

— зарядовые распределения ФПМ следуют степенному закону  $\sigma(Z_f) \sim Z_f^{-\tau}$  только для мишеней Ag и Ni. Для мишени Au зарядовые выходы описываются степенным законом только в ограниченном диапазоне зарядов  $3 \leq Z_f \leq 10$ . Параметр  $\tau$  увеличивается с увеличением массы ядра мишени в диапазоне ядер от Ni до Au;

— средняя энергия возбуждения на нуклон  $\langle E^*/A \rangle$  ядер, испускающих ФПМ, увеличивается с уменьшением массы ядра-мишени, достигая значения 4.7 МэВ/А для мишени Al;

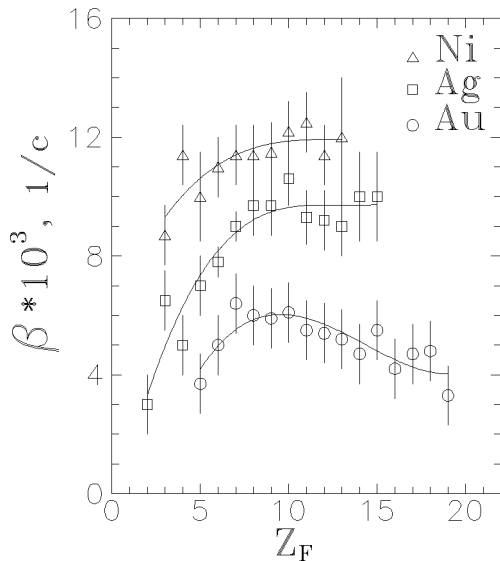
— среднее значение параметра наклона энергетических спектров фрагментов  $\langle T_S \rangle$  монотонно уменьшается с увеличением массы ядра-мишени.

Таблица

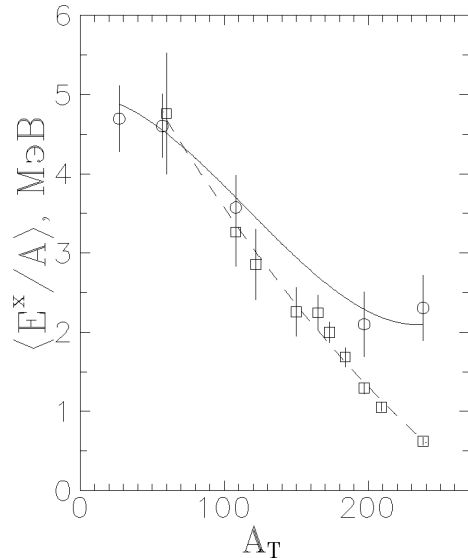
Мишень	$\langle P_{\parallel} \rangle$ , МэВ/с	$\langle E^* \rangle$ , МэВ	$\langle E^* \rangle / A$ , МэВ/А	$\langle T_N \rangle$ , МэВ	$\langle T_S \rangle$ , МэВ	$\tau$	Диапазон зарядов
Al	255±22	113±10	4.70±0.42	6.13±0.28	10.53±0.64		3–8
Ni	553±49	244±21	4.60±0.40	6.07±0.27	9.99±0.35	2.4±0.2	3–13
Ag	825±95	364±42	3.57±0.41	5.35±0.32	9.21±0.19	2.9±0.2	3–5
Au	903±177	399±78	2.10±0.41	4.10±0.42	8.41±0.48	3.1±0.2	3–19

## Список литературы

- [1] Г.Д.Алхазов, Е.Н.Вольнин. Препринт ЛИЯФ–64, Л. 1973. 29с.
- [2] Е.Н.Вольнин, А.А.Воробьев, В.Т.Грачев, Д.М.Селиверстов, Э.М.Спириденков. Препринт ЛИЯФ–101, Л. 1974. 50с.
- [3] Е.Н.Вольнин, А.А.Воробьев, Д.М.Селиверстов. // Письма в ЖЭТФ, 1974. Т.19. С.691.
- [4] T.N.Volnin, G.V.Amalsky, D.M.Seliverstov, N.N.Smirnov, A.A.Vorobyov. // Phys.Lett., 1975. V.55B. P.409.
- [5] Е.Н.Вольнин. Материалы XI Зимней школы ЛИЯФ, Л., 1976. С.47.
- [6] L.N.Andronenko, M.H.Andronenko, A.A.Kotov, W.Neubert, L.A.Vaishnene, S.A.Pavlenko, D.M.Seliverstov, V.L.Stepanov and V.I.Yatsura. // Nucl.Instr.Meth., 1992. V.A312. P.467.
- [7] Л.Н.Андроненко, М.Н.Андроненко, Л.А.Вайшнене, Ю.И.Гусев, А.А.Котов, К.В.Лукашин, В.Нойберт, Д.М.Селиверстов, И.И.Страковский. Препринт ПИЯФ–1980, Гатчина, 1994. 58с.
- [8] A.A.Kotov, L.N.Andronenko, M.N.Andronenko, Y.I.Gusev, K.V.Lukashin, W.Neubert, D.M.Seliverstov, I.I.Strakovsky, L.A.Vaishnene. // Nucl.Phys, 1995. V.A583. P.575.
- [9] L.N.Andronenko, A.A.Kotov, M.M.Nesterov, V.F.Petrov, N.A.Tarasov, W.Neubert, L.A.Vaishnene. // Z.Phys., 1984. V.A318. P.97.



**Рис.9.** Значения продольной составляющей скорости распадающегося ядра  $\beta_{\parallel}$  в зависимости от  $Z_f$  фрагмента. Кривые – результат полиномиальной аппроксимации.



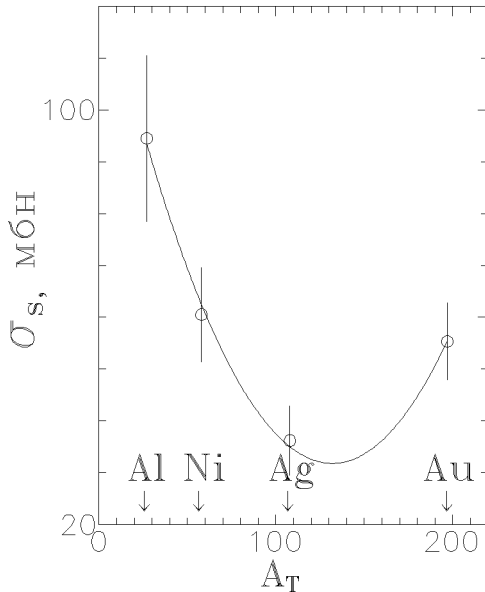
**Рис.10.** Энергия возбуждения распадающегося ядра  $\langle E^*/A \rangle$  в зависимости от  $A_T$  (o – для ядер испускающих ФПМ,  $\square$  – для делящихся ядер).

Средние значения параметра наклона энергетических спектров  $\langle T_S \rangle$ , полученные усреднением значений  $T_S$  по заряду для каждой мишени, приведены в таблице. Как видно, значения  $\langle T_S \rangle$  падают с увеличением массы ядра-мишени, при этом отношение  $\langle T_S \rangle$  к среднему значению ядерной температуры  $\langle T_N \rangle$  сохраняется приблизительно постоянным и равным  $\sim 1.8$  для всех ядер.

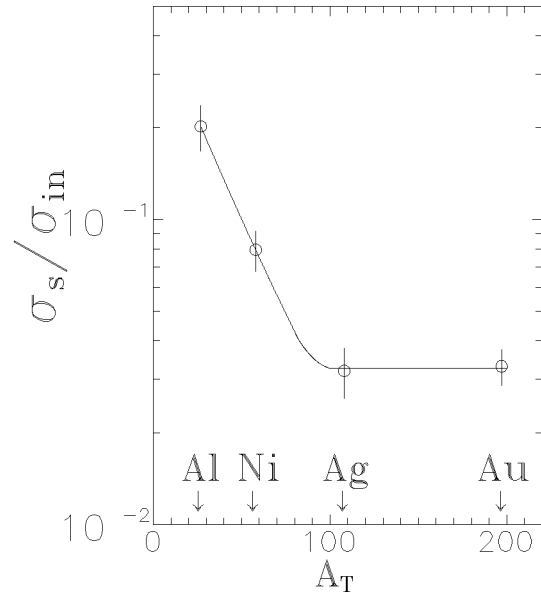
Оценка вклада процессов множественного рождения в полное сечение образования ФПМ была сделана на основе измеренного отношения числа совпадений между каждым из времяпролетных спектрометров и координатными ППЛС к инклюзивным событиям, предполагая изотропное распределение событий множественного рождения. Сечение множественного рождения ФПМ (по крайней мере, два фрагмента с  $Z_f \geq 3$  в конечном состоянии) не превышает нескольких процентов от инклюзивного сечения, слабо возрастая от Au до Ni. Отношение сечения множественного рождения к инклюзивному составляет 0.4%, 1.6% и 2.4% для мишеней Au, Ag и Ni, соответственно. Оценка данной величины для мишени Ag согласуется с результатами, полученными в реакции  ${}^3\text{He} + \text{Ag}$  при энергии 0.9 ГэВ (S.J.Yennello, 1990).

Таким образом представленные результаты показывают:

- образование ФПМ в протон-ядерных взаимодействиях при энергии 1 ГэВ в основном является результатом двойного распада возбужденных ядер. Вклад процессов множественного рождения в полное сечение образования ФПМ не превышает нескольких процентов;
- $A_T$ -зависимость сечения образования ФПМ имеет минимум вблизи ядер легких редкоземельных элементов. Относительные сечения экспоненциально уменьшаются с увеличением массы ядра-мишени вплоть до ядер Ag, а затем остаются практически постоянными;



**Рис.7.** Зависимость суммарного сечения  $\sigma_s$  от массы ядра-мишени.



**Рис.8.** Зависимость относительного суммарного сечения  $\sigma_s/\sigma_{in}$  от массы ядра-мишени.

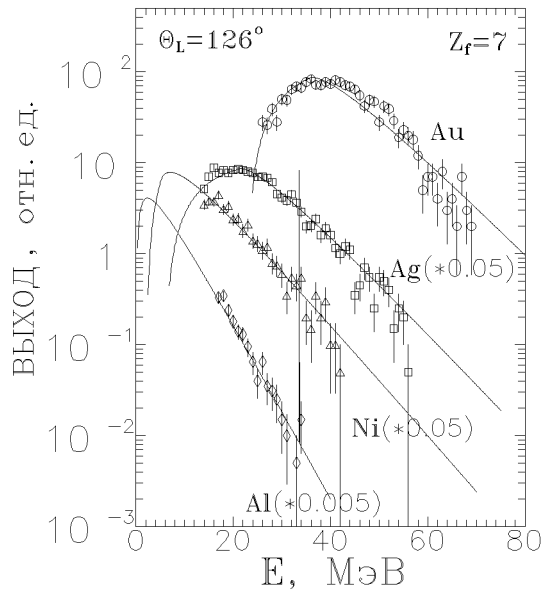
фрагменты, приведены в зависимости от заряда. Видно, что для мишеней Ni и Ag величина  $\beta_{||}$  растет с увеличением  $Z_f$  во всем измеренном интервале зарядов. В то же время для мишени Au значения  $\beta_{||}$  сначала возрастают, а затем, после достижения максимума вблизи  $Z_f = 8 \div 10$ , монотонно уменьшаются по мере увеличения  $Z_f$ . Такое уменьшение  $\beta_{||}$  для фрагментов с  $Z_f \geq 10$  согласуется с данными для отдельных нуклидов, полученными ранее в  $p$ -Au-реакциях при  $E_p = 1$  ГэВ (S.V.Kaufman, 1980). Из рис.9 видно, что в среднем значения  $\beta_{||}$  увеличиваются по мере увеличения массы ядра-мишени. Значения  $\beta_{||}$ , усредненные по заряду фрагмента, для каждой мишени были использованы для оценки средней энергии возбуждения  $\langle E^* \rangle$  распадающихся ядер. Энергии возбуждения, полученные с использованием эмпирической зависимости между  $\langle \beta_{||} \rangle$  и  $\langle E^* \rangle$ , установленной для  $p$ -A-взаимодействий в рамках модели внутриядерного каскада (N.T.Porile, 1960; V.E.Bunakov, 1978), приведены в таблице. Там же приведены соответствующие средние значения температуры ядра  $\langle T_N \rangle$ , полученные в модели ферми-газа со значением параметра плотности уровней, равным  $A/8$ . Зависимость средней энергии возбуждения на нуклон  $\langle E^*/A \rangle$  от массы ядра-мишени  $A_T$  приведена на рис.9. Значение  $\langle E^*/A \rangle$  для мишени U были получены из данных для фрагментов с  $Z_f = 3 \div 5$  [2]. Как видно, значения  $\langle E^*/A \rangle$  возрастают по мере уменьшения  $A_T$  и для легких ядер близки к значениям энергии возбуждения, соответствующим, согласно предсказаниям некоторых теоретических моделей (H.W.Varz, 1987), порогу множественного рождения фрагментов. Для сравнения на рис.10 приведена также зависимость  $\langle E^*/A \rangle(A_T)$  для делящихся ядер [9]. Можно отметить, что для тяжелых мишеней значения  $\langle E^*/A \rangle$  для фрагментирующих ядер расположены выше значений, соответствующих делящимся ядрам. Однако, по мере перехода к более легким мишеням различие между зависимостями становится меньше и практически исчезает вблизи ядер Ag.

2.55 ÷ 7.5 ГэВ (V.V.Avdeichikov, 1988). Аналогичная независимость зарядовых выходов в диапазоне  $9 \leq Z_f \leq 19$  наблюдалась также в  $p$ -U-реакциях при  $E_p = 4.9$  ГэВ (G.D.Westfall, 1978). Можно было бы предположить, что такое поведение сечений для тяжелых ядер связано с примесью продуктов деления ядер. Однако, такое предположение вряд ли справедливо, так как энергетическая зависимость сечений деления тяжелых ядер выходит на плато в диапазоне энергий 500 – 600 МэВ, в то время как сечения образования ФПМ быстро увеличиваются с энергией вплоть до энергий 7 ÷ 10 ГэВ (J.Hufner, 1995), что должно приводить к уменьшению вклада осколков деления в зарядовые распределения ФПМ с увеличением энергии протонов. Можно предположить, что постоянство сечений образования ФПМ в диапазоне зарядов  $9 \leq Z_f \leq (19 \div 20)$  является общей особенностью зарядовых распределений ФПМ, образующихся в  $p$ -A-взаимодействиях на тяжелых ядрах. Однако, это требует дальнейшего экспериментального подтверждения.

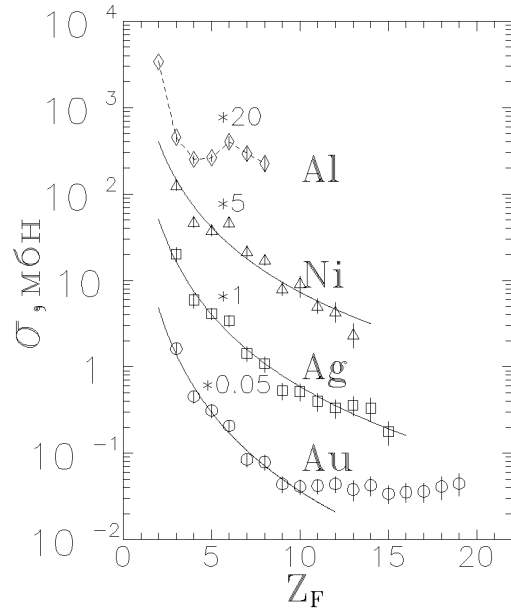
Сравнение зарядовых распределений ФПМ для мишеней Ag и Al с аналогичными распределениями, полученными в  $p$ -Ag-реакциях в диапазоне энергий протонов 0.16 – 4.9 ГэВ в работах (G.D.Westfall, 1978; S.J.Yennello, 1990; R.E.L.Green, 1984) и в  $p$ -Al реакциях при  $E_p = 0.18$  ГэВ (K.Kwiatkowski, 1983) и  $E_p = 4.9$  ГэВ (G.D.Westfall, 1978) показывает, что для каждой мишени форма зарядовых распределений не зависит от энергии. В то же время, если сечения образования ФПМ из Ag сильно увеличиваются с энергией протонов, то в случае  $p$ -Al-реакций наблюдается относительно небольшое увеличение сечений в том же диапазоне энергий. Этот факт указывает на слабую энергетическую зависимость сечений образования фрагментов из Al в сравнении с данными для мишени Ag и более тяжелых элементов. Другой отчетливо проявляющейся общей особенностью зарядовых распределений является повышенный выход фрагментов углерода, более сильно проявляющийся по мере перехода к более легким мишеням. Необходимо подчеркнуть, что эта особенность сохраняется при всех выше упомянутых энергиях в  $p$ -Al-,  $p$ -Ag- и  $p$ -Au-взаимодействиях.

Зависимость суммарного сечения образования ФПМ  $\sigma_s$  от массы ядра-мишени  $A_T$  приведена на рис.7, где  $\sigma_s$  – результат суммирования по общему для всех ядер диапазону зарядов фрагментов  $3 \leq Z_f \leq 8$ . Как видно, значения  $\sigma_s$  сначала уменьшаются с увеличением массы ядра-мишени, достигая минимума в области редкоземельных элементов, а затем увеличиваются при переходе к более тяжелым ядрам. Чтобы исключить тривиальную часть зависимости, связанную с зависимостью полного неупругого сечения взаимодействия протонов с ядрами  $\sigma_{in}$  от массы ядра-мишени, значения суммарных сечений были нормированы на значения  $\sigma_{in}$ . Относительные сечения образования  $\sigma_s/\sigma_{in}$ , приведенные на рис.8, экспоненциально уменьшаются при увеличении массы ядра-мишени вплоть до Ag и затем, вероятно, не зависят от  $A_T$ . Учитывая результаты, приведенные на рис.4 для легких фрагментов, разумно предположить, что отмеченная независимость относительных сечений от  $A_T$  простирается вплоть до U. Необходимо отметить, что  $A_T$ -зависимости относительных сечений образования для отдельных элементов имеют форму, аналогичную приведенной на рис.8. Важно иметь в виду, что постоянство относительных сечений для мишеней тяжелее Ag проявляется при энергии протонов, соответствующей максимальному росту сечений образования ФПМ от энергии. Ясно, что произвольный диапазон суммирования сечений образования по  $Z_f$  может приводить к ошибочному учету продуктов с иным механизмом образования, что, по всей вероятности, и имеет место в случае мишени Al. Однако, в случае мишени Ni даже фрагменты с зарядом  $Z_f = 13$  достаточно далеки от области продуктов с доминирующим вкладом процессов отщепления ядер.

На рис.9 значения продольной составляющей скорости ( $\beta_{||}$ ) источника, испускающего



**Рис.5.** Энергетические спектры фрагментов азота, зарегистрированные под углом  $126^\circ$ . Сплошные линии – результат аппроксимации максвелловским распределением.



**Рис.6.** Зарядовые распределения фрагментов. Сплошные линии – результат аппроксимации степенной зависимостью. Пунктирная линия соединяет экспериментальные точки.

рах, хорошо воспроизводятся аппроксимирующим распределением и в системе центра масс их формы практически совпадают. Таким образом, формы энергетических спектров согласуются с предположением об изотропии вылета ФПМ из возбужденного движущегося ядра. Различие спектров в лабораторной системе координат определяется тогда только наличием переносной скорости ядра. Полные сечения были получены интегрированием двойных инвариантных сечений по энергии и углу (при использовании аппроксимирующих распределений для коррекции данных на нерегистрируемую часть событий) и нормировкой на известные сечения образования фрагментов  ${}^7\text{Be}$  из соответствующих мишеней. Наиболее полно результаты экспериментов представлены в работах [7,8].

Зарядовые распределения ФПМ для всех мишеней вместе с результатами аппроксимации их степенным распределением  $\sigma(Z_f) \sim Z_f^{-\tau}$  приведены на рис.6. Видно, что зарядовые распределения для мишеней Ni и Ag отличаются по своей форме от распределений, полученных на мишенях Al и Au. Ясно, что степенной закон хорошо воспроизводит экспериментальные данные только для мишеней Ni и Ag. В то же время, если в случае мишени Al экспериментальные данные не могут быть аппроксимированы степенным законом, то в случае Au зарядовые выходы следуют степенному распределению только в ограниченном диапазоне зарядов ( $3 \leq Z_f \leq 10$ ), а для ФПМ с  $Z_f > 10$  практически не зависят от заряда фрагмента. Величина параметра  $\tau$ , определенная в диапазоне  $Z_f = 3 \div 10$ , для мишеней Ni, Ag и Au имеет тенденцию к увеличению с ростом массы ядра-мишени (см.таблицу). Что касается независимости зарядовых выходов для фрагментов с  $Z_f \geq 10$  из мишени Au, необходимо отметить, что такое поведение согласуется с постоянством сечений образования ФПМ с  $Z_f = 9 \div 12$ , полученным в  $p$ -Au-реакциях в диапазоне энергий протонов

## Фрагменты промежуточной массы : $Z_f = 3 \div 19$

### Экспериментальный метод. Времяпролетный спектрометр на основе аксиальных ионизационных камер с продольным сбором заряда

Эксперименты проводились на выведенном пучке протонов синхроциклотрона ПИЯФ. В качестве мишеней использовались самоподдерживающиеся тонкие фольги золота, серебра, никеля и алюминия с поверхностной плотностью от 300 до 1300 мкг/см<sup>2</sup>. Фрагменты промежуточной массы, образующиеся в мишени, регистрировались двумя времяпролетными спектрометрами, расположенными в вакуумной камере под углами 30° и 126° к направлению пучка протонов. Основными элементами каждого из спектрометров являлись два плоскопараллельных газовых лавинных детектора (ППЛС), служивших "старт"- и "стоп"- детекторами для измерения времени пролета, и двойная ионизационная камера с продольным сбором заряда (БИК), расположенная в конце базы пролета (~35 см) и обеспечивающая телесный угол регистрации  $\Delta\Omega = 9$  мср. Для регистрации событий множественного рождения ФПМ в эксперименте применялись два широкоапертурных позиционно-чувствительных ППЛС, расположенных вблизи от мишени (телесный угол регистрации 0.1 ср.) и включенных на совпадение с каждым из спектрометров. Они обеспечивали регистрацию фрагментов с  $Z_f \geq 3$  при условии, что, по крайней мере, один из времяпролетных спектрометров зарегистрировал ФПМ. В качестве рабочего газа для ППЛС применялись насыщенные пары *n*-гептана при давлениях от 4 до 8 Торр, а для ионизационных камер *n*-пентан при давлении  $P = 80 \div 100$  Торр.

Применение ионизационных камер с продольным сбором заряда (так называемых Брэгг-камер) дало возможность для каждой регистрируемой частицы, останавливающейся в рабочем объеме камеры, получить информацию не только о ее энергии, но также о величине максимума энергетических потерь (Брэгг-пик), величине энергетических потерь в фиксированном газовом промежутке ( $\Delta E$  информация) и пробеге регистрируемых частиц. Различные комбинации этих параметров вместе с информацией о времени пролета позволили надежно идентифицировать фрагменты по заряду (вплоть до  $Z_f = 19 \div 21$ , а для легких фрагментов с  $Z_f \leq 6$  и по массе. Энергетический порог регистрации, определяемый энергетическими потерями частиц в тонких ППЛС, входном окне БИК и мишени, в зависимости от заряда фрагмента в различных экспериментах составлял величину от 0.7 до 1.4 МэВ/а.е.м. Подробное описание экспериментальной установки и методов идентификации фрагментов по заряду и массе дано в работе [6].

### Результаты

В результате экспериментов были измерены двойные дифференциальные сечения образования фрагментов промежуточной массы на ядрах Au (в диапазоне зарядов фрагментов  $Z_f = 5 \div 19$ ), Ag ( $Z_f = 4 \div 15$ ), Ni ( $Z_f = 3 \div 13$ ) и Al ( $Z_f = 2 \div 8$ ). Полученные энергетические распределения аппроксимировались модифицированным максвелловским распределением в предположении изотропного испускания фрагментов возбужденным ядром, движущимся в направлении пучка протонов. Результаты аппроксимации спектров фрагментов азота для исследуемых мишеней приведены на рис.5. Для фрагментов с заданным зарядом энергетические распределения, измеренные в "передней" (30°) и "задней" (126°) полусфере

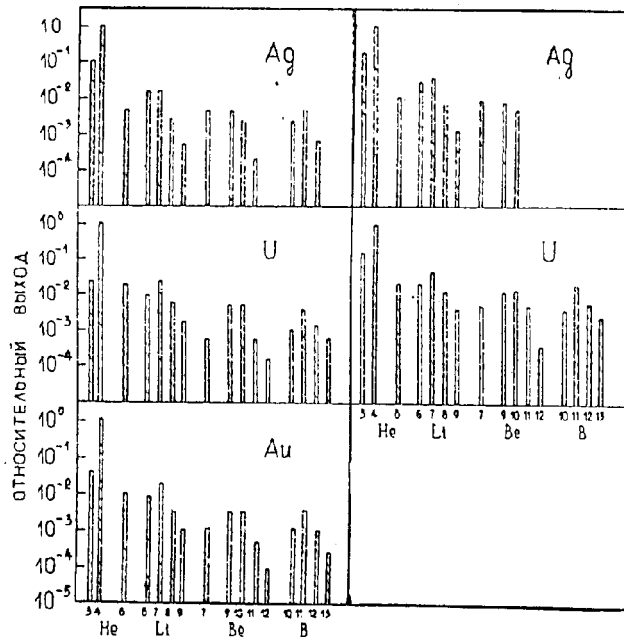


Рис.2. Массовые распределения фрагментов, полученных при двух значениях энергии налетающих протонов:  $E_p=1$  ГэВ [ПИЯФ] (слева) и 5.5 ГэВ [Посканзер] (справа).

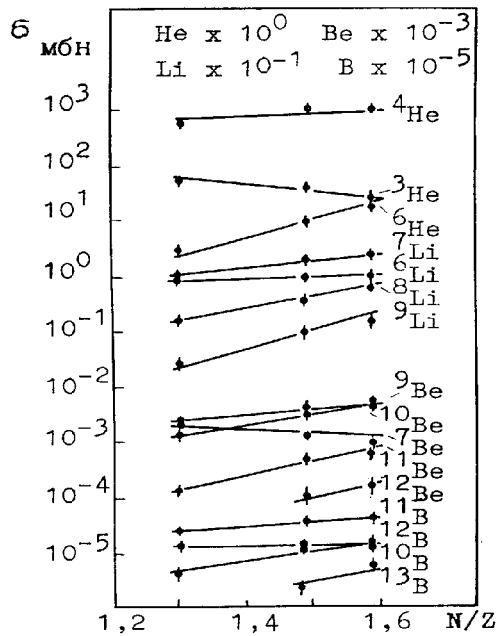


Рис.3. Сечение образования легких фрагментов в зависимости от  $N/Z$  ядра-мишени.

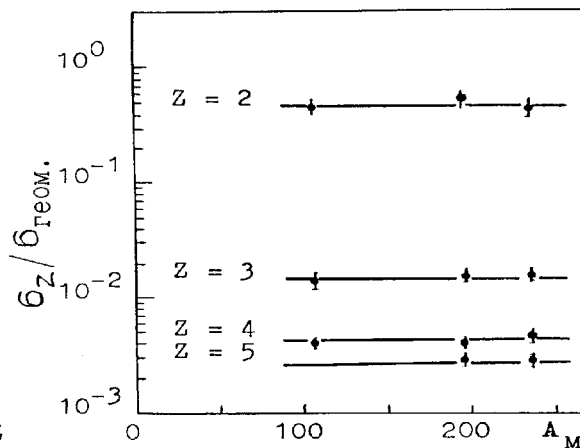
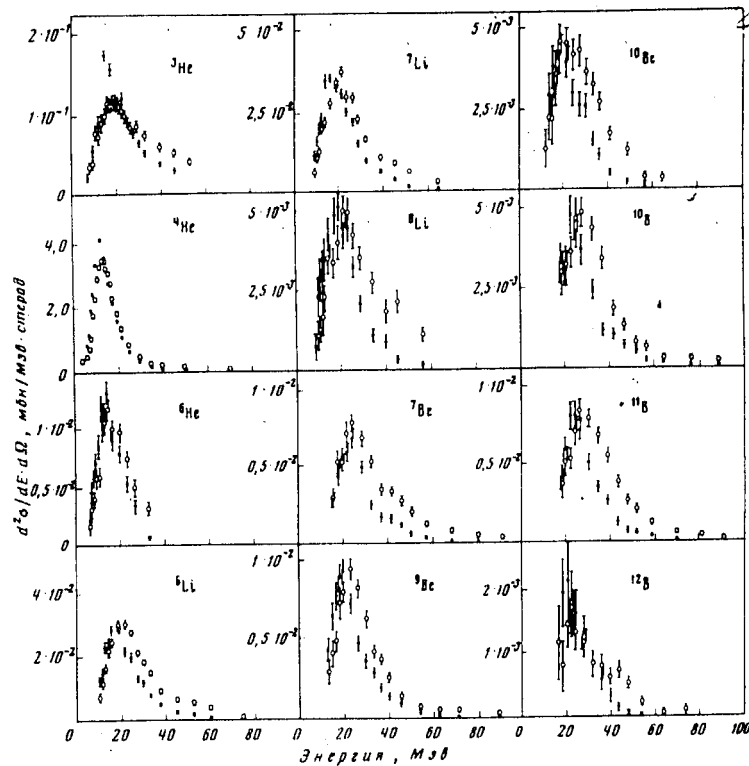


Рис.4. Зависимость относительных сечений образования различных элементов от массового числа ядра мишени, нормированных на геометрические сечения.



**Рис.1.** Энергетические спектры легких фрагментов, образующихся при взаимодействии протонов с энергией 1 ГэВ с ядрами серебра (о —  $\Theta = 60^\circ$ , ● —  $\Theta = 120^\circ$ ).

вид:  $d\sigma/d\Omega = A + B\cos\theta$ . Величина угловой анизотропии  $F/V$  определялась как отношение числа частиц, испущенных в переднюю и заднюю полусферы. Для определения абсолютных сечений использовались определенные методом радиохимии сечения образования изотопов  $^7\text{Be}$  и  $^9\text{Li}$  из Ag, Au и U при  $E_p = 1$  ГэВ. На рис. 2 представлены массовые распределения фрагментов, образующихся из Ag, Au и U, при двух значениях энергии протонов  $E_p = 1$  ГэВ и 5.5 ГэВ. Все выходы нормированы на выход ядер  $^4\text{He}$ . Видно, что с наибольшей вероятностью образуются изотопы, лежащие в области бета-стабильности, для более тяжелых мишеней массовые спектры смещены в сторону более тяжелых фрагментов. Характер распределений слабо зависит от  $E_p$ . Рис.3 наглядно иллюстрирует влияние нуклонного состава мишени  $N/Z$  на сечение образования фрагментов. Для большинства фрагментов —  $^6\text{He}$ ,  $^8\text{Li}$ ,  $^9\text{Li}$ ,  $^4\text{Be}$  и др. сечения экспоненциально растут с  $N/Z$ . Факт определяющего влияния отношения  $N/Z$  испускаемой частицы на вероятность ее рождения является, по-видимому, общим для всех процессов образования легких ядер. Аналогичная ситуация наблюдается и в случае низкоэнергетического деления, хотя и гораздо резче по сравнению с фрагментацией. Следует отметить интересную особенность в поведении сечений образования фрагментов с фиксированным  $Z$  (рис.4), нормированных на геометрическое сечение, — их относительное постоянство в области средних и тяжелых ядер. Этот вопрос будет более подробно рассмотрен ниже для случаев образования ФПМ с  $Z_f = 3 \div 20$  из ядер-мишеней в диапазоне масс  $A_T = 27 \div 198$ .

ла  $3 \cdot 10^{11}$  1/см<sup>2</sup>с при размере пучка  $2 \times 2$  см<sup>2</sup>. Прошедший через мишень пучок выводился за пределы экспериментального зала и поглощался в специальной ловушке. Бóльшая часть протонного тракта была вакуумирована. Эти меры, а также использование временной растяжки (длительность пучка составляла 10 мс при частоте 40 1/с) позволили существенно снизить фоновую загрузку детекторов. Мониторинг протонного пучка осуществлялся с помощью телескопа сцинтилляционных счетчиков, регистрировавшего частицы, вылетающие под углом 45° из мониторинговой углеродной мишени, установленной непосредственно за рабочей мишенью. Контроль за мониторингом при изменении угла измерений и смене мишеней осуществлялся с помощью мониторинговой реакции  $^{27}\text{Al}(p, 3pn)^{24}\text{Na}$ .

Измерение энергетических спектров и идентификация фрагментов осуществлялись с помощью линзового магнитного спектрометра из двух дуплетов квадрупольных линз. Спектрометр общей длиной 11.2 м имел два фокуса – промежуточный и главный. В промежуточном фокусе располагался детектор нуля отсчета времени пролета, аналогичный используемому в опытах на реакторе ВВРМ, а в главном фокусе  $E$ - $\Delta E$  телескоп для разделения фрагментов по массам. Магнитная система спектрометра обеспечивала импульсное разрешение  $\Delta P/P = 2 \div 3\%$  (FWHM) при телесном угле  $10^{-3}$  ср. Особое внимание было уделено получению симметричной, с резкими краями формы линии импульсного разрешения спектрометра. Это было достигнуто размещением специальных диафрагм, форма и расположение которых были определены расчетным путем. Подробно эти вопросы рассмотрены в работе [1].

В качестве  $E$ -детектора использовался Si(Au) поверхностно-барьерный детектор площадью 2 см<sup>2</sup> и толщиной чувствительного слоя 600 мкм.  $\Delta E$ -детектором служила тонкостенная плоская ионизационная камера с сеткой, заполненная аргоном-метановой смесью (аргон – 98%, метан – 2%). Толщина чувствительного объема камеры составляла 80 мм. Давление в камере в зависимости от энергии регистрируемых фрагментов менялось в пределах 50–200 Торр. Разрешение  $\Delta E$  детектора, при потере в газе энергии 500 кэВ  $\alpha$ -частицей с начальной энергией 5.806 МэВ, составляло 50 кэВ (FWHM). В качестве входного окна камеры использовалась лавсановая пленка толщиной 0.4 мг/см<sup>2</sup>, которая, в основном, и определяла нижний энергетический порог регистрации, равный 2.5 МэВ в случае  $\alpha$ -частиц. При измерении энергетических спектров энергия фрагментов определялась по величине тока в линзах спектрометра. Градуировка магнитного спектрометра осуществлялась по энергии  $\alpha$ -частиц, зарегистрированных  $E$ -детектором в диапазоне до 35 МэВ. Погрешность энергетической калибровки составляла  $\pm 200$  кэВ. С помощью этого метода идентифицировались фрагменты с  $Z_f = 2 \div 5$ .

## Результаты измерений

С помощью линзового магнитного спектрометра была исследована фрагментация ядер - мишеней  $^{58}\text{Ti}$ ,  $^{64}\text{Ag}$ ,  $^{64}\text{Au}$ ,  $^{64}\text{U}$ ,  $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{64}\text{Ni}$ ,  $^{112}\text{Sn}$ ,  $^{124}\text{Sn}$  под действием протонов с энергией 1 ГэВ. Измерения проводились под углами 60° и 120° по отношению к пучку протонов (Ti, Ag, Au, U) и 60° ( $^{58,64}\text{Ni}$  и  $^{112,124}\text{Sn}$ ). Характер энергетических спектров фрагментов с  $Z=2 \div 5$  для всех ядер-мишеней одинаков. На рис.1 показан пример таких энергетических распределений в случае фрагментации серебра. Полные данные приведены в [2-4] для Ag, Au, U, в [5] для Ni, Sn и в обзоре по фрагментации, выполненным Е.Н.Вольниным [6]. Полные сечения получались путем интегрирования дифференциальных (рис.1) по энергии и углу в предположении, что угловая зависимость сечения имеет

## ФРАГМЕНТАЦИЯ ЯДЕР ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 1 ГэВ

Е.Н.Вольнин, А.А.Котов, Д.М.Селиверстов

### Введение

Одним из основных процессов, сопровождающих неупругое взаимодействие высокоэнергетических частиц с ядрами, является фрагментация или процесс образования многозарядных частиц с кинетическими энергиями в области кулоновского барьера и зарядами в области  $Z = 2 \div 20$ , называемыми обычно фрагментами промежуточной массы (ФПМ). В настоящее время установлено, что образование ФПМ является одним из основных каналов распада высоковозбужденных ядер с энергией возбуждения, близкой к энергии связи ядра. Характерной чертой фрагментации ядер является быстрый рост сечений образования ФПМ с энергией налетающих протонов в области энергий 1 ГэВ и насыщение при энергиях 7–10 ГэВ. В реакциях с тяжелыми ионами при энергиях несколько десятков МэВ/нуклон было показано, что процессы множественного рождения играют доминирующую роль в образовании ФПМ. Однако, несмотря на значительные экспериментальные и теоретические усилия, механизм образования ФПМ до сих пор остается неясным. Во многом это вызвано недостатком систематических экспериментальных данных о зависимости процесса образования ФПМ от энергии налетающих частиц и массы распадающейся системы. Такие систематические исследования могли бы установить общие особенности эволюции процесса образования фрагментов и выявить ключевые параметры, влияющие на образование ФПМ.

Основной целью экспериментов, результаты которых изложены ниже, являлось исследование эволюции основных характеристик образования ФПМ в зависимости от массы и нуклонного состава ядра-мишени в широком диапазоне ядер от Au до Al при энергии протонов 1 ГэВ, где наблюдается максимальный рост сечений образования ФПМ.

К моменту начала исследований фрагментации ядер на синхроциклотроне ПИЯФ в начале 70-х годов имелись далеко не полные данные об этом процессе, полученные, в основном, методами фотоэмульсии и радиохимии. Прорыв в этой области ядерной физики связан с использованием в экспериментах электронных и масс-спектрометрических методов детектирования частиц. Примером могут служить классические исследования группы Посканзера в США, выполненные при  $E_p = 5.5$  ГэВ на нескольких ядрах-мишенях, в которых были идентифицированы ФПМ вплоть до  $Z=20$ . В это же время были проведены первые эксперименты на СЦ ПИЯФ по исследованию фрагментации ядер, выполненные на различных экспериментальных установках – сначала на линзовом магнитном спектрометре, а затем с помощью спектрометра на базе брэгговских ионизационных камер.

### Легкие фрагменты : $Z_f = 2 \div 5$

#### Экспериментальный метод. Линзовый магнитный спектрометр

Выведенный протонный пучок синхроциклотрона ПИЯФ фокусировался на мишень площадью  $1 \text{ см}^2$ . Интенсивность пучка протонов в месте расположения мишени составля-