

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ПЕТЕРБУРГСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им. Б.П. КОНСТАНТИНОВА

На правах рукописи

АНДРОНЕНКО
Михаил Николаевич

УДК 539.172.12

ОБРАЗОВАНИЕ ФРАГМЕНТОВ ПРОМЕЖУТОЧНОЙ МАССЫ
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 1 ГЭВ
С ЯДРАМИ

01.04.16. — физика атомного ядра и элементарных частиц

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

ГАТЧИНА — 2002

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Исследование механизмов распада возбужденных ядер является одной из центральных проблем при изучении ядерных реакций, вызванных заряженными частицами промежуточных и высоких энергий. Среди различных каналов распада возбужденных ядер особый интерес представляют процессы, приводящие к образованию фрагментов промежуточной массы (ФПМ) с зарядами $Z_F = 3 \div 20$.

Характерной чертой процессов образования ФПМ является вид инклюзивного зарядового (массового) распределения, которое представляет собой падающую функцию заряда (или массы) и описывается степенной функцией при различных энергиях налетающих частиц. В то же время, инклюзивные массовые распределения ФПМ оказались нечувствительными к предположениям о механизме их образования и могут быть объяснены различными моделями, базирующимися зачастую на взаимоисключающих предположениях. Очевидна необходимость систематического изучения других характеристик процесса, таких как энергетические спектры ФПМ, их сечения образования и выходы отдельных изотопов, энергия возбуждения распадающихся остаточных ядер и множественность фрагментов. Зависимость этих наблюдаемых от массового числа мишени и сравнение с результатами модельных расчетов могут дать сведения о механизме образования ФПМ. Особенно, определение температуры из отношений выходов изотопов T_{iso} , которая связана с химическим равновесием, является ключевым подходом для решения вопроса о достижении термализации в данных реакциях.

Актуальность темы

Изучение зависимости от массы ядра-мишени характеристик процесса образования ФПМ под действием протонов с энергией 1 ГэВ представляет интерес по нескольким причинам.

- Во-первых, данные по A -зависимости процесса образования ФПМ в широком диапазоне ядер-мишеней при фиксированной энергии налетающих частиц явно недостаточны.
- Во-вторых, в то время как в области энергий налетающих протонов $1 \div 2$ ГэВ наблюдается максимальный рост интегральных сечений образования ФПМ для ядер среднего атомного веса, функция возбуждения ФПМ для легких ядер с $A \leq 16$ остается константой в диапазоне энер-

гий $0.2 \leq E_p \leq 1$ ГэВ. В связи с этим дополнительное исследование фрагментации легких ядер может быть полезно для понимания причин изменения механизма фрагментации.

- В-третьих, энергия 1 ГэВ привлекательна с той точки зрения, что при этой энергии имеется наиболее полная экспериментальная информация относительно образования легких фрагментов ($2 \leq Z_F \leq 5$) [1]. Поэтому новые данные по образованию ФПМ с зарядами $Z_F = 3 \div 20$ могут существенно дополнить наши представления об изучаемом процессе.

Цель работы

Работа посвящена экспериментальному исследованию процесса фрагментации ядер-мишеней C, Al, Ni, Ag и Au под действием протонов с энергией 1 ГэВ.

Основная цель работы состояла в получении новой информации:

- о вкладе процесса мультифрагментации,
- зарядовых распределениях ФПМ,
- зависимости сечения образования фрагментов, температуры и энергии возбуждения фрагментирующего источника от массы ядра-мишени.

Научная новизна

- Разработан метод идентификации легких заряженных фрагментов по заряду и массе на основе анализа формы сигналов, регистрируемых Брэгговскими ионизационными камерами, названный методом "эталонного импульса".
- Измерены двойные дифференциальные сечения образования продуктов фрагментации ядер C, Al, Ni, Ag и Au под углами 30° и 126° относительно направления протонного пучка с энергией 1 ГэВ.
- Оценен вклад процессов множественного рождения ФПМ.
- Получены зависимости от массы ядра-мишени:
 - для абсолютных и относительных сечений образования ФПМ,
 - энергии возбуждения ядер-остатков, испускающих ФПМ,
 - температуры источника, испускающего фрагменты.

Научная и практическая ценность

- Создан двухплечевой спектрометр фрагментов промежуточной массы для изучения процессов фрагментации и мультифрагментации атомных ядер на базе Брэгговских ионизационных камер и плоскопараллельных лавинных счетчиков.
- Идентификация фрагментов по заряду и массе методом "эталонного импульса", предложенным в настоящей работе, может найти широкое распространение в практике Брэгговской спектроскопии. Его преимущества заключаются в надежности и возможности автоматизировать процесс идентификации с помощью критерия χ^2 .
- Полученный из анализа данных для $E_p = 1$ ГэВ знак наклона зависимости температуры от массы ядра-мишени важен для проверки теоретических моделей образования ФПМ. В настоящее время такая же зависимость (падение температуры с ростом размеров фрагментирующей системы) подтверждена и для ядро-ядерных столкновений.
- Сравнение калориметрической кривой, полученной в данной работе для протон-ядерных столкновений, с такой же зависимостью для ядро-ядерных столкновений свидетельствует в пользу независимости связи температуры и энергии возбуждения $\langle E^* / A \rangle$ как от способа образования фрагментирующего источника, так и от его размеров.

Апробация

Результаты, изложенные в диссертации, докладывались на 5 и 7 Международных конференциях по ядро-ядерным столкновениям, "NN1994 (Taormina, Италия, 1994) и "NN2000 (Strasbourg, Франция, 2000), 7 Международной конференции "CLUSTER '99"(Rab, Croatia, 1999), а также на семинарах Исследовательских центров FZR и GSI (Германия) и семинарах Радиевого института и Отделения физики высоких энергий ПИЯФ РАН.

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы. Общий объем около 75 страниц. В работе приведено 52 рисунка и 14 таблиц. Библиография содержит 70 ссылок.

СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во Введении обосновывается актуальность и формулируется цель работы. Представлена общая структура диссертации.

В Главе I обсуждается методика экспериментального исследования процесса образования ФПМ при фрагментации ядер от С до Au под действием протонов с энергией 1 ГэВ, выполненного на синхроциклотроне ПИЯФ. Описываются условия проведения экспериментов: даны сведения об исследованных мишенях, протонном пучке и его мониторинговании. Приводится схема экспериментальной установки (Рис. 1) с описанием ее основных элементов, каковыми являются газовые плоскопарал-

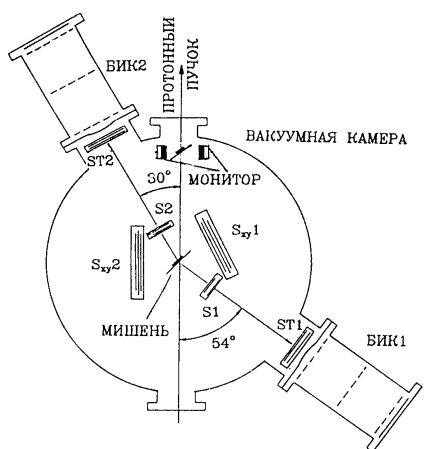


Рис. 1: Схема экспериментальной установки: S и ST - стартовые и стоповые временные ППЛС; S_{xy} - координатные ППЛС

параметр, характеризующий БИК	значение параметра
Ø входного окна	70 мм
расстояние :	
катод - сетка	160 мм
анод - сетка	5 мм
телесный угол регистрации	$\Delta\Omega=9$ мср
рабочий газ	n-пентан
диапазон давлений	50 ÷ 100 Тор
время сбора заряда	5 ÷ 7 мкс
дефект амплитуды	≤ 10%
разрешение по E	1.5% α из ^{226}Ra
разрешение по Z	$\Delta Z/Z=2\%$
порог идентификации	0.3-0.5 МэВ/А
цикл работы	до 1.5 суток

Таблица 1: Характеристики БИК

лельные лавинные счетчики (ППЛС), широкозахватные позиционно-чувствительные ППЛС и Брэгговские ионизационные камеры (БИК), параметры которых даны в Таблице 1. Рассматриваются преимущества съема информации с БИК с помощью быстрых преобразователей амплитуда - код, записывающих форму сигнала (Flash-ADC). Обсуждается блок-схема электроники, логика отбора событий и программное управление накоплением и отображением информации в процессе экспериментов. В конце первой главы представлены достигнутое разрешение по заряду фрагментов, энергетические диапазоны регистрации ФПМ и обсуждаются поправки на поглощение энергии регистрируемых фрагментов в мишени, старт- и стоп-детекторах времяпролетного спектрометра.

Во II-ой Главе рассматриваются вопросы обработки сигналов, считываемых Flash-ADC модулями с БИК. Регистрация избыточной экспериментальной информации, обеспечиваемая сканированием Брэгговского сигнала, позволяет, кроме определения заряда Z и энергии E фрагмента, осуществлять гибкий $E * \Delta E$ анализ, измерять пробег R фрагмента в БИК и использовать разные подходы для идентификации продуктов. Так как идентификации фрагментов по заряду и массе была ключевым моментом при обработке информации, то она выпол-

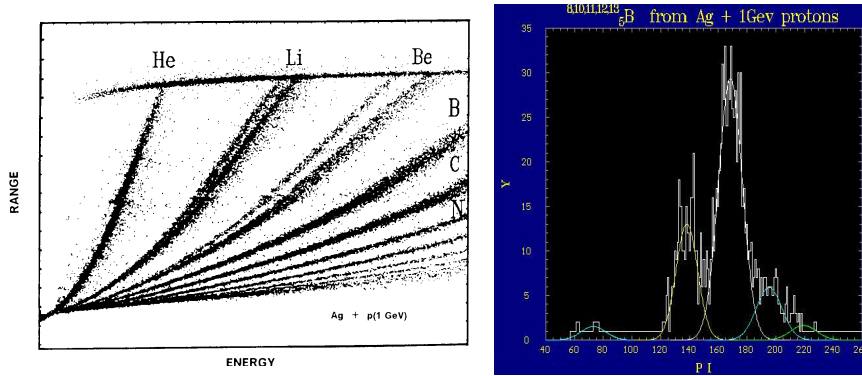
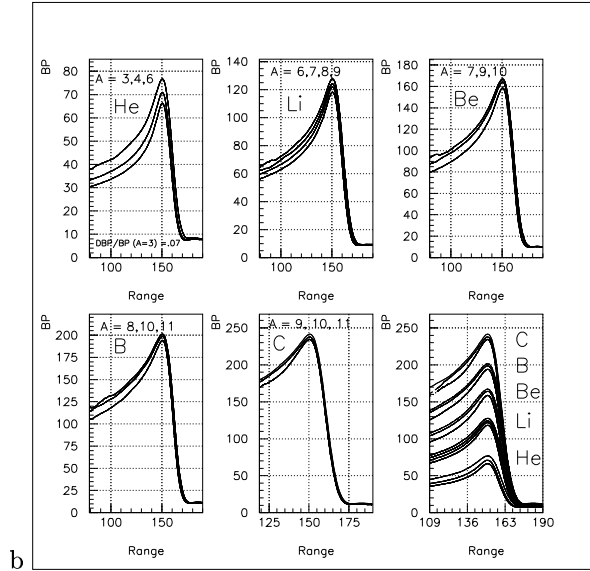


Рис. 2: Слева: двумерное распределение событий в координатах $(E * R)$ для $p(1 \text{ ГэВ}) + \text{Ag}$. Справа: спектр параметра PI для изотопов бора (полоса В в левой части рисунка)

Рис. 3: "Эталонные импульсы" БИК для Брэгговских сигналов 16-ти изотопов пяти элементов: He, Li, Be, B и C



нялась несколькими дополняющими друг друга методами. В экспериментах с легкими мишенями это позволило осуществить практически полную идентификацию по Z и A всех зарегистрированных продуктов.

Представлены примеры использования традиционных ($E * \Delta E$) и ($E * T^2$) и двух новых методов идентификации ФПМ, предложенных для применения в БИК с продольным сбором заряда. Разделение изотопов с помощью введенного параметра идентификации $PI \sim E/R$ иллюстрируется на Рис. 2 для ядра-мишени Ag.

Другой способ идентификации ФПМ по Z и A (метод "эталонного импульса") заключается в сопоставлении формы сигнала от зарегистрированной частицы с набором эталонных импульсов (названных "reference curves"), отвечающим полному набору изотопов элементов, для регистрации которых данная БИК специальным способом прокалбрована. На Рис. 3 приведены "эталонные импульсы" для изотопов элементов с $2 \leq Z \leq 6$, полученные в процессе обработки данных в эксперименте с углеродной мишенью. В правом нижнем углу Рис. 3 все кривые изображены в одном масштабе и при этом, как видно, нигде не

пересекаются. Применение метода "эталонного импульса" позволяет автоматизировать процесс идентификации легких фрагментов с помощью критерия χ^2 .

В III-ей Главе представлены и охарактеризованы результаты измерений двойных дифференциальных сечений под углами 30° и 126° . Энергетические спектры анализируются с помощью модифицированного Максвелловского распределения в предположении изотропного испускания фрагментов возбужденным ядром, движущимся в направлении пучка протонов. Результаты аппроксимации проиллюстрированы как для спектров ФПМ (Рис. 4), так и для фрагментов-изотопов. Пред-

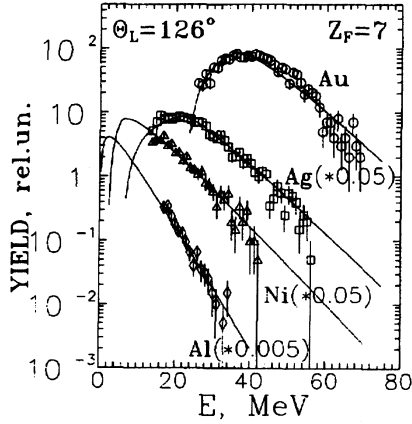


Рис. 4: Энергетические спектры фрагментов азота из мишеней Al, Ni, Ag и Au, зарегистрированные под углом 126° . Сплошные кривые – аппроксимация распределением Максвелла

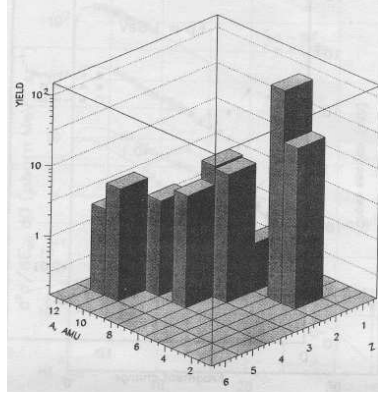


Рис. 5: Экспериментально измеренные выходы изотопически разрешенных продуктов $p(1 \text{ ГэВ}) + {}^{12}\text{C}$ взаимодействий

ставлены таблицы полных сечений образования фрагментов с разными Z , а в случае легкого ядра-мишени углерода – полных сечений образования фрагментов-изотопов (Рис. 5). Здесь же даны параметры подгонки энергетических распределений продуктов для всех ядер-мишеней. Полученные зарядовые распределения фрагментов, образующихся из ядер Au, Ag и Ni, аппроксимируются степенной функцией вида $\sigma(Z_F) \sim Z_F^{-\tau}$

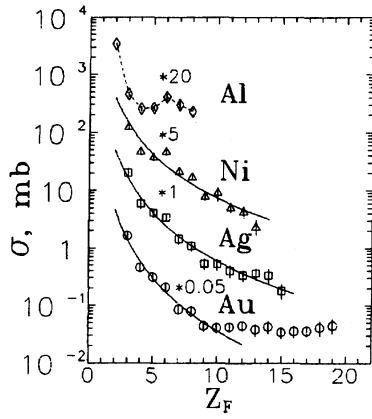


Рис. 6: Зарядовые распределения фрагментов для взаимодействия протонов с $E_p = 1$ ГэВ с ядрами Al, Ni, Ag и Au. Сплошные линии – результат аппроксимации степенной зависимостью

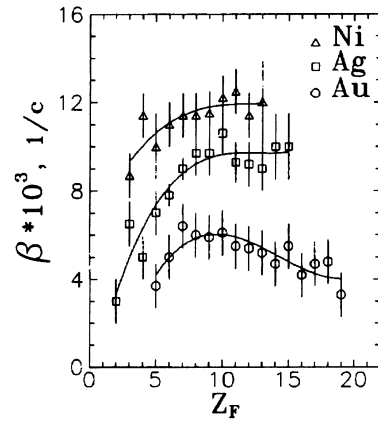


Рис. 7: Зависимости величины продольной составляющей скорости ядра $\beta_{//}$ от заряда фрагмента для мишеней Ni, Ag и Au

(Рис. 6). Обсуждается зависимость параметра τ от ядра-мишени и энергии налетающих протонов. Далее рассматриваются зависимости величины продольной составляющей скорости ядра $\beta_{//}$, определенной из сдвига спектров кинетических энергий, измеренных под двумя углами, от заряда фрагмента (Рис. 7). В последнем параграфе главы приводятся результаты экспериментов по измерению множественности ФПМ для реакций под действием протонов с энергией 1 ГэВ. Делается заключение о бинарном характере процесса образования ФПМ для исследованных ядер-мишеней.

В Главе IV проводится сравнение полученных результатов с расчетами по гибридной модели [2], включающей модель внутриядерного каскада (МВК) и статистическую модель мультифрагментации (СММ). СММ использует разные механизмы для описания статистической фрагментации на легких и тяжелых ядрах. Экспериментально полученные распределения по энергии возбуждения фрагментирующих ядер и зарядовые распределения фрагментов сравниваются с проведенными рас-

четами. Сравнение показывает:

1) что взаимодействия с образованием ФПМ выбирают события на хвосте распределений по энергии возбуждения E^* ядер, остающихся после прохождения быстрой каскадной стадии;

2) в случае средних и тяжелых ядер расчеты по СММ зарядовых распределений фрагментов позволяют говорить о том, что МВК переоценивает величину $\langle E^*/A \rangle$ для распределения остаточных ядер;

3) в случае легкого ядра Al расчеты по СММ хорошо описывают зарядовое распределение фрагментов, хотя и дают более мягкие по сравнению с экспериментальными данными энергетические распределения;

4) в случае ядра ^{12}C простая гибридная модель не описывает экспериментальных распределений, возможно, из-за некорректности применения данной версии кодов МВК к столь легкому ядру. В то же время в расчетах по современным кодам, развиваемым для описания ядерных реакций, применение статистического подхода позволяет описать не только зарядовые, но и изотопные распределения продуктов расщепления легких ядер, а также их зависимость от энергии налетающего протона.

В конце главы IV отмечается, что статистический подход к описанию процесса фрагментации объясняет широкий круг экспериментальных фактов, полученных при разных энергиях налетающих частиц и для различных фрагментирующих ядер. Поэтому экспериментальное исследование такого параметра, как температура возбужденных ядер, может быть полезным для понимания процесса образования ФПМ.

В Главе V анализируются полученные зависимости сечений и энергий возбуждения от массы мишени. На верхней панели Рис. 8 представлено суммарное сечение образования фрагментов σ_s с зарядами $3 \leq Z_F \leq 8$, которое падает с ростом массы мишени вплоть до Ag и, возможно, немного растёт для более тяжелых ядер. Похожий характер имеет зависимость относительного сечения σ_s/σ_{in} , где σ_{in} - полное сечение неупругих взаимодействий протонов с ядрами, но в этом случае относительное сечение остается постоянным для ядер тяжелее Ag - нижняя панель Рис. 8. По видимому, этот результат требует дальнейшего экспериментального уточнения диапазона ядер, где происходит резкое изменение поведения относительного сечения.

Полученное в рамках МВК соотношение между параллельной со-

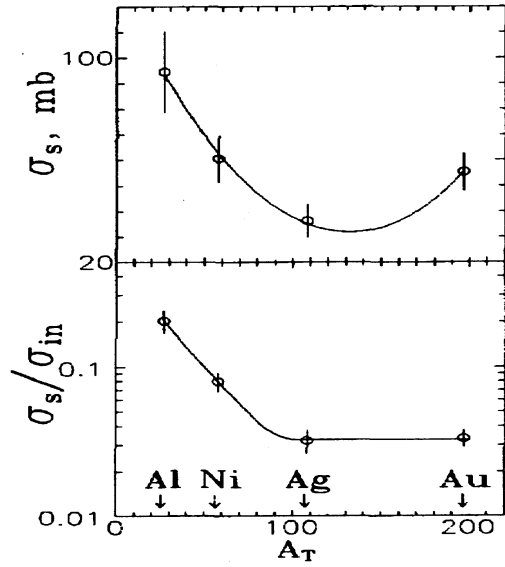


Рис. 8: Зависимость суммарного сечения образования фрагментов с зарядами $3 \leq Z_F \leq 8$ (верхняя панель) и относительного сечения σ_s/σ_{in} (нижняя панель) от массы ядра-мишени

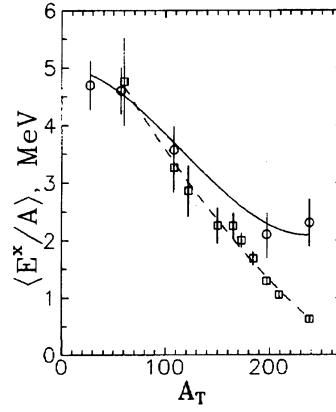


Рис. 9: Зависимость средней энергии возбуждения $\langle E^*/A \rangle$ фрагментирующих ядер от массы ядра-мишени

ставляющей скорости ядра $\beta_{//}$ и энергией возбуждения, отнесенной к массе фрагментирующего ядра $\langle E^*/A \rangle$, позволяет построить зависимость, представленную на Рис. 9. Она демонстрирует уменьшение $\langle E^*/A \rangle$ с ростом массы ядра-мишени во всем рассматриваемом диапазоне ядер.

Обсуждаются экспериментальные методы определения температуры возбужденных ядер. Для температуры T_S , полученной из наклонов Максвелловских спектров кинетических энергий фрагментов, и изотопной температуры T_{iso} , оцениваемой с помощью отношений выходов двух пар изотопов [3], получены зависимости от массы мишени. Демонстрируется применимость некалиброванных изотопных температур T_{app} для

получения температурных зависимостей, т. е. для относительных измерений температуры.

Спектры кинетических энергий фрагментов (так же, как и относительные выходы изотопов), "запоминающие" температуру системы в момент их образования, не остаются неизменными до момента их регистрации. Величина этих искажений в случае изотопных температур T_{app} проявляется гораздо в меньшей степени, чем для температур T_S . Хотя в данной работе оба способа были применены и показали сходные результаты, детальный анализ данных был проведен с помощью изотопной термометрии с привлечением данных работы [1]. Любая комбинация выходов 4-х изотопов, позволяющая сделать оценку некалиброванной изотопной температуры T_{app} , называется "термометром". Включение в рассмотрение всех возможных ($\approx 10^2$) термометров позволило получить новую информацию об их свойствах. На Рис. 10 показан относительный ход зависимости температуры от массы ядра-мишени для четырех термометров в диапазоне ядер ${}^9\text{Be} \div {}^{238}\text{U}$. Из рисунка видно, что все термометры демонстрируют слабую зависимость от массы ядра-мишени.

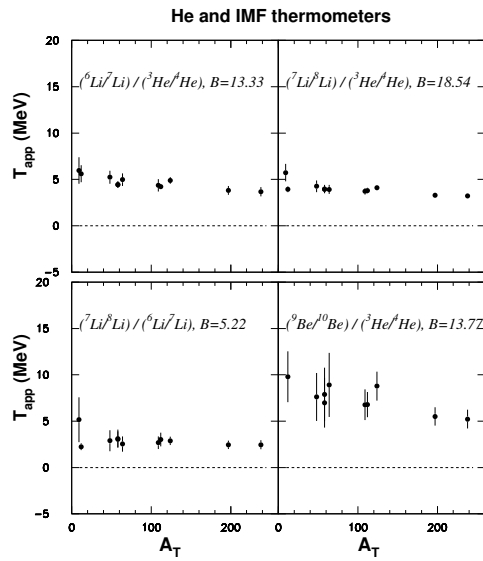


Рис. 10: Температура как функция A_T для 4-х изотопных термометров

Предметом исследования был прежде всего ход зависимости, т. е. относительная тенденция роста или падения температуры для каждого термометра. Согласованное поведение независимых термометров позволяет сделать вывод о том,

- что практически все термометры пригодны для относительных измерений температуры, ее зависимости от массы или размеров фрагментирующей системы, от энергии налетающего протона и т.д.;
- что при многократном изменении массы ядер-мишеней, а значит, и их размеров, температура фрагментирующего источника изменяется незначительно. Это позволяет говорить о средней температуре, характерной для ядерной системы, возбуждаемой протоном с энергией 1 ГэВ.

Для получения не относительной, а абсолютной зависимости температуры от массы ядра-мишени была использована эмпирическая калибровка, опубликованная в [4]. На Рис. 11 представлена усредненная по нескольким термометрам зависимость температуры от A мишени. Эта зависимость показывает:

- что температуры, полученные из полных сечений (черные точки, соединенные сплошными линиями), демонстрируют гладкую, падающую зависимость от массы ядра-мишени в диапазоне ядер от углерода до урана;
- среднее значение температуры фрагментирующих систем в диапазоне ядер-мишеней от углерода до урана составляет величину порядка 4 МэВ;
- наблюдаются структуры в температурах, полученных для изотопных мишеней: ^{48}Ti , ^{58}Ni и ^{60}Ni , ^{112}Sn и ^{124}Sn (открытые точки), при этом большие температуры соответствуют изотопам-мишеням с большим отношением N/Z .

В последнем разделе V-ой главы зависимость изотопной температуры от энергии возбуждения на нуклон в реакциях, вызванных протонами с энергией $E_p = 1$ ГэВ, сравнивается с такой же калориметрической кривой для Au+Au взаимодействий. На Рис. 12 черными точками представлены полученные температуры и энергии возбуждения в виде калориметрической кривой. На этом же рисунке приведены данные для ядро-ядерных столкновений [5]. В то время как в сравниваемых экспериментах энергия возбуждения, приходящаяся на один нуклон $\langle E^*/A \rangle$,

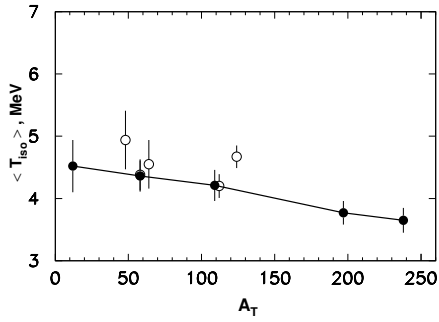


Рис. 11: Зависимость T_{iso} от массы ядра-мишени (черные точки) и нуклонного состава мишеней-изотопов (открытые точки) в протон-ядерных взаимодействиях при $E_p = 1$ ГэВ

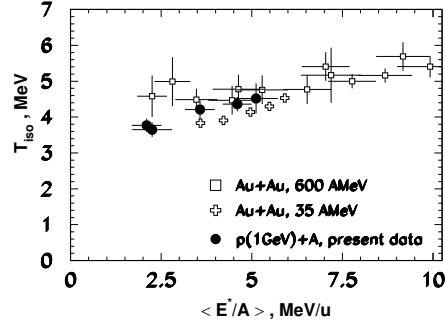


Рис. 12: Зависимость T_{iso} от энергии возбуждения $\langle E^*/A \rangle$ в реакциях, вызванных протонами с энергией $E_p = 1$ ГэВ (черные точки), и в столкновениях Au+Au [5]

оценивалась разными методами, изотопные температуры были получены с применением одних и тех же термометров. Из Рис. 12 следует:

- что калориметрическая кривая для фрагментации ядер под действием протонов с энергией 1 ГэВ хорошо согласуется с результатами, полученными в столкновениях тяжелых ионов;
- независимо от способа образования фрагментирующей системы (p+A или A+A), а также независимо от размеров исходной и фрагментирующей систем (p+C, p+Au, Au+Au) наблюдается одинаковая связь между энергией возбуждения и температурой;

В Заключении сформулированы основные результаты работы.

1. С помощью двухплечевого спектрометра, созданного на базе Брэгговских ионизационных камер, измерены двойные дифференциальные сечения образования продуктов фрагментации ядер C, Al, Ni, Ag и Au под углами 30° и 126° относительно направления протонного пучка.

2. Предложены и реализованы методические разработки, основанные на анализе формы Брэгговских сигналов:
 - метод идентификации продуктов, базирующийся на вычислении средней ионизации, оставляемой частицей на единице длины пробега,
 - метод "эталонного импульса", позволяющий улучшить энергетическое разрешение и автоматизировать идентификацию частиц по Z и A .
3. Получены зависимости от массы ядра-мишени абсолютных и относительных сечений образования ФПМ, а также средней энергии возбуждения ядер, испускающих фрагменты.
4. Проведено сравнение полученных данных по образованию ФПМ с расчетами по гибридной модели, объединяющей модель внутриядерного каскада и статистическую модель мультифрагментации.
5. На основе анализа всей совокупности данных по фрагментации ядер при $E_p = 1$ ГэВ с помощью метода изотопной термометрии:
 - показана применимость изотопных термометров для относительных измерений зависимости температуры источника фрагментов от массы ядра-мишени.
 - установлено, что изотопная температура слабо уменьшается по мере роста массы ядра-мишени и имеет среднее значение $\simeq 4$ МэВ.
 - найдено, что связь температуры и средней энергии возбуждения E^*/A (калориметрическая кривая) фрагментирующей ядерной системы не зависит от ее размеров и способа образования ($p+A$, $A+A$).
6. Показано, что при $E_p = 1$ ГэВ образование ФПМ в основном является результатом бинарного распада возбужденных ядер, образующихся на первой стадии взаимодействия протонов с ядрами. Измерен вклад процессов множественного рождения ФПМ, не превышающий нескольких процентов от их полного сечения образования.

1. L.N. Andronenko, *M.N. Andronenko* et al., "A twin axial ionization chamber for studies of multiple intermediate-mass-fragment production in 1 GeV proton-nucleus collisions", Nucl.Instr.Meth. **A 312**, 1992, p. 467-474.
2. Л.Н. Андроненко, *М.Н. Андроненко* и др., "Образование фрагментов промежуточной массы на ядрах Au, Ag, Ni и Al под действием протонов с энергией 1 ГэВ", Препринт ПИЯФ-1980, Гатчина, 1994, 58 стр.; Nucl.Phys. **A 583**, 1995, p. 575-580.
3. L.N. Andronenko, *M.N. Andronenko* et al., "Measurement of Fragment Production Cross Sections in 1 GeV Proton Interactions with Carbon", Preprint PNPI-2217, Gatchina, 1998, 31p.
4. L.N. Andronenko, *M.N. Andronenko*, W. Neubert and D.M. Seliverstov, "Fragmentation of ^{12}C and ^{27}Al by 1 GeV Protons. Comparison of Experimental Data with Model Calculations", FZR Annual Report, **FZR-271**, 1999, p. 65-66.
5. L.N. Andronenko, *M.N. Andronenko*, W. Neubert and D.M. Seliverstov, "Fragment Production in Proton Interactions with Light Nuclei", World Scient. Publish.Co., Singapore, 2000, p. 370-372.
6. *M.N. Andronenko*, L.N. Andronenko, W. Neubert and D.M. Seliverstov, "Peculiarities of isotopic temperatures obtained from p + A collisions at 1 GeV", Eur. J. Phys., **A 8**, 2000, p. 9-13.

Список литературы

- [1] E.N. Volnin et al., Phys.Lett., **B55**, 409 (1975); Вольнин Е.Н. Материалы XI Зимней школы ЛИЯФ "Физика ядра и элементарных частиц" Ленинград, т.II, 1976, стр.147-184.
- [2] A.S. Botvina, A.S. Iljinov, I.N. Mishustin, Nucl.Phys. **A507**, 1990, 649.
- [3] S.Albergo et al., Nuovo Cimento **89**, 1985, 1.

- [4] M.B.Tsang et al., Phys. Rev. Lett. **78**, 1997, 3836;
H.Xi *et al.*, Phys. Lett. **B431**, 1998, 431.
- [5] J.Pochodzalla et al., Phys. Rev. Lett. **75**, 1995, 1040;
M.Milazzo et al., Phys. Rev. C **58**, 1998, 953.