отсутствия экспериментальных данных по корреляциям, проведение точных оценок в настоящее время невозможно, но нам кажется, что предложенное объяснение является оправданным.

Авторы благодарят В.Б. Гаврилова и Г.А. Лексина за полезные дискуссии и ряд замечаний, сделанных при обсуждении результатов этой работы.

Таблица 1

Дифференциальные и инвариантные сечения образования  $\pi^+$ -мезонов 10,1 ГэВ/с протонами под углом  $3,5^\circ$  в л.с. на ядрах

$P_{\pi^+}$ ГэВ·с <sup>-1</sup>	$d^2\sigma/dp d\Omega$ , (мбн. ГэВ <sup>-1</sup> ·с·ср <sup>-1</sup> )				$F$ , (мбн. ГэВ <sup>-2</sup> ·с <sup>2</sup> ·ср <sup>-1</sup> )			
	Be	Al	Cu	Ta	Be	Al	Cu	Ta
1.0	151	315	492	811	152	318	497	819
1.25	149	308	491	794	120	248	395	639
1.5	141	321	499	766	94,5	215	334	513
1.75	144	279	417	661	82,4	160	239	379
2.0	131	251	397	585	65,6	126	199	293
2.25	113	256	375	557	50,4	114	167	248
2.5	111	206	310	454	44,5	82,7	124	182
2.75	100	190	291		36,5	69,1	106	
3.0	88,4	158	229	351	29,5	52,6	76,2	117
3.5	64,7	124	166	236	18,5	35,5	47,4	67,5
4.0	47,2	82,7	124	177	11,8	20,7	31,0	44,2
4.5	32,9	57,1	83,2	121	7,31	12,7	18,5	26,8
5.0	25,6	38,7	59,5	90,5	5,13	7,75	11,9	18,1

Таблица 2

Дифференциальные и инвариантные сечения образования  $\pi^+$ -мезонов 10,1 ГэВ/с протонами под углом  $3,5^\circ$  в л.с. на ядрах

$P_{\pi^+}$ ГэВ·с <sup>-1</sup>	$d^2\sigma/dp d\Omega$ , (мбн. ГэВ <sup>-1</sup> ·с·ср <sup>-1</sup> )				$F$ , (мбн. ГэВ <sup>-2</sup> ·с <sup>2</sup> ·ср <sup>-1</sup> )			
	Be	Al	Cu	Ta	Be	Al	Cu	Ta
1.0	183	383	606	954	185	387	612	963
1.25	207	419	645	950	167	337	519	765
1.5	223	435	639	880	149	291	428	589
1.75	246	457	682	961	141	262	391	551
2.0	249	457	666	916	125	229	334	459
2.25	238	404	595	894	106	180	265	390
2.5	233	432	609	869	93,3	173	244	348
2.75	228	409	582	810	83,1	149	212	295
3.0	192	351	485	671	64,0	117	162	224
3.25	168	306	438	604	51,8	94,3	135	186
3.5	138	247	353	497	39,4	70,7	101	142
3.75	120	219	312	427	32,0	58,5	83,2	114
4.0	104	183	256	324	26,1	45,7	64,0	81,0
4.5	73,3	126	180	240	16,3	28,0	40,0	53,3

Таблица 3

Дифференциальные и инвариантные сечения образования протонов 10,1 ГэВ/с протонами  
под углом  $3,5^\circ$  в л.с. на ядрах

$P_p$ ГэВ·с <sup>-1</sup>	$d^2\sigma/dp d\Omega$ , (мбн·ГэВ <sup>-1</sup> ·с·ср <sup>-1</sup> )				$F$ , (мбн·ГэВ <sup>-2</sup> ·с <sup>3</sup> ·ср <sup>-1</sup> )			
	Be	Al	Cu	Ta	Be	Al	Cu	Ta
1.0	46,8	136	277	576	64,1	186	380	790
1.25	55,3	150	285	582	55,3	150	285	582
1.5	67,0	167	309	595	52,7	131	243	468
1.75	80,4	194	353	614	52,1	126	229	398
2.0	90,5	210	368	621	50,0	116	203	343
2.25	100	233	363	627	48,2	112	175	302
2.5	115	257	424	679	49,0	110	181	290
2.75	135	289	461	721	52,0	111	177	277
3.0	149	309	484	722	52,0	108	169	252
3.25	170	340	528	784	54,4	109	169	251
3.5	178	372	565	828	52,7	110	167	245
3.75	201	389	586	833	55,3	107	161	229
4.0	210	409	600	857	54,0	105	154	220
4.5	243	454	652	921	55,2	103	148	209
5.0	261	496	703	1007	53,1	101	143	205
5.5	257	494			47,4	91,2		
6.0	257	512	682	943	43,4	86,4	115	159
6.5	271	504	701	907	42,1	78,4	109	141
7.0	260	470	618	888	37,5	67,7	89,1	128
7,5	249	420	596	740	33,4	56,5	80,1	99,4
8.0	229	399	548	726	28,8	50,2	69,0	91,4

14

Таблица 4

Дифференциальные и инвариантные сечения образования дейтронов 10,1 ГэВ/с протонами  
под углом  $3,5^\circ$  в л.с. на ядрах

$P_d$ ГэВ·с <sup>-1</sup>	$d^2\sigma/dp d\Omega$ , (мбн·ГэВ <sup>-1</sup> ·с·ср <sup>-1</sup> )				$F$ , (мбн·ГэВ <sup>-2</sup> ·с <sup>3</sup> ·ср <sup>-1</sup> )			
	Be	Al	Cu	Ta	Be	Al	Cu	Ta
1.0	1,32	7,00	21,5	71,3	2,81	14,9	45,7	152
1.25	1,36	6,84	20,1	70,2	1,96	9,87	29,0	101
1.67	1,37	6,00	16,6	47,3	1,23	5,40	14,9	42,6
2.0	1,19	4,91	12,2	30,4	0,876	3,37	8,36	20,8
2.5	1,17	4,18	9,44	19,5	0,585	2,09	4,72	9,75
3.0	1,12	3,39	6,54	12,2	0,440	1,33	2,57	4,80
3.34	1,19	3,37	5,99	10,3	0,409	1,16	2,06	3,54
4.0	1,17	2,97	4,86	7,39	0,323	0,820	1,34	2,04
4.5	1,22	2,84	4,02	6,13	0,294	0,636	0,968	1,48
5.0	1,15	2,43	3,63	5,23	0,246	0,519	0,775	1,12
5.5	0,825	1,66	2,29	3,54	0,158	0,319	0,440	0,680
6.0	0,707	1,45	2,00	2,59	0,123	0,253	0,349	0,452
6.5	0,609	1,17	1,62	2,01	0,0975	0,187	0,259	0,322
7.0	0,536	1,05	1,29	1,75	0,0793	0,155	0,191	0,259
7.5	0,417	0,658	0,806	1,13	0,0573	0,090	0,111	0,155

15



Таблица 5

Дифференциальные и инвариантные сечения образования ядер трития  ${}^3\text{H}$ ,  ${}^3\text{He}$  протонами под углом  $3,5^\circ$  в л.с. на ядрах

$P_{\text{ан}}$ $\text{ГэВ}\cdot\text{с}^{-1}$	$d^2\sigma/dp d\Omega, (\text{мкбн}\cdot\text{ГэВ}^{-1}\cdot\text{с}\cdot\text{ср}^{-1})$				$F, (\text{мкбн}\cdot\text{ГэВ}^{-2}\cdot\text{с}^2\cdot\text{ср}^{-1})$			
	Be	Al	Cu	Ta	Be	Al	Cu	Ta
1.0	169	1180	4880	26900	504	3540	1450	8030
1.25	108	752	3360	18100	212	1470	6610	35700
1.67	50,5	402	1680	7980	59,2	471	1970	9340
2.0	30,8	237	909	3530	26,5	204	783	3040
2.5	23,0	158	540	1610	13,8	95,0	325	973
3.0	13,4	82,0	226	578	6,12	37,4	103	264
3.34	12,0	62,3	163	364	4,69	24,4	63,8	142
4.0	8,35	44,4	83,0	177	2,55	13,6	25,4	54,1
4.5	6,36	29,1	53,1	96,6	1,67	7,62	13,9	25,3
5.0	4,03	15,5	30,2	53,5	0,920	3,56	6,93	12,3
5.5	2,51	9,59	17,3	30,4	0,512	1,96	3,53	6,21
6.0	2,52	7,34	11,7	16,4	0,464	1,35	2,15	3,02

15

Таблица 6

Дифференциальные и инвариантные сечения образования ядер гелия-3  ${}^3\text{He}$  протонами под углом  $3,5^\circ$  в л.с. на ядрах

$P_{\text{He}}$ $\text{ГэВ}\cdot\text{с}^{-1}$	$d^2\sigma/dp d\Omega, (\text{мкбн}\cdot\text{ГэВ}^{-1}\cdot\text{с}\cdot\text{ср}^{-1})$				$F, (\text{мкбн}\cdot\text{ГэВ}^{-2}\cdot\text{с}^2\cdot\text{ср}^{-1})$			
	Be	Al	Cu	Ta	Be	Al	Cu	Ta
2.0	20,6	158	551	1647	17,8	136	479	1420
2.5	16,1	101	310	802	9,69	60,8	186	482
3.34	11,8	52,6	147	315	4,62	20,6	57,5	123
4.0	8,84	34,4	78,5	129	2,70	10,5	24,0	39,4
5.0	5,38	18,1	39,2	57,0	1,23	4,15	8,99	13,1
6.0	2,04	6,01	9,94	13,7	0,375	1,11	1,83	2,52
6,68	1,07	3,20	3,57	5,65	0,174	0,520	0,580	0,918

17

Таблица 7

Параметр  $V_0$  (МэВ) для модели Батлера-Пирсона, воспроизводящий абсолютную величину дейтронных сечений. (Ошибки составляют около 5%).

$P_{2H}$ (ГэВ/с)	2	4
Мишень		
$Be^9$	24,0	25,1
$Al^{27}$	32,7	34,3
$C^{64}$	46,1	46,6
$Ta^{181}$	73,9	70,5

Таблица 8

Параметры ФМС  $P_0$  (МэВ/с). (Ошибки около 4%).

P (ГэВ/с)	$P_0$ $^3H$		$P_0$ $^3He$		$P_0$ $^2H$	
	3	6	3	6	2	4
Мишень						
$Be^9$	310	240	330	220	330	290
$Al^{27}$	320	250	320	230	340	290
$C^{64}$	310	230	310	220	340	280
$Ta^{181}$	290	220	300	220	320	260

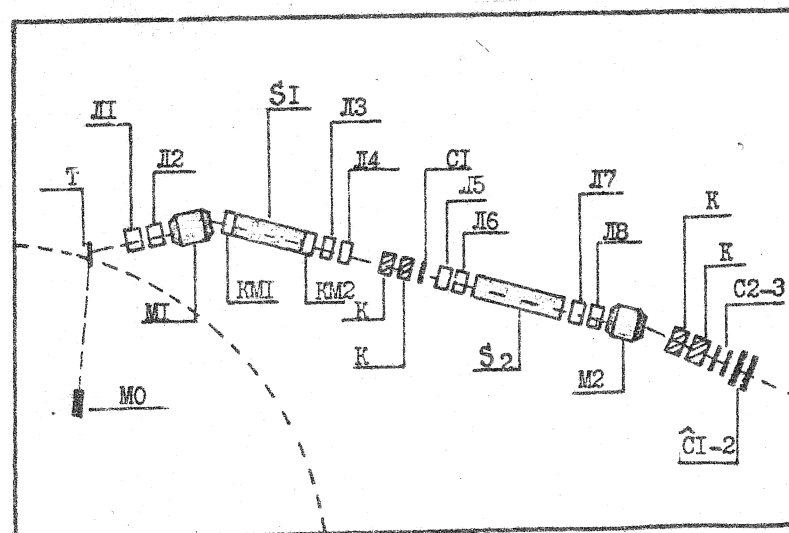


Рис. I. Схема время-пролётного спектрометра. Т-мишень, МО-монитор, Л1-8-квадрупольные магнитные линзы, М1-2-поворотные магниты, S1-2-электростатические сепараторы, КМ1-2-компенсирующие магниты, К-коллиматоры, CI-3-сцинтилляционные счетчики, CI-2-черенковские счетчики.

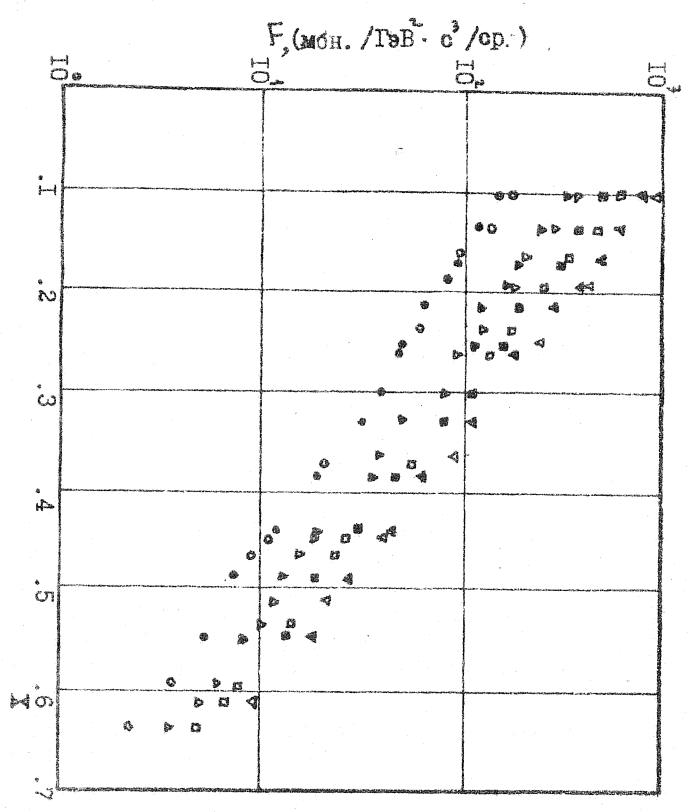


Рис. 2. Зависимость инвариантного функции  $F$  образования  $\pi^+$ -мезонов от масштабной переменной  $X$  для ядер  $Be$ ,  $\Delta Al$ ,  $\square Cu$ ,  $\nabla Pb$ . Светлые значки из работы [19], темные - наши данные.

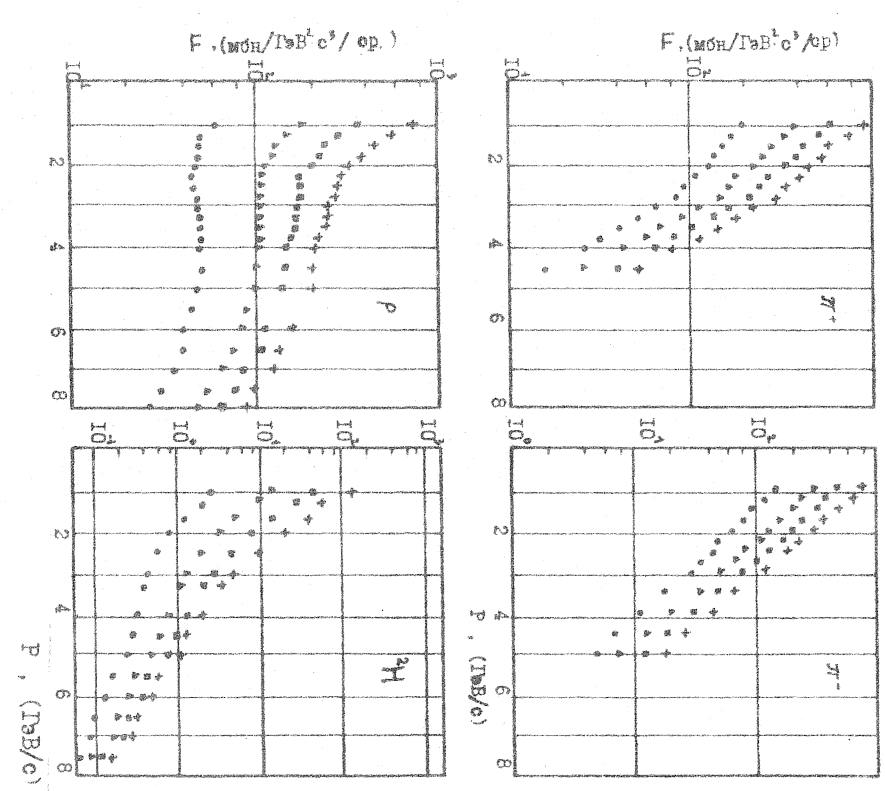


Рис. 3. Зависимость инвариантного сечений образования различных частиц от импульса для мшшеней  $Be$ ,  $\Delta Al$ ,  $\square Cu$ ,  $+ Pb$ . Угол наблюдения  $3.5^\circ$ .

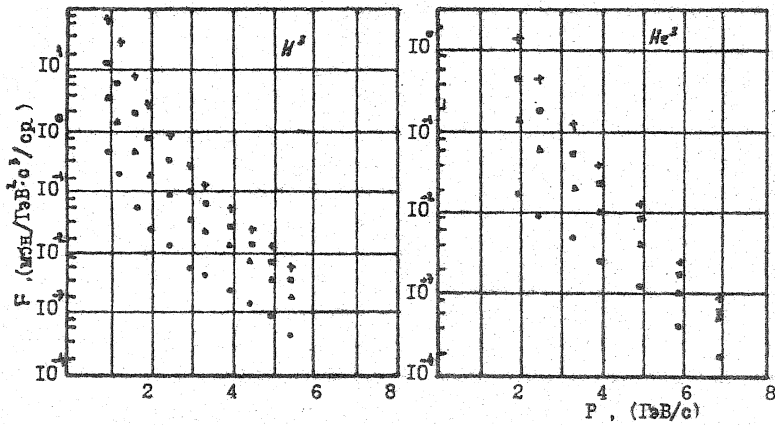


Рис. 4. Зависимость инвариантных сечений образования различных частиц от импульса для мишеней  $\circ$ -Be,  $\Delta$ -Al,  $\square$ -Si,  $+$ -Ta. Угол наблюдения  $3.5^\circ$ .

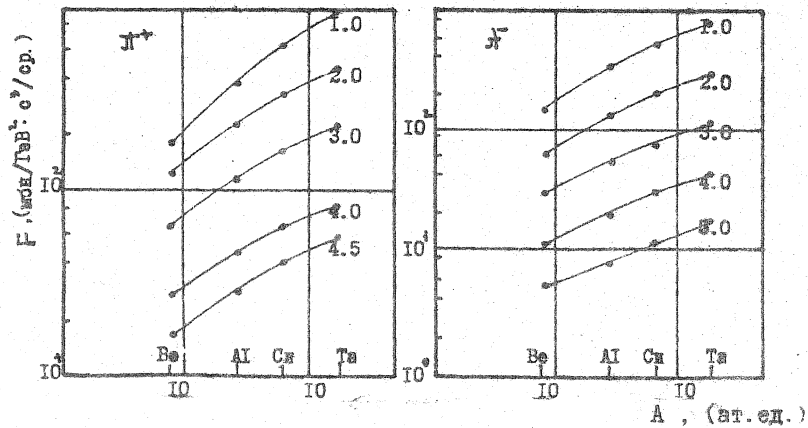


Рис. 5. Зависимость инвариантных сечений образования частиц от массы ядра мишени для различных импульсов (в ГэВ/с) образующихся частиц. Угол наблюдения  $3.5^\circ$ .

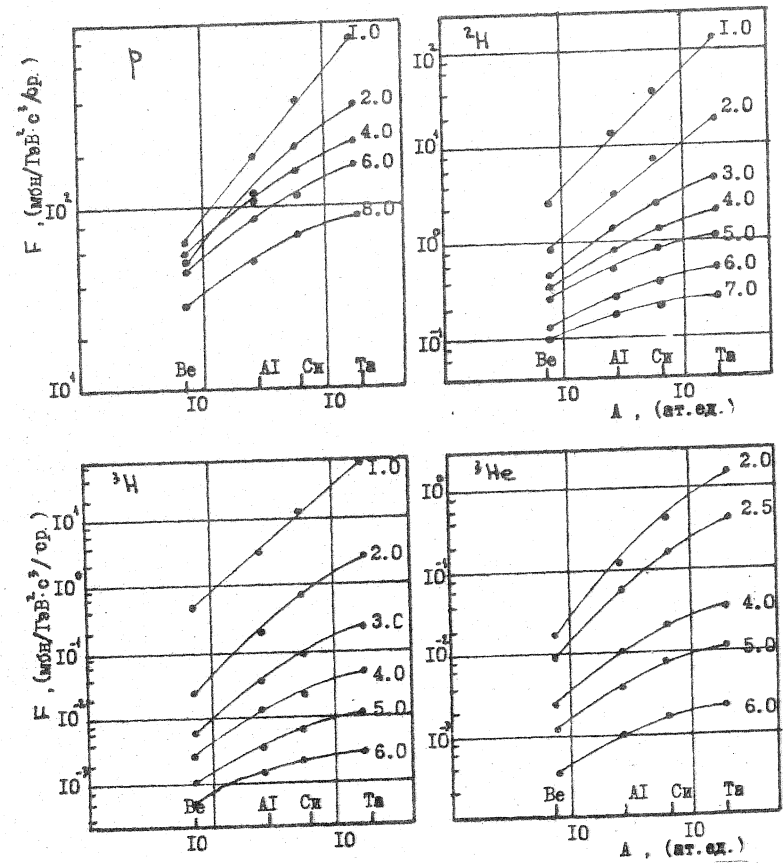


Рис. 6. Зависимость инвариантных сечений образования частиц от массы ядра мишени для различных импульсов (в ГэВ/с) образующихся частиц. Угол наблюдения  $3.5^\circ$ .

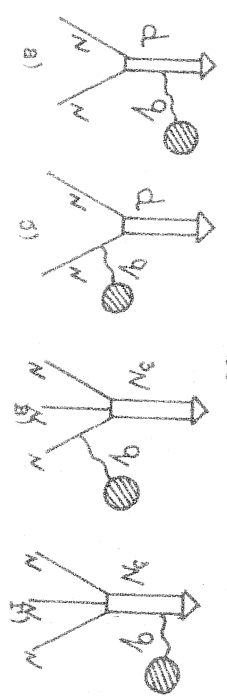


Рис. 7. Деутронные ядра в порядке по Т. В. для образования  ${}^2_1\text{H}$  (a, b) и  ${}^2_1\text{H}$  (в, г) ядер в модели Ватлера-Литсона.

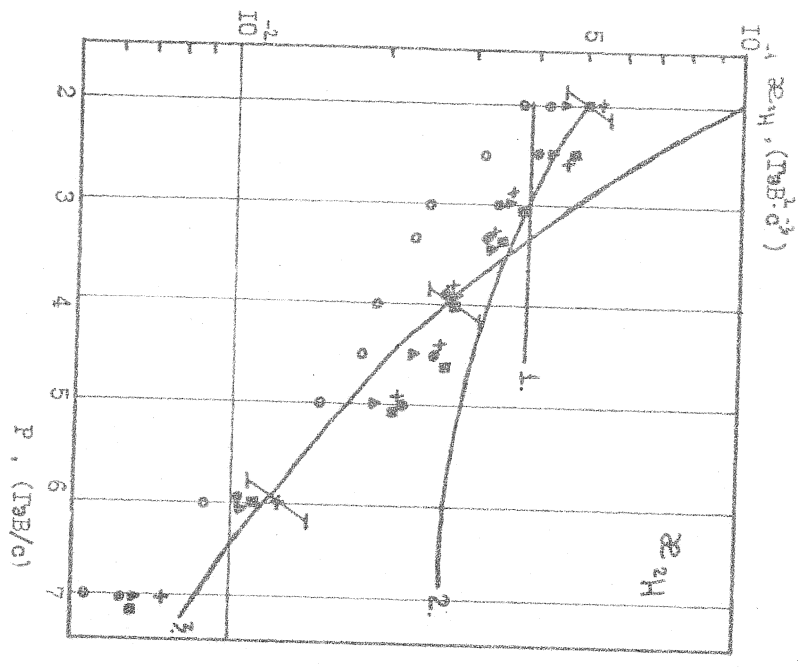


Рис. 8. Коэффициент слияния для образования дейтрона для  $\circ$  Be,  $\Delta$  Al,  $\square$  Si,  $+$  Ta при  $F_N(p) = F_p(p)$  и для  $\circ$  Ta при  $F_N(p) = \frac{N}{Z+1} F_p(p)$ .  
Кривые: 1 -  $\alpha \sim \text{const}$ , 2 -  $\alpha \sim (E/p)^2$ , 3 -  $\alpha \sim 1/E^3$ .

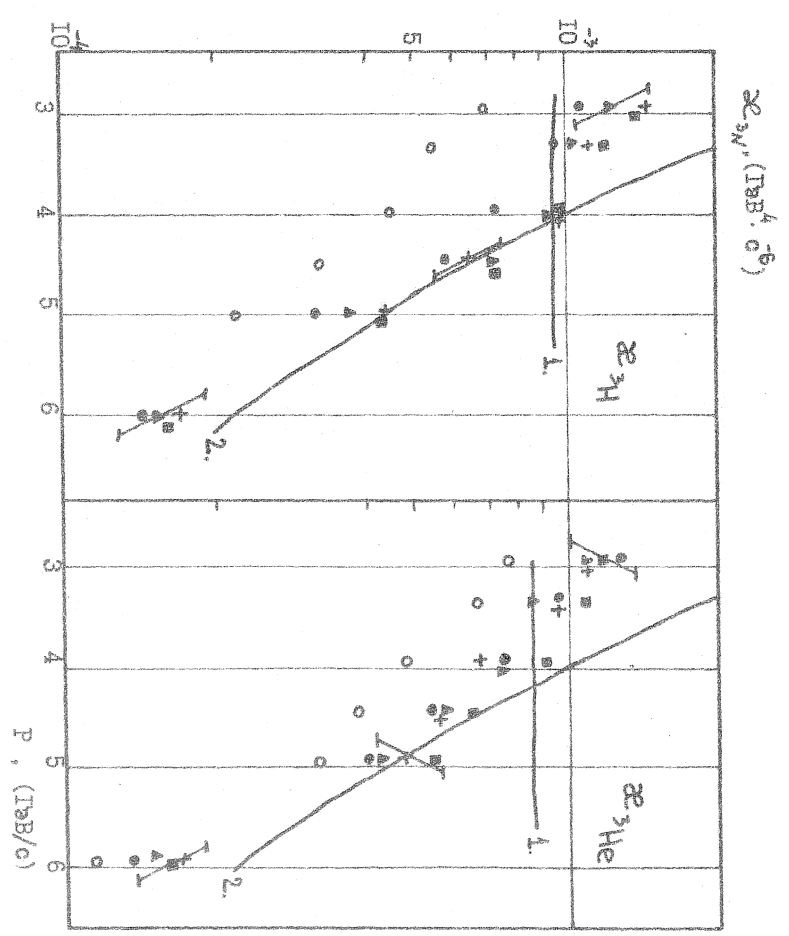


Рис. 9. Коэффициент слияния для образования ядер  ${}^3_1\text{H}$  и  ${}^3_2\text{He}$  для  $\circ$  Be,  $\Delta$  Al,  $\square$  Si,  $+$  Ta при  $F_N(p) = F_p(p)$  и для  $\circ$  Ta при  $F_N(p) = \frac{N}{Z+1} F_p(p)$ .  
Кривые: 1 -  $\alpha \sim \text{const}$ , 2 -  $\alpha \sim 1/p^4$

## Л и т е р а т у р а

1. Williams F. - Phys.Let.B, 1970, v.31, N4, p.184
2. Bertini H. - Phys.Rev.C, 1972, v.6, N3, p.631
3. Cline C. - Nucl.Phys.A, 1972, v.193, p.417
4. Korteling R. e.a. - Phys.Rev.C, 1973, v.7, p.1611
5. Hyde E. e.a. - Phys.Rev.C, 1971, v.4, N5, p.1759
6. Poskanzer A. e.a. - Phys.Rev.C, 1971, v.3, N2, p.882
7. Pirone P. e.a. - Phys.Rev. 1966, v.148, N4, p.1315
8. Alard J. e.a. - Nuovo Cim.A, 1975, v.30, N2, p.320
9. Komarov V. e.a. - Nucl.Phys.A, 1976, v.256, N3, p.362
10. Горячев Ю. и др. - Я.Ф. 1970, т.11, №3, с.629.
11. Бажков Ю. и др. М., Препринт ИТЭФ, №123, 1982.
12. Арефьев А. и др. - Я.Ф. 1979, т.29, с.410
13. Ажгирей Л. и др. - Я.Ф. 1978, т.28, вып.4(10), с.1017.
14. Andersen H. e.a. - Phys.Rev.D, 1974, v.9, N3, p.580
15. Allaby J. e.a. - Phys.Let.B, 1969, v.29, N3, p.198
16. Fitch V. e.a. - Phys.Rev. 1962, v.126, N5, p.1849
17. Schwarzschild e.a. - Phys.Rev. 1963, v.129, N2, p.854
18. Ермаков В. и др. М., Препринт ИТЭФ, №33, 1976.
19. Бажков Ю. и др. - Я.Ф. 1979, т.29, №4, с.947.
20. Mekjian A. - Phys.Let.B89, 1980, p.177
21. Gosset J. e.a. - Phys.Rev.C, 1977, v.16, N2, p.629
22. Lemaire M. e.a. - Phys.Let. 1979, v.B85, N1, p.38
23. Butler S., Pearson C. - Phys.Rev. 1963, v.129, N2, p.836
24. Стрикман М.И., Франкфурт Л.Д. - ЭЧАЯ, 1980, т.11, вып.3, с.571-629.
25. Дожкин О.В., Мурин Ю.А. Л., Препринт РИ-145 (1981).

И. А. Воронцов и др.

Измерение инклюзивных сечений  $\pi^-, \pi^+, \rho, ^2\text{H}, ^3\text{H}, ^3\text{He}$  под углом  $3,5^\circ$  при взаимодействии  $10,1 \text{ ГэВ/с}$  протонов с  $\text{Be}, \text{Al}, \text{Si}, \text{Ta}$  и сравнение с моделями слияния.

Редактор И. Н. Ломакина

Корректор О. Ю. Ольховникова

Работа поступила в ОНТИ 31.05.83

Подписано к печати 6.06.83	Т12870	Формат 60x90 1/16
Офсетн. печ.	Усл.-печ. л. 1,75	Уч.-изд. л. 1,3
Заказ 85	Индекс 3624	Тираж 250 экз.
		Цена 19 коп.

Отпечатано в ИТЭФ, И17259, Москва, Б. Черемушкинская, 25